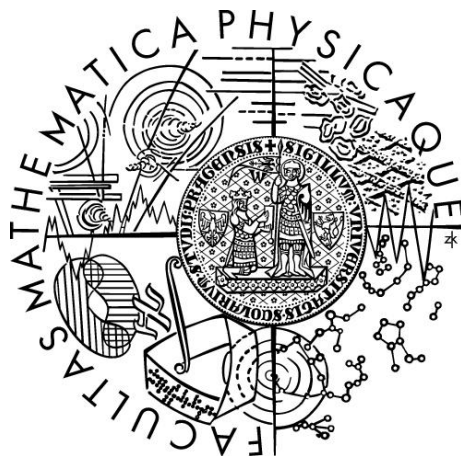


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko–fyzikální fakulta

DISERTAČNÍ PRÁCE



Zbyšek Mošna

Studium variability ionosféry

Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí disertační práce: RNDr. Petra Koucká Knížová, Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: 4f2 - Fyzika plazmatu a ionizovaných prostředí

Praha 2013

Děkuji všem, kdo se podíleli na vzniku této práce. Moje poděkování patří v první řadě mé vedoucí, RNDr. Petře Koucké Knížové, Ph.D. za obětavé vedení, doc. RNDr. Ondřejovi Santolíkovi, Dr. za cenné rady, kolegům a kolegyním z Ústavu fyziky atmosféry, zejména RNDr. Janu Laštovičkovi, DrSc., Josefu Boškovi, CSc., ing. Dalie Burešové, CSc., Tereze Šindelářové Ph.D., Mgr. Evě Macúšové, Mgr. Danovi Koubovi a mnoha dalším za podporu a přátelské vztahy. Chci vyjádřit velký obdiv kolektivu zaměstnanců KFPP za úžasné prostředí, které pro své studenty vytvářejí, zejména prof. RNDr. Janě Šafránkové, DrSc. a prof. RNDr. Zdeňkovi Němečkovi, DrSc., a nejen jim. Děkuji kolegům z francouzské CNRS Dr. P. Abrymu a Dr. S. Rouxovi za laskavé poskytnutí software pro scaling analýzu.

Hlavně ale děkuji členům mé rodiny za podporu, důvěru, krásné chvíle a vše, co pro mě v životě udělali. Děkuji všem blízkým a přátelům, kteří mě podporovali. Děkuji také Pražským pěvcům za léta s krásnou hudbou.

Práce byla podpořena projekty GA ČR (P209/12/2440 a P205/06/1619) a projektem GA AV ČR (IAA300420704).

Prohlašuji, že jsem tuto disertační práci vypracoval 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 v Praze má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle §60 odst. 1 autorského zákona.

V Praze dne 29. 10. 2013

Podpis autora

Název práce: Studium ionosférické variability

Autor: Zbyšek Mošna

Katedra: Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí disertační práce: RNDr. Petra Koucká Knížová, Ph.D., Ústav fyziky atmosféry, v.v.i. AV ČR

Abstrakt: Vysoká variabilita ionosféry souvisí s působením sluneční a geomagnetické aktivity a vlnovými procesy v neutrální atmosféře. Scaling analýza slunečních a geomagnetických indexů F10.7, SSN, Dst, Kp, AE a kritických frekvencí foF2 ukazuje podobnou strukturu dat u Kp, AE a foF2 na periodách v rozmezí 4–32 dnů. Struktura řady foF2 závisí na poloze stanice. Korelační koeficient mezi foF2 a geomagnetickými a slunečními indexy silně závisí na délce studované periody. Z širokého spektra planetárních vln zprostředkovávají vazbu mezi stratosférou a ionosférou v oblasti Es zřejmě převážně vlastní módy planetárních vln. Analyzované poruchy meziplanetárního magnetického pole (koronální vývrhy hmoty CME, magnetické oblaky MC a vysokorychlostní sluneční proudy HSS) vedly ke snížení maximální elektronové koncentrace, zvýšení vrstvy F2 a oscilacím ve výšce a maximální elektronové koncentraci na periodách v řádu hodin.

Klíčová slova: variabilita ionosféry, scaling analýza, geomagnetická a sluneční aktivita, neutrální atmosféra

Title: Study of ionospheric variability

Author: Zbyšek Mošna

Department: Department of Surface and Plasma Science

Supervisor: RNDr. Petra Koucká Knížová, Ph.D. Institute of Atmospheric Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic

Abstract: High variability of the ionosphere is connected to geomagnetic, solar, and neutral atmosphere wave activity. Results of scaling analysis of solar data (F10.7, SSN), geomagnetic indices (Dst, Kp, AE), and ionospheric critical frequencies (foF2) show similar structure of Kp, AE and foF2 at periods in the range from 4 to 32 days. Data structure depends on the location of ionospheric stations. Correlation coefficients between foF2 and geomagnetic and solar indices depend on length of time scale. We show that vertical coupling exists between neutral atmosphere activity and sporadic E layer area. This connection is located predominantly on periods corresponding to internal modes of planetary waves. Interplanetary magnetic field discontinuities (Coronal mass ejections, Magnetic clouds, High speed solar streams) affect strongly the ionosphere. Analysed events lead to lowering of foF2, increase in heights of the layer F2 and oscillations of hmF2 and foF2 on periods in the order of hours.

Keywords: scaling analysis, geomagnetic and solar activity, neutral atmosphere effects on the ionosphere

Mimoto atomy, metané z hlubiny věcí
a z nitra, jako je sluneční světlo a teplo
odpoutají se za jedno mžiknutí oka
a už se rozlijí po celé oblasti nebes,
proletí moře a napojí zemi i blankyt.
Jak asi poletí ty, jež čekají v čele,
když jejich odtržení nic neklade odpor?
O to jsou právě rychlejší, doletí dále
a uběhnou dráhu mnohonásobně větší
za tutéž dobu, co oblohu osvětlí slunce.

Lukrecius, O podstatě světa.

Obsah

Úvod	3
1 Ionosféra	5
1.1 Ionizační a rekombinační procesy v ionosféře	7
1.1.1 Vrstva D	7
1.1.2 Vrstva E	8
1.1.3 Vrstva F1	9
1.1.4 Vrstva F2	10
1.2 Měření základních parametrů ionosféry	11
1.3 Vliv přílivových a planetárních vln na ionosféru	15
1.4 Sporadické E-vrstvy	17
2 Sluneční aktivita a její vliv na ionosféru	21
2.1 Bouře a subbouře	23
2.1.1 Mechanismus vzniku ionosférických poruch	24
2.1.2 Typy ionosférických poruch	24
2.2 Negativní a pozitivní bouře	25
2.2.1 Negativní bouře vyvolaná změnami složení neutrální atmosféry	25
2.2.2 Pozitivní bouře způsobené meridionálními větry	26
3 Scaling – invariance délek	27
3.1 Fraktály a soběpodobnost	27
3.2 Scaling funkce $\zeta(q)$	30
3.3 Výpočet scaling funkce $\zeta(q)$	32
3.4 Multifraktalita a monofraktalita	32
3.4.1 Multifraktální analýza a spektrum singularit	34
4 Data	37
4.1 Sluneční indexy	37
4.2 Geomagnetické indexy	38
4.2.1 AE-indexy	38
4.2.2 K-, Kp- indexy	39
4.2.3 Dst index	39
4.3 Ionosférická data	40
5 Cíle práce	41
6 Porovnání ionosférických algoritmů Polan a NHPC	43
6.1 Profily elektronové koncentrace	44
6.2 Statistické výsledky	45

6.3	Shrnutí porovnání algoritmů POLAN a NHPC	48
7	Analýza sporadického zvrstvení	53
7.1	Sporadické zvrstvení a vazba na neutrální atmosféru	53
7.1.1	Kontinuální waveletová transformace, cross waveletová transformace a waveletová koherence	53
7.2	Shrnutí vazby neutrální atmosféra–Es vrstva	55
8	Ionosférická odezva na poruchy ve slunečním větru	57
8.1	HSS a MC, 2004	58
8.2	HSS a CME, říjen 2005	59
8.3	MC 2010 a 2012	63
8.4	Shrnutí ionosférické odezvy na sluneční události	64
9	Scaling analýza ionosférických, slunečních a geomagnetických dat	69
9.1	Analýza h pro dlouhodobé časové řady F10.7, Dst, Kp, Σ Kp a foF2 . . .	69
9.2	Vzájemná korelace ionosférické, geomagnetické a sluneční aktivity s použitím scaling analýzy	72
9.2.1	Korelace foF2 z jednotlivých ionosférických stanic	73
9.2.2	Korelace foF2 a slunečních indexů	75
9.2.3	Korelace foF2 a geomagnetických indexů	75
9.3	Shrnutí scaling analýzy	75
	Závěr	77
	Přílohy	89
	Příloha A Přiložené publikace	91
	A1 Šauli et al. (2007)	93
	A2 Mošna et al. (2009a)	107
	A3 Mošna et al. (2009b)	113
	A4 Mošna a Koucká Knížová (2010)	121
	A5 Koucká a Mošna (2011)	129
	A6 Mošna a Koucká Knížová (2011)	149
	A7 Roux et al. (2012)	159
	A8 Mošna a Koucká Knížová (2012)	173
	A9 Georgieva et al. (2012)	183
	Příloha B WCT, XWT a WTC pro teploty, foEs a hEs 2004–2008	195
	Příloha C D(h) pro foF2, Dst, Kp, AE a F10.7	205

Úvod

Práce se zabývá proměnlivostí ionosféry v rozmezí period v řádech minut po několik slunečních cyklů v závislosti na geomagnetické aktivitě, sluneční aktivitě a vlnových procesech v neutrální atmosféře. Vysoká variabilita ionosféry souvisí s působením vnějších vlivů (sluneční a geomagnetická aktivita) i s vlnovými procesy v neutrální atmosféře a jejich následným šířením zemskou atmosférou. Nelinearita, dlouhodobá paměť, překryvy trendů, či nestacionarita datových řad způsobují problémy a pro analýzu dat je tedy obtížné použít jen „klasické“ metody spektrální analýzy založené na Fourierově transformaci či (auto)korelaci.

Kapitoly 1 a 2 jsou věnovány úvodu do studia ionosférických procesů a vlivu sluneční aktivity na ionosféru. Kapitola 3 se zabývá teoretickým konceptem scale invariance. Použitá data jsou popsána v kapitole 4, kapitola 5 vymezuje cíle práce.

Rozdílům mezi vyhodnocením pozemního měření pomocí dvou algoritmů POLAN a NHPC pro výpočet profilu elektronové koncentrace je věnována kapitola 6.

Vazbou neutrální atmosféry a ionosféry v oblasti stratosféry, mezoféry a dolní termosféry se zabývá kapitola 7. Cross waveletová analýza a waveletová koherence zde byly použity pro hledání vazby mezi stratosférou reprezentovanou její teplotou a hlavními parametry sporadické vrstvy Es.

Detailní měření kritických frekvencí a výšek vrstvy F2 s vysokým rozlišením (ionosférická pozemní měření každých 5-15 min) byly podkladem pro studium odezvy ionosféry na různé projevy extrémní sluneční aktivity a poruchy meziplanetárního magnetického pole. Výsledky jsou shrnuty v kapitole 8.

V kapitole 9 jsme se pomocí scaling analýzy dlouhých časových řad o délce několika slunečních cyklů pokusili vymezit oblasti period, na kterých pravděpodobně existuje významný vliv sluneční a geomagnetické aktivity na ionosféru.

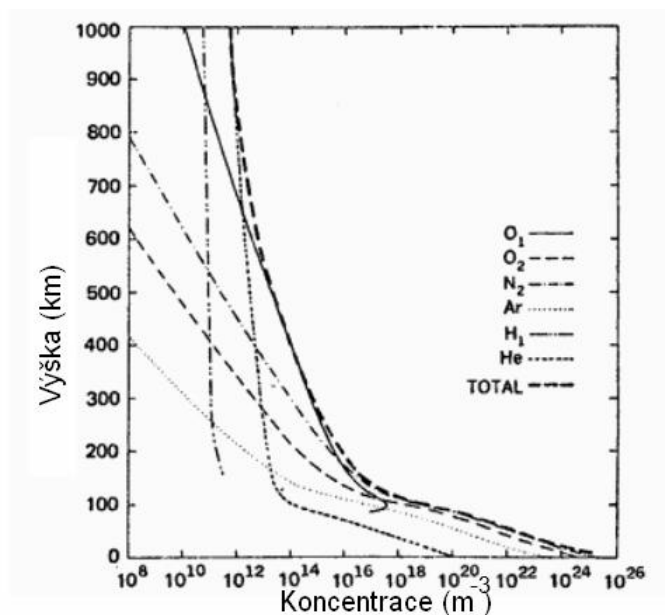
1. Ionosféra

Ionosféra představuje ionizovanou část horní atmosféry, která obsahuje dostatečné množství elektricky nabitých částic, a kde dochází k podstatnému ovlivňování šíření radiových vln. Při šíření vln v prostředí plazmatu magnetického pole dochází k modifikaci jejich pohybu, například absorpci nebo odrazu [Chen, 1984; Davies, 1990]. V přítomnosti magnetického pole dochází k rozštěpení elektromagnetické vlny na dva charakteristické módy – řádný a mimořádný mód s odlišnou polarizací [Davies, 1990].

Ionosféra ovlivňuje velkou měrou výsledky měření technických zařízení typu globální navigační systémy GNSS (například GPS, GALILEO, Glonas atd.) i telekomunikační a další systémy [Belehaki et al., 2007].

Spodní hranice ionosféry se ve dne nachází přibližně ve výšce 50 km a v noci okolo 90 km. Horní hranice není definována přesnou výškovou hodnotou, ale pomocí iontového složení jako výška, ve které začínají převládat lehké ionty H^+ , He^+ . Ionosféra zde přechází do protonosféry/plazmasféry a magnetosféry [Tascioni, 1994].

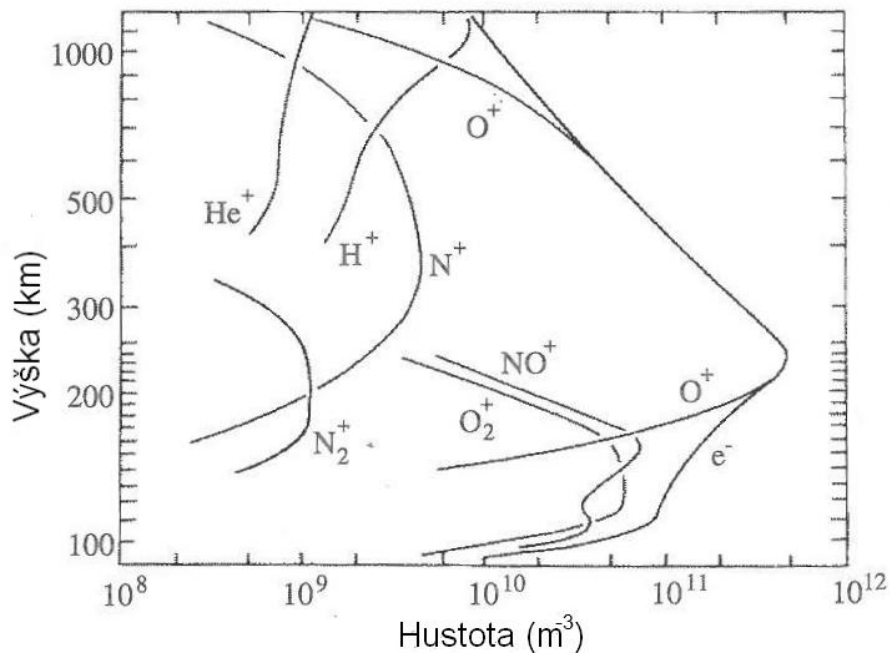
Horní atmosféra je směs ionizovaných a neutrálních částic. Stupeň ionizace (podíl ionizovaných částic vůči neutrálním) s výškou narůstá, ale až do výšek do cca 1000 km je výrazně menší než jedna. Obr. 1.1 uvádí složení neutrálních částic pro výšky 0–1000 km.



Obrázek 1.1: Hustota neutrálních částic v závislosti na výšce: O_1 , O_2 , N_2 , Ar , H_1 , He , Total (převzato z Richmond [1983]).

V oblastech maxima elektronové (iontové) koncentrace (výška okolo 250–300 km), kde je hustota neutrálních částic v řádu 10^{15} m^{-3} , je stupeň ionizace v rozmezí 10^{-4} –

10^{-3} (dominantním iontem je zde O^+ , obr. 1.2).



Obrázek 1.2: Ionosférické iontové složení ve středních šířkách (převzato z Pröls [2004])

Chování ionosféry se významně liší v závislosti na zeměpisné šířce. Z tohoto důvodu se rozlišují tři hlavní oblasti: ionosféra vysokých, středních a nízkých šířek. Ionosféra středních šířek má nejpravidelnější chování a nejlépe odpovídá klasickým modelům. Ionosféra vysokých šířek je přímo vázána na magnetosférický chvost, zatímco ionosféra v nízkých šířkách je ovlivňována magnetosférickým kruhovým proudem [Hargreaves, 1992; Tascioni, 1994].

Zemskou atmosféru je možné členit podle několika hledisek. Pravděpodobně nejznámější je dělení podle průběhu teploty s výškou. Podle tohoto hlediska se atmosféra dělí na troposféru, stratosféru, mesosféru a termosféru. Podle složení, resp. procentuálního zastoupení plynů, je možné definovat homosféru a heterosféru, podle pohybu turbosféru a turbopauzu atd. Se vzrůstající výškou dochází ke změně koncentrace jednotlivých prvků. Dolní a střední atmosféra, kde je poměr prvků díky turbulentnímu míšení prakticky konstantní, se nazývá homosféra a složení plynu se s výškou významně nemění (až na vodní páru a minoritní složky, např. O_3). Ve větších výškách dochází ke gravitační separaci, kdy koncentrace těžších plynů klesá rychleji než je tomu u plynů lehčích. Tato oblast se nazývá heterosféra. Podle těchto kritérií se ionosféra nachází v oblasti mesosféry a termosféry, spodní část ionosféry se nachází v oblasti homosféry (vrstva D, E) i heterosféry (vrstva F).

Pokud má sluneční záření vstupující do atmosféry dostatečnou energii, neutrální částice absorbuje foton a dojde k ionizaci. S klesající výškou tak dochází k zeslabení in-

tenzity slunečního záření na vlnových délkách odpovídajících ionizačním energiím plynů, které se nacházejí ve větších výškách. To, jaká je intenzita a spektrum slunečního záření v dané výšce a jaké plyny jsou zde přítomné, jsou rozhodující faktory pro ionizační procesy v dané výšce. V ionosféře se tak vytváří několik oblastí zvýšené koncentrace iontů a elektronů (ionosférické vrstvy), které se z historických důvodů nazývají D, E a F (směrem od země vzhůru). Vrstva F se někdy přes den (pokud ano, tak tomu dochází v létě) rozděluje na vrstvy s označením F1 a F2. V noci vzhledem k rychlému procesu neustálé rekombinace dochází v oblastech dostatečně vysoké hustoty plynu (vrstvy D, E a F1) k rapidnímu snížení koncentrace nabitých částic a vymizení těchto vrstev v důsledku přerušení ionizace po západu slunce. Koncentrace ionizovaných částic ve vrstvě F2 zůstává dostatečně vysoká i v noci.

1.1 Ionizační a rekombinační procesy v ionosféře

Ionizace je vznik elektricky nabitě částice (iontu) z atomu nebo molekuly pomocí zachytu nebo odštěpení nabitě částice (např. elektron, iont). Výslednou částicí může být kladný nebo záporný iont. Rekombinací rozumíme reakci nabitých částic za vzniku neutrální částice. Ionizace a rekombinace jsou pro stav ionosféry zásadní procesy a jejich často vysoké rychlostní koeficienty jsou jednou z příčin vysoké variability ionosféry. Ionizace plynu je způsobena zejména absorpcí fotonů s dostatečnou energií, interakcí plynu s částicemi slunečního větru a dalšími nabitými částicemi a v menší míře kosmickým zářením. Rekombinace (zánik iontů) probíhá reakcí molekulárního iontu s elektronem (disociativní rekombinace, rychlá reakce), atomárního iontu s elektronem (radiativní rekombinace, pomalá reakce) nebo výměnou elektronu z neutrální částice na pozitivní iont. Kombinací vlivu výškové závislosti koncentrace jednotlivých plynů i změny intenzity slunečního záření s výškou dochází ke stratifikaci ionosféry, ve které se vytvářejí následující oblasti zvýšené elektronové koncentrace (ionosférické vrstvy):

1.1.1 Vrstva D

Ve vrstvě D (výška cca 50–95 km) je hlavním ionizátorem záření Lyman- α (ionizace molekul NO) a v menší míře rentgenové záření 1-10 Å a extrémní ultrafialové záření¹. V období vysoké sluneční aktivity i v průběhu slunečních erupcí hlavní roli v ionizaci hraje tvrdé rentgenové záření. Vrstva D je jediná oblast, kde se tvoří záporné ionty, konkrétně O^- a O_2^- . Je typická nízkými iontovými koncentracemi (1 cm^{-3} v 50 km – 10^4 cm^{-3} v 90 km) a přítomností negativních iontů. Stupeň ionizace (podíl ionizovaných a neutrálních částic $\frac{N_i}{N_n}$) je v této vrstvě velmi nízký (maximálně 10^{-7}). Molekula O_2 tvoří (na rozdíl od molekuly N_2) negativní iont tříčásticovou reakcí v rovnici:



s rychlostní konstantou $k=5 \times 10^{-31}\text{ cm}^{-6}/\text{s}$.

¹Záření s nižšími energiemi je do velké míry absorbováno vyššími ionosférickými vrstvami.

Negativní ionty ve dne rekombinují odtržením elektronu fotonem s energií viditelného světla



a během dne i v noci srážkovým odtržením elektronu



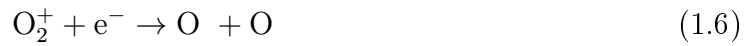
s $k \approx 10^{-22} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ (hodnota pro 200 K). Pozitivní ionty vznikají fotoionizací N_2 a O_2 slunečním rentgenovským zářením a dále ionizací NO fotony o energii odpovídající čáře Lyman- α v reakci



kde A reprezentuje N_2 , O_2 nebo NO. Zánik iontů pak probíhá vzájemnou rekombinací



s $k \approx 2 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$. Dochází i k disociativní rekombinaci O_2^+ a NO^+



s rychlostní konstantou $k = 3 \times 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$, dále k rekombinaci srážkovým odtržením elektronu



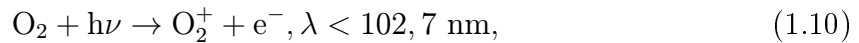
a k vzájemné přímé rekombinaci



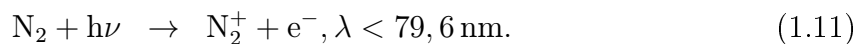
Pro tuto vrstvu jsou typické tzv. vodní klastry, těžké ionty odvozené z iontů H_3O^+ (např. H_5O_2^+ , obecně $\text{H}_{2n+1}\text{O}_n$).

1.1.2 Vrstva E

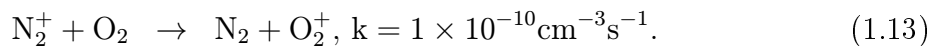
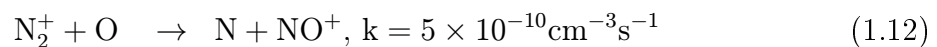
Nejvýznamnějšími ionty ve vrstvě E jsou O_2^+ a NO^+ . K ionizaci ve vrstvě E (maximum ionizace ~ 110 km) dochází zejména absorpcí fotonů s energií $h\nu > 12$ eV molekulou O_2



kde λ je vlnová délka ionizujícího záření a dále fotoionizací podle



Dochází také k následným reakcím s N_2^+ (přenos náboje)



Ve vrstvě E je disociativní rekombinace přímá (rov. 1.6 a 1.7). K úbytku iontů dále dochází radiativní rekombinací



ovšem radiativní rekombinace je mnohem pomalejší a výrazně se uplatňuje až ve vysokých šířkách v oblastech, kde je prakticky nulová koncentrace atmosférických molekul.

Změna elektronové koncentrace se dá obecně vyjádřit rovnicí kontinuity

$$\frac{\partial N}{\partial t} = q - L - \nabla \cdot (N \cdot \vec{u}), \quad (1.15)$$

kde N je hustota ionizovaných částic, q je rychlost vzniku iontů, $L(N)$ je rychlost ztráty a \vec{u} je transportní rychlost [Rishbeth, 1986]. Ztrátové procesy se dají vyjádřit pomocí rovnice

$$L = k_L[A^+]N_e, \quad (1.16)$$

kde k_L je rychlostní koeficient ztráty, $[A^+]$ je koncentrace O_2^+ nebo NO^+ a N_e je koncentrace elektronů. Protože ve vrstvě E platí

$$[A^+] \approx N_e, \quad (1.17)$$

po zanedbání transportního členu můžeme psát

$$L \approx k_L N_e^2. \quad (1.18)$$

Změna elektronové koncentrace je zde dána rozdílem mezi produkcí iontů a jejich úbytkem

$$\frac{dN_e}{dt} = q_\nu - k N_e^2, \quad (1.19)$$

kde q_ν symbolizuje ionizační procesy podle rov. 1.10–1.13. Střední doba života molekulárních iontů v E-vrstvě je pro představu asi 10 sekund, proto tato vrstva po západu slunce rychle vymizí.

Vrstvy, ve kterých se ztrátové procesy řídí rovnicí

$$L = \alpha_{eff} N_e^2, \quad (1.20)$$

kde α_{eff} je efektivní rekombinační koeficient, se dají přibližně popsat Chapmanovým modelem a nazývají se α -Chapmanovy vrstvy [Chapman, 1931; Tascioni, 1994]. Vrstva E je tedy Chapmanova vrstva.

1.1.3 Vrstva F1

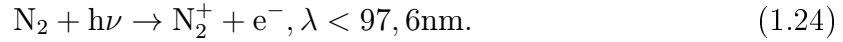
Ve vrstvě F1 (~ 140 – 200 km) je dominantním iontem O^+ , který vzniká přímou fotoionizací atomárního kyslíku



dále dochází ke vzniku NO^+ a O_2^+ přenosem náboje



a v menší míře se zde vyskytuje iont N_2^+



Rekombinační proces je řízen (rychlou) disociativní rekombinací.

Ztrátová rovnice je

$$L = k[A^+]N_e \quad (1.25)$$

a po dosazení $[A^+] = N_e$ vychází rovnice

$$L \approx k N_e^2, \quad (1.26)$$

Chování vrstvy F1 lze opět velmi dobře popsat modelem Chapmanovy vrstvy.

1.1.4 Vrstva F2

Vrstva F2 je oblastí, kde se obvykle nachází maximum elektronové koncentrace (výjimkou může být anomálně vysoká koncentrace elektronů ve vrstvě F1 nebo výskyt Es vrstvy s vyšší elektronovou koncentrací než v F2). Typické maximální koncentrace $[e^-]$ jsou zde cca 10^5 a 10^6 cm^{-3} pro noční, resp. polední časy. Ionizace probíhá stejným způsobem jako ve vrstvě F1, dvoustupňové rekombinační procesy jsou pak velmi pomalé, a to je příčinou toho, že vrstva F2 jako prakticky jediná přetrvává stabilně i v noci.

Ionizace dominantního iontu O^+ je přímá (rov. 1.21, tab. 1.1). Ztráta iontů O^+ přenosem náboje (rov. 1.12 a rov. 1.13) se dá vyjádřit rovnicí

$$L = \frac{dN_e}{dt} = -k[A]N_e. \quad (1.27)$$

Člen $[A]$ zde označuje koncentraci molekulárních plynů O_2 a zejména N_2 . Tato rovnice se dá přepsat do následující podoby

$$\frac{dN_e}{dt} = -\beta N_e, \quad (1.28)$$

kde $\beta = k[A]$ je klesající funkcí koncentrace neutrálních částic. Tento proces se nazývá Bradburyho, nebo také β (β -Chapmanova) rekombinace, na rozdíl od předešlé α -Chapmanovy rekombinace z rov. 1.20, která popisuje rozložení elektronové koncentrace ve vrstvách E a F1. Řešení rovnice 1.28 nevede k nalezení maxima. Podle této rovnice by elektronová koncentrace ve vrstvě F2 neomezeně rostla s výškou, což je v rozporu s existujícím maximem elektronové koncentrace v oblasti vrstvy F2. Pro realističtější popis

vrstvy F2 je nutné uvažovat nejen rovnováhu chemických procesů, ale i atmosférickou dynamiku, tedy pohyby atmosférických plynů. Rekombinační proces je dvoustupňový. Prvním krokem je přenos náboje



Rychlost rekombinace je závislá na $\beta[\text{O}^+]$.

Druhým krokem je



Tento stupeň limituje rychlost celé rekombinace, jeho rychlost je závislá na $\alpha[\text{NO}^+]\text{N}_e$ a je velmi pomalá.

Rovnováha mezi ionizačně–rekombinačními procesy vede k tomu, že se zde obvykle nachází zmíněné maximum elektronové koncentrace z celé oblasti ionosféry (pokud ovšem neuvažujeme zvláštní případ sporadické E–vrstvy). Tato hodnota maximální elektronové koncentrace². se značí symbolem NmF2 a je důležitým parametrem ionosférických procesů.

Tabulka 1.1: Typické denní ionosférické parametry vrstvy F2 pro střední šířky a nízkou sluneční aktivitu

Výška	$\approx 170\text{--}1800$ km
Dominantní ionty	$\text{O}^+, \text{O}_2^+, \text{NO}^+, \text{H}^+$
Dominantní neutrály	$\text{O} (\text{N}_2, \text{O}_2)$
Maximální ionizace a výška	$\approx 4 \times 10^{11} \text{m}^{-3}$ v 280 km
Hustota neutrálních částic	$\approx 9 \times 10^{14} \text{m}^{-3}$ v 280 km
Hlavní zdroj	Fotoionizace O pomocí EUV (cca $17 \leq \lambda \leq 91$ nm)
Ztráty	Reakce s přenosem náboje pomocí N_2 a O_2 a následná disociativní rekombinace
Transport	Ambipolární difúze, neutrální vítr, drifty vyvolané el. poli
Teploty	$T_{\text{ion}} \approx T_{\text{neutral}} \approx 950$ K, $T_{\text{el}} \approx 2200$ K

1.2 Měření základních parametrů ionosféry

Pozemní ionosférické měření se standardně provádí na řadě světových observatoří metodou vertikální sondáže (např. Reinisch et al. [2005]; Ulich [1996]; Morris et al. [2004]; Galkin [2006]). Principem vertikální sondáže je vysílání vysokofrekvenčního elektromagnetického pulzu směrem vzhůru a měření doby návratu signálu po odrazu v ionosféře.

V ionizovaném prostředí je grupová rychlost elektromagnetického signálu nižší než rychlost světla a je funkcí plazmové frekvence (tzn. je i funkcí elektronové koncentrace).

²Vztah mezi elektronovou koncentrací a plazmovou frekvencí je uveden v rov. 1.31.

Rychlost signálu pak limitně klesá k nule v místě, kde je jeho frekvence rovna plazmové frekvenci (dochází ke stojatému vlnění) a signál se odráží zpět. Vertikální sondáž tedy dává informaci o plazmové frekvenci prostředí a pomocí měření doby návratu signálu získáváme tzv. virtuální výšku³ plazmatu o dané plazmové frekvenci. Následujícím krokem je vyslání pulzu s vyšší frekvencí a změření času návratu pulzu a tímto způsobem se změří celý požadovaný frekvenční rozsah. Výsledným frekvenčně výškovým diagramem je ionogram (obr. 1.3).



Obrázek 1.3: Ionogram ze stanice Průhonice změřený pomocí ionosondy IPS42 firmy KEL Aerospace. Na vodorovné ose je frekvence, na svislé ose je virtuální výška vrstev. Zaznamenány jsou odrazy z vrstev E, Es, F1 a F2. Na ionogramu je zobrazen řádný i mimořádný mód signálu.

Měření výšky ionosféry pomocí odrazu bylo popsáno poprvé v [Breit a Tuve, 1926] za použití signálu o vlnové délce 70 m (4,28 MHz). Byla zaznamenána sezónní variace ve výšce vrstvy (efektivní výška byla stanovena na 80–210 km) a předpokládána závislost na denní době. Největší rozvoj v měření ionosféry nastal s využitím radaru po 2. světové válce a zejména pak po Mezinárodním geofyzikálním roce (IGY) 1957/1958, kdy byla uvedena do provozu řada ionosférických stanic po celém světě. V mírně modifikované formě je tento princip měření používán dodnes v přístrojích, které se nazývají ionosonda/digisonda.

Na stanici Průhonice probíhalo od roku 1957 soustavné měření pomocí ionosférické stanice AIS Izmiran a následně pomocí ionosondy IPS42 australského výrobce KEL Aerospace (od roku 1984 do roku 2004, obr. 1.3). Tento přístroj byl v roce 2004 nahrazen digisondou DPS-4. Digisonda DPS-4 pracuje zároveň jako radar a dopplerovský interferometr. Signál na stanici Průhonice je v současné době vysílán pomocí antény typu zkřížená dvojitá delta a má kruhovou polarizaci. Příjem odraženého signálu zajišťuje anténní pole složené ze čtyř zkřížených smyček, které se nacházejí ve vrcholech rovnostranného trojúhelníka a v jeho těžišti. Digisondou je možné rozlišit u odrazu řádný a

³Tato výška je vypočítána z předpokladu šíření signálu rychlostí světla, což v plazmatu neplatí. Proto je virtuální výška vždy větší než skutečná hodnota.

Tabulka 1.2: Převodní tabulka pro typické hodnoty elektronových koncentrací a plazmových frekvencí v ionosféře

Plazmová frekvence (MHz)	2	4	6	8	10	12
Elektronová koncentrace (10^3 cm^{-3})	50	200	440	790	1230	1780

mimořádný mód, identifikovat směry příchodu odraženého signálu, měřit vertikální a horizontální rychlosti plazmatu atd. [Reinisch et al., 2005; Kouba a Koucká, 2012].

Na ionogramu (obr. 1.4) změřeném na stanici Průhonice pomocí sondy DPS – 4D [Reinisch et al., 2005] jsou vidět odrazy ze tří vrstev E, F1 a F2. Červenou barvou a jejími odstíny jsou označeny řádné módy odrazu a zeleně mimořádný mód. Ionogramy jsou odesílány do světových databází a aktuální i starší ionogramy jsou dostupné na adrese <http://digisonda.ufa.cas.cz>. Hodnoty foE, foF1 a foF2 označují kritické frekvence jednotlivých vrstev odvozené z profilu plazmové frekvence (plná čára). Hodnoty hmF2 a h'F2 označují (skutečnou) výšku maxima elektronové koncentrace a virtuální (zdánlivou) výšku vrstvy F2. Tento ionogram je příkladem typického denního letního ionogramu s plně vyvinutými vrstvami E, F1 a F2.

Maximální plazmové frekvence v jednotlivých vrstvách se nazývají kritické frekvence a označují se písmenem „fo“, kde o značí řádný (ordinary) mód, následované označením vrstvy. Kritické frekvence vrstev E, Es, F1 a F2 se značí foE, foEs, foF1 a foF2.

Vztah mezi elektronovou plazmovou frekvencí a elektronovou koncentrací je dán rovnicí

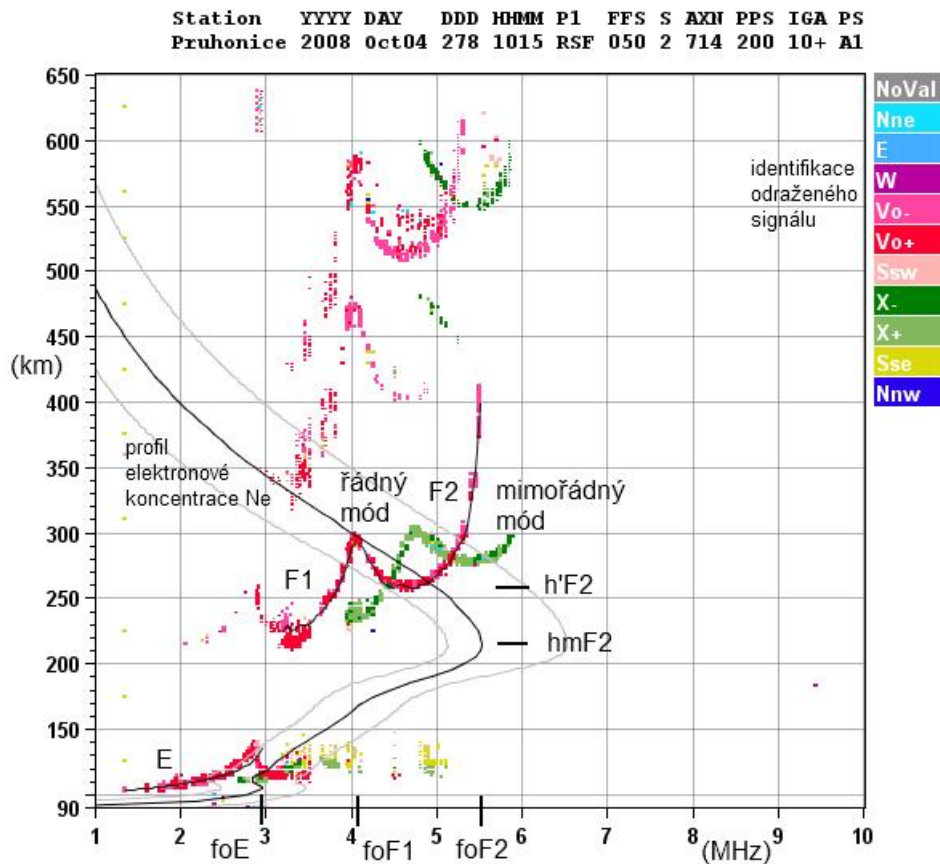
$$f_N^2 = \frac{N_e \cdot e^2}{\epsilon_0 \cdot m \cdot 4\pi}, \quad (1.31)$$

kde f_N , N_e , e , ϵ_0 a m značí plazmovou frekvenci, koncentraci částic, náboj elektronu, permitivitu vakua a hmotnost elektronu. Převod koncentrací a plazmové frekvence pro typické hodnoty v ionosféře je uveden v tab. 1.2.

Pojem plazmová frekvence se v ionosférickém výzkumu tradičně používá kvůli principu měření odrazem (maximální koncentrace ve vrstvách se tedy udávají pomocí maximální plazmové frekvence). Termín elektronová koncentrace se naopak používá ve spojeních „profil elektronové koncentrace“, případně celková elektronová koncentrace (TEC) nebo při měřeních *in situ* pomocí přístrojů umístěných na satelitech.

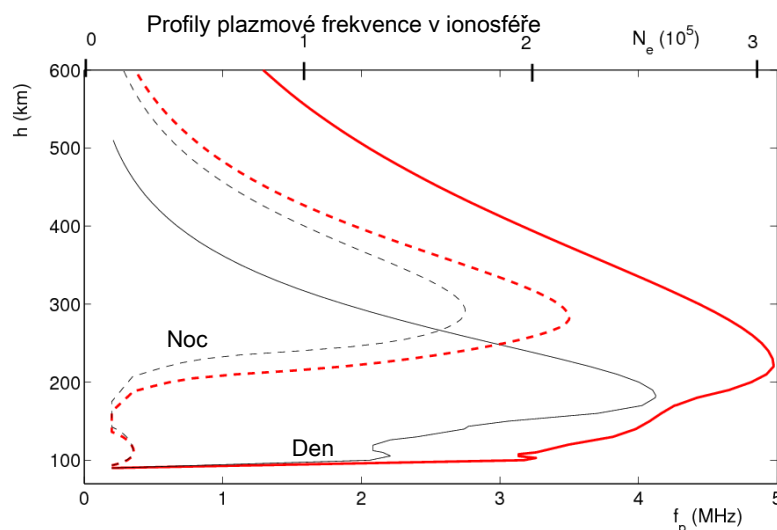
Koncentrace elektronů N_e v závislosti na výšce je jedním ze základních parametrů pro popis ionosféry. Mění se v průběhu dne i noci, závisí na ročním období a na zeměpisné poloze. V první řadě závisí na sluneční a geomagnetické aktivitě, zejména intenzitě krátkovlnného slunečního záření, dále na stavu meziplanetárního magnetického pole. Profil elektronové koncentrace závisí i na procesech v neutrální atmosféře. Typické profily elektronové koncentrace pro letní a zimní období a den a noc jsou zobrazeny na obr. 1.5.

Signál o vyšší frekvenci, než je lokální maximální plazmová frekvence, se neodráží a prostředím prochází. Z toho vyplývá, že sondováním získáváme informaci pouze o plazmové frekvenci v dolní části ionosféry do výšky maxima elektronové koncentrace (obr. 1.6). Na tomto obrázku je vidět, které části jsou vypočteny přímo na základě měření, a které



Obrázek 1.4: Ionogram ze stanice Průhonice změřený pomocí digisondy DPS-4. Na horizontální ose je plazmová frekvence, na vertikální ose je výška. Detekovány jsou vrstvy E, F1, F2 (typický denní letní ionogram). Indexy foE, foF1 a foF2 označují kritické frekvence jednotlivých vrstev, hmF2 je výška maxima elektronové koncentrace, h'F2 je zdánlivá výška vrstvy F2. Digisonda DPS-4 umožňuje rozlišit řádný (červeně) a mimořádný (zeleně) mód odrazu a směry příchodu odraženého signálu (legenda vpravo nahoře).

jsou jsou dopočteny za pomocí modelů. Informace o plazmové frekvenci v některých oblastech profilu totiž není pomocí pozemního sondování dostupná. Vždy se jedná o oblast nad globálním maximem plazmové frekvence (foF2) a v konkrétním případě i o tzv. údolí, tedy oblast s lokálním minimem plazmové frekvence mezi vrstvou E a F. Vzhledem k tomu, že minimální sondovací frekvence v tomto případě byla 1 MHz, je i část profilu pod touto frekvencí extrapolována za použití modelu, protože o ní nejsou přímé informace z aktuálního měření. Podkladem pro použité modely pro spodní i horní část ionosféry jsou měření z raket, ze satelitů (topside soundery a měření koncentrace částic) [Mechtly, 2012; Chapman a Warren, 1968; Huang et al., 2002; Friedrich a Torkar, 2012], a dalších metod, zejména EISCAT radaru [Hagfors a Silen, 1982; Folkestad et al., 1983;



Obrázek 1.5: Typické letní (tlustá červená čára) a zimní (tenká černá čára) profily plazmové frekvence pro den (plná čára) a noc (prerušovaná čára). Koncentrace elektronů N_e v cm^{-3} je uvedena na horní horizontální ose obrázku.

Mikhailov, A. a Schlegel, K., 1997].

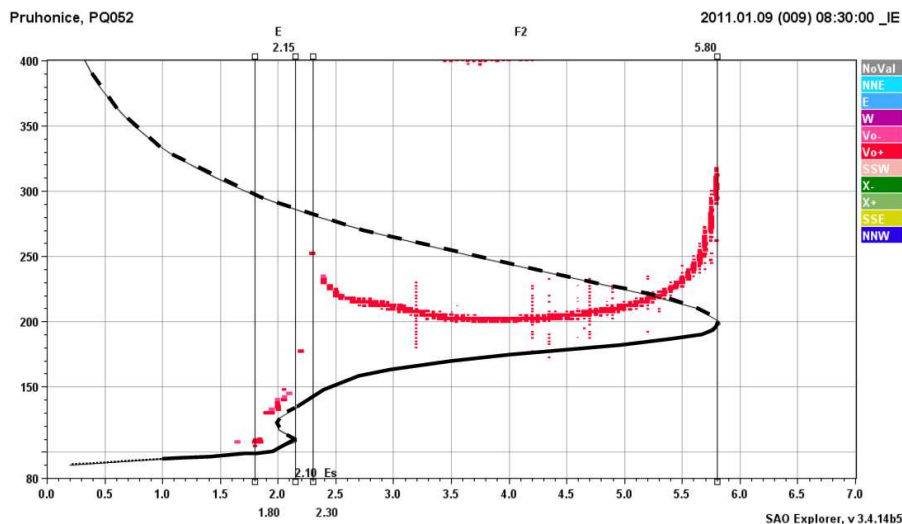
Pro konverzi ionogramů na reálný profil elektronové koncentrace se používají inverzní metody. Příkladem je algoritmus POLAN (POLynomial ANalysis, Titheridge [1985], využívaný například pro ionosondy typu IPS42) nebo software NHPC [Huang a Reinisch, 1996; Reinisch et al., 2005], používaný pro řadu digisond DPS-4/DPS-4D. Podle použitého zařízení na observatoři uživatelé upřednostňují konkrétní metodu. Pro interpretaci dat z jedné stanice s využitím jednoho algoritmu není jeho volba zásadní⁴. Při společné analýze dat z několika stanic ovšem může být použití různých algoritmů pro výsledek nevhodné a může vést k nesprávným závěrům. Této problematice je věnována kapitola 6.

1.3 Vliv přílivových a planetárních vln na ionosféru

Chování ionosféry je vázáno na mnoho faktorů, jako jsou stav neutrální atmosféry, geomagnetická aktivita a sluneční aktivita, a je velmi proměnlivé. Jsou známé změny cyklického či pravidelného charakteru související s pohyby Země a Slunce (1-denní, 27 denní, roční), sluneční aktivitou (~ 11 – 22 leté), ale jsou pozorovány i změny, které nemají s těmito cykly přímou souvislost (např. Laštovička [2006]).

Atmosférické přílivové vlny jsou globální oscilace neutrální atmosféry s periodami, které jsou odvozené od periody otáčení Země kolem Slunce. Pohyb vln je ve východním i západním směru. Sluneční (termální) přílivové vlny jsou způsobeny ohřevem troposféry

⁴například pro studium trendů



Obrázek 1.6: Ionosondou měřitelné a neměřitelné (dostupné a nedostupné) části elektronového profilu. Dostupné části (plná čára) jsou vypočteny pomocí inverzních metod, nedostupné části (čárkovaná čára) jsou extrapolovány s využitím modelů. Oblast pod minimální sondovací frekvencí 1.0 MHz je vyznačena tečkovanou čarou.

slunečním zdrojem a dále se šíří směrem vzhůru do termosféry (Forbes [1994]). Typické periody zahrnují 6, 8, 12 a 24 hodin.

Planetární vlny jsou rovněž buzené v troposféře a pokrývají široké spektrum period, např. 2, 5, 10 a 16 dní, a zhruba odpovídají vlastním (rezonančním) periodám neutrální atmosféry (Rossbyho módy) o periodách 1, 2, 5, 8 a 12 dní, posunuté vlivem převládajících větrů.

Vztahem mezi periodickými oscilacemi neutrální atmosféry a ionosférou se zabývají práce uvedené např. v referenční části práce [Mošna a Koucká Knížová, 2012, A8]. Jde jak o vztahy mezi neutrální atmosférou a spodní částí ionosféry tak, o vazbu neutrální atmosféra – oblast vrstvy F. Vazbou neutrální atmosféry a sporadické vrstvy Es⁵ se konkrétně zabývají např. Pancheva [2003]; Haldoupis et al. [2004, 2006]; Šauli a Bourdillon [2008]; Tsunoda et al. [1998] a další (např. nalezení podobné 7–denní periodicity v datech z Es a planetárních vlnách je publikováno v Haldoupis et al. [2002], vazba 6–denní oscilace Es na planetární vlny je uvedena v Zuo et al. [2009]). Tito autoři pozorovali shodný či podobný výskyt periodicit v planetárních vlnách a sporadické vrstvě. Tato pozorování potvrzují vliv planetárních vln na chování sporadické vrstvy. Pomocí studia chování Es vrstvy je možné detekovat aktivitu planetárních vln, které na sporadickou vrstvu působí, a tím i odvodit z ionosférických měření Es vrstvy vlastnosti planetárních

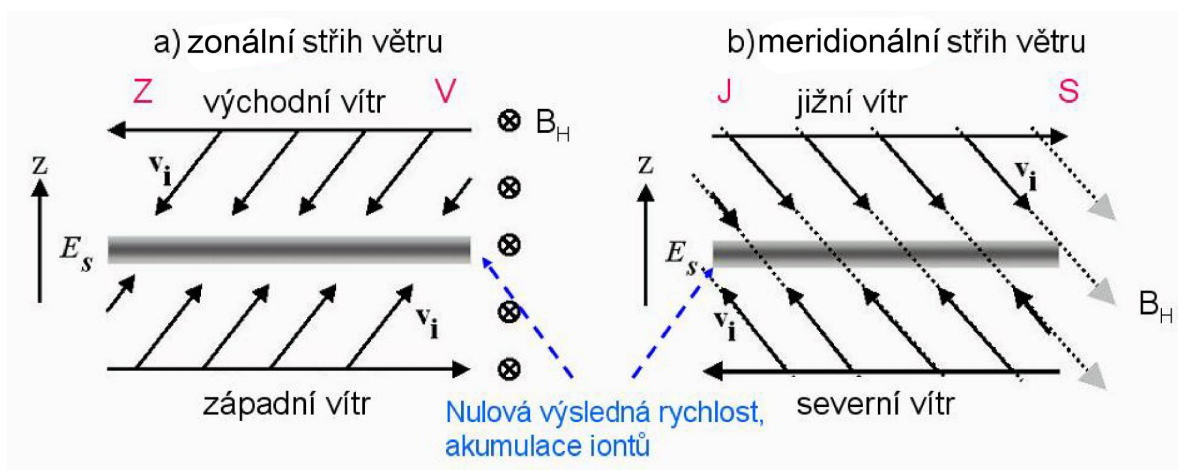
⁵viz následující podkapitola

vln.

1.4 Sporadické E-vrstvy

Sporadické E-vrstvy⁶ (Es vrstvy) se v letních měsících vyskytují v oblasti vrstvy E ve výškách mezi 90 a 120 (někdy i výše) km. Jejich výskyt navzdory názvu nemusí být občasný. Toto zvrstvení se může znenadání „objevit“ na několik hodin či dní a stejně tak nečekaně může zmizet⁷ (Whitehead [1961, 1989]; Mathews [1998]; Haldoupis et al. [2002, 2004]). Známa je sezónní, denní a půldenní periodicitu výskytu Es (např. Haldoupis et al. [2004, 2006]).

Ačkoliv je příspěvek elektronů v Es velmi malý v porovnání s celkovým obsahem elektronů v ionosféře (TEC) z důvodu malé mocnosti Es, kritická frekvence foEs bývá nezděravka vyšší než plazmová frekvence ve vrstvě F2, kde se obvykle nachází maximum elektronové koncentrace. Příspěvek elektronů v Es k TEC je tedy prakticky zanedbatelný, ale kvůli vysoké lokální koncentraci je vliv sporadické vrstvy na šíření elektromagnetických signálů často velmi zásadní (zejména pro šíření vln odrazem). Sporadické vrstvy jsou často schopny odrážet elektromagnetické vlny o vyšších frekvencích než obvyklé ionosférické vrstvy.



Obrázek 1.7: Vliv zonálního (levý obrázek) a meridionálního (pravý obrázek) proudění na tvorbu Es vrstev. Vlivem větrů a magnetického pole \mathbf{B} o vhodné konfiguraci dochází k $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ driftovému pohybu nabitých částic. Při stříhu větrů pak dochází ke konvergenci iontů a ke vzniku tenké vrstvy. Upraveno podle [Haldoupis et al., 2004].

Ve sporadické vrstvě Es hrají dominantní roli srážky ionizovaných a neutrálních

⁶Ačkoliv je množné číslo „vrstvy“ či výraz „zvrstvení“ správnější, v literatuře se běžně používá i jednotné číslo „vrstva“.

⁷Sporadická vrstva je i přes intenzivní studium ve vědeckých kruzích běžně označována za ionosférickou záhadu.

částic, což je příčinou relativně rychlých rekombinačních procesů. Mechanismus vzniku sporadických vrstev je nejčastěji vysvětlován působením vertikálního stříhu neutrálních větrů, jak je naznačeno na obr. 1.7 [Whitehead, 1961, 1989; Mathews, 1998]. Ve výškách vrstvy E dochází ke konvergenci kovových iontů (Na^+ , Ca^+ , Fe^+) do tenkých vrstev s mocností stovek metrů až jednotek km s celkovou tloušťkou cca 10 km [Clemesha, 1995]. Pro výšky pod cca 125 km jsou rozhodující zonální směry proudění neutrálního větru. Vertikální drifty plazmatu v těchto nižších výškách podléhají srážkám a pohyb plazmatu je ovlivněn převážně zonálními větry. Nejefektivnější stříh větru pro vznik Es vrstvy je východní (tedy vanoucí směrem na západ) vítr nahoře a západní vítr dole, protože východní směr způsobuje klesající drift a západní směr stoupající drift plazmatu.

Ve výškách nad cca 125–130 km je srážková frekvence natolik malá, že je pohyb plazmatu limitován zejména magnetickým polem. Dominantním činitelem ovlivňujícím vertikální pohyby plazmatu je zde meridionální proudění. Podmínky konvergence jsou na severní polokouli splněny při jižním větru nahoře a obráceném či pomalejším proudění v nižších výškách.

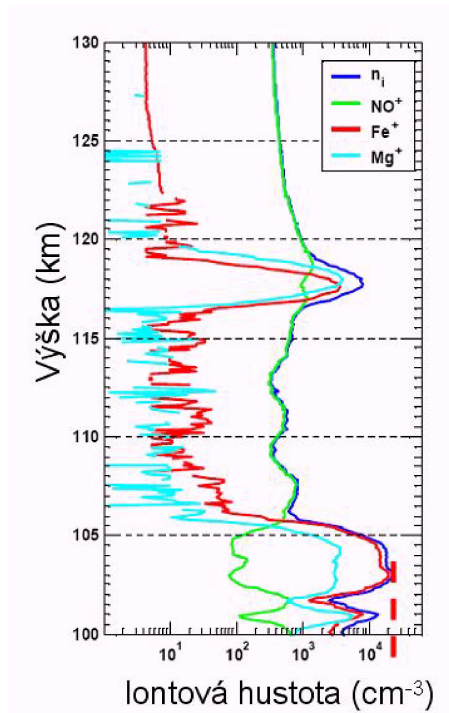
Sporadické vrstvy jsou na ionogramu viditelné jako vodorovné čáry ve výšce odpovídající výškám vrstvy E a vzhledem k často vysoké kritické frekvenci částečně či plně zastíňují výše ležící vrstvy. Morfologicky jde spíše o útvary oblakovitého či diskovitého charakteru než o souvislé zvrstvení. Průběh koncentrace kovových iontů změřených pomocí raketové sondáže je znázorněn na obr. 1.8.

Detekční limit ionosondy/digisondy je zdola omezen hodnotou gyrofrekvence (v okolí této frekvence dochází k útlumu vyslaných vln), a proto se sporadická vrstva s nižší plazmovou frekvencí na ionogramu nezobrazí, přestože může být v daném okamžiku přítomna.

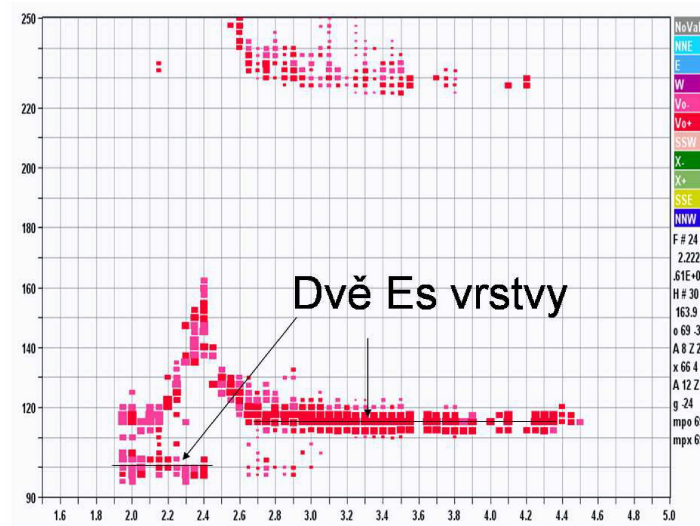
Ionogram ze stanice Průhonice (obr. 1.9) zobrazuje situaci s dvěma přítomnými Es vrstvami. Parametry vrstev jsou $h'Es=100\text{km}$, $foEs=2,45\text{ MHz}$ pro nižší a $h'Es=110\text{km}$, $foEs=4,5\text{ MHz}$ pro vyšší detekovanou vrstvu.

Podle stříhové teorie je efektivita vzniku Es vrstev největší ve středních šířkách, což je ve shodě s pozorováním (obr. 1.10).

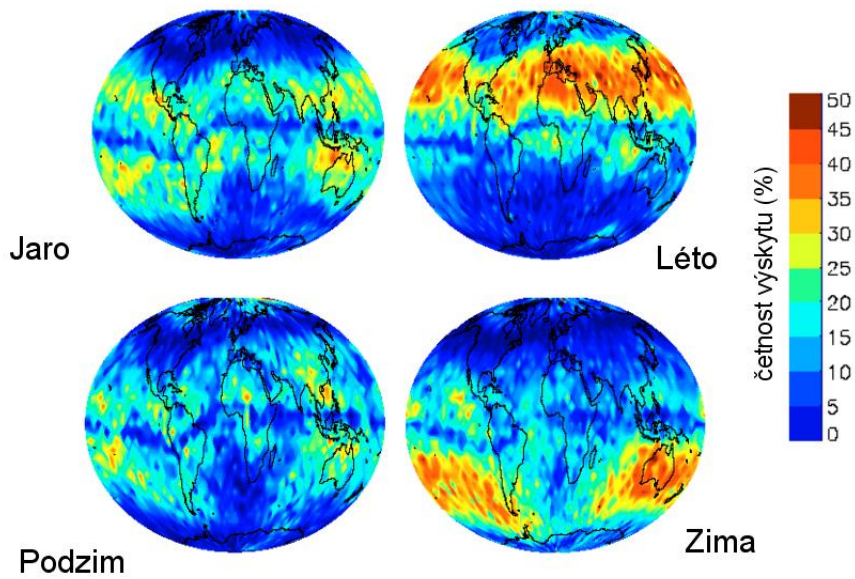
Rychlost ionizačních a rekombinačních procesů v Es se pohybuje v řádu minut. Dynamika těchto procesů je demonstrována ionogramy na obr. 1.11. V čase 03:15 ionogram zobrazuje pouze odraz z vrstvy F2. V čase 03:30 dochází ke vzniku Es s kritickou frekvencí $foEs=2,0\text{ MHz}$. O patnáct minut později je vidět vrstva Es s kritickou frekvencí $foEs=5,4\text{ MHz}$ a v čase 04:00 pozorujeme plně vyvinutou sporadickou vrstvu s $foEs=7,0\text{ MHz}$, která zcela brání pozorování výše ležících vrstev. Čas mezi vznikem, poklesem a následným zánikem jednotlivých sporadických vrstev je obvykle několik minut až několik hodin.



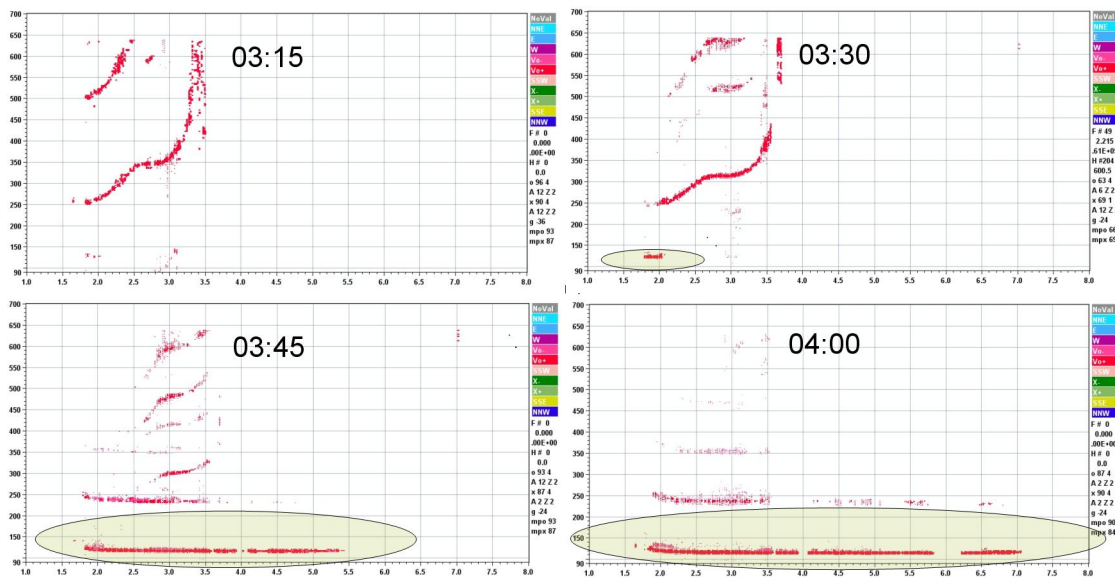
Obrázek 1.8: Koncentrace iontů v oblasti vrstvy E. Přerušovaná čára označuje detekční limit ionosondy (upraveno podle Roddy [2005]).



Obrázek 1.9: Detekce dvou sporadických vrstev pomocí digisondy DPS-4 na stanici Průhonice.



Obrázek 1.10: Prostorová a sezónní závislost výskytu sporadické vrstvy. Nejvyšší pravděpodobnost výskytu Es vrstvy je v oblastech středních šířek během lokálního léta (podle Arras et al. [2011]).



Obrázek 1.11: Dynamika tvorby sporadické vrstvy (stanice Pruhonice). Sporadická vrstva je detekována v čase 00:30, v čase 04:00 je již plně vyvinuta a zastiňuje výše ležící vrstvy (dochází k tzv. blanketingu).

2. Sluneční aktivita a její vliv na ionosféru

Sluneční vítr je pokračování sluneční korony do velkých vzdáleností. Je způsoben obrovským rozdílem tlaku mezi spodní částí korony a kosmickým prostorem (např. Gombosi [1998]). Dnes je známo, že rychlost slunečního větru se ve vzdálenosti 1 AU od Slunce pohybuje většinou v rozmezí 300–800 km/s s průměrnou rychlostí cca 400–500 km/s a hustota elektronů je zhruba 5 cm^{-3} . Rychlost zvuku pro tuto hustotu částic je asi 60 km/s, takže rychlost slunečního větru je silně nadzvuková. Rychlost částic se vzdáleností od Slunce vzrůstá [Bisi, 2006]. Představa o existenci stálého proudu plazmatu pohybujícího se směrem od Slunce byla popsána např. v [Chapman a Ferraro, 1930] a navazujících pracích jako vysvětlení geomagnetických variací či polárních září [Biermann, 1951].

Tvar chvostu komet, který vždy míří směrem od Slunce, byl vysvětlen v [Biermann, 1957] pomocí nepřetržitého proudu nabitých částic proudících radiálně směrem od Slunce do meziplanetárního prostoru jako výsledek nerovnovážného stavu sluneční korony, která se rozpíná vlivem rozdílu tlaků mezi slunečním a meziplanetárním plazmatem. Detailnější popis expanze korony přinesli Parker [1958]; Chamberlain [1960]. Zatímco Parker došel k závěru, že proud částic se od Slunce pohybuje vysokou rychlostí a nazval ho slunečním větrem (solar wind) s předpokládanou nadzvukovou rychlostí okolo 500 km/s, Chamberlain se přikláněl k názoru, že rychlost částic je mnohem menší (podzvuková, kolem 10 km/s) a navrhl termín sluneční vánek (solar breeze). Tato debata byla rozřešena měřením rychlosti částic po vypuštění družic do kosmického prostoru (např. Gringauz [1961]; Bonetti et al. [1963]; Snyder et al. [1963]; Neugebauer a Snyder [1966]) a zvítězila Parkerova teorie.

Vliv sluneční aktivity na stav geomagnetického pole a periodické změny související s 27denní periodicitou Slunce byly pozorovány např. v [Bartels, 1932, 1934; Newton, 1932]. Zdánlivě paradoxní vyšší výskyt rekurentních (opakujících se a tedy evidentně souvisejících s rotací Slunce) geomagnetických bouří v období slunečního minima (např. Bartels [1934]) byl později vysvětlen jako důsledek rychlého proudu částic, které mají původ ve slunečních koronálních děrách.

Vodivost reálného plazmatu je často možné považovat za nekonečnou. V bezsrážkovém plazmatu (což je např. sluneční vítr) je pak možné uplatnit koncept tzv. zamrzlého magnetického pole v plazmatu [Alfven, 1967], kde platí

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (2.1)$$

kde \mathbf{v} je rychlost plazmatu a \mathbf{B} je vektor magnetického pole. To znamená, že magnetické pole je unášeno pohybujícím se plazmatem [Baumjohann a Treumann, 1997]. Pohybující se sluneční vítr s sebou nese magnetické pole, které se při vhodné konstelaci ($B_z < 0$, tedy s obrácenou složkou B_z než má zemské magnetické pole) na denní straně propojuje se zemským magnetickým polem. Uzavřené zemské siločáry se tak otevírají a jsou unášeny ve směru slunečního větru. Na obr. 2.1 je znázorněno propojování magnetického

pole slunečního větru se zemským (1–2), unášení siločar přes polární oblasti směrem na noční stranu (3–6), propojení otevřených siločar ve vzdálenosti kolem 100–200 R_E (7). Vzhledem k magnetické tenzi se natažené spojené zemské siločáry vracejí směrem k Zemi a siločáry slunečního větru odcházejí směrem od Slunce (8). Tímto způsobem vzniká neustálý konvekční proud plazmatu v magnetickém ohonu. Magnetické pole z noční strany je nakonec dopraveno na denní stranu Země a celý koloběh se tak uzavírá. Spojování siločar a rekonekce se odehrává zejména v blízkosti tzv. X–linie (označení pro denní i noční stranu) nebo tzv. neutrální čáry (označení pro noční stranu).

Konvektivní pohyb plazmatu na noční straně vytváří elektrické konvekční pole mezi ranní a večerní stranou o velikosti cca 50–100 kV. Dalším polem, které je vytvářeno, je korotující elektrické pole (corotation electric field). To je způsobeno zemskou rotací. Neutrální atmosféra, která rotuje spolu se Zemí, nutí k rotaci i plazma v důsledku srážek mezi nabitými a neutrálními částicemi. Elektrické pole je vyjádřeno jako

$$\mathbf{E}_{cr} = -(\Omega_E \times \mathbf{r}) \times \mathbf{B}, \quad (2.2)$$

kde $\Omega_E = 7,27 \cdot 10^{-5}$ rad/s je úhlová rychlost zemské rotace. Za použití rovnice [Baumjohann a Treumann, 1997]

$$\Phi_{cr} = \Omega_E B_E R_E^2 / L, \quad (2.3)$$

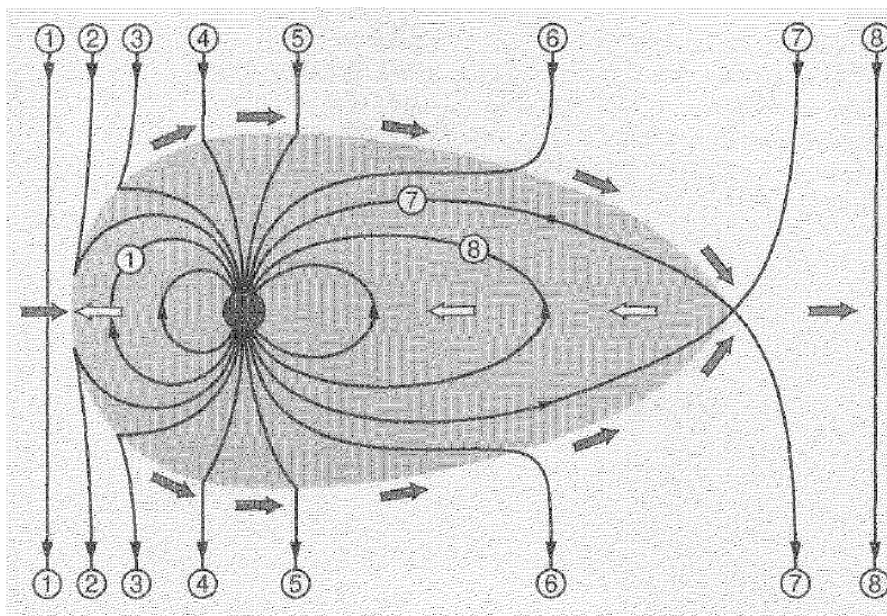
kde index E označuje rovník a L je McIlwainův parametr¹, je možné vypočítat potenciál v rovině rovníku, který činí zhruba 92 kV/L.

Na stav ionosféry má zásadní vliv poruchová složka meziplanetárního magnetického pole (IMF). Podle tvaru a vzniku magnetického pole, které se šíří meziplanetárním prostorem, je možné rozdělit extrémní sluneční události na dvě základní skupiny.

První skupina je charakterizována poloidálním magnetickým polem a vysokou rychlostí pohybu částic. Je typická pro maximum sluneční aktivity a označuje se jako vysokorychlostní sluneční proudy HSS (High Speed Solar Streams). HSS jsou formované v oblastech slunečních koronálních děr. Plazma má vysokou teplotu, nízkou hustotu a vysokou rychlost. HSS způsobují v oblastech zemských vysokých zeměpisných šířek zvýšení teploty v termosféře Joulovým ohřevem i částicovým ohřevem. To následně vede k redistribuci hustoty plynu a změnám ve výšce maxima elektronové koncentrace, případně v elektronové koncentraci v oblasti F2 [Lei et al., 2008].

Pro druhou skupinu je typické toroidální magnetické pole. Výrony koronální hmoty CME (Coronal Mass Ejections) a jejich podmnožina, magnetická oblaka MC (Magnetic Clouds) mají svůj původ v oblastech uzavřených magnetických siločar. CME mají nízkou protonovou teplotu (nízké β). Magnetická oblaka se vyznačují rotací magnetického pole [Burlaga et al., 1981]. Hlavní efekt CME je prudký průnik zvýšeného elektrického pole do ionosféry nízkých šířek a tvorba silných subaurorálních elektrických polí, zvýšení precipitace částic a rozpínání ionosféry vlivem zvýšení její teploty. Precipitace částic vede ke zvýšené ionizaci a zvyšuje teplotu v oblasti pod maximem elektronové koncentrace i v jeho okolí. Vzhledem k delšímu působení negativní složky IMF se předpokládá

¹McIlwainův parametr, hodnota L , označuje siločáru, která se v oblasti rovníku nachází v L násobku zemských poloměrů od středu Země.



Obrázek 2.1: Propojování siločar, unášení otevřených siločar a jejich uzavírání vlivem slunečního větru s negativním B_z (převzato z Baumjohann a Treumann [1997] se svolením autorů)

silnější efekt (vyšší geoeftivita, tedy citlivost zemského magnetického pole na působení vnějšího magnetického pole slunečního původu) pro události typu MC oproti CME bez rotace magnetického pole [Georgieva et al., 2006]. Z hlediska odezvy magnetosféry na poruchu IMF byly jako nejvíce geoeftivní detekovány HSS následované MC a jako nejméně geoeftivní jsou považovány CME.

2.1 Bouře a subbouře

Ionosférické poruchy, subbouře a bouře představují extrémní formu kosmického počasí (space weather) a projevují se nezanedbatelnými vlivy na pozemní a kosmické technologické systémy. Jsou iniciovány vysoce variabilními slunečními a magnetosférickými vstupy do zemské vrchní atmosféry [Buonsanto, 1999; Prölss, 1995]. Na rozdíl od pravidelných ionosférických variací nelze jednoduše předpovídat jejich nástup. Termín „poruchy“ vyjadřuje nepravidelnost a dočasnost takových jevů. Termín „bouře“ naznačuje závažnost událostí. Ačkoliv od doby objevu ionosférických poruch jsou tyto jevy neustále a intenzivně studovány, jejich vznik a chování nejsou doposud vyčerpávajícím způsobem popsány (Prölss [1995]; Buonsanto [1999]; Cander a Mihajlovic [2005]; Krankowski et al. [2012] a další).

2.1.1 Mechanismus vzniku ionosférických poruch

Ionosférická elektronová hustota N_e závisí na toku slunečního záření, složení neutrální atmosféry a dynamickém působení neutrálních větrů a na působení elektrických polí. Zatímco sluneční záření (zejména v oblasti UV a kratších vlnových délek) je zodpovědné spíše za formování „neporušené“ ionosféry, sluneční vítr se podílí na poruchové složce ionosféry. Uvádí se, že rozdíly mezi přísunem energie ze slunečního větru do magnetosféry v klidném a neklidném období mohou činit i 500 a více procent. Během geomagnetické bouře dochází k deformaci zemské magnetosféry působením změny rychlosti a koncentrace částic a magnetického pole ve slunečním větru a vzniklá intenzivní elektrická pole se promítají podél geomagnetických siločar do ionosféry vysokých geomagnetických šířek. Během tohoto procesu dochází k výrazné konvekci plazmatu, které následně ovlivňuje proudění neutrálního větru pomocí srážek nabitých částic s neutrály.

Dále dochází k vysypávání energetických částic v nižší termosféře a níže (dochází ke sprškám energetických a druhotných částic) a tím k ohřívání a rozšiřování aurorální zóny, zvýšení vodivosti ionosféry a nárůstu proudu ve vysokých šířkách. Mezi ionosférou vysokých šířek a magnetosférou tečou intenzivní elektrické proudy a dochází tak ke zvýšenému ohřevu plazmatu i neutrální atmosféry. Termosférická expanze vyvolává silné neutrální větry a zároveň dochází ke změně ionizačně–rekombinačních poměrů, buď přísunem těžších částic z nižších vrstev (N_2 , O_2 , které urychlují rekombinaci), nebo naopak k přísunu atomárního kyslíku (O-atomární kyslík je prekurzor ionizačních procesů).

2.1.2 Typy ionosférických poruch

Náhlá ionosférická porucha SID (Sudden Ionospheric Disturbance) se projevuje během silné sluneční erupce náhlým přerušením radiové komunikace (cca jednohodinový výpadek) na denní straně Země. Výpadek v oblasti krátkých vln je způsoben okamžitým silným zvýšením elektronové koncentrace ve spodní části vrstvy D díky zesílení emise tvrdého a ultratvrdého rentgenového záření ze Slunce. Krátké vlny, které normálně prochází vrstvou D, jsou v těchto okamžicích silně utlumeny (Short wave fadeout, nazývá se též Mögel–Dellingerův jev). K přesunům poruchy do nočních oblastí vzhledem k velmi rychlé rekombinaci nedochází.

Ionosférická bouře je charakterizována pozvolnějším nástupem a delším trváním, než je tomu u SID. Ionosférické bouře se dělí na absorpci v polárních oblastech PCA (Polar Cup Absorption) a geomagneticky indukovanou bouři. Absorpce v polárních oblastech, jak napovídá název, je pozorována pouze ve vysokých geomagnetických šířkách v oblasti aurorálního oválu. Je doprovázena výpadkem komunikačních zařízení v důsledku zvýšení elektronové hustoty ve výškách mezi 55 a 90 km (tedy oblast vrstev D a E). Dochází k ní příchodem velmi energetických protonů během slunečních erupcí (energie částic < 10 MeV). Tyto částice po nárazu na magnetické pole směřují podél magnetických siločar do polárních oblastí, kde předávají svoji energii a ionizují neutrální částice. Protože přicházející protony mají široké spektrum energií, k jejich příchodu dochází postupně, a tak oblast PCA postupně zvětšuje svoji velikost a zaplňuje polární region. Trvání PCA

je mnohem delší než v případě SID a je typicky v rozmezí desítek hodin až po několik dnů.

Druhým typem ionosférických bouří je geomagneticky indukovaná bouře. Na rozdíl od PCA je mnohem intenzivnější během noci. Aurorální subbouře začíná náhlým rozsvícením jednoho z klidných aurorálních oblouků, případně rychlou tvorbou oblouku. Poté následuje rychlý pohyb směrem k pólu a vydutí do pólnoční oblasti. Pokračování aurorální subbouře přináší vydouvání oblouku do všech směrů. V odpoledním sektoru se objevuje vzdouvání a jeho pohyb směrem na západ. V ranním sektoru se oblouk rozpadá a aktivní oblasti se pohybují směrem na východ rychlostí cca 300 m/s. Porušená zóna se rozšiřuje i do nižších geomagnetických šířek [Tascioni, 1994].

Šíření ionosférických poruch je možné pozorovat jako tzv. putující ionosférické poruchy TID (Traveling Ionospheric Disturbances). Ohřev aurorální oblasti generuje akusticko-gravitační vlny² v neutrální atmosféře, které mají silný dopad na chemické složení neutrální atmosféry i iontů a tím i koncentraci elektronů v ionosféře [Werner, 1999]. Jejich pohyb z polárních oblastí směrem do nižších šířek je možné pozorovat například pomocí sítě ionosond jako poruchu postupně se šířící rychlostí stovek m/s podél siločar.

2.2 Negativní a pozitivní bouře

Hlavním znakem ionosférické bouře jsou rychlé změny elektronové koncentrace a výšky vrstvy F2. Tyto změny se dají vyjádřit pomocí rovnice kontinuity (rov. 1.15), ve které vystupuje transportní člen. Ke změně koncentrace ionizovaných částic N , a tedy k efektu ionosférické bouře, přispívá každý ze tří členů na pravé straně rovnice (tzn. ionizační, ztrátový i transportní člen). Kompletní popis historicky uvažovaných či navrhovaných mechanismů přispívajících k pozitivní či negativní bouři, je uveden v knize Prölss [1995]. Důraz je zde dán na následující model vzniku bouří: Negativní efekty jsou způsobeny zejména změnami ve složení neutrálního větru (přínos plynů zvyšující rekombinaci). Denní pozitivní efekty jsou připisovány TID a změnám v cirkulaci větrů ve velkém měřítku a dále poruchám elektrického pole.

2.2.1 Negativní bouře vyvolaná změnami složení neutrální atmosféry

Disipace slunečního větru soustavně ovlivňuje hustotní rozložení polární horní atmosféry. I za magneticky klidných podmínek je dostatečně efektivní, aby formovala stálou porušenou zónu. Při zvýšené aktivitě slunečního větru může dojít k nárůstu obsahu těžších plynů a snížení obsahu lehčích plynů [Seaton, 1956; Prölss, 1988]. Dochází také k expanzi změny složení neutrální atmosféry do oblastí středních šířek [Rishbeth a Edwards,

²Akusticko-gravitační vlny jsou atmosférické vlny s periodami řádově desítky minut až hodiny, ve kterých se významně uplatňuje gravitační síla. V troposféře jsou generovány například frontálními systémy nebo větry proudícími přes velká pohoří a tyto vlny se šíří do vyšších oblastí atmosféry, kde předávají svoji energii.

1989]. Snížením koncentrace O tak dochází k nižší tvorbě O^+ podle rov. 1.21 a následkem vyšší koncentrace N_2 k přenosu náboje z O^+ (rov. 1.22) a následně k rekombinaci podle rov. 1.6). Tyto změny společně přispívají ke snížení elektronové koncentrace. Pozorovaná korelace mezi změnami složení neutrální atmosféry a efektu negativních ionosférických bouří potvrzuje existenci vlivu neutrální atmosféry na ionosféru [Prölss, 1980].

2.2.2 Pozitivní bouře způsobené meridionálními větry

Jako nejpravděpodobnější vysvětlení pozitivních ionosférických bouří je uváděna odezva na náhlý vstup energie do atmosféry polárních oblastí (pozorovaná pomocí AE indexu), následkem čehož dochází k dobře rozvinuté pozitivní bouři ve středních šířkách. Nejprve dochází ke zdvihu vrstvy F spojené se snížením hustoty ionizovaných částic. Po dosažení maxima výšky dochází k následnému zvýšení koncentrace iontů a elektronů [Tanaka a Hirao, 1973; Spurling a Jones, 1992; Prölss a Jung, 1978]. Tento jev je vysvětlován poměrem koncentrací N_2 a O_2 a koncentrací O. Koncentrace molekulárního kyslíku a dusíku (rekombinační členy) s výškou klesá rychleji než koncentrace atomárního kyslíku (ionizační člen) a tudíž dochází ke zvýšení hustoty v oblasti maxima NmF2. Rovnice 1.28 se dá přepsat do tvaru

$$L = \beta[O^+], \quad (2.4)$$

kde β závisí na koncentrací molekulárních plynů $\beta = k_1[N_2] + k_2[O_2]$. Maximální hustota NmF2 $\sim \frac{q}{\beta}$, takže se při poklesu β zvyšuje koncentrace NmF2. Rekombinace v oblasti F pak probíhá podle rov. 1.6 a rov. 1.7 [Danilov, 2001].

3. Scaling – invariance délek

Chování geofyzikálních systémů se často popisuje pomocí konceptu tzv. scale invariance. Geofyzikální data jsou většinou fluktuující signály s velmi výraznou proměnlivostí ve velkém rozpětí period. Takovéto procesy vykazují do velké míry nepravidelnosti a jejich statistické vlastnosti se s časem (délkou vybraného intervalu) mění. Proměnlivost systému souvisí jednak s působením externích vlivů na systém a dále s jeho vlastní nestabilitou. Problémy při analýze dat zahrnují nelinearitu jevů, dlouhodobou paměť, překryvy trendů, nestacionaritu atd. a pro analýzu dat je tedy obtížné použít „klasické“ metody jako spektrální analýzy či (auto)korelace [Davis et al., 1994a]. Teoretický koncept popisu turbulence [Kolmogorov, 1962] a teorie fraktálů [Mandelbrot, 1967] daly podnět pro novou interpretaci procesů, které vykazují turbulentní či chaotické chování.

3.1 Fraktály a soběpodobnost

Fraktály (z latinského slova *fractus*, zlomený) jsou objekty, jejichž fraktální dimenze je odlišná od topologické dimenze (tzn. není celočíselná). Výraznou vlastností fraktálů je soběpodobnost. Soběpodobnost je vlastnost objektu, který při změně měřítka vykazuje stále podobné vlastnosti. Termín scale invariance neboli invariance (nezávislost) délek či škálová invariance popisuje následující vlastnost časové řady: V dané časové řadě (nebo prostorovém rozložení), případně v jejích částech, se nenachází významné časové (či prostorové) periody¹ [Wendt et al., 2007]. Buď v celém rozsahu studovaného objektu, nebo v jeho významné části či částech pak neexistují charakteristické periody. Neexistence charakteristických period se dá ekvivalentně vyjádřit i tak, že všechny periody jsou rovnocenné.

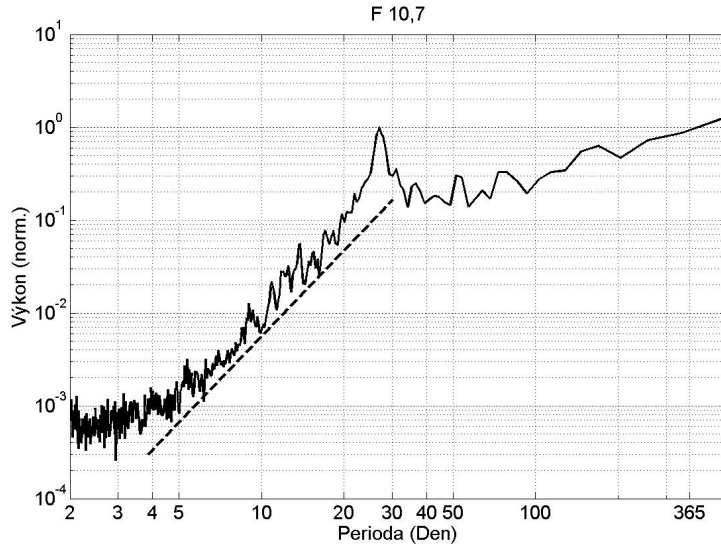
Tato představa je pouze teoretická; v prakticky každém reálném (geo)fyzikálním systému je možné nalézt významnější periody (např. jednodenní, roční atd.), které jsou spojeny s vnitřními či vnějšími procesy, např. rotace Země nebo sluneční aktivita. Scaling analýza však zkoumá především oblasti period a ne jen jednotlivé periody. Oblasti, ve kterých neexistuje žádná význačná charakteristická délka procesu, představují domény škálové invariance (angl. scale invariance). Místo hledání charakteristických škál, jak je tomu například u metod odvozených z Fourierovy transformace, pak zkoumáme vlastnosti zvoleného rozmezí period (a případně pomocí scaling analýzy potenciálních na systém působících procesů identifikujeme mechanismus, který je ovlivňuje).

