

Nopean aurinkotuulen vaikutukset
ionosfäärissä

Hannu Kaaretkoski

3. joulukuuta 2011

Tekijä (Sukunimi ja etunimet) Kaaretkoski Hannu Akseli	Tutkielman sivumäärä 67
Työn nimi Nopean aurinkotuulen vaikutukset ionosfäärissä	
Asiasanat: Nopea aurinkotuuli, Ionosfääri, Riometri, Ionosondi	
Tiivistelmä <p>Tässä työssä tutkitaan nopean aurinkotuulen (> 400 km/s) vaikutuksia ionosfäärissä ajanjaksolla 1.3.2006 - 31.5.2006.</p> <p>Nopea aurinkotuuli on peräisin auringon koronan aukoista. Auringon pyörähdysaika on noin 27 päivää, joten pitkäikäiset nopean aurinkotuulen ajanjaksot voidaan havaita maapallolla jaksottaisesti edellä mainitun ajanjakson välein. Aurinkotuulen nopeuden vaihtelut sekä virtausten erilaiset ominaisuudet aiheuttavat avaruuteen alueita, joita kutsutaan nimellä co-rotating interaction region (mukana pyörivä vuorovaikutusalue), lyhennettynä CIR. Nopea aurinkotuuli ja siihen liittyvä CIR-rakenne voivat aiheuttaa muutoksia Maan magnetosfäärissä ja ionosfäärissä.</p> <p>Tässä työssä tutkimus painottuu korkeiden leveysasteiden ionosfääriin hyödyntäen Sodankylän ja Abiskon mittausasemia. Tutkimustulokset perustuvat Sodankylän geofysiikan observatorion ylläpitämien riometriasemien sekä ionosondiaseman datoihin. Lisäksi työssä käytetään satelliittimittauksia aurinkotuulesta. Päättökäsitelmänään työssä käytetään päällekkäisaika-analyysiä ja lineaarista regressioanalyysiä.</p> <p>Riometrimittauksista saaduilla absorptioarvoilla pyritään selvittämään ionosfäärin D-kerroksessa tapahtuvia muutoksia. Ionosondimittauksista saatujen datojen avulla pyritään puolestaan selvittämään E- ja F-kerroksissa tapahtuvia muutoksia.</p> <p>Tutkimustulokset noudattivat aikaisemmissa tutkimuksissa saatuja tuloksia, eli nopean aurinkotuulen vaikutukset näkyvät eri tavalla ionosfäärin eri kerroksissa. Nopean aurinkotuulen aikana F-kerroksen elektronitiheys pienenee, mutta D-kerroksen suurenee epäsäännöllisissä ajanjaksoissa. Suurimmat muutokset ionosfäärissä havaittiin noin vuorokauden kulluttua päällekkäisaika-analyysin nollakohtaan jälkeen ja nollakohtana käytettiin aurinkotuulen kokonaismagneettikentän äkillistä kasvua iskurintamalla. Muutokset kestivät F-kerroksessa noin 1.5 vuorokautta ja D-kerroksessa muutosten kestot olivat samaa luokkaa.</p> <p>Työssä valittu päällekkäisaika-analyysin nollakohta toimi hyvin merkinä mm. aurinkotuulen nopeuden kasvulle, mutta myös ionosfäärin konvektion kasvulle AE-indeksin avulla arvioituna. Lisäksi aurinkotuulen nopeuden ja riometriabsorption välillä havaittiin lineaarista riippuvuutta, kun tarkasteltiin maksimiabsorptioita (5 min aikaresoluutio) ja nopeuden päiväkeskiarvoa maksimiabsorptiota edeltävältä vuorokaudelta. Tällaista tarkastelua ei ole aiemmin suoritettu ja sen antamat tulokset ovat rohkaisevia, sillä esimerkiksi korrelaatiokerroin Sodankylän riometriaseman osalta oli 0.837.</p>	
Muita tietoja	
Päiväys: _____ / _____ 201_____ Laatijan allekirjoitus: _____	

Esipuhe

Tämä työn valmistumisen mahdollisti useat eri henkilöt, joita haluan seuraavaksi kiittää. Ensimmäisenä haluan kiittää ohjaajaani Anita Aikiota, sillä ilman hänen apuansa tämä työ tuskin olisi valmistunut. Seuraavaksi haluan kiittää koko Sodankylän geofysiikan observatorion henkilökuntaa, joiden apu työn alkuvaiheessa oli tärkeää. Erityisesti observatoriosta haluan kiittää toista ohjaajaani Thomas Ulichia työn tarkastuksesta ja Tero Raitaa riometridatan käsittelyn avustamisessa.

Lisäksi kiitän vanhempiani taloudellisesta sekä henkisestä tuesta koko opiskelu-urani aikana. Lopuksi kiitoksen saa avovaimoni Noora Lemmetty, jonka tuki on ollut tärkeää työn jokaisessa vaiheessa.

Sisältö

1	Johdanto	1
2	Taustaa	3
2.1	Aurinko	3
2.1.1	Aurinkotuuli	3
2.1.2	Corotating interaction region (CIR)	3
2.1.3	F10.7-indeksi	5
2.2	Magnetosfääri	5
2.2.1	Magnetosfäärin rakenne	5
2.2.2	Nousukulmasironta	7
2.2.3	Magnetosfäärin alimyrsky	8
2.2.4	Magneettinen myrsky	10
2.2.5	Magneettiset indeksit	10
2.3	Ionosfääri	11
2.3.1	Ionosfäärin kerrokset	11
2.3.2	Joulen lämmitys	14
2.3.3	F-kerroksen ionosfäärimyrsky	15
2.4	Radioaallon eteneminen plasmassa	15
2.4.1	Appleton-Hartree yhtälö	15
2.4.2	Magnetoitumaton ja törmäyksetön plasma	16
2.4.3	Törmäyksetön plasma	17
2.4.4	Absorptio	17
3	Tutkimusmenetelmät	19
3.1	Päällekkäisaika-analyysi	19
3.1.1	Yleiset periaatteet	19
3.1.2	Päällekkäisaika-analyysin käyttö tässä työssä	20
3.2	Auto- ja ristikorrelaatio	21
3.3	Lineaarinen korrelaatiokerroin	22
4	Käytetyt mittalaitteet	23
4.1	Satelliitit	23
4.2	Riometri	23

4.2.1	Virhelähteet	24
4.2.2	Riometriasemat	24
4.3	Ionosondi	25
5	Nopean aurinkotuulen vaikutukset ionosfäärissä	29
6	Tutkimustulokset	37
6.1	Sateliittimittaukset aurinkotuulesta	37
6.2	Magneettiset indeksit	41
6.3	Riometrimittaukset	43
6.3.1	Lähtöasetelma	43
6.3.2	Aurinkotuulen nopeus ja absorptiodata	43
6.3.3	Päällekkäisaika-analyysi ja absorptiodata	51
6.3.4	Yhteenveto	52
6.4	Ionosondimittaukset	53
6.4.1	Aikasarja-analyysi	53
6.4.2	Päällekkäisaika-analyysi ja ionosondidata	57
6.4.3	Yhteenveto	59
7	Johtopäätökset	61

Luku 1

Johdanto

Tässä työssä tutkitaan nopean aurinkotuulen (> 400 km/s) vaikutuksia ionosfäärissä. Viime vuosina nopean aurinkotuulen vaikutukset ovat olleet kii-vaan tutkimuksen kohteena ja niiden on havaittu aiheuttavan muutoksia niin maan magnetosfäärin ulkopuolisessa avaruudessa kuin myös magnetosfäärissä ja ionosfäärissäkin. Tässä työssä tutkimus painottuu korkeiden leveysasteiden ionosfääriin Sodankylän ja Abiskon mittausasemia käyttäen. Tutkimustulokset perustuvat Sodankylän geofysiikan observatorion ylläpitämien ionosondi- sekä riometriasemista saatuihin datoihin. Lisäksi työssä käytetään sateliittimittauksia aurinkotuulesta. Vastaavia mittalaitteita on käytetty hyväksi myös aikaisemmissa tutkimuksissa, mutta ionosondimittauksiin perustuvia tutkimuksia ei ole kuitenkaan tehty korkeilla leveysasteilla samalla aikaresoluutiolla kuin tässä työssä. Myös sateliitti- sekä riometrimittausten tarkastelu viiden minuutin aikaresoluutiolla on ollut harvinaisempaa, joten tässäkin mielessä työssä suoritettava tutkimus on tarpeellinen.

Nopea aurinkotuuli on peräisin auringon koronan aukoista [Krieger *et al.*, 1973] ja koska auringon pyörähdysaika on noin 27 päivää, niin pitkäikäiset nopean aurinkotuulen ajanjaksot voidaan havaita maapallolla jaksottaisesti edellä mainitun ajanjakson välein. Tätä ominaisuutta tullaan käyttämään tässä työssä hyödyksi, sillä päätutkimusmenetelmänä käytetään päällekkäis-aika-analyysiä.

Tutkielman alussa kerron lyhyesti asiaan liittyviä avaruusfysiikan perusteita sekä käyttämäni tutkimusmenetelmät ja mittalaitteet. Sen jälkeen teen katsauksen aikaisempiin tutkimustuloksiin ja lopuksi esitän omat tulokset sekä niihin liittyvät johtopäätökset.

Luku 2

Taustaa

2.1 Aurinko

2.1.1 Aurinkotuuli

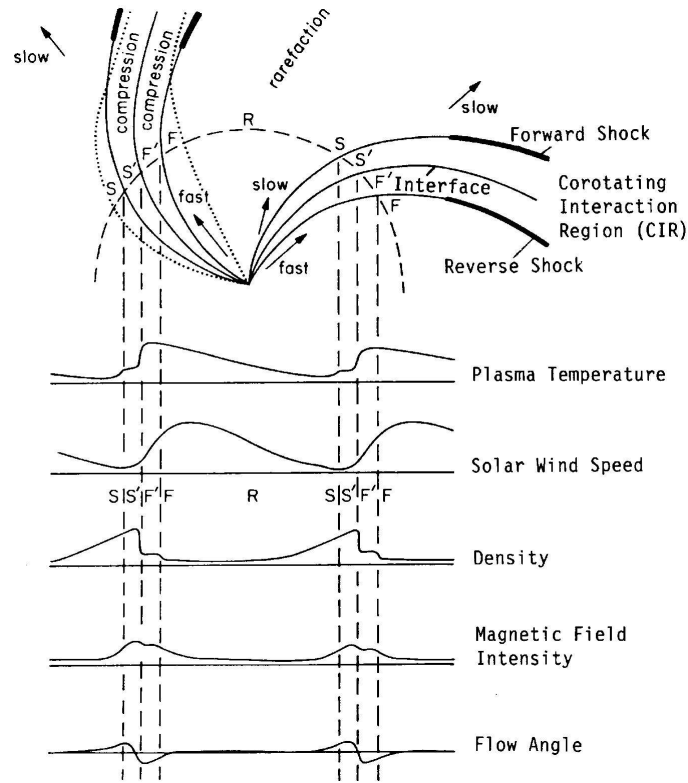
Vuonna 1958 E.N. Parker esitti hydrostaattiseen tasapainoon perustuvien teoreettisten laskujen avulla, että auringosta täytyy virrata jatkuvasti varattuja hiukkasia [Hargreaves, 1992]. Hän nimesi tämän ilmiön aurinkotuuleksi.

Parkerin vuonna 1958 ennustama jatkuvan aurinkotuulen olemassaolo todistettiin Venuksen kiertäneellä Mariner 2 avaruusaluksella vuonna 1962 [Snyder and Neugebauer, 1962]. Mariner 2 -avaruusalus havaitsi matkallaan myös sellaisia ajanjaksoja, jolloin aurinkotuulen nopeus oli suuri (> 400 km/s). Nopeiden aurinkotuuliajanjaksojen havaittiin kestävän muutaman päivän ja toistuvan noin 27 päivän välein. Auringolla kestää sama aika pyörähtää akselinsa ympäri, joten Neugebauer and Snyder [1966] ehdottivat nopean aurinkotuulen olevan yhteydessä auringon pyörähdykseen. Myöhemmin Krieger et al. [1973] havaitsivat nopean aurinkotuulen olevan peräisin auringon koronan aukoista. Vaikka nopean aurinkotuulen syntypaikka on tiedetty jo näin kauan, silti sen teoreettinen synty on vieläkin hieman epäselvä [Hollweg, 2008]. Tiedetään kuitenkin, että nopealla aurinkotuulella on mm. seuraavat ominaisuudet: tiheys pienempi [Perri and Balogh, 2010] ja magneettikenttä voimakkaampi [Bruno et al., 1994] kuin hitaalla aurinkotuulella. Hidas aurinkotuuli on sen sijaan peräisin auringon koronan suljettujen magneettikenttäviivojen alueilta ja sen vuoksi omaa erilaiset ominaisuudet kuin nopea aurinkotuuli [Perri and Balogh, 2010].

2.1.2 Corotating interaction region (CIR)

Aurinkotuulen nopeuden vaihtelut sekä virtausten erilaiset ominaisuudet aiheuttavat avaruuteen alueita, joita kutsutaan nimellä corotating interaction region (mukana pyörivä vuorovaikutusalue), lyhennettynä CIR. CIR-alueessa

nopea aurinkotuuli on ottanut kiinni hitaan aurinkotuulen [Belcher and Davis, 1971]. Kuvassa 2.1 on hahmoteltuna kahden nopean aurinkotuulivirtauksen aiheuttamat CIR-ilmiot ekliptikatasossa ja niiden aiheuttamat tyypilliset muutokset aurinkotuulen parametreihin.



Kuva 2.1: Kahden nopean aurinkotuulivirtauksen aiheuttamat tyypilliset muutokset aurinkotuulen parametreihin ekliptikatasossa noin 1 AU päässä auringosta [Belcher and Davis, 1971].

CIR:n rakenne voidaan jakaa karkeasti kahdeksi alueeksi. Ensimmäisessä alueessa (kuvassa 2.1 alue S') kohta puristuva hidaskuuli (S) kiihtyy nopean aurinkotuulen edessä. Toisessa alueessa (F') nopea aurinkotuuli (F) hidastuu ja puristuu, jonka vuoksi plasman paine, lämpötila sekä magneettikenttä kasvavat. Alueiden S' ja F' rajalla havaitaan tyypillisesti kasvava aurinkotuulen nopeus sekä protonilämpötila, mutta plasmatiheys sen sijaan laskee ja virtaussuunta muuttuu hieman radiaalisesta suunnastaan.

CIR:n on havaittu myös aiheuttavan shokkirintamia (kuvassa 2.1 paksumat viivat), jotka johtuvat ylimääräisen paineen leviämisestä ympäröivässä aurinkotuulussa. Kun paineen leviämisenopeus ylittää magnetosonisen nopeuden, voi syntyä shokkirintama CIR:n reuna-alueille (kts. kuva 2.1). Tämä tapahtuu kuitenkin tyypillisesti vasta noin 2 AU:n päässä auringosta ja syytä tähän on magnetosonisen nopeuden pieneneminen etäisyyden funktiona

auringosta [Smith and Wolfe, 1976].

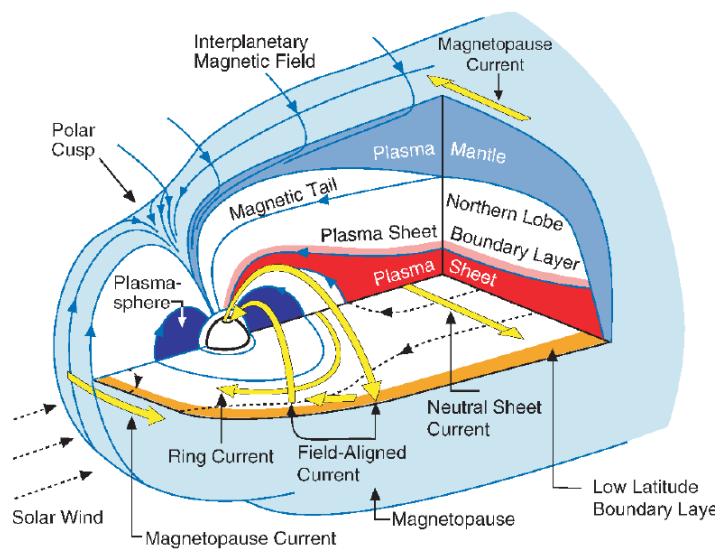
2.1.3 F10.7-indeksi

F10.7-indeksi kuvaa auringosta tulevan sähkömagneettisen säteilyn voimakkuutta, jonka aallonpituus on 10.7 cm [NGDC, 2011]. Päivittäinen globaali F10.7-arvo mitataan keskipäivällä Penticton observatoriossa Kanadassa ja sen yksikkö on $10^{22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$. F10.7-indeksiä on käytetty kuvaamaan auringon EUV-säteilyn voimakkuutta 1 AU:n päässä auringosta (esimerkiksi artikkeleissa Denton et al. [2009] ja Bremer [1996]). Viimeaikaiset tutkimukset edelliseltä auringon minimiajanjaksolta vuosilta 2007-2009 ovat kuitenkin osoittaneet, että F10.7-indeksi ei noudata EUV-säteilyä niin hyvin kuin edellisellä auringon minimiajanjaksolla [Chen et al., 2011].

2.2 Magnetosfääri

2.2.1 Magnetosfäärin rakenne

Magnetosfääri on se alue maapallon ympärillä, jossa Maan magneettikenttä dominoi varattujen hiukkasten liikettä aurinkotuuleen nähden [Koskinen, 2001]. Muutaman Maan säteen ($3-4 R_E$) etäisyydellä magneettikenttää voidaan approksimoida magneettisella dipolilla, mutta kauempana dipoliapproksimaatio ei enää toimi. Tämä johtuu aurinkotuulen vaikutuksesta, sillä se puristaa päiväpuolen magnetosfääriä kasaan ja vastaavasti yöpuolta venyttää pitkäksi pyrstöksi (kts. kuva 2.2).