Termín „scale invariance“ je chápán ve smyslu mocninné rovnice

$$P(X) \sim X^\alpha, \quad (3.1)$$

kde $P(X)$ je výkonové spektrum signálu X . Výkonové spektrum či jeho podstatnou část či částí je tedy možné v logaritmické formě „proložit“ přímkou.

¹Termín škála je podle potřeby autorů v literatuře používán obecně buď v prostorovém nebo časovém smyslu, mluví se tedy o délkových nebo časových škálách. Vzhledem k tomu, že se tato práce zabývá popisem časových řad, budu dále používat tento termín v časovém smyslu.



Obrázek 3.1: Výkonové spektrum slunečního toku F10.7 (x-ová a y-ová osa jsou v logaritmickém zobrazení). Toto výkonové spektrum je možné aproximovat vztahem 3.3 pro oblast period cca 3–27 dní.

Scale invariance vyjadřuje i nezávislost vlastností studovaného systému nebo signálu na změně měřítka.

[Mandelbrot, 1983] ukázal, že mnoho přírodních jevů je možné modelovat pomocí frakcionálního Gaussovského šumu fGn, který je charakterizován tzv. Hurstovým exponentem H . Fraktální procesy $X(t)$ a $X(ct)$, pro které platí

$$X(t) = X(ct)/c^H, \quad (3.2)$$

mají stejné statistické vlastnosti. Spektrum fGn se řídí obecným vztahem

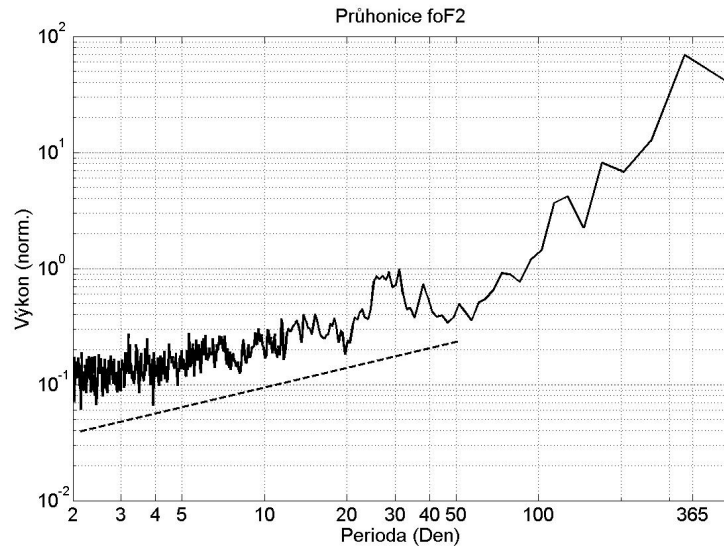
$$P(f) \sim f^{-\beta}, \quad (3.3)$$

kde f je frekvence a exponent β je svázán s Hurstovým exponentem H rovnicí

$$\beta = 2H - 1. \quad (3.4)$$

Hurstův exponent H popisuje míru dlouhodobé paměti systému/časové řady. Brownův pohyb s hodnotou $H = 0,5$ je příkladem systému s navzájem nezávislými daty, tedy autokorelací limitně se blížící nule. Hodnoty $0,5 < H < 1$ charakterizují systém s pozitivní korelací, zatímco Hurstův exponent v rozmezí $0 < H < 0,5$ ukazuje na tendenci systému/časové řady střídat vysoké a nízké hodnoty.

Tradičním přístupem po identifikaci invariance délek přírodních procesů je studium výkonového spektra signálu $P(X)$, které se řídí mocninnou rovnicí 3.3. Takové výkonové



Obrázek 3.2: Výkonové spektrum kritických frekvencí foF2 ze stanice Průhonice (x-ová a y-ová osa jsou v logaritmickém zobrazení). Toto výkonové spektrum je možné aproximovat vztahem 3.3 pro oblast period cca 2–40 dní (s výjimkou period v okolí 30 denní oblasti).

spektrum či jeho část je možné v logaritmické formě „proložit“ přímkou. Příkladem reálného signálu vykazujícího invarianci délek je spektrum slunečního toku F10.7 (obr. 3.1) nebo spektrum kritických frekvencí ze stanice Průhonice (obr. 3.2), ve kterých je možné nalézt oblast škálové invariance v rozmezí period přibližně 3–30 dnů pro F10.7 a v rozmezí přibližně 2–50 dnů pro foF2. Oblast scale invariance je „narušena“ oblastí okolo 27 dní.

Příkladem použití scaling analýzy je např. článek [Burlaga a Klein, 1986], ve kterém autoři studovali vlastnosti meziplanetárního magnetického pole měřeného sondou Voyager 2 ve vzdálenosti 8,5 AU a prokázali, že spektrum magnetického pole pro periody 20 s až 3×10^5 s odpovídá Kolmogorově spektru homogenní izotropické stacionární turbulence s fraktální dimenzí $D = 5/3$.

[Consolini et al., 1996] pomocí analýzy výkonových spekter slunečního větru a geomagnetického indexu AE prokázali vazbu mezi slunečním větrem a magnetosférou v rozsahu period cca $10^3 - 10^{-4}$ Hz, ve kterých spektrální exponent indexu AE odpovídá spektrálnímu exponentu pro sluneční vítr, tedy hodnotě $-5/3$. Pro kratší a delší periody je spektrální exponent indexu odlišný (cca -1,1 pro delší periody a cca -2 pro kratší periody než uvedený rozsah). Stejnou hodnotu v uvedených periodách považovali za důkaz vazby mezi IMF a AE na daných periodách.

[Vörös et al., 2002] použili čtvrtý moment (špičatost) přírůstků $\delta X = X(t+\tau) - X(t)$ vypočítaný z indexů AE, AU a AL a meziplanetárního magnetického pole naměřeného na satelitech WIND a ACE pro hledání vazby mezi IMF a geomagnetickou aktivitou.

[Hnat et al., 2003] analyzovali fluktuace geomagnetických indexů AE, AU a AL a parametru slunečního větru. Soběpodobnost byla pro AU index prokázána na periodách kratších než 1 h a pro AL, AE a parametr slunečního větru na periodách do 2 h. Ačkoliv jsou sluneční vítr a polární geomagnetická aktivita dobře korelované na delších periodách [Tsurutani et al., 1990], rozdílná pravděpodobnostní funkce (PDF) pro geomagnetické indexy a pro sluneční vítr pro periody kratší než 1 h naznačuje rozdílný fyzikální původ turbulence pro oba procesy.

Analýza distribuce vodní fáze v mořských oblacích [Davis et al., 1996; Marshak, 1997] poskytuje přehled vztahů mezi scaling funkcí $\zeta(q)$ a mírou singularity, kritéria pro kvantifikaci a odhad míry nestacionarity a návrh modelů pro popis struktury oblačnosti. Stratosférická a troposférická dynamika byla studována např. v pracích [Lovejoy, 2004; Lovejoy a Schertzer, 2007].

Uvedené práce jsou jen příklady četnosti použití metod odvozených ze scaling analýzy a je možné najít mnoho dalších (např. Roux et al. [2008]; Abry a Veitch [1998]). Scaling analýza pro popis ionosféry je zatím ovšem mnohem méně používaná. Problémem může být kvalita časových řad, popisujících vlastnosti ionosféry, daná technickými problémy (přístrojová omezení) nebo fyzikálními jevy bránícími měření (např. blanketing).

3.2 Scaling funkce $\zeta(q)$

Scaling analýza je matematický nástroj pro studium vnitřní struktury dat [Davis et al., 1994]. Strukturou jsou myšleny statistické vlastnosti dat a jejich změna se změnou měřítka. Na základě podobnosti této struktury je možné např. pro geofyzikální účely usuzovat na souvislost mezi geofyzikálními jevy a detekovat periody, na kterých případná souvislost/vazba existuje. Pro jednorozměrnou řadu $X(t)$, kde t označuje čas, definujeme funkci

$$T_x(a, t) = X(t + a) - X(t), \quad (3.5)$$

kde a je škála (měřítka). Očekávaná hodnota $E|T_x(a, t)|$ se bude pro geofyzikální signály měnit se změnou měřítka a . To, jak se bude měnit, je dáno vlastnostmi této časové řady. Intuitivní představa je, že se vzrůstem měřítka budou spolu body časové řady bez výrazných period méně a méně souviset a hodnota $E|T_x(a, t)|$ bude růst spolu s měřítkem a . Při popisu dat nás bude dále zajímat chování statistických momentů

$$E(|T_x(a, t)|^q), \quad (3.6)$$

kde exponent q je řád momentu.

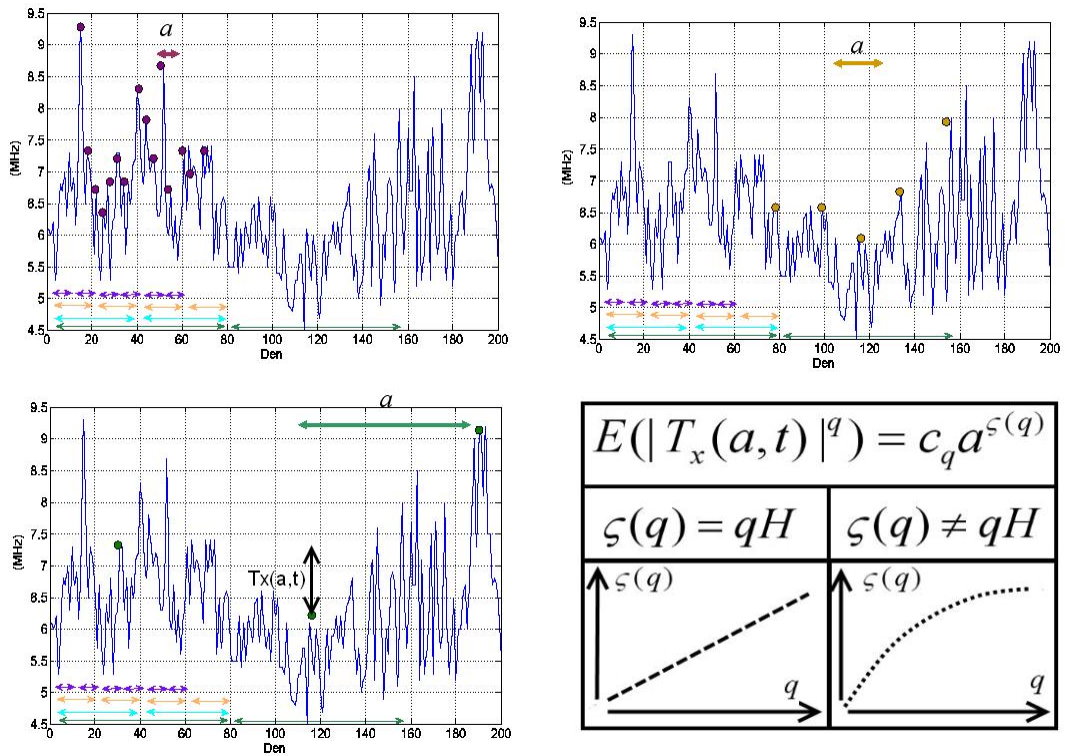
Ukazuje se, že mnoho geofyzikálních systémů se dá popsat rovnicí

$$E(|T_x(a, t)|^q) = c_q a^{\zeta(q)}, \quad (3.7)$$

kde c_q je obecný koeficient a a je měřítka (např. Mandelbrot [1967]; Muzy et al. [1994]; Davis et al. [1994, 1996]; Abry et al. [2000]). Scaling funkcí $\zeta(q)$ potom nazýváme takovou funkci, která vystupuje v exponentu na pravé straně rovnice 3.7. Obor hodnot momentů q je možné rozšířit na množinu reálných čísel.

Funkce $\zeta(q)$ je charakteristickou vlastností studované časové řady. Podobnost funkce $\zeta(q)$ u různých procesů pak indikuje možnou spojitost na daných škálách. Procesy, které se řídí rovnicí 3.7 jsou nazývány jako škálově invariantní. Časové řady, které je možné touto rovnicí popsat, nemají dominantní či význačné periody a ekvivalentně se dá tvrdit, že všechny škály jsou v daných řadách stejně významné.

Na obr. 3.3 je znázorněn příklad výpočtu $T_x(a, t)$ se vzrůstajícím měřítkem a (horní panely a levý spodní panel).



Obrázek 3.3: Závislost $T_x(a, t)$ na škále a : se vzrůstající hodnotou a (horní levý panel, horní pravý panel a spodní levý panel) se dá očekávat zvýšení $E(|T_x(t)|)$. Rozšířením této analýzy je studium momentů $|T_x(a, t)|^q$. Strukturální funkce $\zeta(q)$ je buď lineární nebo nelineární funkcí (schematicky znázorněno na panelu vpravo dole). Obor hodnot momentů q je možné z N rozšířit na R , viz text. Na obou horních a levém spodním panelu jsou zobrazeny indexy foF2 ze stanice Průhonice s jednodenním rozlišením. Pravý spodní panel je schematické zobrazení teoretické monofraktální (vlevo) a multifraktální (vpravo) funkce $\zeta(q)$.

3.3 Výpočet scaling funkce $\zeta(q)$

Scaling funkce $\zeta(q)$ je prakticky určována následujícím postupem: nejprve jsou vypočítány hodnoty $T_x(a, t)$. Místo rovnice 3.5 je možné použít waveletové koeficienty, které jsou definovány pomocí rovnice

$$d_x(a, k) = \int X(t)\psi_{a,k}(t)dt, \quad (3.8)$$

kde $\psi_{a,k}$ je waveletová funkce [Daubechies, 1992]. Použití d_x místo T_x je pro praktické aplikace výhodnější, protože koeficienty waveletové transformace tvoří stacionární sekvence (sekvence s krátkodobou pamětí a s krátkodobými závislostmi) a přesně reprodukuje scaling vlastnosti signálu i přes to, že původní signál může být nestacionární, se vzájemným překryvem trendů a dlouhou pamětí [Abry et al., 2000; Chainais et al., 2000; Lashermes et al., 2005]. Scaling funkce $\zeta(q)$ je tedy uvažována místo rov. 3.7 v modifikované podobě jako

$$E(|d_x(a, t)|^q) = c_q a^{\zeta(q)}. \quad (3.9)$$

Dalším krokem po výpočtu hodnot $T_x(a, t)$, resp. $d_x(a, t)$ pro výpočet $\zeta(q)$ je výpočet tzv. strukturní funkce

$$S_n(q, a) = \frac{1}{n_j} \sum_{k=1}^{n_j} |T_x(a_j, t_j)|^q, \quad (3.10)$$

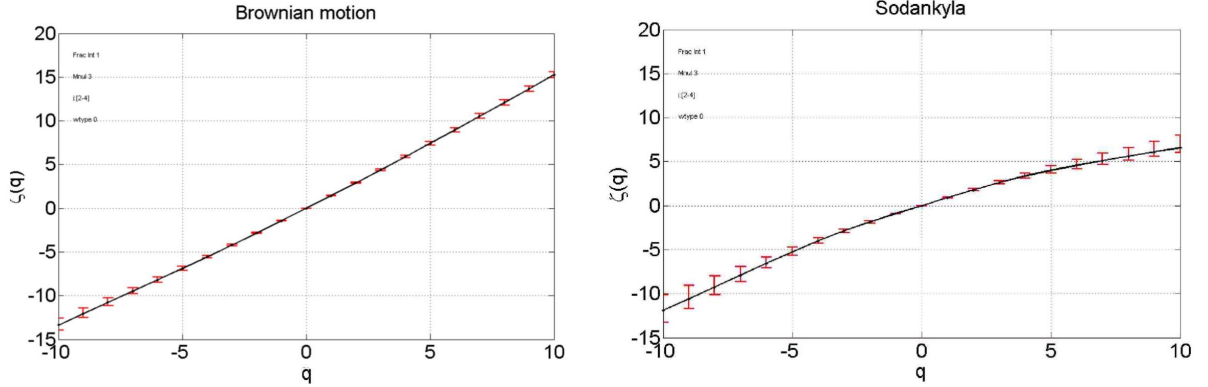
kde n označuje délku pozorování $(0, n]$ procesu X (pro vzorkování $X(1), \dots, X(n)$) a n_j je počet koeficientů (strukturních funkcí) $T_x(a_j, t_{j,k})$ na škále a_j , tedy přibližně $n_j \simeq n/a_j$. Podobně jako v případě FFT (rychlá Fourierova transformace) či DWT (diskrétní waveletová transformace) je možné snížit počet koeficientů a počítat $T_X(a_j, t_j; f_0)$ pouze na (diskrétní–diadické) podmnožině $(a_j, t_{j,k}) = (2^j, k2^j)$. V případě, že T_X nahradíme waveletovými koeficienty d_X , výpočet T_X nahradíme provedením DWT.

Odhad $\hat{\zeta}(q)$ je potom počítán jako směrnice na log–log grafu $\log_2 S_n(q, 2^j)$ vs. $\log_2 2^j = j$ pro jednotlivé hodnoty q za použití metody nejmenších čtverců pro vybraný rozsah period $j \in [j_1, j_2]$, ve kterých se strukturní funkce dá v logaritmickém zobrazení interpretovat pomocí lineární funkce. Tím dostaneme vymezení period, pro které platí scale invariance. Jednotlivé hodnoty $\zeta(q)$ se pak vypočítají jako směrnice $S_n(q)$ na log–log grafu. Příklady skutečných strukturních funkcí pro $q = 1, 2, 3, 4$ pro foF2 ze stanice Sodankylä jsou znázorněny na obr. 9.2.

Očekávaná hodnota $E(|T_x(a, t)|^q)$ se řídí mocninným vztahem podle rovnice 3.7 a exponent $\zeta(q)$ je lineární nebo nelineární funkcí.

3.4 Multifraktalita a monofraktalita

Pokud rovnice 3.7 platí pro rozmezí period $a_m \leq a \leq a_M$ a řády momentu $q_m \leq q \leq q_M$, kde indexy m a M označují minimální a maximální hodnoty intervalu, pak je proces na intervalu těchto period multifraktální [Lashermes et al., 2004]. Scaling funkce $\zeta(q)$



Obrázek 3.4: Strukturální funkce $\zeta(q)$ pro simulaci Brownova pohybu (levý panel) zobrazuje monofraktalitu časové řady. Kritické frekvence foF2 ze stanice Sodankyla představují multifraktální děj (pravý panel). Červené vertikální čáry zobrazují 95% interval spolehlivosti.

je (obecná) funkce q . Monofraktální proces je definován tak, že pro scaling funkci platí $\zeta(q) = qH$, kde H je Hurstův fraktální exponent. Předpona mono odkazuje na jediný fraktální exponent H . Pomocí této definice je tedy monofraktalita speciálním případem multifraktality. Takové rozdělení je do jisté míry matoucí², proto je ve zmíněné práci [Lashermes et al., 2004] použit pro specifikaci procesů s nelineární funkcí $\zeta(q)$ termín víceexponentový multifraktální proces (MEMF) jako speciální případ multifraktálních procesů, pro který platí $\zeta(q) \neq qH$.

Pro účely této práce je používán termín *monofraktální* pro procesy, kde platí

$$\zeta(q) = qH. \quad (3.11)$$

(takové procesy se v literatuře také nazývají *soběpodobné*). Jako *multifraktální* budou označovány procesy, kde v daném rozmezí period existuje funkce $\zeta(q)$ podle rov. 3.9, kde platí

$$\zeta(q) \neq qH. \quad (3.12)$$

Ukázka monofraktální a multifraktální časové řady je uvedena na obr. 3.4. Levý panel zobrazuje Brownův pohyb vypočítaný pro 10 000 bodů daný rovnicí $x_{k+1} = x_k + dx_k$, kde $dx_k = \pm 1$ se stejnou (50%) pravděpodobností. Scaling funkce je v tomto případě přísně lineární s jedním Hurstovým exponentem H (vypočtená hodnota je blízká očekávané hodnotě $3/2$) a řada je monofraktální. Časová řada kritických frekvencí foF2 ze stanice Sodankyla s jednodenním rozlišením je příkladem řady s multifraktálním charakterem podle rovnice 3.12 (pravý panel obrázku 3.4).

²Předpona multi vede k explicitní představě více Hurstových exponentů H , což je v případě monofraktality v rozporu.

3.4.1 Multifraktální analýza a spektrum singularit

Multifraktální analýza slouží k popisu takových procesů, kde scaling funkce $\zeta(q)$ není lineární. Multifraktální formalismus je vytvořen pomocí definice lokálního exponentu singularity $h(X)$. V každém bodě analyzované časové řady $X(t)$ můžeme psát

$$T_x(a, t) = C|a|^{h(X)}, \quad (3.13)$$

kde $h(X)$ je Hölderův exponent, který popisuje průběh $X(t)$, resp. singularnost $X(t)$.

Analogicky k rovnicím 3.7 a 3.9 je možné použít místo $T_x(a, t)$ waveletový koeficient $d_x(a, t)$ (rov. 3.8) a místo rov. 3.13 použít

$$d_x(a, t) = C|a|^{h(X)}, \quad (3.14)$$

Čím větší je hodnota $h(X)$, tím „hladší“ je $X(t)$. Statistické rozložení jednotlivých exponentů na každém místě funkce (časové řady) $h(X)$ je určeno pomocí spektra singularit $D(h)$. To je definováno jako

$$D(h) = d_H X |h(X) = h, \quad (3.15)$$

kde $d_H \in \mathbb{R}$ je Hausdorfova dimenze, $D(h)$ je tedy definováno jako Hausdorfova dimenze množiny bodů X takových, že $h(X) = h$.

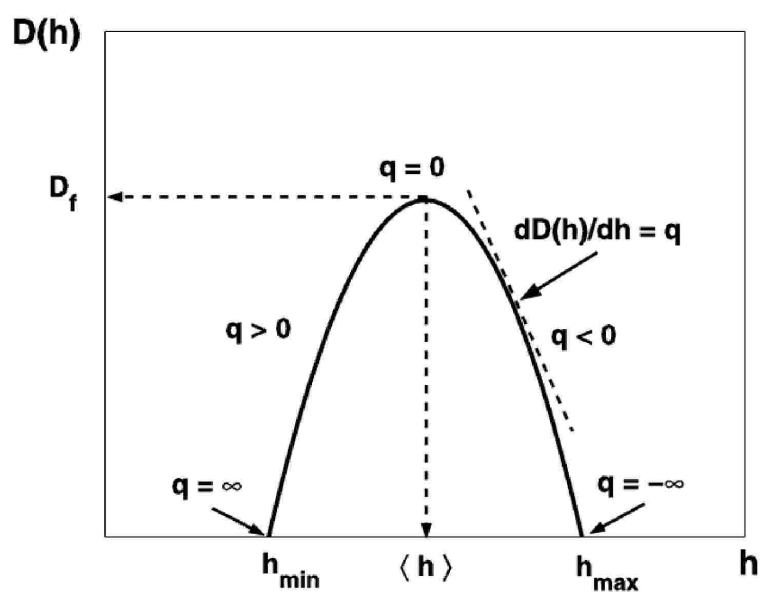
Strukturní funkce $\zeta(q)$ i spektrum singularit $D(h)$ jsou přímo spojeny Legendreovou transformací a obě zobrazení jsou si rovnocenná. Tak je možné psát

$$q = dD(h)/dh \quad (3.16)$$

a stejně tak

$$h = \zeta(q)/dq. \quad (3.17)$$

Hodnota $E|h_x|$ je označena jako $\langle h \rangle$. Monofraktální funkce, jejíž strukturní funkce $\zeta(q) = qH$, bude mít jedinou hodnotu $h = \langle h \rangle = H$. Multifraktalita $f(x)$ je potom dána nenulovou šířkou spektra (čím širší interval $[h_{min}, h_{max}]$, tím výraznější je multifraktalita dat) (obr. 3.5). Výhodou zobrazení $D(h)$ je názornější náhled na to, zda je analyzovaná časová řada multifraktální, nebo monofraktální (podle šířky distribuce) a je také dobře zřetelná nejčastější hodnota fraktálního koeficientu pomocí hodnoty $\langle h \rangle$.



Obrázek 3.5: Teoretická distribuce $D(h)$ s nejpravděpodobnější hodnotou $E|h_x| = \langle h \rangle$ v bodě, kde $dD(h) = 0$. Šířka spektra určuje rozptyl hodnot h_x a interval $[h_{min}, h_{max}]$ udává minimální a maximální hodnoty h_x . Šířka intervalu dále určuje, zda je studovaný proces mono či multifraktální.

4. Data

4.1 Sluneční indexy

Existence slunečních skvrn je lidem známa několik tisíc let. Sluneční skvrny se projevují jako tmavé skvrny na slunečním disku. Jejich teplota je zhruba 4 100 K a velikost dosahuje až 10^5 km². Zhruba v polovině devatenáctého století byla prokázána přibližně jedenáctiletá periodičita v počtu slunečních skvrn (sluneční cyklus). Počítání period má počátek v období 1755 – 1766 s číslem cyklu 1, v roce 2008 začal cyklus č. 24. Průměrná délka slunečního cyklu je 11,1 let (Schwabeho cyklus), ovšem tato hodnota je časově proměnlivá, udává se 7–15 let. Měření doby mezi jednotlivými minimy poskytuje zhruba o 1,5 – 2 roky kratší periodu než měření doby mezi výskytem prvních skvrn ve vyšších šířkách slunečního povrchu a jejich zánikem v blízkosti rovníku, protože skvrny související se starým cyklem jsou přítomné ještě v době, kdy se začínají objevovat skvrny řazené do cyklu nového [Maunder, 1904; Mursula et al., 1998]. Výpočtem délky jednotlivých cyklů se podrobně zabýval Ulich [1996].

Během jednoho cyklu slunečních skvrn změní magnetické pole Slunce svoji polaritu a v následujícím cyklu se vrátí do výchozí polaritě (dva Schwabeho cykly tvoří jeden Haleův cyklus). Počet slunečních skvrn v delším měřítku je řízen Gleissbergovým cyklem [Gleissberg, 1944], který má periodu 80–90 let. Dva nejpoužívanější indexy počtu slunečních skvrn jsou Wolfovo číslo (Zurich)

$$R_z = k(10G + N), \quad (4.1)$$

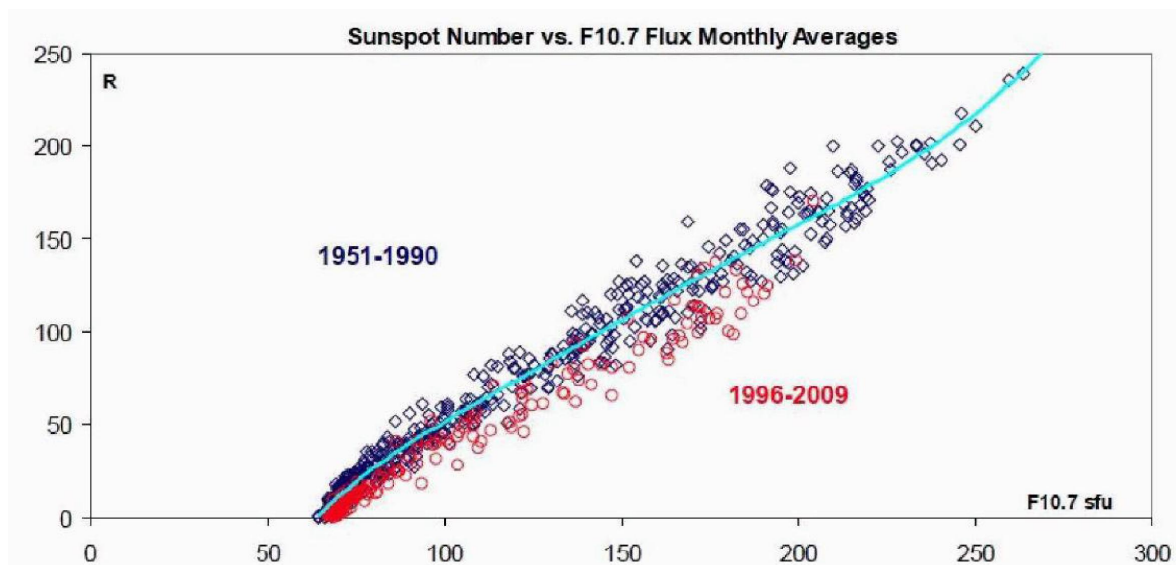
kde G označuje počet skupin skvrn a N počet jednotlivých skvrn a k je normalizační faktor, zatímco druhým indexem je tzv. počet skupin slunečních skvrn (Group sunspot number),

$$R_g = \frac{12,08}{n} \sum_i k'_i G_i, \quad (4.2)$$

kde G_i je počet skupin skvrn zaznamenaných i -tým pozorovatelem, k' je individuální korekční faktor pozorovatele, n je počet pozorovatelů a 12,08 je normalizační hodnota pro převod R_g na R_z pro období 1874–1976 [Hoyt a Schatten, 1998].

Index slunečního toku F10.7 udává intenzitu slunečního záření na vlnové délce 10,7 cm (2,8 GHz), což je vlnová délka v blízkosti emisního maxima Slunce (frekvence odpovídá Larmorově frekvenci pro $|\mathbf{B}| = 10^3$ G). Soustavně je měřena od roku 1947 a vedle ukazatelů odvozených z počtu slunečních skvrn je nejpoužívanějším indexem sluneční aktivity. Ačkoliv počet slunečních skvrn i hodnota F10.7 popisují jiné fyzikální procesy (index R je formován ve fotosféře, zatímco radiový tok F10.7 je ovlivňován procesy ve velkém rozsahu výšek sluneční atmosféry - chromosféra, přechodová oblast, korona), je možné vysledovat poměrně výraznou statistickou závislost mezi měsíčními průměry F10.7 a R. Ta se dá zhruba popsat lineární funkcí. Zajímavé je, že i tento empirický vztah je možné rozdělit do dvou časových období, pro období 1951 až 1990 a pro období

po roce 1996¹ (obr. 4.1, Svalgaard a Hudson [2010]).



Obrázek 4.1: Závislost mezi měsíčními průměry indexu slunečního toku F10.7 (horizontální osa) a počtu slunečních skvrn R (vertikální osa). Období 1951–1990 (modře) a 1996–2009 (červeně) se od sebe výrazně odlišují a je možné je rozdělit na oblasti převážně nad a pod dělicí čarou. Převzato z [Svalgaard a Hudson, 2010] se svolením autorů.

V krátkodobém pohledu (např. kratší interval pro výpočet průměrů F10.7 než jeden měsíc) však může být korelace velmi slabá až negativní.

Data popisující meziplanetární magnetické pole (IMF) pocházejí z databáze <http://cdaweb.gsfc.nasa.gov>. Rychlost slunečního větru je důležité kritérium určující typ sluneční události a začátek poruchy. Dále jsme sledovali velikost vektoru magnetického pole \mathbf{B} a jednotlivé složky magnetického pole $B_{(x,y,z)}$.

4.2 Geomagnetické indexy

4.2.1 AE–indexy

AE–indexy popisují aktivitu v aurorální oblasti severní hemisféry (zkratka AE pochází ze slov Auroral Electrojet). Na síti observatoří umístěných v aurorálním oválu je s jedno-minutovým (do roku 1975 2, 5 min) rozlišením měřena horizontální složka magnetického pole H . Data jsou normalizována odečtením hodnot z pěti nejklidnějších dnů daného měsíce. Poté se pro každý čas vybere maximální (AU) a minimální (AL) hodnota ze všech měřících stanic. AU a AL tak tvoří horní a spodní obálku ze všech naměřených

¹Tento fakt je vedle neobvykle nízkého minima v cyklu 24 jedním z důvodů se domnívat, že dochází ke změně ve sluneční aktivitě (Georgieva, osobní diskuze).

hodnot. Vlastní hodnota AE se vypočítá jako rozdíl obou hodnot, jejich průměr pak dává hodnotu AO. Termín „AE-indexy“ je často používán jako reprezentace všech čtyř indexů AU, AL, AE a AO. AU a AL dávají informace o maximální intenzitě východního, resp. západního zonálního aurorálního elektrického proudu, AE reprezentuje celkovou aktivitu proudů a AO udává výsledný zonální proud (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/aedir/ae2/onAEindex.html>). Hlavním problémem tohoto indexu je rozmístění stanic, které není ideální. Během silných geomagnetických bouří může aurorální ovál expandovat mimo měřicí stanice a tím dojde k naměření nižších hodnot než odpovídá skutečnému rozsahu bouře. Dalším významným problémem jsou souvisle chybějící data 1989–1991. V těchto letech bylo omezeno nebo úplně zrušeno měření na sovětských (ruských) stanicích, které jsou pro měření AE indexů klíčové.

4.2.2 K–, Kp– indexy

Tato skupina indexů je používána pro popis geomagnetické aktivity ve středních šířkách. K–index odráží poruchy v horizontální složce H a deklinaci D zemského magnetického pole na daném místě. Porucha geomagnetického pole se vypočítá odečtením průměrné porušenosti magnetického pole (pět nejklidnějších dnů z daného měsíce) od aktuálních hodnot na magnetometru a tato hodnota je převedena na kvazilogaritmickou devítistupňovou škálu 0–9, kde nízké hodnoty označují klidnou geomagnetickou situaci. Kp index je průměrný standardizovaný K–index z 13 geomagnetických stanic situovaných mezi 44° a 60° severní nebo jižní šířky. Škála 0–9 je rozdělena na třetiny, takže např. 2– označuje $1\frac{2}{3}$, 2o je 2 a 2+ znamená $2\frac{1}{3}$. Součet všech osmi denních hodnot (sumární denní index ΣKp) se označuje jako ΣKp .

4.2.3 Dst index

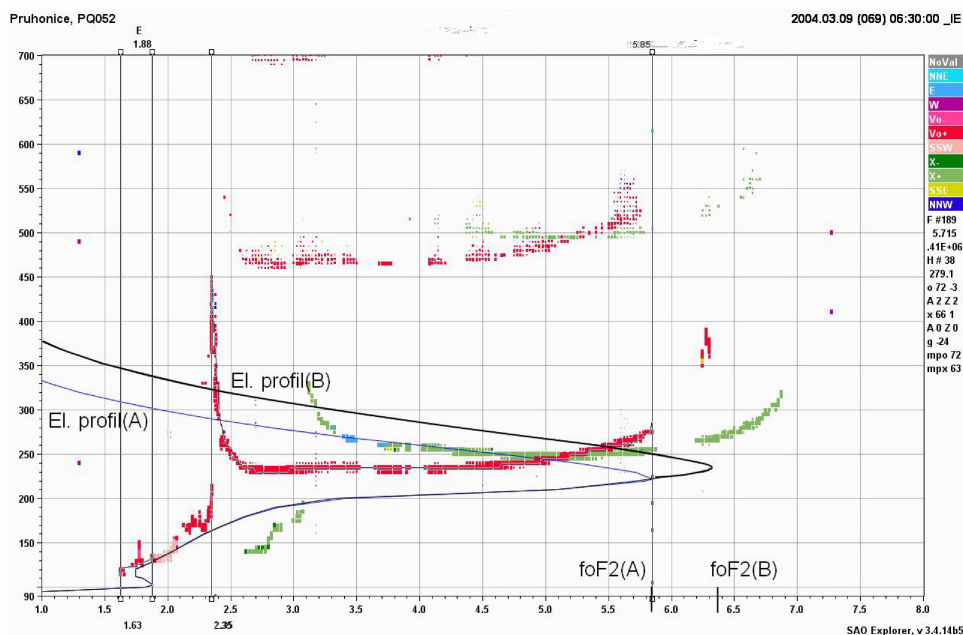
Pro popis geomagnetické aktivity nízkých šířek je používán index Dst. Změny Dst (horizontální komponenta magnetického pole v [nT]) měřené na čtyřech stanicích poblíž rovníku s hodinovým rozlišením odrážejí aktivitu prstencového (rovníkového) proudu. Vysoké záporné hodnoty Dst indikují zvýšení prstencového proudu a trvají kolem jedné hodiny, ovšem často přetrvávají déle, řádově několik hodin až dnů. Okamžitá (předběžná) i upravená data jsou uložena např. na adrese <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dstdir/>. Typická geomagnetická odezva zahrnuje iniciální, hlavní a zotavující (recovery) fázi způsobenou zvýšeným dynamickým tlakem slunečního větru působícího na magnetosféru. Ten stlačuje magnetosféru na denní straně, tím dochází k přiblížení proudu v magnetopauze k Zemi a zároveň ke zvýšení jeho intenzity. Velikost iniciální fáze je zhruba úměrná odmocnině dynamického tlaku slunečního větru, tedy nV^2 , kde n a V jsou hustota a rychlost slunečního větru [Ogilve et al., 1968; Siscoe et al., 1968]. Hlavní fáze je způsobena vzrůstem koncentrace energetických částic (elektronů a iontů H^+ a O^+) ve vnitřní magnetosféře, které jsou vázány uzavřeným magnetickým polem a dochází tak k driftovému pohybu–tzv. prstencovému proudu [Kugblenu et al., 1999]. K poklesu prstencového proudu v následné zotavující fázi dochází ztrátou iontů výmě-

nami náboje a Coulombovským rozptylem [Fok et al., 1991] a tato fáze trvá hodiny až dny.

4.3 Ionosférická data

V naší práci využíváme data z ionosférických stanic středních a vyšších zeměpisných šířek euroasijského sektoru. Konkrétně jde o kritické frekvence foEs a foF2 a výšky vrstev hEs, hmF2 a h'F2. Princip měření pomocí pozemního ionosférického sondování je popsán v kapitole 1.2. Vlastní data pro dlouhodobou analýzu pocházejí ze stanice Průhonice, dále z databází <http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/> a <http://www.ukssdc.ac.uk/>. Data ze stanice Sodankylä byla poskytnuta díky laskavosti Dr. T. Ulicha, Dr. T. Raity a dalších kolegů z observatoře Sodankylä.

Krátkodobé analýzy (sluneční události, vliv neutrální atmosféry, porovnání NHPC a POLANu) byly provedeny s využitím výše uvedených ionosférických parametrů, které byly vždy porovnány s naměřenými ionogramy. Procento nesprávného vyhodnocení narůstá zejména v období ionosférické poruchy, a proto bylo nezbytné každé jednotlivé měření zkontrolovat a případně ručně upravit (obr. 4.2).



Obrázek 4.2: Příklad automaticky chybně vyhodnoceného ionogramu v důsledku přerušení stopy odrazu vrstvy F2. Nesprávná hodnota foF2(A) uvádí automaticky odečtenou hodnotu pomocí software ARTIST, správná hodnota foF2(B) je manuálně opravena. Zobrazeny jsou chybný (A) a správný (B) profil elektronové koncentrace.

Kvalitě dat z hlediska použitých algoritmů NHPC a POLAN je věnována kapitola 6 na straně 43.

5. Cíle práce

Z předchozích kapitol vyplývá, že stav ionosféry je závislý zejména na sluneční a geomagnetické aktivitě a dále je ovlivněn vlnovými procesy v neutrální atmosféře. Hlavním cílem práce bylo popsat variace ionosférických parametrů a jejich případnou vazbu na zmíněné procesy. Tento cíl je vymezen konkrétně takto:

1. Sledovat vzájemnou vazbu vlnové aktivity v neutrální atmosféře a v ionosféře v oblasti sporadické vrstvy E.
2. Analyzovat vliv extrémních slunečních událostí na chování ionosféry v oblasti vrstvy F2.
3. Vymezit oblasti period, na kterých dochází k výraznějšímu vlivu sluneční a geomagnetické aktivity na chování ionosféry s využitím dlouhodobých časových řad maxima elektronové koncentrace ve vrstvě F2 z období několika slunečních cyklů.

6. Porovnání ionosférických algoritmů Polan a NHPC

Práce [Šauli et al., 2007, A1] se zabývá srovnáním dvou rozšířených algoritmů pro výpočet elektronové koncentrace $N_e(h)$ z pozemního ionosférického měření. POLAN (POLynomial ANalyse, [Titheridge, 1985]) je běžně používaný algoritmus, který byl na stanici Průhonice využíván v kombinaci s australskou sondou KEL. Druhý ze srovnávaných algoritmů, NHPC [Huang a Reinisch, 1996], je v současné době využíván v automatickém software ARTIST zabudovaném do digisond DPS-256 a novějších DPS-4/DPS-4D, které tvoří celosvětovou síť digisond (<http://umlcar.edu>). Jednou z nich je i digisonda Průhonice (<http://digisonda.ufa.cas.cz>, od ledna 2004 v Průhonicích fungoval typ DPS-4, která byla v roce 2010 změněna na variantu DPS-4D).

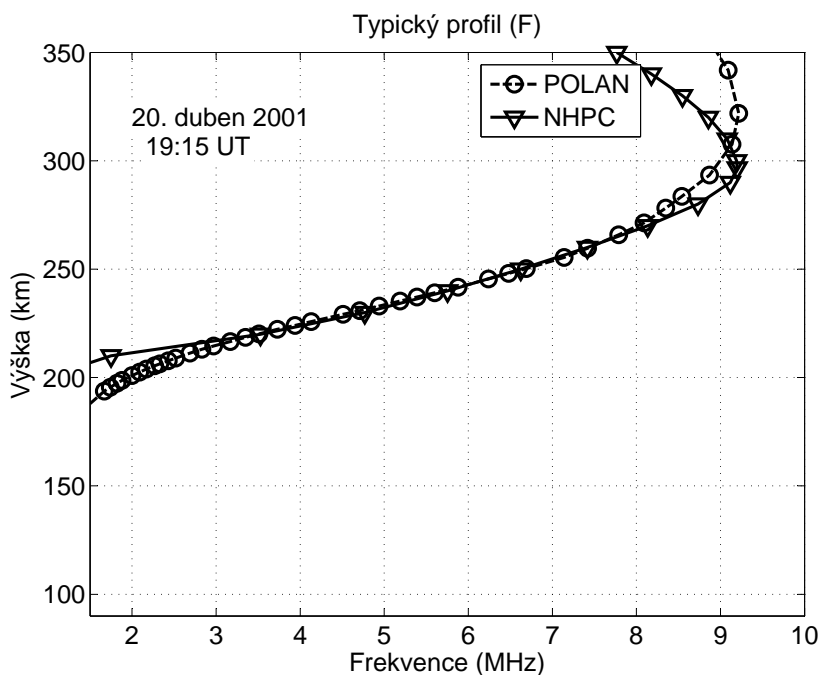
Účelem srovnání bylo zjistit, jak se liší výstupy z obou metod při stejných vstupních datech pro dvě ionosférické stanice Ebro (40,8° s.š., 0,5° v.d.) a Průhonice (50° s.š., 14,5° v.d.) v období klidných a rozbouřených geomagnetických situací. Podnětem pro Šauli et al. [2007, A1] byla mimo jiné práce [Šauli et al., 2006], ve které byly na dvou stanicích (Průhonice a Ebro) detekovány odlišné průběhy elektronové koncentrace. Stanice Ebro (algoritmus NHPC) vykazovala výrazně hladší průběhy elektronové koncentrace vykreslené na zvolených výškách oproti stanici Průhonice (algoritmus POLAN). Bylo tedy důležité vyřešit otázku, zda je tento rozdíl způsoben různými algoritmy, nebo zda je to důsledek odlišných fyzikálních procesů v ionosféře nad oběma stanicemi (např. v důsledku odlišné polohy stanic). Autory zajímaly i systematické rozdíly mezi oběma algoritmy pro různý typ zvrstvení a pro různé podmínky geomagnetické situace (geomagnetický klid vs. rozbouřená situace). Interpretace výsledků rozdílů obou metod není jednoznačná a pravděpodobně je jen velmi obtížné určit, která z metod je věrohodnější. Počet měření *in situ* pomocí raket je velice omezený a na sledovaném intervalu (pro výšky nižší než hmF2) je velmi obtížné určit skutečné hodnoty elektronové koncentrace/plazmové frekvence.

Zkontrolován a ručně vyhodnocen byl celkový počet 10361 ionogramů, zejména z období 1992–2001 s časovým rozlišením 15 min. Časové řady dále obsahují i měření z kampaně HIRAC z období 23.–29. dubna 2001 [Feltens et al., 2001] s pětiminutovým časovým rozlišením. Ionogramy byly rozděleny do tří skupin podle počtu vrstev v profilu. První skupinu tvoří noční ionogramy s jednou vrstvou F, druhou skupinu denní ionogramy s vrstvami E a F a třetí skupina obsahuje denní ionogramy s třemi vrstvami E, F1 a F2.

Statistické zhodnocení zahrnuje výpočet prvního a druhého momentu rozdílu mezi oběma metodami na frekvenčním intervalu sondování s krokem 0,1 MHz (použity byly pouze frekvence s více než 100 měřeními pro tuto frekvenci), tedy průměr a směrodatnou odchylku. Obdobně byl sledován frekvenční rozdíl pro výšky profilu s ekvidistantním krokem 5 km.

6.1 Profily elektronové koncentrace

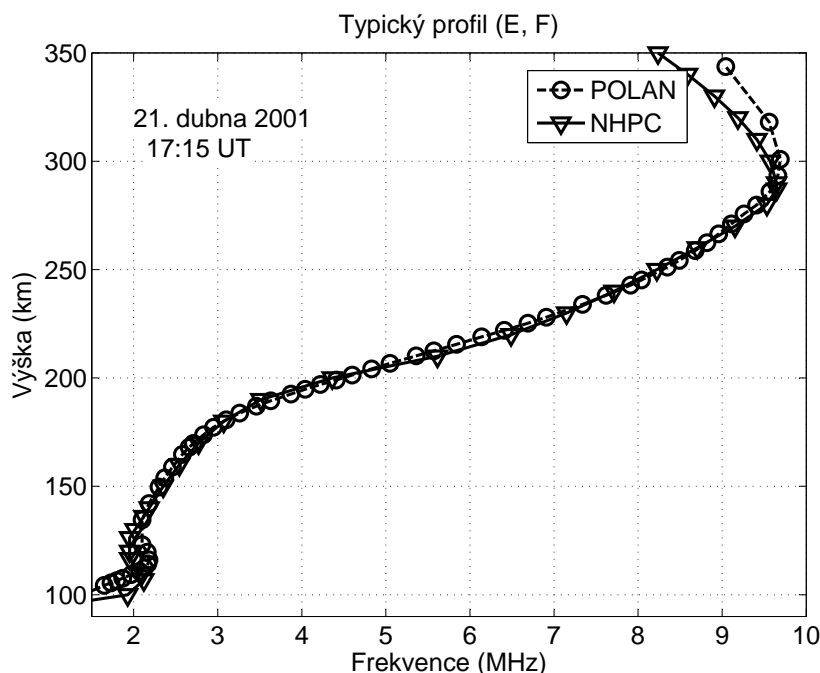
Typické profily vypočítané oběma algoritmy pro klidnou situaci (noční profil s vrstvou F a denní profily s dvěma a třemi vrstvami) jsou uvedeny na obr. 6.1–6.3.



Obrázek 6.1: Typický noční profil plazmové frekvence – jedna vrstva F, (geomagneticky klidná situace, stanice Průhonice). Zřetelné jsou rozdíly pro spodní část profilu (<3 MHz) i oblast maxima plazmové frekvence.

Na obr. 6.1 je patrný vliv použití rozdílného modelování v dolní části nočního profilu (v oblasti okolo 200 km) i odlišný výpočet pro oblast v blízkosti kritické frekvence foF2. Průběh elektronové koncentrace pod minimální sondovací frekvencí je principiálně nemožné odvodit z dat ze sondování a veškeré informace jsou dány použitým/zvoleným modelem. Hodnota gyrofrekvence pro stanici Průhonice je $\sim 1,2$ MHz a při sondování na této frekvenci dochází k prakticky totální absorpci signálu. Jak je vidět z obrázku, výpočet profilu POLANem udává pro nízké frekvence nižší výšky než NHPC. Obě metody se postupně vyrovnávají okolo 3 MHz. Oblast kritické frekvence je pak citlivá na určení asymptot stopy odrazu (při sondování v oblasti kritické frekvence nastává stojaté vlnění a doba návratu signálu zpět do přijímače je teoreticky nekonečná) i na parametrech polynomu prokládajícího elektronový profil. V tomto případě POLAN udává vyšší hodnoty výšky maxima hmF2 než NHPC, směrem k nižším frekvencím se rozdíl snižuje.

Profily $N_e(h)$ jsou si naopak velice blízké v případě denního zvrstvení do dvou vrstev E a F (tato stratifikace je typická zejména pro zimní dny, obr. 6.2). Denní průběh vrstvy E je snáze popsitelný (má mnohem menší variabilitu než vrstva F) [Davies, 1990], což snižuje i variabilitu modelů pro nízké plazmové frekvence. Při tomto zvrstvení se oba



Obrázek 6.2: Typický denní profil plazmové frekvence – dvě vrstvy E a F (geomagneticky klidná situace, stanice Průhonice). Dobrá shoda pro celou studovanou část profilu.

algoritmy shodují prakticky na celém profilu včetně oblasti vrstvy E i v blízkosti foF2.

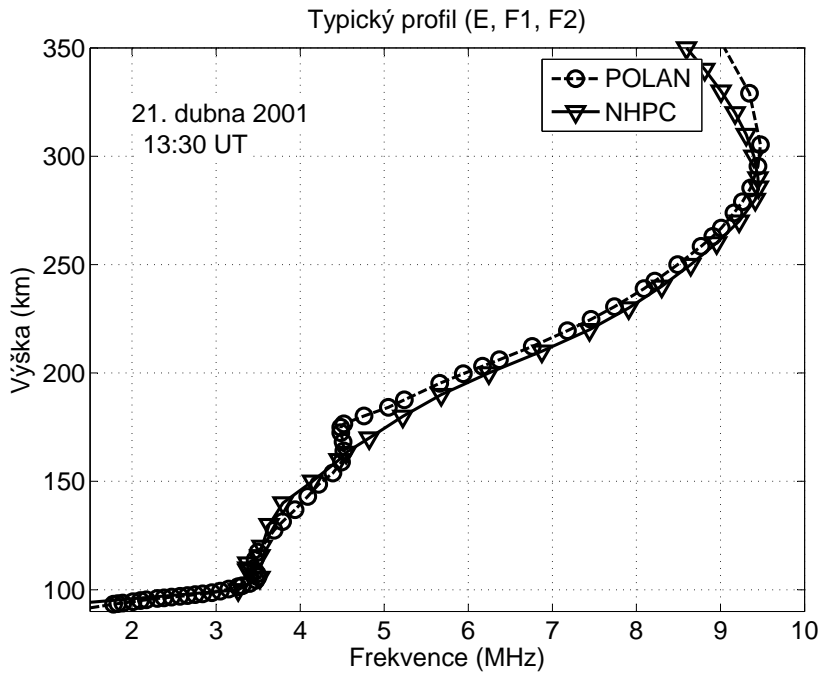
Ve třetím případě, při stratifikaci ionosféry do vrstev E, F1 a F2, vykazují použité metody rozdílné výsledky, zejména v tzv. údolí, tedy v oblastech (předpokládaného) lokálního minima N_e . Tyto oblasti jsou pro pozemní sondování „neviditelné“. Mezi vrstvou F1 a F2 algoritmus POLAN údolí oproti NHPC prohlubuje (obr. 6.3 oblasti v okolí 4,5 MHz).

Obr. 6.4, 6.5 a 6.6 ukazují průběhy elektronové koncentrace na výškách 150–250 km vypočtené jednotlivými algoritmy na obou stanicích s pětiminutovým rozlišením. Výpočet $N_e(h)$ algoritmem POLAN vede k méně plynulým průběhům oproti výpočtu pomocí algoritmu NHPC. Na obr. 6.6 z geomagneticky porušené situace je zřetelně vidět vlnová aktivita (TID). Na stanici Průhonice je efekt TID, které se šíří z aurorální oblasti, výraznější. Stanice Průhonice se tedy jeví jako více ovlivněna aktivitou aurorální oblasti a průchodem TID, než jižněji položená stanice Ebro.

6.2 Statistické výsledky

Průměrné rozdíly mezi oběma algoritmy a směrodatné odchylky pro období geomagnetického klidu ($K_p < 4$) vs. období geomagnetické bouře ($K_p \geq 4$) jsou uvedeny na obr. 6.7 (geomagneticky klidná situace) a 6.8 (geomagnetická bouře).

Rozdíl skutečných výšek elektronového profilu je pro každý frekvenční krok defino-

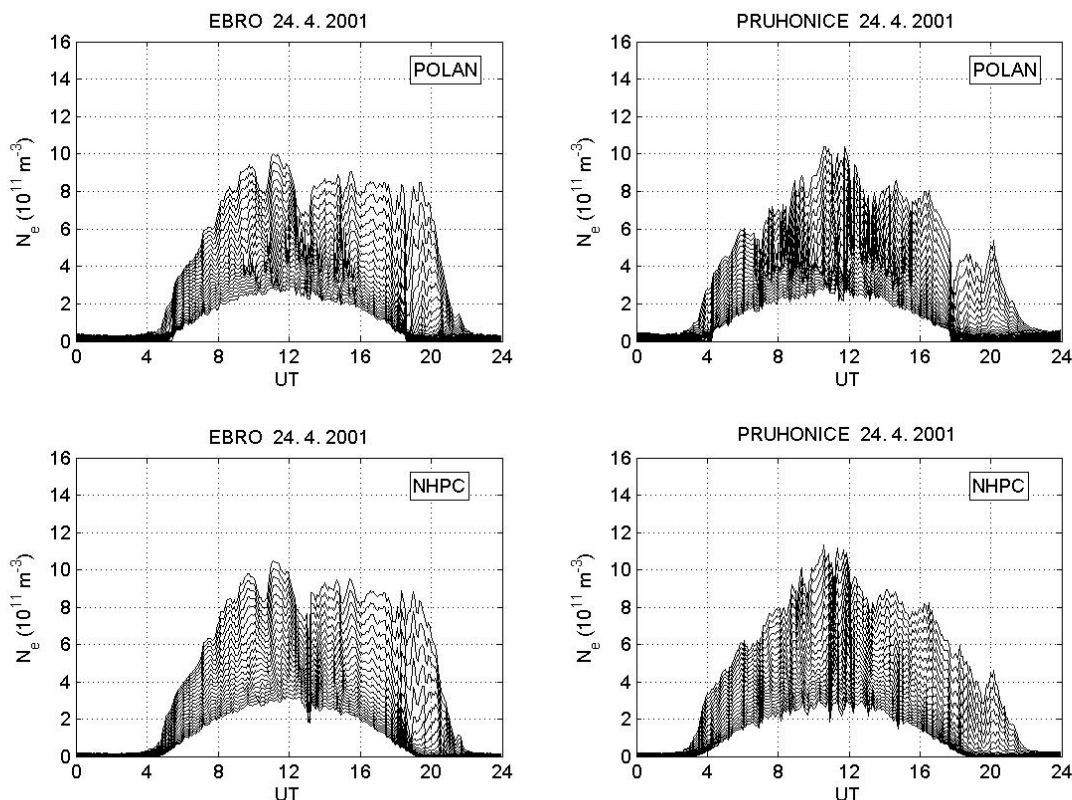


Obrázek 6.3: Typický denní profil plazmové frekvence – tři vrstvy E, F1 a F2 (geomagneticky klidná situace, stanice Průhonice). Zřetelný rozdíl v oblasti údolí mezi vrstvou F1 a F2 i v průběhu celého profilu nad 4, 5 MHz (větší hodnoty výšek z algoritmu POLAN).

ván jako $\Delta h_{PN} = h_{POLAN} - h_{NHPC}$, kde h_{POLAN} a h_{NHPC} označují skutečnou výšku elektronového profilu vypočtenou jednotlivými algoritmy. Statistická analýza Δh_{PN} prokázala systematické rozdíly z výstupů obou metod. Zatímco nebyl nalezen výrazný rozdíl mezi obdobími geomagnetického klidu a bouře, byly detekovány rozdíly v určení skutečné výšky odrazu na jednotlivých stanicích. Obr. 6.7 a 6.8 demonstrují rozdíly v měřeních na observatoři Ebro a Průhonice během geomagneticky klidné a geomagneticky rozbouřené situace. Horní panely představují noční situaci s jednou vrstvou F. Prostřední panely jsou z denních období s dvěma vrstvami E a F a spodní panely z denní doby, kdy jsou detekovány tři vrstvy, E, F1 a F2.

Během noci (obr. 6.7 a obr. 6.8, horní panely), kdy je vyvinuta pouze vrstva F, jsou hodnoty Δh_{PN} negativní pro spodní část profilu a pozitivní pro frekvence blízké foF2. Střední část profilu vykazuje nízké hodnoty Δh_{PN} . Hodnota Δh_{PN} v horní části profilu pro stanici Průhonice činí přibližně 7 km, pro stanici Ebro je rozdíl méně výrazný (méně než 3 km). Systematická odchylka σ směrem ke kritické frekvenci foF2 klesá k hodnotě okolo 5 km.

Na prostředních dvou panelech (obr. 6.7 a obr. 6.8) je srovnání v období, kdy je ionosféra zvrstvena do vrstev E a F. Na stanici Ebro je Δh_{PN} zhruba 5 km (největší rozdíly jsou ve spodní části profilu). Větší shoda v $N_e(h)$ pro obě metody je pozorována u stanice Průhonice, ale i zde je vidět nadhodnocení výšky v $N_e(h)$ profilem algoritmem

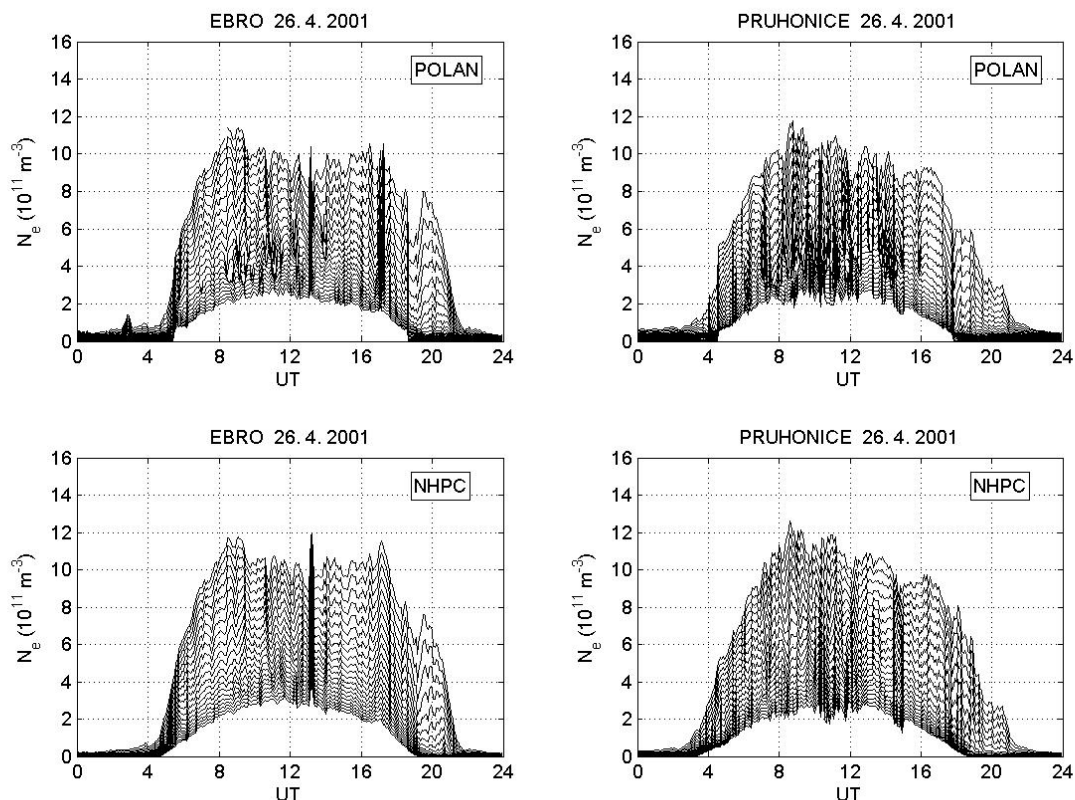


Obrázek 6.4: Elektronová koncentrace ve výškách 150–250 km s krokem 5 km pro stanice Ebro a Průhonice. Geomagneticky klidná situace. $K_p < 4$.

POLAN oproti NHPC. Systematická odchylka σ je stabilně nízká a blíží se hodnotě 5 km prakticky pro celou sledovanou část profilu $N_e(h)$.

Spodní panely obr. 6.7 a obr. 6.8 (tři vyvinuté vrstvy E, F1 a F2) ukazují poměrně vysoké nadhodnocení ve vrstvě F2 pomocí POLANu oproti NHPC. Pro vrstvu F1 je nadhodnocení menší, ale je zřetelné, stejně tak je tomu i pro vrstvu E.

Maximální rozdíly mezi oběma algoritmy (Δh_{PN}) jsou pozorovány u nočních měření s jednou vrstvou pro plazmové frekvence $<$ cca 3 MHz (nadhodnoceny skutečné výšky profilu vypočtené NHPC oproti profilu vypočteném POLANem), navíc jsou doprovázeny velkými směrodatnými odchylkami. To je možné interpretovat jako nejistotu výpočtu profilu pomocí uplatnění modelu pro plazmové frekvence nižší než minimální sondovací. Obě metody jsou pro oblasti s nízkou elektronovou koncentrací ve vrstvě F2 výrazně odlišné (obr. 6.1). Pro vyšší části elektronového profilu pak postupně dochází ke zmenšení Δh_{PN} a směrem k maximum elektronové koncentrace naopak k jeho zvýšení. Podobně v situaci se dvěma a třemi vrstvami pozorujeme nadhodnocení ve prospěch POLANu (kladné hodnoty Δh_{PN}), v tomto případě se neuplatňuje rozdílné modelování spodní části profilu pro plazmové frekvence (resp. modelována není vrstva F2, ale vrstvy E či

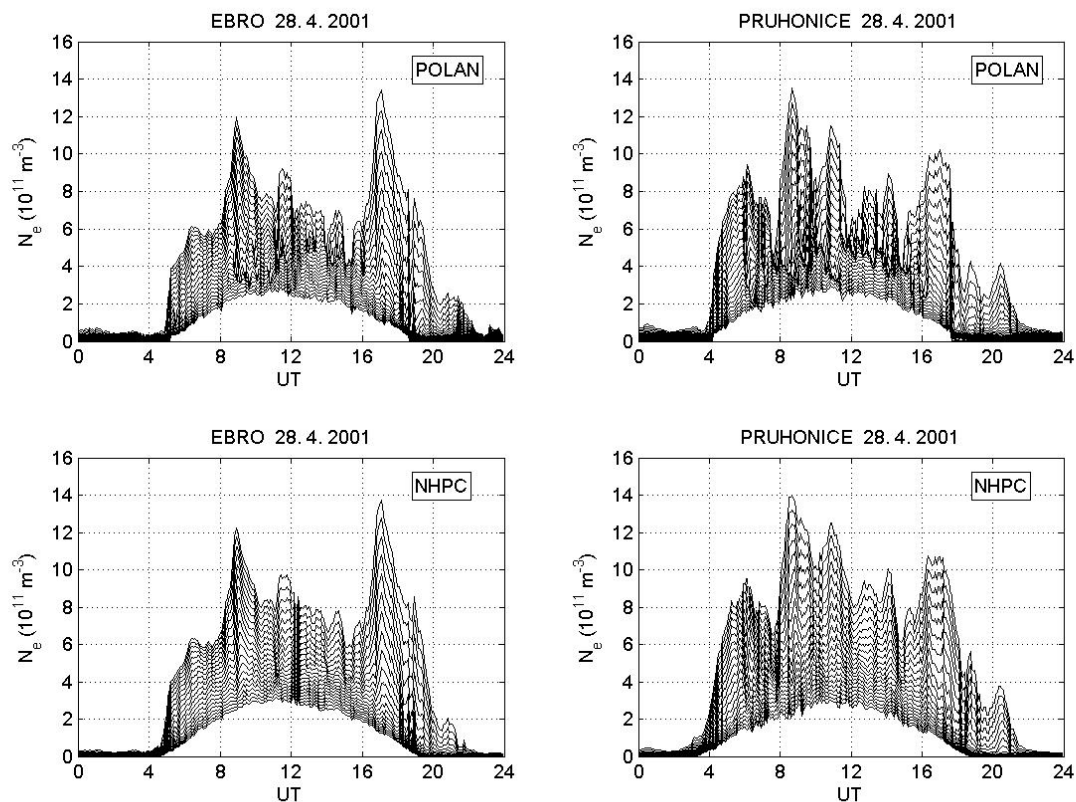


Obrázek 6.5: Elektronová koncentrace ve výškách 150–250 km s krokem 5 km pro stanice Ebro a Průhonice. Geomagneticky mírně porušená situace ($4 \leq K_p \leq 6$). Průběhy na jednotlivých výškách jsou v případě algoritmu POLAN (nahore) méně plynulé, než v případě NHPC, zejména pro stanici Průhonice (vpravo nahore).

F1). Z těchto tří případů je nejlepší shoda obou metod pro denní ionogramy s přítomností dvou vrstev, kde je průměrné Δh_{PN} pro většinu profilu prakticky všude menší než 7 km. Situace se třemi vrstvami ukazuje relativně dobrou shodu pro oblast E, avšak významné rozdíly pro oblasti F1 a F2.

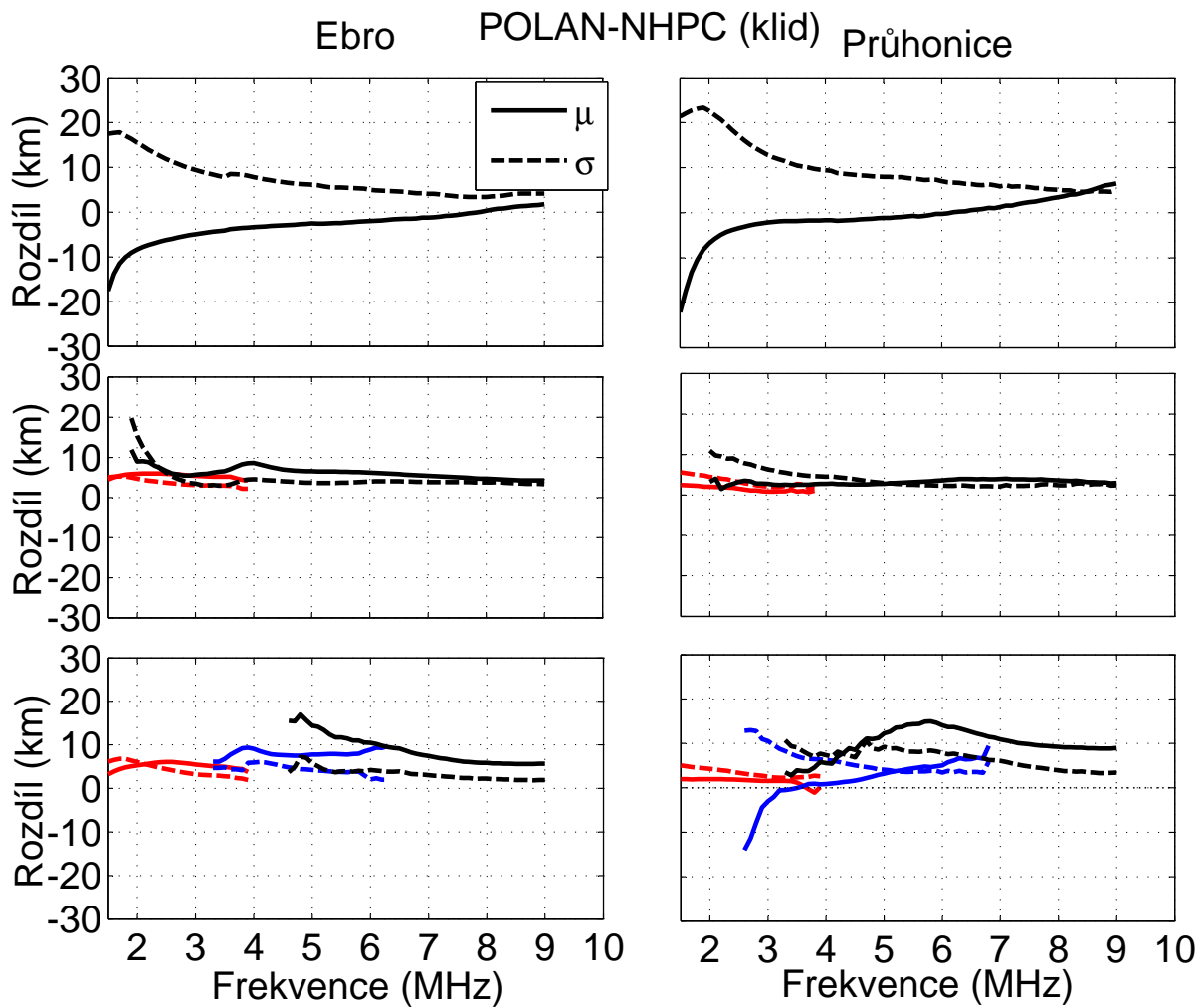
6.3 Shrnutí porovnání algoritmů POLAN a NHPC

- Práce [Šauli et al., 2007, A1] ukázala, že existují systematické rozdíly mezi oběma analyzovanými metodami a liší se podle typu stratifikace.
- Nejlepší shoda algoritmů je pro případ dvou vrstev E a F2, naopak největší rozdíly jsou pozorovány pro oblasti nízkých plazmových frekvencí pod cca 3 MHz v případě noční situace (vrstva F).

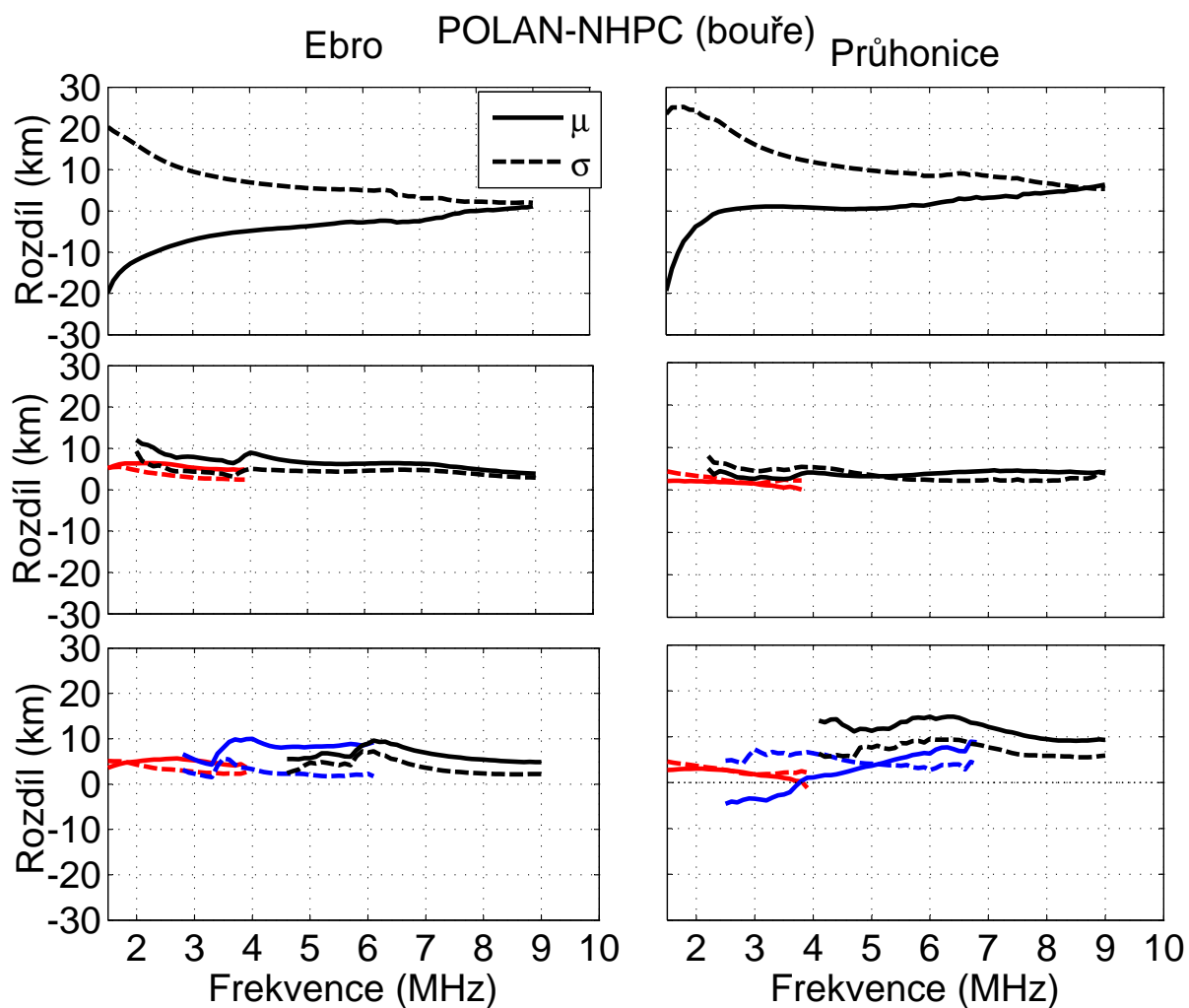


Obrázek 6.6: Elektronová koncentrace ve výškách 150–250 km s krokem 5 km pro stanice Ebro a Průhonice. Geomagneticky porušená situace ($K_p > 6$). Algoritmus POLAN, podobně jako v obr. 6.5 vykazuje více neuspořádané průběhy elektronové koncentrace oproti NHPC (výrazněji pro Průhonice oproti stanici Ebro).

- V situaci, kdy jsou přítomné tři vrstvy, je největší rozdíl mezi algoritmy lokalizován do přechodové oblasti mezi vrstvami E a F1, případně F1 a F2.
- V období zvýšené geomagnetické aktivity byly pozorovány změny profilu N_e vlivem poruchy geomagnetického pole působícího na ionosféru. Byl detekován průchod TID šířících se z aurorální oblasti.



Obrázek 6.7: Průměrný rozdíl skutečných výšek profilu elektronové koncentrace (μ) a směrodatná odchylka (σ) (POLAN - NHPC) v období geomagneticky klidné situace ($K_p < 4$). Horní řada reprezentuje noční ionogramy (vrstva F2), prostřední situaci s přítomností dvou vrstev (vrstvy E, F), spodní je pro výskyt tří vrstev (vrstvy E, F1, F2).



Obrázek 6.8: Průměrný rozdíl skutečných výšek profilu elektronové koncentrace (μ) a směrodatná odchylka (σ) (POLAN - NHPC) v období porušené geomagnetické situace ($K_p \geq 4$). Horní řada reprezentuje noční ionogramy (vrstva F2), prostřední situaci s přítomností dvou vrstev (vrstvy E, F), spodní je pro výskyt tří vrstev (vrstvy E, F1, F2).

7. Analýza sporadického zvrstvení

7.1 Sporadické zvrstvení a vazba na neutrální atmosféru

Tato kapitola shrnuje výsledky práce Mošna a Koucká Knížová [2012, A8], která pomocí kontinuální waveletové transformace (CWT), cross waveletové transformace (XWT) a waveletové koherence (WTC) popisuje vztah mezi neutrální atmosférou (teplota plynu na hladině 10 hPa, což odpovídá výšce cca 30 km) a parametry sporadických vrstev foEs (kritická frekvence) a hEs (výška vrstvy). Pro analýzu dynamiky tvorby sporadické vrstvy byla dále použita Automatická vizualizační metoda [Mošna a Koucká Knížová, 2010, A4; Šindelářová et al., 2012].

Data reprezentující stav neutrální atmosféry jsou stratosférické teploty z modelu ERA-40 [Uppala et al., 2005]. Prostorové rozlišení je $2,5 \times 2,5$ stupně. Časové rozlišení modelu je 6 hodin, pro časy 00, 06, 12 a 18 UT. Pro analýzu byly použity hodnoty nejbližší odpovídající pozici stanice Průhonice (50° s.š., $14,5^\circ$ v.d.).

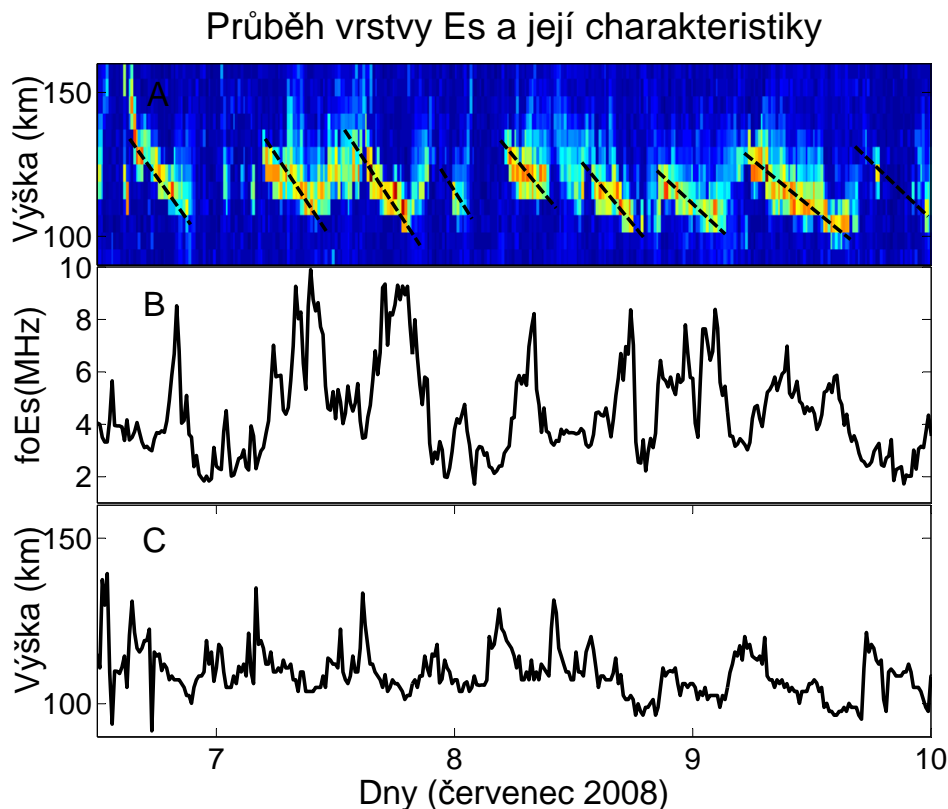
Data použitá pro ionosféru jsou kritické frekvence foEs a výšky vrstvy hEs ze stejných časů, tedy 00, 06, 12 a 18 UT, z období letních měsíců 2004, 2006 a 2008. Zvolené časové rozlišení umožňuje detekci společných vlnových projevů na periodách 12 hodin a delších. Pro analýzu periodicit byly použity kontinuální waveletová transformace, cross waveletová transformace a waveletová koherence převzaté z prací Grinsted et al. [2004] a Torrence a Compo [1998]. Cross waveletová analýza a waveletová koherence byla provedena na normalizovaných datech s nulovou střední hodnotou a jednotkovou variancí podle zmíněných prací.

7.1.1 Kontinuální waveletová transformace, cross waveletová transformace a waveletová koherence

Ve všech waveletových metodách byl použit komplexní wavelet (Morlet). Kontinuální waveletová transformace (CWT – Continuous Wavelet Transform) byla použita pro výpočet výkonu na jednotlivých periodách, tedy pro zobrazení dominantních period na jednotlivých časových řadách. Cross waveletová transformace (XWT – Cross Wavelet Transform) a waveletová koherence (WTC – Wavelet Coherence) slouží pro detekci společných vlnových projevů. WTC i XWT přinášejí informaci o společných periodách a o fázích. WTC udává, na jakých periodách a v jakém okamžiku obě sady dat korelují bez ohledu na jejich výkon, XWT pak upřednostňuje společné oblasti s vysokým výkonem. Kromě standardního zobrazení společného výkonu je zobrazena i fáze mezi jednotlivými dvojicemi dat pomocí šipek, které se nachází v daných oblastech diagramů. Fáze je zobrazena v rozmezí $0-2\pi$ na dané periodě, proti směru hodinových ručiček. To znamená, že například šipka směřující kolmo vzhůru v oblasti period 4 dny pro dvojici T–foEs odpovídá fázovému zpoždění foEs oproti T o jeden den (případně o jeden den + $4n$

dní). Podrobnosti o metodách jsou uvedeny v Mošna a Koucká Knížová [2012, A8] a dalších tam citovaných pracích.

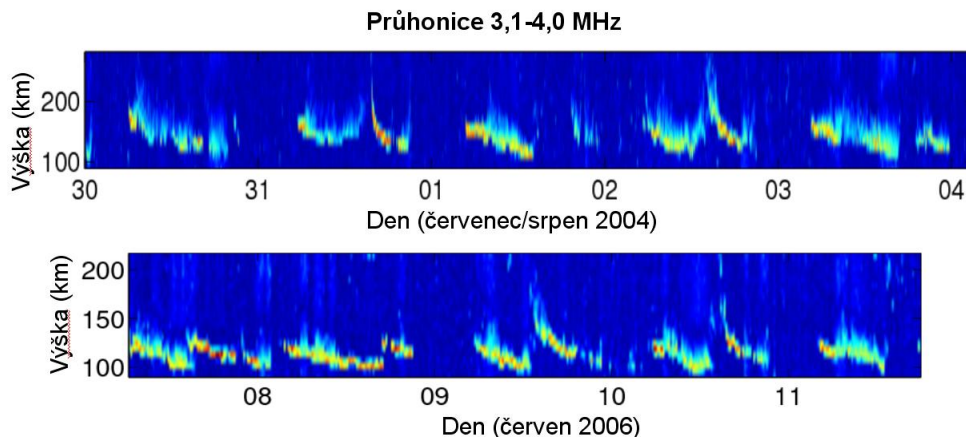
Výsledky waveletové analýzy jednotlivých časových řad T, hEs a foEs pro tři kampaně 2004, 2006 a 2008 (CWT) a dále WTC a XWT pro dvojice T–hEs a T–foEs pro tyto tři kampaně jsou souhrnně zobrazeny v Příloze B1 (CWT) a B2 (WTC,XWT). Obr. 7.1 zobrazuje periodicitu vzniku Es vrstvy v 6–12 hodinových periodách pomocí



Obrázek 7.1: Automatická vizualizační metoda s použitým frekvenčním oknem 3,1–4,1 MHz (horní panel). Kritická frekvence foEs (prostřední panel) a výška vrstvy hEs (spodní panel).

Automatické vizualizační metody [Mošna a Koucká Knížová, 2010, A4]. Identifikace periodicity tvorby a poklesu je při použití AVM názornější než vykreslení ionosférických charakteristik kritické frekvence foEs nebo výšky vrstvy hEs. Zobrazené periody o délce 8–12 hodin odpovídají planetárním vlnám. Pokles vrstev pro další kampaně z roku 2004 a 2006 je znázorněn i na obr. 7.2.

Obr. 7.3 zobrazuje XWT pro dvojici (T;foEs) z 29.5.–31.8. 2008. Oblasti společného výkonu se vyskytují stabilně na periodě 1 den, odpovídající přílivovým vlnám. Jsou zde vidět oblasti se společným vysokým výkonovým spektrem na periodách odpovídajících módům planetárních vln (Rossbyho módy). Pozorované periody (cca 4, 8–10, 16–20



Obrázek 7.2: Změna výšky sporadické vrstvy v průběhu času (kampaně 2004 a 2006). Automatická vizualizační metoda [Mošna a Koucká Knížová, 2010, A4] s použitým frekvenčním oknem 3,1–4,1 MHz .

dní) jsou výsledkem modulace vlny atmosférickými větry převládajícími v době měřící kampaně. Fáze pro popisované periody nejsou stálé a naznačují nelineární vazby mezi oblastí stratosféry a Es vrstvy. Kompletní analýzy pomocí CWT, XWT a WTC jsou uvedeny v Příloze B.