Kuva 2.2: Poikkileikkaus magnetosfäärin sisäosista [Aikio, 2011].

Magnetosfäärin rajapinta eli magnetopaussi on päiväpuolella keskimäärin noin $10 R_E$ etäisyydellä Maasta, mutta sen etäisyys vaihtelee suuresti riippuen esimerkiksi aurinkotuulen dynaamisesta paineesta. Aurinkotuulen ja magnetosfäärin vuorovaikutuksesta syntyy magnetopaussille virta, jonka suuruus riippuu myös aurinkotuulen ominaisuuksista. Magnetopaussin etupuolelle syntyy iskurintama, jossa yläääninen aurinkotuuli muuttuu aliaäniseksi ja suuri osa virtauksen kineettisestä energiasta muuttuu plasman termiseksi energiaksi [Baumjohann and Treumann, 1996].

Yöpuolella Maan magneettikenttä voi olla venynyt aurinkotuulen vaikutuksesta jopa yli $200 R_E$:n etäisyydelle. Pырstön rakenne on sylinterin muotoinen ja se voidaan jakaa pohjoiseen- sekä eteläiseen pyrstölohkoon. Pohjoisen lohkon magneettikenttä osoittaa kohti Maata ja eteläinen Maasta pois päin [Koskinen, 2001]. Pырstölohkoja erottaa virtalevy, joka sulkeutuu lohkojen ympäri kiertävien yöpuolen magnetopaussivirtojen kautta.

Magnetosfäärin sisäosissa esiintyy eri energieettisiä plasma-alueita, jotka koostuvat pääosin protoneista ja elektroneista. Pырstölohkojen välissä suljetuilla kenttäviivoilla esiintyy tiheämpää plasmaa sisältävä kerros, ns. plasmalevy (plasma sheet), ja sen ympärillä plasmalevyn reunakerros (plasma sheet boundary layer, PSBL). Plasmalevyn sisällä plasma on kuumempaa ($\sim \text{keV}$) kuin reunakerroksessa, mutta myös plasmalevyn tiheys on suurempi. Plasmalevyn plasma kytkeytyy pitkin magneettikenttäviivoja ionosfäärin revontuliovaalin ekvaattorinpuoleiseen osaan. Sen sijaan PSBL:n plasma kytkeytyy revontuliovaalin navanpuoleisiin osiin. Näistä plasma-alueista tulevat siis ne hiukkaset, jotka aiheuttavat revontulia [Prölss, 2004].

Geostationääriseen radan ($6.6R_E$) sisäpuolella sijaitsevat Van Allenin säteilyvyöhykkeet, jossa energieettiset (keV–MeV) varatut hiukkaset ovat vangittuina ns. magneettisessä pullossa [Kivelson and Russel, 1995]. Gradientti-kaareutuvuuskulkeutumisen johdosta positiiviset hiukkaset kulkeutuvat länteen ja negatiiviset itään, jolloin syntyy länteenpäin kulkeva sähkövirta. Tätä kutsutaan rengasvirraksi. Periaatteessa kaikki säteilyvyön hiukkaset vaikuttavat rengasvirtaan, mutta suurimmaksi osaksi sitä kuljettavat 20-300 keV ionit. Rengasvirran voidaan sanoa olevan noin 4-6 R_E päässä maasta [Hargreaves, 1992].

Magnetosfäärin sisin alue on plasmafääri, joka sijaitsee osittain samoilla alueella kuin rengasvirta ja säteilyvyöt. Plasmafääri koostuu ionosfääristä peräisin olevasta kylmästä ($\sim \text{eV}$) ja tiheästä ($\sim 10^3 \text{cm}^{-3}$) plasmasta. Pienen energiansa vuoksi plasmafäärin varatut hiukkaset eivät olennaisesti osallistu rengasvirran kuljetukseen [Koskinen, 2001].

2.2.2 Nousukulmasironta

Häiriintymättömästi liikkuvat varatut hiukkaset pyörivät ympäri magneettikentän Lorentzin voiman vaikutuksesta ja pyörimisen kulmataajuudelle eli ns. gyrotaajuudelle voidaan johtaa matemaattinen muoto

$$\omega_g = \frac{qB}{m}, \quad (2.1)$$

missä B on magneettivuon tiheys, q varaus ja m massa [Koskinen, 2001]. Ympyräliikkeelle voidaan johtaa myös gyrosäde

$$r_g = \frac{mv_{\perp}}{qB}, \quad (2.2)$$

jossa v_{\perp} on hiukkasen magneettikenttää vastaan kohtisuorassa suunnassa oleva nopeus. Varatun hiukkasen kiertoliikkeeseen liittyy myös magneettinen momentti \mathbf{m} , joka voidaan määritellä hiukkasen aiheuttaman virran sekä gyrosäteen r_g sisään jäävän pinta-alan tulona

$$\mathbf{m} = -\frac{|q|}{2\pi} \omega_g \pi r_g^2 \mathbf{e}_B, \quad (2.3)$$

jossa \mathbf{e}_B on magneettikentän suuntainen yksikkövektori. Käyttämällä hyväksi yhtälöitä 2.1 ja 2.2 saadaan magneettimomentti muotoon

$$\mathbf{m} = -\frac{mv_{\perp}^2}{2B} \mathbf{e}_B = -\frac{W_{\perp}}{B} \mathbf{e}_B, \quad (2.4)$$

missä W_{\perp} kuvaa hiukkasen kineettistä energiaa magneettikenttää vastaan kohtisuorassa suunnassa. Magneettinen momentti on ensimmäinen adiabattinen invariantti, eli se on säilyvä suure tietyin edellytyksin. Jos magneettikenttä muuttuu hitaasti verrattuna gyrotaajuuteen, magneettinen momentti säilyy.

Jos hiukkasella on nopeuskomponentti myös magneettikentän suunnassa v_{\parallel} , voidaan määritellä ns. nousukulma

$$\alpha = \arctan \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}. \quad (2.5)$$

Esittämällä magneettinen momentti nyt nousukulman avulla, voidaan kirjoittaa

$$\mathbf{m} = \frac{W \sin^2 \alpha}{B}, \quad (2.6)$$

missä W on hiukkasen kineettinen energia. Jos magneettinen momentti säilyy voidaan puolestaan kirjoittaa ehto

$$\frac{\sin^2 \alpha_1}{B_1} = \frac{\sin^2 \alpha_2}{B_2}. \quad (2.7)$$

Yhtälö 2.7 tarkoittaa, että hiukkasen liikkua kohti voimakkaampaa magneettikenttää, on nousukulman myös kasvettava. Tällöin myös hiukkasen magneettikentän suuntainen nopeus pienenee ja poikittainen vastaavasti kasvaa. Jos magneettikenttä voimistuu riittävän suureksi, nousukulma kasvaa 90° ja hiukkanen vaihtaa kulkusuuntaa. Pistettä, jossa heijastuminen tapahtuu, sanotaan peilipisteeksi. Maan magneettikenttä on voimakkaampi navoilla, joten varattu hiukkanen voi jäädä vangiksi navoilla sijaitsevien peilipisteiden välille ns. magneettiseen pulloon. Jos hiukkasen peilipiste sijaitsee ionosfäärissä, ei hiukkanen todennäköisesti palaakaan takaisin magnetosfääriin, koska se menettää törmäyksissä osan energiastaan. Magneettisesta pullosta häviävien hiukkasten sanotaan olevan ns. häviökartiassa, joka voidaan määrittellä nousukulman avulla seuraavasti

$$\sin^2 \alpha < \frac{B}{B_I}. \quad (2.8)$$

Missä B_I tarkoittaa ionosfäärin yläpuolella olevan peilipisteen magneettivuon tiheyttä ja B magneettivuon tiheyttä siinä magneettipullon pisteessä, jossa nousukulma α on määritetty.

Hiukkaspresipitaatiota, joka aiheutuu hiukkasten nousukulman muuttumisesta siten, että ne joutuvat häviökartioon, sanotaan nousukulmasironnaksi. Nousukulmasironnan voi aiheuttaa esimerkiksi varauksenvaihto tai aaltohiukkasvuorovaikutus [Hargreaves, 1992]. Hiukkanen voi esimerkiksi luovuttaa osan poikittaisesta kineettisestä energiastaan (W_\perp) VLF-aallolle, josta seurauksena voi olla hiukkasen nousukulman pienentyminen siten, että se joutuu häviökartioon. On myös mahdollista, että VLF-aalto luovuttaa hiukkaselle energiaa ja näin nousukulma voi myös kasvaa.