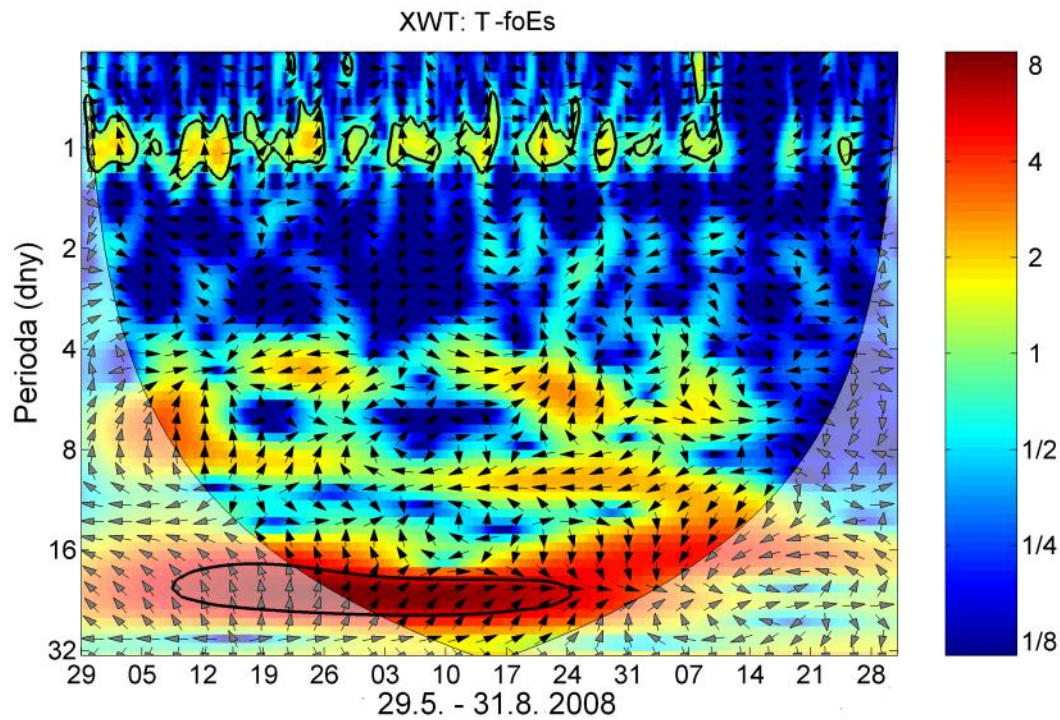
7.2 Shrnutí vazby neutrální atmosféra–Es vrstva

Mezi nejvýznamnější výsledky práce [Mošna a Koucká Knížová, 2012, A8] uvádíme:

- Nejvýraznější periodou detekovanou v parametrech foEs a hEs pomocí CWT je jednodenní perioda, která je přítomna i v datech teplot (Příloha B 1).
- Fázový posun mezi stratosférickými a ionosférickými daty pro periodu jeden den (přilivové/planetární vlny) je stabilní a má hodnotu $\pi/4 - \pi/2$, což odpovídá 3–6 hodinám. Fázová rychlost vln vypočítaná za zjednodušených předpokladů¹ vln o periodě 24 hodin pohybujících se mezi hladinami 10hPa a Es (tzn. mezi cca 30km a 100–130 km) tedy činí cca 6–9 m/s, což je realistická hodnota pro tento druh vln² (Příloha B 2).
- Detekované společné periody (T, hEs) a (T, foEs) v oblasti planetárních vln se vyskytují zejména na periodách odpovídajících vlastním oscilacím atmosféry (Rossbyho módy).

¹např. pohyb kolmo vzhůru, konstantní rychlost atd.

²např. podle Yu, <http://www.ess.uci.edu/~yu/class/ess228/lecture.5.waves.all.pdf>, který udává pro Rossbyho mód o vlnové délce 6000 km rychlost 8 m/s



Obrázek 7.3: Cross waveletová transformace pro stratosférickou teplotu a kritickou frekvenci foEs z léta 2008. Na obrázku jsou vidět vysoké společné výkony v oblasti 1, 4–5, 8–10 a 16–20 denních period.

- Planetární vlny šířící se ze stratosféry do ionosféry ovlivňují významným způsobem vznik a trvání sporadické vrstvy Es. Tento závěr potvrzuje pozorování autorů [Pancheva, 2003; Šauli a Bourdillon, 2008; Voiculescu et al., 2000].

8. Ionosférická odezva na poruchy ve slunečním větru

Tato kapitola se zabývá vlivem HSS, CME a MC na chování ionosféry v oblasti vrstvy F2 ovlivněné působením porušeného meziplanetárního pole na magnetosféru Země. Sledovanými ionosférickými parametry jsou výška maxima elektronové koncentrace hmF2, případně virtuální výška h'F2 (h'F) a kritická frekvence vrstvy foF2. Výsledky pro případy 1–6 (viz tab. 8.1) byly publikované v [Mošna et al., 2009a, A2] a [Mošna et al., 2009b, A3]. Data ze slunečního větru pocházejí ze satelitu ACE (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov>).

Parametry slunečního větru ze sondy ACE, geomagnetické indexy Dst (minimální hodnota pro každou událost) a Kp (maximální hodnota) jsou uvedeny v Tab. 8.1. V této kapitole rozlišujeme mezi CME (bez rotace magnetického pole) a MC (s rotací magnetického pole).

Tabulka 8.1: Přehled slunečních událostí

Č.	Datum	Typ	v_{max}	$B_{z_{min}}$	\mathbf{B}	Dst_{min}	Kp_{max}
1	11.2. 2004	MC	730	-12.4	21	-93	6+
2	9.3. 2004	HSS	745	-8.6	10	-78	6+
3	7.11. 2004	MC	730	-44.6	47	-374	9-
4	7.10. 2005	HSS	716	-9.8	11	-50	5-
5	31.10. 2005	CME	386	-8.1	13	-74	5
6	3.8. 2010	MC	598	-10.7	17	-66	7-
7	30.9. 2012	MC	395	-20	21	-119	7

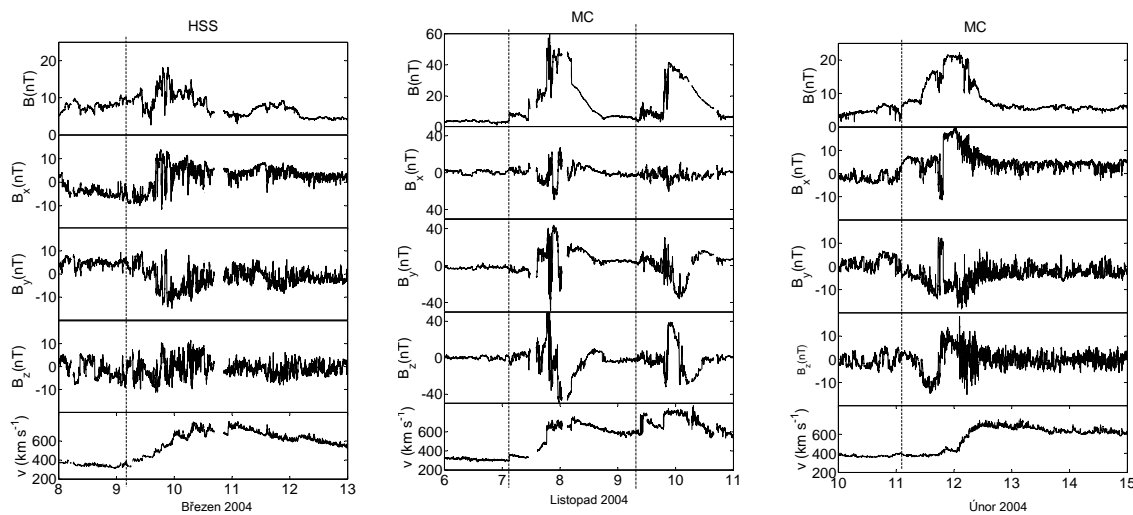
Tabulka 8.2: Seznam analyzovaných slunečních událostí. Maximální rychlost slunečního větru v_{max} (km/s), minimální hodnoty z-složky magnetického pole slunečního větru $B_{z_{min}}$, maximální hodnoty vektoru magnetického pole \mathbf{B} a minimální hodnoty Dst (nT). HSS=High Speed Solar Stream, CME=Coronal Mass Ejection, MC=Magnetic Cloud.

Kritéria pro výběr slunečních událostí byla jednak přítomnost negativní složky magnetického pole B_z a dále bylo pro skupinu událostí 1–5 a 7 použito časové omezení událostí na jarní/podzimní výskyt vzhledem k tomu, aby byl minimalizován vliv sezónní variabilita ionosféry. Události 4 a 5, HSS (7. 10. 2005) a CME (31. 10. 2005) byly analyzovány pro porovnání ionosférické odezvy nad šesti různými evropskými stanicemi. Odezva na magnetický oblak MC (3. 8. 2010) byla porovnána pro tři ionosférické stanice.

Pro každý případ byla vybrána kontinuální série ionogramů z doby několika dnů před a po události s časovým rozlišením 15 minut. Ionogramy z doby před událostí slouží jako referenční ionogramy. Ionogramy byly zkontrolovány a případně ručně zpracovány a byly vypočteny profily elektronové koncentrace pomocí algoritmu NHPC [Reinisch et al., 2005].

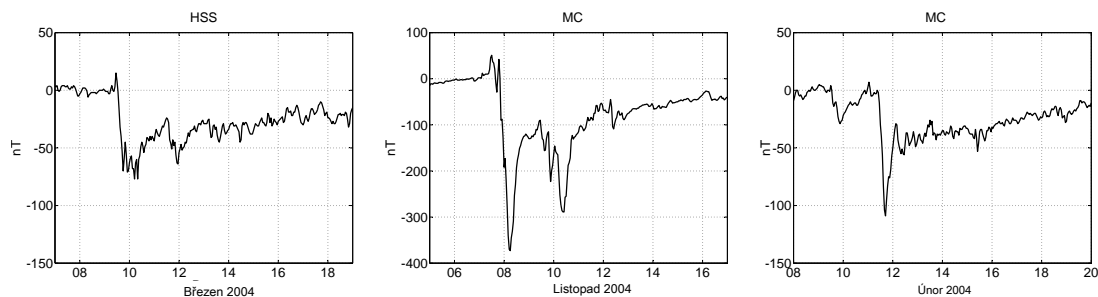
8.1 HSS a MC, 2004

Události z roku 2004 byly vybrány tak, aby (i) porucha meziplanetárního pole následovala po delším období klidu (minimálně 14 dní), (ii) hodnota magnetického pole B_z měla záporné hodnoty, (iii) odfiltroval se sezonní vliv na ionosféru výběrem časů s podobným chováním ionosféry (Rishbeth [2001]; Forbes [2000]; Pröls [2004] další). Po zjištění dostupných ionosférických dat byly vybrány události magnetický oblak (MC) (11. 2. 2004), HSS (9. 3. 2004) a magnetický oblak (7. 11. 2004). MC (7. 11. 2004) má cca dvojnásobnou velikost \mathbf{B} a B_z oproti zbývajícím dvěma případům. Charakteristiky slunečního větru jsou zakresleny na obr. 8.1. Geomagnetická situace pomocí indexu Dst je znázorněna na obr. 8.2. Geomagnetická situace z hlediska indexů Dst a Kp je středně (MC, 11. 2. 2004, HSS, 9. 3. 2004) a silně porušena (MC, 7. 11. 2004).

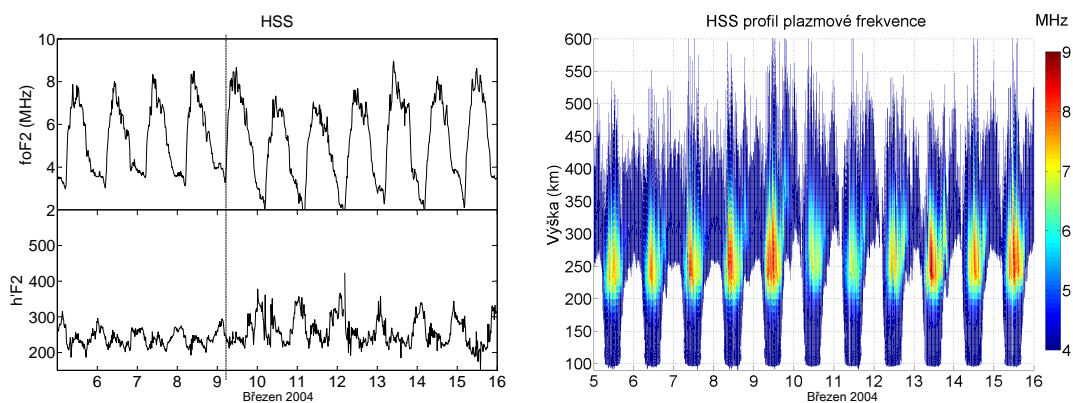


Obrázek 8.1: Velikost vektoru magnetického pole \mathbf{B} (nahore), komponenty magnetického pole B_x , B_y a B_z (uprostřed) a rychlost slunečního větru (dole). Svislé čáry označují časy událostí.

Ionosférická odezva je v případě HSS (9.3. 2004) i MC (7.11. 2004) výrazná a je pozorovatelná na virtuální výšce vrstvy F2, kde došlo k jejímu k vzrůstu, i na průběhu foF2 (výrazný pokles denních i nočních hodnot, viz obr. 8.4 a obr. 8.4). Událost MC (7. 11. 2004) je extrémní z hlediska poruchy IMF i velikosti minimální hodnoty Dst a stejně tak mimořádná je i ionosférická odezva. Kritické frekvence se den po poklesu hodnot vrátili na předchozí denní průběh, což je rozdílné chování ionosféry oproti HSS (9. 3. 2004), kdy denní pokles trvá po tři dni po poruše IMF. Další extrémní pokles v případě MC (7. 11. 2004), tedy 9. 11. 2004, je způsoben další poruchou v IMF (obr. 8.1, prostřední panel), která opět vede v výrazným změnám (pokud by nedošlo k této následné poruše IMF, tak bylo by zajímavé sledovat např. dobu trvání oscilací výšek



Obrázek 8.2: Index Dst pro HSS (9. 3. 2004), MC (7. 11. 2004) a MC (11. 2. 2004), zleva.



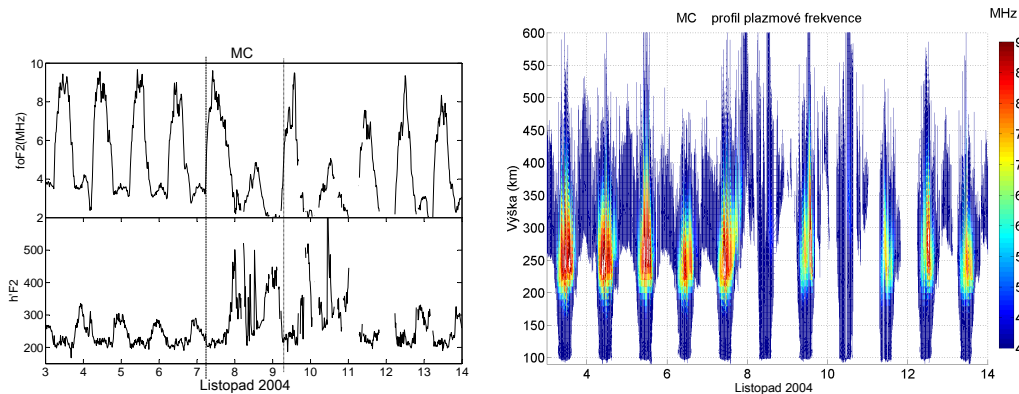
Obrázek 8.3: Průběh kritických frekvencí (levý obrázek, horní panel) a virtuálních výšek vrstvy F2 (levý obrázek, spodní panel). Profil plazmové frekvence (pravý obrázek). HSS (9. 3. 2004).

F2, případně další vývoj foF2). Spektrální analýza vlnové aktivity ukazuje, že dochází k průchodu vln na širokém rozmezí period (cca 0,5 h– cca 20 h), což odpovídá módům gravitačních a přílivových vln (obr. 8.6. Zřetelná je na obou panelech i vlnová aktivita vyvolaná působením další poruchy IMF 9./10. 11. 2004.

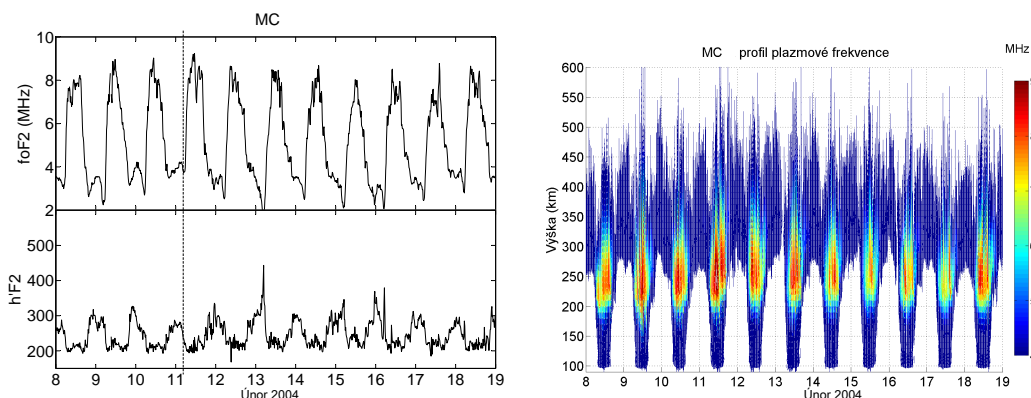
V případě MC (11. 2. 2004) dochází k středně velké změně v nočních kritických frekvencích foF2 a pozorovatelnému, ale nepřilíš významnému zdvihu vrstvy F2 (obr. 8.5).

8.2 HSS a CME, říjen 2005

Vliv HSS a CME z října 2005 na ionosféru byl studován pomocí ionosférických parametrů měřených na šesti evropských stanicích (Athény, Chilton, Dourbes, Juliusruh,



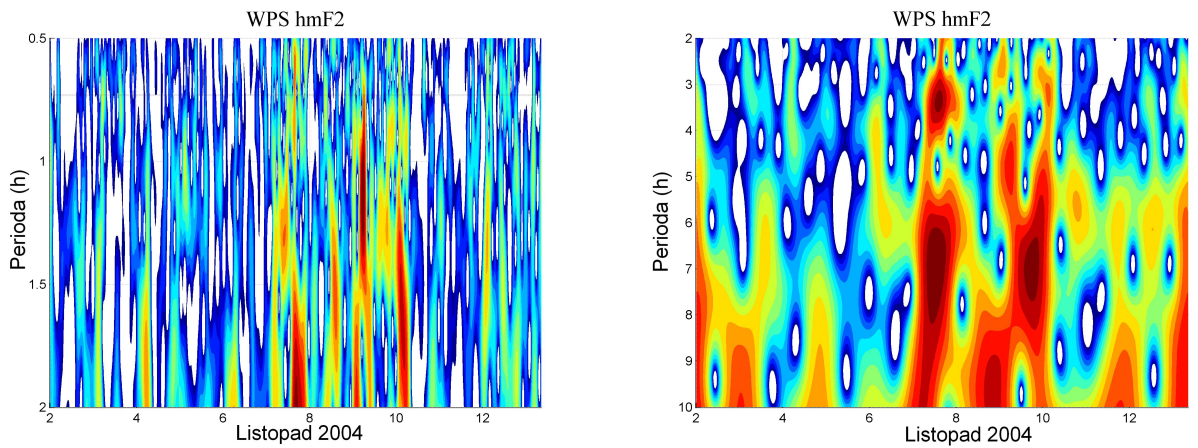
Obrázek 8.4: Průběh kritických frekvencí (levý obrázek, horní panel) a virtuálních výšek vrstvy F2 (levý obrázek, spodní panel). Profil plazmové frekvence (pravý obrázek). MC (7. 11. 2004).



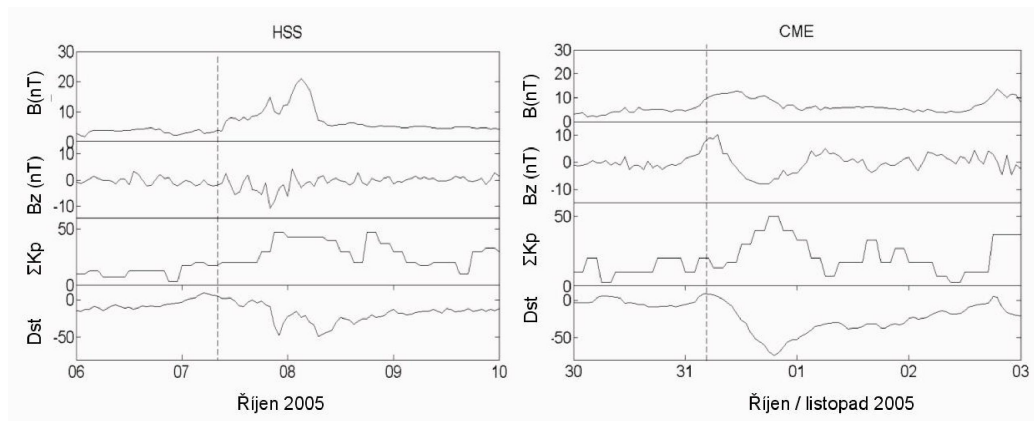
Obrázek 8.5: Průběh kritických frekvencí (levý obrázek, horní panel) a virtuálních výšek vrstvy F2 (levý obrázek, spodní panel). Profil plazmové frekvence (pravý obrázek). MC (11. 2. 2004).

Průhonice, Ebro/Roquetes). Parametry slunečního větru a geomagnetické indexy K_p a Dst pro události HSS (7. 10. 2005) a CME (31. 10. 2005) jsou na obr. 8.7. Obě události jsou srovnatelné z hlediska velikosti odezvy v geomagnetickém indexu K_p . Z hlediska odezvy Dst je výraznější událost CME, u které Dst dosáhlo -74 nT. Změny ionosférických parametrů na stanicích Ebro/Roquetes (HSS) a Athény (CME) jsou znázorněny na obr. 8.8 a obr. 8.9.

Jak CME, tak HSS byly následované výraznou změnou ve výškách $h'F$ (zdvih noční vrstvy a výrazné oscilace). U kritických frekvencí je možné pozorovat snížení nočních hodnot $foF2$ po dvě následující noci a u stanice Athény došlo v případě HSS ke krát-

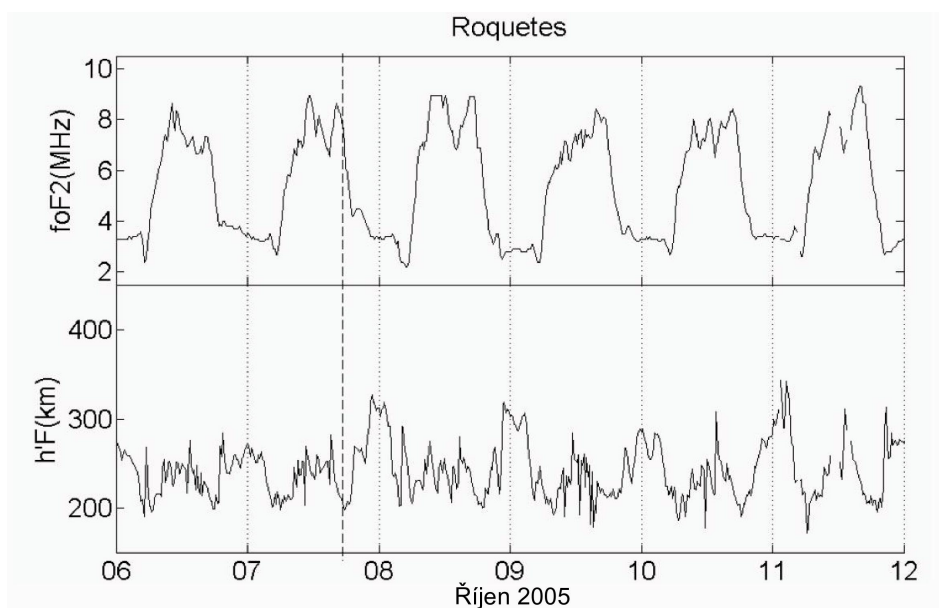


Obrázek 8.6: Vlnová aktivita detekovaná na výškách maxima elektronové koncentrace na periodách odpovídajících módům gravitačních vln (levý panel) a gravitačních a přílivových vln (pravý panel), MC (7. 11. 2004).

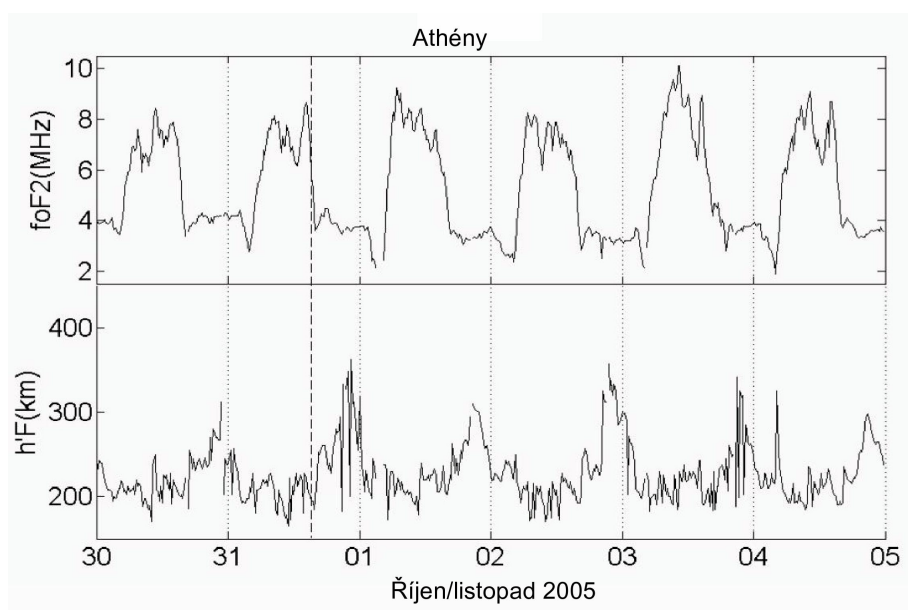


Obrázek 8.7: \mathbf{B} a B_z , ΣK_p a Dst pro události HSS a CME v říjnu 2005.

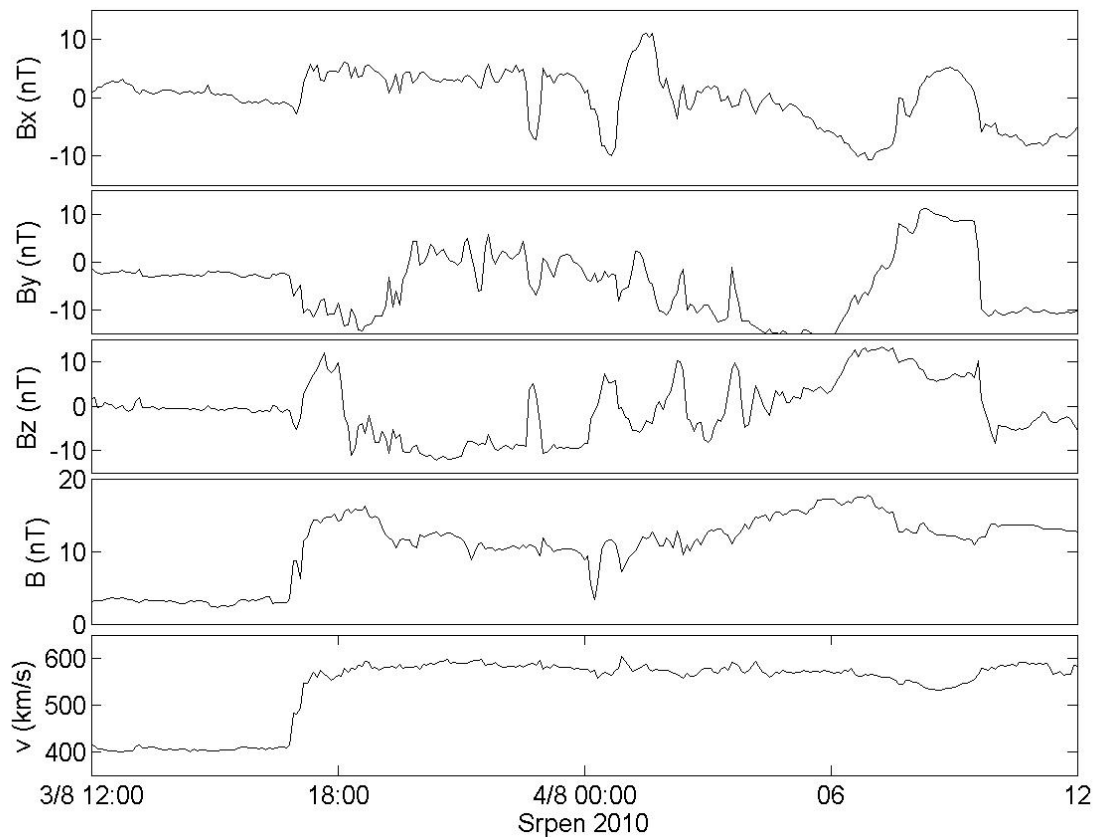
kodobému nárůstu poledních hodnot foF2 v iniciální fázi změny IMF (týká se pouze jednoho ionogramu, ale zvýšení foF2 je velmi pravděpodobně způsobené HSS). Ostatní stanice vykazují podobné nebo o něco méně výrazné odezvy. HSS (7. 10. 2005) a dříve analyzovaná událost č. 2, HSS (9. 3. 2004), mají srovnatelnou velikost IMF z hlediska \mathbf{B} a B_z i podobnou minimální hodnotu Dst , ale ionosférická odezva na HSS z roku 2004 je mnohem výraznější (silný pokles denních i nočních hodnot, výraznější oscilace h'F). V nočních hodinách došlo v následujících dvou nocích po HSS ke zvýšení h'F o cca 40 km. Bylo také pozorováno zvýšení vlnové aktivity pravděpodobně související s průchodem TID. Změna hodnot foF2 po CME (31. 10. 2005) je oproti situaci HSS méně výrazná jak pro denní, tak pro noční hodiny.



Obrázek 8.8: Kritické frekvence foF2 a výšky vrstvy F2, Roquetes/Ebro (HSS, 8. 10. 2005).



Obrázek 8.9: Kritické frekvence foF2 a výšky vrstvy F2, Athény (CME, 31. 10. 2005).



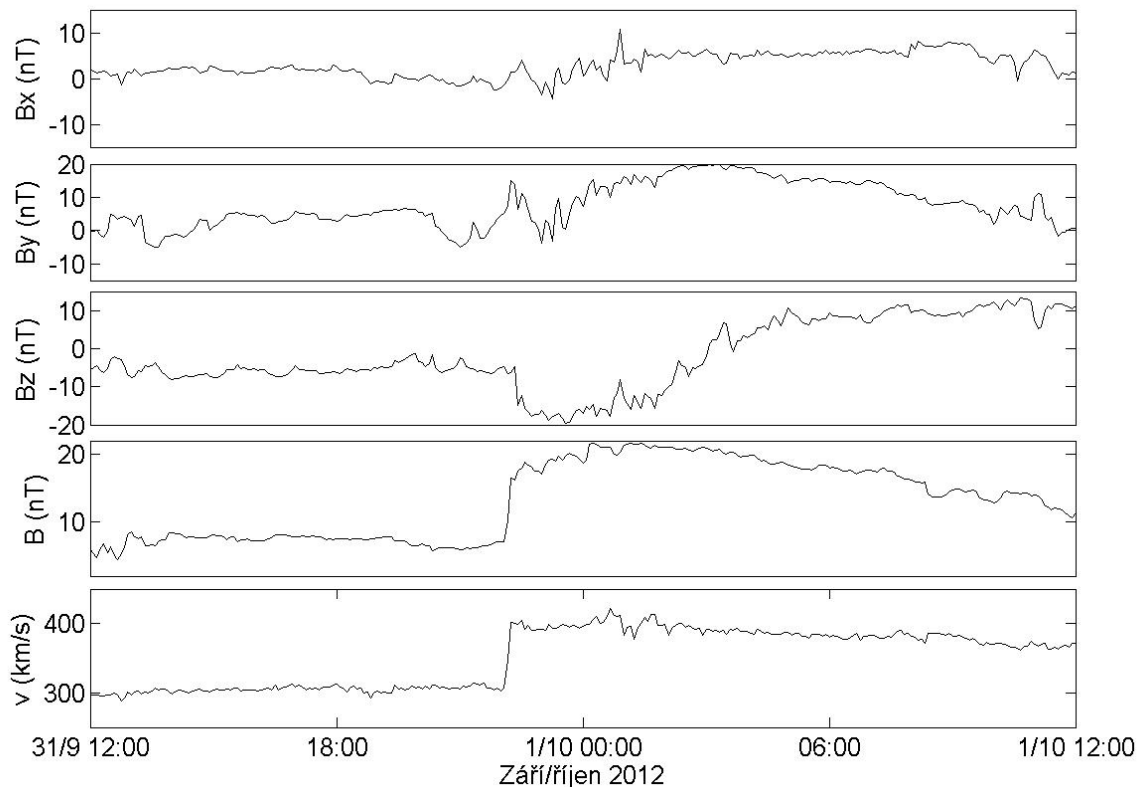
Obrázek 8.10: Parametry slunečního větru pro událost MC (3. 8. 2010).

8.3 MC 2010 a 2012

Parametry slunečního větru pro MC (3. 8. 2010) a MC (30. 9. 2012) jsou na obr. 8.10 a 8.11.

Ionosférická odezva na MC (3. 8. 2010) zobrazená pomocí kritických frekvencí foF2 a výšek maxima elektronové koncentrace ve vrstvě F2 je zobrazena na obr. 8.12. Dochází k poklesu výšek maxima elektronové koncentrace hmF2 v nočních hodinách a ke zvýšení oscilací po dva dny následující po události. Kritické frekvence foF2 jsou mírně sníženy v denních hodinách a dochází k výraznějšímu poklesu v nočních hodinách o cca 1 MHz oproti neporušenému stavu. Toto snížení elektronové koncentrace se třetí den vrací k původním hodnotám. Parametry foF2 a hmF2 na všech třech stanicích mají podobný průběh, nejvyšší odezva z hlediska výšek hmF2 se ukazuje na stanici Průhonice.

Ionosférická odezva na MC (30. 9. 2012) byla analyzována pomocí kritické frekvence foF2 (obr. 8.14 a virtuální výšky h'F a výšky maxima elektronové koncentrace hmF2 (obr. 8.15). Geomagnetická situace byla středně až silně porušena. K první změně IMF dochází 30.9. 2012 v čase 9:30 UT, k další prudké změně pak v čase 21:30 (obr. 8.11). Výrazná ionosférická odezva následuje s odstupem cca 3 hodina změna z hlediska foF2 a

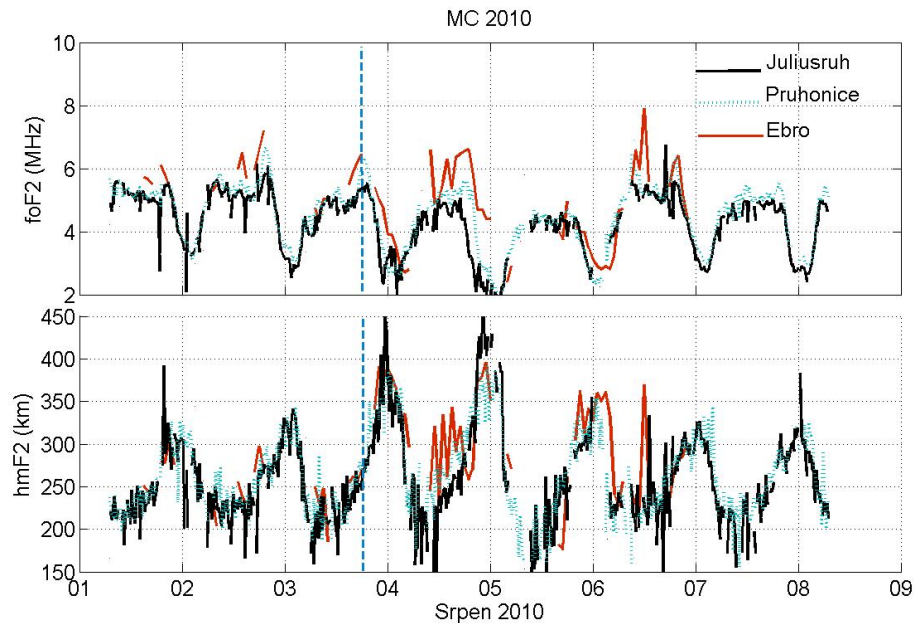


Obrázek 8.11: Parametry slunečního větru pro událost MC (30. 9. 2012).

výšek vrstvy F2 je demonstrována na obr. 8.14 a obr. 8.15. Trojice ionogramů (obr. 8.13) ukazuje změnu na ionogramech v hodinových intervalech (měření probíhalo každých 15 minut). V čase 01:00 je vidět neporušená situace, v čase 02:00 dochází k první ionosférické odezvě. Zřetelný je efekt tzv. spreadu způsobeného pravděpodobně změnou tvaru ionosférických vrstev. O hodinu později, v čase 03:00, je možné vidět ionogram s plně rozvinutým projevem porušeného stavu ionosféry. Kritická frekvence foF2 poklesla o cca 1 MHz a dochází ke zřetelnému zdvihui vrstvy F2.

8.4 Shrnutí ionosférické odezvy na sluneční události

Události 1–3 zahrnují HSS a dva magnetické oblaky. Jak HSS (9. 3. 2004), tak MC (7. 11. 2004) byly následované relativně silnou geomagnetickou odezvou i změnami v ionosférických parametrech: poklesem kritické frekvence foF2, zdvihem vrstvy F2 a poklesem plasmové frekvence ve výškovém profilu oproti předchozí geomagneticky neporušené situaci. V případě MC (7. 11. 2004) došlo k návratu do předchozího stavu po třech dnech od události, událost HSS (9. 3. 2004) byla následována další poruchou meziplanetárního magnetického pole a další ionosférickou odezvou srovnatelné velikosti, proto není možné

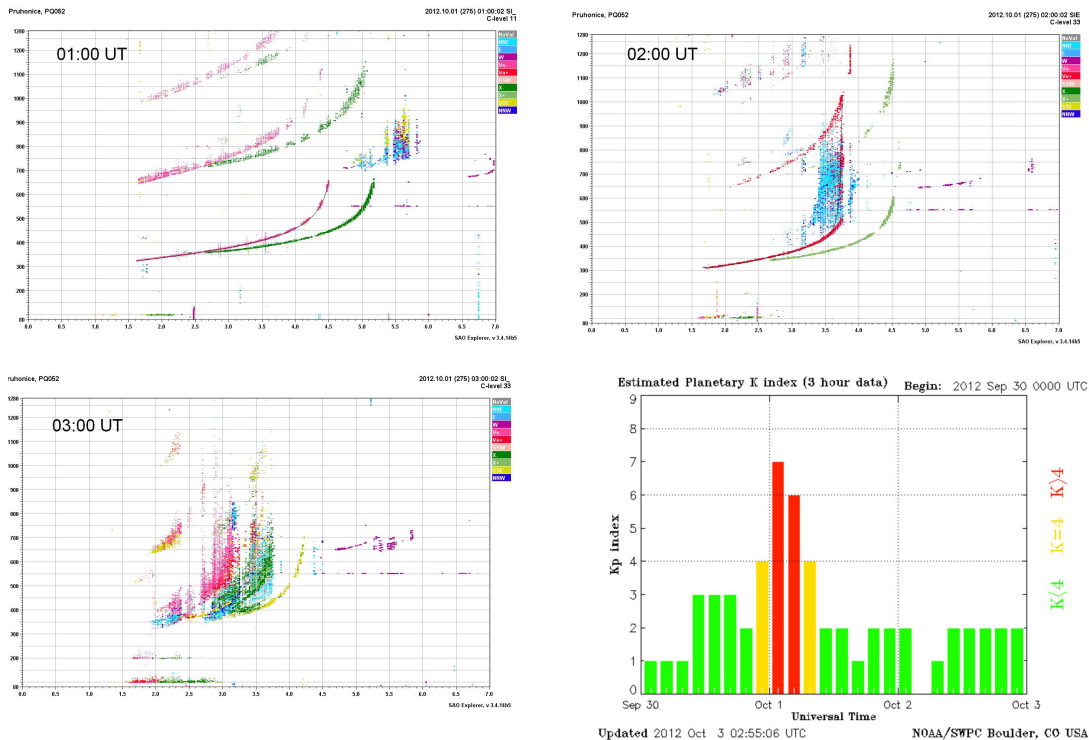


Obrázek 8.12: Průběh kritických frekvencí foF2 a výšek maxima elektronové koncentrace na stanicích Juliusruh, Ebro a Průhonice (MC 3. 8. 2010).

určit přesnou dobu návratu do původního stavu. Z průběhu foF2 se dá ovšem odhadnout, že tato doba by nepřesáhla dva dny. U všech tří událostí byly zpozorovány oscilace v parametru h'F2.

Změna v ionosférických parametrech foF2 a h'F2 následovaná po HSS (7. 10. 2005) a CME (31. 10. 2005) byla pozorovatelná, ale poměrně málo výrazná. Projevovala se zejména ve změně výšek h'F (oscilace a zvýšení vrstev) a v poklesu nočních hodnot foF2 po několik následujících nocí od vstupu IMF do magnetosféry. Srovnání ionosférické odezvy na šesti stanicích po dvou slunečních událostí se srovnatelnými hodnotami B a B_z z časově blízkého období říjen 2005 (události 4–5, v obou případech záporná složka B_z): V obou případech byla detekována relativně nízká odezva v denních hodnotách foF2, u nočních kritických frekvencí byl zaznamenán pokles oproti klidovému stavu před vstupem porušeného magnetického pole do blízkosti Země.

Oba magnetické oblaky, MC (3. 8. 2010) i MC (30. 9. 2012) silně ovlivnily stav ionosféry po dobu cca tří dnů. Menší efekt byl pozorován pro první případ MC. Došlo ke snížení kritických frekvencí na třech stanicích zejména v nočních hodinách a došlo k výraznému zdvihu a oscilacím ve výškách elektronového maxima. Silná ionosférická odezva byla pozorována jako následek MC (30. 9. 2012). Pokles denních hodnot foF2 o cca 4 MHz je velmi výrazný. Denní hodnoty foF2 se vrátily k předchozímu stavu následující den po poklesu. Noční hodnoty hodnoty foF2 byly sniženy o více než 2 MHz

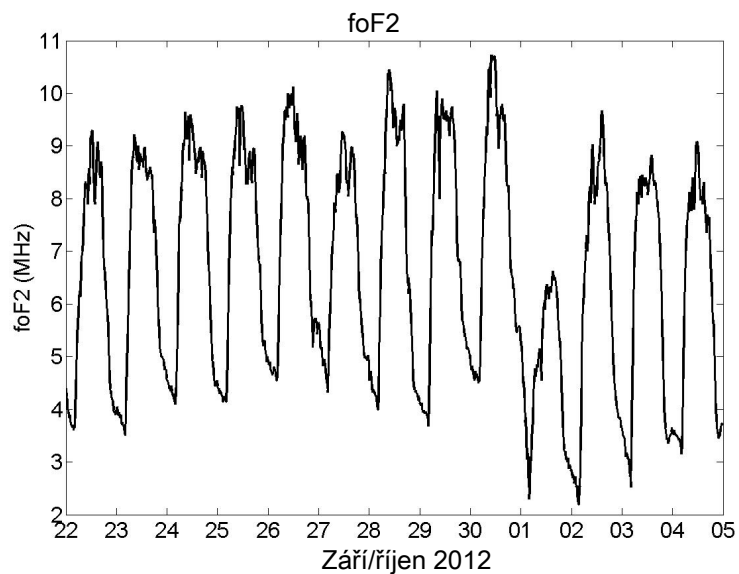


Obrázek 8.13: Vývoj ionosférické poruchy v průběhu události MC (30. 9. 2012). V čase 01:00 je ukázán neporušený ionogram (levý horní panel). V čase 02:00 dochází k prvnímu projevu v ionosféře. V čase 03:00 je zřetelná plně rozvinutá bouře. Průběh geomagnetické situace je znázorněn na pravém spodním panelu (silně porušená geomagnetická situace).

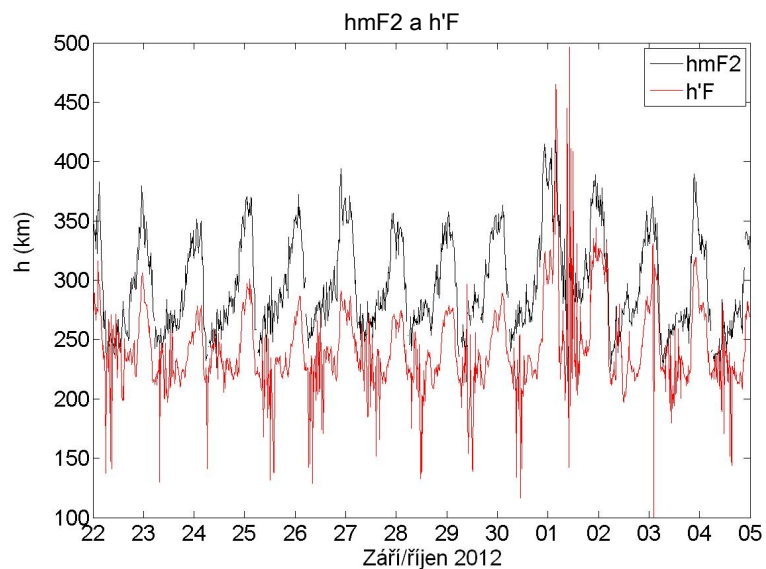
(asi o 50 procent) oproti stavu před interakcí s MC. Návrat k původním hodnotám trval cca tři dny.

Podle práce Tascioni [1994] je možné vysvětlit pokles elektronové koncentrace i) změnou v intenzitě slunečního toku a ii) změnou chemického složení a tím i změnou ionizačních a zejména rekombinačních procesů v důsledku změn v ionizačních a rekombinačních rychlostních konstantách.

i) Intenzita slunečního toku je zásadní pro ionizační procesy, ale je velmi nepravděpodobné, že by její změna vedla k tak rychlým a prudkým změnám (navíc ke snížení) foF2 o desítky procent (často více než padesát procent) v maximu ionosférické odezvy. Jako mnohem důležitější je velmi pravděpodobně přínos molekul N_2 z nižších částí ionosféry do oblasti F2. Molekuly N_2 působí jako agent pro přenos náboje, a proto i jejich malá změna koncentrace hraje velmi zásadní úlohu ve změně rychlosti rekombinace. K přínosu dochází v důsledku změn v proudění neutrálního větru během zvýšené geomagnetické aktivity. Toto vysvětlení je nabízeno i např. v další literatuře [Prölss, 1995]. Změna tvaru odrazu od jednotlivých vrstev na ionogramech i waveletová analýza jsou



Obrázek 8.14: Průběh kritických frekvencí foF2 (nahore) v průběhu události MC (30. 9. 2012). Pokles kritické frekvence je výrazný v nočních i denních hodinách a trvá cca 4 dny po události.



Obrázek 8.15: Průběh virtuální výšky vrstvy F h'F a výšky maxima hmF2 v průběhu události magnetický oblak (30. 9. 2012). Je zřetelný zdvih zejména v nočních hodinách.

dokladem průchodu atmosférických vln, pravděpodobně v gravitační doméně [Šauli et al., 2006]).

Porovnání mezi MC (11. 2. 2004) a HSS (7. 10. 2005), které mají srovnatelnou rychlost v a složku magnetického pole Bz, ukazuje, že geomagnetická odpověď (Dst i Kp) je výraznější pro MC (11. 2. 2004), ionosférická odezva je pak srovnatelná.

- Ionosférická odezva není vždy úměrná indexu Dst; např. MC (11. 2. 2004) vs. MC (3. 8. 2010) i přes silnější odezvu pomocí Dst u události MC (11. 2. 2004), je výraznější ionosférická odezva pro MC (3. 8. 2010). Geomagnetická aktivita pomocí Kp je pak srovnatelná.
- Potvrzuje se, že změna stavu ionosféry je do velké míry závislá na velikosti Bz a délce trvání z–negativní složky IMF. To je možné pozorovat u událostí HSS (9. 3. 2004) a HSS (7. 10. 2005), kdy Bz je v obou případech srovnatelné, ale délka trvání negativního Bz je 16 hodin vs. 4 hodiny (a tomu odpovídá i výraznější ionosférická odezva).
- Ionosférická odezva na popisované sluneční události se projevuje ve změně kritických frekvencí, výšek a na vypočítaných profilech elektronové koncentrace. Některé profily jsou vzhledem k velkému vstupu energie do ionosféry a tím narušení měření nedostupné. Zvýšená ionosférická aktivita je rovněž detekována pomocí waveletové analýzy na periodách 0,5 h až cca 20 hodin, což odpovídá doméně gravitačních a přílivových vln.
- Prakticky všechny analyzované události vyvolaly pokles elektronové koncentrace v maximu (pokles foF2). Jen výjimečně došlo k pozitivní fázi bouře.

9. Scaling analýza ionosférických, slunečních a geomagnetických dat

9.1 Analýza h pro dlouhodobé časové řady F10.7, Dst, Kp, Σ Kp a foF2

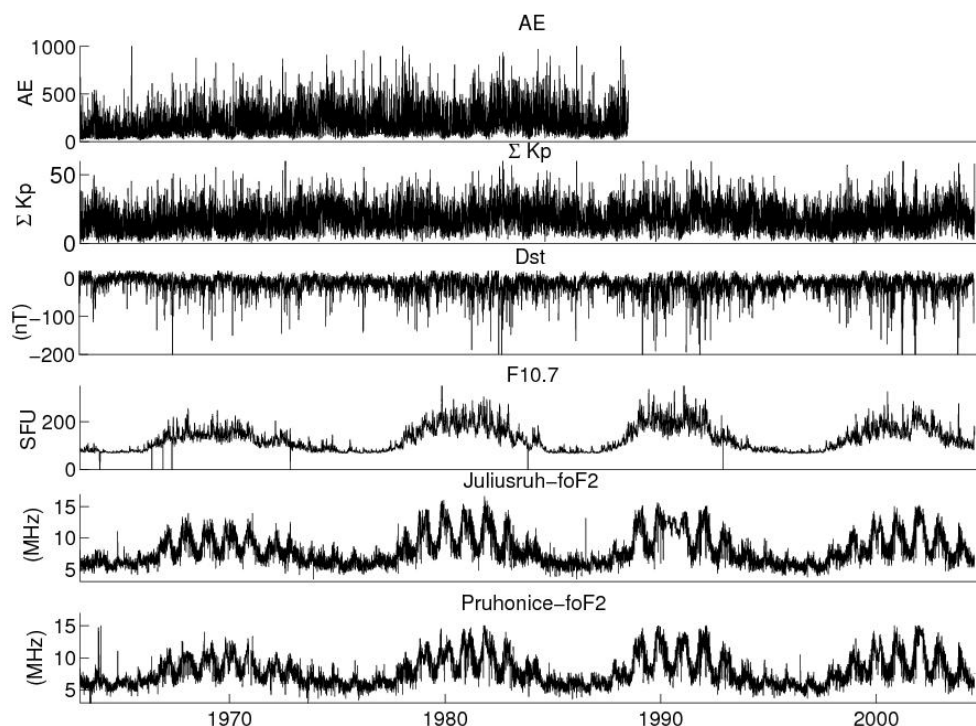
Práce [Mošna a Koucká Knížová, 2011, A6] se věnuje popisu struktur ionosférických, geomagnetických a slunečních dat (foF2, AE, Kp, Σ Kp, Dst, F10.7) s cílem najít periody, na kterých může docházet k vzájemné přímé vazbě reprezentované podobnou strukturou na zvolených periodách. Pro výpočet scaling funkce $\zeta(q)$ byly použity kritické frekvence foF2 ze šesti ionosférických stanic Řím, Průhonice, Juliusruh, Uppsala, Moskva a Sodankylä, dále hodnoty slunečního toku F10.7 a geomagnetické indexy AE, Kp, Σ Kp a Dst. Analýza zahrnuje období 1965–2004 a data mají jednodenní rozlišení, pouze index Kp má tříhodinové rozlišení. Jediná výjimka v délce sledovaného období je řada AE, která je ukončena v polovině roku 1988 kvůli dvěma dlouhým přerušením měření v řádu let. Délka ostatních dat pokrývá téměř čtyři sluneční cykly č. 20 až 23.

V roce 2004 došlo k výměně přístroje na stanici Průhonice a kvůli homogenitě dat jsme omezili časovou řadu do roku 2004. Pro výpočet jediné denní hodnoty kritické frekvence byl použit medián z pěti měření okolo lokálního poledne. Všechny hodnoty na uvedených stanicích byly ručně zkontrolovány. Pro výpočty byl použit software Dr. P. Abryho (<http://perso.ens-lyon.fr/patrice.abry/software.html>).

Obr. 9.1 ukazuje průběhy Σ Kp, Dst, F10.7 a foF2 ze stanic Juliusruh a Průhonice. Jedenáctiletá a roční periodičita je na tomto obrázku viditelná pro ionosférická data i index F10.7, zřetelná je i pro řadu Dst, pro index AE není příliš zřejmá. Výkonová spektra kritických frekvencí foF2 a indexu F10.7 jsou uvedena na obr. 3.1 a 3.2. Podobně jako u stanice Průhonice, spektra i z dalších stanic mají dominantní periody o velikosti 27 dní (všechny studované časové řady) a 31 dní (všechny stanice s výjimkou stanice Uppsala a geomagnetické indexy AE, Kp a Dst). Perioda o délce 27 dní souvisí s délkou zdánlivé rotace Slunce. Délka periody 31 dní není v literatuře často zmíněna, ale pravděpodobně se dá interpretovat jako modulace 27 denní periody a vzhledem k její existenci v geomagnetických datech souvisí s spíše s geomagnetickou aktivitou než s vlivem neutrální atmosféry.

Pro analyzované kritické frekvence foF2, geomagnetické indexy a F10.7 platí, že na škálách period 4 dny (vzorkovací perioda) až 32 dní je analyzovaná časová řada scale invariantní podle rov. 3.3. První významná perioda se objevuje na intervalu 27–31 dní. Rozmezí scale invariance je například pro foF2 některých stanic širší, ale zvolené rozmezí period zaručuje scale invarianci z hlediska rovnice 3.3 i z hlediska lineárního chování strukturálních funkcí (rov. 3.10) pro všechny analyzované časové řady.

V této oblasti se strukturální funkce $S_n(q, a)$ dá lineárně interpolovat a dá se odvodit směrnice této funkce pro výpočet $\zeta(q)$ pro jednotlivé hodnoty q , viz obr. 9.2).



Obrázek 9.1: Průběh ΣKp , Dst, F10.7 a kritických frekvencí foF2 ze stanic Juliusruh a Průhonice.

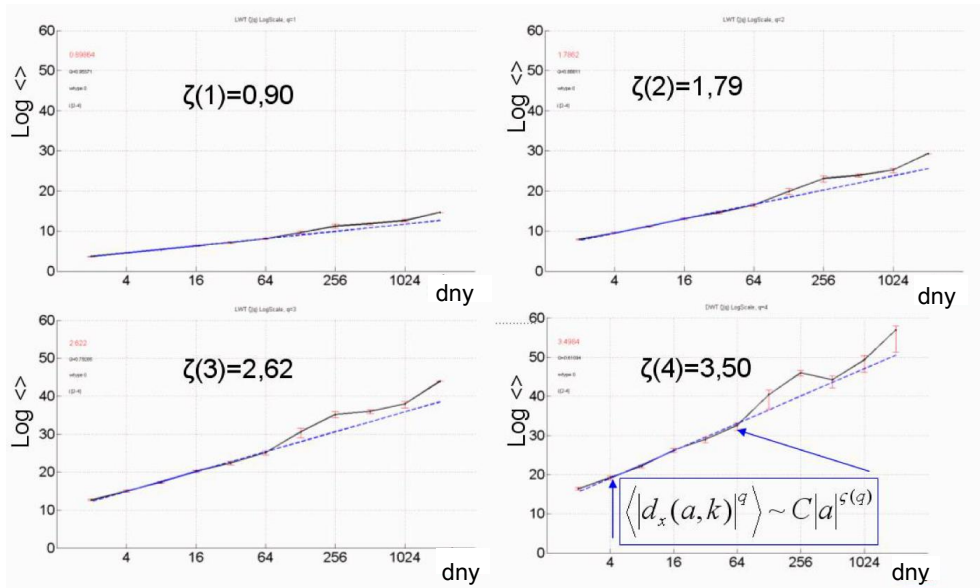
Jednotlivé hodnoty $\langle h \rangle$ foF2 a geomagnetických a slunečních indexů jsou uvedeny v tab. 9.1.

Tabulka 9.1: Parametr $\langle h \rangle$ pro foF2 a sluneční a geomagnetické indexy.

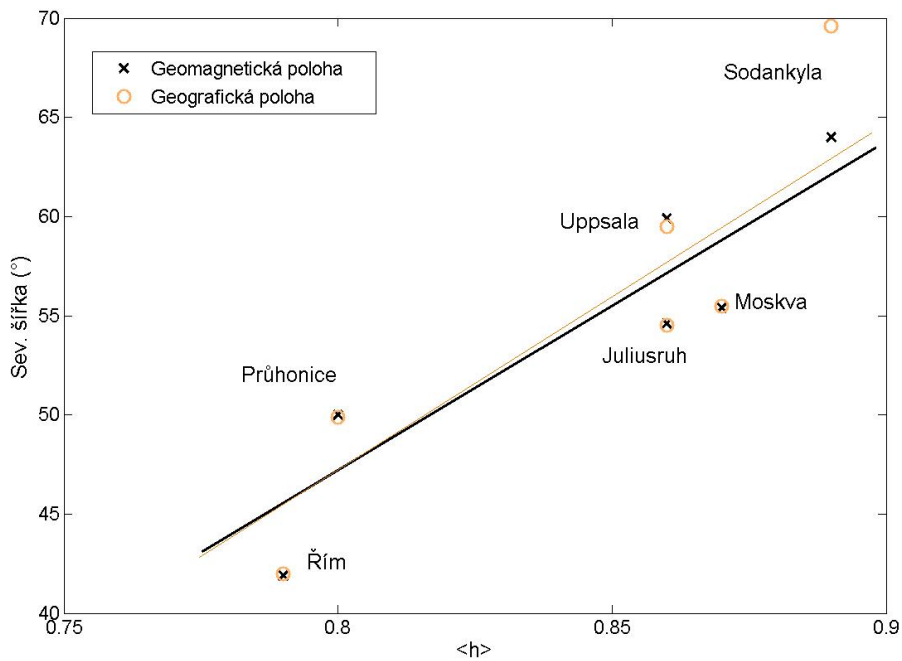
Stanice	Řím	Průhonice	Juliusruh	Moskva	Uppsala	Sodankylä
geom. š.	41,9	50,0	54,6	55,4	59,9	64
$\langle h \rangle$	0,79	0,80	0,86	0,87	0,86	0,89
Index	AE	Kp	ΣKp	Dst	F10.7	
$\langle h \rangle$	0,77	0,69	0,79	1,02	1,71	

Distribuční spektra h pro všechna analyzovaná data jsou uvedena v Příloze C. Tvar $D(h)$ jednotlivých řad ukazuje, že se chování časové řady foF2 ze stanice Řím jeví více monofraktální než chování řad z ostatních stanic i geomagnetických a slunečních indexů. Parametr foF2 ze stanice Řím je možné označit za monofraktální a všechny ostatní řady je možné klasifikovat jako multifraktální.

Při vykreslení závislosti $\langle h \rangle$ parametru foF2 na geografické/geomagnetické šířce měřící stanice je vidět přibližně lineární závislost $\langle h \rangle$ ionosférických dat na geomagnetické/geografické poloze stanice (obr. 9.3).



Obrázek 9.2: Strukturální funkce pro foF2 ze stanice Sodankylä. Na horizontální ose je škála a , na vertikální ose je strukturální funkce $S_n(q, a)$. Jednotlivé strukturální funkce pro různý moment q poskytují hodnoty $\zeta(q)$ v daném rozmezí (a_j, t_j) (rov. 3.10). Oblast scale invariance zde existuje pro periody 2–32 dnů.



Obrázek 9.3: Vztah mezi parametrem $\langle h \rangle$ vypočítaným z kritické frekvence foF2 (vodorovná osa) a polohou stanic (svislá osa).

Hodnota $\langle h \rangle$ se pohybuje v rozmezí 0,79 pro nejnižněji položenou stanicí (Řím) a 0,88 pro nejsevernější stanicí (Sodankylä). Vzhledem k tomu, že parametr $\langle h \rangle$ popisuje pravidelnost hladkosti časové řady, pak z této závislosti vyplývá vyšší pravidelnost chování ionosféry na analyzovaných periodách (4–32 dní) se stoupající geomagnetickou/geografickou šířkou. To je na první pohled překvapivý výsledek, protože severněji položené stanice (Juliusruh, Uppsala, Sodankylä) podléhají většímu vlivu aurorální oblasti, která je více ovlivňována sluneční nepravidelnou aktivitou a řady foF2 ze zmíněných stanic by tedy měly být podle tohoto předpokladu méně pravidelné. Z našeho výsledku je možné usuzovat, že minimální perioda 4 dnů je již mimo krátkodobé ionosférické oscilace, ke kterým v aurorální oblasti vlivem interakce magnetosféry/polární ionosféry dochází.

Zajímavým výsledkem je i blízkost hodnot $\langle h \rangle$ z foF2 z jednotlivých ionosférických stanic. Je možné jej interpretovat jako výsledek působení globálního faktoru, který ovlivňuje chování ionosféry nad všemi analyzovanými stanicemi.

Blízkost $\langle h \rangle$ pro foF2, ΣKp a AE indikuje (a potvrzuje) velmi těsnou vazbu mezi geomagnetickou aktivitou středních a vysokých šířek na zkoumaných periodách. Vyšší hodnota $\langle h \rangle$ u ΣKp než u Kp znamená vyšší hladkosti časové řady. Bližší hodnoty $\langle h \rangle$ pro foF2 a ΣKp než pro foF2 a Kp naznačují vyšší vliv délky poruchy na ionosférickou situaci než okamžitá (tříhodinová) hodnota Kp, ale je možné, že jde pouze o efekt vyhlazení řady ΣKp , což vede ke zvýšení hodnoty $\langle h \rangle$.

Rozdílné hodnoty parametru $\langle h \rangle$ pro ionosférické stanice, Dst a zejména $\langle h \rangle$ indexu F10.7 naznačují např. nevhodnost popisu stavu ionosféry pouze pomocí těchto indexů na daných periodách. Pro předpověď stavu ionosféry (např. pro telekomunikační účely) se stále vychází z předpokladu, že index F10.7 je dostatečný k popisu chování foF2 [Mikhailov et al., 1996; Zolesi a Cander, 2014]. Přes vysokou korelaci řady foF2 a F10.7 na dlouhých škálách se ukazuje, že není možné jednu řadu aproximovat pomocí druhé. Použití indexu F10.7 jako proxy pro doplnění chybějících ionosférických dat není vhodné navzdory zaběhnuté praxi doplňování ionosférických dat. Stejně tak není vhodné použít lineární vztah pro výpočet foF2 z indexů F10.7 a Dst.

9.2 Vzájemná korelace ionosférické, geomagnetické a sluneční aktivity s použitím scaling analýzy

Práce Roux et al. [2012, A7] se zabývá analýzou trendů a fluktuací v datech z 11 ionosférických stanic a v datech popisujících geomagnetickou a sluneční aktivitu v období let 1971 až 1998, tedy společnou analýzou vybraných indexů ionosférické, geomagnetické a sluneční aktivity v rozmezí více než dvou slunečních cyklů pomocí rozdělení dat na dlouhodobé a krátkodobé složky signálu. Článek kvantitativně popisuje systém sluneční aktivity–geomagnetická aktivity–ionosféra, a hledá souvislost mezi velikostí korelace a délkou period. Vzorování dat je jeden den, a proto se zde popis chování omezuje na periody delší než dva dny. Tato analýza byla provedena pomocí software vytvořeného Dr. S. Rouxem (<http://perso.ens-lyon.fr/stephane.roux>).

Rozdělení studovaných signálů na dlouhodobou a krátkodobou složku přináší informaci o změně korelací na krátkodobých a dlouhodobých periodách. V prvním kroku byl proveden výpočet dlouhoperiodické složky signálu $X(t)$ pomocí filtru s dolní propustí pod 1/64 dní (low pass filtr). Tato část signálu je označena jako trend $X_a(t)$. Zbylá krátkoperiodická složka je nazvaná jako fluktuace a je vypočítána jako $X_d(t) = X(t) - X_a(t)$. Tento výpočet byl proveden pro SSN, F10.7, geomagnetické indexy Dst, AE, Kp, a pro všech 11 řad foF2. Rozdělení signálu na dlouhodobou a krátkodobou složku je následované výpočtem vzájemných korelačních koeficientů R pro všechny páry z indexů SSN, F10.7, Dst, AE, Kp a průměrné hodnoty ze všech stanic foF2 (tab. 9.2).

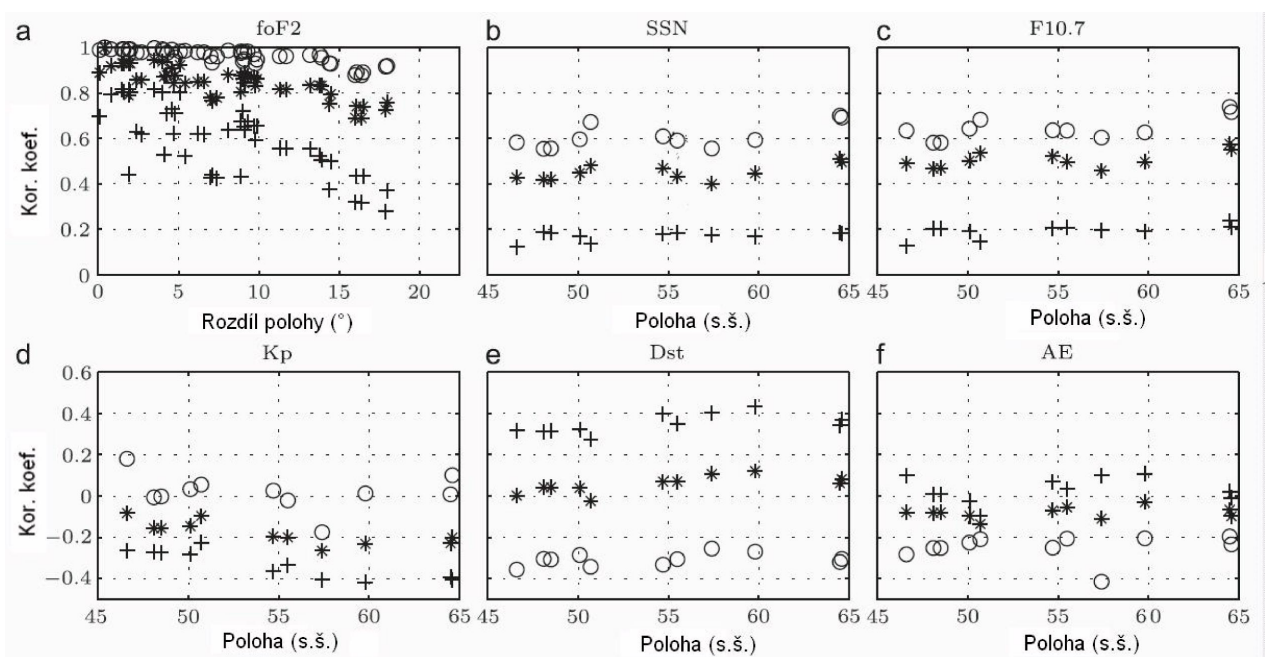
	SSN	F10.7	Dst	AE	Kp	foF2
SSN		0.84 0.94	-0.08 -0.22	-0.07 -0.45	0.03 0.19	0.43 0.56
F10.7	0.68		-0.14 -0.28	0.03 0.12	0.04 0.11	0.51 0.64
Dst	0.00	-0.05		-0.19 -0.06	-0.66 -0.71	0.06 -0.31
AE	0.05	0.01	-0.22		0.20 0.20	-0.06 -0.16
Kp	0.00	0.00	-0.66	0.19		-0.18 0.03
foF2	0.14	0.19	0.35	0.02	-0.33	

Tabulka 9.2: Korelační koeficienty R pro foF2 a indexy sluneční a geomagnetické aktivity. Pravá horní část tabulky: původní data a trendy (tučně). Levá spodní část: fluktuace. Pro ionosférická data byl koeficient $\hat{\rho}$ počítán z průměru pro všech 11 stanic [Roux et al., 2012, A7].

9.2.1 Korelace foF2 z jednotlivých ionosférických stanic

Obr. 9.4, panel a, zobrazuje závislost korelačních koeficientů na rozdílu severních šířek stanic. Pro rozdíl polohy 0° – 10° je korelace mezi jednotlivými stanicemi stabilní a vysoká, nad 10° korelační koeficient rychle klesá (to je vidět zejména u fluktuací, ale tento pokles je zřetelný i pro trendy a původní data). Stabilní hodnota korelačního koeficientu mezi 0° a 10° ukazuje na pravděpodobný vliv neutrální atmosféry daný pohybem planetárních a gravitačních vln, které mají původ např. v pohybu meteorologických útvarů (troposférické fronty).

Další panely na obr. 9.4 vyznačují závislost korelačního koeficientu mezi trendy, fluktuacemi a původními daty foF2 a slunečními a geomagnetickými indexy na geografické (šířkové) poloze stanice.



Obrázek 9.4: Korelační koeficienty pro rozdíly mezi foF2 z jednotlivých stanic v závislosti na rozdílu polohy (panel a) a pro páry foF2 vs. sluneční a geomagnetické indexy v závislosti na poloze stanice. Symbolem * jsou označena původní data, o jsou trendy, + značí fluktuační, limitní hodnota je 64 dnů.

9.2.2 Korelace foF2 a slunečních indexů

Panel b (foF2 vs. SSN) a panel c (foF2 vs. F10.7) na obr. 9.4 přinášejí velmi blízké výsledky. Korelační koeficient pro původní data je velmi málo závislý na poloze stanice a pohybuje se v rozmezí $0,4 \leq R \leq 0,5$, se znatelnými maximy korelací v oblasti středních šířek (50° – 55° .s.š.). Korelace trendů vykazuje maximum pro dvě stanice severních šířek (Archangelsk a Lycksele, cca 65° s.š.), kde $R=0,75$. Korelace pro fluktuace je poměrně nízká, s hodnotou R v intervalu $(0,15;0,20)$ pro všechny studované stanice. Relativně vysoké hodnoty korelačního koeficientu pro trendy i původní data nejsou překvapivé vzhledem ke známé vazbě stavu ionosféry na sezónní jevy a fázi slunečního cyklu, ale je zřejmé, že korelace mezi dlouhoperiodickými složkami foF2 a sluneční aktivity je znatelně vyšší než pro původní data.

9.2.3 Korelace foF2 a geomagnetických indexů

Geografická závislost pro korelační koeficient mezi foF2 a K_p je zobrazena na obr. 9.4, panel d. Absolutní hodnota korelačních koeficientů je pro původní signál i trendy velmi nízká. Korelační koeficienty pro fluktuace jsou v rozmezí $R \approx (-0,3; -0,4)$ s nevelkou, ale zřetelnou šířkovou závislostí (snižování hodnoty R směrem k severu).

Velmi výrazný efekt rozdělení signálu na trend a fluktuace se projevuje u korelací foF2 vs. Dst. Nulová korelace pro původní data se „rozdělila“ na hodnoty $R \approx (0,35;0,4)$ pro fluktuace a $R \approx (-0,4;-0,3)$ pro trendy. Pozitivní korelace u krátkodobých fluktuací je pozorovatelná pro všechny stanice a naznačuje kvantitativní převahu negativních bouří (pokles foF2 koreluje se snížením Dst). Tento výsledek podporuje pozorování z kapitoly 8, ve které byla většina událostí identifikována jako negativní bouře (přestože např. [Burešová, 2007] uvádí významný podíl pozitivních fází bouří z hlediska odezvy foF2 na změnu Dst) a podporuje statistickou převahu negativních bouří, která je popsána v práci [Prölss, 1995].

Vztah foF2 a AE je zobrazen na obr. 9.4, panel f a zobrazuje relativně nízké absolutní hodnoty R pro původní signál ($-0,1 \leq R \leq 0$), trendy ($-0,4 \leq R \leq -0,2$) a fluktuace ($-0,05 \leq R \leq -0,15$). Absolutní hodnota korelačního koeficientu pro fluktuace je i) velmi překvapivě nízká, ii) prakticky nezávislá na poloze stanice, ačkoliv by se dal předpokládat růst korelačního koeficientu směrem k polárním oblastem, jejíž chování index AE reprezentuje. Je tedy možné konstatovat, že pro popis ionosféry na periodách delších než jeden den není index AE prakticky významný, a to ani pro tak severně položené stanice, jako je Lycksele a Archangelsk.

9.3 Shrnutí scaling analýzy

- Byla nalezena škálová nezávislost foF2, geomagnetických indexů a F10.7 na periodách 2–32 dnů.
- Existuje přibližně lineární vztah mezi severní geografickou/geomagnetickou šířkou

stanice a hladkostí časových řad reprezentované parametrem $\langle h \rangle$ na periodách 4–32 dnů. Severněji položené stanice vykazují pravidelnější chování. Parametry $\langle h \rangle$ jednotlivých časových řad foF2 z rozdílných ionosférických stanic jsou si navzájem velmi blízké. To je možné interpretovat tím, že ionosférické procesy ve vrstvě F2 jsou na těchto škálách do velké míry řízené jednotným mechanismem.

- Parametry $\langle h \rangle$ pro foF2 a geomagnetické indexy Kp a AE jsou pro periody 4–32 velmi blízké (0,69 pro Kp, 0,77 pro AE, 0,79 pro ΣKp a 0,79–0,88 pro jednotlivé řady foF2). To naznačuje blízkou vazbu geomagnetické aktivity vyšších a středních šířek na stav ionosféry. Naopak indexy Dst ($\langle h \rangle=1,02$) a F10.7 ($\langle h \rangle=1,71$) se od foF2 odlišují a naznačují malý vliv geomagnetické aktivity nízkých šířek a sluneční aktivity na oblast vrstvy F2 ve studovaném rozmezí period.
- Řada foF2 ze stanice Řím byla klasifikována jako monofraktální. Ostatní řady foF2, geomagnetické a sluneční indexy jsou výrazně multifraktální [Mošna a Koucká Knížová, 2011, A6].
- Byla detekována charakteristická dimenze 10° . Pod tuto hodnotu jsou korelační koeficienty trendů i fluktuací velmi vysoké a řada foF2 vykazuje kvazikolektivní chování. Vysoká korelace kritické frekvence foF2 do vzdáleností 10° je pravděpodobně výsledkem vlivu vln v neutrální atmosféře, jejichž vlnová délka odpovídá tomuto rozměru. Tomuto rozměru odpovídá např. horizontální vlnová délka gravitačních vln.
- Z pozitivní korelace Dst a foF2 a naopak negativní korelace Kp a foF2 na kratších škálách (do 64 dní) vyplývá statistická převaha negativních bouří na středních a vyšších geomagnetických šířkách [Roux et al., 2012, A7].

Výsledky v této kapitole jsou vypracovány s použitím software poskytnutého Dr. P. Abrym a Dr. S. Rouxem, <http://perso.ens-lyon.fr/patrice.abry/software.html> a <http://perso.ens-lyon.fr/stephane.roux/>. Za jejich pomoc s analýzou jim ještě jednou děkuji.

Závěr

Studovali jsme variabilitu ionosféry pomocí parametrů kritických frekvencí a výšek vrstev a ionosférickou vazbu na sluneční a geomagnetickou aktivitu a na stav neutrální atmosféry. Vědecké výsledky práce jsou uvedeny v Přílohách A1–A9. Z nejvýznamnějších uvádíme následující:

Krátkodobé variace ionosféry

Studovali jsme vliv neutrálních atmosférických vln šířících se ze stratosféry do oblastí sporadické vrstvy Es. Kromě jednodenní periody jsme detekovali společné oscilace na periodách odpovídajících planetárním vlnám. Vliv planetárních vln na tvorbu sporadické vrstvy je výrazný. Jako nové výsledky uvádíme:

- Vertikální vazba mezi neutrální vlnovou aktivitou a oblastí Es vrstvy probíhá zejména na periodách odpovídajících vlastním módům planetárních vln. Planetární vlny jsou významným faktorem ovlivňujícím chování a tvorbu sporadické vrstvy E [Mošna a Koucká Knížová, 2012, A8].
- Fázový posun mezi stratosférickou teplotou a ionosférickými daty je pro denní periody stabilní. Pro periody planetárních vln je fázový posun proměnlivý, což naznačuje nelineární vazbu mezi stratosférou a oblastí vrstvy Es [Mošna a Koucká Knížová, 2012, A8].

Extrémní sluneční události a jejich vliv na ionosféru

- Byly detekovány významné změny v ionosféře přímo související s poruchami IMF (HSS, CME, MC) zahrnující výrazné změny profilu elektronové koncentrace N_e [Šauli et al., 2007, A1] a výšek vrstvy F2 a změnu foF2. Tyto projevy byly ve středních šířkách prakticky vždy identifikovány jako negativní bouře [Mošna et al., 2009a, A2]. Rotace magnetického pole u událostí typu MC je pravděpodobně důležitým faktorem, který zesiluje ionosférickou odezvu na poruchu IMF [Mošna et al., 2009b, A3].
- V období geomagneticky porušené situace ($K_p > 6$) byl detekován průchod TID šířících se z aurorální oblasti směrem k jihu. Na stanici Průhonice byl efekt TID na profil elektronové koncentrace výraznější než na jižněji položené stanici Ebro [Šauli et al., 2007, A1].

Scaling analýza

Scaling analýza, která je použita pro analýzu vazby mezi sluneční, ionosférickou a geomagnetickou aktivitou, se ukázala jako vhodný nástroj pro popis interakce mezi studovanými systémy. Nejvýznamnějšími novými výsledky jsou:

- Existuje lineární závislost mezi geomagnetickou i geografickou severní šířkou stanice a strukturou („hladkostí“) řady kritických frekvencí foF2 [Mošna a Koucká Knížová, 2011, A6].
- Analýza kritických frekvencí foF2 z dlouhodobých dat měřených na ionosférických stanicích středních a vysokých šířek ukazuje blízkou vazbu foF2 a geomagnetických indexů Kp a AE na periodách 2–32 dnů z hlediska struktury analyzovaných dat. Vliv geomagnetické aktivity reprezentované pomocí Dst a sluneční aktivity reprezentované indexem F10.7 je na tomto rozmezí naopak málo výrazný [Mošna a Koucká Knížová, 2011, A6]. Z prací [Roux et al., 2012, A7] i [Mošna a Koucká Knížová, 2011, A6] vyplývá, že index Dst, který je rozšířeným nástrojem pro globální popis intenzity ionosférické poruchy i pro modelování stavu ionosféry, není pro použití na krátkodobých periodách v řádu dnů plně dostačující.
- Z hlediska korelací mezi kritickými frekvencemi z jednotlivých stanic je možné mluvit o charakteristické dimenzi s hodnotou 10° , na které nastává zlom v korelačním koeficientu. Pod tuto hodnotu jsou korelační koeficienty trendů i fluktuací velmi vysoké a řada foF2 vykazuje kvazikolektivní chování. Pod tuto hodnotu pak korelační koeficient výrazně klesá. Vysoká korelace kritické frekvence foF2 do vzdáleností 10° je pravděpodobně výsledkem vlivu vln v neutrální atmosféře, jejichž vlnová délka odpovídá tomuto rozměru (gravitační vlny).

Literatura

- Alfven, H., On frozen-in field lines and field-line reconnection. *Journal of Geophysical Research*, 1976.
- Abry, P., Veitch, D., Wavelet Analysis of Long Range Dependent Traffic. *IEEE Transaction of Information Theory*, 44, 1, s. 2–15, 1998.
- Abry, P., Flandrin, P., Taqqu, M.S., Veitch, D., Wavelets for the analysis and estimation and synthesis of scaling data. *Self Similar Network Traffic Analysis and Performance Evaluation*, s. 39–88, 2000.
- Arras, S., Wickert, J., Heise, S., Schmidt, T., Mukhtarov, P., Pancheva, D., Jacobi, C., Characteristics of sporadic E layers derived from global GPS radio occultation measurements. 4th IAGA/ICMA/CAWSES-II TG4 Workshop, Prague, 2011.
- Bartels, J., Terrestrial-magnetic activity and its relations to solar phenomena. *Journal of Geophysical Research*, 37, I-52, 1932.
- Bartels, J., Twenty-seven day recurrences in terrestrial magnetic and solar activity, 1923–33. *Journal of Geophysical Research*, 39, s. 201–202. 1934.
- Baumjohan, W., Treumann, R.A., Basic Space Plasma Physics. *Imperial College Press*, 1997.
- Behlakeri, A., Cander, L., Zolesi, B., Bremer, J., Juren, C., Stanislawski, I., Dialetis, D., Hatzopoulos, M., Ionospheric specification and forecasting based on observations from European ionosondes participating in DIAS project. *Acta Geophysica*, 55, 3, s. 398–409, 2007.
- Biermann, L., Kometenschweife und Solare Korpuskularstrahlung. *Zeitung der Astrophysik*, 29, 274, 1951.
- Biermann, L., Solar corpuscular radiation and the interplanetary gas. *Observatory*, 77, 109, 1957.
- Bisi, M., Interplanetary Scintillation Studies of the Large-Scale Structure of the Solar Wind, PhD thesis. *University of Wales*, 2006.
- Bonetti, A., Bridge, H.S., Lazarus, A.J., Rossi, B., Scherb, B. Explorer 10 plasma measurements, *Journal of Geophysical Research*, 68, s. 4017–4063, 1963.
- Breit, G., Tuve, M.A., A Test of the Existence of the Conducting Layer. *Physical Review*, 28, s. 554–575, 1926.
- Buosanto, M.J., Ionospheric storms—A review, *Space Science Review* 88, 563, 1999.

- Burešová, D., Laštovička, J., de Francheschi, G., Manifestation of Strong Geomagnetic Storms in the Ionosphere above Europe. *Space Weather, Springer*, s. 185–202, 2007.
- Burlaga, L. F., Sittler, E., Mariani, F., Schwenn, R., Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios and IMP-8 observations. *Journal of Geophysical Research*, 86, s. 6673–6684, 1981.
- Burlaga, L.F., Klein, L.W. Fractal Structure of the Interplanetary Magnetic Field. *Journal of Geophysical Research*, 91, A1, s. 347–350, 1986.
- Cander, L.R., Mihaljovic, S.J., Ionospheric spatial and temporal variations during the 29–31 October 2003 storm. *Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial–Physics*, 67,12, s. 1118–1128, 2005.
- Chainais, P., Abry, P., Veitch, D., Multifractal analysis and alpha–stable processes: A methodological contribution. In *Proceedings of the International Conference on Acoustic, Speech and Signal Processing*, 2000.
- Chamberlain, J.W., Interplanetary gas, 2, Expansion of a model solar corona. *Astrophysics Journal*, 131, s. 47–56, 1960.
- Chapman, S., and Ferraro V.C.A., A new theory of magnetic storms. *Nature*, 126, s. 129–130, 1930.
- Chapman, S., The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth. *Proceedings of the Physical Society (London)*, 43, s. 26–45, 1931.
- Chapman, J.H., Warren, E.S., Topside Sounding of the Earths Ionosphere. *Space science Reviews*, 8, s. 846–865, 1968.
- Chen, F.F., Úvod do fyziky plazmatu, Academia, 1984.
- Clemesha, B.R., Sporadic neutral metal layers in the mesosphere and lower thermosphere, *Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial–Physics*, 57, 725–736, 1995.
- Consolini, G., Marcucci, M.F., Candidi, M., Multifractal structure and intermittence in the AE index time series. *Physical Review Letters*, 76, 4082–4085, 1996.
- Danilov, A.D., F2–Region Response to Geomagnetic Disturbances. *Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics*, 63, s. 441–449, 2001.
- Daubechies, I., Ten Lectures on Wavelets. *CBMS-NSF Regional Conference Series in Applied Mathematics*, 1992.
- Davies, K., Ionospheric Radio *Peter Peregrinus Ltd., London*, 1990.