2.2.3 Magnetosfäärin alimyrsky

Tätä kappaletta kirjoitettaessa on käytetty seuraavia Oulun yliopiston luentomonisteita: Revontulifysiikka [Aikio, 2011] ja Plasmafysiikan perusteet [Mursula, 2008].

Magnetosfäärin päiväpuolella aurinkotuulen ja maan magneettikentän yhdistyminen eli rekonnektio, on harvoin tasapainossa pyrstössä tapahtuvan rekonnektion kanssa. Tämä voi johtaa pyrstön magneettisen energian kasvuun, jonka jälkeen tämä varastoitunut energia voi vapautua purkauksenomaisesti uuden neutraaliviivan syntyessä pyrstöön. Vapautuneella suurella magneettisella energialla on merkittäviä vaikutuksia magnetosfäärin plasmaan ja sen aiheuttamille ilmiöille, kuten revontulille ja erilaisille virtasysteemeille. Nämä vaikutukset ja niitä edeltävä varastoituminen muodostavat ns. magnetosfäärin alimyrskyn.

Alimyrsky voidaan jakaa kolmeen vaiheeseen: kasvu-, laajenemis- ja palautumisvaihe. Tarkastellaan nyt pääasiassa vain alimyrskyn eri vaiheiden aiheuttamia ilmiöitä revontuliovaalin ionosfäärissä.

Kasvuvaiheessa havaitaan revontulien liikkuvan hiljalleen kohti ekvaattoria ja myös napakalotti laajenee. Syynä tähän on plasmalevyn venyminen, joka johtuu puolestaan pyrstölohkon magneettikentän voimistumisesta [*Koskinen*, 2001]. Ionosfäärissä itään ja länteen suuntautuneet suihkuvirtaukset kasvavat hiljalleen lisääntyneen konvektion seurauksesta, joka havaitaan mm. AE-indeksin kasvuna. Kasvuvaihe kestää tyypillisesti noin 30-90 minuuttia.

Alimyrskyn alkuvaiheessa revontulet voimistuvat yhtäkkiä. Varsinaisessa laajentumisvaiheessa revontulet liikkuvat kohti pohjoista, itää ja länttä. Laajentumisvaiheessa länteenpäin etenevän revontulipurkausalueen reuna muodostaa kuitenkin yleensä voimakkaimman rintaman, jonka vuoksi sitä on alettu kutsua länteen päin eteneväksi hyökyaalloksi (westward traveling surge, WTS). Revontulien voimistuminen on merkki kasvavasta hiukkaspresipitaatiosta ja tyypillisesti WTS:än aiheuttaa elektronihiukkaspresipitaatio energia-alueella 10-100 keV [*Stauning*, 1996]. Alimyrskyn alkuvaihe kestää tyypillisesti muutamista minuuteista muutamiin kymmeneen minuuttiin [*Stauning*, 1996] ja varsinainen laajenemisvaihe kestää noin 30 minuuttia. Hiukkaspresipitaation johdosta ionosfäärin johtavuus kasvaa, jonka seurauksen ionosfäärin virratkin voimistuvat merkittävästi. Tämä tulee ilmi AE-indeksin selvänä kasvuna päävaiheen aikana.

Paluuvaiheessa revontulet sekä ionosfäärin virrat heikkenevät palautuen normaaliarvoihin ja tyypillisesti tämän vaiheen kesto on noin yksi tunti.

Alimyrskyjen tapahtumat havaitaan eri tavalla riippuen vuorokauden ajasta tai leveysasteesta [*Stauning*, 1996]. Tarkastellaan seuraavaksi *Stauning* [1996] artikkelin perusteella keskiyöllä sekä aamulla havaittuja alimyrskyn liitettäviä ilmiöitä revontuliovaalin alueella, jotka aiheuttavat myös kosmisen radiokohinan absorptio.

Keskiyön revontuliabsorptio (Midnight Auroral Absorption, AA) on havaittu tapahtuvan alimyrskyn alku- tai laajenemisvaiheessa. Absorption aiheuttaa tässä tapauksessa tyypillisesti 10-100 keV energia-alueella presipitoituvat elektronit. Tällaiset tapahtumat voivat kestää muutamasta minuutista kymmeneen minuuttiin.

Hitaasti muuttuvan aamuabsorption (Slow Varying Morning Absorption, SVA) on havaittu tapahtuvan alimyrskyn laajenemisvaiheessa aamupuolella. Magnetosfäärin suljetuille kenttäviivoille tulee tai siellä energisoituu elektroneita, jotka kulkeutuvat kohti päiväpuolta johtuen magneettikentän gradientista ja magnetosfäärissä olevista sähkökentistä. On havaittu, että elektronipresipitaatio voimistuu mitä pidemmälle aamupuolta elektronit kulkeutuvat ja niiden energia on tyypillisesti 3-300 keV luokkaa. SVA -tapahtumat kestävät tyypillisesti puolesta tunnista useampaan tuntiin.

2.2.4 Magneettinen myrsky

Magneettinen myrsky on useista tunneista useisiin päiviin kestävä magneettisesti häiriintynyt periodi, jota kuvaa parhaiten maapallon laajuinen magneettikentän horisontaalikomponentin heikkeneminen [Koskinen, 2001]. Magneettinen myrsky voidaan jakaa kolmeen vaiheeseen: alku-, pää- ja palautumisvaihe.

Alkuvaiheessa maapallon ekvaattorilla horisontaalinen magneetikenttä kasvaa, joka on tyypillisesti seurausta magnetosfäärin puristumisesta. Puristumisen aiheuttaa aurinkotuulen dynaamisen paineen kasvu, joka voimistaa myös päiväpuolen magnetospaussivirtaa (kts. kappale 2.2.1). Näiden muutoksien seurauksena horisontaalinen magneetikenttä voi voimistua muutamman tunnin ajaksi [Hargreaves, 1992].

Päävaiheessa horisontaalinen magneetikenttä ekvaattorilla heikkenee kasvavan rengasvirran vaikutuksesta. Rengasvirran voimistumisen syynä on lisääntynyt varattujen hiukkasten määrä, jotka kulkeutuvat pyrstöstä rengasvirran alueelle magnetosfäärin konvektion seurauksena. Aurinkotuulen magneettikentän osoittaessa etelään on konvektio voimakkaampaa ja siten myös rengasvirta on voimakkaampi. Tyypillisesti päävaihe kestää alle yhden päivän.

Palautumisvaiheessa aurinkotuulen energiasyöttö magnetosfääriin heikkenee ja siten myös uusien hiukkasten kulkeutuminen rengasvirtaan pienenee. Rengasvirran pienenemisen aiheuttaa esimerkiksi virrankantajien varauksen vaihto matalaenergisten neutraalihiukkasten kanssa, jonka seurauksena syntyvät ionit ovat matalaenergisiä ja kuljettavat siten vähemmän gradientti- ja kaarevuusvirtoja [Koskinen, 2001]. Myös aalto-hiukkasvuorovaikutus poistaa virrankantajia häviökartioon (kts. kappale 2.2.2). Palautumisvaihe havaitaan maapallon ekvaattorilla horisontaalikomponentin hitaalla kasvulla kohti normaaliarvoa ja se voi kestää useita päiviä.

2.2.5 Magneettiset indeksit

AE

AE-indeksi antaa tietoa itään- ja länteen sunntautuneiden suihkuvirtausten voimakkuudesta [Mursula, 2008]. AE-indeksi määritellään korkeilla leveysasteilla sijaitsevien magneettisten mittausasemien avulla ja sen aikaresoluutio on yksi minuutti. Asemilla mitataan horisontaalisen magneetikenttäkomponentin suuruutta samanaikaisesti. Jokaiselta ajanhetkeltä valitaan asemien suurin positiivinen (AU) sekä suurin negatiivinen (AL) poikkeama, jonka jälkeen lasketaan AE-indeksi seuraavalla tavalla

$$AE = AU - AL. \quad (2.9)$$

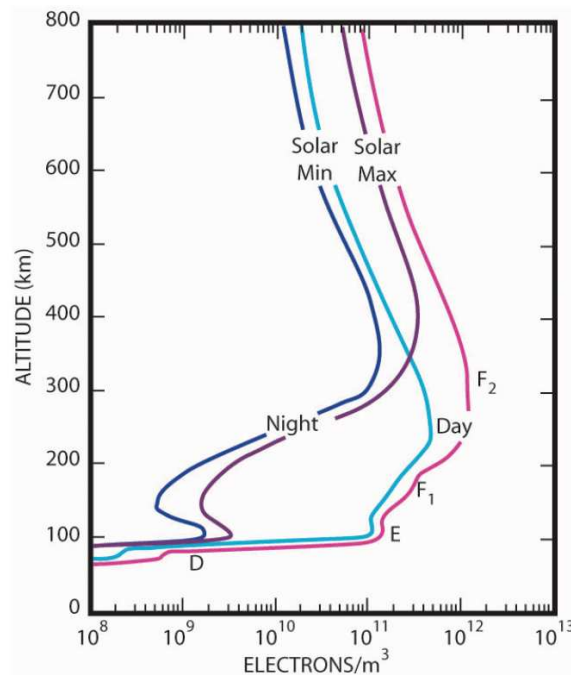
SYM-H

SYM-H-indeksi antaa tietoa rengasvirran voimakkuudesta yhden minuutin aikaresoluutiolla. Näin ollen SYM-H-indeksiä voidaan pitää korkean aikaresoluution Dst-indeksinä [Wanliss and Showalter, 2006]. SYM-H indeksi määritellään kuuden magneettisen mittausaseman avulla, jotka sijaitsevat kohtuullisen lähellä ekvaattoria, mutta kuitenkin riittävän kaukana ekvaattorin suihkuvirtauksesta. Varsinainen SYM-H-arvo saadaan vertaamalla magneettikentän horisontaalikomponentin muutosta perustasoon, joka määritellään kuukauden viiden rauhallisimman päivän perusteella. SYM-H-indeksin tarkka määritysmenetelmä löytyy artikkelista *Iyemori* [1990].

2.3 Ionosfääri

2.3.1 Ionosfäärin kerrokset

Ionosfäärillä tarkoitetaan heikosti ionisoitunutta aluetta maan yläilmakehässä ja se voidaan jakaa elektronitiheyden perusteella kolmeen eri kerrokseen D, E ja F. Lisäksi F-kerros voidaan jakaa kahteen osaan F1 ja F2. F2-kerroksessa on yleensä ionosfäärin suurin elektronitiheys. Kuvassa 2.3 on esitettyä elektronitiheysprofiili, jossa paikalliset elektronitiheysmaksimit vastaavat edellä mainittuja kerrosalueita.



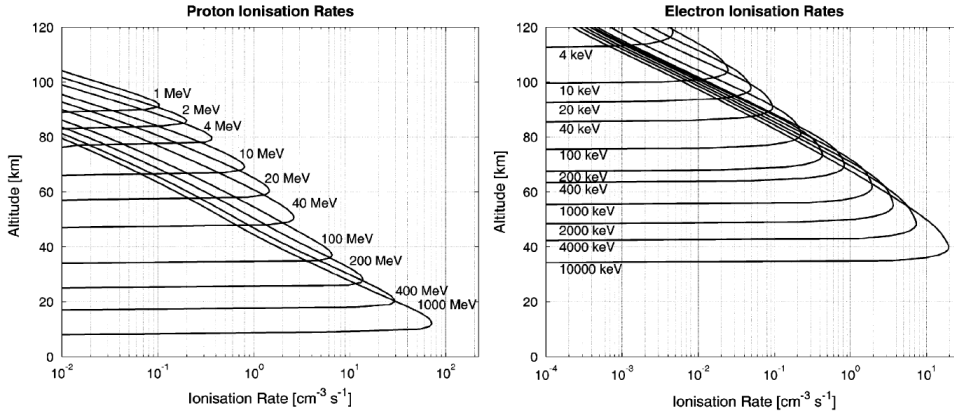
Kuva 2.3: Ionosfäärin elektronitiheysprofiili [Aikio and Nygrén, 2010].

Ionosfääri on jatkuvassa muutostilassa etenkin korkeilla leveysasteilla ja elektronitiheys vaihtelee esimerkiksi vuorokauden sekä auringon aktiivisuuden mukaan, kuten kuvasta 2.3 käy ilmi. Tyypilliset elektronitiheydet sekä korkeusalueet ionofäärissä päivällä ovat esitettynä taulukossa 2.1. Taulukossa esiintyvät elektronitiheydet ovat pieniä verrattuna neutraalien hiukkasten määrään, sillä elektronien osuus hiukkasten kokonaismäärästä on maksimissaan noin 10^{-3} . Tämän vuoksi neutraali-ilmakehä vaikuttaa merkittävästi ionosfäärin plasman käyttäytymiseen [Aikio and Nygrén, 2010].

	korkeusalue (km)	elektronitiheys (m^{-3})
D-kerros	70-90	$10^8 - 10^{10}$
E-kerros	90-150	$10^{10} - 10^{11}$
F-kerros	150-1000	$10^{11} - 10^{12}$

Taulukko 2.1: Ionosfäärin tyypilliset korkeusalueet ja elektronitiheydet päivällä.

Ionosfäärissä vaikuttaa useita erilaisia ionisaatio-, dissosiaatio- ja rekombinaatioprosesseja [Prölss, 2004]. Pääasiallisesti ionisaation aiheuttaa auringon röntgen- ja EUV-säteily, mutta etenkin korkeilla leveysasteilla hiukkaspresipitaatiolla on myös suuri merkitys. Lisäksi kosminen säteily aiheuttaa ionisaatiota. Hiukkaspresipitaation energialla on suuri merkitys sen aiheuttamaan ionisaation, mutta myös ionisaation syvyysulottuvuuteen. (kts. kuva 2.4).



Kuva 2.4: Protoni- ja elektronipresipitaatioiden aiheuttama ionisaatioaste eri korkeuksille. [Turunen et al., 2009]

Häviöprosesseja ovat puolestaan dissosiativinen ja säteilevä rekombinaatio. Ensin mainittu tarkoittaa elektronin ja kaksiatomisen ionin välistä reaktiota niiden välisen törmäyksen tapahduttua, jonka tuloksena syntyy kaksi

neutraalia atomia [Kivelson and Russel, 1995]. Dissosiativinen rekombinaatio tapahtuu yhtälön 2.10 mukaisesti



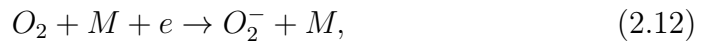
missä X sekä Y ovat atomeja ja e on elektroni [Aikio and Nygrén, 2010]. Säteilevä rekombinaatio tarkoittaa puolestaan elektronin ja positiivisen ionin vuorovaikutusta, jonka tuloksena syntyy neutraali hiukkanen ja fotonin [Kivelson and Russel, 1995]. Säteilevän rekombinaation kemiallinen reaktio on muotoa



missä $h\nu$ kuvaa fotonia [Aikio and Nygrén, 2010].

D-kerros

D-kerros on ionosfäärin alin kerrosalue, jonka vuoksi siellä on ionosfäärikerrosten suurin ilmakehän tiheys. D-kerroksessa ilmakehän tiheys on 10^6 kertaa suurempi kuin F-kerroksessa [Brekke, 1997], minkä takia neutraali-ilmakehä kontrolloi voimakkaasti varattujen hiukkasten käyttäytymistä. D-kerroksen tärkeitä ionisaation aiheuttajia ovat Lyman- α - (121.6 nm), röntgen- (0.1-0.8 nm) ja EUV-säteily (102.7-134 nm) [Aikio and Nygrén, 2010]. Korkeilla leveysasteilla hiukkaspresipitaatio voi olla kuitenkin ajoittain merkittävin ionisaation lähde D-kerroksessa [Hargreaves, 1992]. Jos hiukkaspresipitaatiota ei tule ionosfääriin yöllä (talvella), D-kerros häviää. Tämä johtuu osittain suuresta tiheydestä, sillä törmäystaajuus on suurempi kuin ylemmissä kerroksissa ja siten myös rekombinaationopeus on suurempi. Lisäksi D-kerroksessa esiintyy myös negatiivisia ioneja, joita muissa kerroksissa ei havaita. Negatiivisten ionien synty vaatii kolmen hiukkasen törmäyksen ja esimerkiksi negatiivisen O_2^- -ionin synty voidaan esittää kemiallisella reaktiolla



missä M on molekyyli, joka vähentää reaktiossa olevien hiukkasten kineettistä energiaa ja näin mahdollistaa reaktion syntymisen [Hargreaves, 1992]. D-kerroksen ionikemia on monimutkaisin ionosfäärin kerroksista ja sitä ei vielä kukaan tunneta kovin hyvin.

E-kerros

E-kerroksen käyttäytyminen noudattaa kohtuullisen hyvin ns. Chapmanin mallia varsinkin matalilla- ja keskileveysasteilla. Tämä tarkoittaa mm. sitä, että elektronitiheys (N) käyttäytyy auringon zenittikulman funktiona seuraavasti

$$N_m = N_{m0} \sqrt{\cos \chi}, \quad (2.13)$$

missä χ on zeniittikulma ja N_{m0} tarkoittaa elektronitiheyttä referenssikorkeudella, kun zeniittikulma on nolla [Hargreaves, 1992]. Korkeilla leveysasteilla E-kerroksen käyttäytymiseen vaikuttaa voimakkaasti myös hiukkaspresipitaatio ja ajoittain elektronitiheys voi nousta hiukkaspresipitaation takia jopa suuremmaksi kuin F-kerroksessa [Aikio and Nygrén, 2010]. Merkittävin häviöprosessi E-kerroksessa on dissosiatiiivinen rekombinaatio (kts. yhtälö 2.10) [Hargreaves, 1992].