- Davis, A., Marshak, A., Wiscombe, W., Cahalan, R., Multifractal characterization of nonstationarity and intermittency in geophysical fields, observed, retrieved, or simulated. *Journal of Geophysical Research*, 99, s. 8055–8072, 1994.
- Davis, A., Marshak, A., Wiscombe, W., Wavelet-base multifractal analysis of non-stationary and/or intermittent geophysical signals. *Wavelets in Geophysics, Academic Press*, s. 249–298, 1994a.
- Davis, A., Marshak, A., Wiscombe, W., Cahalan, R., Scale Invariance of Liquid Water Distributions in Marine Stratocumulus. Part I: Spectral Properties and Stationarity Issues. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 53, no 11, s. 1538–1558, 1996.
- Feltens J., Jakowski N., Noll C., High-rate SolarMax IGS/GPS campaign "HIRAC/SolarMax". *CDDIS Bulletin*, 16(3), 2001.
- Fok, M.C, Kozyra, J.U., Nagy, A.F., Cravens, T.E., Lifetime of ring current particles due to Coulomb collisions in the plasmasphere. *Journal of Geophysical Research*, 96, s. 7861–7867, 1991.
- Folkestad, K., Hagfors, T., Westerlund, S., EISCAT: An updated description of technical characteristics and operational capabilities. *Radio Science*, 18, s. 867–879, 1983.
- Forbes, M.J., Tidal and Planetary waves. In: Johnson, R.M., Killeen, T.L. (Eds.). *The Upper Mesosphere and Lower Thermosphere. A Review of Experiment and Theory, Geophysical Monograph*, vol. 87, AGU, Washington, DC, s. 67–87, 1994.
- Forbes, M.J., Variability of the ionosphere. *Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial–Physics*, 62, s. 685–693, 2000.
- Friedrich, M., Torkar, K.M., FIRI: A semiempirical model of the lower ionosphere *JGR*, 106, s. 21409–21418, 2012.
- Galkin, I. A., Khmyrov, G. M., Kozlov, A., Reinisch, B. W., Huang, X., Kitrosser, D. F., Ionosonde networking, databasing, and web serving. *Radio Science*, 41(5), 2006.
- Georgieva, K., Kirov, B., Gavrusseva, E., Geoeffectiveness of different solar drivers, and long–term variations of the correlation between sunspot and geomagnetic activity. *Physics and Chemistry of the Earth*, 31, s. 81–87, 2006.
- Georgieva, K., Kirov, B., Koucká Knížová, P., Mošna, Z., Kouba, D., Asenovska, Y., Solar influences on atmospheric circulation. *Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial–Physics*, s. 15–25, 2012.
- Gleissberg, W., A table of secular variations of the solar cycle. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, 49, s. 243–244, 1944.
- Gombosi, T., *Physics of the Space Environment*. Cambridge University Press, New York, 1998.

- Gringauz, K. I., Some results of experiments in interplanetary space by means of charged particle traps on Soviet space probes. *Space Research*, 2, s. 539–553, 1961.
- Grinsted, J., Moore, C., Jevrejeva, S., Application of the cross wavelet transform and wavelet coherence to geophysical time series. *Nonlinear Processes in Geophysics*, 11, s. 561–566, 2004.
- Hagfors, T., Silen, J., Measurement of electric fields in the ionosphere by incoherent scatter radar techniques. *Advances in Space Research*, 2, 7, 1982.
- Haldoupis, C. and Pancheva, D., Planetary waves and midlatitude sporadic E layers: Strong experimental evidence for a close relationship. *Journal of Geophysical Research*, 107(A6), 1078, 2002.
- Haldoupis, C., Pancheva, D., Michell, N.J., 2004. A study of tidal and planetary wave periodicities present in midlatitude sporadic E layers. *Journal of Geophysical Research*, 109, 2004.
- Haldoupis, C., Meek, C., Christakis, N., Pancheva, D., Bourdillon, A., Ionogram height–time–intensity observation of descending sporadic E layers at mid–latitude. *Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics*, 68, 539–557, 2006.
- Hargreaves, J.K., The solar-terrestrial environment. *Cambridge University Press*, 1992.
- Hnat, B., Chapman, S.C., Rowlands, G., Watkins N.W., Freeman, M.P. Scaling in long term data sets of geomagnetic indices and solar wind as seen by WIND spacecraft. *Geophysical Research Letters*, 30, 22, 2003.
- Hoyt, D.V., Schatten, K., Group sunspot numbers: A new solar activity reconstruction. *Solar Physics*, 179, 189, 1998.
- Huang, X. and Reinisch, B. W., Vertical electron density profiles from the digisonde network. *Advances in Space Research*, 18(6), 121–129, 1996.
- Huang, X., Reinisch, B., Bilitza, D., Benson, R., Electron density profiles of the topside ionosphere. *Annals of Geophysics*, 45, 1, s. 125–130, 2002.
- Kolmogorov, A.N., A refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence in viscous incompressible fluid at high Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 83, 1962.
- Kouba, D., Koucká Knížová, P., 2012. Analysis of digisonde drift measurement quality. *Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial–Physics*, 90–91, s. 212–221, 2012.
- Koucká Knížová, P., Mošna, Z., 2011. Acoustic–Gravity Waves in the Ionosphere During Solar Eclipse Events. *Acoustic Waves – From Microdevices to Helioseismology*, Marco G. Beghi (Ed.), InTech, 2011.

- Krankowski, A., Shagimuratov, I.I., Baran, L.W., Yakimova G., 2012. The structure of the mid- and high-latitude ionosphere during the November 2004 storm event obtained from GPS observations. *Acta Geophysica*, Vol. 55, No 4, s. 490–508.
- Kugblenu, S., Taguchi, S., Okuzaw, T., Prediction of the geomagnetic storm associated Dst index using an artificial neural network algorithm. *Earth, Planets and Space*, 51, s. 307–313, 1999.
- Lashermes, B., Jaffard, S., Abry, P., Wavelet leader based multifractal analysis. *International Conference on Acoustic, Speech and Signal Processing*, 2000.
- Lashermes, B., Abry, P. Chainais, P., New insights on the estimation of scaling exponents. *International Journal of Wavelets, Multiresolution and Information Processing*, 2004.
- Lashermes B., Jaffard, S., Abry, P., Wavelet Leader based multifractal Analysis. *IEEE International Conference on Acoustic, Speech and Signal Processing*, Philadelphia, USA, 2005.
- Laštovička, J., Forcing of the Ionosphere by Waves from Below. *Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics* 68(3–5), s. 479–497, 2006.
- Lei J., Thayer, J.P., Forbes, J.M., Sutton, E.K., Nerem, R.S., Rotating solar coronal holes and periodic modulation of the upper atmosphere. *Geophysical Research Letters*, 35, 2008.
- Lovejoy, S., Schertzer, D., Tuck, A.F., Fractal aircraft trajectories and nonclassical turbulent exponents. *Physical Review E*, 70, 2004.
- Lovejoy, S., Schertzer, D., Scale, Scaling and Multifractals in Geophysics: Twenty Years on. *Nonlinear Dynamics in Geosciences*, s. 311–337, 2007.
- Mandelbrot, B.B., How long is the Coast of Britain? Statistical Self-Similarity and Fractional Dimension. *Science*, 156, 636, 1967.
- Mandelbrot, B.B., *The Fractal Geometry of Nature*, Free-man, New York, 1983.
- Marshak, A., Davis, A., Wiscombe, W., Cahalan, R., Scale Invariance in Liquid Water Distributions in Marine Stratocumulus. Part II: Multifractal Properties and Intermittency Issues. *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 54, 11, s. 1423–1444, 1997.
- Mathews, J. D., Sporadic E: current views and recent progress. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 60(4), s. 413–435, 1998.
- Maunder, E.W., Note on the distribution of sun-spots in heliographic latitude, 1874 to 1902. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 64, s. 747–761, 1904.

- Mechtly, E.A., Accuracy of rocket measurements of lower ionosphere electron concentrations. *Radio Science*, 9, 3, s. 373–378, 2012.
- Mikhailov, A.V., Mikhailov, V.V., Skoblin, M.G., Monthly median foF2 and M(3000)F2 ionospheric model over Europe. *Annali di Geofisica*, 4, s. 791–805, 1996.
- Mikhailov, A., Schlegel, K., Self-consistent modelling of the daytime electron density profile in the ionospheric F region. *Annales Geophysicae.*, 15, 314–326, 1997.
- Morris, R. J., Monselesan, D. P., Hyde, M. R., Breed, A. M., Wilkinson, P. J., Parkinson M.L., Southern polar cap DPS and CADI ionosonde measurements: 1. Ionogram comparison. *Advances in Space Research*, 33, s. 923–929, 2004.
- Mošna, Z., Šauli, P., Georgieva, K., Kouba, D., Comparison of HSS and CME Influences on F2-layer based on Storms in October 2005. *Fundamental Space Research, Supplement of Comptes Rendus, Academy of Bulgarian Sciences*, s. 97–99, 2009a.
- Mošna, Z., Šauli, P., Georgieva, K., Ionospheric response to the particular solar event as seen in the ionospheric vertical sounding. *WDS 2009 Proceedings of Contributed Papers, Part II*, s. 68–73, 2009b.
- Mošna, Z., Koucká Knížová, P., Automatic Visualization Method of Height–Time Development of Ionospheric Layers. *WDS 2010 Proceedings of Contributed Papers, Part II*, s. 199–204, 2010.
- Mošna, Z., Koucká Knížová, P., Scaling analysis applied to Ionospheric, Solar, and Geomagnetic Data. *WDS 2011 Proceedings of Contributed Papers, Part II*, s. 61–66, 2011.
- Mošna, Z., Koucká Knížová, P., Analysis of wave–like oscillations in parameters of sporadic E layer and neutral atmosphere. *Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial–Physics*, s. 172–178, 2012.
- Mursula, K., Ulich, Th., A new method to determine the solar cycle length. *Geophysical Research Letter*, 25, 11, s. 1873–1840, 1998.
- Muzy, J.F., Bacry, E., Arneodo, A., The multifractal formalism revisited with wavelets. *International Journal of Bifurcation and Chaos* 4, s. 245–302, 1994.
- Neugebauer, M., Snyder, C.W., Mariner 2 observations of the solar wind, I, Average properties. *Journal of Geophysical Research*, 71, s. 4469–4484, 1966.
- Newton, H. W., The 27-day period in terrestrial magnetic disturbances. *Observatory*, 55, s. 256–261, 1932.
- Ogilvie, K. W., Burlaga, L.F., Wilkerson, T.D., Plasma observations on Explorer 34. *Journal of Geophysical Research*, 73, s. 6809–6824, 1968.

- Pancheva, D., Haldoupis, C., Meek, C.E., Manson, A.H., Mitchell, N.J., Evidence of a role for modulated atmospheric tides in the dependence of sporadic E layers on planetary waves. *Journal of Geophysical Research*, 108 (A5), 2003.
- Parker, E.N., Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. *Astrophysical Journal*, 128, s. 664–676.
- Prölss, G.W., Jung, M.J., Traveling Atmospheric Disturbances as a Possible Explanation for Daytime Positive Storm Effects of Moderate Duration at Middle Latitudes. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 40, s. 1351–1354, 1978.
- Prölss, G.W., Magnetic Storm Associated Perturbations of the Upper Atmosphere: Recent Results Obtained by Satellite-Borne Gas Analyzer. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 18, s. 183–202, 1980.
- Prölss, G.W., Roemer, M., Slowey, J.W., Dissipation of Solar Wind Energy in the Earth's Upper Atmosphere: The Geomagnetic Activity Effect, CIRA 1986. *Advances in Space Research*, 8, No. 5, s. 215–261, 1988.
- Prölss, G.W., Ionospheric F-region storms, in Handbook of Atmospheric Electrodynamics, Volume II, s. 195–248, 1995.
- Prölss, G.W., Physics of the Earth's Space Environment. *Springer*, 2004.
- Reinisch, B. W., Huang, X., Galkin, I.A., Paznukhov, V., Kozlov, A., Recent advances in real-time analysis of ionograms and ionospheric drift measurements with digisondes. *Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial-Physics*, 67, s. 1054–1062, 2005.
- Richmond, A.D., Thermospheric Dynamics and Electrodynamics. *Solar-Terrestrial Physics*, Springer Netherlands, 1983.
- Rishbeth, H., On the F2-Layer Continuity Equation. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 48, s. 511–519, 1986.
- Rishbeth, H. and Edwards, R., The Isobaric F2-Layer. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 51, s. 321–338, 1989. in Prölss, 1995.
- Rishbeth, H. and Mendillo, M., Patterns of F2-layer variability. *Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial-Physics*, 63, s. 1661–1680, 2001.
- Roddy, P.A., Spatial and Temporal Structuring of Nighttime Intermediate Layers above Wallops Island. *The University of Texas at Dallas PhD Thesis*, 2005.
- Roux, S.G., Venugopal, V., Fienberg, K., Arneodo, A., Foufoula-Georgiou, E. Evidence for Inherent Nonlinearity in Temporal Rainfall. *Advances in Water Resources*, 32, s. 41–48., 2008.

- Roux, S.G., Koucká Knížová, P., Mošna, Z., Abry, P., Ionosphere fluctuations and global indices: A scale dependent wavelet-based cross-correlation analysis. *Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial-Physics*, s. 186–197, 2012.
- Seaton, M.J., A Possible Explanation of the Drop in F-Region Critical Densities Accompanying Many Ionospheric Storms. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 8, s. 122–124, 1956.
- Siscoe, G. L., Formisano, V., Lazarus, A. J., Relation between geomagnetic sudden impulses and solar wind pressure changes– an experimental investigation, *Journal of Geophysical Research*, 73, s. 4869–4874, 1968.
- Snyder, C.W., Neugebauer, M., Rao, U.R. The solar wind velocity and its correlation with cosmic ray variations and with solar and geomagnetic activity, *Journal of Geophysical Research*, 68, s. 6361–6370, 1963.
- Spurling, P.H., Jones, K.L., The Observation of Related F-Region Height and Electron Content Changes at Mid-Latitudes During Magnetic Storms and their Comparison with a Numerical Model. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 54, s. 1387–1412, 1992.
- Svalgaard, L., Hudson, H.S., The Solar Microwave Flux and the Sunspot Number, SOHO-23: Understanding a Peculiar Solar Minimum ASP Conference Series Vol. 428. *Proceedings of a workshop held 21-25 September 2009 in Northeast Harbor, Maine, USA*. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2010, s. 325, 2010.
- Šauli, P., Mošna, Z., Boška, J., Kouba, D., Laštovička, J., Altadill, D., Detection of the wave-like structures in the F-region electron density: Two station measurements. *Studia Geophysica et Geodaetica*, s. 131–146, 2006.
- Šauli, P., Bourdillon, A., Height and Critical Frequency Variations of the Sporadic-E layer at midlatitudes. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 70, s. 1904–1910, 2008.
- Šauli, P., Mošna, Z., Boška, J., Kouba, D., Laštovička, J., Altadill, D., Comparison of true-height electron density profiles derived by POLAN and NHPC methods. *Studia Geophysica et Geodetica*, 51, s. 449–459, 2007.
- Šindelářová, T., Mošna, Z., Burešová, D., Chum, J., McKinnel, L.-A., Athieno, R., Observation of wave activity in the ionosphere over South Africa in geomagnetically quiet and disturbed periods. *Advances in Space Research* 50, s. 182–195, 2012.
- Tanaka, T. and Hirao, K., Effects of an Electric Field on the Dynamical Behavior of the Ionosphere and its Applications to the Storm Time Disturbance of the F-Layer, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 35, s. 1445–1452, 1973. In Prölss, 1995.

- Tascioni, T.F., Introduction to the Space Environmentr, 2–nd Ed., Krieger Publishing Company. 1994.
- Titheridge J.E., 1985. Ionogram Analysis with the Generalised Program POLAN. *UAG Report–93*, http://www.ursi.org/files/CommissionWebsites/INAG/uag_93/uag_93.html, 1985
- Torrence, C., Compo, G. P., A practical guide to wavelet analysis. *Bulletin of American Meteorological Society* 79, s. 61–78, 1998.
- Tsunoda, R.T., Yamamoto, M., Igarashi, K., Hocke, K., Fukao, S., Quasi-periodic radar echoes from midlatitude sporadic E and role of the 5-day planetary wave. *Geophysical Research Letters* 25, s. 951–954, 1998.
- Tsurutani, B. T., Sugiura, M., Iyemori, T., Goldstein, B.E., Gonzalez, W.D., Akasofu, S.I., Smith, E.J., The nonlinear response of AE to the IMF B driver: A spectral break at 5 hours. *Geophysical Research Letters*, 17, s. 279–282, 1990.
- Ulich, Th., The Varying Length Of The Solar Cycle As Determined By Different Methods, M.Sc. Thesis. *University of Oulu*, Oulu, Finland, 1996.
- Uppala, S.M., Kallberg, P.W., Simmons, A.J., Andrae, U., da Costa Bechtold, V., Fiorino, M., Gibson, J.K., Haseler, J., Hernandez, A., Kelly, G.A., Li, X., Onogi, K., Saarinen, S., Sokka, N., Allan, R.P., Andersson, E., Arpe, K., Balmaseda, M.A., Beljaars, A.C.M., van de Berg, L., Bidlot, J., Bormann, N., Caires, S., Chevallier, F., Dethof, A., Dragosavac, M., Fisher, M., Fuentes, M., Hagemann, S., Holm, E., Hoskins, B.J., Isaksen, L., Janssen, P.A.E.M., Jenne, R., McNally, A.P., Mahfouf, J.-F., Morcrette, J.-J., Rayner, N.A., Saunders, R.W., Simon, P., Sterl, A., Trenberth, K.E., Untch, A., Vasiljevic, D., Viterbo, P., and Woollen, J., The ERA-40 re-analysis, *Quarterly Journal October 2005 Part B*, 131, s. 2961–3012, 2005.
- Voiculescu, M., Haldoupis, C., Pancheva, D., Ignat, M., Schlegel, K., Shalimov, S., More evidence for aplanetary wave link with midlatitude E region coherent backscatter and sporadic E layers. *Annales Geophysicae*, 18, s. 1182–1196, 2000.
- Vörös, Z., Jankovičová, D., Kovács, P., Scaling and singularity characteristics of solar wind and magnetospheric fluctuations. *Nonlinear Processes in Geophysics*, s. 149–162, 2002.
- Wendt, H., Abry, P., Jaffard, S., Bootstrap for Empirical Multifractal Analysis. *IEEE Signal Processing Magazine*, 38, 2007.
- Werner, S., Bauske, R., Prölss, G.W., On the Origin of Positive Ionospheric Stroms. *Advanced Space Research*, Vol. 24, No. 11, s. 1485–1489, 1999.
- Whitehead, J.D., The formation of the sporadic E layer in the temperate zones. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 20, s. 49–58, 1961.

Whitehead, J.D., Recent work on mid-latitude and equatorial sporadic E. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 51, s. 401-424, 1989.

Zolesi, B., Cander, B., Ionospheric Prediction for Radio Propagation Purposes. *Springer Geophysics*, s. 123–146, v tisku, 2014.

Zuo, X., Wan, W., Zhao, G., An attempt to infer information on planetary wave by analyzing sporadic E layers observations. *Earth, Planets and Space*, 61, s. 1185–1190, 2009.

Přílohy

Příloha A Přiložené publikace

A1 Šauli et al., (2007)

Šauli, P., Mošna, Z., Boška, J., Kouba, D., Laštovička, J., Altadill, D. Comparison of true-height electron density profiles derived by POLAN and NHPC methods. *Studia Geophysica et Geodetica*, 51, s. 449–459, 2007.

A2 Mošna et al. (2009a)

Mošna, Z., Šauli, P., Georgieva, K., Kouba, D. Comparison of HSS and CME Influences on F2-layer based on Storms in October 2005. *Fundamental Space Research*, s. 97–99, 2009a.

A3 Mošna et al. (2009b)

Mošna, Z., Šauli, P., Georgieva, K. Ionospheric response to the particular solar event as seen in the ionospheric vertical sounding, *WDS 2009 Proceedings of Contributed Papers, Part II*, s.68–73, 2009b.

A4 Mošna a Koucká Knížová (2010)

Automatic visualization method of height–time development of ionospheric layers. *WDS 2010 Proceedings of Contributed Papers, Part II*, s. 199–204, 2010.

A5 Koucká a Mošna (2011)

Koucká Knížová, P., Mošna, Z., Acoustic–Gravity Waves in the Ionosphere During Solar Eclipse Events. *Acoustic Waves – From Microdevices to Helioseismology*, Marco G. Beghi (Ed.), InTech, s. 303–320, 2011.

A6 Mošna a Koucká Knížová (2011)

Mošna, Z., Koucká Knížová, P., Scaling analysis applied to Ionospheric, Solar, and Geomagnetic Data. *WDS 2011, Proceedings of Contributed Papers, Part II*, s. 61–66, 2011.

A7 Roux et al. (2012)

Roux, S.G., Koucká Knížová, P., Mošna, Z., Abry, P., Ionosphere fluctuations and global indices: A scale dependent wavelet–based cross–correlation analysis. *Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial Physics*, s. 186–197, 2012.

A8 Mošna a Koucká Knížová (2012)

Mošna, Z., Koucká Knížová, P., Analysis of wave–like oscillations in parameters of sporadic E layer and neutral atmosphere. *Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial Physics*, s. 172–178, 2012.

A9 Georgieva et al. (2012)

Georgieva, K., Kirov, B., Koucká Knížová, P., Mošna, Z., Kouba, D., Asenovska, Y., Solar influences on atmospheric circulation. *Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial Physics*, s. 15–25 2012.

A1 Šauli et al., (2007)

COMPARISON OF TRUE-HEIGHT ELECTRON DENSITY PROFILES DERIVED BY POLAN AND NHPC METHODS

P. ŠAULI¹, Z. MOŠNA¹, J. BOŠKA¹, D. KOUBA¹, J. LAŠTOVIČKA¹, D. ALTADILL²

1 Institute of Atmospheric Physics ASCR, Boční II/1401, 141 31 Prague 4, Czech Republic, (pkn@ufa.cas.cz)

2 Observatorio del Ebro URL-CSIC, 43520 Roquetes, Tarragona, Spain

Received: July 31, 2006; Revised: February 8, 2007; Accepted: April 11, 2007

ABSTRACT

The changing state of the ionosphere is generally monitored by networks of vertical ionosondes that provide us with regular ionospheric sounding. Many ionospheric applications require determination of the true-height electron density profiles. Therefore, ionograms must be further inverted into real-height electron density profiles. The paper presents the comparison study of the true-height electron density profiles inverted from ionograms using two different methods POLAN (Titheridge, 1985) and NHPC (Huang and Reinish, 1996; Reinish et al., 2005), widely used by the ionospheric research community. Our results show significant systematic differences between electron density profiles calculated by these two inversion methods.

Key words: ionosphere, vertical ionospheric sounding, electron concentration profiles, inversion methods

1. INTRODUCTION

Ionosphere, the ionised part of the Earth's neutral atmosphere, is stratified into several layers that are referred to as D, E, and F (F1 and F2). Borders between layers are characterised by the electron concentration decrease. Maximum electron concentration usually occurs in the highest layer F or F2, if the layer is splitted into F1 and F2. The ground-based vertical ionospheric sounding using ionosondes provides information about part of the ionosphere above 90 km up to maximum of F layer, thus E and F ionospheric layers. Regions with decrease of electron concentration represent problematic regions invisible for ground-based ionosondes. Propagation of electromagnetic waves is affected by the properties of a medium. The ionospheric plasma consists of free electrons and ions. The basic parameter of ionised medium is plasma frequency, which is key parameter in the theory of radio wave propagation. The relation between electron concentration and electron plasma frequency ω_p is given by:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m}}, \quad (1)$$

where N is electron concentration, e is electron charge, m electron mass and ϵ_0 is permittivity of free space. Electromagnetic waves with frequencies exceeding plasma frequency enter and propagate through medium. Vertical wave reflection occurs when the plasma frequency is lower or equals to the wave frequency. Details can be found in *Davies (1990), Hargreaves (1979), Chen (1984)* among others.

During vertical ionospheric sounding measurement, the electromagnetic wave is transmitted vertically above ionosonde. Receiving antennas co-located with the transmitter detect the reflected wave from the ionosphere. The registered time-of-flight of the radio signal at a particular frequency indicates the virtual height (h') of the reflecting layer, assuming the wave speed to be equal to that on free space. The 2D-plot of h' as function of the transmitted radio frequency is called ionogram. The h' is always higher than the real height (h) because of the group and phase delays of radio waves travelling throughout an ionised medium. Fig. 1 shows typical day-time and night-time ionograms obtained by ionosonde IPS42 Kel Aerospace. Determination of the real reflection height h is the main goal of all inversion techniques, i.e. to obtain true height electron density profiles $h(N)$ from ionograms.

A large family of ionospheric models exists to study variability of the ionosphere. The models differ by their degree of complexity, calculation time and their primary purpose (*Bilitza, 2001; Nava et al., 2005; Hochegger et al., 2000; Leitinger et al., 2001, 2005; Titheridge, 1985; Huang and Reinish, 1996*, among others). All are based on ionogram parameters or whole profiles. Paper by *Hochegger et al. (2000)* describes models that are mainly used for satellite applications and reports their particular uses. For ionospheric studies, dealing with short term electron density variability, two inversion techniques POLAN and NHPC are mainly used by ionospheric community. POLynomial ANALysis POLAN has been developed by *Titheridge (1985)* and it is often used for inversion of ionograms obtained by classical ionosondes (e.g. KEL). NHPC algorithm (*Huang and Reinish, 1996*) is applied routinely by UMLCAR DGS and DPS digisondes to ionogram

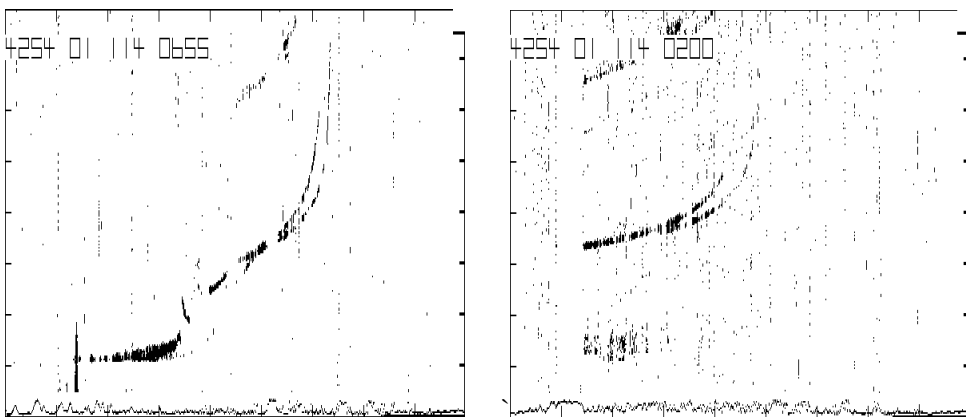


Fig. 1. Representative day-time and night-time ionograms measured by IPS41 KEL Aerospace, 24 April, 2001 at the observatory Průhonice. Left panel represents ionogram recorded at 6 h 55 min UT, right panel at 2 h UT.

inversion, NHPC inversion is also part of the ARTIST software used for automatic ionogram scaling.

Resulting true height electron density profile differs according to model used between layers and underlying ionisation. The purpose of our paper is to analyse that and show possible problems that might arise from analyses based on data inverted by different techniques. There is very little chance for user to change parameters of the model involved in the inversion technique. In general, each station has its preferred inversion method for true-height profile computation, that may lead to systematic differences between stations.

In the work of Šauli *et al.* (2006) we found significant differences in the diurnal courses of electron concentration curves at fixed heights at two midlatitude ionospheric station data. Electron concentration lines at fixed height were remarkably smoother when they were derived from NHPC inverted ionograms. These finding was a motivation for our further work. The question was, which part of the wave-like oscillation is related to ionospheric variability and to the inversion technique. Miró *et al.* (2005) found important differences in radio path range and reflection height, when the ray-tracing code uses electron density profiles obtained from the same ionograms by the POLAN and NHPC inversion techniques.

2. DATA

In our analysis, we use ionograms from two midlatitude ionospheric stations Ebro (Spain, 40.8°N, 0.5°E) and Průhonice (Czech Republic, 49.9°N, 14.5°E). Průhonice ionograms were measured by ionosonde IPS 42 KEL Aerospace and Ebro ionograms by digisonde DGS256. Total amount of 10361 ionograms was manually scaled and then recomputed into true height $N(h)$ profiles using the above mentioned methods. Our data set represents ionospheric measurements under low and high geomagnetic activity during periods of high and low solar activity. Průhonice data set covers years 1992–2001. Analysed profiles are representative for all the period as they are regularly distributed over period. Measurements from campaign HIRAC/SolarMax, 23–29 April 2001 (Feltens *et al.*, 2001) provide us with high quality data and for this period two station data are involved into study. During this campaign ionograms were measured each 5 minutes. As an input to the ionogram inversion we use whole trace. Fig. 2 shows typical geomagnetic quiet time electron density profiles obtained by both techniques. It is evident that on the profiles, there are parts that differ significantly and may lead to misinterpretation of the further analysis. The following Figs. 3 and 4 show the diurnal courses of electron concentration at fixed heights 150 – 250 km with 5 km step for two stations. Fig. 3 represents electron concentration variability under geomagnetic quiet conditions (high solar activity) and two inversion techniques. The same situation, but for geomagnetically disturbed period, is demonstrated by following Fig. 4. It can be clearly seen that curves of electron concentration are more smooth in case of NHPC inversion technique for both station data.

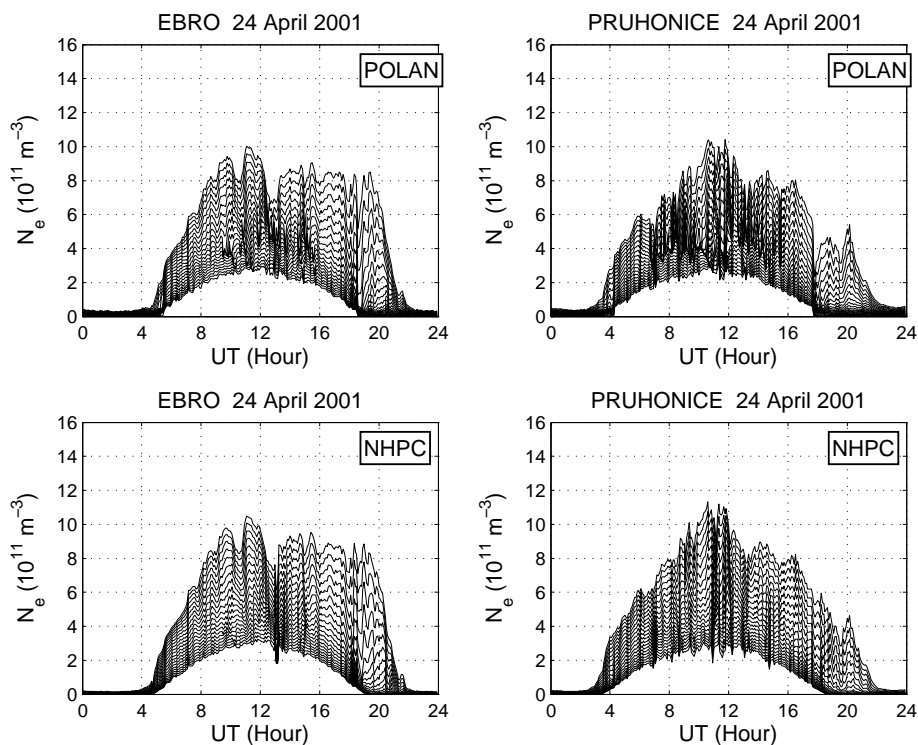


Fig. 2. Typical recomputation difference of the electron density profiles obtained by NHPC and POLAN. Ionograms were recorded at the observatory Průhonice.

3. METHOD

Two and three layer profiles computed using both methods (POLAN, NHPC) are splitted into two or three parts with respect to the critical frequencies foE , $foF1$ and $foF2$. Since both algorithms use Valley-model (different for POLAN and NHPC) in a certain frequency interval we have more than one height-value for one frequency, we cut off such frequency interval in order to get monotonous (increasing) height dependence of plasma frequency only. Similarly, the top part of each profile higher above $foF2$ was neglected.

Profile points $[h, f_p]$, pairs of height h and plasma frequency f_p , are not always equidistant. In order to compare two profiles we use frequency and height sets derived from original profile using linear interpolation. Frequency set consists of values at fixed frequencies beginning 1.5 MHz with 0.1 MHz resolution. Height set contain values at fixed heights from 90 km up to height of the F-layer peak. Thus we get one, two or three parts corresponding to each layer for each profile. After that, we analyse the height and frequency differences (POLAN – NHPC) for frequency and height interpolated profiles, respectively, via classical statistical method:

$$\Delta X_i = X_{i_{\text{POLAN}}} - X_{i_{\text{NHPC}}} \quad (2)$$

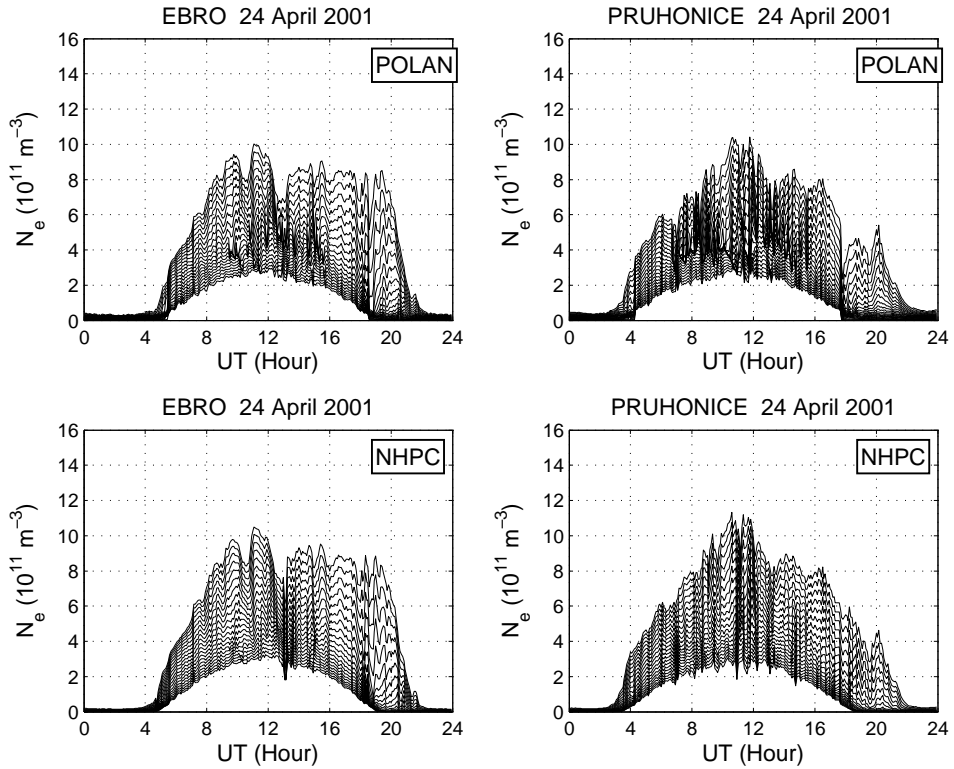


Fig. 3. Electron density variation obtained by NHPC and POLAN from Eburo and Pruhonice observatories - 24 April 2001. Upper panels refer to POLAN recomputation technique, while the lower panels to NHPC.

Values X_i stand for heights h_i and frequency f_i , respectively. Each data set is represented by mean and standard deviation (Weissstein, 2006; Anděl, 1998) for each frequency and height

$$\langle X_i \rangle = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N X_j, \quad (3)$$

$$\sigma_{X_i} = \sqrt{\langle X_i^2 \rangle - \langle X_i \rangle^2}. \quad (4)$$

With increasing frequency (or height) the number of measurements N in the group decreases due to the variability of critical frequencies. Though sets with 100 or less values were neglected. However, the criterion of minimal number of values does not have large influence on the results. Each group of one-layer, twolayer and three-layer profiles is further divided into two subsets with respect to the geomagnetic situation. We consider geomagnetic quiet conditions described by index $Kp < 4$.

4. RESULTS

Results of statistical analysis are divided into two main parts discussing separately height differences and frequency differences between electron density profiles obtained by POLAN and NHPC methods. For all groups of profiles (characterised by number of layers and specified geomagnetic conditions) we demonstrate mean value and its standard deviation computed according to Eqs.(2)–(4). All the following plots in Figs. 5–7 represent statistical means and standard deviations of each analysed group; each group consists of minimum 730 profiles. Height and frequency dependence of the difference between mean values of each particular group of profiles are further discussed in details.

4.1. Height difference

Figs. 5 and 6 show mean difference of the reflection height at fixed frequencies and its corresponding standard deviation. Fig. 5 represents geomagnetically quiet conditions analysis. In the upper panels (night profiles, only F layer present), it is evident that POLAN systematically underestimates true height compared to NHPC at lower frequencies and overestimates at frequencies close to critical frequency $foF2$. However,

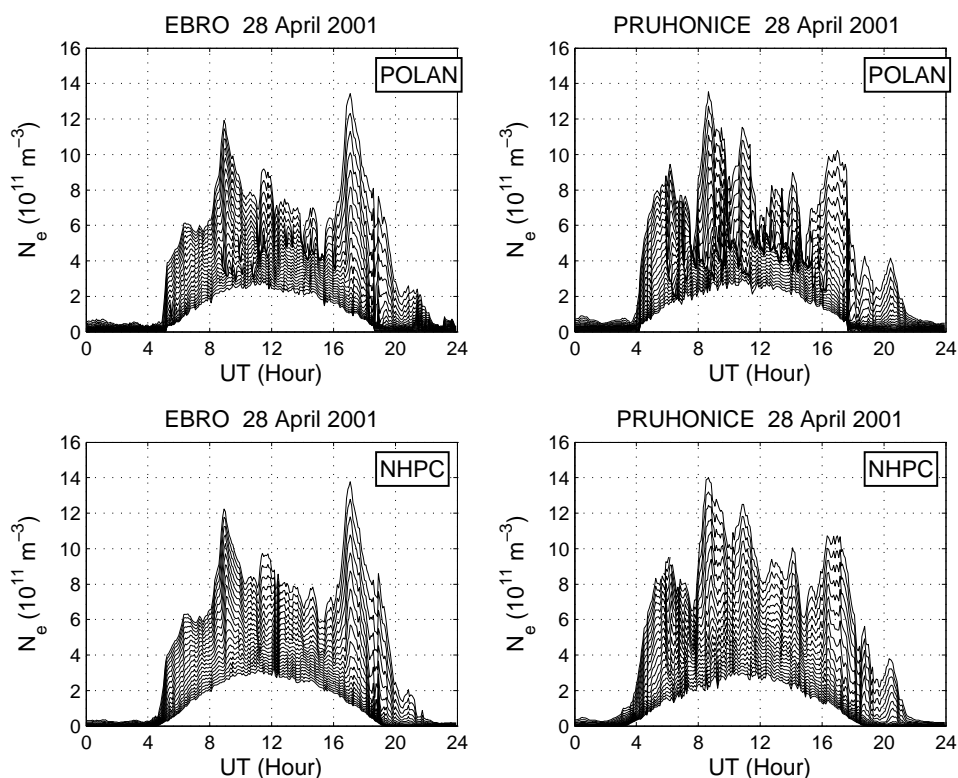


Fig. 4. The same as in Fig. 3, but for the day of geomagnetic minor storm 28 April 2001.

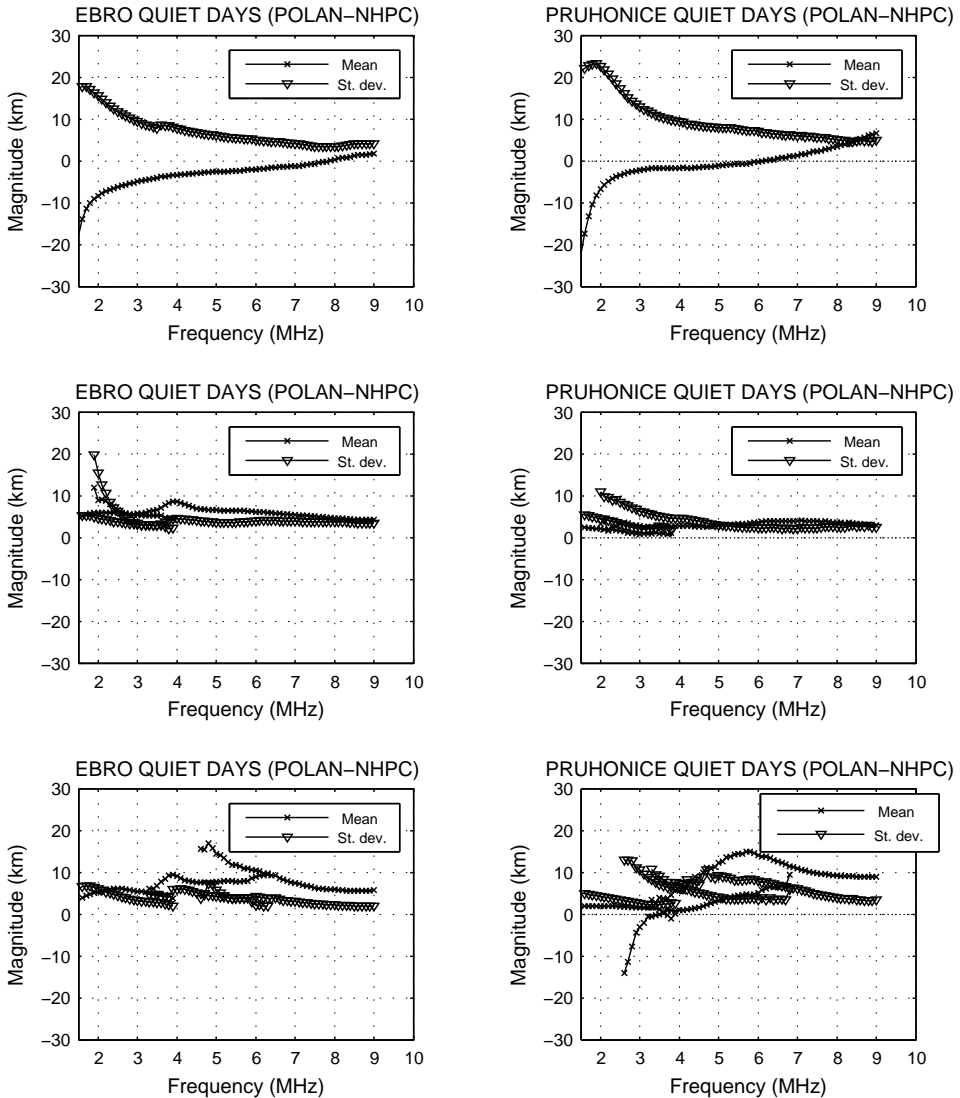


Fig. 5. Results of statistical analysis of the height difference between POLAN and NHPC inverted profiles at particular frequencies during geomagnetically quiet time. Each plot shows frequency dependence of the mean and standard deviation values. On the plots mean values are marked with “x”, symbol “v” stands for standard deviation. The top plots show the results for nighttime profiles, when only F layer is present. The middle plots represent the results for daytime profiles, when only E and F layer are present. The bottom plots show the results for daytime profiles, when E, F1 and F2 layers are formed.

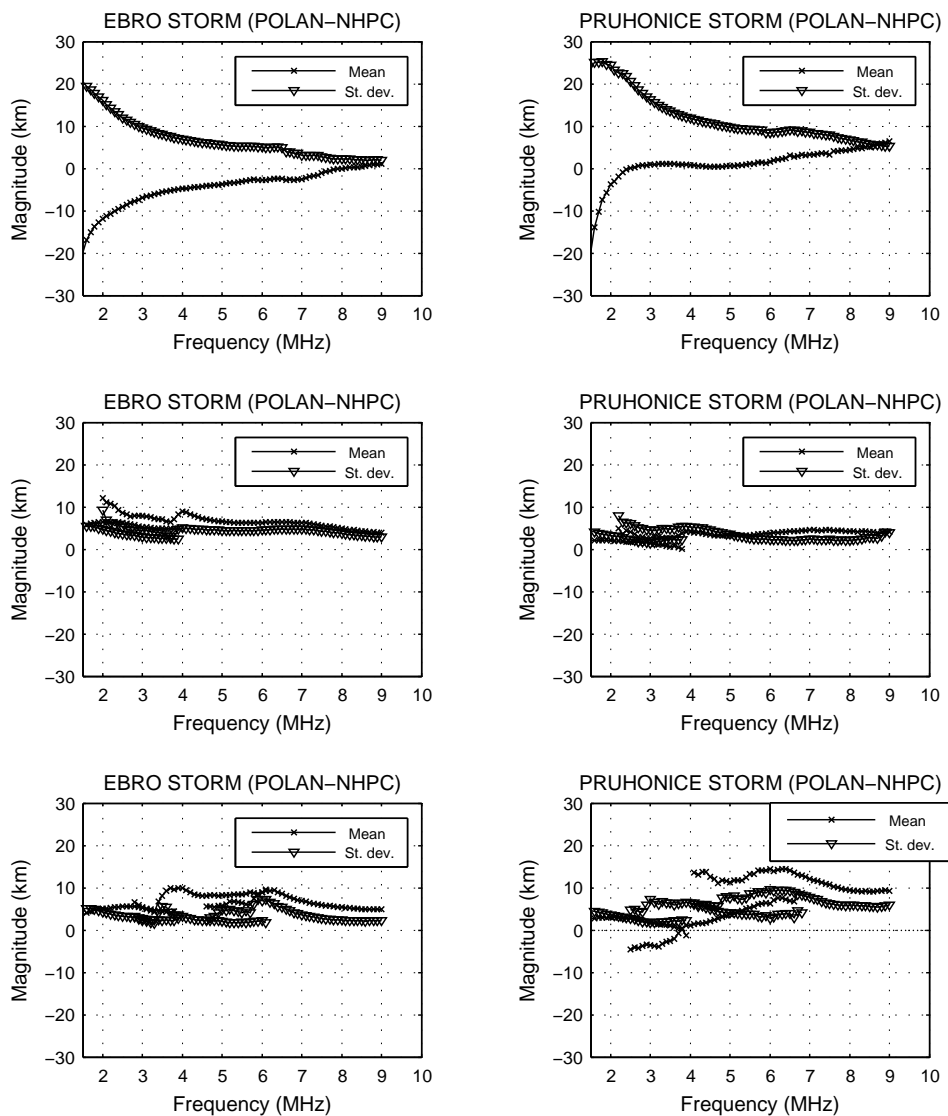


Fig. 6. Results of statistical analysis of the height difference between POLAN and NHPC inverted profiles at particular frequencies during geomagnetic storm. Each plot shows frequency dependence of the mean and standard deviation values. On the plots, mean values are marked with “x”, symbol “v” stands for standard deviation. The top plots show the results for nighttime profiles, when only F layer is present. The middle plots represent the results for daytime profiles, when only E and F layer are formed. The bottom plots show the results for daytime profiles, when E, F1 and F2 layers are formed.

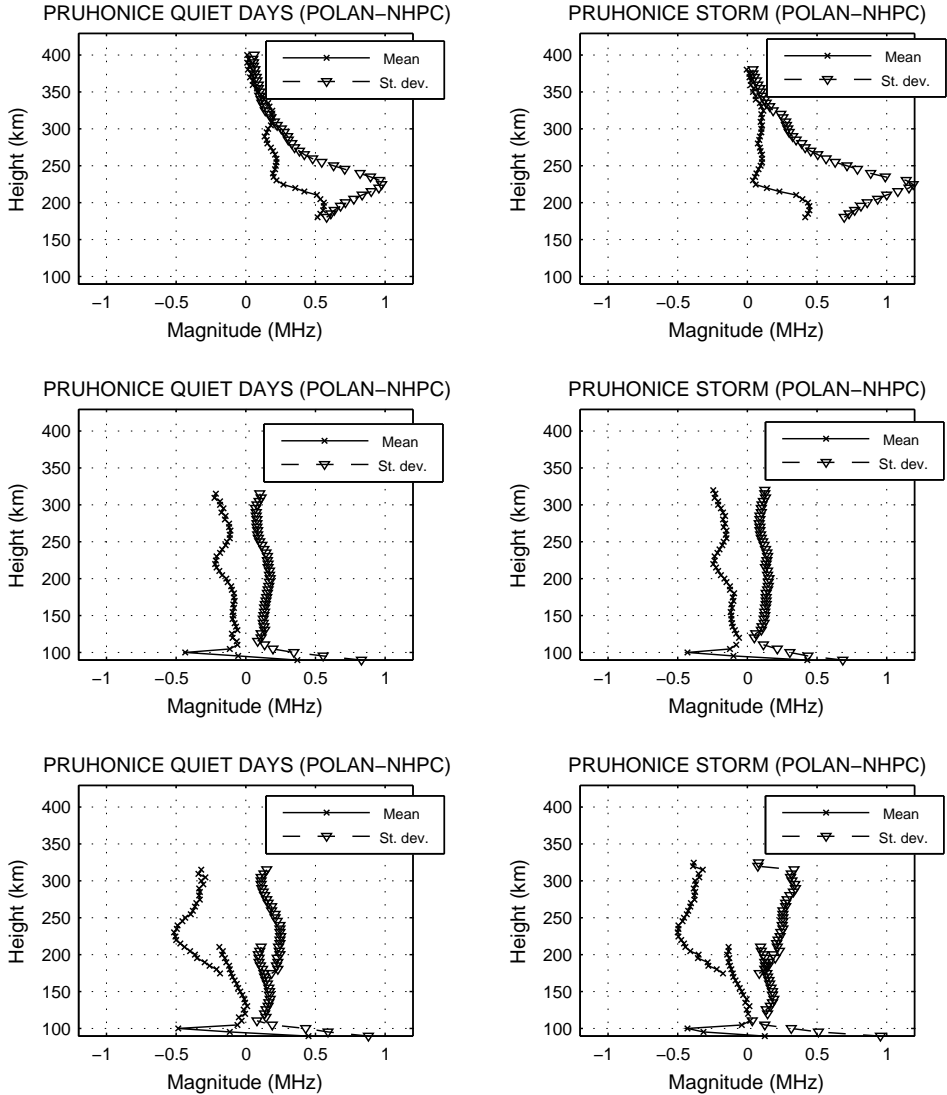


Fig. 7. Results of statistical analysis of the frequency difference between POLAN and NHPC inverted profiles at particular heights. Each plot shows height dependence of the mean and standard deviation values. On the plots mean values are marked with “x”, symbol “∇” stands for standard deviation. Left panels refer to geomagnetically quiet time, right panels to geomagnetic storm time. The top plots show the results for nighttime profiles, when only F layer is present. The middle plots represent the results for daytime profiles, when only E and F layer are present. The bottom plots show the results for daytime profiles, when E, F1 and F2 layers are formed.

the standard deviation reaches large values in the whole studied frequency range, especially at low frequencies. When two or three layers are present, true height derived by NHPC is systematically lower than that computed by POLAN. Maximum differences are located around 5–6 MHz (Fig. 5, bottom panel) and exceed values of 10 km in case of three-layers profiles. Results for two stations are in agreement. During high geomagnetic activity (Fig. 6) the character of the result remains the same except for Průhonice night-profiles, where the difference is positive and very close to zero. Standard deviation significantly increases in case of one-layer profiles (Fig. 6, upper panel). Maximum difference at two-layer and three-layer profiles occurs close to 5–6 MHz (Fig. 6, middle and bottom panels). Maximum difference is larger in Průhonice data. Larger differences at nighttime occur on the base of the F region, and at the transition regions between layers during daytime. This is probably caused by different connection techniques between layers in both inversion algorithms POLAN and NHPC.

4.2. Frequency difference

Fig. 7 demonstrates height dependence of frequency difference of profiles for Průhonice data. It is evident that the largest difference in one-layer profiles occurs slightly below 200 km. The difference has positive values, that means at fixed height, POLAN computes larger frequency than NHPC. In all other cases (presence of two or three layers), we see that maximum difference is systematically shifted about 30 km upward and reaches negative values. Under presence of more than one layer, POLAN computes lower frequency than NHPC at a given height. In general, mean standard deviation is larger in stormy data sets compare to quiet days except two-layers profiles. During night-time, when only F-layer is present, mean standard deviation reaches maximum values up to 1 MHz (during storm-time exceeds 1 MHz), such values exceed mean values. That means, we cannot simply conclude that POLAN systematically computes higher frequency at a given height. Bottom and middle panels in Fig. 7 reveal location of the maximum difference close to 200 km independently on the geomagnetic condition. Large differences in the profile bottom parts are caused by model application as described in the previous part.

Results of two observatories are in good agreement and POLAN - NHPC comparisons demonstrate the importance of careful interpretation of the ionospheric true-height profiles derived by these techniques. Study of the entire period covering periods of low and high solar activity confirm our finding discussed for HIRAC profiles.

5. CONCLUSIONS

The reflection true height for a given frequency computed by NHPC is systematically higher at nighttime profiles. On the contrary, the reflection true height for a given frequency computed by POLAN at day-time profiles is higher, and the standard mean deviation representing the significance of the result is smaller especially in two-layers profiles. Similarly, best agreement of both inversion techniques is seen on two-layers profiles. Location of the largest difference between profiles corresponds to F1-layer and transition region between F1 and F2 regions. We emphasise that results at two distant observatories are consistent and that results remain the same through changing solar and

geomagnetic activity. One possibility how to try to find which method might be better, POLAN or NHPC, is to use simultaneous common volume measurements of digisonde and a Doppler-type system at 3.5 MHz and compare phase paths from Doppler measurements and POLAN-based and NHPC-based ionogram inversions, as suggested by Burešová D. et al. (personal communication, 2006).

Acknowledgements: This project was supported by the Grant Agency of the Czech Republic (grant No.205/06/1619), Grant Agency ASCR (grant No.IAA300420504) and international cooperation project between Consejo Superior de Investigaciones Científicas of Spain and Academy of Sciences of the Czech Republic. The authors thank reviewers for their careful reading and accurate comments on the paper.

References

- Anděl J., 1998. *Statistical Methods*. Matfyzpress, Prague, Czech Republic (in Czech).
- Bilitza D., 2001. International Reference Ionosphere 2000. *Radio Sci.*, **36**, 261–275.
- Chen F.F., 1984. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, Second Edition. Plenum Press, New York and London.
- Davies K., 1990. *Ionospheric Radio*. Peter Peregrinus Ltd., London, U.K.
- Feltens J., Jakowski N. and Noll C., 2001. High-rate SolarMax IGS/GPS campaign “HIRAC/SolarMax”. *CDDIS Bulletin*, **16(3)**, http://cddis.nasa.gov/bulletin_v16n3.html#b
- Hargreaves J.K., 1979. *The Solar-Terrestrial Environment*. Cambridge Atmospheric and Space Science Series. Cambridge University Press, Cambridge, U.K.
- Hochegger G., Nava B., Radicella S. and Leitinger R., 2000. A family of ionospheric models for different uses. *Phys. Chem. Earth (C)*, **25**, 307–310.
- Huang X. and Reinish B.W., 1996. Vertical electron density profiles from the digisonde network. *Adv. Space Res.*, **18**, 121–129.
- Leitinger R., Nava B., Hochegger G. and Radicella S., 2001. Ionospheric profilers using data grids. *Phys. Chem. Earth (C)*, **26**, 293–301.
- Leitinger R., Zhang M. and Radicella S.M., 2005. An improved bottomside for the ionospheric electron density model NeQuick. *Ann. Geophys.*, **48**, 525–534.
- Miró Amarante G., Zhang M.-L. and Radicella S.M., 2006. Ionogram inversion F1-layer treatment effect in ray-tracing. *Ann. Geophys.*, **48**, 483–489.
- Nava B., Coisson P., Miró Amarante G., Azpilicueta F. and Radicella S.M., 2005. A model assisted ionospheric electron density reconstruction method based on vertical TEC data ingestion. *Ann. Geophys.*, **48**, 313–320.
- Reinish B.W., Huang X., Galkin I.A., Paznukhov V. and Kozlov A., 2005. Recent advances in real-time analysis of ionograms and ionosond drift measurements with digisondes. *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, **67**, 1054–1062.
- Šauli P., Abry P., Altadill D. and Boška J., 2006. Detection of the wave-like structures in the F-region electron density: two station measurements. *Stud. Geophys. Geod.*, **50**, 131–146.
- Titheridge J.E., 1985. *Ionogram Analysis with the Generalised Program POLAN*. UAG Report-93, 1985 (http://www.ips.gov.au/IPSHosted/INAG/uag_93/uag_93.html).
- Weisstein E.W., 2006. Standard Deviation. MathWorld, A Wolfram Web Resource. <http://mathworld.wolfram.com/StandardDeviation.html>

A2 Mořna et al. (2009a)

Comparison of HSS and CME Influences on F2-layer based on Storms in October 2005

Mošna, Z.^{1,2}, Šauli, P.¹, Georgieva, K.³, Kouba, D.^{1,2}

¹ Institute of Atmospheric Physics, Academy of Sciences, Prague, Czech Republic, zbn@ufa.cas.cz

² Charles University, Faculty of Mathematics and Physics, Prague, Czech Republic

³ Solar-Terrestrial Influences Institute at the Bulgarian Academy of Sciences, Sofia, Bulgaria, kgeorg@bas.bg

In the present paper, we study HSS and CME effects on the ionosphere. Each type has different ability to affect the geosphere. Our study is focused on the effects occurring during the last solar minimum. Two solar events in October 2005 were selected to study the ionospheric response above the Athens, Chilton, Dourbes, Juliusruh, Pruhonice and Roquetes observatories. Within the storms occurring in the solar minimum we selected two events (HSS: 7 Oct 2005, 19UT and CME: 31 Oct 2005, 18UT, by means of Dst) and analysed their influence on the ionosphere. The magnetospheric response by means of Kp and Dst was similar in both events.

Within the ionospheric parameters we selected foF2 and h'F. The HSS event is followed by a significant decrease in foF2 values in the duration of 2 days. No change is observed for night foF2 in this case. The response to the CME is much weaker than to the HSS and less change in foF2 is observed. Both events are followed by h'F oscillations which may indicate Travelling Ionospheric Disturbances (TID).

Introduction

Ionosphere is a highly variable system. The solar and geomagnetic activity, as well as dynamic events in the neutral atmosphere heavily influence its state. Disturbances of the ionospheric plasma affect operation of various communication and navigation systems, e.g. GPS, GALILEO, Glonass [1]. Response of the ionospheric plasma to the solar events is widely studied. The ionospheric storms, their drivers and mechanisms how are they connected to the magnetosphere are described in detail for example in [2], [3], [4].

Current solar minimum lasts for an unusually long time. It allows us to study the ionosphere under special conditions as it stays in exceptionally quiet state. Such a prolonged, exceptionally low solar minimum gives us unique opportunity to study ionospheric response to the solar events as they are relatively isolated in the time.

High Speed Solar Stream (HSS) is characterized by poloidal magnetic field. HSSs are formed in the areas of solar coronal holes that are long lived regions of open magnetic field lines. The solar wind flowing from them has high speed, low plasma density and high plasma temperature.

Coronal Mass Ejection (CME) is characterized by toroidal magnetic field. CMEs originate in the regions of closed magnetic field lines rooted at both sides in the Sun. CMEs have low proton temperature (low plasma beta) [5], [6], [7]. It has been shown that these different types of solar events influence differently the Earth's magnetosphere. A term 'geoeffectiveness' has been introduced to describe this influence [8], [9].

The task of our paper is to investigate ionospheric response to onset of each of the events under special conditions of current prolonged solar minimum and compare the response with the results of [10] at the Pruhonice station.

Data

We have selected two solar events from October 2005, HSS and CME, and we have studied ionospheric responses at six ionospheric observatories.

As mentioned above, this solar minimum is convenient for studies of ionospheric behavior under special conditions. On the other side, it is very difficult to find solar events with proper characteristics as especially CMEs are very rare in present solar minimum. The criteria how to choose similar solar events are: type of the event, the magnitude of magnetic field **B**, season, time of a storm onset and availability of ionospheric data as during the storm some ionograms can be difficult or impossible to scale. It was difficult to find events that satisfy all our criteria as especially CMEs are relatively rare in present solar minimum.

According to the definition of HSS ($v > 500 \text{ km s}^{-1}$ and increase of velocity of more than 100 km s^{-1} within one day, accompanied by high plasma temperature and low plasma density) and CME (high magnetic field, low beta) [5], we have chosen the HSS event of October 07, 2005, 02 UT and the CME event of October 31, 2005, 03 UT (times of solar events on the satellite). Measurements of magnetic field, plasma density and solar wind velocity were made by the ACE satellite, publicly available in the NASA CDAWeb database (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>). Total magnetic field **B**, magnetic components in GSE B_z and velocities are shown in Fig. 1 and Fig. 2. Both events are characterized by B_z negative. The change of solar wind parameters is first detected on the ACE satellite. The beginning of geomagnetic response/disturbance by mean of Dst is detected on observatories with a ~1hour delay.

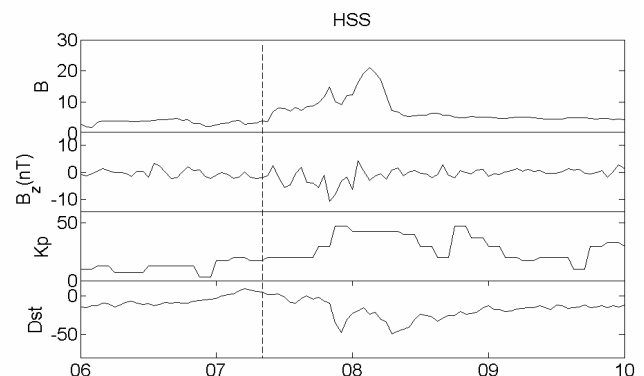


Fig. 1 HSS, Oct 07, 2005

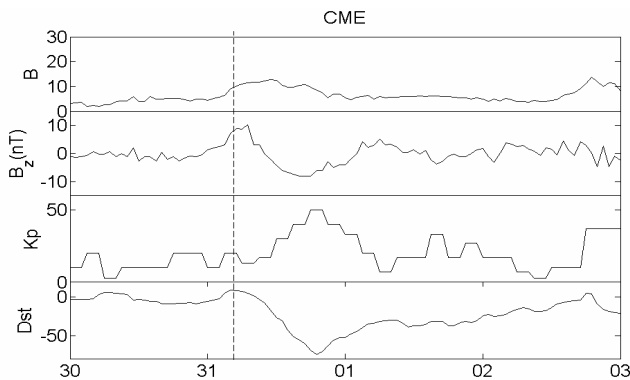


Fig. 2. CME, Oct 31, 2005

The events have similar properties (magnitude of B , time of beginning etc.). The Dst reaches similar value (Fig. 1 and Fig. 2).

For both events we use data from the DIDB database <http://ulcar.uml.edu/DIDBase/>. For each event, we use manually processed 6-8 days of ionograms with the regular 15 (or 10) minute cadence (Pruhonice, Chilton, Roquetes) or automatically scaled data with a manual correction (Athens, Dourbes, Juliusruh). As a reference we use one day prior to the event. We study the ionospheric response during following days after the event. From ionograms, we estimated critical frequencies foF2 which correspond to the maximum electron concentrations in ionospheric plasma, and virtual heights of bottom of the F layer h'F. The values h'F are computed straight from the time of flight of the reflected electromagnetic signal under assumption that its velocity equals to the velocity of light [11].

F-layer ionospheric response

Response to the HSS:

Maximum daily critical frequencies first show light increase one day after the event and then decrease of about 20 percent during days two and three after the event. This decrease is significant in all studied digisonde records. The foF2 then return back to previous values. No important change in the night foF2 values is observed (Fig. 3 top). The values h'F exhibit relative increase during night after the event in comparison to the reference time for stations Dourbes, Chilton, Juliusruh, Roquetes and Pruhonice (see Fig. 3, bottom). The values h'F show oscillations which may indicate passing of Traveling Ionospheric Disturbances (TIDs) [12], [13] from the polar to the equatorial areas along the magnetic field lines.

Response to the CME:

Ionospheric response in the observed foF2 is weaker than in the HSS event. Less pronounced change in both day and night values is present after the event (Fig. 4 top).

Values of h'F exhibit oscillations for ~4 days after the event as well as an increase of night h'F. Mean day values do not show significant change (Fig. 4 bottom).

Conclusion

Two solar events from October 2005 and their ionospheric responses are analyzed. This work continues with the studies

of solar events [14] and their effect on the ionosphere [8], [10] and references therein.

HSS causes significant decrease of daily foF2 two and three days after the event and no important change in night foF2. Oscillations of h'F may indicate TIDs which may have been caused by the fast particles of HSS coming to the magnetosphere of the polar areas. This event was much weaker by means of the ionospheric response in comparison to the event studied in [10] although the Dst and Kp indices are comparable. It supports the idea that Dst indices may be insufficient for ionospheric modeling and forecasting.

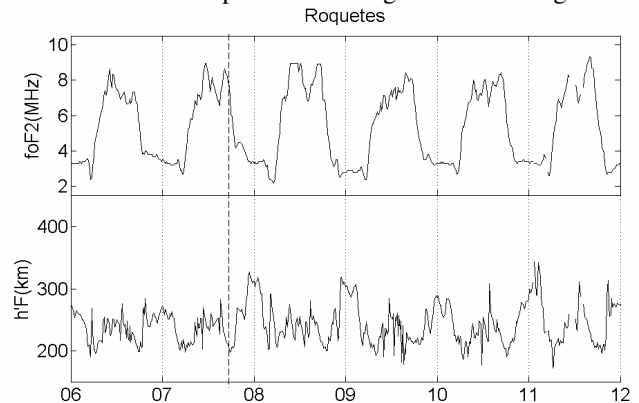


Fig. 3. HSS, Oct 07, 2005. Top figure shows ionospheric response to the event by means of foF2. Slight increase of foF2 one day after the event and decrease in days two and three are detected. Bottom: increase in night values of h'F and oscillations follow the HSS event.

CME event causes less pronounced change in day and night foF2, although the responding Dst and Kp indices could have imply more serious change in ionospheric characteristics. Virtual heights h'F exhibit oscillations similar to the HSS event. In our previous work we found relatively strong effects of Magnetic Clouds to the ionosphere [10]. CME event present supports the results of [8] and [9] that CMEs without rotational magnetic field are much weaker in their ability to affect the ionosphere by means of the term "geoeffectiveness".

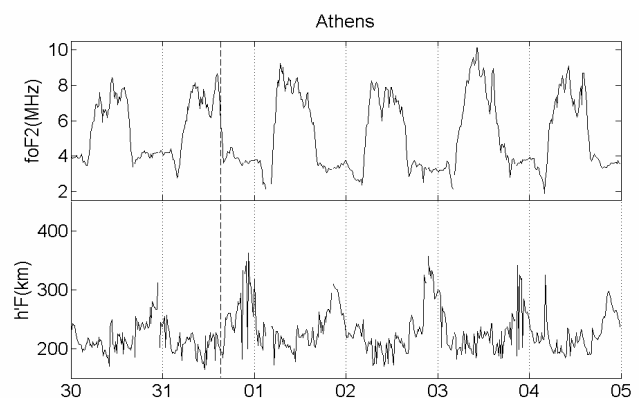


Fig. 4. CME, Oct 31, 2005. Top figure: Less pronounced change in foF2 after the event. Bottom: Increase of h'F during night in comparison to reference days. Oscillations are present after the solar event.

It calls for a statistical study of HSSs and their ability to affect the ionosphere during current "prolonged" solar minimum.

Acknowledgements

We thank to all who contribute to the DIDB database and share their ionospheric data.

This work has been done in the frame of cooperation agreement between the AS CR and the BAS and has been supported by the grant No. KJB300420904 of the Grant Agency of the Academy of Sciences of the Czech Republic.

REFERENCES

- [1] A. Belehaki., L. Cander, B. Zolesi, J. Bremer, C. Juren, I. Stanislawska, , D. Dialetis, M. Hatzopoulos. "Ionospheric Specification and Forecasting Based on Observations from European Ionosondes Participating in DIAS Project", *Acta Geophysica*, vol. 55, 3, 2007 pp398-409, 2007.
- [2] A. Mikhailov and K. Schlegel, "Physical Mechanism of Strong Negative Storm Effects in the Daytime Ionospheric F2 Region Observed with EISCAT", *Ann. Geophys.* 16, 1998, pp602-608
- [3] M. J. Buonsanto. "Ionospheric Storms — A Review", *Space Science Reviews*, vol. 88, 3-4, 1999, pp 563-601
- [4] G. W. Pröls, "Physics of the Earth's Space Environment. An Introduction", Springer, Berlin, Germany, 2004.
- [5] L.F. Burlaga, E. Sittler, F. Mariani, R. Schwenn, "Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios and IMP 8 observations", *Journal of Geophysical Research*, 98, 3509, 1981.
- [6] T. F. Tascione, "Introduction to the space environment", *Krieger Publishing Company*, 1994.
- [7] J.K.Hargreaves, "The solar-terrestrial environment". *Cambridge University Press*, 1992.
- [8] K. Georgieva, B. Kirov, "Helicity of magnetic clouds and solar cycle variations of their geoeffectiveness". *Coronal and Stellar Mass Ejections*, IAU 226, Cambridge University Press}, 470--472, 2005.
- [9] K. Georgieva, B. Kirov, E. Gavrusseva, "Geoeffectiveness of different solar drivers, and long-term variations of the correlation between sunspot and geomagnetic activity". *Physics and Chemistry of the Earth*}, 31, 81--87, 2006.
- [10] Z. Mosna, P. Sauli, K. Georgieva., "Ionospheric response to the particular solar event as seen in the ionospheric vertical sounding" WDS'09 Proceedings of Contributed Papers, Part II, MATFYZPRESS, 2009, in press.
- [11] A.H. Shapley, "Atlas of Ionograms", World Data Center A, Upper Atmosphere Geophysics}, 1970.
- [12] P. Sauli, P. Abry, D. Altadill, J. Boska, "Detection of the Wave-Like Structures in the F-region Electron Density: Two Station Measurements. ", *Studia Geophysica et Geodaetica*, 50(1) 131--146, 2006.
- [13] G. Kirchengast, "Elucidation of the Physics of the Gravity Wave-TID Relationship with the Aid of Theoretical Simulations", *J. Geophys. Res.* 101 (A6),pp. 13353--13368, 1996.
- [14] I.G. Richardson, I. G., Cliver, E. W., Cane, H. V., "Long-term trends in interplanetary magnetic field strength and solar wind structure during the twentieth century". *Journal of Geophysical Research*, 107 (A10), 1304, 2002.

A3 Mořna et al. (2009b)

Ionospheric response to the particular solar event as seen in the ionospheric vertical sounding

Z. Mořna^{1,2}, P. řauli², and K. Georgieva³

1 Charles University, Faculty of Mathematics and Physics, Prague, Czech Republic.

2 Institute of Atmospheric Physics, Academy of Sciences, Prague, Czech Republic.

3 Solar-Terrestrial Influences Laboratory at the Bulgarian Academy of Sciences, Sofia, Bulgaria.

Abstract. Two types of solar events are mainly responsible for geomagnetic and ionospheric (geospheric) disturbances, (1) Coronal Mass Ejection (CME), including its manifestation as Magnetic Cloud (MC) with rotational magnetic field, and (2) High Speed Solar Stream (HSS) associated with the coronal holes. Each type has a different ability to impact the geosphere. Three solar events in 2004 were selected to study the ionospheric response above the Pruhonice observatory. The Magnetic Cloud with the leftward rotation of magnetic field (MC L) on November 07, 2004 and the HSS event on March 09, 2004 were followed by a significant decrease of the plasma density in the ionospheric height profiles and a sharp ascent of the F2-layer, while the ionospheric response to the Magnetic Cloud with the rightward rotation (MC R) on February 11, 2004 did not show significant changes in the height of F2-layer or the peak plasma density. In all of the studied events, wave-like oscillations of the virtual heights of F2 were observed in response to the impact.

Introduction

The ionosphere is a part of the atmosphere sufficiently ionized to affect the propagation of radio waves. The height profile of the plasma density in the ionosphere can be characterized by means of the vertical ionospheric sounding. Depending on time of day, season, geomagnetic conditions, and other space weather events, the ionosphere splits into several layers of enhanced plasma concentration (*Davies, K.*, [1990]). Since 1958, Pruhonice observatory (50.1N, 14.5E) operates an ionospheric sounder that observes stratification of the ionosphere into the E and F (F1 and F2) layers by means of the vertical HF sounding in which an electromagnetic wave signal is transmitted upward, reflected from the ionosphere, and received on the ground. Typical ionogram from the Pruhonice observatory and a description of derived ionospheric characteristics can be found e.g. in *Mosna et al.*, [2008].

The ionosphere is a highly variable system. It is sensitive to the solar and geomagnetic activity, as well as dynamic events in the neutral atmosphere. Disturbances of the ionospheric plasma affect operation of various communication and navigation systems, e.g. GPS, GALILEO, Glonass (*Belehaki et al.*, [2007]). Miscellaneous models of ionosphere use number of sunspots, geomagnetic indices, day and year time, etc. (*Mikhailov et al.* [1996], *Zolesi et al.* [1993], *Cander, L.*, [2009]) to predict state of the ionosphere. In recent years, response of the ionospheric plasma to the solar events is studied internationally. In 2004, a new digisonde DPS-4 replaced previously operating IPS-KEL Aerospace ionosonde at Pruhonice observatory. The DPS-4 digisonde allows additional measurements of the reflected signal, including its angle of arrival and polarization (*Huang and Reinisch*, [1996], *Reinisch et al.*, [2005]).

In our paper, we investigate response of the ionosphere to various types of solar events that drive active processes in terrestrial plasma. The solar events will be categorized by the magnetic field configuration of the associated coronal structures.

First group of solar events is characterized by poloidal magnetic field. During the solar maximum periods, High Speed Solar Streams are formed in the areas of solar coronal holes that are long lived regions of open magnetic field lines. The solar wind flowing from them has

high speed, low plasma density and high plasma temperature. Second group is characterized by toroidal magnetic field. Coronal Mass Ejections (CMEs) and their subset, Magnetic Clouds (MCs), originate in the regions of closed magnetic field lines rooted at both sides in the Sun. They are examples of short term events. CMEs have low proton temperature (low plasma beta). MCs are distinguished by high magnetic field, smooth rotation of B and decreased plasma temperature *Burlaga et al.*, [1981]. It has been shown that these different types of solar events influence differently the Earth's magnetosphere. A term 'geoeffectiveness' has been introduced to describe this influence (*Georgieva et al.*, [2006], *Richardson et al.*, [2002]). MCs are found to be more geoeffective drivers of the geomagnetic activity by means of DST response than CMEs without rotation of B (*Georgieva and Kirov*, [2005]).

For our study, we have selected one HSS event and two MC types, with the leftward rotation of the magnetic field (MC L) and the right-oriented MC R. The task of our paper is to investigate ionospheric response to onset of each of the events and observe whether contrariwise rotation of the magnetic field affects MCs ability to impact ionospheric characteristics.

Data

We have selected three different types of solar events of 2004, together with appropriate geomagnetic indices DST and ionospheric data. According to the definition of HSS ($v > 500$ km s⁻¹ and increase of velocity of more than 100 km s⁻¹ within one day, accompanied by high plasma temperature and low plasma density) and MC (high magnetic field, low beta and smooth magnetic field rotation) (*Georgieva et al.*, [2006]), we have chosen the HSS event of March 09, 7 UT; the MC L event of November 07, 6 UT (during a "superstorm"), and the MC R event of February 11, 7 UT. Selected MC L event was followed by another MC L two days later. Measurements of magnetic field, plasma density and solar wind velocity were made by the ACE satellite, publicly available in the NASA CDAWeb database (<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>). Total magnetic fields B, magnetic components in GSE B_x , B_y , B_z and velocities are shown in Fig. 1. All events are characterized by B_z negative component. The events were chosen to have the most similar properties (B_z negative etc.) as possible. After removing of potential events when ionospheric data were not possible to analyze (e.g. useless ionograms with missing traces etc.) we chose HSS and MC R with similar values of B and B_z and MC L with three times larger values of B and B_z .

For each event we manually processed eleven days of ionograms with the regular 15 minute cadence. Four days prior to the event serve as the normal state reference. We study the ionospheric response during remaining days after the event. From ionograms, we derived profiograms (time series of the ionospheric plasma frequency profile), critical frequencies foF2 (maximum plasma frequency of the ionosphere), and virtual heights of bottom of the F2 layer h'F2. The values h'F2 are computed from the time of flight of the reflected electromagnetic signal under assumption that its velocity equals to the velocity of light (*Shapley*, [1970]). Another value, the height of the maximum electron concentration hmF2, is probably as well suitable for the analyse. The advantage of value h'F2 comes from the reason that it is directly measured from the trace on the ionogram while the value hmF2 is derived from the model of ionospheric profile. Difference in results from NHPC and Polan models under disturbed conditions is described in *Sauri et al.*, [2007]. However, we will think about using both values in future work.

In general, geomagnetic disturbances had several hour delay after the beginning of the event as recorded on the satellite (reference time). The transit time of the solar matter with an increased velocity during the event to reach the Earth from the distance of the satellite is less than one hour.

In present paper, we characterize ionospheric plasma by means of the plasma frequencies since the ionosonde records the reflected electromagnetic waves with the frequency which corresponds to the plasma frequency in the ionosphere. A conversion between typical plasma frequencies in E and F layers and the electron concentrations is in Tab. 1.

Table 1. Conversion table between typical ionospheric plasma frequencies and electron concentrations

Plasma frequency (MHz)	2	4	6	8	10	12
Electron concentration (10^3 cm^{-3})	50	200	440	790	1230	1780

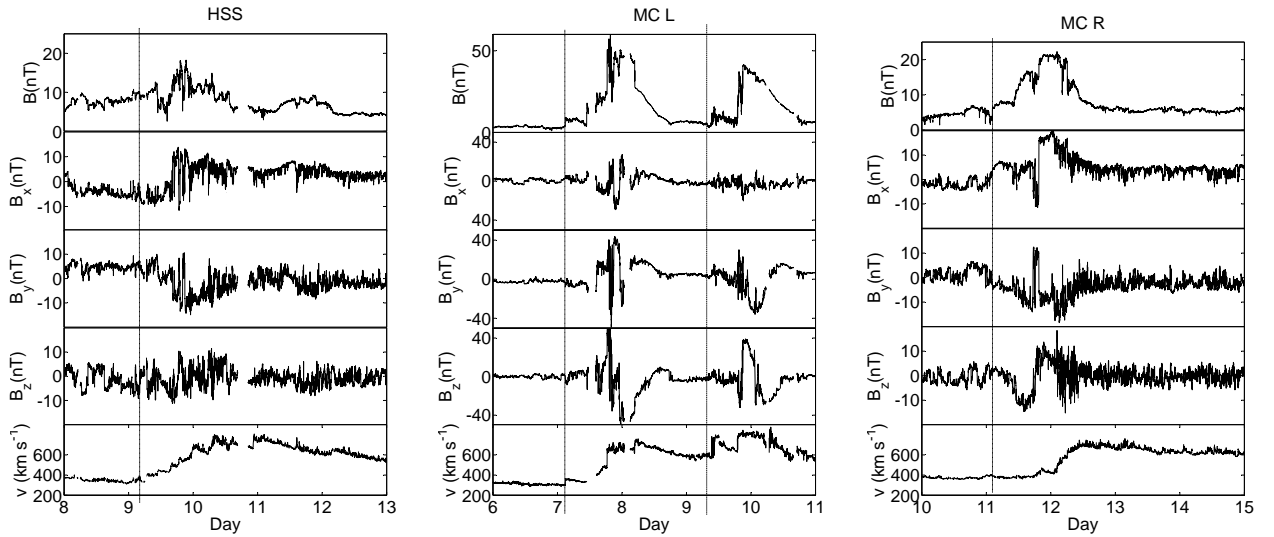
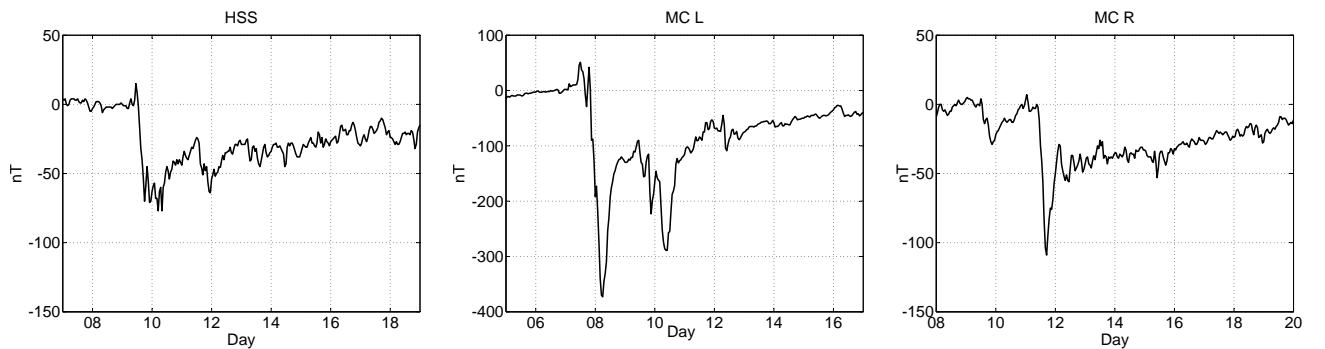

Figure 1. Records of total magnetic field B (upper panels), components B_x , B_y and B_z (middle), and velocity of solar wind (bottom panels) in GSE during HSS (left), MC L, and MC R (right). Dashed lines denote starts of the events. Dotted line in MC L shows following event two days later.

Figure 2. Dst indices in HSS, MCL and MCR (from left). Note different y-scale in MC L. The highest response is in MCR case while the responses to HSS and MCL are comparable.

Fig. 2 presents similar values of Dst for the HSS and MC R events, while the Dst response to MC L is three times stronger which correspond to the B (B_z) of the events.

Results and Discussion

HSS: Bottomside ionospheric density starts decreasing approximately half a day after the morning event, in the evening hours. Both daytime and nighttime foF2 reduce. Night foF2

values are >30 percent below the normal and daytime foF2 are reduced by >10 percent. Virtual heights h'F2 a) increase from 300 km during the daytime to more than 350 km and b) exhibit wavelike oscillations after HSS. The oscillation may indicate passage of the Traveling Ionospheric Disturbance (TID) moving from the polar to equatorial areas along the magnetic field lines. Plasma densities at all heights of the profile decrease in comparison to the reference days.

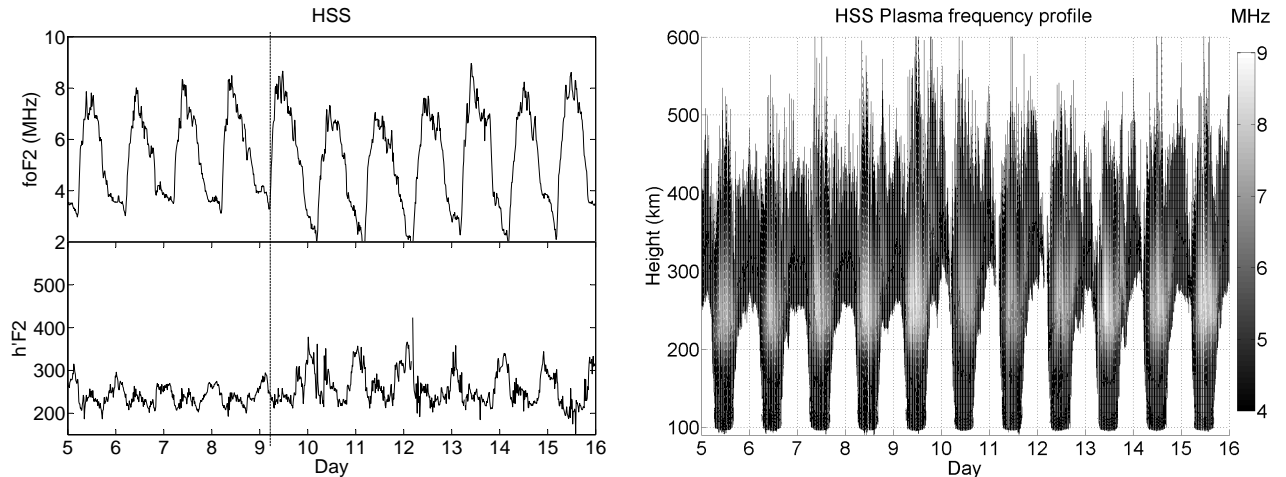


Figure 3. Ionospheric responses in foF2 (top left), h'F2(bottom left) and plasma profile (right) for HSS. Note the reduce in daily and night foF2 and oscillations of h'F2 after the event. Plasma frequency falls in the profile.

MC L: This event is followed by another solar event two days later. We observe three days of strong oscillations and rapid sharp changes of h'F2 as seen in Fig. 4. First ionospheric response is seen in h'F2 within only few hours after MC L measured on the satellite. After the first event daytime foF2 values rapidly drop below 5 MHz on the next day after the event (upper left panel on the Fig. 4). The ionospheric densities recover quickly and we observe return of foF2 to its previous typical values (9 MHz, two days after event). Then, when second event occurs, we observe another drop of foF2 values below 5 MHz (see Fig. 4). During all last seven days after the first event, the night values of foF2 remain steadily lower by about 30 percent. Plasma frequencies in the height profile rapidly decrease, increase and decrease in day one, two and three after the event, respectively similarly to the foF2 values (right panel on the Fig. 4). The superstorm of November 7-8, 2004 triggers the strongest response in the ionosphere out of three events we studied.

MC R: Diurnal pattern of foF2 values after the event is more or less normal. There is no significant change of the foF2 mean values for most or the daytime. Night ionization is reduced as seen in Fig. 5. Strong wavelike oscillations in h'F2 are present during last five days and several short-term significant increases of h'F2 do occur. There are no other significant changes in the plasma frequency profile.

Conclusion

Three solar events from February, March and November 2004 are analyzed.

HSS and MC L cause significant change of all discussed ionospheric parameters. The ionospheric response occurs several hours after the onset of geomagnetic storm and in both cases is manifested by a) decrease of foF2, b) increase in heights of F2 layer, and c) decrease of plasma frequency in the height profile, in comparison to reference days. There is a quick recovery to previous typical values in case of MC L two days after the event.

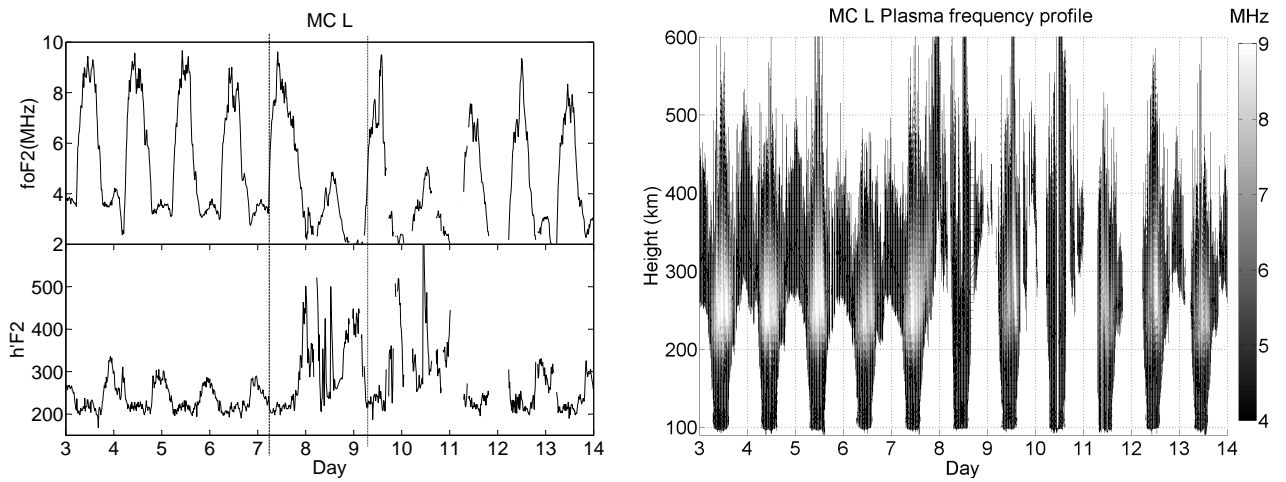


Figure 4. Rapid fall of foF2 one day after MC L is followed by recovery phase and fall again after second event (left upper panel). Strong oscillations in virtual heights are observed (left bottom panel). Right panel shows changes in plasma frequency profile. The response was so strong that several ionograms are impossible to analyse due to missing reflections.

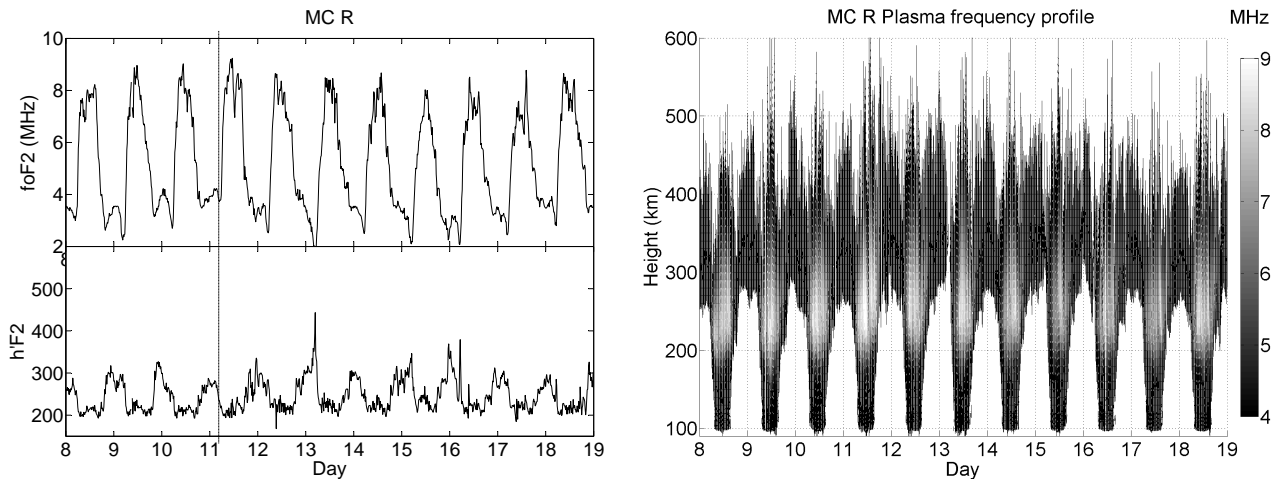


Figure 5. Practically no change in daily values of foF2. Decrease of night foF2 (left upper panel) and oscillations shortly after MC R with several peaks of h'F2 during analysed days (left bottom). No significant change in plasma profile is observed (right panel).

A weaker ionospheric response was observed in the case of MC R. We detected no significant changes of ionospheric parameters compared to the reference days. Oscillations of foF2 and h'F2 are observed similarly as in cases of HSS and MC L.

Several reasons, or more probably, their combination, can be considered to explain dramatic decrease of the plasma density after HSS and MC L events. According to *Tascione*, [1994], ionization/recombination conditions change due to variation of chemical composition during the ionospheric storm, and thus modify rate coefficients. Change in solar flux entering the Earth's atmosphere may be another cause. The uplift of the F2 layer with the plasma outflow upward and in the direction along the magnetic field lines may be another explanation. Due to atmospheric wave passage, we may also observe changes in the shapes and heights of the layers

(Sauli *et al.*, [2006]). Even though the Dst indices differ strongly in cases of HSS and MC R, the ionospheric responses are comparable. Although Dst index is widely used, it is not sufficient enough for reasonable prediction or description of the state of the ionosphere.

For better understanding of the ionospheric responses to solar events we are planning to choose more solar events and to involve greater number of ionospheric locations to examine longitudinal and latitudinal dependences.

Color version of present paper is available at <http://www.mff.cuni.cz/wds/contents/wds09.htm>.

Acknowledgments. This work has been done in the frame of cooperation agreement between the AS CR and the BAS.

References

- Belehaki, A., Cander, L., Zolesi, B., Bremer, J., Juren, C., Stanislawska, I., Dialetis, D., Hatzopoulos, M., Ionospheric specification and forecasting based on observations from European ionosondes participating in DIAS project. *Acta Geophysica*, 55, 3, 398–409, 2007.
- Burlaga, L.F., Sittler, E., Mariani, F., Schwenn, R. Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios and IMP 8 observations. *Journal of Geophysical Research* 98, 3509, 1981.
- Cander, L.R. Ionospheric Ground-based Measurement Networks. *Earth, Moon and Planets* 100, 37–40, 2009.
- Davies, K., Ionospheric Radio *Peter Peregrinus Ltd., London*, 1990.
- Georgieva, K., Kirov, B., Helicity of magnetic clouds and solar cycle variations of their geoeffectiveness. *Coronal and Stellar Mass Ejections, IAU 226, Cambridge University Press*, 470–472, 2005.
- Georgieva, K., Kirov, B., Gavrusseva, E., Geoeffectiveness of different solar drivers, and long-term variations of the correlation between sunspot and geomagnetic activity. *Physics and Chemistry of the Earth*, 31, 81–87, 2006.
- Hargreaves, J.K., The solar-terrestrial environment. *Cambridge University Press*, 1992.
- Huang, X and Reinisch, B. W., Vertical electron density profiles from the digisonde network. *Advances in Space Research*, 18(6), 121–129, 1996.
- Mikhailov, A.V., Mikhailov, V.V., Skoblin, M.G., Monthly median foF2 and M(3000)F2 ionospheric model over Europe. *Annali di Geofisica*, 4, 791–805, 1996.
- Mosna, Z., Sauli, P., Santolik, O., Analysis of critical frequencies in the ionosphere. *WDS'08 Proceedings of Contributed Papers, Part II*, MATFYZPRESS, 2008.
- Reinisch, B.W., Huang X., Galkin I.A., Paznukhov V. and Kozlov A., Recent advances in real-time analysis of ionograms and ionosond drift measurements with digisondes. *Journal of Atmospheric and Solar-Terr. Physics*, 67, 1054–1062, 2005.
- Richardson, I. G., Cliver, E. W., Cane, H. V., Long-term trends in interplanetary magnetic field strength and solar wind structure during the twentieth century. *Journal of Geophysical Research*, 107 (A10), 1304, 2002.
- Sauli, P., Mosna, Z., Boska, J., Kouba, D., Lastovicka, J., Altadill, D., Comparison of True-Height Electron Density Profiles Derived by Polan and NHPC Methods. *Studia Geophysica et Geodaetica*, 51, 449–459, 2007.
- Sauli P., Abry P., Altadill D., Boska J., Detection of the wave-like structures in the F-region electron density: Two station measurements. *Studia Geophysica et Geodaetica*, 50(1) 131–146, 2006.
- Shapley, A.H., Atlas of Ionograms. *World Data Center A, Upper Atmosphere Geophysics*, 1970.
- Tascione, T.F., Introduction to the space environment. *Krieger Publishing Company*, 1994.
- Zolesi, B., Cander, L.B., De Francheschi, G., Simplified ionospheric regional model. *Radio Science*, 28, 603–612, 1993.

A4 Mořna a Koucká Knížová (2010)

Automatic visualization method of variability of ionospheric layers

Z. Mořna^{1,2}, P. Koucká Knížová²

1 Charles University, Faculty of Mathematics and Physics, Prague, Czech Republic.

2 Institute of Atmospheric Physics, Academy of Sciences, Prague, Czech Republic.

Abstract.

An automatic method for visualization of variability of ionospheric plasma in terms of ionospheric layers is presented. Here, we use the virtual reflection height for visualization. We directly plot the height–time dependence using original raw digisonde outputs. It gives us an opportunity to promptly visualize the ionospheric digital data and locate events of the interest for further analysis. In this paper, we present a variability in height of sporadic E-layer, but this method is applicable for any ionospheric region.

Introduction

Ionospheric layer is an area of increased density of ionospheric plasma. The ground measurements using ionosonde allow us to observe present ionospheric layers (*Hargreaves*, [1992], *Davies*, [1990], *Sauli et al.*, [2006], *Cander*, [2009]). Sporadic E–layer (Es) is a special stratification of very thin layer(s) of high ionization occurring at height of E–layer which is usually 90–150 km (for instance *Wakai et al.*, [1986] and others). Ionization in a such layer often exceeds maximum ionization density in the F–layer, however the Es is formed in much lower heights than usual maximum density peak. Es characteristics have been studied over many years (e.g., see review by *Whitehead*, [1989]). It is believed that vertical wind shears in the neutral velocity play a major role in the formation of Es. Thus this layer is controlled by complex neutral dynamics in the mesosphere and lower thermosphere (*Bayru*, [2007], *Haldoupis et al.*, [2007]). In midlatitudes it is formed mainly (but not only) during summer season in heights of approximately 90 to 150 km. The Es is composed mainly of the metallic ions of meteoric origin (rocket measurements, e.g., *Roddy P. A.*, [2005]). However, the dynamics and conditions of its exhibition are not well understood.

Basic characteristics of Es derived from ionogram are critical frequency foEs and virtual height h'Es. The term critical frequency is equal to maximum plasma frequency of particular layer (higher frequencies than foEs do not reflect back from this layer) and virtual height is a height of the layer computed from the time–of–flight of the reflected signal under assumption that its velocity is equal to a velocity of light in free space (real height is lower than virtual because the signal passes through ionized medium). The ionosphere is highly variable and both critical frequency and height of the layer(s) changes rapidly under the influence of solar activity, day–time, season etc. These variations are reflected in changes of ionospheric parameters, namely critical frequency and height of the layers.

In our paper, we present an automatic visualization method suitable for indication of vertical movements of ionospheric layers (decreasing or increasing of the height of the layer), using raw digisonde data for the DPS-4 digisonde outputs (*Huang and Reinisch*, [1996], *Reinisch et al.*, [2005]).

Method

We prepared our software for the digital ionosonde (digisonde) DPS–4 (replaced by DPS–4D in January 2010) in Pruhonice (50.1N, 14.5E). The digisonde measures the time–of–flight of the transmitted signal detected after reflection from ionosphere and represents it as an ionogram.

The ionogram is thus a time–frequency characteristic of the ionosphere (*Mosna et al.*, [2009]). Left and right panels in Fig. 1 show raw output and the standard visualization of the ionogram (using the Sao Explorer software, *Conway et al.*, [2006]), respectively.

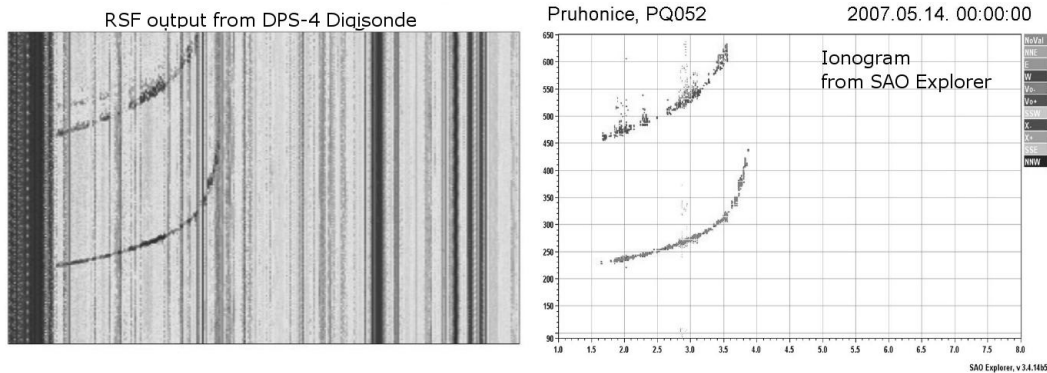


Figure 1. Left panel – Original output from the digisonde (RSF binary file). The frequency and height range and other descriptions are defined in the header of the RSF. Right panel – ionogram visualization from standard digisonde software Sao Explorer. Both panels show first and secondary reflection of the F–layer.

From this plot, we can directly read virtual height, and critical frequency of the layer, or compute true height (h_p), or electron density profile using standard software (e.g., NHPC *Huang and Reinisch*, [1996], POLAN algorithm *Titheridge*, [1985], etc.). We follow the idea of *Haldoupis et al.*, [2006] who used the Canadian Advanced Digital Ionosonde (CADI) raw outputs to study vertical movements of the ionospheric layers. They invented the Ionogram Height–Time Intensity analysis (HTI) and computed the overall intensity of the reflected signal as a function of the height and time. They created HTI plots within a range of heights versus one 24–h day by averaging over a given number of days. It allowed them to study daily vertical movements averaged to a chosen number of days and variability of the Es layer. They also used different frequency ranges, namely from 1.5–3.0 MHz to 5.0–7.0 MHz to describe different behaviour of plasma of the different plasma concentration.

We developed a software which automatically reads the raw digisonde outputs from DPS–4 for similar purpose. During the digisonde sounding, an ionogram is stored in a RSF (Routine Scientific Format) file as the binary map (Fig. 1 - left panel and Fig. 2 - left panel) representing the amplitude of the reflected signal. Both the resolution and range depend on the setting of the ionosonde (*Reinisch et al.*, [2005]). The particular resolution of our digisonde is 5 km and 0.1 MHz for the virtual height and frequency, respectively, in all data described. Time resolution of the ionograms is adjustable as well. Usually, 4 ionogram per hour are recorded.

We choose the frequency and height of the window. Using both frequency and height of the window we may locate the layer of our interest. The frequency range is chosen for the study of movements of ionospheric plasma of selected plasma frequency range and the exact values will remain as a parameter which will be changed according our necessities. It allows us for example compare vertical movements of the plasma with different plasma frequencies. The height window is necessary for the normalization as follows. As first, we subtract mean value of the amplitudes for each frequency (Fig. 2 - right panel) and then in this modified ionogram we put the maximum reflected signal for each frequency to be 1. The mean and maximum values are derived from the chosen height interval. Such a treated plot shows distinct reflections from the ionospheric layers with a much lower noise background (Fig. 3 - left large panel). The right strip in Fig. 3 represents average value of the amplitude of received signal for each height step in left ionogram. To increase the signal/noise ratio and to get the image with more distinct

layers we only use 60 % of the higher values to compute the mean (this value may be changed, see Discussion). Thus, we get the "mean" signal for each height. High values of signal indicate that a significantly high plasma concentration was present in particular height (Fig. 3-strip on the right side). These strips (one strip covers 15 min.) are then used to create the final plot showing changes of height of layer(s) during time. Example of two-days situation is present in the upper panel in Fig. 4. For a comparison, the same time visualized using standard digisonde software Sao Explorer can be seen in middle (foEs) and bottom panel (h'Es) in Fig. 4. The Sao Explorer visualization encounters problem when more than one Es layers are present.

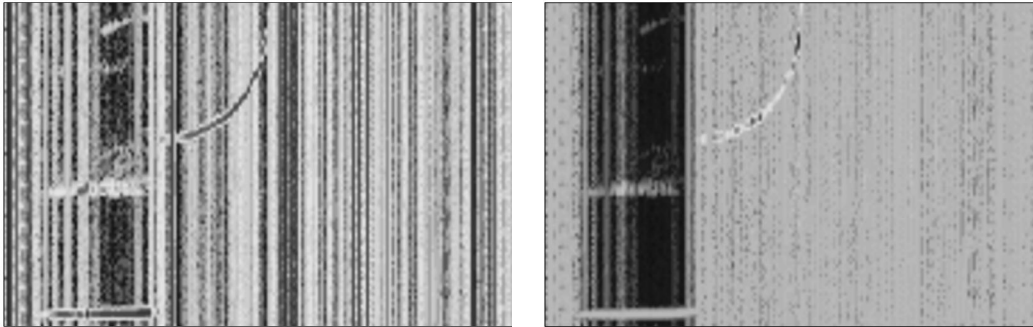


Figure 2. Left panel – Original output from the digisonde. Mention the high noise at the frequencies where no reflection is present and different value of noise at each sounding frequency (the frequency step is 0.1 MHz step). At the frequency where we detect signal reflected by the ionospheric layer we observe a weaker noise. Right panel – first step of normalization after subtracting the average value for each frequency.

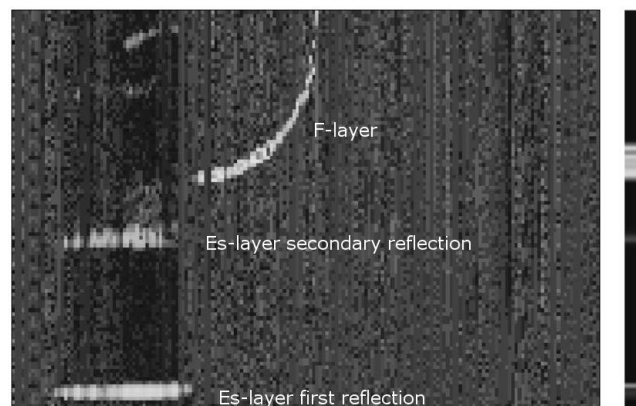


Figure 3. Left panel - Final ionogram after the normalization. The shape of layers are well recognisable. The flat low layer is the Es with the secondary reflection. The curved high layer is the F2 layer. Right thin strip – transformation from the amplitude as a function of height and frequency to the "average" amplitude as a function of height. The "average" amplitude is computed from 60 % of the highest amplitudes.

height vs. time 2 days using AVM and Sao Explorer

Discussion and Results

We present the method how to process the raw ionograms. Unlike the standard Sao Explorer outputs we do not loose information when the multiple layers occur.

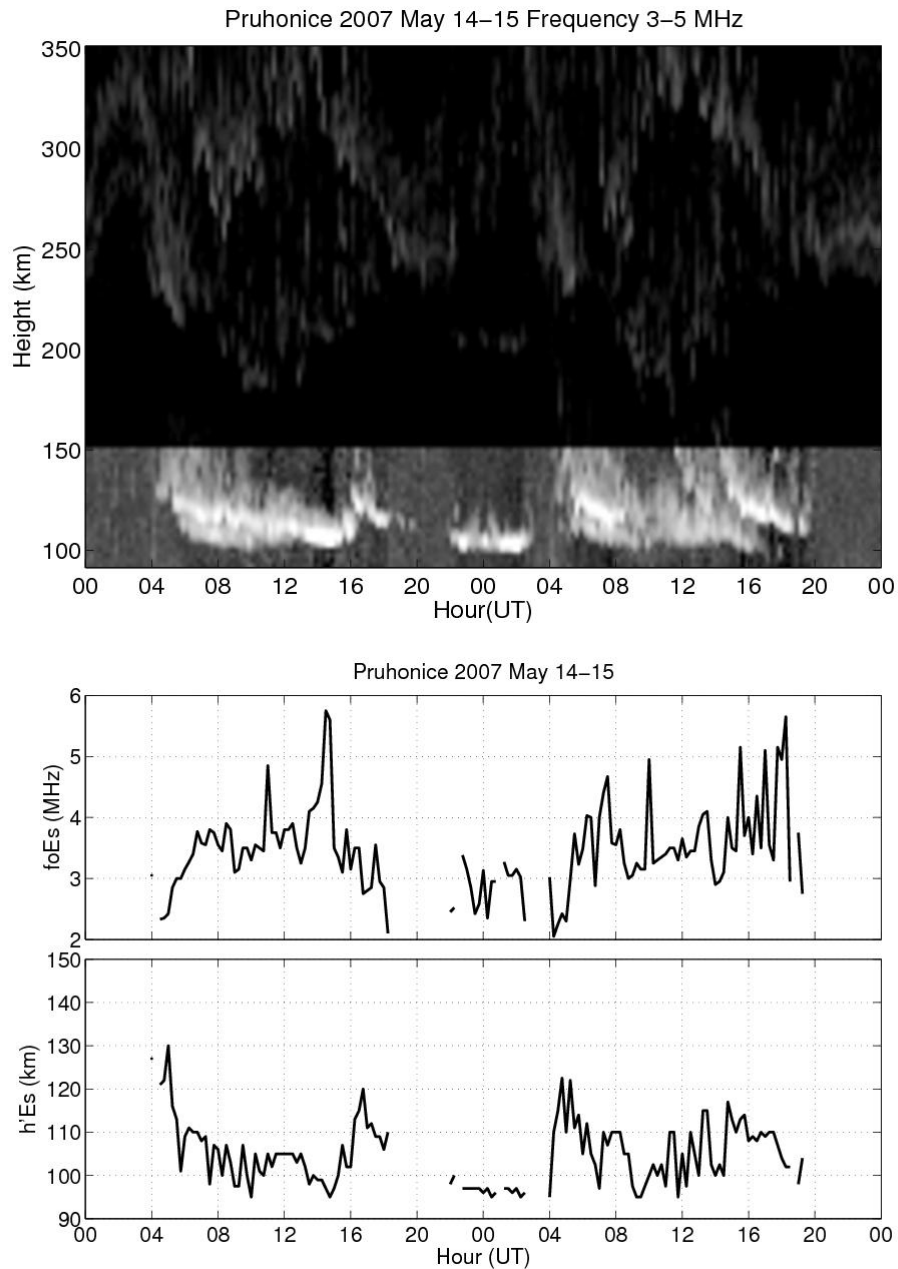


Figure 4. Upper panel—Two days of the Es-layer movements are plotted using 182 (two days of 15 min resolution) ”stripes” similar to the 3b. The upper part above 150 km is visualized but the color (or bw) scale is suppressed as this height range was not included into computation. Middle and Bottom panels—foEs and h’Es plots from the Sao Explorer outputs. The h’Es course seems to be less regular than using our method as just one value of h’Es in one time is recorded.

Fig. 4 represents the course in the Es–height development during two days using standard and our method. Our method shows more illustrative and vivid development in Es heights. Using this we are able to detect situation when two types of Es layers are present in one ionogram. The 1–D time–series created by standard method only operates with one value of the virtual height in one moment.

The periodicity in Es occurrence and height development may be detected. Papers of e.g. *Pancheva et al.*, [2003], *Haldoupis et al.*, [2004] brought investigation of influence of planetary

waves on the Es. *Sauli and Bourdillon*, [2008] used a Continuous wavelet transform (CWT) and present the characteristic periods in the Es-layer behavior. Beside, the 24 and 12 hour period that were observed they suggest that the 8 hours period is an important feature for this layer as well. Upper panel in Fig. 4 presents two days of decreasing in height of Es, vanishing and new layer formation with the period of roughly 12 hours. However, the situation is more complicated as you can see for example during Day 2 in the afternoon. Two types of Es in one moment are present in the plot in Day 1 at about 1600 UT, or in Day 2 in several moments within the interval between approximately 1530 and 1830 UT.

The parameters used during the normalization (e.g., managing the quasi-logarithmic signal, using upper 60 % of signal to compute the resulting "strip" etc.) will probably need to be specified. The height range which is necessary to remove unwanted signal (e.g. secondary reflections or different layers that are out of our interest) will be changed according to our needs and according to the ionospheric situation. The frequency range is more sensitive parameter and will need more testing. Large frequency range may especially during studying of Es-layer include the close but unmeant E-layer. Small frequency window may remove important part of our signal. The window 90–150 km and 3–5 MHz was used in the upper panel in Fig. 4 and the plot is in good agreement with manual checking of the ionograms.

Utilisation of this method may be in "Quick look-like" visualization of measured data and choosing time interval of interest which will be afterwards manually scaled and furthermore analysed. We may for example visualize the situation before, during, and after the geomagnetic storm or during similar irregular process affecting the state of the ionosphere (*Georgieva et al.*, [2006]). The possibility of visualization of multiple layering is a point that should be emphasized. Further, we are able to study vertical movements and variability of regions with a plasma density of our interest. In the future, this method will be adapted according our demands for example as a tool for multi-day averaging of the signal.

Color version of present paper is available at <http://www.mff.cuni.cz/wds/contents/wds10.htm>.

Acknowledgments. This work has been done in the frame of Grant GA AV R IAA300420704.

References

- Bayru, K., 2007. Numerical Investigation of Sporadic-E Layer Formation in Midlatitudude. Phd Thesis, *Addis Ababa University*, 2007.
- Cander, L.R. Ionospheric Ground-based Measurement Networks. *Earth, Moon and Planets* 100, 37-40, 2009.
- Conway, J., Galkin, I., Khmyrov, G., SAO Explorer User's Guide. <http://ulcar.uml.edu/SAO-X/UsersGuide.html>, 2006.
- Davies, K., *Ionospheric Radio Peter Peregrinus Ltd., London*, 1990.
- Georgieva, K., Kirov, B., Gavrusheva, E., Geoeffectiveness of different solar drivers, and long-term variations of the correlation between sunspot and geomagnetic activity. *Physics and Chemistry of the Earth*, 31, 81–87, 2006.
- Haldoupis, C., Pancheva, D., Michell, N.J., A study of tidal and planetary wave periodicities present in midlatitude sporadic E layers. *Journal of Geophysical Research*. 2004.
- Haldoupis, C., Meek, C., Christakis, N., Pancheva, D., Bourdillon, A., Ionogram height-time-intensity observation of descending sporadic E layers at mid-latitude. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 68, 539–557, 2006.
- Haldoupis, C., Pancheva, D., Singer, W., Meek, C., MacDougall, J., An explanation for the seasonal dependence of midlatitude sporadic E layers. *Journal of Geophys. Res.*, 112, 2007.
- Hargreaves, J.K., *The solar-terrestrial environment. Cambridge University Press*, 1992.
- Huang, X. and Reinisch, B. W., Vertical electron density profiles from the digisonde network. *Advances in Space Research*, 18(6), 121–129, 1996.
- Mosna, Z., Sauli, P., Georgieva K., Ionospheric Response to the Particular Solar Event as Seen in the Ionospheric Vertical Sounding *WDS'09 Proceedings of Contributed Papers, Part II*, MATFYZPRESS, 2009.

MOŠNA AND KOUČKÁ KNÍŽOVÁ: VARIABILITY OF IONOSPHERIC LAYERS

- Pancheva, D., Haldoupis, C., Meek, C.E., Manson, A.H., Mitchell, N.J., Evidence of a role for modulated atmospheric tides in the dependence of sporadic E layers on planetary waves. *Journal of Geophysical Research* 108 Art.No.1176., 2003.
- Reinisch, B.W., Huang X., Galkin I.A., Paznukhov V. and Kozlov A., Recent advances in real-time analysis of ionograms and ionosond drift measurements with digisondes. *Journal of Atmospheric and Solar–Terr. Physics*, 67, 1054–1062, 2005.
- Roddy, P.A., Spatial and Temporal Structuring of Nighttime Intermediate Layers Above Wallops Island. Phd Thesis, *University of Texas at Dallas*, 2005.
- Sauli P., Abry P., Altadill D., Boska J., Detection of the wave-like structures in the F-region electron density: Two station measurements. *Studia Geophysica et Geodaetica*, 50(1) 131–146, 2006.
- Sauli, P., Bourdillon, A., Height and critical frequency variations of the sporadic-E layer at midlatitudes. *Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics*, 1904–1910, 2008.
- Titheridge, J.E., Ionogram Analysis with the Generalised Program POLAN. *UAG Report-93*, 1985.
- Wakai, N., Ohyama, H., Koizumi, T., Manual of ionogram scaling. *Radio Research Laboratory, Ministry of Posts and Telecommunications, Japan*, 1986.
- Whitehead, J.D., Recent work on mid-latitude and equatorial sporadic-E. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 51, 401, 1989.

A5 Koucká a Mořna (2011)

Acoustic–Gravity Waves in the Ionosphere During Solar Eclipse Events

Petra Koucká Knížová and Zbyšek Mošna
*Institute of Atmospheric Physics, Czech Academy of Sciences
Czech Republic*

1. Introduction

Terrestrial atmosphere shows a high variability over a broad range of periodicities, which mostly consists of wave-like perturbations characterized by various spatial and temporal scales. The interest for short time variability in ionospheric attributes is related to the role that ionosphere plays in the Earth's environment and space weather. Acoustic-gravity waves (AGWs), waves in the period range from sub-seconds to several hours, are sources of most of the short-time ionospheric variability and play an important role in the dynamics and energetics of atmosphere and ionosphere systems. Many different mechanisms are likely to contribute to the acoustic-gravity wave generation: for instance, excitation at high latitudes induced by geomagnetic and consequent auroral activity, meteorological phenomena, excitation in situ by the solar terminator passages and by the occurrence of solar eclipses.

During solar eclipse, the lunar shadow creates a cool spot in the atmosphere that sweeps at supersonic speed across the Earth's atmosphere. The atmosphere strongly responds to the decrease in ionization flux and heating. The very sharp border between sunlit and eclipsed region, characterized by strong gradients in temperature and ionization flux, moves throughout the atmosphere and drives it into a non-equilibrium state. Acoustic-gravity waves contribute to the return to equilibrium. At thermospheric heights, the reduction in temperature causes a decrease in pressure over the totality footprint to which the neutral winds respond. Thermal cooling and downward transport of gases lead to neutral composition changes in the thermosphere that have significant influence on the resulting electron density distribution. Although the mechanisms are not well understood, several studies show direct evidence that solar eclipses induce wave-like oscillations in the acoustic-gravity wave domain.

Many different mechanisms are likely to contribute to wave generation and enhancement at ionospheric heights. Hence, it is difficult to clearly separate or differentiate each contributing agent and to decide which part of wave field belongs to the in situ generated and which part comes from distant regions. First experimental evidence of the existence of gravity waves in the ionosphere during solar eclipse was reported by Walker et al. (1991), where waves with periods of 30–33 min were observed on ionosonde sounding virtual heights.

1.1 Ionospheric sounding

As the solar radiation penetrates Earth's atmosphere it forms pairs of charged particles. Under a normal day-time conditions the ionization solar flux increases immediately after

sunrise, reaches maximum around local noon and decreases again till sunset. Under such conditions concentration of charged particles significantly grows in the atmosphere and forms atmospheric plasma called ionosphere. Due to the composition of the neutral atmosphere together with the changing efficiency of the incoming solar radiation, ionosphere is stratified into the layers denoted D, E, F1 and F2. After sunset, electrons and ions recombine rapidly in the D, E and F1 layer. Due to slower recombination processes of atomic ions that dominate at heights approximately above 150km altitude, F2 layer remains present all the night. Special stratification Es, sporadic E layer, occurs sometimes at heights of E layer (Davies, 1990).

Ionosphere significantly affects propagation of the electromagnetic waves. According to a frequency of the wave with respect to a concentration of the ionospheric plasma, wave propagates through the medium or it is reflected. Electromagnetic waves with frequency lower than plasma frequency of the particular plasma parcel are reflected, which allows to estimate plasma frequency. Higher frequency waves propagate through plasma. An instrument called ionosonde (or digisonde) transmits electromagnetic wave of a defined frequency and detects it after reflection from the ionosphere. Typical ionosonde sounding range is 1 MHz – 20 MHz. For each sounding wave ionosonde records time of flight τ on the path transmitter - reflection point - receiver. Time of flight is simply converted into a

virtual height $h_{\text{virtual}} = \frac{\tau \cdot c}{2}$ that corresponds to wave propagation in the vacuum (c stands

here for speed of light). Virtual height is equal or higher than the corresponding real height. The output of the measurement is height-frequency characteristics called an ionogram. Real height electron concentration profiles can further be inverted from ionograms using for instance programs POLAN (Titheridge, 1985) or NHPC (Huang and Reinish, 1996). Ionosphere represents inhomogeneous and anisotropic medium which leads to a wave splitting into an ordinary and extraordinary wave modes. Hence, two reflection traces are recorded by the ionosonde (as seen on ionograms in Figure 1). However, the extraordinary mode is not further used for electron concentration profile inversion.

Figure 1 shows typical day-time and night-time ionograms recorded by a digisonde in the observatory Pruhonice. Together with the ionograms there are plots of the real height electron concentration derived by NHPC routine. On the day-time electron concentration profile, three ionospheric layers E, F1 and F2 are present while on the night-time profile there is only F2 layer detected by the ionosonde.

Sequences of ionograms are widely used for analyses of variability of atmospheric plasma ranging from detection of rapid changes with periods of minutes to the study of long-term trends.

2. Basic theory of AGWs in the Earth's atmosphere

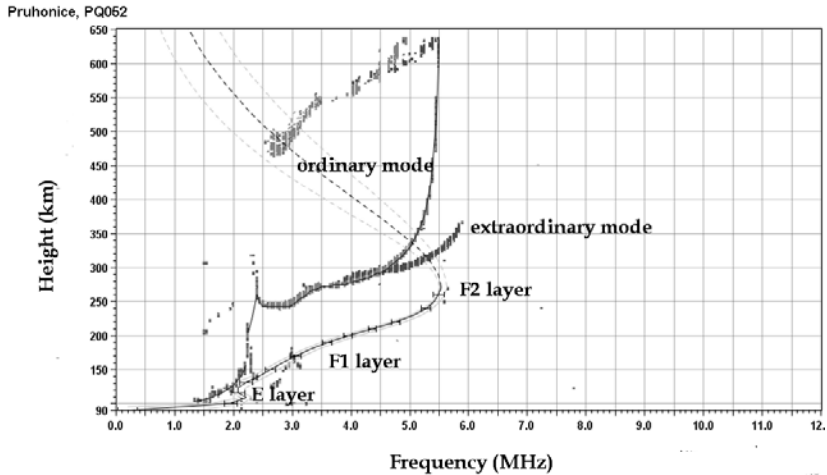
Most of the wave-like oscillations in the atmosphere can be described/parametrized using basic acoustic-gravity wave theory in the atmosphere. Details can be found, for instance, in works of Davies (1990), Bodo et al. (2001), Hargreaves (1982), Yeh & Liu (1974) among others. Here, we show brief derivation of the dispersion relation that any wave motion of the AGW type must satisfy. In a plane-stratified, isothermal atmosphere under gravity that is constant with height, two frequency domains exist in the atmosphere where atmospheric waves can propagate, acoustic and gravity wave. Atmosphere represents compressible gas that once compressed and then released would expand and oscillate about its equilibrium state. Its oscillation frequency is known as an acoustic cut-off frequency

$$\omega_a = \frac{c}{2H} \quad (1)$$

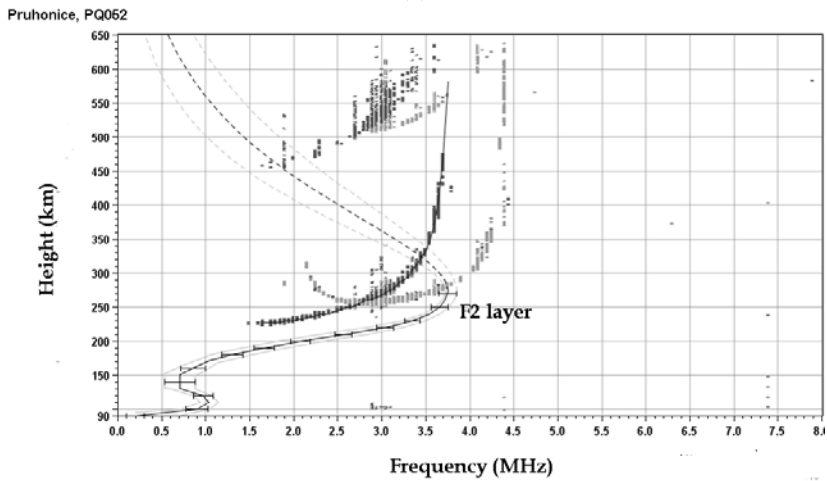
where c is speed of sound

$$c = \sqrt{\gamma g H} \quad (2)$$

γ is the ratio of specific heats at constant pressure and constant volume, g is the gravitational acceleration, and H is the scale height. For diatomic gas $\gamma \sim 1.4$.



(a)



(b)

Fig. 1. Typical day-time (a) and night-time ionogram (b) measured by digisonde DPS 4 in the Observatory Pruhonice. On both plots, there is real high electron concentration (solid line with error bars) provided as obtained by the NHPC routine.

Single element of fluid, parcel of the atmosphere, at height z with density ρ which is displaced in the vertical by Δz to a place where its density changes to $\rho + \Delta\rho$, remains in pressure equilibrium with its surroundings. Displacement takes place adiabatically. This is valid when the motion is so slow that sound waves with speed

$$c = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} \quad (3)$$

where p stands for pressure can traverse the system faster than the time-scale of interest and the motion is so fast that the entropy is preserved. The parcel is no longer in equilibrium and starts to oscillate about its equilibrium height with buoyancy frequency.

The buoyancy force which acts on the parcel is balanced by inertial force (Newton's second law):

$$\rho \frac{d^2}{dt^2}(\Delta z) = -g\Delta\rho \quad (4)$$

where $\Delta\rho$ is the difference between internal and external densities.

Internal and external $\Delta\rho$ are derived as:

$$(\Delta\rho)_{\text{internal}} = \Delta p / c^2 = -\frac{g\rho}{c^2} \Delta z \quad (5)$$

which is due to compressibility of the fluid within the membrane and

$$(\Delta\rho)_{\text{external}} = -\frac{d\rho}{dz} \Delta z \quad (6)$$

is the change of background density at new position due to inhomogeneous nature of the atmosphere. Taking both the contributions of $\Delta\rho$ we get

$$\frac{d^2}{dt^2}(\Delta z) = \left(g \frac{d}{dz}(\ln \rho) + g^2/c^2 \right) \Delta z \quad (7)$$

which can be recast into

$$\frac{d^2}{dt^2}(\Delta z) + \omega_B^2 \Delta z = 0 \quad (8)$$

where

$$\omega_B^2 = -g \left(\frac{d}{dz}(\ln \rho) + g/c^2 \right) \quad (9)$$

If $\omega_B^2 > 0$, the solution is oscillatory and the fluid parcel will oscillate with characteristic buoyancy frequency ω_B called Brunt-Vaisala frequency.

More convenient form used for atmosphere is following:

$$\omega_B^2 = (\gamma - 1)g^2/c^2 + g/c^2 dc^2/dz \quad (10)$$

This approximation is valid in the atmosphere-ionosphere system of our interest.

In isothermal atmosphere ω_b reduces to

$$\omega_b^2 = (\gamma - 1)g^2 / c^2 \quad (11)$$

In the terrestrial atmosphere the buoyancy period depends on the height. The height variance of the acoustic cut-off and buoyancy frequencies in the isothermal atmosphere is shown in Figure 2.

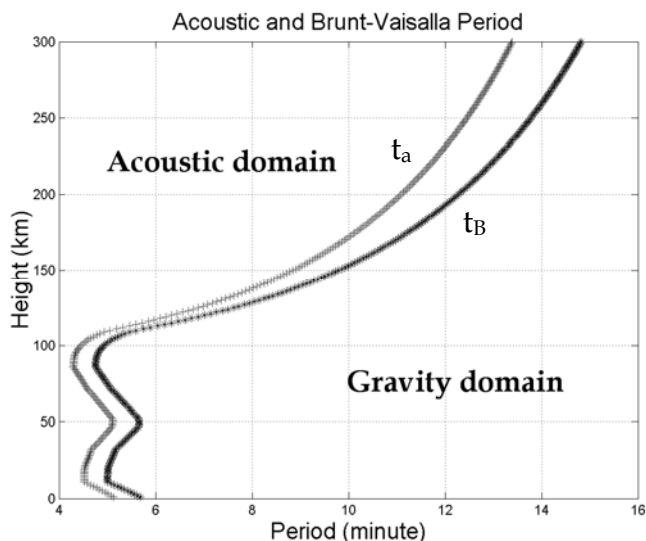


Fig. 2. Height dependence of acoustic cut-off period t_a and Brunt-Vaisalla period t_B that represent limits dividing periods into acoustic and gravity wave domains. Period domain between acoustic cut-off and Brunt-Vaisalla represents region where no AGW propagates.

Wave motion in the atmosphere can be described using mass conservation (continuity equation), and equation of motion:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \nabla \cdot \vec{u} + (\vec{u} \cdot \nabla) \rho = 0 \quad (12)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} \right) = -\nabla p + \rho g \quad (13)$$

where pressure gradients and gravity are the only forces causing the acceleration. Oscillation takes place adiabatically

$$\rho \left(\frac{\partial p}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla p \right) = \gamma p \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \rho \right) \quad (14)$$

where ρ , p , γ and \vec{u} are parameters of the atmosphere – density, pressure, ratio of specific heats, and velocity.

Applying the perturbation approach we are searching for wave-like solutions for the perturbation quantities. Further simplification comes from the assumption that the background state is of constant temperature T in which p_0/ρ_0 must be a constant.

$$p_0 / \rho_0 = c^2 / \gamma \quad (15)$$

Then the system (12), (13) and (14) reduces to:

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{u}' - \rho_0 u'_z / H = 0 \quad (16)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{u}'}{\partial t} + \nabla p' - \rho' \vec{g} = 0 \quad (17)$$

$$\rho_0 \left(\frac{\partial p'}{\partial t} - \rho_0 u'_z / H \right) = \gamma \rho_0 \left(\frac{\partial p'}{\partial t} - \rho_0 u'_z / H \right) \quad (18)$$

where index 0 denotes stationary (non fluctuating) component and the apostrophe denotes perturbation. These are the basic governing equations for the gravity waves. For a non-trivial solution the following prescription of the dispersion relation must be satisfied:

$$\omega^4 - \omega^2 \omega_a^2 - k_x^2 c^2 (\omega^2 - \omega_g^2) - c^2 \omega^2 k_z^2 = 0 \quad (19)$$

From disperse relation, it is evident that between buoyancy frequency and acoustic cut-off frequencies one cannot have both k_x and k_z real. Figure 2 shows two period domains with border limits of acoustic cut-off period and buoyancy period.

An attenuation or growth in the wave amplitude must occur in either the vertical or the horizontal directions. We suppose that there is no variation in amplitude in horizontal directions so that k_x is purely real and k_z has an imaginary component. At frequencies exceeding acoustic cut-off ω_a , expression (19) becomes simple and the waves may be termed as ACOUSTIC WAVES. At frequencies smaller than Brunt-Vaisala frequency where gravity plays an important role, the waves are called GRAVITY or INTERNAL GRAVITY WAVES. Brunt-Vaisala frequency and acoustic cut-off frequency divide the frequency spectrum into two domains in which ω_g forms the high frequency limit for one class $\omega < \omega_g$ normally called internal gravity waves and ω_a is the low frequency limit for another class $\omega > \omega_a$ called the acoustic waves. A gap in the frequency spectrum exists between ω_g and ω_a where no internal waves can propagate.

Important approximations can be obtained under the assumption $|k_z| \gg 1/2H$ and $\omega \ll \omega_g$ then:

$$k_z^2 = (\omega_g^2 / \omega^2) k_x^2 \quad (20)$$

These approximations apply to much of the observed gravity waves. From (20) we see that the angle of ascent of the phase α is:

$$\text{tg} \alpha = k_z / k_x = \omega_g / \omega = \tau / \tau_g \quad (21)$$

The motions of the air parcels are, in general, ellipses in the plane of propagation and have components transverse to the direction of wave propagation. The ratio of the horizontal displacement ξ to its vertical displacement ζ is:

$$\frac{\xi}{\zeta} = \frac{ck_x}{\omega} \left(\frac{ck_z}{\omega} - i \sqrt{\left(\frac{\omega_a}{\omega}\right)^2 - \left(\frac{\omega_g}{\omega}\right)^2} \right) \quad (22)$$

On the frequencies just above the acoustic cutoff the air motion is essentially vertical. With acoustic waves on high frequencies the motion is radial as in sound waves. The motion is circular with horizontal propagation at a frequency $\omega_a \sqrt{2/\gamma}$. Gravity wave propagation is limited to angles between

$$\phi_{\min} = \sin^{-1} \left(\frac{\omega}{\omega_g} \right), \quad \phi_{\max} = \pi - \sin^{-1} \left(\frac{\omega}{\omega_g} \right) \quad (23)$$

The sense of rotation of the air for gravity waves is opposite than for acoustic waves. As Φ approaches its asymptotic values the air motion becomes linear and transverse to the direction of propagation. Air parcel rotation is clockwise in case of acoustic waves while anticlockwise in case of gravity waves. Energy vector lies in the same quadrant as direction of propagation of acoustic waves. Energy flows up when phase travels down and vice versa in case of gravity waves propagation. This is important property since it accounts for the observed downward phase propagation when the source is below the level at which a disturbance is observed.

The horizontal u_x and vertical u_z components of the packet velocity are obtained from disperse relation:

$$u_x = \frac{c^2 k_x (\omega^2 - \omega_g^2)}{\omega (2\omega^2 - \omega_a^2 - c^2 k^2)} \quad (24)$$

$$u_z = \frac{c^2 k_z \omega^2}{\omega (2\omega^2 - \omega_a^2 - c^2 k^2)}$$

Due to coupling between neutral and charged components the initial wave-like oscillation in the neutral atmosphere induces wave-like perturbation in the ionosphere. Perturbation in the ion production is the most effective when solar ionizing rays are nearly in alignment with the initial wave front. Perturbations in the neutral atmosphere may cause perturbations in chemical processes. Presence of AGW influences the ionisation rate through changes in the local neutral density and temperature, and through changes in the ionisation radiation absorption (Hooke, 1970).

3. AGW in the ionospheric plasma

Acoustic-gravity waves are always present in the Earth's atmosphere. AGWs arise from many natural sources like convection, topography, wind shear, moving solar terminator, earthquakes, tsunami, etc. Increase in wave-like activity is associated also with human

activity including coordinated experiments or unwilling accidents. AGWs influence on the upper atmosphere is not yet understood enough. They produce a great amount of variability and contribute to the background conditions in a specific parcel of the atmosphere. Gravity waves propagating from lower laying atmosphere have been long regarded as a very important source of the energy and momentum transfer in the upper atmosphere (Hines, 1960). The breaking of the upward propagating waves affects wind system, generates turbulence and heats the atmospheric gas.

Waves that reach upper atmosphere produce travelling atmospheric disturbances (TAD) or travelling ionospheric disturbances (TID) and even form the ionospheric inhomogeneities which grow and finally break into the plasma instabilities observed by radar techniques that might cause scintillation of the communication signals propagating through the ionosphere. From the observation it is evident that the thermosphere is continuously swept by the acoustic-gravity waves. Statistically, the waves show a moderate preference for southward travel, with this preference being reduced or shifted to southeastward travel during disturbed times (Oliver et al., 1997). Experimental studies show that AGW activity in the ionosphere slightly increases during dawn and dusk periods of the day (Galushko et al., 1998; Somsikov & Ganguly, 1995; Sauli et al., 2005 among others). Influence of infrasonic waves generated by ground experimental sources on the ionosphere was reported for instance by Rapoport et al. (2004).

Solar eclipse represents well defined source of the AGW in the atmosphere and ionosphere systems. During solar eclipse event, solar ionization flux decreases producing well-defined cool spot in the atmosphere that moves through the Earth's atmosphere. Moving source in the atmosphere can emit both acoustic and gravity waves. Supersonic motion of the source forms wave field with bow wave. Both acoustic and gravity waves can be radiated in association with supersonic motion in the atmosphere. When the source is moving within atmosphere with subsonic velocity only gravity waves can be emitted (Kato et al., 1977).

4. Solar eclipse event – signatures in the ionospheric plasma

It has been proposed by Chimonas and Hines (1970) that solar eclipses can act as sources for AGWs. The lunar shadow creates a cool spot in the atmosphere that sweeps at supersonic speed across the Earth. The sharp border between sunlit and eclipsed regions, characterized by strong gradients in temperature and ionization flux, moves throughout atmosphere and drives it into a non-equilibrium state. Earth atmosphere shows variable sensitivity to the changes of ionization flux.

4.1 Experiments

Solar eclipse event represents phenomenon that can be precisely predicted, hence many observational campaigns are organised around the world. Effects of the solar eclipses on the ionospheric plasma are studied by mean of GPS techniques, radars, vertical ionospheric soundings etc. Study limitations lay mainly in the fact that there are no identical solar eclipse events. Moreover, solar eclipse induced effects are easily to be mixed with effects caused by geomagnetic field variations, diurnal changes of the ionosphere, seasonal variability of the atmosphere/ionosphere etc. In the upper atmosphere, AGWs can be observed either directly as neutral gas fluctuations or indirectly as induced ionospheric

plasma variations. Despite intensive research many questions in the problem of the generation and propagation remain to be understood.

Studies by Fritts and Luo (1993) suggest that perturbations generated by the eclipse induced ozone heating interruption may propagate upwards into the thermosphere-ionosphere system where they have an important influence. Temperature fluctuations and electron density changes propagate as a wave, away from the totality path, cf. Muller-Wodarg et al. (1998). By means of vertical ionospheric sounding, Liu et al. (1998) detected waves excited during solar eclipse event at F1 layer heights and their generation and/or enhancement attributed to changes of temperatures and variations of the height of the transition level for the loss coefficient and the height of the peak of electron production. Studies reported by Farges et al. (2001) suggest a longitudinal diversity of the disturbances with respect to pre-noon and postnoon phases. Xinmiao et al. (2010) reported synchronous oscillations in the Es and F layer during the recovery phase of the solar eclipse. Ivanov et al. (1998) found that during solar eclipse with maximum obscuration of about 70% the F-region electron density decreased by 6-8% compared to a control day and detected travelling ionospheric disturbances. Additionally, they detected strong variations in the difference group delays with a period about 40 minutes associated with the start and end of the eclipse. Oscillations in the ionosphere, similar to gravity waves, were observed following some solar eclipse events (Chimonas and Hines, 1970; Cheng et al., 1992; Liu et al., 1998; Sauli et al., 2006). Investigation of the latitudinal dependence of NmF2 (the maximum electron density of the F2 layer) indicated that the strongest response was at middle latitudes (Le et al., 2009). The response of the sporadic-E (Es) layer also differed in each solar eclipse event. A remarkable decrease in Es layer ionization was observed during the eclipse of 20 July 1963 (Davis et al., 1964). Enhancement of Es layer ionization has also been reported and it has been suggested that it is related to internal gravity waves generated in the atmosphere during the solar eclipse (Datta, 1972).

4.2 Processes induced by solar eclipse

During the solar eclipse, on the time scale shorter than day-night change, the ionosphere reconfigures itself into a state similar to that of night situation. Photochemical ionization falls heavily almost to a night-time level. With the decreasing solar flux, atmospheric temperature falls in the moon shadow creating a cool spot with well defined border. Then the increasing solar flux starts ionization processes and warms the atmosphere again to daytime level.

Such changes in the ionization cause variation in the reflection heights, decrease/increase in electron concentration at all ionospheric heights, decrease/increase in the total electron content, rising/falling of the layer height. Such effects are characteristic for the processes during sunrise/sunset in the ionosphere. However, supersonic movement of the eclipsed region represents a key difference from the regular solar terminator motion at sunrise and sunset times. These changes in the neutral atmosphere and ionosphere induced by solar eclipse force the evolution of the ionospheric plasma toward a new equilibrium state. The return to equilibrium is likely accompanied by the eclipse induced wave motions excited in the atmosphere. Any moving discontinuity of gas parameters such as temperature, pressure etc. will generate transit-like waves. In the upper ionosphere, waves can be generated by a strong horizontal electron pressure gradient. Possible mechanisms contributing to the wave generation in the region of solar terminator are in detail discussed by Somsikov & Ganguly (1995).

Solar eclipse induces changes in all atmospheric regions extend from the upper atmosphere down to ground level. Despite the low magnitude of the eclipse induced effects at ground level, Jones et al. (1992) reported wave-like oscillation related to eclipse on the microbarometer pressure records. The cooling effect of the Moon's shadow may induce the powerful meridional airflow in the atmosphere, which accelerates the ionized clouds in the Es layer and forms the wind shear to raise the observed Doppler frequency shift and foEs values, respectively (Chen et al., 2010).

5. Solar eclipse observed by vertical ionospheric sounding in midlatitudes

Vertical sounding measurements provide local information on the electron density distribution of the bottomside ionosphere. Electron concentration in the plasma and its corresponding plasma frequency are related via following equation:

$$f_p^2 = \frac{Ne^2}{4\pi\epsilon_0 m} \quad (25)$$

where f_p denotes plasma frequency and N , e , ϵ_0 and m stand for the electron concentration, the charge of electron, permittivity of free space, and the mass of the electron, respectively.

This section summarizes experimental results from the midlatitude ionospheric observatory Pruhonice (50N, 15E). At the observatory, the vertical sounding measurements were performed with ionosonde IPS 42 KEL Aerospace till the end of year 2003. Then this older equipment was replaced by digisonde DPS 4. Special campaigns of rapid sequence soundings were organized in order to study in detail ionospheric behavior during partial solar eclipses of 11 August 1999, 4 January 2011 and annular solar eclipse 3 October 2005. All three analyzed events were characterized by low geomagnetic activity; hence they represent a good occasion to observe mostly solar eclipse induced effects in the ionosphere. However, inconclusive results of the solar eclipse observations rise from the fact that different solar eclipses produce different plasma motions. Indeed, the travel cone geometry and its angular effects on the magnetized plasmas are different for each eclipse.

Solar eclipse of 11 August 1999 (as a total seen in place as close as 200 km from the measurement point) represents so far the event of the highest solar disc coverage observed in the Observatory Pruhonice. Figure 3 depicts sequence of raw ionograms measured during this event by IPS 42 KEL Aerospace equipment. The ionograms were recorded with the cadence of 1 minute. On the ionograms there is clearly seen that the eclipse event affects whole electron density profile. Critical frequencies in the E and F layer decrease before maximum disc occultation and then increase again. The electron density decrease in the E layer is much stronger than in the F layer due to different dominant type of the recombination. Electron density fall and increase occur simultaneously with occultation and de-occultation of the solar disc in the E and F1 layer while the F2 layer electron density reacts with slight delay. There are special structures of the spread F type developed on the profile after beginning of the solar disc occultation (clearly seen on ionograms at 9.14 UT and 9.16 UT). Shape of the F layer is affected as well. Unfortunately, effects in the F1 region cannot be discussed here in details because F1 layer is blanketed by strong sporadic E layer during part of the solar eclipse.

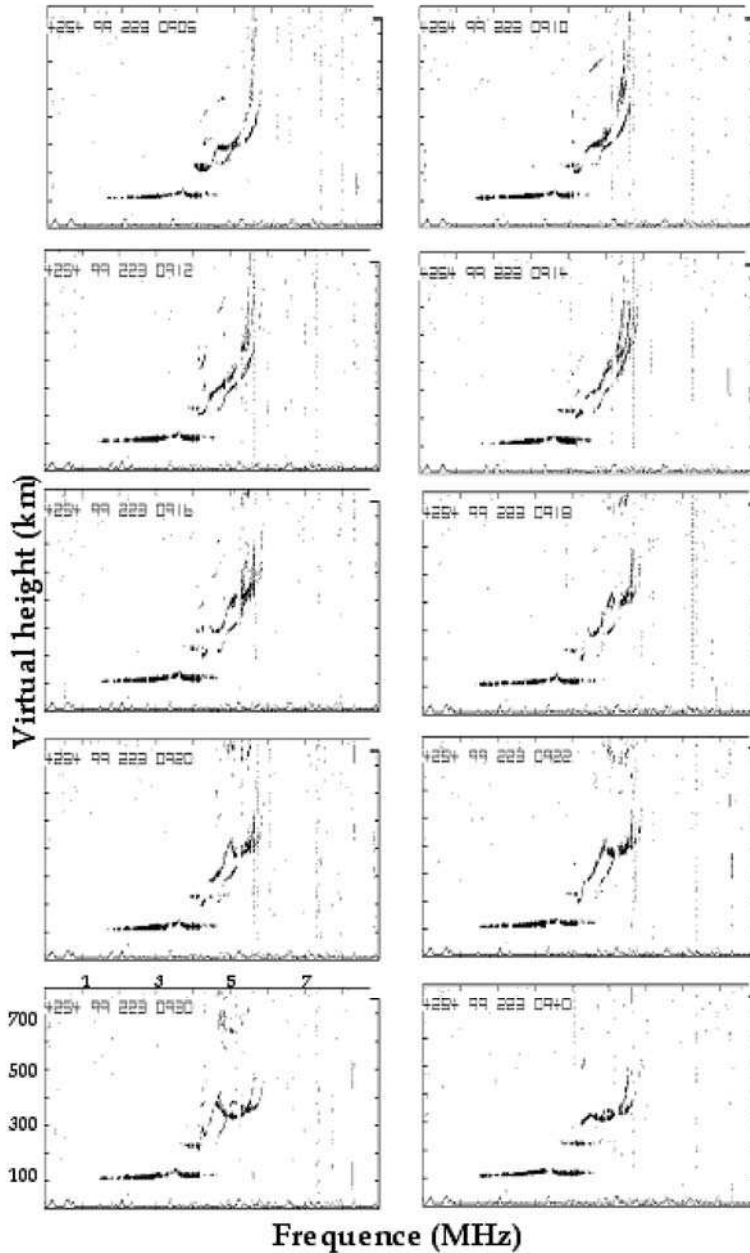


Fig. 3. Sequence of raw ionograms measured by the ionosonde KEL Aerospace IPS 42 at the observatory Pruhonice. During the special campaign ionograms were recorded with one-minute resolution in order to study rapid ionospheric changes during the solar eclipse.

Detail analysis of electron concentration by mean of spectral analysis reveals that within oscillation of electron concentration there occur several clear wave-like oscillations. It has been shown by Sauli et al. (2007) that wavelet spectral analysis is very convenient approach for such wave detection. The advantage of the wavelet based analysis is identification of the structure occurrence time which helps to associate particular wave-like structure to the agent. Figure 4 shows estimated wave parameters for selected structure that is coherent through all studied heights. Parametrization of the wave-like structure is based on AGW approximation described in Section 2. From Figure 4 it is evident that wave originates at height of about 200 km and propagates upward and downward from the source region.

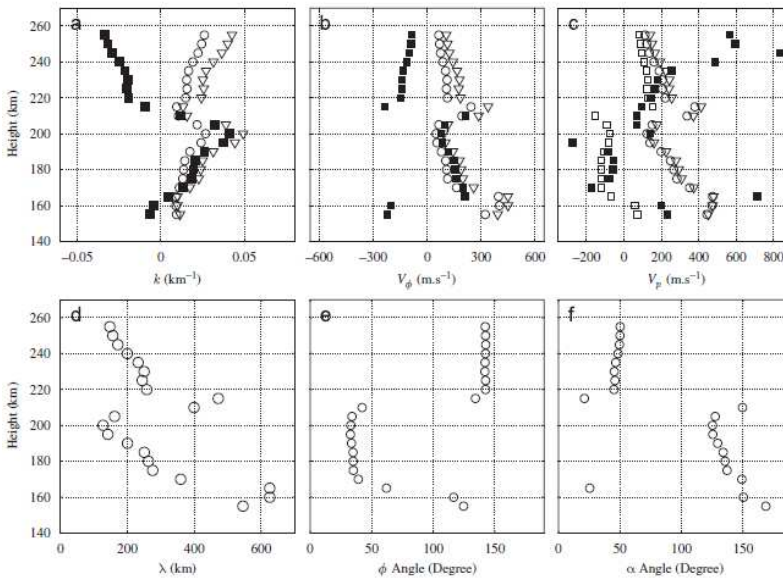


Fig. 4. Parameters of acoustic-gravity wave structure detected within ionospheric plasma during solar eclipse event 11 August 1999 (Sauli et al., 2007). Panels: wave vector (a), phase velocity (b), packet velocity (c), wave number (d), energy (e) and phase (f) angles. For the vectors of first row, the '□' correspond to the measured (full squares) and computed (empty symbols) z-components, the '○' correspond to the horizontal components while the '▽' are related to the modulus.

Another representation of the rapid changes in the ionospheric plasma is shown on the profilogram (Figure 5) measured during solar eclipse 3 October 2005 by DPS 4. Decrease in the plasma frequency at all heights is well developed. Within plasma frequency oscillation, several wave coherent structures were found that can be attributed to the eclipse event. These structures occur in the plasma at the maximum of the eclipse and after the event. In all cases we detected a component of upward energy progression. Due to the occurrence time and low geomagnetic activity the detected wave-like oscillations in the ionospheric plasma are likely signatures of bow shock and possibly waves excited by cooling of ozone in the lower laying atmosphere. Estimated velocities for one particular structure are shown in Figure 6.

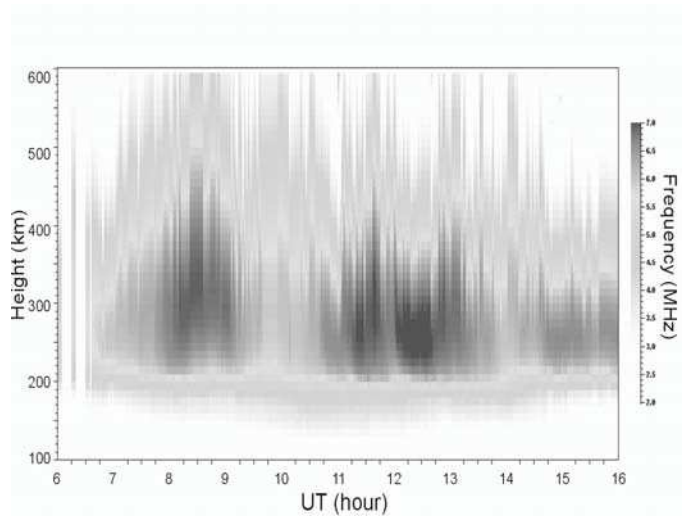


Fig. 5. Profilogram (height-time-plasma frequency development) during solar eclipse 3 October 2005 as measured by DPS 4. Ionograms were measured every 2 minutes. All ionograms were manually scaled and inverted into true-height profiles using True Height Profile Inversion Tool NHPC.

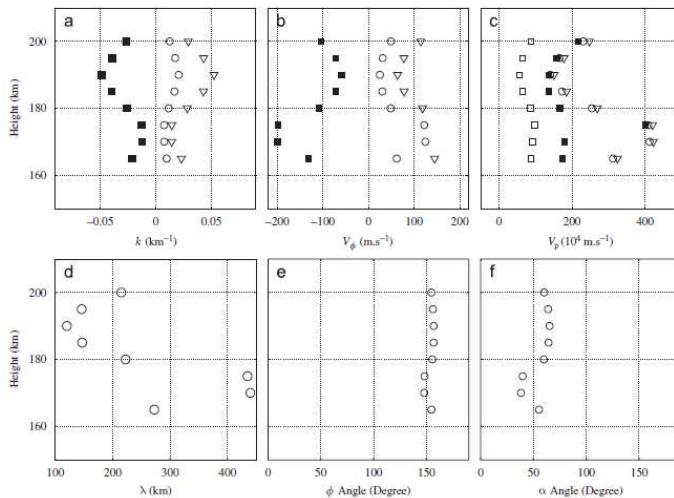


Fig. 6. Parameters of acoustic-gravity wave structure detected within ionospheric plasma during solar eclipse event 3 October 2005 (Sauli et al. 2007). Panels: wave vector (a), phase velocity (b), packet velocity (c), wave number (d), energy (e) and phase (f) angles. For the vectors of first row, the '□' correspond to the measured (black) and computed (empty) z-components, the '○' correspond to the horizontal components while the '▽' are related to the modulus.

Result of the annular eclipse is significantly different from the case of the total eclipse event of 1999 where the dominant AGW activity took place at the beginning of eclipse. The atmospheric cooling and decrease in radiation flux during an annular solar eclipse is not as strong as during a total eclipse and the ionospheric response occurs with time delay.

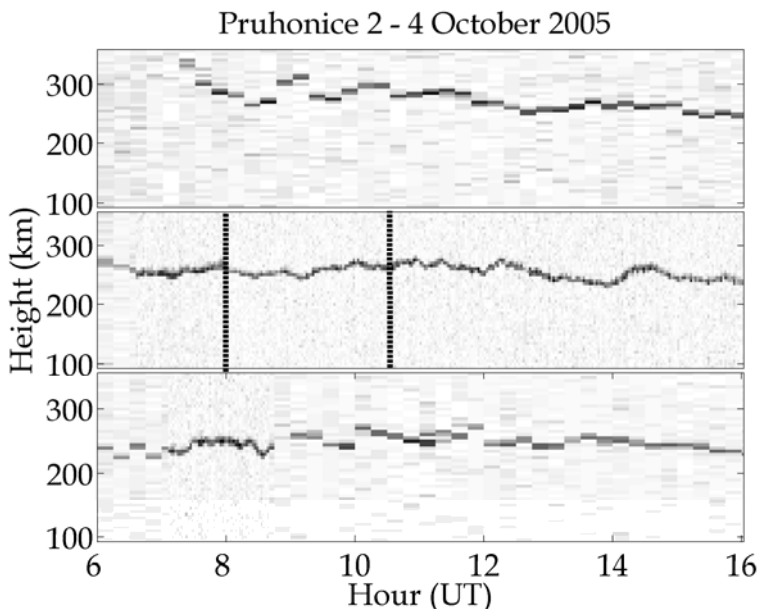


Fig. 7. Virtual reflection heights of plasma frequency in the range 4.2 - 4.3 MHz derived from raw ionograms. From up to bottom: day before, day of eclipse, day after eclipse. Vertical lines in middle panel depict beginning and end of the eclipse. Time resolution is different for day of solar eclipse (2 min) and days before/after (15 min).

In Figure 7 and Figure 8, there are plots of virtual reflection height variations at single frequency during three consecutive days, day of solar eclipse event and one day before and after the event. Variation of the reflection height during eclipse event of 3 October 2005 does not differ much from the corresponding variation during reference time span day before and day after. Wave-like oscillations excited by solar eclipse are of comparable magnitude as those induced by other sources preceding and consecutive day. On the contrary, clear difference in reflection height oscillation during reference days and solar eclipse event is perfectly seen in Figure 8. Records of virtual heights at fixed frequency from January 4, 2011 present strong ionospheric response which is exhibited as periodic changes in reflection height. Sharp changes in the reflection height develop immediately after the beginning of the solar disc occultation and last till the end of eclipse event. Higher wave-like activity remains remarkable whole day. In this partial solar eclipse event, wave-like oscillations can be very probably attributed to the solar eclipse.

Strong decrease in electron concentration in practically whole electron profile as well as the wave-like changes were observed during and after August 11, 1999 and January 4, 2011. Wave-like activity develops immediately after the start of the solar disc obscuration during

partial solar eclipse. During annular solar eclipse, significant acoustic-gravity wave type bursts develop around and after maximum phase of the eclipse.

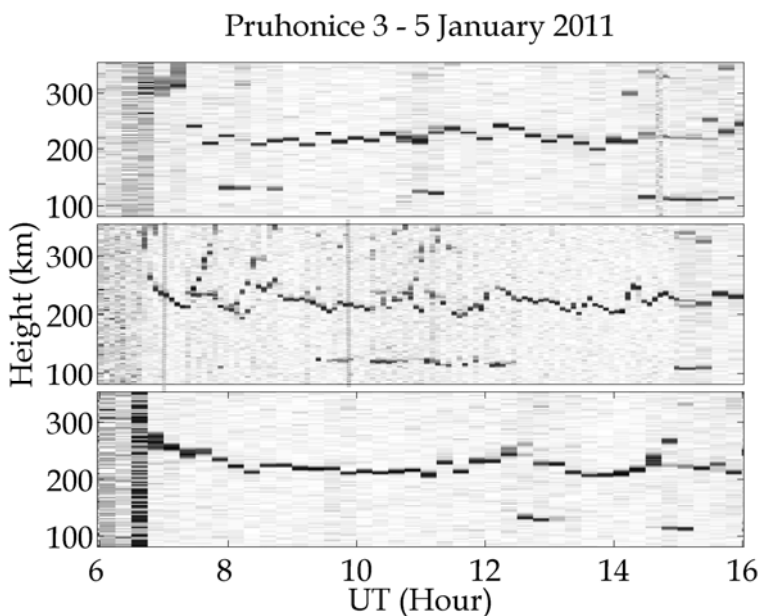


Fig. 8. Virtual reflection heights of plasma frequency range 3.4 – 3.5 MHz derived from raw ionograms. From up to bottom: day before, day of eclipse, day after eclipse. Vertical lines in middle panel depict beginning and end of the eclipse. Time resolution is different for day of solar eclipse (5 min) and days before/after (15 min).

6. Conclusion

Acoustic-Gravity waves play important role in the dynamic of the upper atmosphere. Vertical ionospheric sounding represents powerful tool that allows us to monitor acoustic-gravity wave activity in the ionosphere. Ionospheric observation of such a strong event as solar eclipse gives us an opportunity to better understand processes of creation and dissipation of the AGW in the area of the ionosphere. Although the acoustic-gravity waves are always present in the area of our interest, sharp temporally well-defined changes of solar flux during the solar eclipse give us a possibility to define sources of AGW.

It is rather uneasy to unambiguously assess causality between the solar eclipse events and the detected wave structures in the ionospheric plasma. Difficulties result from the fact that there are no two exactly identical solar eclipse events and from limitations of sounding techniques. Despite the fact that various AGW sources have been identified, many others remain to be found. Amongst irregular AGW bursts, regular increase in AGW activity were found to occur around sunrise and sunset hours, excited by Solar Terminator movement. Most of other sources (meteorological systems, geomagnetic and solar disturbances, etc.) and corresponding wave-like oscillations contribute to the irregular patterns of AGW activity observed in the ionospheric plasma.

As the solar eclipses, analyzed in the Section 5, occur sufficiently long time after the sunrise hours, one can assume that none of the reported waves are induced by solar terminator. During the analyzed sounding campaigns, no wave coming from auroral zone was expected, due to the quiet geomagnetic and solar activity. Additionally, meteorological analysis shows that meteorological systems very probably did not influence the ionosphere during studied events by means of AGW. The acoustic-gravity wave activity increases after a notably larger delay for the annular solar eclipse compared to the total solar eclipses: waves are found during the maximum phase of the eclipse only for the former while they occur during the initial phase for the latter. This discrepancy in gravity waves generation/occurrence can likely be explained by differences in the terrestrial atmosphere cooling: the border between sunlit and eclipsed region is much sharper in the case of total eclipse. Analyzing wave propagations, we observe predominantly upward propagating structures. The wave structure, that propagate upward and downward from the source region located around 200 km height, was created during an exceptional case related to the Solar eclipse of 11 August 1999.

7. References

- Altadill, D., Sole, J.G. & Apostolov, E.M. (2001). Vertical structure of a gravity wave like oscillation in the ionosphere generated by the solar eclipse of August 11, 1999. *Journal of Geophysical Research*, 106 (A10), 21419–21428, ISSN 0148-0227.
- Bodo, G., Kalkofen, W., Massaglia, S. & Rossi, P. (2001). Acoustic waves in a stratified atmosphere. III. Temperature inhomogeneities. *Astronomy & Astrophysics*, 370, pp. 1088-1091, ISSN 0004-6361.
- Chen, G., Zhao, Z., Zhou, C., Yang, G. & Zhang, Y. (2010). Solar eclipse effects of 22 July 2009 on Sporadic-E. *Annales Geophysicae*, 28, 353–357, ISSN 0992-7689.
- Cheng, K., Huang, Y.N. & Chen, S.W. (1992). Ionospheric effects of the solar eclipse of September 23, 1987, around the equatorial anomaly crest region. *Journal of Geophysical Research*, 97, A1, 103–111. ISSN 0148-0227.
- Chimonas, G. & Hines, C.O. (1970). Atmospheric gravity waves induced by a solar eclipse. *Journal of Geophysical Research*, 75, 4, pp. 875, ISSN 0148-0227.
- Datta, R.N. (1972). Solar-eclipse effect on sporadic-E ionization. *Journal of Geophysical Research*, 77, 1, 260–262.
- Davies, K. (1990). *Ionospheric radio*. Peter Peregrinus Ltd., ISBN 0 86341 186 X, London, United Kingdom.
- Davis, J.R., Headrick, W.C. & Ahearn, J.L. (1964). A HF backscatter study of solar eclipse effects upon the ionosphere. *Journal of Geophysical Research*, 69 (1), 190–193. ISSN 0148-0227.
- Farges, T., Jodogne, J.C., Bamford, R., Le Roux, Y., Gauthier, F., Vila, P.M., Altadill, D., Sole, J.G. & Miro, G. (2001). Disturbances of the western European ionosphere during the total solar eclipse of 11 August 1999 measured by a wide ionosonde and radar network. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 63, 9, pp. 915–924, ISSN 1364-6826.
- Fritts, D.C. & Luo, Z. (1993). Gravity wave forcing in the middle atmosphere due to reduced ozone heating during a solar eclipse. *Journal of Geophysical Research*, 98, pp. 3011–3021, ISSN 0148-0227.

- Galushko, V.G., Paznukhov, V.V., Yampolski, Y.M. & Foster, J.C. (1998). Incoherent scatter radar observations of EGW/TID events generated by the moving solar terminator. *Annales Geophysicae*, 16, pp. 821-827, ISSN 0992-7689.
- Hargreaves, J.K. (1982). The upper atmosphere and solar-terrestrial relations. An introduction to the aerospace environment. Van Nostrand Reinhold, ISBN 0 521 32748 2, Cambridge, United Kingdom.
- Hines, C.O. (1960). Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. *Canadian Journal of Physics*, 38, pp. 1441-1481, ISSN 1208-6045.
- Hooke, W.H. (1968). Ionospheric irregularities produced by internal atmospheric gravity waves. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 30, pp. 795-829, ISSN 1364-6826.
- Huang X. & Reinish B.W (1996). Vertical electron density profiles from the digisonde network. *Advances in Space Research.*, 18, pp. 121-129, ISSN 0273-1177.
- Ivanov, V.A., Ryabova, N.V., Shumaev, V.V., Uryadov, V.P., Nosov, V.E., Brinko, I.G. & Mozerov, N.S. (1998). Effects of the solar eclipse of 22 July 1990 at mid-latitude path of HF propagation. *of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 60, 10, pp. 1013-1016, ISSN 1364-6826.
- Jones, B.W., Miseldine, G.J. & Lambourne, R.J.A. (1992). A possible atmospheric-pressure wave from the total solar eclipse of 22 July 1990. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 54, 2, pp.113-115, ISSN 1364-6826.
- Kato, S., Kawakami, T. & St. John, D. (1977). Theory of gravity wave emission from moving sources in the upper atmosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 39, pp. 581-588, ISSN 1364-6826.
- Le, H., Liu, L., Yue, X., Wan, W. & Ning, B. (2009). Latitudinal dependence of the ionospheric response to solar eclipses. *Journal of Geophysical Research*, 114, A07308, ISSN 0148-0227.
- Liu, J.Y., Hsiao, C.C., Tsai, L.C., Liu, C.H., Kuo, F.S., Lue, H.Y. & Huang, C.M. (1998). Vertical phase and group velocities of internal gravity waves derived from ionograms during the solar eclipse of 24 October 1995. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 60, pp. 1679-1686, ISSN 1364-6826.
- Muller-Wodarg, I.C.F., Aylward, A.D. & Lockwood, M. (1998). Effects of a mid-latitude solar eclipse on the thermosphere and ionosphere - a modeling study. *Geophysical Research Letters*, 25, 20, pp. 3787-3790, ISSN 0094-8276.
- Oliver, W.L., Otsuka, Y., Sato, M., Takami, T. & Fukao, S. (1997). A climatology of F region gravity wave propagation over the middle and upper atmosphere radar. *Journal of Geophysical Research*, 102, A7, pp.14,499-14,512, ISSN 0148-0227.
- Rapoport, V.O., Bespalov, P.A., Mityakov, N.A., Parrot, M. & Ryzhov, N.A. (2004). Feasibility study of ionospheric perturbations triggered by monochromatic infrasonic waves emitted with a ground-based experiment. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 66, pp. 1011-1017, ISSN 1364-6826.
- Reinisch, B.W., Huang, X., Galkin, I.A., Paznukhov, V. & Kozlov, A. (2005). Recent advances in real-time analysis of ionograms and ionospheric drift measurements with digisondes, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 67, pp. 1054-1062, ISSN 1364-6826.

- Sauli, P., Abry, P., Boska, P. & Duchayne, L. (2006). Wavelet characterisation of ionospheric acoustic and gravity waves occurring during solar eclipse of August 11, 1999. *Journal of Atmospheric and Solar – Terrestrial Physics*, 68, pp. 586-598, ISSN 1364-6826.
- Sauli, P., Roux, S.G., Abry, P. & Boska, J. (2007). Acoustic-gravity waves during solar eclipses: Detection and characterization using wavelet transforms. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 69, pp. 2465-2484, ISSN 1364-6826.
- Sauli, P., Abry, P., Altadill, D. & Boska, P. (2005). Detection of the wave-like structures in the F-region electron density: two station measurement. *Studia Geophysica & Geodetica*, 50, pp. 131-146, ISSN 0039-3169.
- Somsikov, V.M. & Ganguly, B. (1995). On the formation of atmospheric inhomogeneities in the solar terminator region. *Journal of Atmospheric and Solar – Terrestrial Physics*, 57, 12, pp. 1513-1523, ISSN 1364-6826.
- Titheridge J.E., 1985. Ionogram Analysis with the Generalised Program POLAN. *UAG Report-93*, 1985 (http://www.ips.gov.au/IPSHosted/INAG/uag_93/uag_93.html).
- Walker, G.O., Li, T.Y.Y., Wong, Y.W., Kikuchi, T. & Huang, Y.N. (1991). Ionospheric and Geomagnetic effects of the solar eclipse of 18 march 1988 in East-Asia. *Journal of Atmospheric and Solar – Terrestrial Physics*, 53, 1-2, pp. 25-37, ISSN 1364-6826.
- Xinmiao, Z., Zhengyu, Z., Yuannong, Z. & Chen, Z. (2010). Observations of the ionosphere in the equatorial anomaly region using WISS during the total solar eclipse of 22 July 2009. *Journal of Atmospheric and Solar – Terrestrial Physics*, 72, pp. 869-875, 1364-6826.
- Yeh, K.C. & Liu, C.H. (1974). Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 12, 2, pp. 193-216, ISSN 8755-1209.



Acoustic Waves - From Microdevices to Helioseismology

Edited by Prof. Marco G. Beghi

ISBN 978-953-307-572-3

Hard cover, 652 pages

Publisher InTech

Published online 14, November, 2011

Published in print edition November, 2011

The concept of acoustic wave is a pervasive one, which emerges in any type of medium, from solids to plasmas, at length and time scales ranging from sub-micrometric layers in microdevices to seismic waves in the Sun's interior. This book presents several aspects of the active research ongoing in this field. Theoretical efforts are leading to a deeper understanding of phenomena, also in complicated environments like the solar surface boundary. Acoustic waves are a flexible probe to investigate the properties of very different systems, from thin inorganic layers to ripening cheese to biological systems. Acoustic waves are also a tool to manipulate matter, from the delicate evaporation of biomolecules to be analysed, to the phase transitions induced by intense shock waves. And a whole class of widespread microdevices, including filters and sensors, is based on the behaviour of acoustic waves propagating in thin layers. The search for better performances is driving to new materials for these devices, and to more refined tools for their analysis.

How to reference

In order to correctly reference this scholarly work, feel free to copy and paste the following:

Petra Koucká Knížová and Zbyšek Mošna (2011). Acoustic–Gravity Waves in the Ionosphere During Solar Eclipse Events, *Acoustic Waves - From Microdevices to Helioseismology*, Prof. Marco G. Beghi (Ed.), ISBN: 978-953-307-572-3, InTech, Available from: <http://www.intechopen.com/books/acoustic-waves-from-microdevices-to-helioseismology/acoustic-gravity-waves-in-the-ionosphere-during-solar-eclipse-events>

INTECH

open science | open minds

InTech Europe

University Campus STeP Ri
Slavka Krautzeka 83/A
51000 Rijeka, Croatia
Phone: +385 (51) 770 447
Fax: +385 (51) 686 166
www.intechopen.com

InTech China

Unit 405, Office Block, Hotel Equatorial Shanghai
No.65, Yan An Road (West), Shanghai, 200040, China
中国上海市延安西路65号上海国际贵都大饭店办公楼405单元
Phone: +86-21-62489820
Fax: +86-21-62489821

A6 Mořna a Koucká Knížová (2011)

Scaling analysis applied to ionospheric, solar and geomagnetic data

Z. Mořna^{1,2}, P. Koucká Knížová²

1 Charles University, Faculty of Mathematics and Physics, Prague, Czech Republic.

2 Institute of Atmospheric Physics, Academy of Sciences, Prague, Czech Republic.

Abstract. Scaling analysis based on structure function $\zeta(q)$ computed using wavelet analysis and spectrum $D(h)$ is used to study possible connection of ionospheric system with the solar and geomagnetic activity. Data from six ionospheric stations (critical frequency foF2), solar flux F10.7 and geomagnetic indices AE, Kp and Dst are used. Data of foF2 show scale invariance in the period range 2–32 day. Scaling properties of ionospheric data show strong dependence on geomagnetic latitude of the station. Similar distribution of values of scaling exponents \mathbf{h} for ionospheric and geomagnetic activity AE and Kp suggests connection between these systems. Values of \mathbf{h} for foF2 and F10.7 have different distribution which may suggest weak connection between these systems at chosen periods.