F-kerros

F-kerroksessa sijaitsee ionosfäärin elektronitiheyden maksimi ja keskimäärin se on noin 250 km korkeudella maan pinnasta [Koskinen, 2001]. Elektronitiheys ei F-kerroksessa häviä yöllä, mikä johtuu osittain ilmakehän tiheydestä. Tiheys on sen verran pieni, että hiukkasten välisiä törmäyksiä ei tapahdu siinä määrin kuin esimerkiksi D-kerroksessa ja siten ionien rekombinaationopeus ei ole niin suuri. Neutraali-ilmakehän liikkeillä ei ole myöskään niin suurta merkitystä varattujen hiukkasten käyttäytymiseen kuin muissa kerroksissa. Varattujen hiukkasten käyttäytymiseen vaikuttaa F-kerroksessa $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -kulkeutuminen ja sen nopeudeksi voidaan johtaa

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}. \quad (2.14)$$

F-kerroksen ionisaatio syntyy auringon säteilyn ionisoidessa atomaarista happea, mutta myös kulkeutumisproseilla on suuri merkitys [Mursula, 2008].

F-kerroksen elektronitiheyden käyttäytyminen on riippuvainen ainakin lämpötilasta, ionikonsentraatiosta ja neutraalituulesta [Hargreaves, 1992]. Lämpötilan kasvu johtaa kemiallisten reaktioiden nopeutumiseen, mutta myös ionikonsentraation muuttuminen vaikuttaa kemiallisiin reaktioihin. Esimerkiksi happiatomien(O) tiheyden lisääntyminen kasvattaa ionisaationopeutta, kun taas molekyylien O_2 ja N_2 lisääntyminen kasvattaa ionien häviönopeutta. Neutraalituuli voi puolestaan joko nostaa tai laskea F-kerrosta. On itse asiassa havaittu, että päivällä neutraalituulen puhaltaessa kohti napa-aluetta F-kerros painuu alas, josta seurauksena on häviöprosessien kasvu. Yöllä neutraalituuli puhaltaa kohti ekvaattoria, josta seuraa F-kerroksen nouseminen ja häviöprosessien pienentyminen.

2.3.2 Joulen lämmitys

Joulen lämmitys on prosessi, jossa sähkövirta menettää osan energiastaan resistiivisessä väliaineessa [Aikio, 2011]. Tarkemmin sanottuna ionien liikeenergia muuttuu väliaineen lämmöksi, mikä johtuu neutraalien ja ionien välisestä törmäilystä. Joulen lämmitykselle voidaan johtaa yhtälö

$$\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}' = \sigma_P(z)[\mathbf{E} + (\mathbf{u}(z) \times \mathbf{B})]^2, \quad (2.15)$$

missä $\sigma_P(z)$ on Pedersen johtavuus ja $\mathbf{u}(z)$ on neutraalituulen nopeus korkeuden funktiona. Mikäli neutraalituulen nopeus jätetään huomiotta, niin yhtälö sievenee muotoon

$$\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}' = \sigma_P(z) E^2. \quad (2.16)$$

Sähkökentällä on näin ollen suurempi merkitys Joulen lämmityksessä kuin johtavuudella. Toisaalta tämä voi tarkoittaa sitä, että konvektiolla on suurempi merkitys Joulen lämmitykseen kuin hiukkaspresipitaatiolla, sillä konvektio vaikuttaa sähkökenttään ja hiukkaspresipitaatio johtavuuteen [Mursula, 2008].

2.3.3 F-kerroksen ionosfäärimyrsky

F-kerroksen ionosfäärimyrskylä tarkoitetaan sellaista ilmiötä, jolla on magneettisen myrskyn tavoin alkuvaihe, päävaihe ja palautumisvaihe [Hargreaves, 1992]. Alkuvaihe kestää tyypillisesti muutamia tunteja, jolloin F-kerroksen elektronitiheys on tavallista suurempi. Päävaiheessa elektronitiheys laskee puolestaan tavallista arvoaan alemmas ja palautumisvaiheessa arvot palautuvat normaaliin tyypillisesti yhden tai useamman päivän aikana. Korkeilla ja keskileveysasteilla ilmiö on voimakkaampi kuin matalilla leveysasteilla. F-kerroksen ionosfäärimyrskyn on havaittu tapahtuvan usein samaan aikaan magneettisen myrskyn kanssa, joten näillä on todennäköisesti jokin yhteys. Monien eri prosessien tiedetään vaikuttavan F-kerroksen ionosfäärimyrskyyn, mutta mikä niistä on merkittävin, on vieläkin epäselvää.

Hargreaves [1992] on esittänyt mahdollisia selityksiä päävaiheen elektronitiheyden pienentymiseen keskileveysasteilla. Yksi syy voi olla ilmakehän lämmitys, jonka vuoksi N_2 -molekyylitiheys kasvaa ja O -atomien tiheys pienenee F-kerroksessa, tämä johtaa elektronitiheyden pienentymiseen (kts. kappale 2.3.1). Lämmityksen syynä voi olla esimerkiksi energisten O^+ -ionien presipitaatio rengasvirrasta. Toisaalta F-kerroksen ionikonsentraatio voi muuttua myös molekyyliirikkaan ilman kulkeutuessa korkeilta leveysasteilta matalille leveysasteille. F-kerroksen ionosfäärimyrskyyn liittyy monia muitakin ilmiöitä, joista lisää esimerkiksi Buonsanto [1999] artikkelissa.

2.4 Radioaallon eteneminen plasmassa

2.4.1 Appleton-Hartree yhtälö

Riometrin ja ionosondin toiminnan ymmärtämiseksi on tiedettävä radioaallon käyttäytymisen perusteet plasmassa. Tämän vuoksi radioaaltojen käyttäytymiseen tehdään lyhyt teoreettinen katsaus ja tässä tarkastelussa käytetään samaa lähestymistapaa kuin lähteissä Hunsucker and Hargreaves [2003]

ja *Hargreaves* [1992]. Appleton-Hartree yhtälö kertoo sähkömagneettisen aallon taitekertoimen ionisoituneessa väliaineessa

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - iZ - \frac{Y_T^2}{2(1-X-iZ)} \pm \left(\frac{Y_T^4}{4(1-X-iZ)^2} + Y_L^2 \right)^{\frac{1}{2}}}. \quad (2.17)$$

Sen johto löytyy esimerkiksi kirjasta *Ratcliffe* [1959]. Yhtälössä 2.17 esiintyvät parametrit ovat

$$X = \frac{\omega_N^2}{\omega^2}, Y_T = \frac{\omega_T}{\omega}, Y_L = \frac{\omega_L}{\omega}, Z = \frac{\nu}{\omega},$$

missä ν on elektronien törmäystaajuus, ω_L ja ω_T ovat elektronin gyrotaajuuden komponenttejä (kts. yhtälö 2.19), ω sähkömagneettisen aallon kulmataajuus ja ω_N plasmakulmataajuus. Plasmakulmataajuus on plasman luonnollinen värähtelytaajuus

$$\omega_N^2 = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m}, \quad (2.18)$$

missä e on alkeisvaraus, m elektronin massa, ϵ_0 tyhjiön permittiivisyys ja N elektronitiheys. Elektronin gyrotaajuus on jaettu sähkömagneettisen aallon etenemisen suunnan mukaan kahteen komponenttiin

$$\begin{aligned} \omega_L &= \omega_B \cos \theta \\ \omega_T &= \omega_B \sin \theta, \end{aligned} \quad (2.19)$$

missä θ on aallon etenemissuunnan ja magneettikentän välinen kulma.

Tarkastellaan seuraavaksi taitekertoimen käyttäytymistä erilaisissa erikoistapauksissa, joita voidaan soveltaa riometrin sekä ionosondin käytön yhteydessä.

2.4.2 Magnetoitumaton ja törmäyksetön plasma

Yksinkertaisin tapa approksimoida taitekerrointa on olettaa väliaine sellaiseksi, ettei siellä ole hiukkasten välisiä törmäyksiä ($Z = 0$) eikä ulkoista magneettikenttää ($Y_L = Y_T = 0$). Tällöin taitekerroin sievenee muotoon

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_N^2}{\omega^2}. \quad (2.20)$$

Mikäli plasmakulmataajuus ja aallon kulmataajuus ovat yhtä suuret, taitekerroin on nolla. Tämä tarkoittaa tilannetta jolloin sähkömagneettisen aallon vaihenopeus on ääretön ja ryhmänopeus nolla. Tämä puolestaan tarkoittaa, ettei aalto etene ja näin ollen se on saavuttanut heijastumispisteen. Koska plasmataajuus riippuu elektronitiheydestä, on siten mahdollista määrittää heijastuspisteen elektronitiheys. Tätä ominaisuutta käytetään hyödyksi mm. ionosondimittauksissa (kts. kappale 4.3).