Introduction

Ionosphere is a part of Earth's atmosphere containing charged particles forming atmospheric plasma. It significantly affects propagation of electromagnetic waves. Bottom border can be usually found around 60 km during day time while at around 150 km during night time, however in a situation when a so-called Es-layer is present this value is changed to heights of Es (90-130 km). Upper part is not well detectable using ground measurement and this area called topside changes into plasmasphere (where H^+ and He^+ ions start to dominate). Ionospheric plasma is driven by solar activity as the solar radiation represents dominant source of ionization. Also, ionosphere strongly reacts to the changes of geomagnetic field. It is variable with a very wide range of periods from minutes to several years or more reflecting solar cycle and even secular variations. Ionospheric layer is an area of increased density of ionospheric plasma. Ionosphere is stratified into several layers called D, E and F (or F1 and F2). The ground measurements using ionosonde allow us to observe ionospheric plasma with a plasma frequency higher than a minimal setting of the digisonde (*Hargreaves*, [1992], *Davies*, [1990], *Sauli et al.*, [2006], *Cander*, [2009]). Electron density can be directly calculated from the plasma frequency. Global maximum plasma frequency is usually located in the highest so-called F-layer (or F2 layer when F is split into F1 and F2) and is denoted as foF2 where f means critical frequency, o stands for ordinary wave and F2 is a name of the layer. Critical frequency is a parameter which has been measured regularly since the International Geophysical Year 1957–1958 and we may derive it directly from the measurement record (ionogram). Critical frequency foF2 describes variability of the ionospheric plasma and represents suitable long time measured parameter for our analysis.

The variability of the ionosphere covers short-time to long-time oscillations. Some of them are of known origin (e.g., Travelling ionospheric disturbances, daily variations, periods connected to planetary waves, 27 day and one year periods, 11 years modulation etc.), but there are parts of the spectra with either unknown origin of periods or parts lacking a dominant period (in other words, all periods in the range are equivalently important, such a process is called scale invariant). In our case the spectrum contains significant peaks at 1 and 27 days, 1 and 11 years, but large domain of the spectra are without a dominant peak at all. To answer whether and/or at which time scales the ionosphere is connected to other systems (Sun, geomagnetic field, neutral atmosphere . . .) we use the scale analysis. Findings of similar scaling properties at chosen periods may implicate connection of the systems at these periods.

Moreover, a corresponding model describing the variations can be assigned to the state of the ionosphere. Brownian motion in this paper has been chosen as one of the simplest models which could describe ionospheric process.

Data

We used values of foF2 from six European ionospheric stations (Roma, Pruhonice, Juliusruh, Uppsala, Moscow, and Sodankyla). The data were manually controlled and we computed daily medians from four values around day maxima. As a solar parameter we chose solar flux F10.7 (mean day value). For description of geomagnetic activity we selected mean values of AE (auroral electrojet), Kp (planetary index) and Dst (Disturbance Storm Time index) indices. The analysis involves time interval from four solar cycles from years 1965–2010 with one day resolution for all datasets.

Method

Scaling analysis

Scaling analysis is a tool to study inner structure of the data (*Davis et al.*, [1994]). So, we can suggest whether the processes under study are (or may be) coupled or not. It has been used to describe natural and other systems (*Burlaga and Klein*, [1986], *Voros et al.*, [2002], *Davis et al.*, [1996]). Here, we concentrate on range of periods at which the data have similar scaling properties. Our analysis is based on the assumption that processes with corresponding scaling properties may be coupled. In scaling analysis, we study inner structure of a chosen function $X(k)$, $k \in R$, where k stands for time or length position in a given dataset. We introduce a function $T_x(a, k)$, which describes the dependence of differences between adjacent data on time (or length) position k and corresponding time (or length) scale a . In other words, it tells us how the data differ from each other when we move along the dataset (k) and change distance (a) between adjacent points. In the text, we use T_x as a short equivalent to $T_x(a, k)$. Values of a and k are in our case strictly time scales and time position, respectively, as the datasets are time series. In the simplest case, $T_x = X(k + a) - X(k)$. It is obvious that expected value of T_x will be probably somewhat higher for higher a . We are interested what is the behaviour of statistical moments $E(|T_x|^q)$ where $E(\dots)$ stands for expected value and the exponent q is the order of the moment. It has been shown that for many natural processes the dependence on the period a holds the equation (*Muzy et al.*, [1994])

$$E(|T_x(a, k)|^q) = c_q a^{\zeta(q)}, \quad (1)$$

where c_q is a coefficient and $\zeta(q)$ is a **scaling function**. The later is an important result of the analysis. Processes for which Eq. 1 is valid are called scale invariant. It means that all scales are equivalently important. Processes which are linked together at given scale should have similar scaling properties at this scale. The existence of scaling invariance is not accidental but it reflects important properties of the system. [e.g. *Abry et al.*, [2002]; *Sauli et al.*, [2005]]. This way, scaling analysis uses ranges of periods and not only particular periods.

It has been suggested that use of wavelet transform brings better results as it avoids problems of nonstationarity, (*Venugopal et al.*, [2006]). Eq. 1 is modified to

$$E(|d_x(a, k)|^q) = c_q a^{\zeta(q)}, \quad (2)$$

where $d_x(a, k)$ is a wavelet coefficient computed as $d_x(a, k) = \int x(t)\psi_{a,k}(t)dt$, where $\psi_{a,k}$ is a wavelet function (*Daubechies*, [1992]). Use of d_x instead of T_x is more convenient for practical applications.

The exponent $\zeta(q)$ is in general case a nonlinear function. In the case that $\zeta(q) = qH$, where H is Hurst exponent and the dependence is linear, we call the process selfsimilar, or monofractal

which simply means it has one fractal dimension H . Otherwise, in case where $\zeta(q) \neq qH$ the process is called multifractal (*Davis et al.*, [1994]). Examples of non-linear and linear scaling functions of multifractal and monofractal datasets are shown in Fig. 1. In Fig. 1–left panel there is a computed $\zeta(q)$ for foF2 from Sodankyla station. The nonlinearity is apparently seen which tells us that the process is multifractal. Exponent $\zeta(q)$ for a simple model, Brownian motion is linear (Fig. 1–right panel). Curves of $\zeta(q)$ on both panels differ significantly.

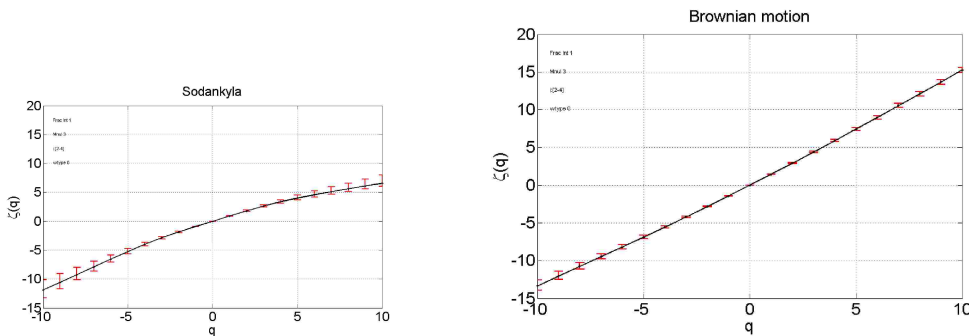


Figure 1. Left panel: Structure function $\zeta(q)$ derived from foF2 (Sodankyla observatory) is non-linear which indicates a multifractal process. Right panel: Linear structure function of Brownian motion as a model of a simple monofractal process.

Spectrum of singularities

The description of the scale-invariant properties may be done using singular measures α for measures (*Halsey et al.*, [1986], *Venugopal et al.*, [2006]), or its counterpart for functions, so called Hölder exponent, h (*Muzy et al.*, [1994], *Mallat*, [1998]):

$$|f(x_0) - f(x_0 + \epsilon)| \sim C|\epsilon|^{h(x_0)}, \quad (3)$$

where $0 \leq h(x_0) < 1$ characterizes the singularity of the function f at position x_0 . Similarly to the scaling function, we may compute $h(x_0)$ using wavelet transform. The spectrum of Hölder exponents h is denoted as $D(h)$. By definition, $0 \leq h < 1$ with the limits $h = 0$ corresponding to a discontinuity (e.g., step function) and $h=1$ corresponding to a discontinuity in the derivate (e.g. integral of a step function) (*Venugopal et al.*, [2006]). It is possible to generalize the definition of Eq. 3 to functions with higher order of singularities ($h > 1$), i.e. singularities exist in the higher order derivatives of the function (*Muzy et al.*, [1994]):

$$|f(x) - P_n(x - x_0)| \leq C|x - x_0|^{h(x_0)}. \quad (4)$$

Thus, $h(x_0)$ is the largest exponent such that there exist a polynomial $P_n(x)$ of order n that satisfies the above condition in the neighborhood of x_0 . For example, $h(x_0) = 0.7$ tells that function $f(x)$ is not differentiable at x_0 , $h(x_0) = 1.2$ tells that the function is differentiable at x_0 but it's derivative is not (the singularity is in the second derivative of the function). Similarly, we may define singularity spectrum $D(h)$ for $0 \leq h < \infty$ (Fig. 2).

Both structure function $\zeta(q)$ and $D(h)$ are directly connected as $D(h)$ is a Legendre transform of $\zeta(q)$. Thus, we may write $q = dD/dh$ and equivalently, $h = d\zeta(q)/dq$. In practical approach, to compute $D(h)$ the wavelet estimation and structure function is used.

Spectrum $D(h)$ describes the proportion of h_x at each point of the dataset. The most frequently occurring value is located at $\langle h \rangle$ and the variance of h_x is described by the width of

the curve. $D(h)$ is a function whose tangents $dD(h)/dh$ give the values of the moment q . From the Legendre transform, the signature of monofractality will be a linear $\zeta(q)$ spectrum of slope H and thus $D(h)$ will have only one value $h = \langle h \rangle = H$. Multifractality, i.e. the existence of a (wide) range of $h = [h_{min}, h_{max}]$, represents multifractal behaviour (Fig. 2–left panel).

Results and Discussion

In the Fig. 1–left panel there is a plot of the structure function of foF2 from Sodankyla station. It is seen that the process is multifractal as the $\zeta(q)$ departs from a linear function. Right panel presents a model dataset, Brownian motion with linear function $\zeta(q)$ (monofractal behavior). Both structure functions are of different type. As mentioned in the Section Method, the mono/multifractality of the process may be visualized using $D(h)$ distribution. $D(h)$ spectrum of foF2 from Sodankyla is seen in Fig. 2–right panel. Maximum of $D(h)$ is located at $h = 0.89 = \langle h \rangle$.

Table 1 provides values of $\langle h \rangle$ for all data sets involved into the study, i.e. Solar, Geomagnetic and Ionospheric data. The values can be in general divided into two groups. First group with $\langle h \rangle > 1$ consists of F10.7 and Dst. The second one with $\langle h \rangle < 1$ consists of Kp and AE indices and all studied critical frequencies. Moreover, values of $\langle h \rangle$ for Kp, AE, and ionospheric data is located in a relatively small interval $[0.70, 0.89]$ which may suggest a close relation between geomagnetic activity at midlatitudes and in auroral zone and ionospheric processes at studied stations. It confirms the fact that a geomagnetic activity is a dominant driver of the ionospheric processes. Multifractal behavior is consistent result for all time series of foF2 from all analyzed stations, solar and geomagnetic data.

Table 1. Values of $\langle h \rangle$ for solar, geomagnetic, and ionospheric data

Data	Solar		Geomagnetic		Ionospheric Stations					
	F10.7	Dst	Kp	AE	Roma	Pruhonic	Juliusruh	Uppsala	Moscow	Sodankyla
$\langle h \rangle$	1.71	1.02	0.70	0.77	0.79	0.80	0.86	0.86	0.87	0.89

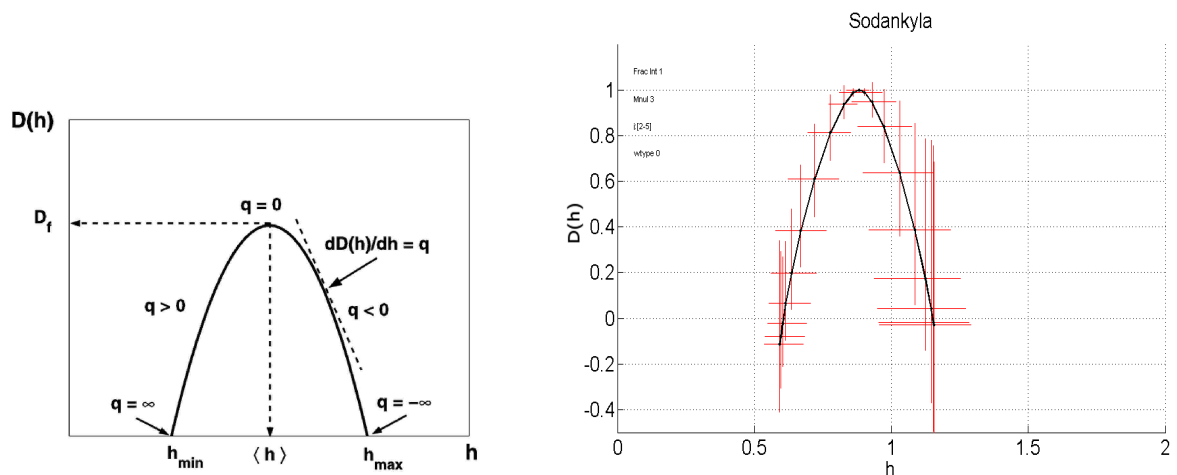


Figure 2. Left panel: Theoretical distribution $D(h)$. The most frequently occurring value is denoted as $\langle h \rangle$. As the curve is $dD(h)/dh = q$ it is located at the position where the slope is $q = 0$. The width of the curve is a description of the variance of the h values in interval $[h_{min}, h_{max}]$ and large interval is a signature of multifractality. Right panel: $D(h)$ distribution from Sodankyla station – the shape of the curve is characteristic for multifractality of the data.

Critical frequencies foF2 and Kp and AE indices show similar behavior by means of $\langle h \rangle$, while solar data and Dst index exhibit much different value of $\langle h \rangle$. It could be understood

that while solar activity is simply described by F10.7 the Dst index reflects effects of solar activity after being significantly filtered by the magnetosphere. Fig. 3 demonstrates relation between $\langle h \rangle$ computed from ionospheric foF2 index and geomagnetic and geographic latitude. This latitudinal dependence leads us to the conclusion that some other phenomena influence time series of foF2 (e.g., the circulation of the lower laying neutral atmosphere may influence the ionospheric dynamics).

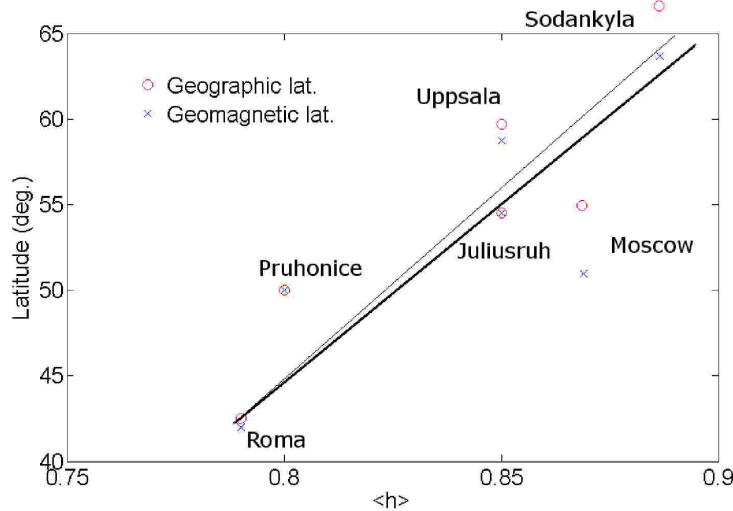


Figure 3. Relation between $\langle h \rangle$ and geomagnetic and geographic position of the ionospheric station. Higher values of $\langle h \rangle$ represent more regular behavior of the data. Thin and thick lines are regressions for geographic and geomagnetic position, respectively.

Stations located more north (Sodankyla, Uppsala, Juliusruh show more regular behavior than stations which are more south as Pruhonice or Roma. Differences in $\langle h \rangle$ are not large, but the dependence is obvious. We emphasize that the period range starts with one-day resolution and thus short time polar effects are not involved into the analysis. Processes at periods of length shorter than one day may be more irregular at the northern stations.

The ionospheric evaluation of the data has been dependent on the human operators, mainly in time when older analog stations were on duty, and thus differences between the observers and/or their variation could slightly affect the data (e.g., the frequency at which the analysers of the measurements changed at each station is very important parametr, however this information is very difficult to get in this time). Effect of operators on the quality of data is studied e.g. in *Kouba and Koucka Knizova*, [2011]. Close values of parameter $\langle h \rangle$ for ionospheric data foF2 (0.78–0.87) and for Kp (0.7) and AE (0.77) indices may confirm the fact that change in the geomagnetic activity in auroral and middle-latitude zone provokes significant response in the ionosphere. Large difference between $\langle h \rangle$ for solar flux and foF2 suggests that the link between these two series is more complicated than we had expected. Similarly, Dst in some extent reflects the solar activity which is filtered by the magnetosphere and the corresponding $\langle h \rangle = 1.02$ is as well different from $\langle h \rangle$ of foF2.

Conclusion

We studied inner structure and behavior of time series of foF2, geomagnetic, and solar data from four solar cycles. At scales of 2–32 days we have detected similarities in scaling properties of foF2, Kp and AE indices. All of them show similar value of parameter $\langle h \rangle$. This similarity suggests direct connection between ionospheric and geomagnetic activity of polar and middle latitudes.

Connection between critical frequencies and solar flux represented by F10.7 is probably non-linear, hence it may explain problems when the linear equations are used to predict a state of the ionosphere (Mikhailov *et al.*, [1999], Mikhailov *et al.*, [2007], Wintoft and Cander, [1999], among others). Our finding supports idea that ionosphere reacts directly/immediately to the changes of magnetic field described by indices AE and Kp. Despite the fact that Sun is the most important source of ionization, reaction of the ionosphere described by critical frequency foF2 to changes in solar activity characterized by F10.7 is more complicated and must include other parameters, e.g. history of the system etc. Moreover, although solar parameter F10.7 generally describes solar activity it is perfectly valid just in one part of spectra and it does not cover all important parts of the spectrum, e.g. the wavelengths which are responsible for the ionizing processes. Dst index which is widely used in ionospheric science to describe disturbed periods exhibits different value $\langle h \rangle$ than ionospheric time series foF2. However, analysis extended by the foF2 data measured also in the equatorial region is necessary. Scaling parameters $\langle h \rangle$ of time series foF2 show clear latitudinal dependence. Higher-located stations have more regular course of foF2 than those located in lower latitudes. Multifractal distribution $D(h)$ of foF2 suggests that at studied stations the lower laying neutral atmosphere significantly influences processes in the ionosphere. It means that neutral atmosphere likely plays an important role and cannot be neglected in the prediction models. Our future research will involve data from stratosphere.

Acknowledgments. This work has been supported by the Grant GA AV R IAA300420704.

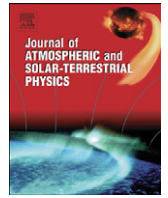
References

- Aby, P., Sauli, P., Boska, J., Wavelet Based Analysis of Scaling Phenomena in the F-region Electron Concentration. *AGU, San Francisco, USA*, 2002.
- Burlaga, L. F. and Klein, L. W., Fractal Structure of the Interplanetary Magnetic Field, *J. Geophys. Res.*, 91, A1, 347–350, 1986
- Cander, L.R. Ionospheric Ground-based Measurement Networks. *Earth, Moon and Planets* 100, 37–40, 2009.
- Daubechies, I. Ten Lectures on Wavelets. *Society for Industrial and Applied Mathematics Philadelphia, Pennsylvania*, 1992.
- Davies, K., Ionospheric Radio *Peter Peregrinus Ltd., London*, 1990.
- Davis, A., Marshak A., Wiscombe, W. and Cahalan, R. , Multifractal characterizations of non-stationarity and intermittency in geophysical fields, observed, retrieved, or simulated, *J. Geophys. Res.*, 99, pp. 80558072, 1994.
- Davis, A., Marshak, A., Wiscombe, W., Cahalan, R., Scale Invariance of Liquid Water Distributions in Marine Stratocumulus. Part I: Spectral Properties and Stationarity Issues. *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 53, no 11, pp. 1538–1558, 1996.
- Halsey, T.C., Jensen, M.H., Kadanoff, L.P., Procaccia, I., Shramain I., and Shramain B.I, Fractal measures and their singularities: The characterization of strange sets, *Physical Revue, A*, 33, pp. 1141–1151.
- Hargreaves, J.K., The solar-terrestrial environment. *Cambridge University Press*, 1992.
- Kouba and Koucka Knizova, Influence of non-vertical echoes to ionogram scaling, *WDS'09 Proceedings of Contributed Papers, Part II*, MATFYZPRESS, 2011, submitted.
- Mallat, S., A wavelet tour in signal processing, *Academia Press*, NY, 1998.
- Mikhailov, A.V., Depuev, V.H., and Depueva, A.H., Short-Term foF2 Forecast: Present Day State of Art. *Springer*, 2007.

MOŠNA AND KOUČKÁ KNÍŽOVÁ: SCALING ANALYSIS

- Mikhailov, A.V., de la Morena, B., Miro, G., Marin, D., A method for foF2 monitoring over Spain using the El Arenosillo digisonde current observations. *Annali di Geofisica*, vol. 42, 4. 1999.
- Muzy, J.F., Bacry, E., Arneodo, A., The multifractal formalism revisited with wavelets, *International J. Bifurcation and Chaos*, 4, pp. 245–302, 1994.
- Sauli, P., Cosson, P., Abry, P., Scaling in the Ionosphere-Magnetosphere System. *The Second European Space Weather Week, Noordwijk, Netherlands*, 14-18 November 2005.
- Sauli P., Abry P., Altadill D., Boska J., Detection of the wave-like structures in the F-region electron density: Two station measurements. *Studia Geophysica et Geodaetica*, 50(1) 131–146, 2006.
- Voros, Z., Jankovicov, D., and Kovacs, P., Scaling and singularity characteristics of solar wind and magnetospheric fluctuations, *Nonlin. Proc. Geophys.*, 9, 149–162, 2002.
- Venugopal, V., Roux, S., Foufola-Georgiou, E., and Arneodo, A., Revisiting multifractality of high resolution temporal rainfall using a wavelet-based formalism. *Water Resources Research*, 2006.
- Wintoft, P. and Cander, Lj. R., Short-term prediction of fof2 using time-delay neural network, *Physics and Chemistry of the Earth, Part C: Solar, Terrestrial and Planetary Science*, Vol. 24, Issue 4, pp. 343–347, 1999.

A7 Roux et al. (2012)



Ionosphere fluctuations and global indices: A scale dependent wavelet-based cross-correlation analysis

S.G. Roux ^{a,*}, P. Koucká Knížová ^b, Z. Mošna ^b, P. Abry ^a

^a Laboratoire de Physique (UMR 5672), CNRS, Ecole Normale Supérieure, Lyon, France

^b Institute of Atmospheric Physics ASCR, Czech Republic

ARTICLE INFO

Article history:

Received 6 August 2011

Received in revised form

21 March 2012

Accepted 26 March 2012

Available online 5 April 2012

Keywords:

Ionosphere

F-layer

foF2-measurements

Global indices

Solar activity

Geomagnetic activity

Cross-correlation

Scale invariance

Wavelet transform

Wavelet coherence function

ABSTRACT

Ionosphere corresponds to the ionized upper part of atmosphere. Characterizing ionosphere variations is of major importance to address both practical (radio-communications and navigation systems) and theoretical (Space–Earth coupling, climatological global change, and human activity impact) issues. Therefore, establishing a statistical description of ionosphere variations and relating them to potential driving sources such as global solar and geomagnetic activities constitute important stakes. Often, ionosphere variations are described in terms of long-term trends versus short-term fluctuations. To better ground such a separation, instead of performing a classical and arbitrary low-pass versus high-pass filtering operation, it is here, instead, propose to recourse to a scale dependent analysis. It is based on a (continuous) wavelet transform and the wavelet coherence function. Applied to F2-region critical frequency data, locally measured at 11 mid-latitude European stations, as well as to five global solar and geomagnetic indices, these tools show that ionospheric variations are well described by the superimposition of well-defined long-term cycles with highly correlated fractional Gaussian noise fluctuations. Also, they show that mid-latitude European stations display highly correlated variations even for short-term fluctuations and that, while solar activity mostly drives long-term cycles, short-term fluctuations and scaling properties are essentially controlled by geomagnetic activity.

© 2012 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

1.1. Motivation

Variability in (the F-region of) Ionosphere. Ionosphere consists of a plasma formed in the upper layers of the atmosphere, at heights corresponding to mesosphere and thermosphere, with high density of free electrons. Ionosphere therefore behaves as a large system showing a strong variability in its concentration fluctuations over a broad continuum of time-scales ranging from minutes (such as for e.g., Traveling Ionospheric Disturbances) to years (e.g., long-term variations such as those induced by the solar cycle). A comprehensive characterization of such fluctuations is of major importance notably for radio-communications and navigation systems. Indeed, with the increasing human activity in space, which degrades substantially the quality of satellite navigation systems (phase cycle slips, receiver loss of lock, etc., cf. e.g., Zolesi and Cander, 2004), ionospheric variability appears of great importance because of its impact influence on communication with ground. Ionosphere

variability analysis may also potentially bring new and significant knowledges related to *ionospheric climatology*. The ionospheric F-region variability notably has received increasing attention and efforts (cf. e.g., Forbes et al., 2000; Rishbeth and Mendillo, 2001; Mendillo et al., 2002), mostly due to the role ionosphere plays into Earth environment mechanisms via coupling processes stemming from above and below.

Solar and geomagnetic impact on Ionosphere. It is widely accepted that the solar and geomagnetic activities act as the main drivers of the ionospheric variability, although meteorological causes transmitted from below may also contribute significantly (cf. Prolss, 2004). For instance, ionospheric disturbances and storms often follow geomagnetic disturbances. Therefore, numerous attempts were conducted to assess correlation between geomagnetic and/or solar indices and ionospheric variability (cf. Wu and Wilkinson, 1995; Kutiev et al., 1999; Francis et al., 2000; Richards, 2001; Mendillo et al., 2002, amongst many others) and to derive models for ionospheric fluctuation predictions (cf. Mikhailov, 1999 for a review of such models and limitations). Comparative studies tried to assess the solar wind impact on magnetospheric variability (cf. e.g., Consolini et al., 1996; Consolini and de Michelis, 2005). Despite those efforts, it is commonly admitted that ionosphere fluctuation forecasting remains in an unsatisfactory state and that there is still a lot to achieve to refine correlation characterization and prediction models.

* Corresponding author. Tel.: +33 4 72 72 83 78; fax: +33 4 72 72 89 50.

E-mail addresses: stephane.roux@ens-lyon.fr (S.G. Roux),

pkn@ufa.cas.cz (P. Koucká Knížová), patrice.abry@ens-lyon.fr (P. Abry).

Variability: trend versus fluctuations. Classically, the analysis of ionosphere variability relies on a split in terms of *long term* versus *short term* variations. The former are usually associated to phenomena such as the 11-years solar cycle or the 1-year Earth rotation period and hence to well-identified periodicities. However, the later turn out to be related to well defined periodicities in a much less clear manner. A number of research articles aimed at *detecting physically meaningful structures* with well defined *short term* periodicities, with the intention to attribute founding physical mechanisms to *short-term* variability. Notably, Laštovička et al. (2003) and references therein concluded that structures characterized by a continuum of *short-term* periodicities (from day to month) could actually be identified in ionosphere fluctuations. This observation suggests a major change in the analysis paradigm: instead of describing ionospheric variability as a collection of structures with a continuum of periodicities, it is better analyzed and described using the *scale invariance* (or *scaling*) paradigm: i.e., statistical models and analysis tools that rely on the assumption that there exists no preferred scale of time that plays a specific role, or equivalently that all time scales are equally important. This has already been envisaged in the context of solar and geomagnetic activity characterization. For instance, the scaling properties of the solar wind and its correlation to magnetosphere variability were studied in e.g., Freeman et al. (2000), Uritsky et al. (2001), and Vörös et al. (2002). Indeed, one of the main manifestations of the interaction between solar wind and magnetosphere (and consequently ionosphere) are magnetospheric storms, which represent a global response of the magnetosphere to changes of solar wind condition. Also, Uritsky et al. (2001) found that solar wind has essentially different scaling features and hence does not control the dynamics of the AE index for time-scales shorter than a few hours. Comparisons between scaling properties of the interplanetary magnetic field (IMF) outside magnetopause and within the Earth's magnetospheric tail show a reduction of the fractal dimension of the measured magnetic field (Kabin and Papitashvili, 1998). In Consolini and Marcucci (1997), it has been proposed that the scaling properties of the ionospheric indices are relevant *at small scales* and that ionosphere–magnetosphere interaction can be characterized in terms of turbulence and intermittent phenomena. In Tsurutani et al. (1990), classical spectral analysis enabled the authors to show that the power spectrum of the AE index exhibits two different power-law behaviors (hence scaling), that can be attributed to magnetosphere and to the solar wind activities for the high and low frequencies respectively. Using multifractal analysis yield further characterization (cf. Vörös, 2000).

1.2. Goals, contributions and outline

Goals. The use of the scale invariance paradigm for the analysis and modeling of ionosphere variability constitutes the founding motivation for the present contribution. More precisely, the aim is to obtain a comprehensive picture of the spatial and temporal variability of (the F-region of) ionosphere, through a statistical times series description that combines periodicities and scaling. Also, it is intended to examine the extent to which and the ranges of time-scales where this variability is mostly produced by the two main drivers, namely magnetosphere and solar activity.

Contributions and outline. To that end, local foF2-measurements collected at 11 different mid-latitude stations, located in the north-hemisphere, over more than two solar cycles, together with five global indices (two for solar and three for geomagnetic activities) are analyzed jointly. These data sets are thoroughly described in Section 2.

First, data are analyzed using standard spectrum analysis tools and a classical trend versus fluctuation decomposition is performed

using traditional low pass filtering. Correlation coefficients computed between different stations and between stations and indices provide a comparison of cross-correlations measured over the entire time series, or over the trends or the fluctuations. These analysis and results are reported in Section 3. They naturally call into question the implicit arbitrariness in the choice of the separation scale within the split into trend versus fluctuations.

To investigate this, instead of the classical low-pass/high-pass split, a multiresolution decomposition (or wavelet transform) is used (cf. Section 4.1). First, the formal equivalence between the classical Fourier spectrum and the wavelet spectrum is explained and illustrated (cf. Section 4.2) and scaling properties in ionosphere fluctuations are assessed quantitatively in terms of scaling range and scaling exponents (cf. Section 4.3). Second, the so-called wavelet coherence function enables to perform a scale dependent assessment of the cross-correlations amongst stations and between stations and global indices (cf. Section 4.4). Third, these cross-correlation analyses lead to the formulation of a predictive model based on a scale dependent linear combination of two global indices with a correlated Gaussian noise, aiming at forecasting the variability of the measurements performed at each stations from only that of some of the global indices (cf. Section 4.5).

A preliminary and partial version of this work was presented at ICASSP 2011 (cf. Roux et al., 2011).

2. Data sets

Under the *International Geophysical Year* (IGY) scientific project, that lasted from July 1, 1957 to December 31, 1958, wide systems of observatories for vertical ionospheric sounding were built up for series of measurements during a period of maximum solar activity. Four World Data Centers for the collection and exchange of ionospheric information were set up. This worldwide collaboration in upper atmospheric measurements still continues today through the World Data Center system. Some of the vertical ionospheric stations still operate up to now and their measurements represent the longest time series available for many types of ionospheric research. All data used in the present work were retrieved from these archives.

2.1. Local foF2-measurements

In the present contribution, it has been chosen that the variability of the ionosphere is described via that of the critical frequency of the F2-layer (hereafter referred to as foF2-measurements). It consists of the highest plasma frequency on the electron concentration profile. It is unanimously considered as a representative parameter for the state of ionosphere and is also the most important ionosphere parameter for radio communications. Ionograms (height-frequency characteristics) are routinely recorded by a ground-based ionosonde and Digisonde station network, every hour, and collected into the World Data Center (WDC) databases. Then, foF2 time series are extracted from these ionograms (cf. e.g., Wakai et al., 1985).

For the present study, the foF2 time series analyzed correspond to daily foF2-measurements, extracted as a median around noon, from 11 stations, covering the European and Asian mid-latitude sector, from January 1, 1971 to December 31, 1998. This hence enables to examine latitude dependences in analysis, an important issue as ionosphere fluctuations are expected to vary greatly with geographical locations (polar, auroral, mid-latitudes, and equatorial zones). As is typical in many geophysical data sets, there are numerous missing data, associated to instrument failure or physical conditions that prevent determination of the critical

frequency (for instance blanketing by sporadic E layer). To avoid to induce bias in the scale dependent cross-analysis proposed here, no interpolation is performed and analysis is conducted for each time series, or pairs of time series, on the longest consecutive segment of data with no missing data. Information on the station characteristics and the corresponding data sets are provided in Table 1. Representative examples of time series are illustrated in Figs. 1(a) and 3(a).

2.2. Global indices

2.2.1. Geomagnetic indices

The global geomagnetic activity is well described by several indices. In the present work were selected those referred to as Kp, Dst and AE, as they account for geomagnetic changes equally under quiet or strongly disturbed circumstances. While the former belongs to the general K-family, the two latter indices are designed to target specific and different parts or characteristics of the Earth magnetic field behavior.

Auroral electrojet. The auroral electrojet (AE) indices are designed to provide a global, quantitative measure of auroral zone magnetic activity produced by enhanced ionospheric currents flowing below and within the auroral oval. The auroral electrojet (AE) index is a widely studied parameter describing the state of the geomagnetic field. The AE index plays an important role in investigating magnetospheric response to solar wind changes, especially with respect to global non-linear dynamics and intermittent turbulent relaxation phenomena (Consolini et al., 1996; Consolini and Marcucci, 1997; Freeman et al., 2000; Price and Newman, 2001; Watkins, 2002; Consolini and de Michelis, 2005 among others).

Kp. Planetary index Kp is designed to measure solar particle radiation by its magnetic effects. It is a planetary 3-h indicator of the general level of magnetic activity caused by the solar wind.

Dst. Dst index is the most widely used low latitude index with a 1-h resolution. It describes the changes of ring current and is measured at four stations close to (but not at) the equator. Changes of ring current are reflected in the horizontal value of the magnetic field (cf. Tascione, 1994).

The time series of Kp and Dst indices contain no missing data within the studied period (from January 1, 1971 to December 31, 1998). They are illustrated in Fig. 1.

2.2.2. Solar indices

Sunspot number (SSN). The sunspot number quantifies the solar activity by means of normalized observations of grouped or isolated sunspots.

F10.7. F10.7 index captures changes of solar activity within solar cycles, via the measure of the solar radio flux per unit frequency at wavelength 10.7 cm, near the peak of the observed solar radio emission. It extends back to 1947, and is the longest direct record of solar activity available, other than sunspot-related quantities.

These two indices constitute the longest available direct record of solar activity (cf. e.g., Ulich, 2000) and are illustrated in Fig. 1.

3. Trend versus fluctuation decomposition: Fourier analysis

3.1. Classical spectral analysis

The Power Spectrum Density (PSD) is estimated using the classical Welch periodogram, with a Blackman window of size 3 years and a 50% overlap. In Fig. 2 are shown spectra obtained from each time series.

For foF2-measurements, the PSD is similar for all stations. A spectrum averaged across station is illustrated in Fig. 3(a) (dark gray). It clearly shows a one-year (365-day) period, together with

Table 1
foF2 critical frequency measurements: characteristic of the stations and data sets.

Station	Arkhangelsk	Dourbes	Kaliningrad	Kiev	Lannion	Lycksele	Moscow	Paris	Poitiers	Southuist	Uppsala
Latitude	64.5	50.1	54.7	50.7	48.5	64.6	55.5	48.1	46.6	57.4	59.8
Begin	1.1.1971	5.28.1974	1.1.1971	1.1.1978	1.12.1971	4.24.1973	1.1.1971	1.12.1971	4.24.1973	12.8.1971	1.1.1971
End	4.25.1989	10.23.1988	8.26.1989	12.31.1988	5.25.1987	6.27.1990	1.31.1988	6.6.1987	2.28.1994	2.19.1983	7.21.1991
Number of samples	6690	5263	6813	4018	5978	6274	6240	5990	7616	4092	7507

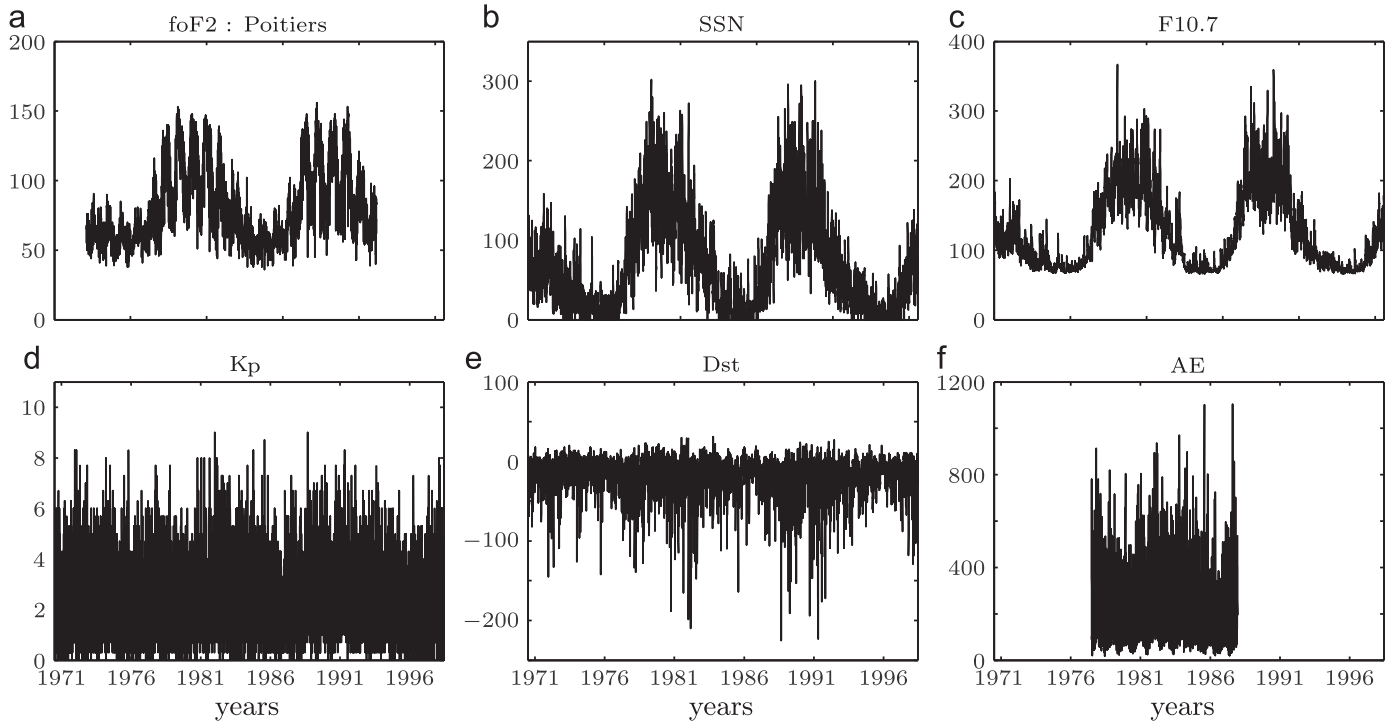


Fig. 1. Data set: raw signals without missing data. For foF2 measurement in (a) the longest segment available is shown.

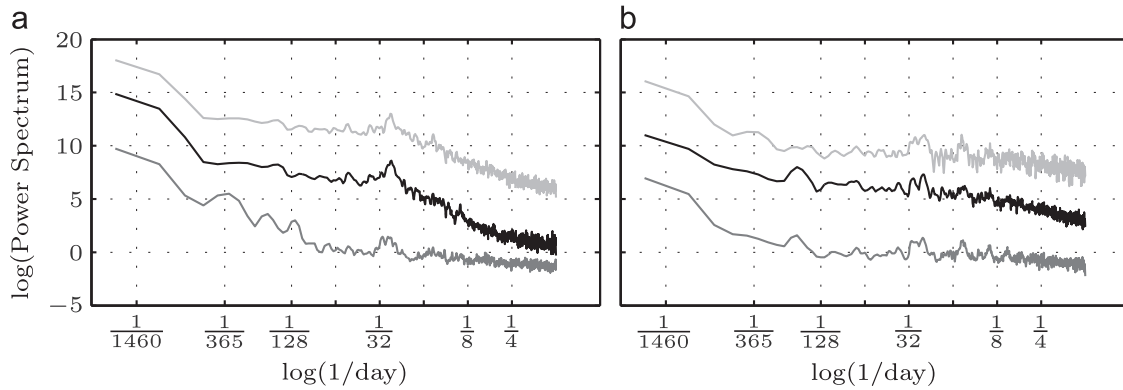


Fig. 2. Power spectrum: (a) SSN (light gray), F10.7 (black) and foF2 averaged over all station (dark gray) and (b) KP (light gray), DST (black), and AE (dark gray).

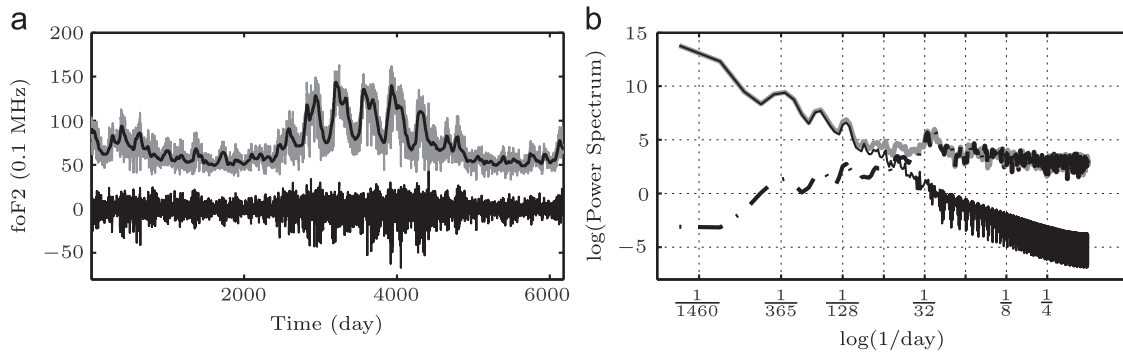


Fig. 3. Trends and fluctuations: (a) raw data (gray), trend (solid) and fluctuations (dashed) and (b) corresponding power spectra.

two other periodicities close to 180 and 120 days, understood as higher order harmonics of the fundamental 365-day period, induced by the numerous non-linear mechanisms entering the equations governing ionospheric plasma variabilities. A double peak at 27-day and 31-day periods is also clearly observed and is

present for all stations, except Uppsala, where it is less clear to assess the presence of a double peak. The 27-days period is naturally related to the Sun rotation.

The PSD of solar indices (cf. Fig. 2(a)) shows only a characteristic cycle with a 27-day period whereas the PSD of the

geomagnetic indices displays a clear double peak at 27-day and 31-day periods (cf. Fig. 2(b)). This behavior can be interpreted as a modulation of the 27-day period. Geomagnetic indices show a peak at a 180-day period related to the seasonal summer/winter cycle of the tilt angle of the Earth dipole axis toward and away from the sun. To the best of our knowledge, the 31-day period found both for foF2 measurements and for geomagnetic indices is not often mentioned (except in Apostolov et al., 2004 where a significant band of sharply defined peaks around the 27-day solar rotation period, between 25 and 31 days is mentioned). The causes of this multi-peaked structure were analyzed mainly for solar and geomagnetic parameters were combined effects of solar rotation and active region evolution, or its longitudinal distribution, may produce this structure (Fenimore et al., 1978; Letfus and Apostolov, 1980; Bouwer, 1992). A clear physical explanation for foF2 remains to be proposed. Yet, the peak at 31 days pleads for a geomagnetic origin of the oscillation rather than for the influence of the lower atmosphere.

For scales of time beyond this 27-day period, the existence and persistence of quasi-periodic oscillations of sporadic nature within foF2 time series, whose periods are varying in a wide range up to 35 days, with prominent peaks at 2, 5, 10 or 16 days, have been largely reported in the literature. For example, Harris (1994) showed the occurrence quasi-periodic oscillations with 2-day pseudo-period in mesospheric zonal and meridional winds over Adelaide, and lasting for 2–3 weeks generally following mid-summer; Clark et al. (2002) showed the occurrence of 7-day periods waves in mesospheric wind measurements that lasted more than 20–25 days during August–September 1993. Pseudo-waves of quasi-2-day and 3–5-day periodicities in equatorial mesospheric winds were reported by Gurubaran et al. (2001) and Vincent (1993), and by Takahashi et al. (2002) in mesospheric airglow intensity. More recently, direct evidence of pseudo-waves role on mid-latitude sporadic E-layer generation, based on foEs data from an extended longitudinal chain of stations was provided by Haldoupis and Pancheva (2002). The reader is referred to Apostolov et al. (1998), Forbes and Leveroni (1992), Laštovička (1996), Laštovička and Pancheva (1991), Fagundes et al. (2005) or Altadill et al. (2003) for further examples and a review of such sporadic short time oscillations can be found in Abdu et al. (2006). Altadill and Apostolov (2003) estimate that geomagnetic activity variations can drive at least 20–30% of the planetary waves with periods of about 2–3, 5–6, 10 and 16 days, but even up to 65–70% for the planetary waves with periods of about 10 and 16 days, and they practically drive 100% of those with periods of about 13.5 days. For further examples on the role of geomagnetic activity on Ionosphere fluctuations the reader is referred to Mursula and Zieger (1996) and Lei et al. (2008).

Interestingly, despite the existence of these numerous sporadic waves with multiple different oscillation periods, spectra computed from both foF2 measurements and global indices show no specific frequency nor any privileged time scales, but instead exhibit clear power-law behaviors (cf. Fig. 2). In other words, for scales beyond the 27-day period, i.e., at finer (or shorter-term) scales, no specific scale can be singled out or considered as characteristics. Instead, it can be considered that all time scales are playing equivalent role. Such power law spectra suggest the following interpretation for fine scale fluctuations: they consist not of a single mechanism relying on a single time scale, but instead result from the superimposition of a collection of (possibly very different) physical mechanisms occurring randomly with various characteristic scales, ranging from the day (current lower data resolution) to the month. For the present data, it can be suspected that this mechanism holds for coarse scales up to 120 days, though here masked by the superimposition of the 27-day period. This situation is commonly referred to as *scale invariance*,

or *scaling*, and implies that data can be well-modeled by a stationary random process whose spectrum is characterized by a power-law behavior

$$\Gamma_X(v) \sim C|v|^{-\gamma}, \quad |v| \rightarrow +\infty. \quad (1)$$

Scale invariance implies a change in paradigm, instead of focusing on specific cycles, mechanisms that relate scales together should be investigated. This further motivates the use of a scale dependent (or multiresolution) analysis, based on wavelet decomposition (cf. Section 4.1).

3.2. Trend versus fluctuations

Classically, splitting a time series X into *long-term* versus *short-term* fluctuations can be achieved by low-pass and high pass-filtering. Let X_d denote the low-pass filtered version of X , obtained by convolution with a low-pass filter. The spectral analysis above combined to the heuristic description of the variability in Ionosphere commonly used in the geophysics led us to choose a size of 64 days for the Blackman window, this arbitrariness being further discussed below. X_d is obtained by difference: $X_d = X - X_a$ and correspond to the *short-term* fluctuations while X_a quantifies the *long-term* trend. Trends and fluctuations obtained using this filtering technique are superimposed in Fig. 3(b). Unsurprisingly, it shows that the trend X_a captures the well-established coarse scales periodicities, while the details X_d essentially describe the scale invariance regime. Often, it is commonly, but erroneously, written in the literature that *long-term* trends, envisaged as a non-stationarity in data that would mimic a scaling behavior in the spectrum, could be the cause for the spurious observation for scaling or scale invariance in data. The spectrum estimated from X_d alone clearly shows the same scaling behavior as that observed in the entire data X : this fact illustrates unambiguously that scale invariance is not caused by the *long-term* trend: instead, trends and scaling exist independently in two different ranges of scales and are superimposed into X . This will be further discussed in Section 4.3.

3.3. Cross-correlation analysis

The correlation coefficient is a classical measure to assess linear dependency between two stationary signals X and Y . It is defined as

$$\rho = \frac{(X - \bar{X})(Y - \bar{Y})}{\sqrt{(X - \bar{X})^2} \sqrt{(Y - \bar{Y})^2}}, \quad (2)$$

where $\bar{X} = (1/N) \sum_{i=1}^N X_i$ and $\sqrt{(X - \bar{X})^2}$ denote respectively the sample mean and sample variance classical estimates. In the spirit of the Periodogram procedure, the estimate $\hat{\rho}$ of ρ is practically obtained by averaging estimates obtained from 50% overlapping sliding windows, each window covering roughly a 3-years long duration.

foF2-measurements. Correlation coefficients estimated from all pairs of foF2-measurements are shown in Fig. 4(a, *), as a function of the latitude difference between the station locations and is found to remain very high for all pairs. It could be due to the common long-term trend embedding all foF2 time series. Therefore, ρ are also estimated for all pairs of stations on trends and fluctuations, independently. As expected, trends are found to be highly correlated (cf. Fig. 4(a, ○)), indicating a common and single external driver globally forcing the same trend over all stations. More surprisingly, the details, or short-term fluctuations, are found to remain positively and strongly correlated: the correlation coefficients tend to decrease only very slowly when the difference in latitude increases (cf. Fig. 4(a, +)). This indicates

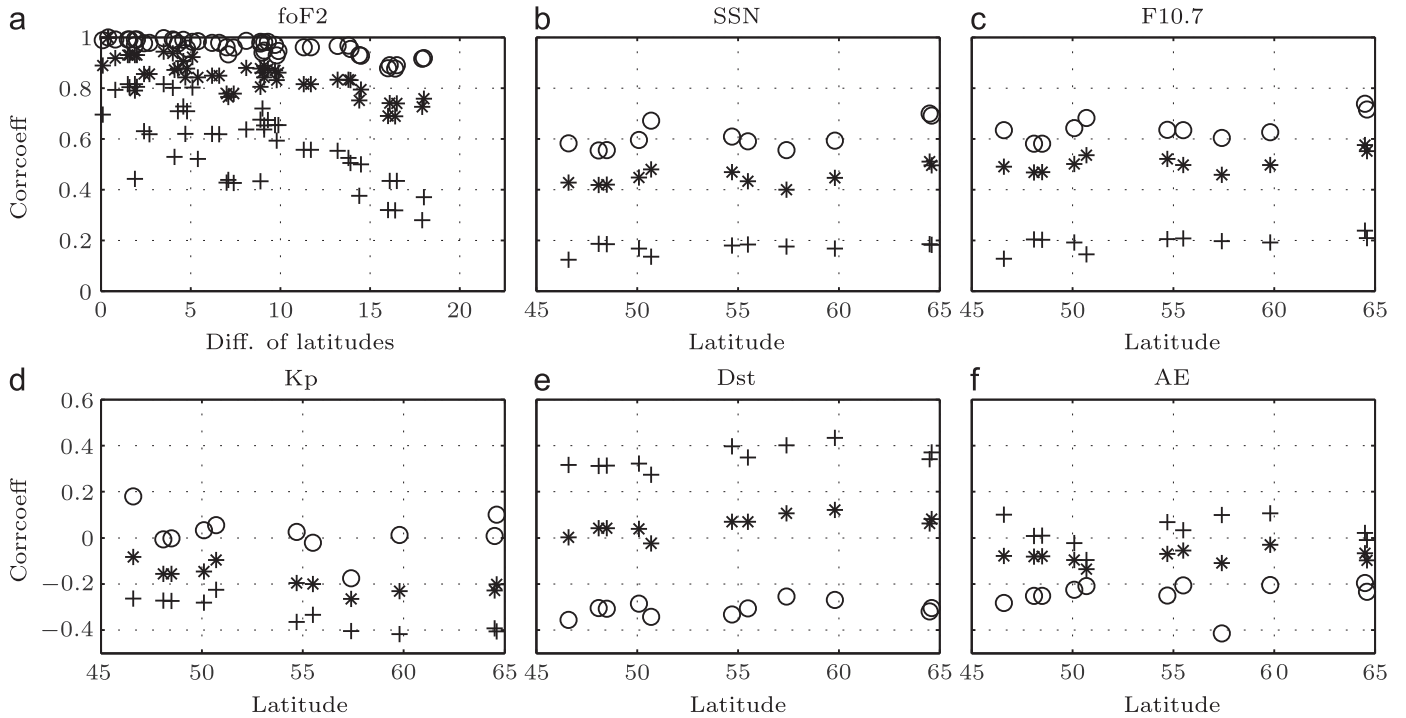


Fig. 4. Correlation coefficient: versus latitude difference (for foF2 data) and versus latitude (for the indices). Raw data (*), trend (o) and fluctuations around trend (+).

Table 2
Correlation coefficients: top right triangle: raw data and trends (in bold font) and bottom left: fluctuations. For foF2 data, $\bar{\rho}$ is averaged over the 11 stations.

Indice	SSN	F10.7	Dst	AE	Kp	foF2
SSN		0.84	-0.08	-0.07	0.03	0.43
F10.7	0.68	0.94	-0.22	-0.45	0.19	0.56
Dst	0.00	-0.05	-0.14	0.03	0.04	0.51
AE	0.05	0.01	-0.22	0.12	0.11	0.64
Kp	0.00	0.00	-0.66	-0.19	-0.66	0.06
foF2	0.14	0.19	0.35	0.02	-0.33	0.03

that, for these mid-latitude stations, there are common physical phenomena that drives not only the long-term trend but also the short-term fluctuations. The remaining part of the fluctuations is likely to be driven by wave activity in neutral atmosphere.

Global indices. Correlation coefficients measured amongst the various indices are reported in Table 2. Both for trend and fluctuations, the two solar indices are found to be highly correlated. The three geomagnetic indices are weakly cross-correlated, except for Dst and Kp that are found anti-correlated. This is consistent with the definition of the indices: a decrease in Dst indicates the beginning of a geomagnetic disturbance while Kp describes the level of disturbance. Solar and geomagnetic indices are found to be uncorrelated both for trends and fluctuations.

Local foF2-measurements versus global indices. Fig. 4(b)–(f) shows correlation coefficients as functions of the station latitudes, for raw data, trends and details. This shows no clear dependence of the correlation coefficients with latitude, neither for raw data, nor for trends or fluctuations. Correlation coefficients averaged over stations are then reported in Table 2. Long-term trends in foF2-measurements are strongly correlated to the solar indices, while short-term fluctuations are found to be rather

correlated to the geomagnetic indices (positively to Dst and negatively to Kp). Interestingly, while Dst appears to be not correlated with foF2, for raw data, it turns out that trends are significantly anti-correlated while short-term fluctuations are equally significantly but positively correlated. This latest example naturally calls into question the arbitrariness of the chosen scale for the separation of short-term fluctuations and long-term variations: How would the results obtained above be changed if the characteristic split scale had been chosen different? This question can be better addressed by defining a scale dependent, or multiresolution, analysis.

4. Multiresolution decomposition: wavelet analysis

4.1. Wavelet analysis

Wavelet transforms aim at producing a multiresolution analysis of a signal. Notably, the coefficients of the continuous wavelet transform (CWT) result from comparisons, by means of inner products, of the signal X to be analyzed against a collection of dilated and translated templates:

$$\psi_{a,\tau}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t-\tau}{a}\right), \quad T_X(a,\tau) = \int X(t) \psi_{a,\tau}(t) dt, \quad (3)$$

where a and τ denote the scale and translation parameters respectively. The elementary function $\psi(t)$ is referred to as the mother-wavelet and its energy remains mostly concentrated jointly within as narrow as possible time ($\Delta\tau$) and frequency (Δf) supports, with $\Delta\tau\Delta f \geq 1/(4\pi)$. For the wavelet transform to be invertible, it is required that the mother function be a band-pass (hence oscillating) function

$$\int \psi(t) dt \equiv 0.$$

Therefore, the wavelet coefficients essentially measure the amount of energy in X around time τ and at scale a , so that they

can be interpreted as the joint time and scale content of the data. Making use of the band-pass nature of the mother wavelet, the analysis scale a can be converted into a frequency $f = f_0/a$, with f_0 a constant depending on the choice of $\psi(t)$

$$f_0 = \frac{\int_0^{+\infty} f |\tilde{\Psi}(f)|^2 df}{\int_0^{+\infty} |\tilde{\Psi}(f)|^2 df},$$

where $\tilde{\Psi}(f)$ denote the Fourier transform of ψ . Therefore, the $T_X(a, \tau)$ can also be read as time and frequency content of the data around time $\tau (\pm a\Delta\tau)$ and frequency $f = f_0/a (\pm \Delta f/a)$. For further introduction to wavelet transforms, the reader is referred e.g., to Mallat (1998).

The mother-wavelet ψ used here is the second derivative of the Gaussian function.

4.2. Wavelet spectrum versus Fourier spectrum

When X is a second-order stationary process with spectrum Γ_X , it has been shown (cf. e.g., Abry et al., 1995), using the band-pass nature of the mother wavelet ψ , that the quantity, $\mathbb{E}T_X(a, t)^2$, that can be referred to as the wavelet spectrum X , i.e., a measure of the frequency content of X around frequency f_0/a , that can be related to its classical spectrum as

$$\mathbb{E}T_X(a, t)^2 = \int \Gamma_X(f) a |\tilde{\psi}(af)|^2 df. \quad (4)$$

The quantity $S(a) = \sum_{k=1}^{n_a} T_X(a, k)^2 / n_a$ (with n_a the number of $T_X(a, \tau)$ available at scale a) constitutes a natural estimator for $\mathbb{E}T_X(a, t)^2$, $S(a)$ can be read as the wavelet spectrum estimator, i.e., the wavelet counter part of the Welch estimator for the classical spectrum. Fig. 5(a) illustrates this wavelet spectrum and shows that it can be superimposed to and compared against to the classical spectrum (b). Fig. 5 suggests that the classical spectrum

is better suited for detecting well-defined periodicities in the data, while, as shown in Abry et al. (1995) and Veitch and Abry (2001), the wavelet spectrum enables to better evidence and analyze scale invariance.

4.3. Scaling analysis

When X possesses scale invariance of the form $\Gamma_X(v) \simeq C|v|^{-\gamma}$, $|v| \rightarrow +\infty$, then its wavelet spectrum estimator reads: $S(a) \simeq |a|^\gamma$, $|a| \rightarrow 0$ (cf. e.g., Abry et al., 1995; Veitch and Abry, 2001). Therefore, the scaling exponent γ can be estimated by means of linear regression in the log-scale diagram, $\log_2 a$ versus $\log_2 S(a)$, such as those illustrated in Fig. 6. Moreover, it has been shown that the estimation of the scaling parameter γ is more accurate when based on the wavelet spectrum than when based on the classical spectrum (cf. e.g., Abry et al., 1995; Veitch and Abry, 2001). By analogy to fractional Brownian motion and fractional Gaussian noise, γ is often rewritten in terms of self-similarity (or Hurst) parameter H according to $\gamma = 2H - 1$.

For the data analyzed here, regressions are performed over scales ranging from 1 to 27 days. Scaling and linear fits are illustrated in Fig. 6(a) for the solar indices and in Fig. 6(b) for geomagnetic indices. The log-scale diagrams of the foF2 measurements are averaged over all stations and plotted in Fig. 6(a) and (b) for comparison. Error bars correspond to standard deviations of the estimation, obtained from 3 years long segments, with 50% overlap (104 segments for foF2, 17 for the indices except for AE, where only 7 segments are available). For the global indices, estimated H s are reported in Table 3. For foF2 measurements, it takes the average value of $\hat{H} = -0.06$, hence suggesting interestingly that short term fluctuations in Ionosphere can be modeled by a highly correlated fractional Gaussian noise, and hence significantly differ from white noise uncorrelated fluctuations.

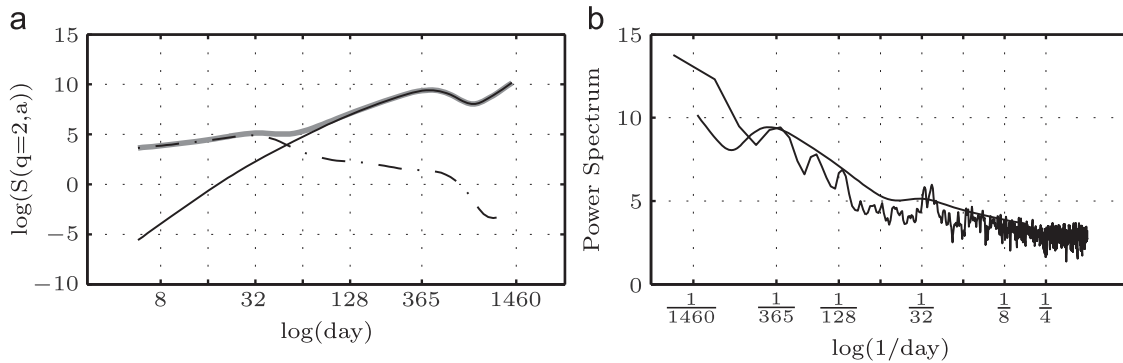


Fig. 5. Trends and fluctuations: (a) wavelet spectra for raw data (gray), trend (solid) and fluctuations (dashed) and (b) classical and wavelet spectra for raw data superimposed.

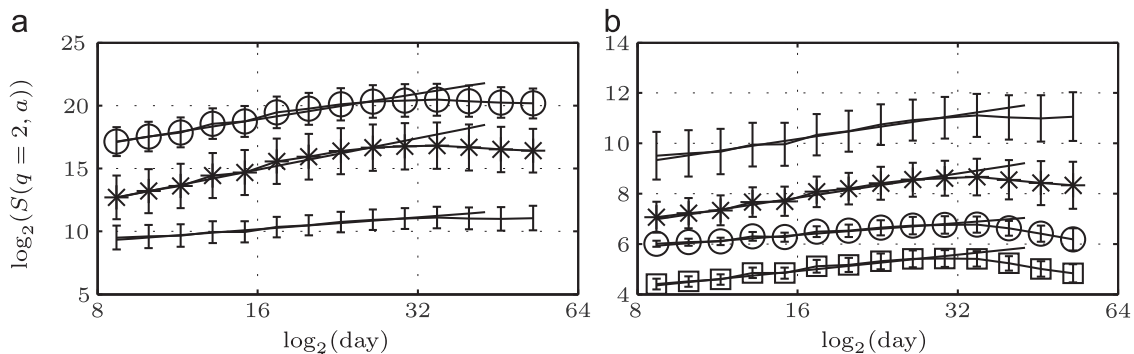


Fig. 6. Scale invariance: (a) diagrams $\log_2 a$ versus $\log_2 S(a)$ for foF2 (-), SSN (o) and F10.7 (*) and (b) foF2 (-), Kp (o), Dst (*) and AE (square).

Table 3
Scaling parameters obtained by linear regression between 1 and 27 days.

Indice	SSN	F10.7	Dst	AE	Kp	foF2
\hat{H}	0.5 ± 0.1	0.75 ± 0.1	0.00 ± 0.06	-0.12 ± 0.06	-0.26 ± 0.1	-0.06 ± 0.1

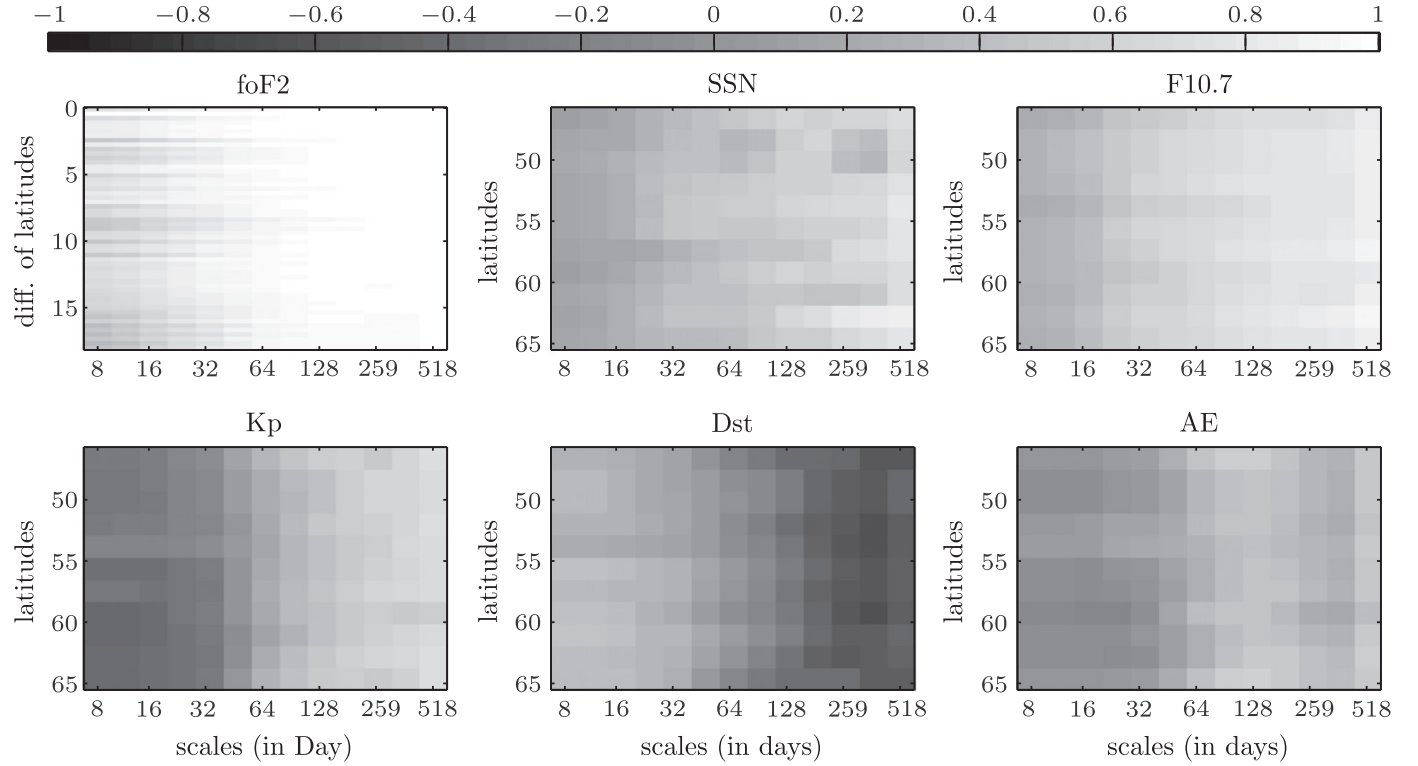


Fig. 7. Wavelet coherence versus scales: amongst the local foF2 measurements (top left) and between the local foF2 measurements and the global indices (for the five other plots). x-Axis: log of scales (in days) and y-axis: latitude (or difference of latitudes for the top left plot).

Likely, this betrays the existence of physical mechanisms governing these fluctuations.

Note that when the estimated H fall in the range $-1 < H < 0$, this indicates that data are well-modeled by fractional Gaussian noise of parameter $0 < \tilde{H} = H + 1 < 1$ and suggests modeling with fractional Brownian motion.

4.4. Wavelet coherence function

The multiresolution decomposition underlying the wavelet transform enables to revisit the trend versus fluctuations decomposition in two different ways.

Use can be made of the fact that the wavelet transform is invertible according to

$$X(t) = \frac{1}{C_\psi} \int_{a' > 0} \int_{\tau} T_X(a, \tau) \psi(a, t - \tau) \frac{d\tau da'}{a^2}, \quad (5)$$

where C_ψ is a constant depending only on the mother wavelet. The decomposition into trend and fluctuation, $X(t) = X_a(t) + X_d(t)$, as in Section 3.2, can be rewritten in the wavelet framework in terms of sum of wavelet coefficients at scale coarser (for the trend) and finer (for details) than scale a

$$X_a(t) = \frac{1}{C_\psi} \int_{a' > a} \int_{\tau} T_X(a', \tau) \psi(a', t - \tau) \frac{d\tau da'}{a'^2},$$

$$X_d(t) = \frac{1}{C_\psi} \int_{a > a' > 0} \int_{\tau} T_X(a', \tau) \psi(a', t - \tau) \frac{d\tau da'}{a'^2}.$$

Then, correlation coefficients between trends or fluctuations obtained from different signals X and Y could be computed.

Instead, and again to avoid the choice of the arbitrary splitting scale, it is far more natural to define a scale dependent cross-correlation, as the correlation coefficients of the wavelet coefficients at scale a of two different processes X and Y

$$\rho(a) = \frac{(T_X(a, \cdot) - \bar{T}_X(a, \cdot))(T_Y(a, \cdot) - \bar{T}_Y(a, \cdot))}{\sqrt{(T_X(a, \cdot) - \bar{T}_X(a, \cdot))^2} \sqrt{(T_Y(a, \cdot) - \bar{T}_Y(a, \cdot))^2}}. \quad (6)$$

In the literature, $\rho(a)$ is a well-known quantity referred to as the wavelet coherence function (cf. e.g., Whitcher et al., 2000).

In the present work, the wavelet coherence $\rho(a)$ has been estimated by averaging means and standard deviations obtained from 3 years long segments (with 50% overlap). Results are reported in Fig. 7, where the x-axis corresponds to log of the scales (log a) in days, and the y-axis to latitude or difference of latitudes.

foF2-measurements. Fig. 7(a) shows that, whatever the difference in latitudes, all pairs of foF2-measurements are significantly correlated over all scales ($\rho(a) > 0.5$) with a quasi-perfect correlation at the coarsest scales $a \geq 64$ days, hence justifying a posteriori the 64-day time average used in Section 3. This also shows that functions $\rho(a)$ computed from all pairs of stations are very similar and hence can be averaged together. This average is reported in Fig. 8(a) (along with $\rho(a)$ computed with data from the station of minimum and maximum latitude location). Together, Figs. 7(a) and 8(a) indicate that a single mechanism

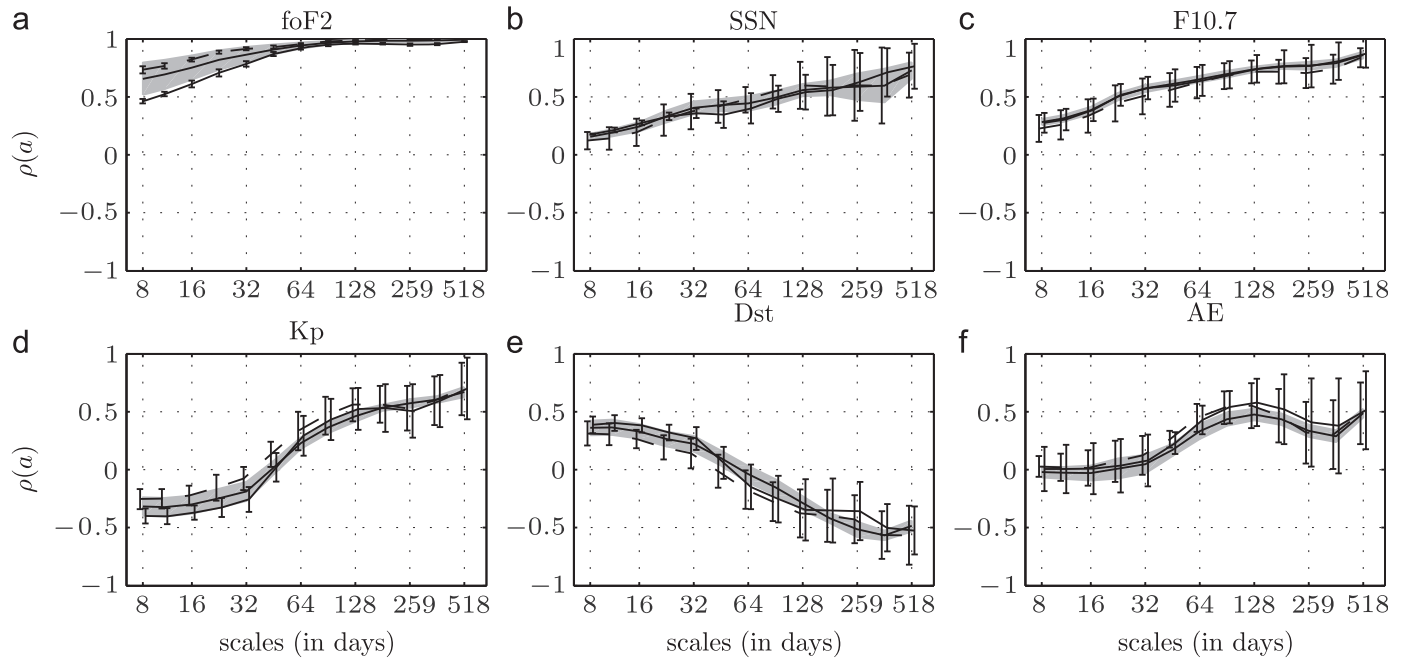


Fig. 8. Wavelet coherence versus scales: solid lines correspond to the averaged $\rho(a)$ over all latitudes (differences of latitudes), gray areas show the standard deviation. The curves with error bars show the results obtained for stations with the minimum and maximum latitude difference. Error bar were shifted along the x-axis for clarity.

governs trends above 64-days for all the stations but also clearly suggest that one (or a few) global mechanism(s) drive(s) short term fluctuations consistently over all stations.

Local foF2-measurements versus global indices. To better investigate these driving mechanisms, let us analyze now the behavior of the wavelet coherence between the local foF2-measurements and the global indices. Again the $\rho(a)$ computed between each station and a given index are highly comparable irrespective of the latitude (cf. Fig. 7) and can hence be averaged over stations (cf. Fig. 8). With respect to solar indices (cf. Figs. 7(b) and (c) and 8(b) and (c)), the estimated $\rho(a)$ s are found to increase linearly with $\log a$ (roughly from 0.2 at fine scales to 0.9 at coarse scales). This clearly confirms and illustrates that solar activity acts as a driver for essentially the long-term trends and that its influence decreases regularly as scale decreases. Conversely, Figs. 7 and 8 (bottom line) show that the $\rho(a)$ s between foF2 measurement and the geomagnetic indices display a clear change in sign around scale $a=44$ days. While Kp are negatively correlated below and positively above, this is the converse for Dst. This is clearly in favor of the fact that negative ionospheric storms provide the most likely scenario for the ionospheric response to the geomagnetic disturbances (cf. Prolss, 2004). Interestingly, it is also observed that, in the limit of fine scales, the fluctuations of foF2-measurements are not correlated to that of the AE index (in consistence with observations reported in Uritsky et al., 2001).

Again, let put the emphasis on the fact that results reported here are found uniformly for all latitudes (cf. Fig. 7) indicating that short-term fluctuations as much as long-term trends are governed by global mechanisms affecting all mid-latitudes stations consistently at all times scales analyzed here (i.e., down to the day).

Global indices. For the sake of completeness, let us also compare the wavelet coherence functions estimated amongst global indices (cf. Fig. 9). For the two solar indices, $\rho(a)$ remains significant over all scales (cf. Fig. 9(a)). For the three geomagnetic indices, $|\rho(a)|$ is close to 1 at all scales, but while Kp and AE are positively correlated Dst is negatively correlated to the two others (cf. Fig. 9(b)). Both for solar and geomagnetic indices, it shows that indices in each of the two groups are essentially measuring the same phenomena at all scales and that it would have been enough to use only one such

index per group. More interestingly, the absolute values of the wavelet coherence functions measured between any pair of solar and geomagnetic indices (cf. Fig. 9(c) and (d)) is large at coarse scales, decrease (quasi-linearly) as scales decrease to become negligible below $a=30$ days). This confirms that solar activity drives the magnetosphere activity at coarse scales, while short term fluctuations of magnetosphere and solar activity appear unrelated. Finally, note that AE fluctuations are much more correlated to that of the F10.7 index than to that of SSN.

4.5. Model

The observations reported above lead us to propose to model the local foF2-measurements as a linear combination of the SSN and Kp activities additively superimposed to some location dependent and scale invariant Gaussian fluctuations. Rather than being written on the process itself, this combination is more efficiently expressed in the wavelet framework amongst wavelet coefficients

$$T_{\text{foF2,station}}(a,t) = \rho_{\text{foF2/SSN}}(a)T_{\text{SSN}}(a,t) + \rho_{\text{foF2/Kp}}(a)T_{\text{Kp}}(a,t) + G_{H,\text{station}}(t), \quad (7)$$

where $G_{H,\text{station}}$ is a Gaussian correlated noise with $H=0.95$. The modeled time series corresponding to the modeled local foF2-measurement is then obtained by inverting the wavelet transform (according for instance to Eq. (5) or instead using the discrete wavelet transform framework (cf. e.g., Mallat, 1998)). The functions $\rho_{\text{foF2/SSN}}(a)$ and $\rho_{\text{foF2/Kp}}(a)$ involved are those shown in Fig. 8(b) and (d); their use as weights insures that long term trends in local foF2-measurement are mostly driven by the solar activity while short term fluctuations stem from geomagnetic activity. In this model, the two first terms are identical for all stations while only the third one differs from one station to the other. A representative example of the signal obtained using Eq. (7) is shown in Fig. 10(a) with one of the foF2 measurements. The large scale characteristics are well reproduced as well as the small scales characteristics displayed by the power spectrum in Fig. 10(b).

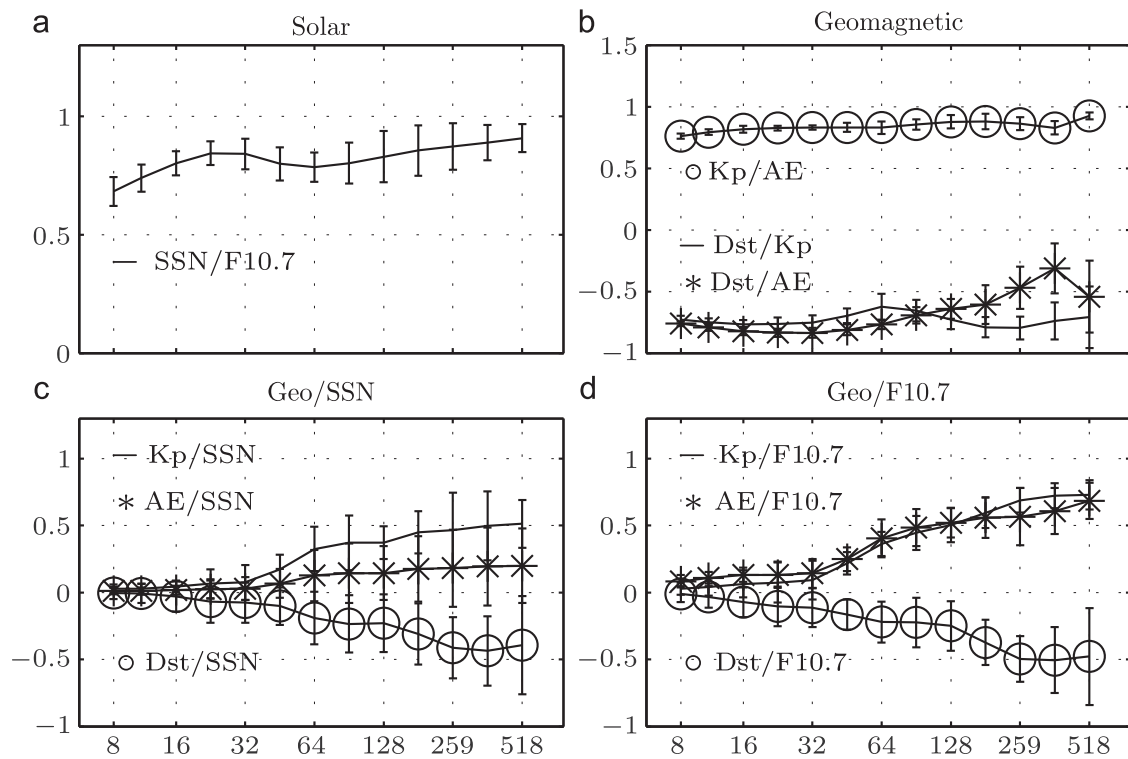


Fig. 9. Wavelet coherence versus scales for geomagnetic and solar indices.

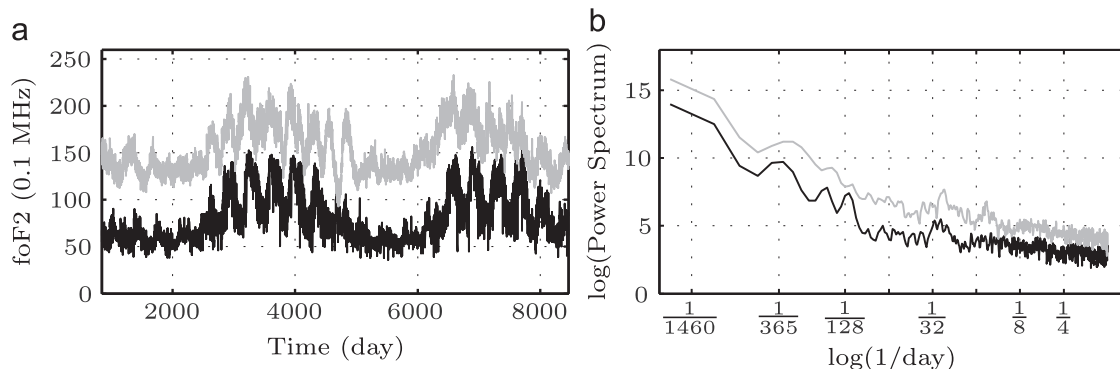


Fig. 10. Modeling: signal (a) and power spectrum (b) for one foF2 measurement (black) and for one realization of the model defined by Eq. (7) (light gray). The gray curves are shifted along the y axis by 80 (in (a)) and 2 (in (b)).

This descriptive and explanatory model constitutes a first step toward a fully predictive model for foF2-measurements, in the spirit of those proposed e.g., in Mikhailov (1999). Compared to other more traditional linear/non-linear fitting of foF2 data as function of F107, SSN or Kp, the model proposed puts the emphasis not on non-linearity that may turn complicated to model but rather on multiresolution (or scale-splitting) modeling: The fluctuations of foF2 at scale a can be predicted via the computation of its wavelet coefficients at scale a as a linear combination of fluctuations (wavelet coefficients) of Kp and SSN at the same scale a , superimposed to a fractional (or colored) Gaussian noise; the linearity of wavelet decomposition then enables to reconstruct the entire variations of foF2 data. Therefore, SSN (and Kp) can contribute differently at different scales, and, for instance, can drive in opposite manners the coarse and fine scale, without requesting the definition *a priori* of coarse and fine.

5. Conclusion

In the present contribution, a thorough statistical description of local foF2-measurement times series and of their cross-dependence with global solar and geomagnetic indices has been achieved. First, it showed that foF2 times series can be well-modeled by the superimposition of well-defined (solar and Earth's) cycles (or long-term trends) with highly correlated fractional Gaussian noise type (short-term) fluctuations, covering scales ranging from the day to the month. Second, for the 11 mid-latitudes stations studied here, significant correlations are observed. Interestingly these correlations remain strong not only amongst long-term trends (which can be considered as natural) but also amongst shorter term fluctuations. This indicates that the foF2 times series collected over these stations show fluctuations that are very much alike even at a daily scale. Third, to avoid the arbitrariness resulting from the standard separation of raw data

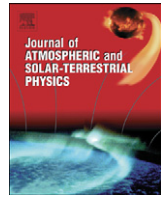
into long-term trends and short-term fluctuations, it is instead fruitful to have recourse to a scale dependent analysis of the cross-correlations between the local foF2-measurements and global solar and geomagnetic indices. It is based on the use of a continuous wavelet transform and of the so-called wavelet coherence function. These tools confirmed the well-known fact that solar activity (as measured from SSN and F10.7) mostly drives coarser scales (hence the long-term trends) in local foF2-measurements, while its impact decreases as scales become finer and finer. The geomagnetic activity (as measured from Dst, AE and KP) impacts both coarse and fine scales but with opposite signs. Interestingly, the typical scale at which both this sign change in geomagnetic impact occurs and the impact of solar activity becomes negligible is of the order of $30 \leq a \leq 60$ days. This also mostly corresponds to the scale beyond which scale invariance is observed on foF2-measurements. This suggests that (i) there are two natural scaling ranges into which the statistical description of foF2-measurements should be split: Above and beyond one month (ii) scale invariance might be induced by the geomagnetic activity at scales finer than a month. Such analysis and modeling pave the way toward fully predictive models for foF2-measurements, based on past observations (to exploit the highly correlated fractional Gaussian noise structure) and solar and geomagnetic activities, weighted by scale-dependent wavelet coherence functions. In the present work, scale invariance has been characterized using the fractional Gaussian noise model and the sole Hurst parameter H , only. Scale invariance analysis for Ionosphere can be further developed and enriched by use of the multifractal analysis, as described in e.g., [Wendt et al. \(2007\)](#). This is under current investigation.

References

- Abdu, M.A., Ramkumar, T.K., Batista, I.S., Brum, C.G.M., Takahashi, H., Reinisch, B.W., Sobral, J.H.A., 2006. Planetary wave signatures in the equatorial atmosphere-ionosphere system, and mesosphere-E- and F-region coupling. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 68 (3–5), (Int Assoc Geomagnet & Aeron; Int Commis Middle Atmosphere; Int UnionEOLGeodesy & Geophy; Int Union Radio Sci; USF European off Aerosp & Dev.).
- Abry, P., Gonçalves, P., Flandrin, P., 1995. Wavelets, spectrum estimation and 1/f processes. In: *Wavelets and Statistics*, Lecture Notes in Statistics. Springer-Verlag, New-York, pp. 15–30 (Chapter 103).
- Altadill, D., Apostolov, E.M., 2003. Time and scale size of planetary wave signatures in the ionospheric f region: role of the geomagnetic activity and mesosphere/lower thermosphere winds. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 108 (A11), 1403.
- Altadill, D., Apostolov, E.M., Jacobi, C., Mitchell, N.J., 2003. Six-day westward propagating wave in the maximum electron density of the ionosphere. *Annales Geophysicae* 21 (7), 1577–1588.
- Apostolov, E.M., Altadill, D., Hanbaba, R., 1998. Spectral energy contributions of quasi-periodic oscillations (2–35 days) to the variability of the foF2. *Annales Geophysicae* 16, 168–175.
- Apostolov, E.M., Altadill, D., Todorova, M., 2004. The 22-year cycle in the geomagnetic 27-day recurrences reflecting on the f2-layer ionization. *Annales Geophysicae* 22 (4), 1171–1176.
- Bouwer, S.D., 1992. Periodicities of solar irradiance and solar-activity indexes. 2. *Solar Physics* 142 (2), 365–389.
- Clark, R.R., Burrage, M.D., Franke, S.J., Manson, A.H., Meek, C.E., Mitchell, N.J., Muller, H.G., 2002. Observations of 7-d planetary waves with MLT radars and the UARS-HRD1 instrument. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 64 (8–11), 1217–1228.
- Consolini, G., de Michelis, P., 2005. Local intermittency measure analysis of AE index: the directly driven and unloading component. *Geophysical Research Letters* 32 (5).
- Consolini, G., Marcucci, M.F., 1997. Multifractal structure and intermittence in the AE index time series. *Nuovo Cimento Della Societa Italiana Di Fisica C: Geophysics and Space Physics* 20 (6), 939–949.
- Consolini, G., Marcucci, M.F., Candidi, H., 1996. Multifractal structure of auroral electrojet index data. *Physical Review Letters* 76 (21), 4082–4085.
- Fagundes, P.R., Pillat, V.G., Bolzan, M.J.A., Sahai, Y., Becker-Guedes, F., Abalde, J.R., Aranha, S.L., Bittencourt, J.A., 2005. Observations of f layer electron density profiles modulated by planetary wave type oscillations in the equatorial ionospheric anomaly region. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 110 (A12), A12302.
- Fenimore, E.E., Asbridge, J.R., Bame, S.J., Feldman, W.C., Gosling, J.T., 1978. Power spectrum of solar-wind speed for periods greater than 10 days. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 83 (NA9), 4353–4357.
- Forbes, J.M., Leveroni, S., 1992. Quasi 16-day oscillation in the ionosphere. *Geophysical Research Letters* 19, 981–984.
- Forbes, J.M., Palo, S.E., Zhang, X.L., 2000. Variability of the ionosphere. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 62 (8), 685–693.
- Francis, N.M., Cannon, P.S., Brown, A.G., Broomhead, D.S., 2000. Nonlinear prediction of the ionospheric parameter foF2 on hourly daily and monthly timescales. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 105 (A6), 12839–12849.
- Freeman, M.P., Watkins, N.W., Riley, D.J., 2000. Evidence for a solar wind origin of the power law burst lifetime distribution of the AE indices. *Geophysical Research Letters* 27 (8), 1087–1090.
- Gurubaran, S., Sridharan, S., Ramkumar, T.K., Rajaram, R., 2001. The mesospheric quasi-2-day wave over Tirunelveli (8.7°N). *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 63 (10), 975–985.
- Haldoupis, C., Pancheva, D., 2002. Planetary waves and midlatitude sporadic E layers: strong experimental evidence for a close relationship. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 107 (A6), 1078.
- Harris, T.J., 1994. A long-term study of the quasi-2-day wave in the middle atmosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 56 (5), 569–579.
- Kabin, K., Papitashvili, V.O., 1998. Fractal properties of the IMF and the earth's magnetotail field. *Earth Planets and Space* 50 (1), 87–90.
- Kutiev, I., Muhtarov, P., Cander, L.R., Levy, M.F., 1999. Short-term prediction of ionospheric parameters based on auto-correlation analysis. *Annali Di Geofisica* 42 (1), 121–127.
- Laštovička, J., 1996. Similarities in the variability of the lower ionosphere and foF2 in the period range of 2–15 days. *Advances in Space Research* 18 (3), 117–120.
- Laštovička, J., Križan, P., Šauli, P., Novotná, D., 2003. Persistence of the planetary wave type oscillations in foF2 over Europe. *Annales Geophysicae* 21 (7), 1543–1552.
- Laštovička, J., Pancheva, D., 1991. Changes in characteristics of planetary-waves at 80–100 km over central and southern Europe since 1980. *Advances in Space Research* 11 (3), 31–34.
- Lei, J., Thayer, J.P., Forbes, J.M., Wu, Q., She, C., Wan, W., Wang, W., 2008. Ionosphere response to solar wind high-speed streams. *Geophysical Research Letters* 35 (19), L19105.
- Lefus, V., Apostolov, E.M., 1980. Longitudinal distribution of recurrent solar-activity sources and its reflection in geomagnetic-variations. *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia* 31 (2), 119–122.
- Mallat, S., 1998. *A Wavelet Tour of Signal Processing*. Academic Press, San Diego, CA.
- Mendillo, A., Rishbeth, H., Roble, R.G., Wroten, J., 2002. Modelling f2-layer seasonal trends and day-to-day variability driven by coupling with the lower atmosphere. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 64 (18), 1911–1931.
- Mikhailov, A.V., 1999. Ionospheric index MF2n for monthly median foF2 modeling and long-term prediction over European area. *Physics and Chemistry of the Earth (C)* 24, 329–332.
- Mursula, K., Zieger, B., 1996. The 13.5-day periodicity in the sun, solar wind, and geomagnetic activity: the last three solar cycles. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 101 (A12), 27077–27090.
- Price, C.P., Newman, D.E., 2001. Using the R/S statistic to analyze AE data. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 63 (13), 1387–1397.
- Prolls, G.W., 2004. *Physics of the Earth's Space Environment: An Introduction*. Springer.
- Richards, P.G., 2001. Seasonal and solar cycle variations of the ionospheric peak electron density: comparison of measurement and models. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 106 (A7), 12803–12819.
- Rishbeth, H., Mendillo, M., 2001. Patterns of f2-layer variability. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 63 (15), 1661–1680.
- Roux, S.G., Abry, P., Knižová, P.K., Mošna, Z., 2011. Scale dependent analysis of ionosphere fluctuations. In: *IEEE Proceedings of International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing*, Praha, Czech Republic.
- Takahashi, H., Buriti, R.A., Gobbi, D., Batista, P.P., 2002. Equatorial planetary wave signatures observed in mesospheric airglow emissions. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 64 (8–11), 1263–1272.
- Tascione, T.F., 1994. *Introduction to the Space Environment*. Krieger Publishing Company, Malabar, Florida.
- Tsurutani, B.T., Sugiura, M., Iyemori, T., Goldstein, B.E., Gonzalez, W.D., Akasofu, S.I., Smith, E.J., 1990. The nonlinear response of AE to the IMF Bs driver—a spectral break at 5 hours. *Geophysical Research Letters* 17 (3), 279–282.
- Ulich, T., 2000. *Solar Variability and Long-term Trends in the Ionosphere*. Ph.D. Thesis. University of Oulu.
- Uritsky, V.M., Klimas, A.J., Vassiliadis, D., 2001. Comparative study of dynamical critical scaling in the auroral electrojet index versus solar wind fluctuations. *Geophysical Research Letters* 28 (19), 3809–3812.
- Veitch, D., Abry, P., 2001. A statistical test for the time constancy of scaling exponents. *IEEE Transactions on Signal Processing* 49 (10), 2325–2334.
- Vincent, R., 1993. Long-period motions in the equatorial mesosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 55 (7), 1067–1069, 1071–1080.

- Vörös, Z., 2000. On multifractality of high-latitude geomagnetic fluctuations. *Annales Geophysicae: Atmospheres Hydrospheres and Space Sciences* 18 (10), 1273–1282.
- Vörös, Z., Jankovičová, D., Kovács, P., 2002. Scaling and singularity characteristics of solar wind and magnetospheric fluctuations. *Nonlinear Processes in Geophysics* 9 (2), 149–162.
- Wakai, N., Ohyama, H., Koizumi, T., 1985. *Manual of Ionogram Scaling*. Radio Research Laboratories, Ministry of Posts and Telecommunications, Japan.
- Watkins, N.W., 2002. Scaling in the space climatology of the auroral indices: is oc the only possible description? *Nonlinear Processes in Geophysics* 9 (5–6), 389–397.
- Wendt, H., Abry, P., Jaffard, S., 2007. Bootstrap for empirical multifractal analysis. *IEEE Signal Processing Magazine* 24 (4), 38–48.
- Whitcher, B., Guttorp, P., Percival, D., 2000. Wavelet analysis of covariance with application to atmospheric time series. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* 105 (11), 14941–14962.
- Wu, J.P., Wilkinson, P.J., 1995. Time-weighted magnetic indexes as predictors of ionospheric behavior. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 57 (14), 1763–1770.
- Zolesi, B., Cander, L.R., 2004. Effects of the upper atmosphere on terrestrial and earth-space communications—final report—preface. *Annals of Geophysics* 47 (2–3), VII–VIII.

A8 Mořna a Koucká Knížová (2012)



Analysis of wave-like oscillations in parameters of sporadic E layer and neutral atmosphere

Z. Mořna^{a,b,*}, P. Koucká Knížová^a

^a Department of Aeronomy, Institute of Atmospheric Physics, ASCR, Bocni II/1401, 14131 Praha 4, Czech Republic

^b Faculty of Mathematics and Physics, Charles University, Ke Karlovu 3, 121 16 Praha 2, Czech Republic

ARTICLE INFO

Article history:

Received 1 August 2011

Received in revised form

17 April 2012

Accepted 23 April 2012

Available online 3 May 2012

Keywords:

Sporadic E

Planetary waves

Tidal waves

Mid-latitude ionosphere

ABSTRACT

The present study mainly concerns the wave-like activity in the ionospheric sporadic E layer (Es) and in the lower lying stratosphere. The proposed analysis involves parameters describing the state of plasma in the sporadic E layer. Critical frequencies f_oE_s and layer heights hE_s were measured at the Pruhonice station (50°N, 14.5°E) during summer campaigns 2004, 2006 and 2008. Further, we use neutral atmosphere (temperature data at 10 hPa) data from the same time interval. The analysis concentrates on vertically propagating wave-like structures within distant atmospheric regions. By means of continuous wavelet transform (CWT) we have detected significant wave-like oscillation at periods covering tidal and planetary oscillation domains both in the Es layer parameters (some of them were reported earlier, for instance in works of Abdu et al., 2003; Pancheva and Mitchel, 2004; Pancheva et al., 2003; Šauli and Bourdillon, 2008) and in stratospheric temperature variations. Further analyses using cross wavelet transform (XWT) and wavelet coherence analysis (WTC) show that despite high wave-like activity in a wide period range, there are only limited coherent wave-like bursts present in both spectra. Such common coherent wave bursts occur on periods close to eigen-periods of the terrestrial atmosphere. We suppose that vertical coupling between atmospheric regions realized by vertically propagating planetary waves occurs predominantly on periods close to those of Rossby modes. Analysis of the phase shift between data from distant atmospheric regions reveals high variability and very likely supports the non-linear scenario of the vertical coupling provided by planetary waves.

© 2012 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

Recently, interest in the vertical coupling between atmospheric regions from lower to upper atmosphere has grown remarkably. It involves interest in influence of planetary and tidal waves on sporadic E layer formation and behavior. Sporadic E layers are relatively thin sheets of enhanced electron density formed at the heights of E region of Earth, usually at about 90–150 km.

The sporadic E layer plays an important role in ionospheric research and radio communication due to its ability to reflect significantly higher frequencies than those characteristic for the E layer and sometimes even higher than frequencies characteristic for the F layer. Despite the name 'sporadic' the occurrence of Es is rather periodic with a strong seasonal and diurnal course (Haldoupis et al., 2006b). The morphology of Es layer and the mechanisms of its creation under the action of horizontal wind shear have been studied for decades (see for instance Whitehead,

1961,1989; Axford, 1963; Mathews, 1998). It is generally accepted that vertical shears in the neutral wind play a major role in the formation of Es layers at middle latitudes; thus these layers are controlled by the complex neutral dynamics in the mesosphere and lower thermosphere system.

The atmospheric regions are coupled to one another via various dynamical, chemical, and electrodynamic processes. The coupling of atmospheric systems is realized mainly via modulation of waves propagating vertically from lower to upper atmosphere, from low to high altitudes, electrodynamic and compositional changes etc.

The lower lying neutral atmosphere supports motion of the atmospheric waves which propagate upward and influence the ionosphere when and if they reach it (Meyer and Forbes, 1997; Forbes et al., 2000; Šauli and Bořka, 2001; Kazimirovski et al., 2003; Pancheva et al., 2003, 2010; Pancheva and Mitchel, 2004; Lařtovička, 2006; Shepherd et al., 2007, among others).

Planetary waves (PWs, with periods of about 2–30 days) are predominantly of tropospheric origin and can directly penetrate up to heights of 100 km. Nonlinear interactions between tidal waves and planetary waves are known to exist in the lower atmosphere (Teitelbaum and Vial, 1991; Beard et al., 1999). Vertical coupling in the low-latitude atmosphere–ionosphere

* Corresponding author at: Department of Aeronomy, Institute of Atmospheric Physics, ASCR, Bocni II/1401, 14131 Praha 4, Czech Republic.
Tel.: +420 272 764 336.

E-mail address: zbn@ufa.cas.cz (Z. Mořna).

system driven by 5-day and 6-day waves has been investigated by Pancheva et al. (2008, 2010). Evidence of the tidal and planetary wave interaction resulting in modulation of diurnal tide in the time series of *foEs* and *hEs* (critical frequency and corresponding height of sporadic E layer) has been reported by Šauli and Bourdillon (2008). Voiculescu et al. (2000) discussed in detail the role of planetary waves in the occurrence of summer nighttime Es echoes and their long-term periodicities obtained by the XESCAT (continuous Doppler measurement) experiment.

The purpose of the present work is to confirm the link between planetary wave-like activity in the neutral atmosphere and wave-like oscillations in the sporadic E formation. As an investigation tool we use the continuous wavelet transform (CWT) (e.g., Kumar and Foufoula-Georgiou, 1994) that detects wave-like oscillation domains and locates them in time, the cross wavelet transform (XWT) that reveals domains of common high oscillation power in independent data sets and finally the wavelet transform coherence (WTC) that detects only those parts within two spectra that are characterized by coherent oscillations (Grinsted et al., 2004).

1.1. Tidal and planetary waves

Atmospheric regions are coupled via vertically propagating atmospheric waves from lower regions (troposphere and stratosphere) to higher levels in the middle atmosphere and lower thermosphere regions. Processes in the troposphere, stratosphere and mesosphere together with periodic solar heating and cooling lead to perturbations of the neutral atmosphere. These perturbations have a wide range of periods and propagate from their source region in the form of atmospheric waves to distant regions of the atmosphere, where they further interact. Atmospheric tidal waves are global oscillations of the neutral atmosphere with periods which are sub-harmonics of a solar or lunar day, either eastward or westward propagating. The largest components are westward propagating with the apparent motion of the sun or moon. The main oscillation periods are 6, 8, 12 and 24 h. Solar tides (thermal tides) in the atmosphere are excited by the periodic heating of the neutral atmosphere due to Earth's rotation (Forbes, 1994, and references therein). They are predominantly of tropospheric origin and can penetrate directly deep into the thermosphere.

Planetary waves are disturbances forced very predominantly in the troposphere. Typical planetary wave periods yield broad spectral peaks around 2, 5, 10 and 16 days, but the PW spectrum is very variable and it can be much different on individual days. They roughly correspond to eigen-periods of atmospheric oscillation, which slightly differ for various modes, attaining values of 1, 2, 5, 8 and 12 days (Rossby modes). These periods are Doppler shifted by the prevailing wind (Forbes, 1994). Nonlinear interactions between tidal waves and planetary waves are known to exist in the mesosphere and lower thermosphere (Teitelbaum and Vial, 1991; Pancheva et al., 2000). All planetary wave periods are quasi-periodic with the exact period varying within a period range. Amplitudes of planetary waves are unstable as well; planetary waves typically occur for an episode of several wave cycles (Forbes, 1994; Harris, 1994; Abdu, 2005). The PW type oscillations have been observed in the lower and middle atmosphere and in the ionosphere as well, including the ionospheric F2 layer. Periodic oscillations corresponding to planetary wave period range were reported in the lower ionosphere (Kingsley et al., 1978; Salby and Roper, 1980; Laštovička et al., 1994), in the ionospheric E region in *h'E* variability (Cavaliere, 1976), sporadic E layer critical frequency (Pancheva et al., 2003; Haldoupis et al., 2004, 2006a; Šauli and Bourdillon, 2008), in sporadic E radar backscatter (Tsunoda et al., 1998, 2004; Voiculescu et al., 1999)

and also in the F region (Laštovička et al., 2003; Laštovička, 2006; Haldoupis, 2011) among others.

1.2. Sporadic E layer formation

The sporadic E behavior was reviewed in the papers by e.g., Whitehead (1989) and Mathews (1998). In the E region, vertical plasma transport is caused by neutral particle motion (wind systems—zonal and meridional components) with respect to the present magnetic field. The wind shear theory, proposed by Whitehead (1961) and by Axford (1963), shows that vertical wind shears with proper polarity can cause, by the combined action of ion–neutral collisional coupling and geomagnetic Lorentz forcing, the long-lived metallic ions to move vertically and converge into narrow, dense plasma layers. Further studies of Mathews (1998) and Whitehead (1989) show that the behavior of the midlatitude sporadic E layer can be sufficiently explained using a modified windshear theory that includes a small electric field.

In general, vertical winds do not contribute significantly to vertical plasma transport. Collisions between ions and neutrals are very frequent below ~ 125 km. Thus, the vertical plasma drift is collision-dominated and plasma motion is controlled mainly by the zonal wind. Westward (eastward) winds induce a downward (upward) plasma drift. The plasma convergence is most effective in the presence of a vertical wind shear with a westward wind above and an eastward, or smaller westward, wind below. At heights above 130 km, collision frequency decreases sufficiently and the plasma movement gets controlled by the magnetic field. The meridional component is the dominant part of vertical plasma transport. In the upper E region (Northern Hemisphere), the significant convergence of plasma occurs in the presence of meridional wind shear, which means northward wind above and southward wind below. Various processes in the lower-lying layers of the atmosphere, particularly in the troposphere, can affect the ionosphere basically through two channels: (i) electrical and electromagnetic phenomena, and (ii) upward propagating waves in the neutral atmosphere.

The sporadic E layer follows a regular daily pattern in the critical frequency and altitude descent, which is controlled mainly by vertical wind shears in the lower thermosphere. The diurnal tide with a vertical wavelength around 25 km controls fully the formation and descent of the metallic Es layer at low altitudes below 110 km. At higher altitudes, there are two prevailing layers formed by vertical wind shears associated with semidiurnal tide. The diurnal and semidiurnal-like pattern prevails in all seasons (Christakis et al., 2009). Diurnal and semidiurnal tides have been identified in the sporadic E layer oscillation and reported by Haldoupis et al. (2006a) and Šauli and Bourdillon (2008).

PW contributions to the sporadic E layer formation have been proposed and investigated by Haldoupis and Pancheva (2002) and Pancheva et al. (2003). The authors suggest that PWs influence formation of the sporadic E layer indirectly through the action of the diurnal and semidiurnal tides, which are modulated by the PWs through a nonlinear interaction process at altitudes below 100 km. Besides that, a more direct connection between the stratospheric temperature and state of the Es region was discussed. Sassi et al. (2002) investigated mesospheric winter temperature inversions. They found that the magnitude of inversions is highly correlated with planetary wave amplitudes. If the hydrostatic equilibrium is maintained in the middle atmosphere then double peak enhancement is seen in the temperature PWs and two peaks near 40 km and 70–80 km are observed. Pancheva et al. (2009) studied coupling between the stratosphere and mesosphere and lower thermosphere using TIMED/SABER temperature data. Three altitude ranges of reinforcement of planetary waves were detected at heights ~ 40 km, 70–80 km and ~ 100 km. Planetary wave structure is

similar in the stratosphere–mesosphere system and quite different in the lower thermosphere. Hence the stratosphere and mesosphere are directly interrelated by vertically propagating planetary waves.

Voiculescu et al. (1999) reported large-period wavelike effects on midlatitude ionospheric plasma processes caused by neutral atmosphere oscillations. In the paper of Voiculescu et al. (2000), the wide range of 2–9 days of oscillation in echo and Es layer occurrence were reported. The authors detected two most frequently occurring subdomains of 2–3 and 4–7 days that correspond well with planetary waves' main periods and indicate a close relation between planetary waves and Es observations. Despite extended experimental study of the planetary waves in the MLT region, their role still remains not well understood.

2. Data

Data used for our analyses have been collected during three special summer campaigns (26 July–1 September 2004, 31 May–27 August 2006, and 29 May–31 August 2008). Our data consist of the sequence of sporadic E layer parameters (critical frequency f_oEs , and corresponding height of the layer hEs) and measurement of stratospheric temperature T at 10 hPa. Panel A of Fig. 1 shows the descent of Es layers visualized using the method of Mořna and Koucká Knížová (2010). Critical frequencies f_oEs , heights hEs and stratospheric temperatures T from three and a half days of June 2008 are shown in Fig. 1 in panels B, C and D, respectively.

By means of vertical sounding, we have collected time series of critical frequencies f_oEs and corresponding layer heights hEs . Data were measured at the mid-latitude station Pruhonic (50°N, 14.5°E), Czech Republic, using the DPS-4 digisonde (Reinisch et al., 2005). DPS systems use special geometry of the antenna field with four receiving antennas. The DPS-4 digisonde measures characteristics (time of flight, wave polarization, amplitude and phase spectrum, and the angle of arrival) of the reflected electromagnetic signal; hence it precisely distinguishes between ordinary waves, extraordinary waves and waves arriving from non-vertical directions. The DPS-4 digisonde allows precise scaling of the analyzed data (Lařtovička et al., 2011). During the campaign in 2004, ionograms were recorded with a time resolution of 5 min. During the campaigns in 2006 and 2008, time steps were 15 min due to an additional regular measurement (plasma drifts in E and F regions). All the ionospheric data were carefully manually scaled.

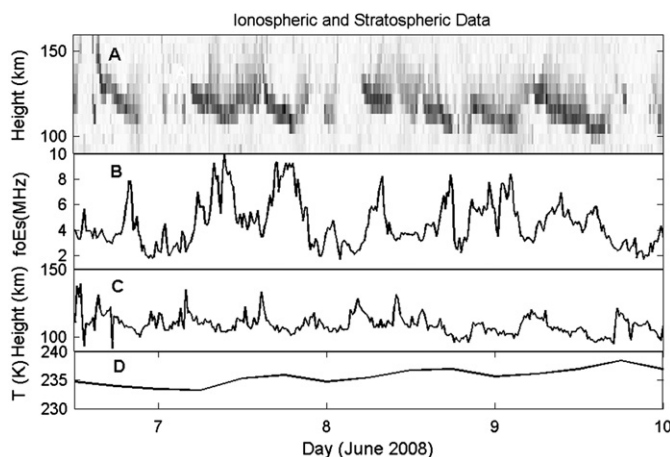


Fig. 1. Automatic visualizing method—heights of ionospheric plasma with the plasma frequency in the range 3.1–4.0 MHz during ~3 days of June 2008. The descending motion of the Es layers is visualized in panel A. Critical frequencies f_oEs (B), heights hEs (C) and stratospheric temperature (D) from the same period.

Our data contain a few gaps when the Es layer was not present. As the signal processing tools require equal spacing, the gaps in time series of f_oEs and hEs were filled by median values (corresponding to time of missing data and computed from the whole campaign).

In addition to the ionospheric Es layer data we use stratospheric temperature T at the level 10 hPa (approximate height is about 30 km). Stratospheric temperature data were computed using a reanalysis model ERA-40. They are in the form of a regular grid with geographic resolution $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ with a fixed temporal resolution of 6 h at times 00, 06, 12 and 18 UT. Information about data, measurement and the model is given in the paper of Kalnay et al. (1996). For our purposes, we used data from the ERA-40 grid point 50°N, 15°E that correspond to the location of the Pruhonic station. Since the data were non-Gaussian, they have been standardized to zero mean and unity standard deviation as recommended by Grinsted et al. (2004).

Due to the 6 h resolution of the stratospheric temperature data we used only a subset of ionospheric data with the same temporal resolution (i.e., from times 00, 06, 12, and 18 UT) for a joint analysis of ionospheric and temperature data.

3. Method

3.1. Continuous wavelet transform, cross wavelet transform and wavelet coherence

Continuous wavelet transform (CWT) is a convolution of a time series X_n with the scaled and normalized function called wavelet (e.g., Mallat, 1998; Torrence and Compo, 1998, among others). The transform is denoted as $W^{Xn(s)}$ where n and s stand for a (time) position n and (time) scale s . The mother wavelet used in this paper is complex (Morlet) which leads to a complex representation of the transform which may be written as (i) real and imaginary part or (ii) modulus and phase (argument of $W^{Xn(s)}$). Wavelet power is defined as $|W^{Xn(s)}|^2$. As the CWT is not completely localized in time, it is necessary to deal with the edge effects. It is possible for them to be quantified according to Grinsted et al. (2004), who used the so-called Cone of Influence (COI). The COI is an area of the computed spectrum where the edge effects play an important role, and this area should not be taken into account when interpreting the analysis.

Cross wavelet transform (XWT) of two time series X_n and Y_n is defined as $W^{XY} = W^X W^{Y*}$, where $*$ denotes complex conjugation. The cross wavelet power is defined as $|W^{XY}|$. The complex argument $\arg(W^{XY})$ can be interpreted as the local relative phase between X_n and Y_n in time frequency space (Grinsted et al., 2004; Torrence and Compo, 1998).

While cross wavelet transform reveals areas with high common power, wavelet coherence (WTC, Torrence and Webster, 1999; Grinsted et al., 2004) gives us information on how coherent the wavelet transform is in time-frequency/period space. It can be considered as the local correlation between CWT of two signals. It means the WTC finds regions in time frequency/period space where the two time series co-vary, but they do not need to exhibit high common power. Both XWT and CWT quantify the phase angle between the data sets at the time and period positions. Although this information is very helpful in understanding the causality between the processes it is necessary to interpret the phase results very carefully with respect to size of the area of common power/coherence, persistence of the period, etc.

The MatLab software package for performing CWT, XWT and WTC used in this paper can be found at <http://www.pol.ac.uk/home/research/waveletcoherence/>.

4. Results and discussion

4.1. Continuous wavelet transform

Continuous wavelet transform of the time series of stratospheric temperature, critical frequency and height of the Es layer reveals well pronounced oscillations in the tidal and planetary wave domains. As expected, the best developed period in all spectra is the diurnal tide. In Fig. 2 there are shown three scalograms of stratospheric temperature T (upper panel), critical frequency $foEs$ (middle panel) and height hEs (bottom panel) for the year 2008. Besides the well pronounced diurnal tide, there are significant oscillations in the period range 4–16 days. Systematically for all studied campaigns, periodic oscillations in the interval 1–4 days show rather lower power content in the temperature data. Scalograms of all three time series T , $foEs$ and hEs measured during all campaigns confirm known strong diurnal period in the Es layer variability. Besides this, the scalograms of $foEs$ reveal periodicities corresponding to planetary wave oscillations of ~ 4 days (2004), 2–3 and 16 days (2006), and 4–6 days (2008, Fig. 2, middle panel). Periods of dominant wave-like oscillations vary from campaign to campaign as planetary wave occurrence is of episodic character (Gurubaran et al., 2001).

hEs do not show significant oscillations on periods larger than 1 day during the 2004 campaign. Only wave-like oscillations with periods of about 3–4 days developed at the beginning and end of the campaign are detected. As already mentioned, planetary waves in the atmosphere are not long, persistent structures, and campaign 2004 represents the shortest campaign involved in the study; hence it might represent a short period with very low planetary wave

activity. On the other hand, strong oscillations on periods of 3–4, 8 and 16 days occur in hEs during the 2006 campaign. The bottom panel of Fig. 2 shows the scalogram of hEs measured in 2008 where 1–2 day periodicity is dominating. Other wave-like oscillations with periods of ~ 4 , ~ 8 , and ~ 10 –16 days occur irregularly throughout the studied interval. The influence of the 4 and 7 day planetary waves on the sporadic E layer formation has been proposed by Pancheva et al. (2003, 2010), Šauli and Bourdillon (2008) and Voiculescu et al. (2000) and the present observation is in agreement with these studies. Besides this our analysis confirms the presence and persistence of other planetary wave modes of 10 and 16 days. In general, within our data sets we detect a wide range of wave periods.

4.2. Cross wavelet transform and wavelet coherence

Further, the stratospheric temperature T , $foEs$ and hEs are analyzed using the XWT and WTC method in order to find time-period domains of common high power and coherent oscillations. Results of XWT and WTC are shown in Figs. 3 and 4, respectively.

All analyzed data sets reveal significantly both the high power and high coherence at a period of 1 day. This may be interpreted as the result of the diurnal ionization processes and probably also due to the role of the diurnal tide in sporadic E layer formation. The phase differences in spectra XWT(T , hEs) and XWT(T , $foEs$) at a period of 1 day are more stable than at other periods. The observed phase differences vary in a range close to the value of $\pi/4$ – $\pi/2$ which means that the temperature data lead the Es data by $\sim 1/8$ – $1/4$ of the day. This result accounts for the relatively

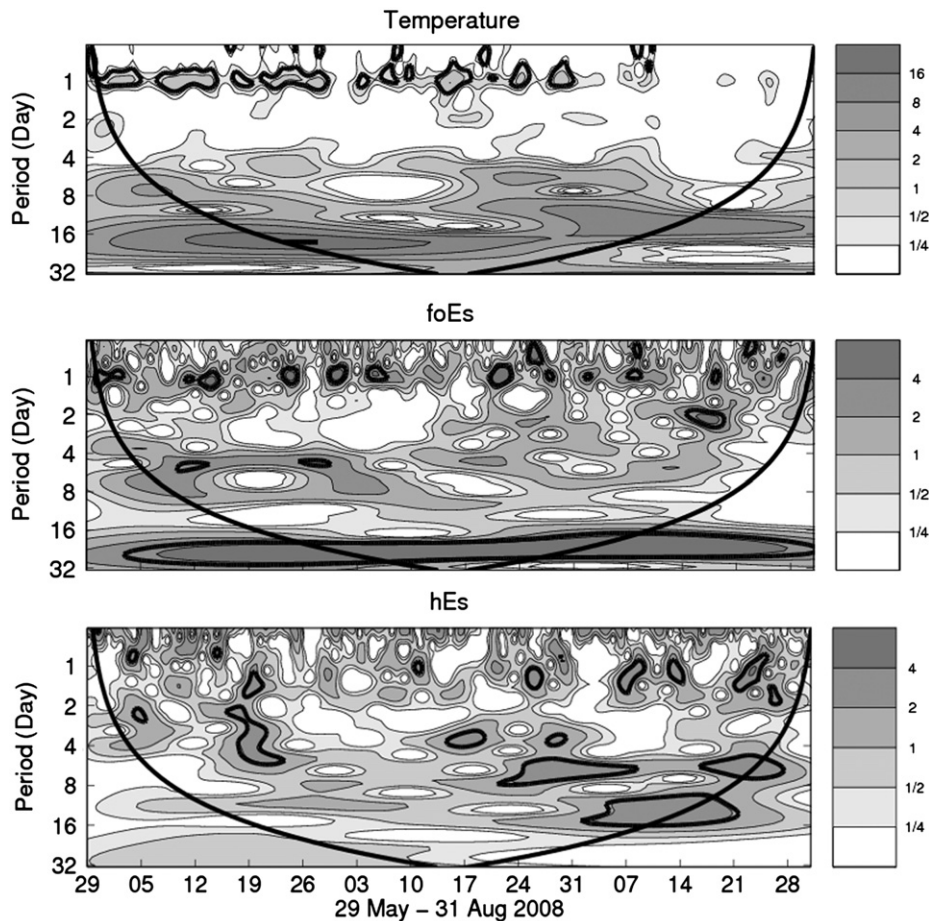


Fig. 2. Scalograms of stratospheric temperature, $foEs$ and hEs . The COI is seen as a thick contour aiming to left and right upper corners and is set to 5% significance level against red noise.

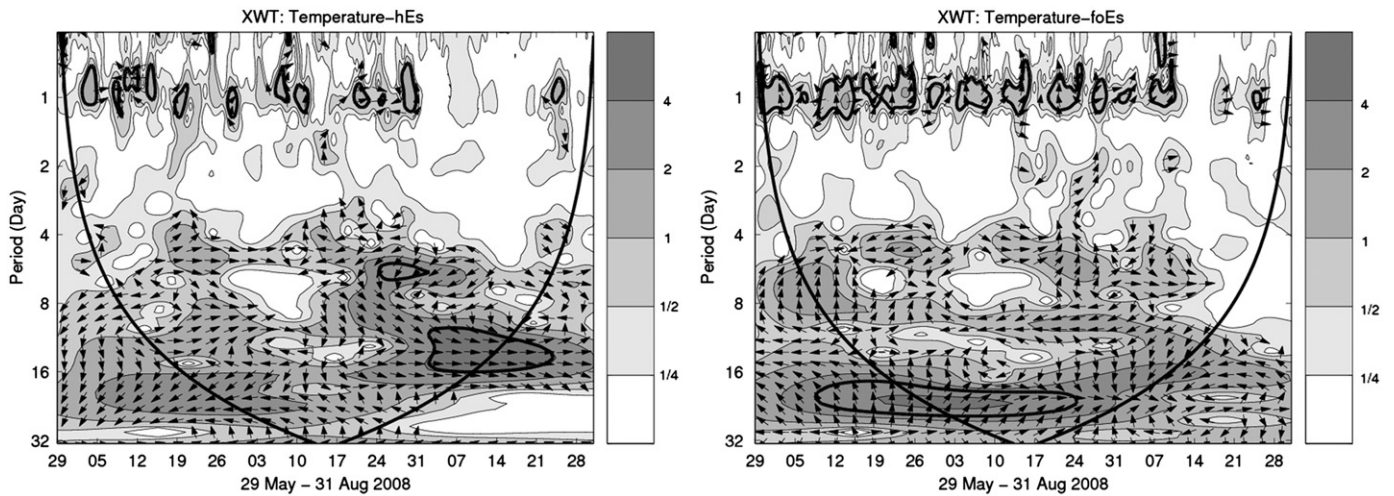


Fig. 3. Cross wavelet transform (XWT) of stratospheric temperature and *hEs* (left) and temperature and *foEs* (right) from year 2008. The relative phase relationship is visualized using arrows. The COI is set to 5% significance level against red noise.

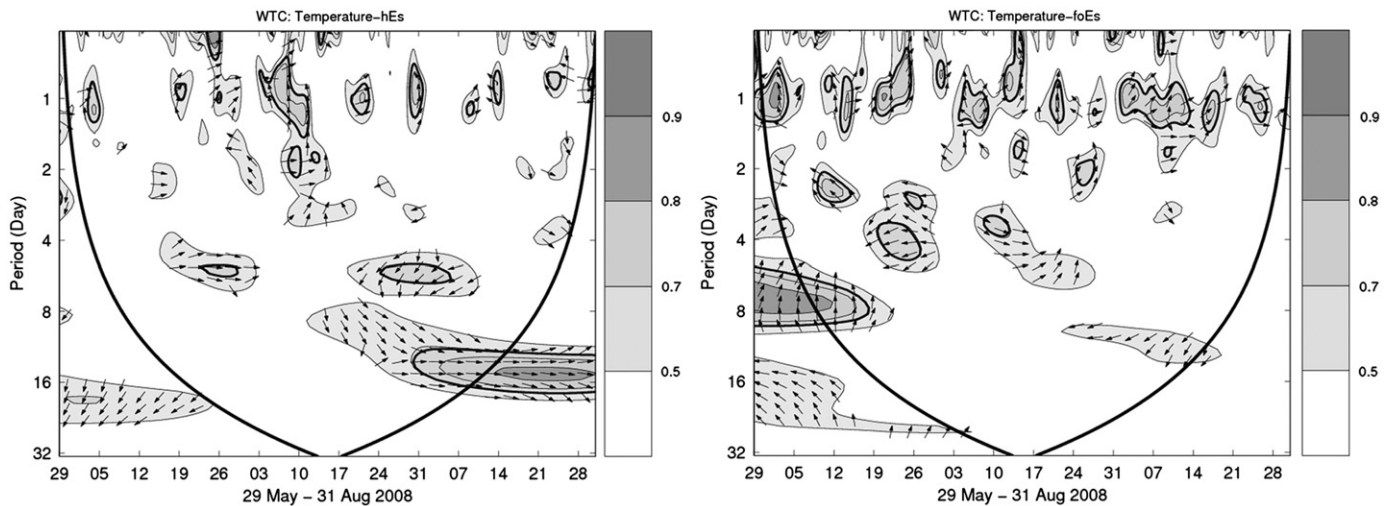


Fig. 4. Squared wavelet coherence (WTC) between stratospheric temperature and *hEs* (left) and between temperature and *foEs* (right) from year 2008. The relative phase relationship is visualized using arrows. The COI is set to 5% significance level against red noise.

stable temporal influence of the diurnal tide on the Es layer formation. It may be simply interpreted so that the propagating tide observed in the stratospheric temperature variation is reflected in the formation and variations of the Es layer. The phase delay of ~ 6 h seems to be a realistic time for a propagation of the waves from the heights corresponding to 10 hPa (approximately 30 km above sea level) to the area of the Es layer (100–130 km). Although it is difficult to estimate the velocity of the waves propagating upwards exactly (our study does not cover direct methods to estimate it) a simple computation under many simplified assumptions (for instance Davies, 1990) gives us the result of the phase velocity at about 4 m/s.

At longer periods corresponding to planetary wave domain, CWT detects a wide range of wave-like oscillations represented by the increase of power. Applying cross wavelet transform on pairs of time series (T , *foEs*) and (T , *hEs*), we obtain large areas of high power in spectra XWT (T , *hEs*) and XWT (T , *foEs*) at periods exceeding 4 days. However, these regions do not exhibit a stable phase difference between oscillations.

Despite the existence of large regions of oscillations detected by CWT and XWT, the wavelet coherence $WTC(T, hEs)$ and $WTC(T, foEs)$ reveals only domains of limited time duration of coherent

oscillations both in stratospheric temperature and sporadic E layer. At first sight, these coherent structures look random without any general pattern. As seen in Fig. 4, there are coherent wave bursts detected at periods of about 2, 4, 8 and 16 days. Both temperature-*hEs* (Fig. 4, left panel) and temperature-*foEs* (Fig. 4, right panel) coherent wave-like oscillations occur on periods very close to planetary eigen-periods. This finding supports the idea that vertical coupling between regions provided by planetary waves takes place predominantly on periods close to main planetary periods. High variability of the phase shift detected by WTC indicates a nonlinear link between planetary wave-type oscillations in temperature and corresponding wave bursts in the Es layer. The resulting time-lags or phase delays (marked as arrows on the plot) are highly variable and thus cannot be simply interpreted. The time-lags do not have stable values even for one selected period. Hence the mechanism of the planetary wave modulation of the sporadic E behavior calls for a more complex approach. However, the existence of coherent oscillations within stratospheric temperature and sporadic E data sets can be considered as a proof of their close connection.

According to the windshear theory, Es layers are connected to vertical tidal movements as they follow the wind shear convergence null. Below approximately 115–120 km, ion-neutral

collisions delay ion convergence and thus the times of Es formation are too long to follow the convergence null. This explains the descending of the sporadic E layers as well as the curves of the slope on the height vs. time diagram (Fig. 1 panel A) below approximately 115–120 km. Below altitudes near 110 km wind shears propagate through the layers but do not affect them significantly (Haldoupis, 2011). However, connection of waves with longer periods (e.g. PWs) to the Es formation remains much less explained.

5. Conclusion

Planetary-scale atmospheric waves propagating from the stratosphere into the ionosphere have been recognized as an important factor influencing the formation and occurrence of sporadic E. As suggested by Pancheva et al. (2003), Šauli and Bourdillon (2008) and Voiculescu et al. (2000) the same long-term periodicities are present in PWs and Es, which implies their close relationship.

The continuous wavelet transform shows strong oscillations at one day period within all analyzed data which is the signature of the diurnal tide and diurnal changes in ionizing radiation. Additional analyses by means of XWT and WTC reveal roughly stable phase shifts between the data sets. This result is consistent for all three campaigns which may imply a linear influence of the diurnal tide on sporadic E layer formation. Scalograms of all time series show significant high power content at periods 2–16 days which correspond to planetary wave modes. Detected dominant oscillations vary from campaign to campaign due to known natural variability of planetary waves. The cross wavelet transform of joint stratospheric and ionospheric data locates high planetary wave activity in a broad period range. However, the phase lags between wave-like oscillations are not stable and show very high variability.

Wavelet transform coherence detects only very limited wave bursts where the oscillations are coherent in both the stratosphere and the ionosphere. Similar to XWT, the phase shifts between temperature and Es data are not stable. It is important to emphasize that coherent wave bursts occur on periods similar to planetary eigen-periods. It supports the idea that vertical coupling via propagating planetary waves predominantly proceeds on main modes of planetary waves (Rossby modes). Although the existence of coherent oscillations within stratospheric temperature and sporadic E data confirms their close connection, the exact explanation of the relationship between PWs and Es formation calls for further research.

Complete set of scalograms, XWT and WTC for all three campaigns can be found in the supplementary Appendix A.

Acknowledgments

This work was supported by the Grant Agency of the Academy of Sciences of the Czech Republic (project IAA300420704).

Appendix A. Supporting information

Supplementary data associated with this article can be found in the online version at <http://dx.doi.org/10.1016/j.jastp.2012.04.007>.

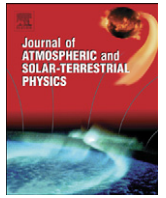
References

Abdu, M.A., 2005. Equatorial ionosphere–thermosphere system: electrodynamics and irregularities. *Advances in Space Research* 35, 771–787.

- Abdu, M.A., MacDougall, J.W., Batista, I.S., Sobral, J.H.A., Jayachandran, P.T., 2003. Equatorial evening prereversal electric field enhancement and sporadic E layer disruption: a manifestation of E and F region coupling. *Journal of Geophysical Research* 108 (A6), 1254.
- Axford, W.I., 1963. The formation and vertical movement of dense ionized layers in the ionosphere. *Journal of Geophysical Research* 68, 769.
- Beard, A.G., Michell, N.J., Williams, P.J.S., Kunitake, M., 1999. Non-linear interactions between tides and planetary waves resulting in periodic tidal variability. *Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics* 61, 363–376.
- Cavalieri, D.J., 1976. Traveling planetary scale waves in the E-region ionosphere. *Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics* 38, 965–974.
- Christakis, N., Haldoupis, C., Zhou, Q., Meek, C., 2009. Seasonal variability and descent of mid-latitude sporadic Es layers at Arecibo. *Annales Geophysicae* 27, 923–931.
- Davies, K., 1990. *Ionospheric Radio*. Peter Peregrinus Ltd., London.
- Forbes, M.J., 1994. Tidal and Planetary Waves. The Upper Mesosphere and Lower Thermosphere: A Review of Experiment and Theory. In: Johnson, R.M., Killeen, T.L. (Eds.), *Geophysical Monograph*, 87. AGU, Washington, DC, pp.67–87.
- Forbes, M.J., Palo, S.E., Zhang, X., 2000. Variability of the ionosphere. *Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics* 62, 685–693.
- Grinsted, J., Moore, C., Jevrejeva, S., 2004. Application of the cross wavelet transform and wavelet coherence to geophysical time series. *Nonlinear Processes in Geophysics* 11, 561–566.
- Gurubaran, S., Sridharan, S., Ramkumar, T.K., Rajaram, R., 2001. The mesospheric quasi-2-day wave over Tirunelveli (8.7°N). *Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics* 63, 975–985.
- Haldoupis, C., Pancheva, D., 2002. Planetary waves and midlatitude sporadic E layers: strong experimental evidence for a close relationship. *Journal of Geophysical Research* 107 (A6), 1078.
- Haldoupis, C., Pancheva, D., Michell, N.J., 2004. A study of tidal and planetary wave periodicities present in midlatitude sporadic E layers. *Journal of Geophysical Research*, 109. (Art. No. A02302).
- Haldoupis, C., Meek, C., Christakis, N., Pancheva, D., Bourdillon, A., 2006a. Ionogram height–time–intensity observation of descending sporadic E layers at mid-latitude. *Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics* 68, 539–557.
- Haldoupis, C., Meek, C., Christakis, N., Pancheva, D., Bourdillon, A., 2006b. Tidal Effects on Mid-latitude Sporadic E Layers Inferred from Ionosonde Height–Time–Intensity observations. EGU, Vienna, April 2006.
- Haldoupis, C., 2011. (Chapter 25) IAGA Special Sopron Book series 2: ‘Aeronomy of the Earth’s Atmosphere and Ionosphere’. Springer.
- Harris, T.J., 1994. A long-term study of the quasi-two-day wave in the middle atmosphere. *Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial Physics* 56, 569–579.
- Kalnay, E., Kanamitsu, M., Kisler, R., Collins, W., Deaven, D., Gandin, L., Iredell, M., Saha, S., White, G., Woollen, J., Zhu, Y., Chelliah, M., Ebisuzaki, W., Higgins, W., Janowiak, J., Mo, K.C., Ropelewski, C., Wang, J., Leetmaa, A., Reynolds, R., Jenne, R., Joseph, D., 1996. The NCEP/NCAR Reanalysis Project Bulletin of the American Meteorological Society 77/3, 437–471.
- Kazimirovski, E.S., Herraiz, M., de la Morena, B.A., 2003. Effects on the ionosphere due to phenomena occurring below it. *Surveys in Geophysics* 24, 139–184.
- Kingsley, S.P., Muller, H.K., Nelson, L., Scholefield, A., 1978. Meteor winds over Sheffield (53N 2W). *Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial Physics* 40, 1917–1922.
- Kumar, P., Fofoula-Georgiou, E., 1994. Wavelet Analysis in Geophysics: An Introduction. In: *Wavelets in Geophysics*. In: Fofoula-Georgiou, E., Kumar, P. (Eds.), Academic Press, Inc., pp.1–45.
- Laštovička, J., Fišer, V., Pancheva, D., 1994. Long-term trends in planetary wave activity (2–15 day) at 80–100 km inferred from radio wave absorption. *Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics* 56, 893–899.
- Laštovička, J., Křížan, P., Šauli, P., Novotná, D., 2003. Persistence of the planetary wave type oscillations in foF2 over Europe. *Annales Geophysicae* 21, 1543–1552.
- Laštovička, J., 2006. Forcing of the ionosphere by waves from below. *Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics* 68, 479–497.
- Laštovička, J., Solomon, S.C., Qian, L., 2011. Trends in the Neutral and Ionized Upper Atmosphere. *Space Science Reviews*, 1–33.
- Mallat, S., 1998. *A Wavelet Tour of Signal Processing*. Academic Press, San Diego.
- Mathews, J.D., 1998. Sporadic E: current views and recent progress. *Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics* 60 (4), 413–435.
- Meyer, Forbes, 1997. Natural oscillations of the ionosphere–thermosphere–mesosphere (ITM) system. *Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics*, 2185–2202.
- Mošna, Z., Koucká Knížová, P., 2010. Automatic Visualization Method of Height–Time Development of Ionospheric Layers. In: *WDS’10 Proceedings of Contributed Papers, Part II*, Matfyz Press, pp.199–204.
- Pancheva, D., Beard, A.G., Mitchell, N.J., Muller, H.G., 2000. Nonlinear interactions between planetary waves in the mesosphere/lower-thermosphere region. *Journal of Geophysical Research* 105, 157–170.
- Pancheva, D., Haldoupis, C., Meek, C.E., Manson, A.H., Mitchell, N.J., 2003. Evidence of a role for modulated atmospheric tides in the dependence of sporadic E layers on planetary waves. *Journal of Geophysical Research*, 108. (Art. No. 1176).
- Pancheva, D., Mitchell, N.J., 2004. Planetary waves and variability of the semi-diurnal tide in the mesosphere and lower thermosphere over Es range (68°N, 21°E) during winter. *Journal of Geophysical Research* 109, A08307.
- Pancheva, D., Mukhatrov, P., Mitchell, N., Fritts, D., Riggan, D., Takahashi, H., Batista, P., Clemesha, B., Gurubaran, S., Ramkumar, G., 2008. Planetary wave

- coupling (5–6-day waves) in the low latitude atmosphere–ionosphere system. *Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics* 70, 101–122.
- Pancheva, D., Mukhtarov, P., Andonov, B., Mitchell, N.J., Forbes, J., 2009. Planetary waves observed by TIMED/SABER in coupling the stratosphere–mesosphere–lower thermosphere during the winter of 2003/2004: part 2, altitude and latitude planetary wave structures. *Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics* 71 (1), 75–87.
- Pancheva, D., Mukhtarov, P., Andonov, B., Forbes, J.M., 2010. Global distribution and climatological features of the 5–6-day planetary waves seen in the SABER/TIMED temperatures (2002–2007). *Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics* 72, 26–37.
- Reinisch, B.W., Huang, X., Galkin, I.A., Paznukhov, V., Kozlov, A., 2005. Recent advances in real-time analysis of ionograms and ionosond drift measurements with digisondes. *Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics* 67, 1054–1062.
- Salby, M.L., Roper, R.G., 1980. Long-period oscillation in the Meteor region. *Journal of the Atmospheric Science* 37, 237–244.
- Sassi, F., Garcia, R.R., Boville, B.A., Liu, H., 2002. On temperature inversions and the mesospheric surf zone. *Journal of Geophysical Research* 107 (D19), 4380.
- Shepherd, M.G., Wu, D.L., Fedulina, I.N., Gurubaran, S., Russell, J.M., Mlynckzak, M.G., Shepherd, G.G., 2007. Stratospheric warming effects on the tropical mesospheric temperature field. *Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics* 69, 2309–2337.
- Šauli, P., Boška, J., 2001. Tropospheric events and possible related gravity wave activity effects on the ionosphere. *Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics* 63, 945–950.
- Šauli, P., Bourdillon, A., 2008. Height and critical frequency variations of the sporadic-E layer at midlatitudes. *Journal of Atmospheric and Solar–Terrestrial Physics* 70 (15), 1904–1910.
- Teitelbaum, H., Vial, F., 1991. On the tidal variability induced by nonlinear interaction with planetary waves. *Journal of Geophysical Research* 96, 14169–14178.
- Torrence, C., Compo, G.P., 1998. A practical guide to wavelet analysis. *Bulletin of American Meteorological Society* 79, 61–78.
- Torrence, C., Webster, P., 1999. Interdecadal changes in the ENSO–Moonsoon system. *Journal of Climatology* 12, 2679–2690.
- Tsunoda, R.T., Yamamoto, M., Igarashi, K., Hocke, K., Fukao, S., 1998. Quasi-periodic radar echoes from midlatitude sporadic E and role of the 5-day planetary wave. *Geophysical Research Letters* 25, 951–954.
- Tsunoda, R.T., Cosgrove, R.B., Ogawa, T., 2004. Azimuth-dependent E-s layer instability: a missing link found. *Journal of Geophysical Research* 109, A12. (Art. No. A12303).
- Voiculescu, M., Haldoupis, C., Schlegel, K., 1999. Evidence for planetary wave effects on midlatitude backscatter and sporadic E layer occurrence. *Geophysical Research Letters* 26, 1105.
- Voiculescu, M., Haldoupis, C., Pancheva, D., Ignat, M., Schlegel, K., Shalimov, S., 2000. More evidence for a planetary wave link with midlatitude E region coherent backscatter and sporadic E layers. *Annales Geophysicae* 18, 1182–1196.
- Whitehead, J.D., 1961. The formation of the sporadic E layer in the temperate zones. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 20, 49–58.
- Whitehead, J.D., 1989. Recent work on mid-latitude and equatorial sporadic E. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 51, 401–424.

A9 Georgieva et al. (2012)



Solar influences on atmospheric circulation

K. Georgieva^{a,*}, B. Kirov^a, P. Koucká Knížová^b, Z. Mošna^b, D. Kouba^b, Y. Asenovska^a

^a Space Research and Technologies Institute, Bulgarian Academy of Sciences, Bulgaria

^b Institute of Atmospheric Physics, Czech Academy of Sciences, Czech Republic

ARTICLE INFO

Article history:

Received 13 October 2011

Received in revised form

17 May 2012

Accepted 21 May 2012

Available online 1 June 2012

Keywords:

Solar activity

North Atlantic Oscillation

Solar dynamo

ABSTRACT

Various atmospheric parameters are in some periods positively and in others negatively correlated with solar activity. Solar activity is a result of the action of solar dynamo transforming solar poloidal field into toroidal field and back. The poloidal and toroidal fields are the two faces of solar magnetism, so they are not independent, but we demonstrate that their long-term variations are not identical, and the periods in which solar activity agents affecting the Earth are predominantly related to solar toroidal or poloidal fields are the periods in which the North Atlantic Oscillation is negatively or positively correlated with solar activity, respectively. We find further that solar poloidal field-related activity increases the NAM index, while solar toroidal field-related activity decreases it. This is a possible explanation of the changing correlation between the North Atlantic Oscillation and solar activity.

© 2012 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

The influence of solar activity on the Earth's climate is a matter of high scientific as well as practical importance—not only because the chain of coupling processes from the Sun through the interplanetary medium to the Earth's magnetosphere, ionosphere and various atmospheric regions is a challenge to our present understanding of the underlying physical mechanisms, but also because the global warming observed in the XX century requires an objective estimation of natural versus anthropogenic factors for climate change in order to adopt the most appropriate strategies for environmental behavior with far reaching economical, political and societal consequences.

Solar variability is a result of the magnetic activity of the Sun, maintained by the action of the solar dynamo which transforms the solar poloidal field prevailing during sunspot minimum into toroidal field with a maximum at sunspot maximum, and back into poloidal field with the opposite magnetic polarity during the next sunspot minimum (Choudhuri, 2011). The different solar and heliospheric manifestations of solar variability are related to these two faces of solar magnetism: sunspots, solar flares, variations in total and spectral solar irradiance, coronal mass ejections and magnetic clouds – to the solar toroidal field, and coronal holes and high speed solar wind streams emanating from them – to the solar poloidal field (Feynman, 1982). These different manifestations of solar activity have different impacts on the terrestrial system (Boberg et al., 2005; Borovsky and Denton,

2006; Georgieva et al., 2006), resulting from different physical mechanisms. However, these impacts are not thoroughly studied, and the mechanisms are not yet clear enough.

The Earth's atmosphere is a highly complex system with a number of factors and processes determining its state which makes it difficult to detect the effect of solar activity on the background of the atmosphere's internal variability. An additional difficulty is that the effects are often nonlinear, and solar activity can at some times increase and at other times decrease the values of atmospheric parameters like surface air temperature, precipitation, circulation indices, etc. (Herman and Goldberg, 1978, and the references therein). This gives rise to doubts about the reality of the Sun–climate relations. An argument against the suspicion that the observed correlations between solar activity and atmospheric parameters are accidental is the finding that the way in which Sun affects the atmosphere changes rather systematically, depending on either the level of solar activity in its centennial cycle (Sazonov and Loginov (1969); Gimeno et al., 2003), or on the predominantly more active solar hemisphere (Georgieva and Kirov, 2000; Georgieva et al., 2007).

The present study is focused on the circulation in the northern hemisphere as characterized by the North Atlantic Oscillation (NAO) and quantified by the index of the Northern Annular Mode (NAM). The North Atlantic Oscillation is a large-scale seesaw oscillation of atmospheric mass between middle and high Atlantic latitudes determining the large-scale atmospheric circulation, temperature and precipitation over most of the northern hemisphere. This oscillation is detectable in all months but is most pronounced in winter. The NAO index is based on the difference of normalized sea level pressures between two atmospheric “centers of action” (large-scale semi-permanent high and low

* Corresponding author. Tel.: +359 29793232; fax: +359 29861683.

E-mail addresses: kgeorg@bas.bg, katyageorgieva@msn.com (K. Georgieva).

pressure systems): the Azores high and the Icelandic low. In winters in which the high pressure in the Azores is even higher than average, the low pressure in Iceland is even lower than average. In this case NAO is by definition in its positive phase associated with stronger than average midlatitude westerly (from the west) winds carrying warm and moist maritime air from the Atlantic over much of Europe and far downstream across Asia. This results in mild winters there. In the same time, the flow is anomalously southerly over the eastern United States and anomalously northerly across western Greenland, the Canadian Arctic, and the Mediterranean. The result is warming in North America and cooling in the North Atlantic, North Africa and the Middle East. The situation changes to the opposite in the NAO negative phase when both centers of action are weaker: the pressure is higher than average in the Icelandic low pressure region, and lower than average in the Azores high pressure region (Hurrell and Deser, 2009).

NAO is the surface manifestation of a more general hemispheric-scale pattern, the Northern Annular Mode (NAM) which is defined as the difference in atmospheric pressure between high (above 60°) and middle (around 45°) northern latitudes at pressure levels from 1000 hPa (surface) to 10 hPa (about 32 km). NAM in the lower stratosphere is also characterized by a seesaw in mass between the higher and middle latitudes, which is much more zonally symmetric than in the troposphere (Thompson and Wallace, 1998). In the NAM positive phase, the polar jet stream—stratospheric westerly winds that encircle the pole—is enhanced and the polar vortex is strong and anomalously cold. In the NAM negative phase, the polar vortex is weak, the polar jet stream slows and meanders so that the extensions of polar low pressure lobes reach much farther to the south and block the normal circulation of the atmosphere—the so called “blocking events” associated with cold waves in the Atlantic and in Europe (Rex, 1950).

Many authors have studied the effects of solar variability on NAO. Kodera (2002) showed that the spatial extent of NAO depends on the level of solar activity: during sunspot maximum, NAO has a hemispherical structure extending into the stratosphere, while during sunspot minimum, it is confined to the eastern Atlantic sector and to the troposphere. Huth et al. (2006) found that under solar maxima the NAO modes are more zonal, their teleconnections span longer distances, and their action centers occupy larger areas than during solar minima. Barriopedro et al. (2008) studied the solar activity effects on blocking events and demonstrated that the blocking episodes in the Atlantic last longer, are located further east and become more intense during low solar activity than during high solar activity.

On the other hand, it was pointed out that NAO depends more strongly on geomagnetic activity than on sunspot activity (Bucha and Bucha, 1998; Boberg and Lundstedt, 2002; Bochníček and Hejda, 2005) which could be an indication of the physical mechanisms involved. Woollings et al. (2010) argue that the open solar flux derivable from geomagnetic data is better correlated to atmospheric circulation variations than sunspot number or solar radioflux (proportional to the solar UV radiation), and that this means that the solar activity influences on the atmosphere could be realized via a modulation of the vertical propagation of planetary waves into the stratosphere in wintertime, or via anticyclonic Rossby wave-breaking. Model simulations of Baumgaertner et al. (2011) demonstrated that strong geomagnetic activity, through the associated NO_x (=NO+NO₂) enhancements, leads to a more stable polar stratospheric vortex associated with a positive NAM index.

However, the dependence of NAO on both solar (as measured by the number of sunspots) and geomagnetic activity varies in time. Thejll et al. (2003) found that the correlation between the geomagnetic Ap index and the NAO is high and significant since about 1970 but not before, which might indicate that a solar

forcing, primarily acting in the stratosphere, is propagating its influence downward in the later period but not in the earlier. According to Palamara and Bryant (2004), the geomagnetic forcing of atmospheric circulation in the Northern Hemisphere is temporally and seasonally restricted and modulated by the Quasi-Biennial Oscillation (QBO), being significant for only January values after 1965, and for only years in which the January QBO is eastward. Lukianova and Alekseev (2004) placed the onset of “geomagnetic forcing” even earlier, in 1940s after which the rhythms of geomagnetic activity and NAO matched, while before that the correlation between them was weakly negative, possibly related to the reaching of a “threshold of sensitivity” of the atmospheric circulation to the high-latitude ionospheric electric field variations which are bigger for stronger interplanetary magnetic field. Georgieva et al. (2007) found that the correlation between the long-term variations of NAO and sunspot activity changes in consecutive secular solar cycles and seems related to the long-term variations in the north–south solar activity asymmetry: when the southern solar hemisphere is more active, increasing solar activity in the secular solar cycle results in increasing NAO, while when more active is the northern solar hemisphere, increasing solar activity decreases NAO, possibly due to the different effects on the atmospheric centers of action of magnetic clouds with different helicity originating from the two solar hemispheres. Li et al. (2011) suggested that the relationship between *aa*-geomagnetic index and the NAO is negative for small to medium *aa* and positive for medium to large *aa*. Besides, the *aa*-NAO relationship is dominated by the geomagnetic activity from the declining phase of even-numbered solar cycles, implying that an increase of long-duration recurrent solar wind streams from high latitude coronal holes during solar cycles 20 and 22 may partially account for the significant positive *aa*-NAO relationship during the last 30 years of the 20th century. Veretenenko and Ogurtsov (2012) studied the spatial and temporal structure of long-term effects of solar activity and galactic cosmic ray variations on the lower atmosphere circulation as well as possible reasons for the peculiarities of this structure. The study revealed that the temporal structure of solar activity/galactic cosmic rays effects on the troposphere circulation at high and middle latitudes is characterized by a roughly 60-year periodicity which is apparently due to the epochs of the large-scale atmospheric circulation. The authors suggest that a possible mechanism of long-term effects of solar activity and cosmic ray variations on the troposphere circulation involves changes in the evolution of the polar vortex in the stratosphere of high latitudes, as well as planetary frontal zones.

Geomagnetic activity results from different solar activity agents interacting with the Earth's magnetosphere, which are manifestations of the two types of solar magnetic field—toroidal and poloidal (Feynman, 1982; Georgieva et al., 2006; Verbanac et al., 2010). They are not independent as they are both produced by the action of the solar dynamo which transforms them into each other, similar to a simple harmonic oscillator transforming kinetic and potential energies into each other (Parker, 1955). However, their long-term evolutions may not be identical, and during a given period the one or the other may have the main impact to geomagnetic activity and terrestrial system in general (Georgieva et al., 2007). As the two types of solar agents have different effects on the Earth (Borovsky and Denton, 2006; Georgieva et al., 2006, 2007), the change in the correlation between geomagnetic activity and NAO may give a clue about the possible mechanisms through which the Sun affects atmospheric circulation and climate.

The goal of the present study is to investigate the long-term variations in the different manifestations of solar activity, and their influence on the atmospheric circulation in the Northern

hemisphere. Section 2 presents the data sets we use. In Section 3 we derive the long-term variations in the solar poloidal field-related and toroidal field-related activity. In Section 4 we compare the influence of these two types of activity on the NAM index. In Section 5 we summarize and discuss our results.

2. Data

The International sunspot number R (<http://solarscience.msfc.nasa.gov/SunspotCycle.shtml>), the geomagnetic aa -index derived from two antipodal stations (Mayaud, 1972) available from ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/RELATED_INDICES/AA_INDEX/, and its reconstruction back to 1844 based on data from Helsinki station only (Nevanlinna and Kataja, 1993), and $F10.7$ —the solar radioflux at a wavelength 10.7 cm (<http://www.ngdc.noaa.gov/stp/solar/flux.html>) are used to quantify the different manifestations of solar variability. As a measure of the North Atlantic Oscillation, the index of the Northern Annular Mode NAM (Thompson and Wallace, 1998) available at <http://www.nwra.com/resumes/baldwin/nam.php> is used. We have preferred the NAM index over the NAO index because NAM provides information about the vertical structure of the atmospheric circulation and allows evaluating the influences at different levels, while at lower levels it is a manifestation of NAO.

3. Long-term variations in the solar poloidal field-related and toroidal field-related activity

3.1. Solar activity and its geoeffective manifestations

By the term “solar activity”, all types of variations in the appearance and energy output from the Sun are denoted. The most prominent characteristic of the solar activity are the sunspots whose number increases and decreases cyclically with a period of ~ 11 years (Schwabe, 1843). Sunspots are associated with strong magnetic fields (Hale, 1912), and tend to occur in pairs, so that on one hemisphere the leading (with respect to the direction of the solar rotation) spots in all pairs have the same polarity, and the trailing spots in the pairs have the other polarity, while on the other hemisphere the polarities are oppositely oriented. In subsequent 11-year sunspot cycles the polarities in the two hemispheres reverse, therefore the full solar magnetic cycle of the Sun consists of two 11-year cycles (Hale and Nicholson, 1925).

The number of sunspots comprises the longest instrumental time series of solar activity indicators spanning over already 400 years, so they are often used for comparing the long-term variations in solar activity and in various terrestrial processes. However, the sunspots are not geoeffective, they are just an indicator of the Sun’s magnetic activity; moreover, they are an indicator of only one aspect of the Sun’s magnetic activity—the one related to the solar toroidal field. Sunspots are themselves product of the solar toroidal field, so their number and surface area can be considered a measure of this toroidal field whose other manifestations are the solar flares and coronal mass ejections. Coronal mass ejections are huge eruptions of plasma and embedded magnetic fields from the corona which interact with the Earth’s magnetic field and lead to the strongest geomagnetic storms which are however sporadic and short lasting. Solar flares emit huge bursts of electromagnetic radiation including X-rays, UV, visible light and radiowaves which lead to changes in the Earth’s upper atmosphere. They all have maximum in number and intensity in periods of maximum sunspots, and minimum in periods of minimum sunspots. Also a manifestation of the solar toroidal field and proportional to its intensity are the Sun’s total

and spectral irradiance (Fligge and Solanki, 2000) which are believed to play major role in climate variability and are important parameters in General Circulation Models.

Another aspect of the solar magnetic activity is related to the solar poloidal field and its manifestations are solar coronal holes—long-lived unipolar regions of open magnetic field lines, sources of high speed solar wind streams. During sunspot maximum periods, there are numerous such unipolar regions, remnants of sunspot pairs, scattered all over the solar surface, but they are small and short-lived, so they cause small and short-lasting enhancements in geomagnetic activity. During sunspot minimum, there are two big coronal holes encircling the two poles; however, the fast solar wind emanating from them does not reach the ecliptic plane and practically does not affect the Earth. During the sunspot declining phase, when the polar field of the new solar cycle has already been formed, low-latitude coronal holes begin attaching themselves to the polar coronal holes and growing in size to form wide extensions of the polar holes which persist for several solar rotations. The strong and long duration streams of high speed solar wind emanating from them bathe the Earth every time the coronal hole faces the Earth and cause moderate but long lasting and recurrent geomagnetic storms (Wang and Sheeley, 1990).

3.2. Relative importance of toroidal field-related and poloidal field-related geoeffective solar agents

At any phase of the solar cycle, solar agents of both types affect the Earth, however in the course of the solar cycle their relative importance changes. Geomagnetic activity is the most obvious result of the solar influences on the Earth, moreover with a relatively long data record, so it is a convenient parameter to evaluate the long-term variations in the relative importance of the different solar agents. Richardson et al. (2001) studied the sources of geomagnetic storms over nearly three solar cycles (1972–2000) and found that the most intense storms as defined by geomagnetic K_p -index at both sunspot minimum and sunspot maximum are almost all generated by transient structures associated with CME’s; weaker storms are preferentially associated with high speed solar wind streams from coronal holes at solar minimum, and with CME’s at solar maximum, while a small fraction of the weaker storms at both solar minimum and solar maximum are generated by slow solar wind.

Feynman (1982) noted that if we plot a geomagnetic activity index as a function of the sunspot number, practically all points lie above a line (Fig. 1).

The equation of this line gives the minimum geomagnetic activity for a given number of sunspots, so from it we can evaluate the contribution of sunspot related, or toroidal field related solar agents to geomagnetic activity:

$$aa_T = a + b \cdot \text{sunspot} \quad (1)$$

What is left is due to non-sunspot related, or poloidal field related solar agents:

$$aa_P = aa - aa_T \quad (2)$$

Fig. 2 demonstrates the long-term variations in the yearly averaged values of aa_T and aa_P . Each point is an average over 30 yearly averages with a step of 10 years, e.g. 1901–1930, 1911–1940, etc. These are the so-called “climatic normals” used for the evaluation of climate changes (Guttman, 1989). It is clearly seen that while both aa_T and aa_P have increased by about 30% between the middle of the 19th century and the middle of the 20th century, beginning from the period 1951 to 1980 aa_T was decreasing while aa_P continued increasing.

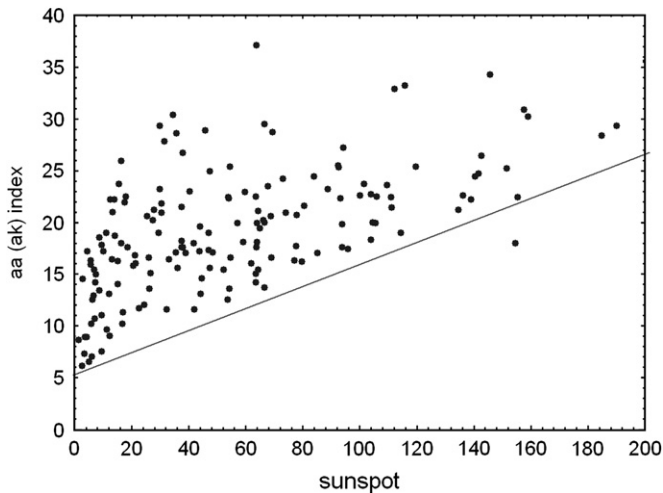


Fig. 1. Dependence of the geomagnetic activity as measured by *aa*-index (since 1868) and *ak*-index (1844–1867) on the sunspot number.

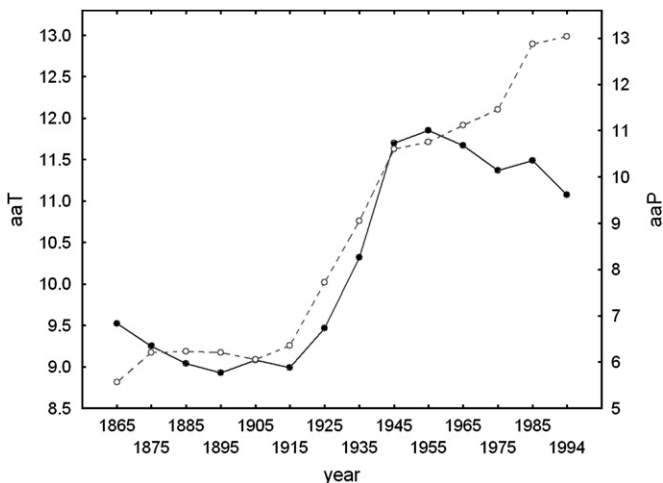


Fig. 2. Long-term variations of the sunspot-related (full circles, solid line) and non-sunspot-related (open circles, dashed line) geomagnetic activity, moving averages over 30 years with a step of 10 years (climatic normals).

Another important feature obvious in Fig. 1 is that for every number of sunspots, even zero, there is some non-zero level of geomagnetic activity which is obviously due to non-sunspot related, or non-toroidal field related solar agents. Therefore, the coefficient a in Eq. (1) is a measure of the geomagnetic activity caused by poloidal field related solar activity, and the coefficient b reflects the sensitivity of the geomagnetic activity to the variations in the toroidal field related solar activity. Different authors using data covering different periods, have derived different values of the coefficients a and b in Eq. (1):

$$\begin{aligned} aa_T &= 5.38 + 0.12 * R \text{ (Feynman, 1982)} \\ aa_T &= 5.17 + 0.07 * R \text{ (Ruzmaikin and Feynman, 2001)} \\ aa_T &= 10.9 + 0.097 * R \text{ (Hathaway and Wilson, 2006)} \\ aa_T &= 7.1 + 0.106 * R \text{ (Georgieva and Kirov, 2007)} \end{aligned}$$

The differences may be due to the different methodology for deriving the coefficients, or may be due to a real temporal variation. To check these possibilities, we have derived the a and b coefficients for consecutive periods covering 3 full sunspot cycles from minimum to minimum, e.g. cycles 9–11, 10–12, 11–13, etc. until cycles 21–23 applying the same method—the one described by Hathaway and Wilson (2006). The scatterplots showing the

dependence of the geomagnetic activity on the number of sunspots in these consecutive ~ 30 -year periods are presented in Fig. 3. It is clearly seen that both the “floor” of geomagnetic activity and the rate of increase of the geomagnetic activity with increasing sunspot activity do vary in time which means that the relative importance of poloidal field-related and toroidal field-related solar activity vary in time or, in other words, the way in which Sun affects the Earth varies in time.

A major change in the relative impact of the manifestations of the two types of solar magnetic activity seems to have occurred between sunspot cycles 19 and 20. To better illustrate the two different modes of influence of the solar activity on geomagnetic activity, in Fig. 4a and b the scatterplots are presented for all years from 1844 to 1964, and from 1965 to 2005, respectively. In the first period, poloidal field-related sunspot activity (non-sunspot-related activity) has little impact on geomagnetic activity, while with increasing toroidal-field related solar activity (sunspot-related activity), the geomagnetic activity quickly increases. In the second period, the “floor” in geomagnetic activity due to poloidal field-related (or non-sunspot-related) activity is 2–3 times higher than in the first period, and the impact of toroidal field-related (or sunspot related) activity on geomagnetic activity is small to vanishing, especially in the end of the period (compare with the last plot in Fig. 3). In other words, up to the 19th sunspot cycle, the solar agents which affected geomagnetic activity and the terrestrial system in general, were mainly manifestations of the solar toroidal field, while from sunspot cycle 20 onwards, poloidal field-related solar agents were the main drivers of geomagnetic activity. The period when the two types of manifestations of solar activity switched roles coincides with the period when the correlation between solar/geomagnetic activity and NAO index changed from weakly negative to significantly positive.

Fig. 5 presents the long-term variations in the coefficients a and b . The two coefficients are in antiphase and vary cyclically with a century-scale period. Such long cycles have been found earlier in the number of sunspots (Gleissberg, 1939) and in ^{14}C data (Suess, 1986). This behavior of the relative impact of the poloidal field-related and toroidal field-related solar agents reveals an unknown so far periodicity in the mode of operation of the solar dynamo, and may be an alternative explanation of the secular variation in the correlation between solar activity and NAO (Georgieva et al., 2007).

The question we must answer now is how these two types of solar agents influence the atmospheric circulation, and in particular the North Atlantic Oscillation and the Northern Annular Mode.

4. Effects of toroidal field-related and poloidal field-related sunspot activity on atmospheric circulation

To characterize the atmospheric circulation, we use the NAM-index calculated by Baldwin and Dunkerton, available online at <http://www.nwra.com/resumes/baldwin/nam.php>. The daily values of the NAM-index are calculated at 17 pressure levels: 1000, 925, 850, 700, 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20, and 10 hPa based on the National Centers for Environmental Prediction (NCEP) reanalysis data for 1000–10 hPa during 1958–2006. For each pressure altitude, latitude, longitude, and day of year, the anomalies are calculated by subtracting the seasonally varying climatology, and the EOF time series are derived. The annular mode patterns (NAM-indices) are defined as the regression between the EOF time series and the data field used in the EOF calculation (Baldwin and Dunkerton, 2001).

In the stratosphere, NAM values are a measure of the strength of the polar vortex, while the near-surface annular mode is called

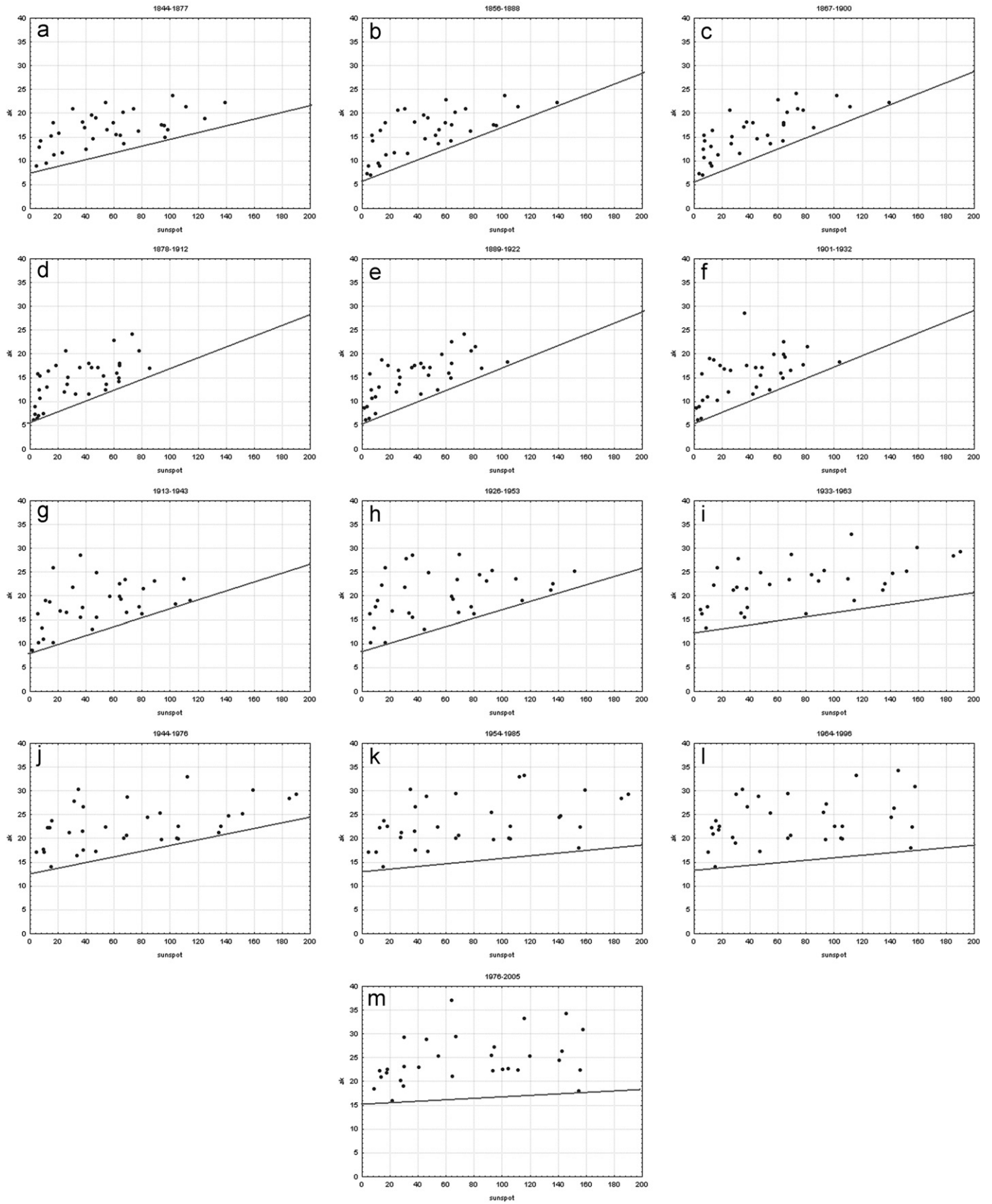


Fig. 3. Dependence of the geomagnetic activity on the sunspot number in consecutive ~ 30 -year periods, each covering 3 sunspot cycles: (a) cycles 9–11; (b) cycles 10–12; (c) cycles 11–13, ... (m) cycles 21–23.

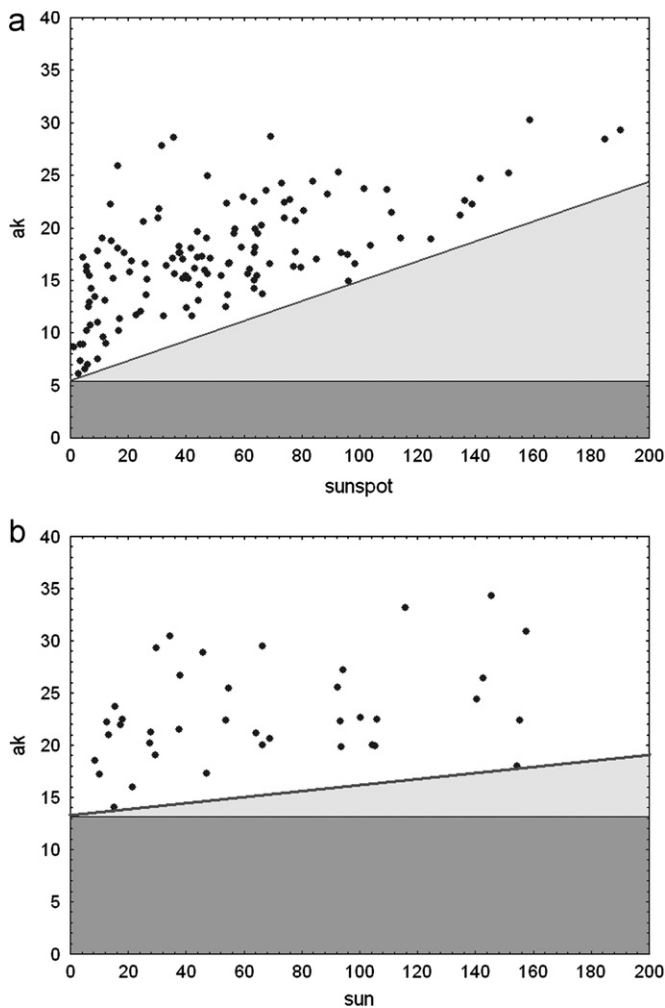


Fig. 4. Dependence of the geomagnetic activity on the sunspot number in the period (a) 1844–1964 and (b) 1965–2005.

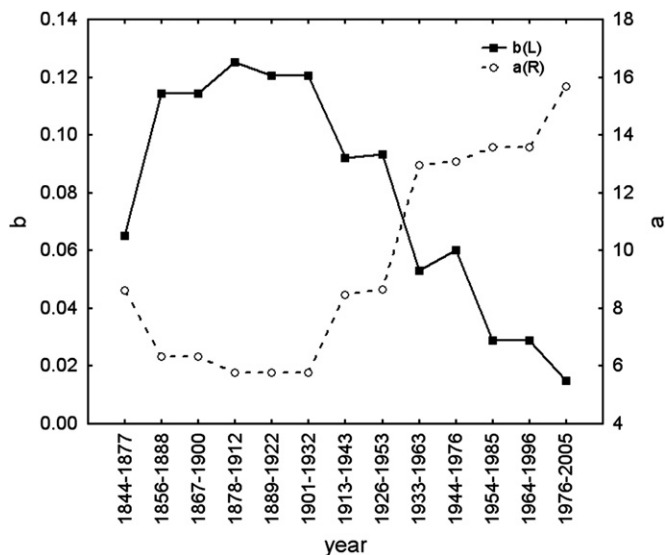


Fig. 5. Long-term variations in the coefficients a and b in Eq. (1), moving averages over the consecutive ~ 30 -year periods as in Fig. 3.

the “Arctic Oscillation” (AO), which is recognized as the North Atlantic Oscillation (NAO) over the Atlantic sector.