2.4.3 Törmäyksetön plasma

Magneettikentän pois jättäminen ei ole kuitenkaan kovin realistista ja sen vuoksi tilannetta tarkastellaan usein magneettikentän kanssa ($Y_L \neq 0$ ja $Y_T \neq 0$). Magneettikentän huomioiminen aiheuttaa kuitenkin sen, että väliaineessa etenee kaksi aaltomoodia: ordinaari ja ekstraordinaari. Molemmat aaltomoodit etenevät eri vaihenopeuksilla, mutta myös niiden polarisaatio on erilainen. Näillä oletuksilla taitekerroin menee muotoon

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - \frac{Y_T^2}{2(1-X^2)} \pm \left(\frac{Y_T^4}{4(1-X)^2} + Y_L^2\right)^{\frac{1}{2}}}. \quad (2.21)$$

Tarkastatellaan vielä kahta erikoistapausta. Mikäli aalto etenee vain magneettikentän suunnassa ($Y_T = 0$), yhtälö 2.21 sievenee muotoon

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_N^2}{\omega(\omega \pm \omega_L)}. \quad (2.22)$$

Yhtälössä 2.22 esiintyvä positiivinen merkki tarkoittaa ordinaariaaltomoodia ja negatiivinen vastaavasti ekstraordinaaria. Radioaallon heijastuminen tapahtuu näillä oletuksilla siis tilanteessa, jossa ehto $\omega_N^2 = \omega(\omega \pm \omega_L)$ on voimassa.

Jos taas aalto etenee magneettikenttää vastaan kohtisuorassa suunnassa ($Y_L = 0$), niin taitekerroin menee ordinaariaallon osalta samaan muotoon kuin yhtälössä 2.20. Ekstraordinaariaallon taitekerrointa ei tässä esitetä, koska se ei ole niin oleellinen riometri- tai ionosondimittauksissa.

2.4.4 Absorptio

Kun sähkömagneettinen aalto etenee plasmassa, niin osa sen energiasta kuluu plasman lämmitykseen. Tästä seuraa sähkömagneettisen aallon vaimeneminen ja tätä ilmiötä kutsutaan absorptioksi. Tarkemmin sanottuna sähkömagneettisen aallon sähkökenttä laittaa plasmassa olevat ionit sekä (pääasiassa) elektronit värähtelemään ja mikäli plasmatiheys on riittävän suuri, tapahtuu törmäyksiä hiukkasten välillä ja lämpötila nousee [Hunsucker and Hargreaves, 2003]. Aallon absorptiolle voidaan johtaa yhtälö

$$A = \frac{q^2}{2\epsilon_0 mc} \int_s \frac{N\nu}{(\omega \pm \omega_L)^2 + \nu^2} ds, \quad (2.23)$$

missä integrointi suoritetaan pitkin aallon kulkemaa matkaa. Kaavaa johdettaessa on oletettu sähkömagneettinen aallon etenevän plasmassa suoraan magneettikentän suuntaisesti ja aallon kulmataajuuden olevan suurempi kuin törmäystaajuus [Hargreaves, 1992]. Absorption suuruus kertoo, kuinka paljon sähkömagneettinen aalto menettää alkuperäisestään tehostaan ja yleensä sen suuruus esitetään desibeleissä (kts. kappale 4.2).

Yhtälöstä 2.23 on nähtävissä, että absorptioon vaikuttavat ennen kaikkea elektronitiheys N ja törmäystaajuus ν . Jos oletetaan aallon taajuuden olevan paljon suurempi kuin törmäystaajuus, niin absorptio kasvaa, jos ionisaatio tai törmäystaajuus kasvavat. Törmäystaajuus on suoraan verrannollinen väliaineen tiheyteen, joten alemmissä ionosfäärin kerroksissa on hyvät olosuhteet sähkömagneettisen aallon absorptiolle. Näin ollen absorptioon aiheuttavat kaikki ne prosessit, jotka johtavat ionosfäärin alempien kerrosten ionisaation kasvuun. Törmäystaajuus on myös suoraan verrannollinen lämpötilaan, joten myös väliaineen lämpötilan kasvu johtaa suurempaan absorptioon [Stauning, 1996].

Luku 3

Tutkimusmenetelmät

3.1 Päälekkäisaika-analyysi

3.1.1 Yleiset periaatteet

Päälekkäisaika-analyysi on yksinkertainen tilastollinen menetelmä, jota voidaan soveltaa aikasarjojen käsittelyyn. Yleisemmin tämä menetelmä tunnetaan englanninkielen nimellä "Superposed Epoch analysis". Tälle menetelmälle ei löytynyt virallista suomenkielistä käännöstä, joten tässä työssä sitä kutsutaan nimellä "päälekkäisaika-analyysi". Jos käytössä on useita havaintoja samasta ilmiöstä tai tapahtumasta, esimerkiksi CIR-rakenteista, tällä analyysimenetelmällä voidaan tutkia tapahtuman keskimääräisiä vaikutuksia joihinkin muihin parametreihin. Ideana on keskiarvoistaa aikasarjaa tutkittavan tapahtuman ympäriltä siten, että tapahtuman signaali jää jäljelle ja muut vaikutukset keskiarvoistuvat pois. Oleellista analyysin onnistumisessa on valita tutkittavan tapahtuman alkuaika oikein [Hartmann, 2008]. Päälekkäisaika-analyysi tehdään pääpiirteissään seuraavasti:

1. Valitaan parametri, jonka suhteen muita parametreja verrataan (esimeriksi CIR-rakenteen kokonaismagneettikenttä). Valitulle parametrille määrätään sen jälkeen kriteeri, joka määrittää nolla-ajanhetken.
2. Aikasarjat kaikista tutkittavista parametreista jaetaan osiin siten, että jokaisen tapahtuman alkamisajasta taakse- ja eteenpäin valitaan sama ajanjakso.
3. Lopuksi parametreista lasketaan keskiarvo tai mediaani ja statistiset tunnusluvut kuten esimerkiksi kvartaalit ajan funktiona.

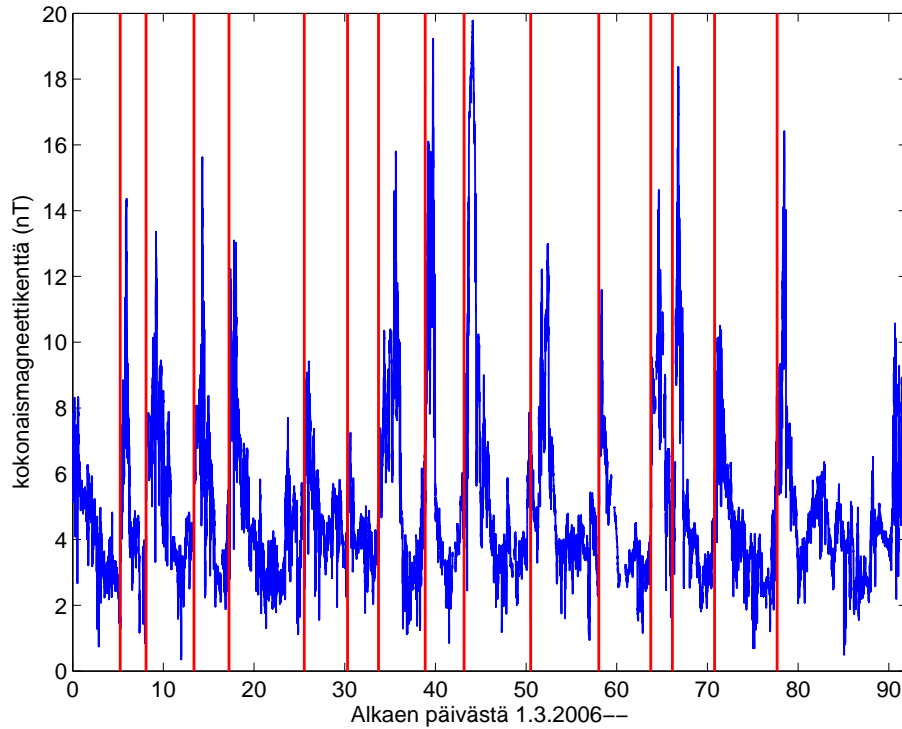
3.1.2 Päällekkäisaika-analyysin käyttö tässä työssä

Kun yritetään selvittää nopean aurinkotuulen vaikutuksia ionosfäärissä, on päällekkäisaika-analyysi hyvä keino, sillä nopean aurinkotuulen ajanjaksot esiintyvät usein toistuvasti johtuen esimerkiksi auringon koronan aukoista (kts. kappale 2.1.1). Nopeiden aurinkotuuliajanjaksojen alkamisaikojen (triggereiden) valitseminen suoraan aurinkotuulen nopeudesta on kuitenkin erittäin hankalaa, sillä nopeuden kasvu ei tapahdu hyppäyksellisesti vaan kasvaa yleensä vähitellen huippuarvoonsa. Nopean ja hitaan aurinkotuulen vaikutuksesta syntyvät CIR-rakenteet tarjoavat kuitenkin toisen keinon triggerin valitsemiseksi. Esimerkiksi CIR-rakenteen yhteydessä esiintyvän kokonaismagneettikentän kasvu on paljon äkillisempää kuin nopeuden, joten tämän vuoksi tässä työssä triggeri on valittu kokonaismagneettikentästä.