Though the NAM-index is defined for every day of the year, it is best expressed during northern winter when it accounts for more

than one-third of the hemispheric interannual variance of the surface temperature anomalies, far more than any other pattern of variability (Hurrell, 1996). The stratospheric circulation is also most variable during winter, when the cold, cyclonic polar vortex varies in strength and is disturbed by planetary-scale Rossby waves (Baldwin and Dunkerton, 2001). Therefore, we use the NAM-index values averaged over the months of December, January, and February.

As noted, many authors have shown that atmospheric circulation is better correlated to geomagnetic activity than to the number of sunspots. This is to be expected because, as explained above, the geomagnetic activity reflects the impact of different solar drivers while the sunspot number is a measure of only the solar toroidal field-related activity. However, most studies compare atmospheric circulation for high and low geomagnetic activity, without specifying what solar activity agents cause the geomagnetic activity. In an attempt to distinguish between the impacts of different solar drivers, we choose from the observational data winters falling into two categories, based on the number of sunspots, the index of solar radio-flux F10.7, and the geomagnetic aa -index:

- (1) High aa -index, low sunspot number and F10.7. In this case, the sunspot-related, or toroidal field-related geomagnetic activity is low, and the major impact on the geomagnetic activity and on the terrestrial system as a whole belongs to non-sunspot-related, or to poloidal field-related solar activity—high speed solar wind streams from solar coronal holes. These periods are mainly during the declining and minimum phase of the sunspot cycle when the big low-latitude solar coronal holes formed earlier still persist while the number and intensity of coronal mass ejections and the electromagnetic radiation are already strongly reduced.
- (2) High sunspot number and F10.7, low aa -index. In this combination, we have high levels of electromagnetic radiation due to the high intensity of the toroidal field whose manifestation is the number of sunspots, intense but sporadic and short-lasting coronal mass ejections and magnetic clouds, and none or few high speed solar wind streams. These periods are around sunspot maximum.

For the solar and geomagnetic activity indices, we use their 12-month sliding average values, with weight of 0.5 for the first and last month, and 1.0 for the other points. As the atmospheric effects may lag the solar driver, we define the levels of the sunspot number, F10.7 and aa -index by their average values for November, December, January and February, and compare them to the NAM index averaged over December, January and February.

The calculated mean NDJF mean values of the solar and geomagnetic activity parameters over the 48-year period are as follows: aa -index 23.43; sunspot number 75.985; F10.7 131.968. Therefore, we define low/high values of the indices in the following way:

- low/high aa -index means aa -index below/above 23.43;
- low/high sunspot number means sunspot number below/above 75.985;
- low/high F10.7 means F10.7 below/above 131.968.

For low/high toroidal field-related solar activity we require both the sunspot number and F10.7 to be low/high.

There are 11 winters in the first category (aa high, sunspot and F10.7 low), and 9 winters in the second category (aa low, sunspot and F10.7 high). The years falling in these two categories, are:

- (1) 1961, 1973, 1975, 1976, 1984, 1985, 1986, 1994, 1995, 2004, 2005;
- (2) 1968, 1969, 1970, 1971, 1980, 1981, 1991, 2001, 2002.

The year is defined to correspond to the month of January: for example, 1961 means the period from November 1960 to February 1961 for the solar and geomagnetic indices, and from December 1960 to February 1961 for the NAM-index.

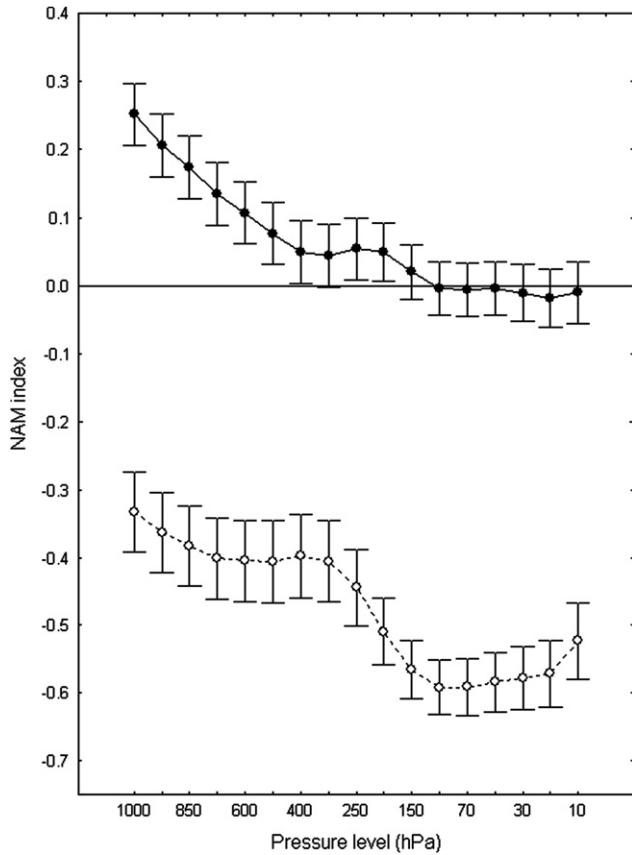


Fig. 6. NAM index at levels from 1000 to 10 hPa for: high aa -index, low sunspot number and F10.7 (full circles, solid line) and high sunspot number and F10.7, low aa -index (open circles, dashed line), together with their error bars.

We use the daily values of the NAM-index which gives a total of 993 days in the first category, and 812 days in the second category.

Among the remaining years, in 11 winters all three indices have values above their averages for the 48-year period, in 13 winters all three indices have values below their averages, and in 4 winters the sunspot number and F10.7 are not simultaneously below or above their respective averages for the period studied.

Fig. 6 presents the comparison of the two contrasting cases: (1) high aa -index, low sunspot number and F10.7; and (2) high sunspot number and F10.7, low aa -index. At all altitudes, the winter NAM-index is on the average higher for predominantly solar poloidal-field related activity, and lower for predominantly solar toroidal field-related activity. The differences are higher with increasing pressure levels—closer to the surface. In winters with high aa -index and low sunspot number and F10.7, the average NAM-index is positive from the surface up to 150 hPa, and above this level its mean is about zero. In winters with low aa -index and high sunspot number and F10.7, the NAM-index is on the average negative at all altitudes, and sharply decreases above 150 hPa. The differences between these two cases, evaluated by means of Student's t -test are significant at $p < 0.001$.

Fig. 7a–f present histograms for the two cases at selected altitudes: 1000 hPa (Fig. 7a), 500 hPa (Fig. 7b), 250 hPa (Fig. 7c), 100 hPa (Fig. 7d), 50 hPa (Fig. 7e), and 10 hPa (Fig. 7f). At all altitudes the normal distribution peaks at higher NAM-index for predominantly solar poloidal-field related activity than for predominantly solar toroidal field-related activity. More important than the shift in means are the differences in the shapes of the distribution functions, especially between the tails of the curves (Baldwin and Dunkerton, 2001). Values of NAM-index smaller than -1.0 /greater than 1.0 are more likely during periods of predominantly solar toroidal field-related/poloidal-field related activity.

To further elaborate on the influence of solar activity agents on the NAM-index, we apply the method of factor analysis (STATISTICA, StatSoft Inc., 1984–2004). One of the main applications of this method is to detect structures in the relationships between variables, in other words to classify variables (Thurstone, 1947; Stevens, 1986). The basic idea of the method is that the variability

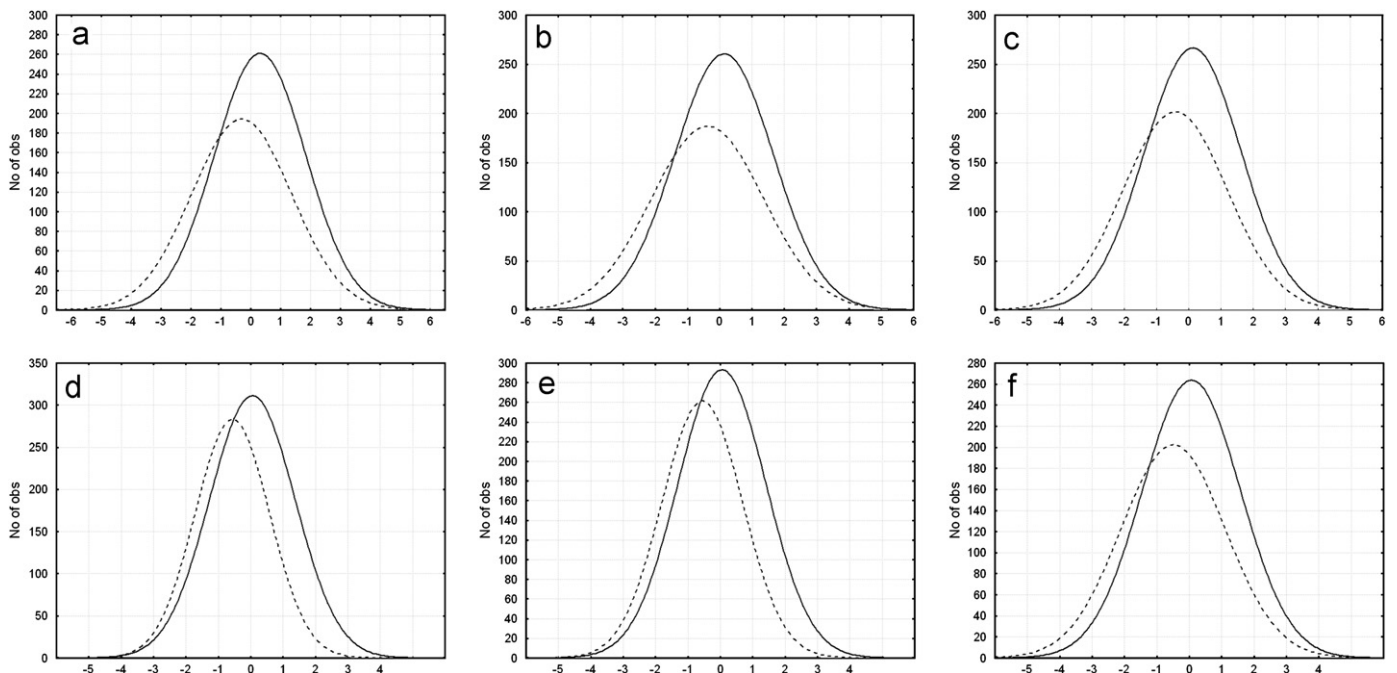


Fig. 7. Histograms of the NAM-index values for high aa -index, low sunspot number and F10.7 (solid line) and high sunspot number and F10.7, low aa -index (dashed line) at (a) 1000 hPa, (b) 500 hPa, (c) 250 hPa, (d) 100 hPa, (e) 50 hPa, and (f) 10 hPa.

among the observed variables can be described in terms of a potentially lower number of unobserved variables called factors. Stated in another way, it is possible that the variations in a number of observed variables (in our case the values of the NAM-index at different altitudes/pressure levels for different combinations of the levels of solar toroidal field-related and poloidal field-related activity) mainly reflect the variations in fewer unobserved variables (which we suppose to include the levels of the different manifestations of solar activity).

In the simplest case of two variables, the correlation between them can be represented as the regression line which best fits the scatterplot of the variables. We can therefore define a new variable (a “factor”) which approximates this regression line. In the case of more variables the calculations are more complex but the idea is the same: to find a regression line which we represent by a new variable that best fits the original variables. After the

Table 1.

Extracted factors for the 34 variables with their eigenvalues and percentage of the total variance which they explain.

	Eigenvalue	% Total variance	Cumulative variance	Cumulative %
Eigenvalues extraction: Principal components				
1	13.77181	40.50531	13.77181	40.50531
2	8.95487	26.33787	22.72668	66.84318
3	5.37395	15.80572	28.10063	82.64890
4	3.63014	10.67689	31.73077	93.32579

first factor has been extracted, that is, after the first line has been drawn through the data, we continue and define another line which best fits the remaining variability, and so on. In this manner, consecutive factors are extracted, until no significant variance remains (obviously, the consecutive factors which are extracted account for less and less variability). Because each consecutive factor is defined to account for the variability which is not captured by the preceding factors, consecutive factors are independent of each other.

We can now look at the correlations between the variables and the extracted factors. These correlations are called “factor loadings”. If a factor has similar high loadings on two or more variables, we can conclude that these variables are related because they are all influenced by this common factor (unobserved variable).

The variables analyzed are the NAM-index values at 17 levels from 1000 to 10 hPa for winters with high *aa*-index and low sunspot number and F10.7 (marked hereafter 1000-1, 925-1, ..., 10-1), and for winters with low *aa*-index and high sunspot number and F10.7 (1000-2, 925-2, ..., 10-2), or a total of 34 variables.

The method requires an equal sample size for all variables, so the periods covered by both categories had to be limited to 9 years. To this end, two winters with the lowest *aa*-index and highest sunspot number and F10.7 have been removed from the first category (1961 and 1973). Thus, each of the variables has 812 values.

Four factors were extracted for the 34 variables. Table 1 lists the extracted factors together with their eigenvalues and percentage of the total variance which they explain. The total explained variance by the 4 factors is 93.3%. Table 2 summarizes the factor

Table 2

Factor loadings on the NAM-index values at 17 levels from 1000 to 10 hPa for winters with high *aa*-index and low sunspot number and F10.7 (1000-1, 925-1, ..., 10-1), and for winters with low *aa*-index and high sunspot number and F10.7 (1000-2, 925-2, ..., 10-2).

hPa	Factor 1	Factor 2	Factor 3	Factor 4
Factor loadings (varimax raw) extraction: principal components (marked loadings are $> .700,000$)				
1000-1	-0.864306	0.088508	0.089262	0.191191
925-1	-0.901524	0.086308	0.066177	0.192419
850-1	-0.927235	0.084816	0.052501	0.189112
700-1	-0.963960	0.081679	0.039853	0.177365
600-1	-0.975777	0.081130	0.031989	0.164898
500-1	-0.968669	0.079767	0.019457	0.150209
400-1	-0.939356	0.077760	0.005392	0.140421
300-1	-0.910790	0.082078	0.005880	0.186756
250-1	-0.900192	0.090311	0.022691	0.294320
200-1	-0.833427	0.097810	0.044426	0.492596
150-1	-0.666038	0.093452	0.047547	0.703477
100-1	-0.474145	0.079833	0.035473	0.852050
70-1	-0.366686	0.064045	0.025401	0.913869
50-1	-0.294206	0.053421	0.024702	0.947058
30-1	-0.212152	0.044048	0.032231	0.972373
20-1	-0.159686	0.035734	0.042701	0.972894
10-1	-0.090618	0.006821	0.075108	0.924446
1000-2	0.103427	-0.892094	-0.126073	-0.048026
925-2	0.093600	-0.919438	-0.114234	-0.049363
850-2	0.090373	-0.940706	-0.100407	-0.053503
700-2	0.087552	-0.976720	-0.055464	-0.055029
600-2	0.082914	-0.988994	-0.015263	-0.048283
500-2	0.077028	-0.983487	0.025032	-0.033618
400-2	0.068984	-0.959070	0.053364	-0.016028
300-2	0.061817	-0.942075	0.017452	-0.009208
250-2	0.062461	-0.948317	-0.089447	-0.024861
200-2	0.073902	-0.911800	-0.323796	-0.060532
150-2	0.087432	-0.727343	-0.630654	-0.087428
100-2	0.063695	-0.426934	-0.872066	-0.076388
70-2	0.043525	-0.245119	-0.953754	-0.052787
50-2	0.033234	-0.129219	-0.984943	-0.036842
30-2	0.027996	-0.012332	-0.995131	-0.022475
20-2	0.029521	0.054369	-0.982632	-0.018139
10-2	0.040379	0.133408	-0.924052	-0.018777
Expl. var.	9.508271	9.870381	6.040587	6.311529
Prp. total	0.279655	0.290305	0.177664	0.185633

loadings for the four factors. The loadings > 0.7 are marked in bold. The level 0.7 or higher is commonly accepted as an indication that independent variables identified a priori are represented by a particular factor, because the 0.7 level corresponds to about half of the variance in the indicator being explained by the factor.

The most important result evident in Table 2 is that the factor loadings for the two cases as defined by the relative importance of solar poloidal field-related and toroidal field-related solar drivers are markedly different. Case 1 (high *aa*-index, low sunspot number and F10.7) has high loadings for factors 1 and 4, and case 2 (low *aa*-index, high sunspot number and F10.7)—for factors 2 and 3. In other words, the atmospheric circulation from the surface to the top of the stratosphere quantified by the NAM-index is different at all levels from 1000 hPa up to 10 hPa depending on which solar driver contributes more to the level of geomagnetic activity.

Another interesting feature is that in each case, the variables describing the NAM-index in the troposphere and in the stratosphere are represented by different factors. Up to 200 hPa, the NAM-index values have high loadings for factor 1 in Case 1 and for factor 2 in Case 2; above this level the loadings are high for factor 4 in Case 1 and for factor 3 in case 2. Fig. 8a illustrates the factor loadings for factors 1 and 4. All variables representing the

NAM-index in Case 2 (seen as tightly grouped points in the lower right corner of the graph) have low loadings for both factors. The variables representing the NAM-index in Case 1 up to 200 hPa have high loadings for factor 1 and low loadings for factor 4. With increasing altitude, the factor 1 loadings are decreasing while the factor 4 loading are increasing. Similarly, Fig. 8b presents the factor loadings for factors 2 and 3. Here, these two factors have low loadings on all Case 1 variables (grouped in the upper right corner of the graph). Factor 2 has high loadings on the variables representing the NAM-index in Case 2 up to 200 hPa, and factor 3 has low loadings on these variables. With increasing altitude, the factor 2 loadings are decreasing while the factor 3 loading are increasing.

Fig. 9(a) and (b) are composites of time–height development of the northern annular mode for the 11 winters of high *aa*-index and low sunspot number and F10, and the 9 winters of high sunspot number and F10.7 and low *aa*-index, respectively. In the whole altitudinal interval studied, the NAM patterns in these two cases are markedly different. At all levels, from the surface (1000 hPa) up to about 32 km (10 hPa), NAM-index is on the average positive for predominantly solar poloidal field-related solar drivers (Case 1) and negative for predominantly solar toroidal field-related solar drivers (Case 2). In Case 1, anomalies seem to appear at the top of the diagram and gradually move

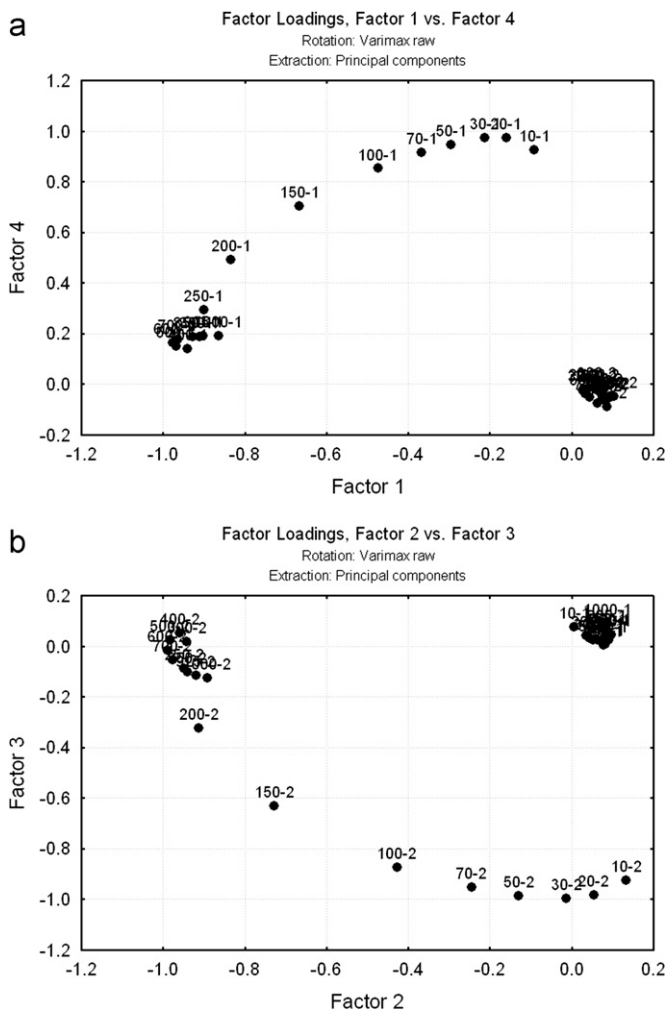


Fig. 8. Factor loadings on the NAM-index values at 17 levels from 1000 to 10 hPa for winters with high *aa*-index and low sunspot number and F10.7 (1000-1, 925-1, ..., 10-1), and for winters with low *aa*-index and high sunspot number and F10.7 (1000-2, 925-2, ..., 10-2): (a) factors 1 and 4; (b) factors 2 and 3.

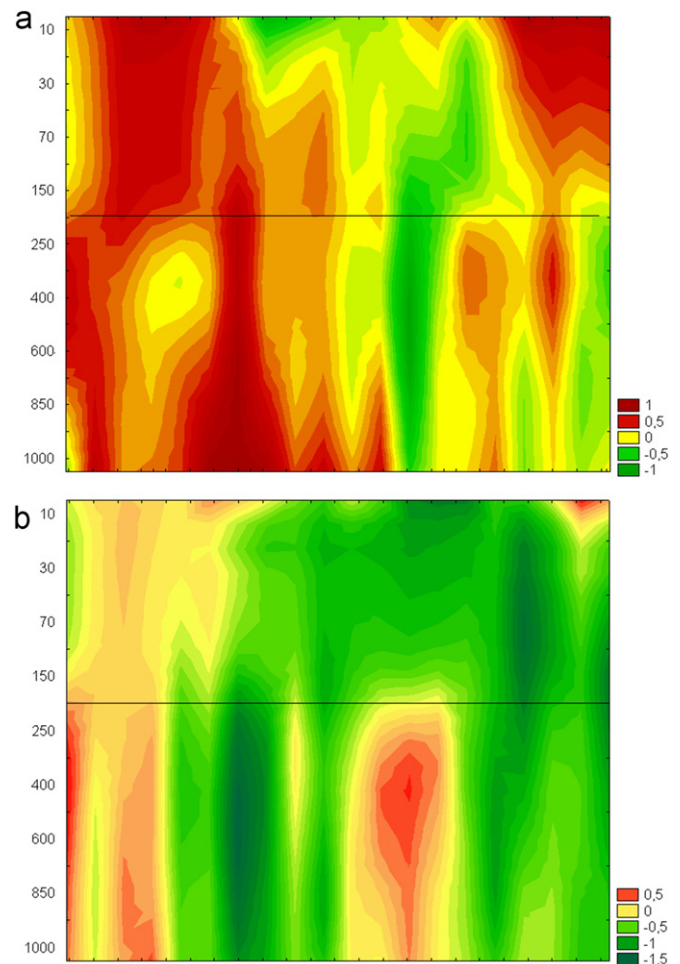


Fig. 9. Composites of time-height development of the northern annular mode for the 11 winters of high *aa*-index and low sunspot number and F10.7 (a), and the 9 winters of high sunspot number and F10.7 and low *aa*-index (b). The horizontal line denotes the approximate altitude of the tropopause. In the black-and-white version, the zero value is marked by pale gray shading, the positive/negative values are marked by white/dark gray areas.

downwards down to the tropopause, and pervade with practically no delay the whole troposphere where the time-scale is much shorter. In Case 2, the NAM-index in the stratosphere, which is a measure of the strength of the polar vortex, is negative during almost the whole winter denoting that in these winters the polar vortex is warm and weak. Negative is also the NAM-index in the troposphere which is interpreted as the Arctic Oscillation near the surface, recognized as the North Atlantic Oscillation over the Atlantic sector. Positive anomalies appearing in the upper part of the domain are rare, and in general short-living and not reaching lower altitudes. In both cases, anomalies occasionally appear in the troposphere without similar events in the stratosphere (Baldwin and Dunkerton, 2001).

5. Summary and discussion

When evaluating the influence of solar activity on the terrestrial system, most often the number of sunspots is used because this is the solar activity index with the longest data record. However, sunspots themselves do not in any way affect the terrestrial system, they are just a manifestation of the solar activity caused by the solar toroidal magnetic field. The solar toroidal and poloidal fields are the two faces of solar magnetism, and in the course of the 22-year solar magnetic cycle, the solar dynamo transforms the solar poloidal field into toroidal field, and this toroidal field back into poloidal field with the opposite magnetic polarity. Though the two types of solar magnetic fields are both manifestations of the solar magnetic activity, one of them can have the major impact on the terrestrial system in a given period, and the other one in another period. As the geomagnetic disturbances are the most straightforward consequences of the different solar activity agents on the Earth, we have used the geomagnetic activity record to estimate the long-term variations of these different solar activity agents. We have demonstrated that the relative impact on geomagnetic activity of the solar drivers resulting from the two types of solar magnetic field vary cyclically with a century-scale period. This is an unknown so far solar activity periodicity which may have important implications for the solar dynamo theory. From the terrestrial perspective, we have shown that neither the number of sunspots which is a measure of only the toroidal field-related solar activity, nor even the geomagnetic activity which is a result of solar agents, manifestations of both types of solar drivers, without distinguishing between them, can be used as a single index quantifying the influence of the Sun on the Earth. Therefore, quantifying the level of solar activity by only one index, especially if this is the number of sunspots, leads to neglecting the impact of important manifestations of solar activity on the Earth.

Further, we have shown that the toroidal field-related solar activity decreases the zonality of the wintertime atmospheric circulation at all levels in the atmosphere as measured by the NAM index, while the poloidal field-related solar activity increases the zonality of atmospheric circulation and respectively the values of the NAM-index. Model simulations of the reaction of the atmospheric circulation to changes in total and spectral radiation give controversial results. For example, a recent ocean-atmosphere climate model with ultraviolet irradiance variations based on Spectral Irradiance Monitor satellite measurements, responds to the decrease in solar UV typical for solar minimum with patterns in surface pressure and temperature that resemble the negative phase of the North Atlantic or Arctic Oscillation, of similar magnitude to observations (Ineson et al., 2011). Similarly, Meehl et al. (2008, 2009) show that total solar irradiance (TSI) variations alone or TSI variations in combination with solar UV variations can result in a strengthening of the

Hadley circulation in the Pacific region and an associated positive NAM near solar maxima. Opposite results are presented by Haigh et al. (2005) and Haigh and Blackburn (2006) whose model simulations confirmed by observations show that the response to the higher level of solar UV in sunspot maximum consists of weakening and poleward expansion of the Hadley cells and therefore negative NAO, as the Hadley cells are closely related to the NAO index, with a stronger Hadley cell corresponding to NAO positive phase (Wang, 2002). Our results favor the latter model.

It should be noted here that solar toroidal magnetic activity also leads to CMEs, which produce the strongest geomagnetic storms. The question remains open of whether this geomagnetic activity near solar maxima would also produce a positive NAM response, thereby countering the negative NAM response, or would produce a negative NAM response adding to the negative response produced by the solar UV. As mentioned above, it is known that CMEs and high speed solar wind, though both leading to geomagnetic disturbances, have different ways of interaction with the geomagnetic field and lead to different types of geomagnetic storms (Borovsky and Denton, 2006), so they well may also have different effects on the atmosphere. The present study cannot distinguish between the effects of UV and CME-induced geomagnetic activity because we have only 4 years in which the number of sunspots and the F10.7 index are not simultaneously above or below their mean values, and the differences between their values in these 4 years are not significant.

Seppälä et al. (2009) found different winter surface air temperature patterns for high and low geomagnetic activity, with the differences more expressed in periods of low F10.7 (these periods corresponds to our case 1). The differences are similar to the differences between positive and negative NAM index, and the authors checked whether the NAM phase, among other modes of atmospheric variability, could be the reason for the differences in surface temperatures. They found that the difference in the NAM-index between the two cases is positive and statistically significant, and commented that the resemblance of the northern hemisphere surface air temperature patterns to the typical cell-like NAM pattern perhaps indicates a common mechanism between the NAM and the temperature changes induced by geomagnetic variations.

Lu et al. (2008) found significant positive correlations between the solar wind dynamic pressure and the NAM-index in winter all the way from the surface to 20 hPa, in agreement with Seppälä et al. (2009) and with the results presented here. However, they found that these correlations only exist when F10.7 is high, in contrast to our results and to the conclusion of Kodera and Kuroda (2002) that stronger solar UV forcing seems to result in the breaking down of the polar vortex in middle to late winter which is related to weakening of NAM. Obviously this question requires additional study.

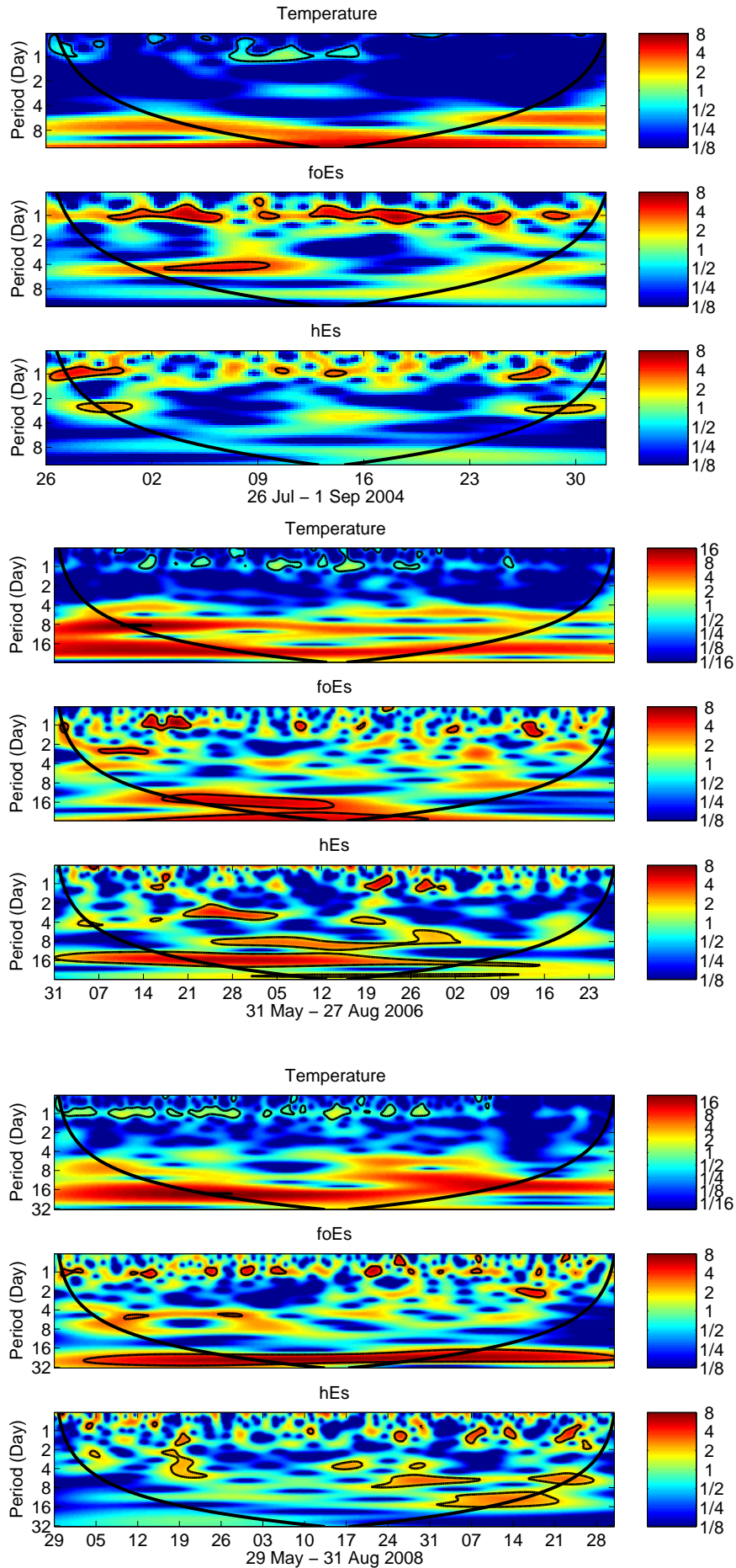
Several mechanisms have been proposed for the influence of high speed solar wind streams on tropospheric circulation. The most promising seems to be the one related to NO_x enhancement leading to a more stable vortex in the polar stratosphere associated with a positive NAM-index (Baumgaertner et al., 2011, and the references therein). The precise mechanisms linking the two types of solar drivers to the changes in tropospheric circulation are still to be studied, but what is obvious from the present study is that their influence is opposite. The period when the relative importance of the two types of solar drivers changes coincides with the period when the relation between the sunspot number/geomagnetic activity indices and the North Atlantic Oscillation changes sign. The different effects of the two types of solar activity on atmospheric circulation and the temporal variations in their relative importance provide a natural explanation of the changing correlation between NAO and solar/geomagnetic activity.

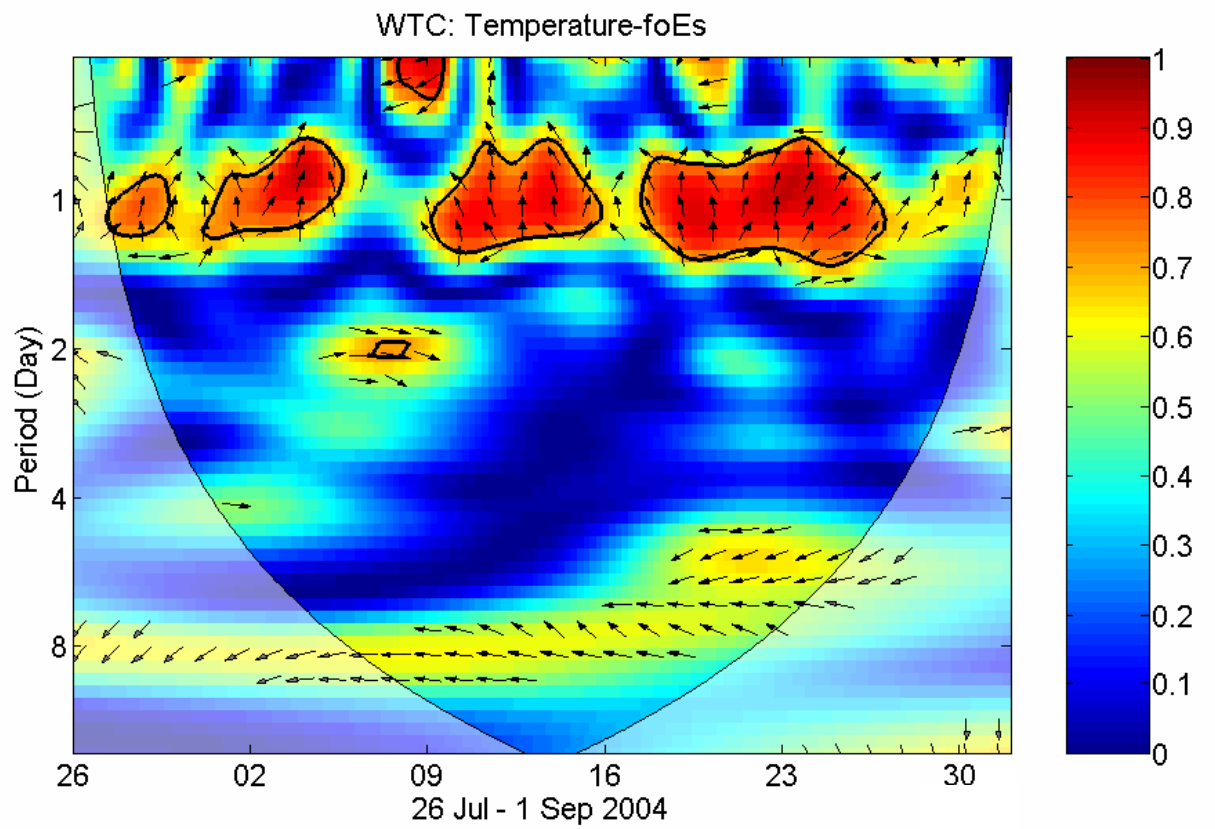
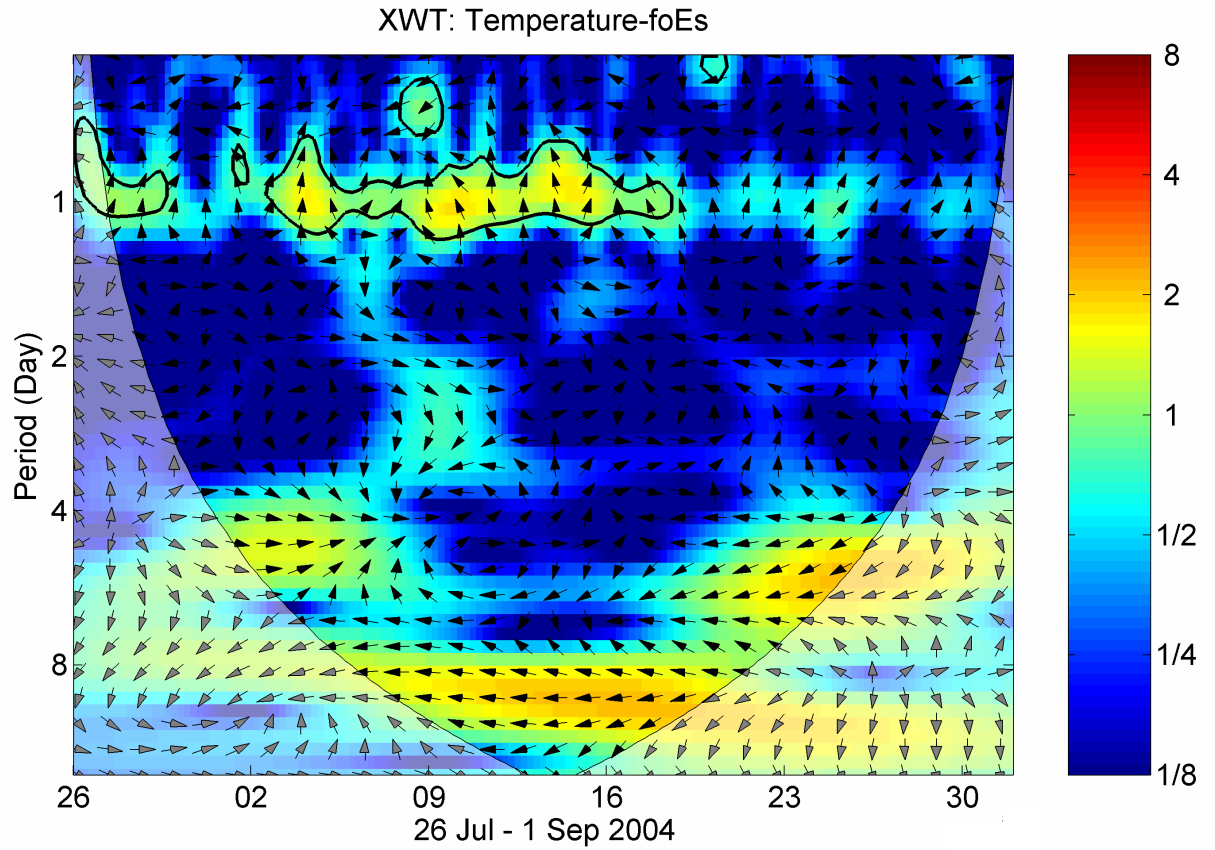
References

- Baldwin, M.P., Dunkerton, T.J., 2001. Stratospheric harbingers of anomalous weather regimes. *Science* 294, 581–584.
- Barriopedro, D., García-Herrera, R., Huth, R., 2008. Solar modulation of Northern Hemisphere winter blocking. *Journal of Geophysical Research* 113 (D14), CiteID D14118.
- Baumgaertner, A.J.G., Seppälä, A., Jöckel, P., Clilverd, M.A., 2011. Geomagnetic activity related NO_x enhancements and polar surface air temperature variability in a chemistry climate model: modulation of the NAM index. *Atmospheric Chemistry and Physics* 11, 4521–4531.
- Boberg, F., Lundstedt, H., 2002. Solar wind variations related to fluctuations of the North Atlantic Oscillation. *Geophysical Research Letters* 29, 1–3, CiteID 1718.
- Boberg, F., Lundstedt, H., Wintoft, P., 2005. Influence of Solar Activity Cycles on Earth's Climate. ESA ITT AO/1-4618/NL/AR, available online at: <http://www.space.dtu.dk/upload/institutter/space/forskning/06_projekter/isac/wp_102.p>.
- Bochniček, J., Hejda, P., 2005. The winter NAO pattern changes in association with solar and geomagnetic activity. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 67, 17–32.
- Borovsky, J.E., Denton, M.H., 2006. Differences between CME-driven storms and CIR-driven storms. *Journal of Geophysical Research* 111 (A7), CiteID A07508.
- Bucha, V., Bucha, V., 1998. Geomagnetic forcing of changes in climate and in the atmospheric circulation. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 60 (2), 145–169.
- Choudhuri, A.R., 2011. The origin of the solar magnetic cycle. *Pramana* 77 (1), 77–96.
- Feynman, J., 1982. Geomagnetic and solar wind cycles, 1900–1975. *Journal of Geophysical Research* 87, 6153–6162.
- Fligge, M., Solanki, S.K., 2000. Properties of flux tubes and the relation with solar irradiance variability. *Journal of Astrophysics and Astronomy* 21, 275–282.
- Georgieva, K., Kirov, B., Gavrusheva, E., 2006. Geoeffectiveness of different solar drivers, and long term variations of the correlation between sunspot and geomagnetic activity. *Physics and Chemistry of the Earth* 31 (1–3), 81–87.
- Georgieva, K., Kirov, B., Tonev, P., Guineva, V., Atanasov, D., 2007. Long-term variations in the correlation between NAO and solar activity: the importance of north south solar activity asymmetry for atmospheric circulation. *Advances in Space Research* 40 (7), 1152–1166.
- Georgieva, K., Kirov, B., 2007. Long-term variations in solar meridional circulation from geomagnetic data: implications for solar dynamo theory. arXiv:physics/0703187v2 [physics.space-ph].
- Gimeno, L., de la Torre, L., Nieto, R., Garcia, R., Hernandez, E., Ribera, P., 2003. Changes in the relationship NAO–Northern hemisphere temperature due to solar activity. *Earth and Planetary Science Letters* 206, 15–20.
- Gleissberg, W., 1939. A long-periodic fluctuation of the sun-spot numbers. *The Observatory* 781, 158–159.
- Guttman, N.B., 1989. Statistical descriptors of climate. *Bulletin of the American Meteorological Society* 70 (6), 602–607.
- Haigh, J.D., Blackburn, M., Day, R., 2005. The response of tropospheric circulation to perturbations in lower-stratospheric temperature. *Journal of Climate* 18 (17), 3672–3685.
- Haigh, J.D., Blackburn, M., 2006. Solar influences on dynamical coupling between the stratosphere and troposphere. *Space Science Reviews*, <http://dx.doi.org/10.1007/s11214-006-9067-0>.
- Hale, G.E., 1912. A Sun-spot hypothesis. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 24 (144), 225–226.
- Hale, G.E., Nicholson, S.B., 1925. The Law of Sun-Spot Polarity. *The Astrophysical Journal* 62, 270–301.
- Hathaway, D.H., Wilson, R.M., 2006. Geomagnetic activity indicates large amplitude for sunspot cycle 24. *Geophysical Research Letters* 33 (18), CiteID L18101.
- Herman, J.R., Goldberg, R.A., 1978. *Sun, Weather and Climate*. NASA, Washington, DC.
- Hurrell, J.W., 1996. Influence of variations in extratropical wintertime teleconnections on Northern Hemisphere temperature. *Geophysical Research Letters* 23 (6), 665–668.
- Hurrell, J.W., Deser, C., 2009. North Atlantic climate variability: the role of the North Atlantic Oscillation. *Journal of Marine Systems* 78 (1), 28–41, <http://dx.doi.org/10.1016/j.jmarsys.2008.11.026>.
- Huth, R., Pokorná, L., Bochniček, J., Hejda, P., 2006. Solar cycle effects on modes of low-frequency circulation variability. *Journal of Geophysical Research* 111 (D22), CiteID D22107.
- Ineson, S., Scaife, A.A., Knight, J.R., Manners, J.C., Dunstone, N.J., Gray, L.J., Haigh, J.D., 2011. Solar forcing of winter climate variability in the Northern Hemisphere. *Nature Geoscience* 4 (11), 753–757.
- Kodera, K., 2002. Solar cycle modulation of the North Atlantic Oscillation: implication in the spatial structure of the NAO. *Geophysical Research Letters* 29 (8), 51–59, CiteID 1218.
- Kodera, K., Kuroda, Y., 2002. Dynamical response to the solar cycle. *Journal of Geophysical Research* 107 (D24), CiteID 4749.
- Li, Y., Lu, H., Jarvis, M.J., Clilverd, M.A., Bates, B., 2011. Nonlinear and nonstationary influences of geomagnetic activity on the winter North Atlantic Oscillation. *Journal of Geophysical Research* 116 (D16), CiteID D16109.
- Lu, H., Jarvis, M.J., Hibbins, R.E., 2008. Possible solar wind effect on the northern annular mode and northern hemispheric circulation during winter and spring. *Journal of Geophysical Research* 113 (D23), CiteID D23104.
- Lukianova, R., Alekseev, G., 2004. Long-term correlation between the NAO and solar activity. *Solar Physics* 224 (1–2), 445–454.
- Mayaud, P.-N., 1972. The aa indices: a 100-year series characterizing the magnetic activity. *Journal of Geophysical Research* 77, 6870–6874.
- Meehl, G.A., Arblaster, J.M., Branstator, G., Van Loon, H., 2008. A coupled air–sea response mechanism to solar forcing in the Pacific region. *Journal of Climate* 21, 2883–2897.
- Meehl, G.A., Arblaster, J.M., Matthes, K., Sassi, F., van Loon, H., 2009. Amplifying the Pacific climate system response to a small 11-Year solar cycle forcing. *Science* 325 (5944), 1114–1118.
- Nevalinna, H., Kataja, E., 1993. An extension of the geomagnetic activity index series aa for two solar cycles (1844–1868). *Geophysical Research Letters* 20 (23), 2703–2706.
- Palamara, D., Bryant, E., 2004. Geomagnetic activity forcing of the Northern Annular Mode via the stratosphere. *Annales Geophysicae* 22 (3), 725–731.
- Parker, E., 1955. Hydromagnetic dynamo models. *Astrophysical Journal* 122, 293–314.
- Rex, D.F., 1950. Blocking action in the middle troposphere and its effect upon regional climate. Part II: The climatology of blocking action. *Tellus* 2, 275–301.
- Richardson, I.G., Cliver, E.W., Cane, H.V., 2001. Sources of geomagnetic storms for solar minimum and maximum conditions during 1972–2000. *Geophysical Research Letters* 28, 2569–2572.
- Ruzmaikin, A., Feynman, J., 2001. Strength and phase of the solar dynamo during the last 12 cycles. *Journal of Geophysical Research* 108 (A8), 15,783–15,789.
- Schwabe, H., 1843. Solar observations during 1843. *Astronomische Nachrichten* 21, 233–237.
- Sazonov, B.I., Loginov, V.F., 1969. Solnechno-troposfernye svyazi (solar–tropospheric connections). *Gidroneteoizdat, Leningrad* (in Russian).
- Seppälä, A., Randall, C.E., Clilverd, M.A., Rozanov, E., Rodger, C.J., 2009. Geomagnetic activity and polar surface air temperature variability. *Journal of Geophysical Research* 114 (A10), CiteID A10312.
- Stevens, J., 1986. *Applied Multivariate Statistics for the Social Sciences*. Hillsdale, NJ.
- Suess, H., 1986. Secular variations of cosmogenic ¹⁴C on Earth: their discovery and interpretation. *Radiocarbon* 28 (2A), 259–265.
- Thejll, P., Christiansen, B., Gleisner, H., 2003. On correlations between the North Atlantic Oscillation, geopotential heights, and geomagnetic activity. *Geophysical Research Letters* 30 (6), 80–81, CiteID.
- Thompson, D.W., Wallace, J.M., 1998. The Arctic Oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields. *Geophysical Research Letters* 25 (9), 1297–1300.
- Thurstone, L.L., 1947. *Multiple Factor Analysis*. University of Chicago Press, Chicago.
- Verbanac, G., Vršnak, B., Temmer, M., Mandea, M., Korte, M., 2010. Four decades of geomagnetic and solar activity: 1960–2001. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 72 (7–8), 607–616.
- Veretenenko, S., Ogurtsov, M., 2012. Regional and temporal variability of solar activity and galactic cosmic ray effects on the lower atmosphere circulation. *Advances in Space Research* 49 (4), 770–783.
- Wang, Ch., 2002. Atlantic climate variability and its associated atmospheric circulation cells. *Journal of Climate* 15, 1516–1536.
- Wang, Y.-M., Sheeley, N.R., 1990. Magnetic flux transport and the sunspot-cycle evolution of coronal holes and their wind streams. *Astrophysical Journal* 365 (Part 1), 372–386.
- Woollings, T., Lockwood, M., Masato, G., Bell, C., Gray, L., 2010. Enhanced signature of solar variability in Eurasian winter climate. *Geophysical Research Letters* 37 (20), CiteID L20805.

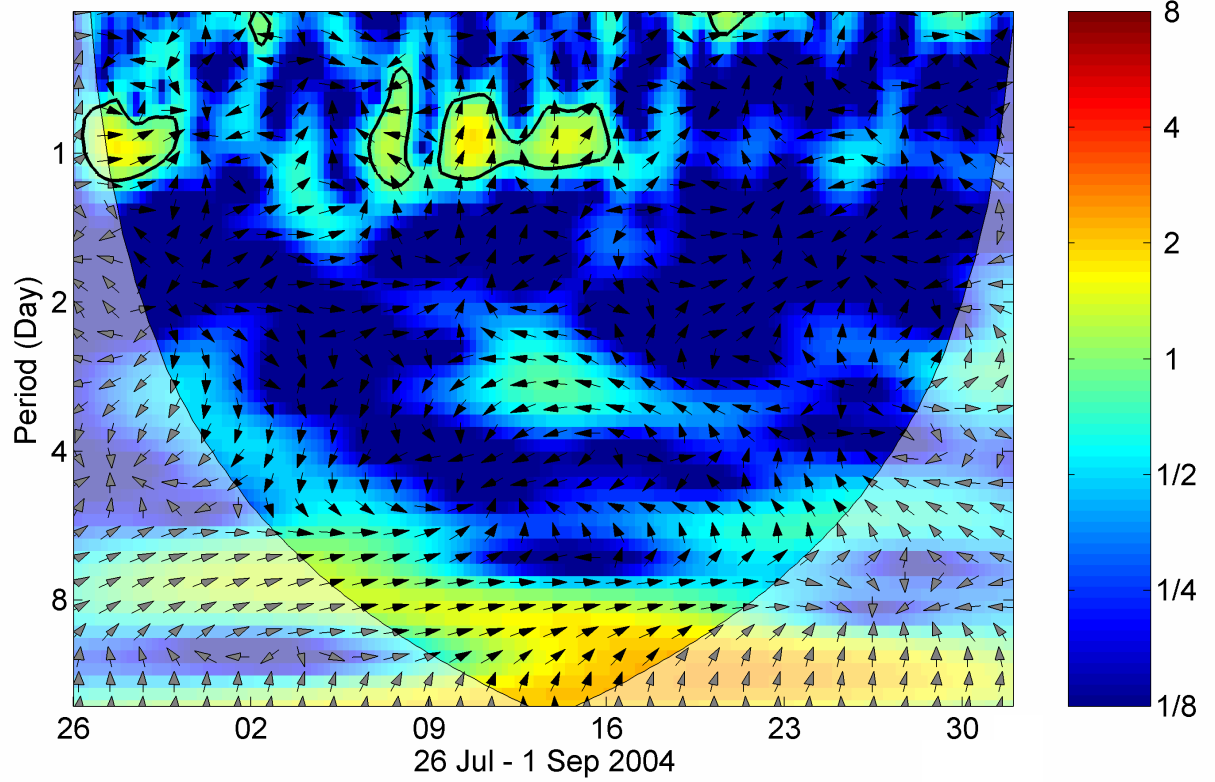
Příloha B WCT, XWT a WTC pro teploty, foEs a hEs 2004–2008

Příloha B 1 Waveletová analýza teploty, foEs a hEs z kampaní 2004, 2006 a 2008

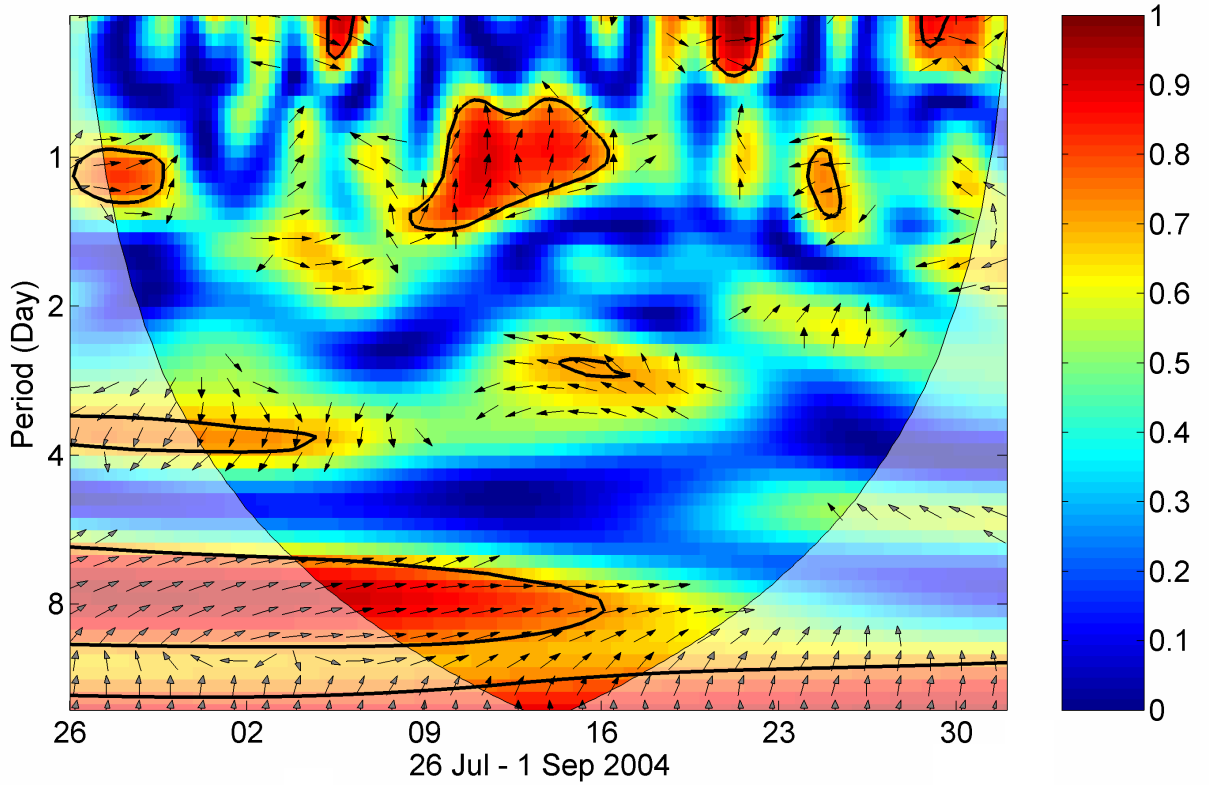




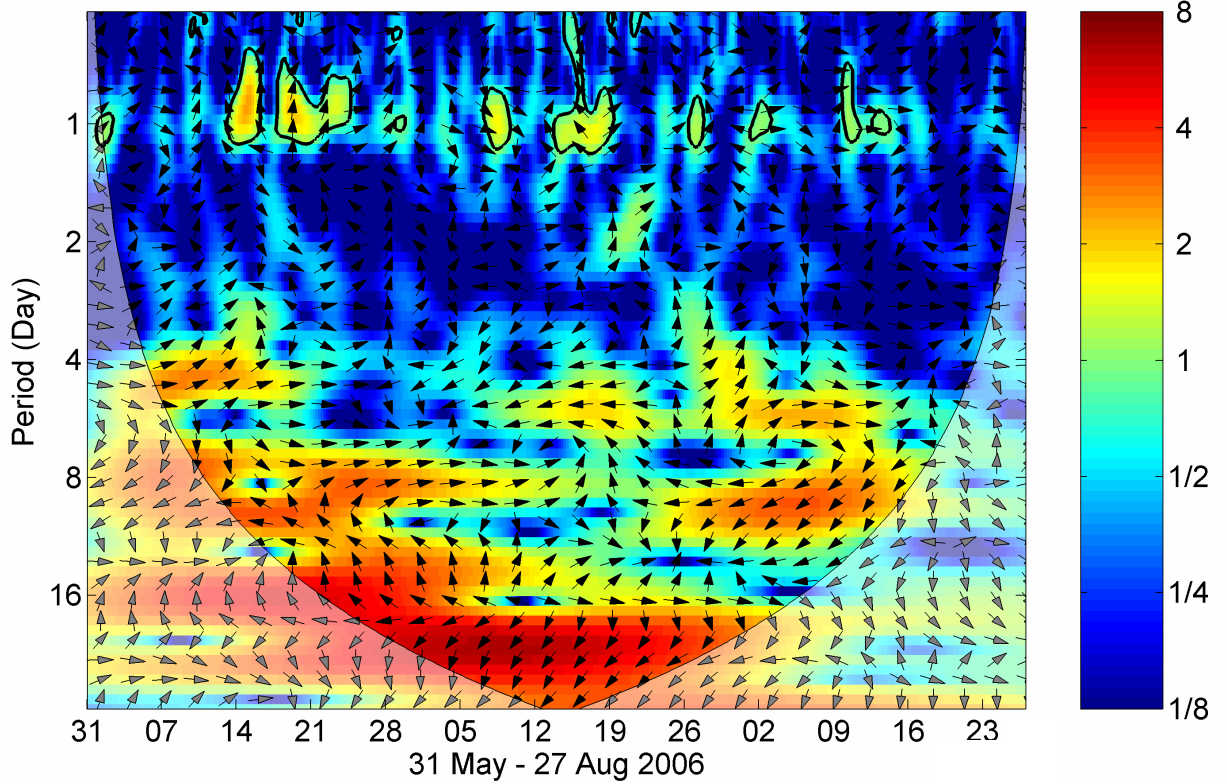
XWT: Temperature-hEs



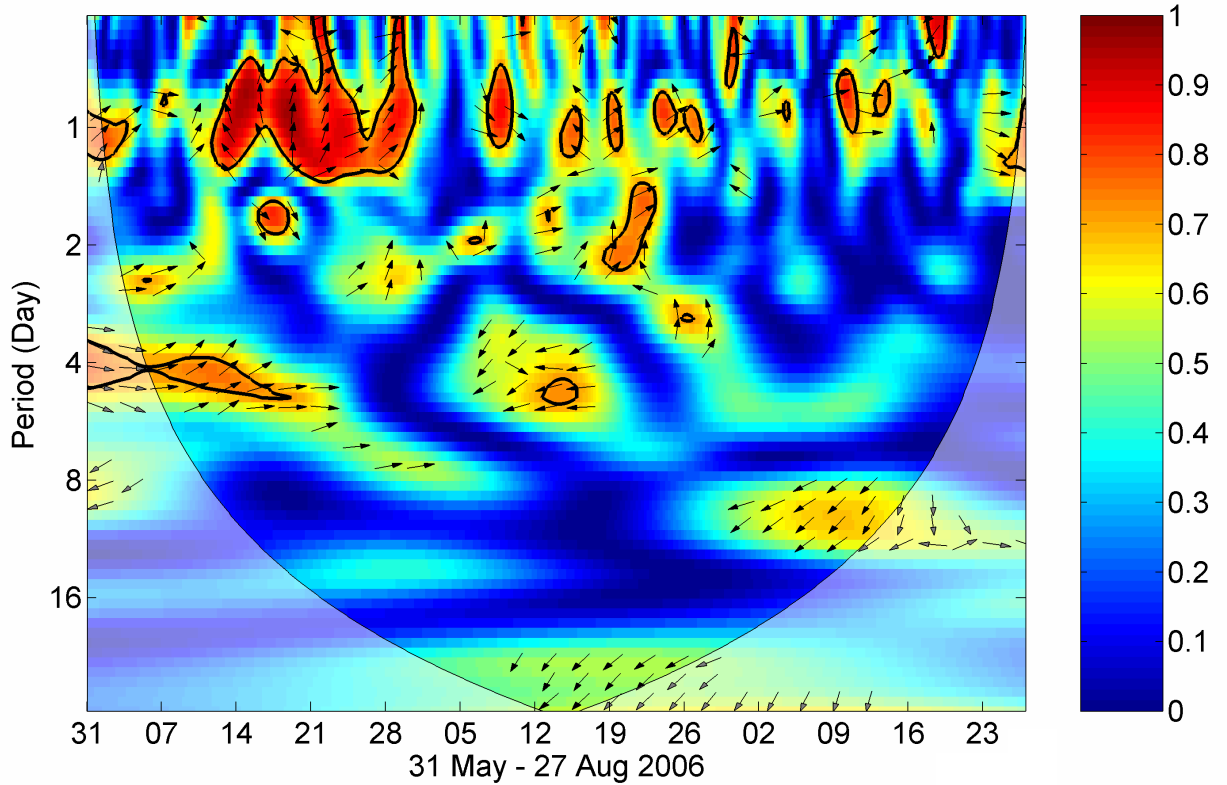
WTC: Temperature-hEs



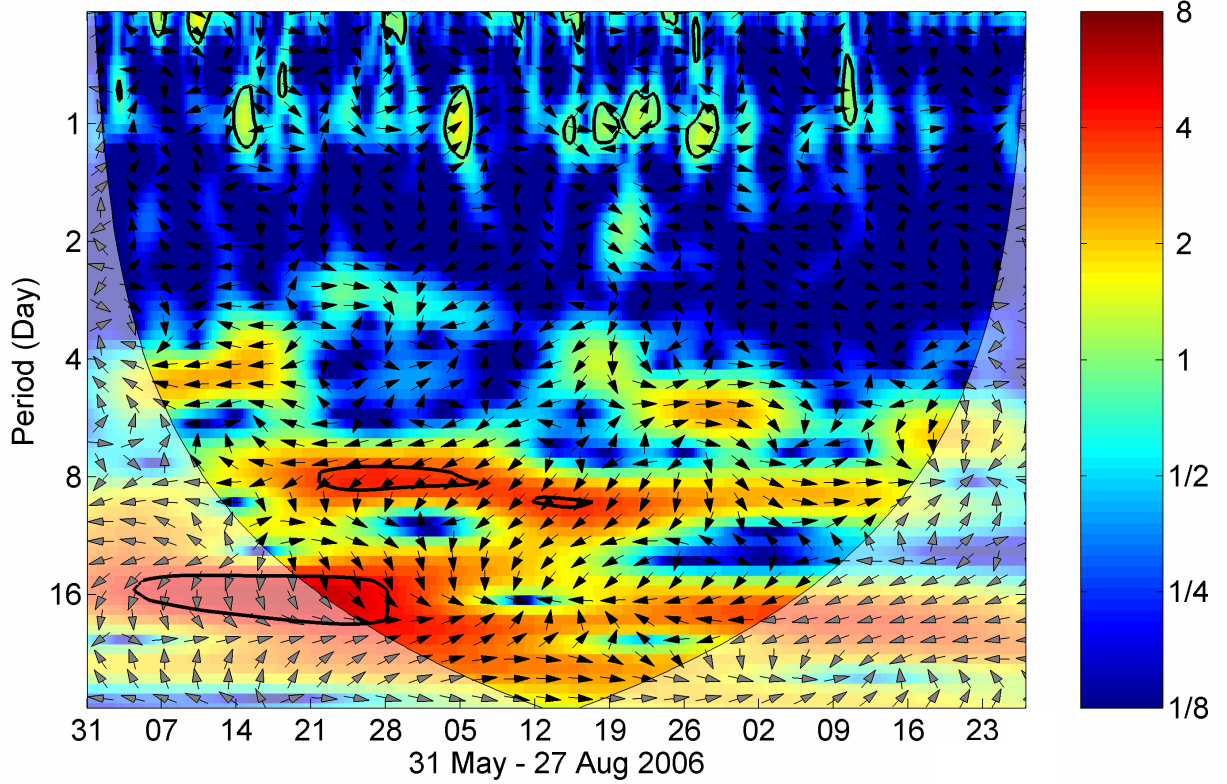
XWT: Temperature-foEs



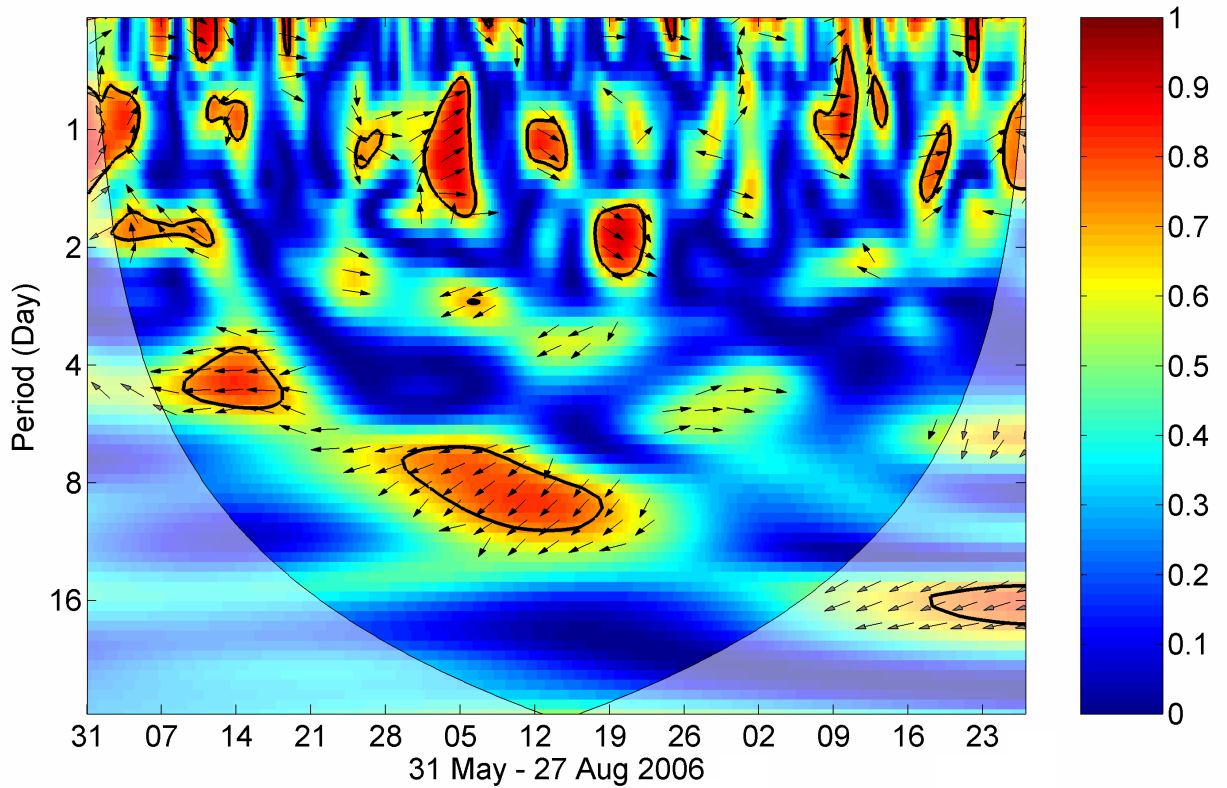
WTC: Temperature-foEs



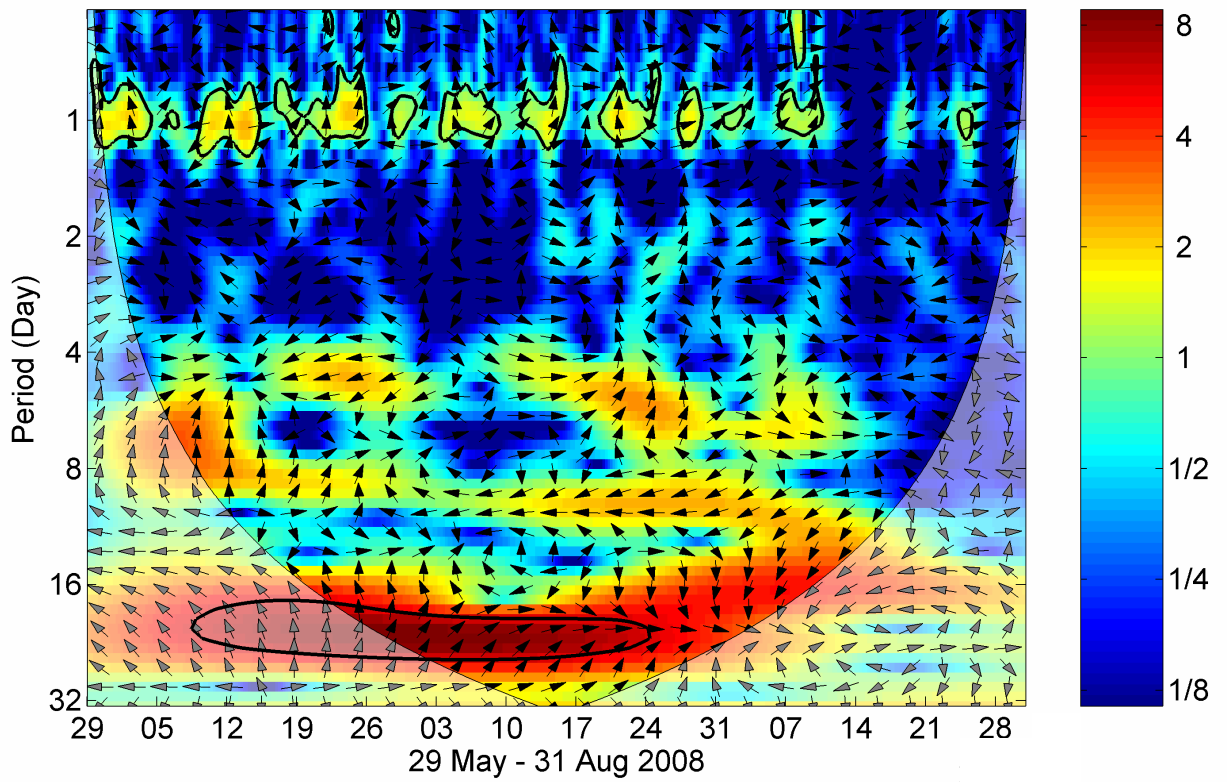
XWT: Temperature-hEs



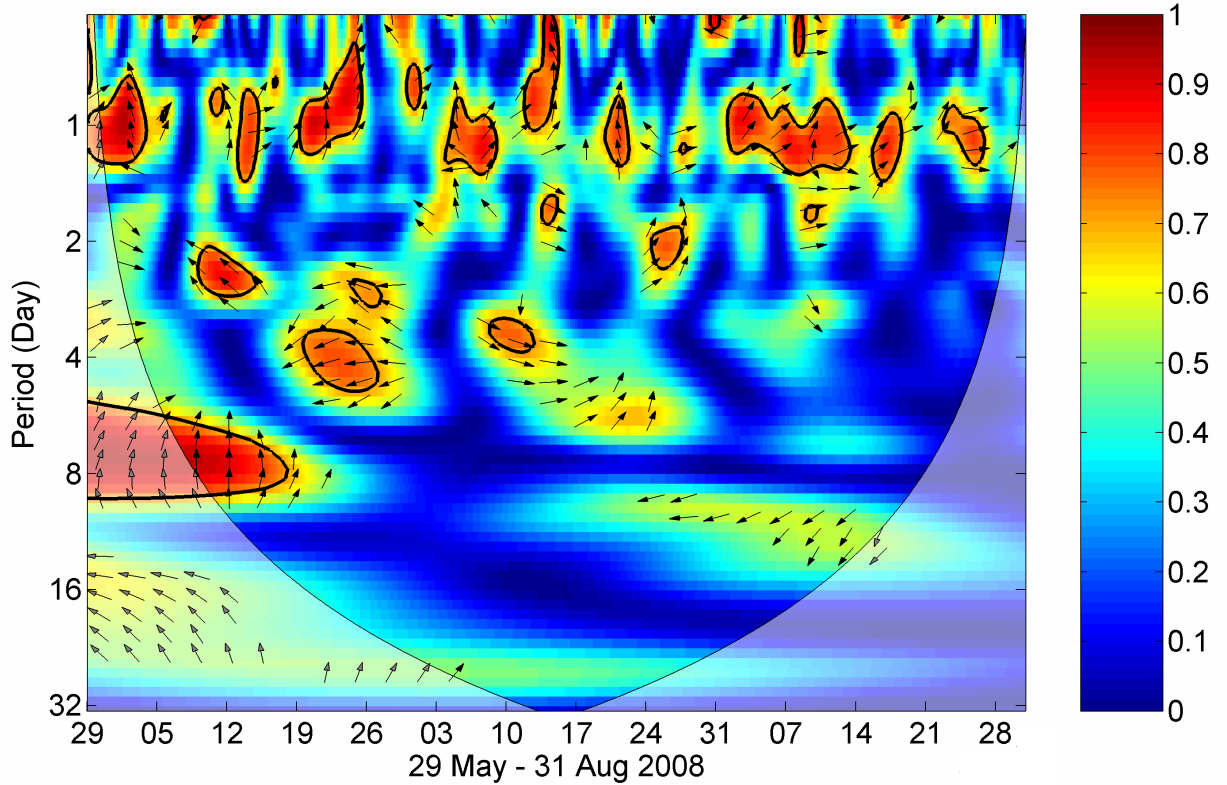
WTC: Temperature-hEs



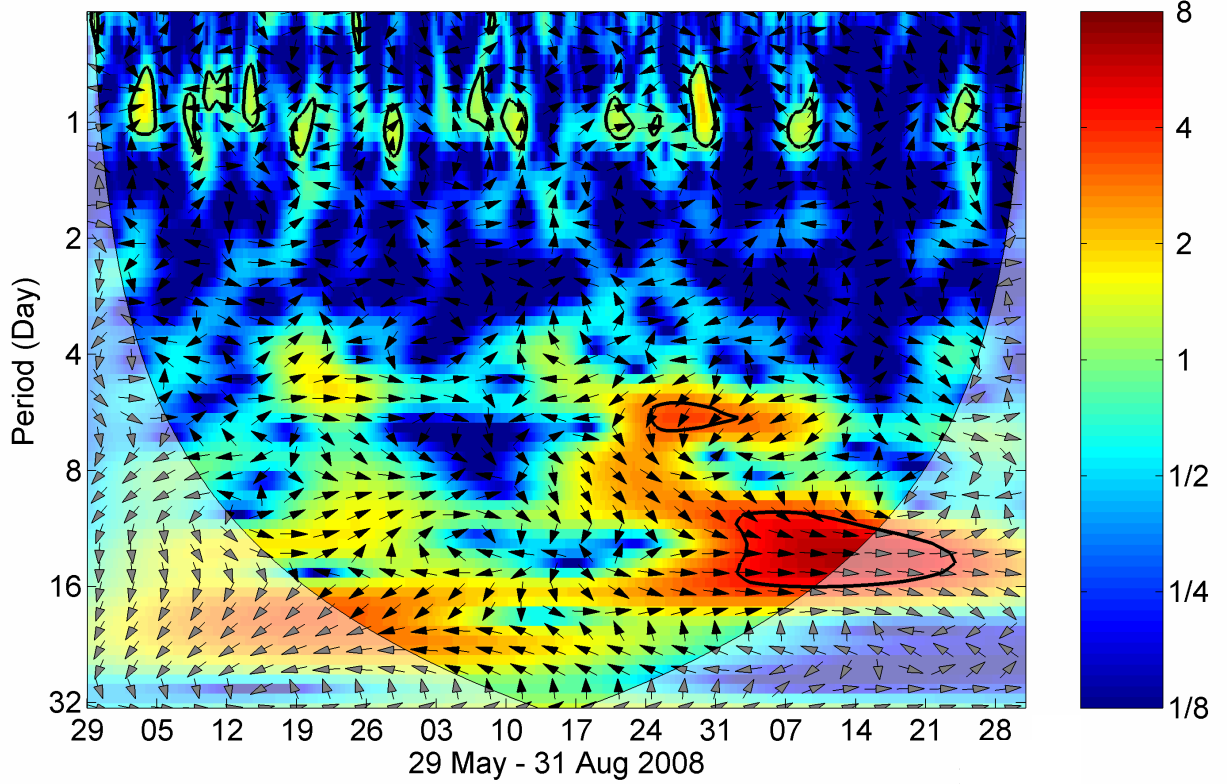
XWT: Temperature-foEs



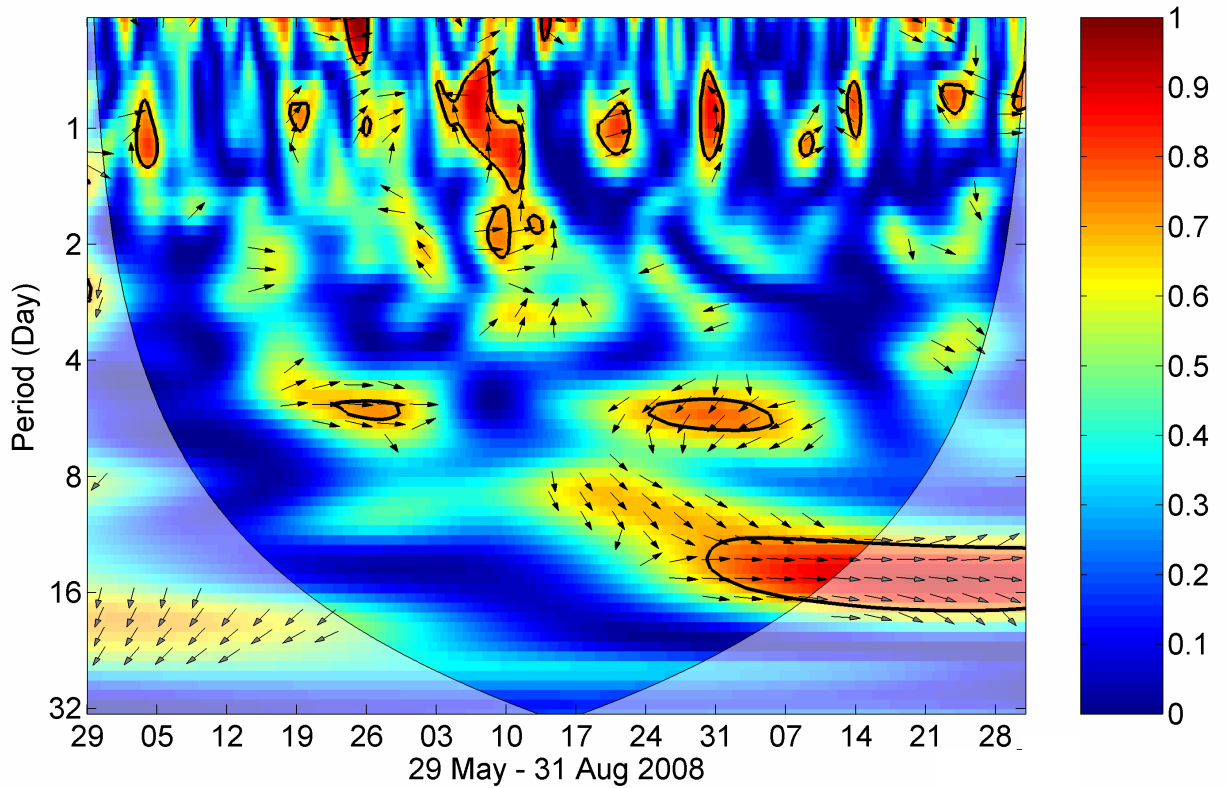
WTC: Temperature-foEs



XWT: Temperature-hEs



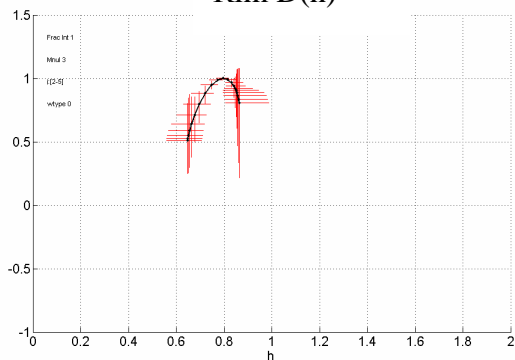
WTC: Temperature-hEs



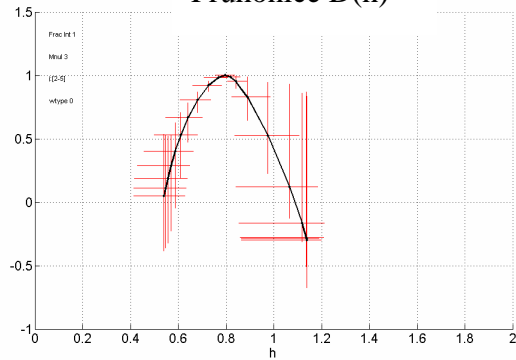
Příloha C D(h) pro foF2, Dst, Kp, AE a F10.7

Příloha C1 D(h) pro foF2 jednotlivých ionosférických stanic

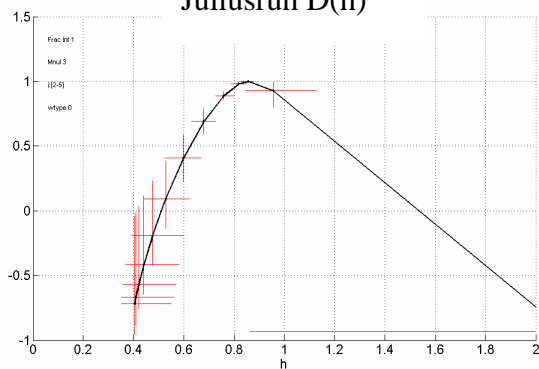
Řím D(h)



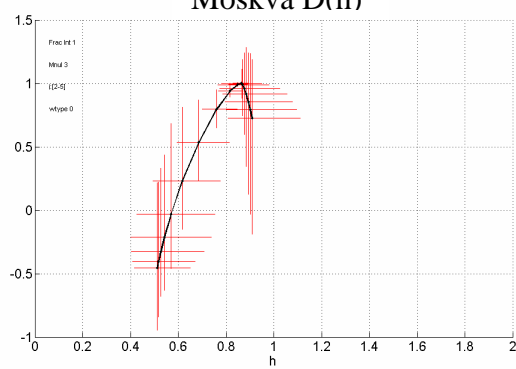
Průhonice D(h)



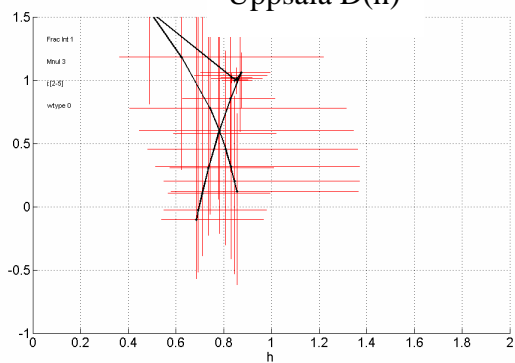
Juliusruh D(h)



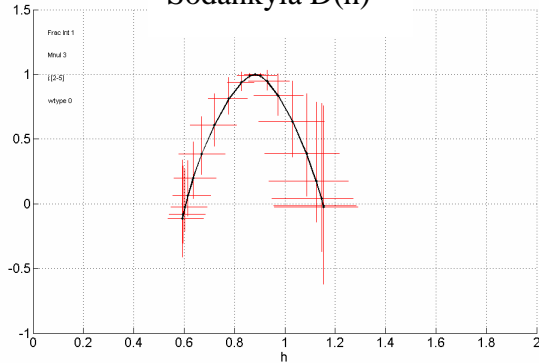
Moskva D(h)



Uppsala D(h)



Sodankylä D(h)



Příloha C2 D(h) pro AE, Dst, Kp, ΣKp a F10.7