Triggerit ovat etsitty tässä työssä Matlab-ohjelmalla, joka käytti seuraavia kriteereitä triggereiden löytämiseksi:

1. Kokonaismagneettikentän datasta (5 min aikaresoluutio) otetaan kaksi pistettä 80 minuutin välein ja lasketaan niiden erotus. Erotuksen pitää olla suurempi kuin 1.9 nT.
2. Näistä kahdesta pisteestä jälkimmäisen pitää olla suurempi kuin 6.5 nT.
3. Ohjelma käy kaikki kokonaismagneettikenttädatan pisteet läpi tutkittavalta ajanjaksolta ja mikäli yllä mainitut ehdot täyttyvät, niin ensimmäinen piste näistä kahdesta valitaan alustavaksi triggeriksi.
4. Saatuja alustavia triggereitä karsitaan lopuksi seuraavasti. Ensimmäinen alustava triggeri hyväksytään suoraan lopulliseksi triggeriksi, mutta seuraavat triggerit valitaan siten, että seuraavan triggerin täytyy olla vähintään 2.37 päivän päässä edellisestä triggeristä.

Edellä mainitut kriteerien arvot haettiin kokeilemalla ja nämä sopivat silmämääräisesti parhaiten tutkittavalle ajanjaksolle. Kuvassa 3.1 on esitettyä mihin kohtaan kokonaismagneettikenttädatta äsken kuvatulla prosessilla saadut triggerit osuvat. Kuvasta 3.1 huomataan, että triggerit osuvat kokonaismagneettikentän kasvun suurimpien gradienttien kohdalle varsin hyvin.



Kuva 3.1: Aurinkotuulen kokonaismagneettikentän käyttäytyminen tutkittavalla ajanjaksolla sekä valitut triggerit (punaiset pystyviivat).

3.2 Auto- ja ristikorrelaatio

Ristikorrelaatiolla voidaan tutkia kahden signaalin välisiä riippuvuuksia eri aikaviiveillä [Bendat and Piersol, 1971]. Yleisessä tapauksessa kahden reaaliarvoisen stationäärin satunnaisprosessin (x, y) ristikorrelaatio on seuraavaa muotoa

$$R_{x,y}(m) = E[x_{n+m}y_n], \quad (3.1)$$

missä E on odotusarvo-operaattori, m viiveen indeksi ja n datapisteen indeksi [Orfanidis, 1971]. Signaalit ovat käytännössä äärellisen pituisia ja diskreettejä, joten yhtälöä 3.1 täytyy estimoida. Yhtälö 3.2 esittää harhatonta estimaattia,

$$R_{xy}(m) = \begin{cases} \frac{1}{N-|m|} \sum_{n=0}^{N-m-1} x_{n+m}y_n, & m \geq 0 \\ R_{yx}(-m), & m < 0, \end{cases} \quad (3.2)$$

missä N kuvaa datapisteiden kokonaislukumäärää. Signaalin x autokorrelaatio saadaan, kun laitetaan y :n tilalle x .

3.3 Lineaarinen korrelaatiokerroin

Lineaarilla korrelaatiokertoimella voidaan määrittää kahden muuttujan välinen lineaarinen riippuvuus [Spiegel and Stephens, 2007]. Se voi saada arvoja väliltä $[-1, 1]$, jossa 1 vastaa täydellistä positiivista korrelaatiota. Matemaattisesti lineaarinen korrelaatiokerroin $r_{x,y}$ kahdelle reaaliarvoiselle muuttujalle (x, y) määritetään seuraavasti

$$r_{x,y} = \frac{\text{cov}(x, y)}{\sigma_x \sigma_y} = \frac{\sum_{i=1}^N (x(i) - \bar{x})(y(i) - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^N (x(i) - \bar{x})^2} \sqrt{\sum_{i=1}^N (y(i) - \bar{y})^2}}, \quad (3.3)$$

missä σ_x ja σ_y ovat keskihajonnat, $\text{cov}(x, y)$ kovarianssi sekä \bar{y} ja \bar{x} ovat muuttujien keskiarvot.

Luku 4

Käytetyt mittalaitteet

4.1 Sateliitit

Aurinkotuulen parametrit kuten nopeus, lämpötila, kokonaismagneettikenttä ja protonitiheys ovat saatu tässä työssä kahden sateliitin avulla. Käytetyt sateliitit ovat ACE [*ACE*, 2006] ja WIND [*WIND*, 2005], jotka molemmat sijaitsevat lähellä Lagrangen ensimmäistä pistettä (L1) [*King and Papitashvili*, 2011]. L1-pisteessä auringon ja maan gravitaatiovoimat sekä sateliitin liike ovat sellaisessa tasapainossa, että sateliitti liikkuu maan ja auringon välissä samalla kiertonopeudella kuin maa [*Murray and Dermott*, 1999]. L1-pisteen etäisyys maasta on noin sadasosa maan ja auringon välisestä etäisyydestä.

Näiden sateliittien datat ovat haettu OMNIdata-palvelimelta [*Papitashvili*, 2011]. Sateliiteista saatavat parametrit ovat viivästetty iskurintamaan ja viivästyksessä on käytetty oletusta, etteivät parametrit muutu sen aikana, kun aurinkotuuli saavuttaa iskurintaman [*King and Papitashvili*, 2011].

4.2 Riometri

Riometri (Relative Ionospheric Opacity Meter) mittaa tähdistä ja galakseista tulevan kosmisen radiokohinan absorptiota (Cosmic Noise Absorption, CNA) ja tyypillisesti vastaanotettava taajuus on välillä 20-50 MHz [*Haarp*, 2007]. Muutokset CNA:n voimakkuudessa oletetaan olevan peräisin ionosfäärissä tapahtuvista muutoksista ja erityisesti muutoksista alimmassa osassa ionosfääriä. CNA:lla on myös luonnollista vaihtelua, joka ei ole riippuvainen ionosfäärin tilasta. Esimerkiksi radiokohinan suuruus riippu siitä, mitä avaruuden osaa riometri tarkastelee. Näin ollen maan pyörimisestä aiheutu luonnollista muutosta riometrin havaitsemaan signaaliin. Myös vuorokauden tai vuodenaikojen vaihtelu aiheuttaa muutoksia riometrin signaaliin. Jotta riometrillä voitaisiin havaita ionosfäärissä tapahtuvat poikkeukselliset muutokset, on edellä mainitut vaihtelut poistettava. Tämän vuoksi määritellään

ns. signaalin rauhallisen päivän käyrä (Quiet Day Curve, QDC), joka ottaa huomioon luonnolliset vaihtelut radiokohinassa. Signaalin eroaminen rauhallisen päivän käyttäytymisessä oletetaan johtuvan ionosfäärissä tapahtuvasta absorptiosta. Absorptioarvo (A) esitetään yleensä desibeleissä ja sen matemaattinen muoto on

$$A = 10 \log_{10} \left(\frac{P_0}{P} \right), \quad (4.1)$$

missä P_0 rauhallisen päivän kosmisen radiokohinan teho ja P on riometrilla vastaanotettu kosminen radiokohinan teho [Hargreaves, 1992].

Kappaleessa 2.4.4 todettiin absorption olevan riippuvainen elektronitiheydestä ja väliaineen törmäystaajuudesta. Näin ollen useat erilaiset prosessit voivat aiheuttaa absorption ja periaatteessa on mahdotonta selvittää absorption aiheuttaja ilman muita informaation lähteitä, kuten esimerkiksi toisten mittalaitteiden tuomaa tietoa tilanteesta. *Stauning* [1996] kuvaa erilaisia prosesseja, jotka voivat aiheuttaa absorption kasvun.

Useimmiten suuret absorptiot johtuvat kuitenkin kasvaneesta D-kerroksen ionisaatiosta, jonka aiheuttajana ovat energiset hiukkasvuot. Myös röntgen- ja EUV-purkaukset auringosta johtavat absorptioarvojen kasvuun [Hargreaves, 1992]. Toisinaan myös suurien sähkökenttien aiheuttama E-kerroksen lämpeneminen tai F-kerroksen merkittävä ionisaation kasvu saattavat olla absorption kasvun syynä [Stauning, 1996].

4.2.1 Virhelähteet

Luotettavien absorptioarvojen saamiseksi on rauhallisen päiväkäyrä sovitaminen onnistuttava hyvin, sillä pienikin virhe tässä johtaa väärään tulkitaan ionosfäärin absorptiosta. Väärä rauhallisen päivän käyrä vaikuttaa etenkin pieniin absorptioarvoihin [Hunsucker and Hargreaves, 2003]. Rauhallisen päiväkäyrän määrittäminen menee etenkin silloin väärin, kun mittauksessa esiintyy yhtäkkinen tason pudotus. Tällainen tason pudotus voi johtua esimerkiksi lumen määrän muuttumisesta riometrin lähetyvillä [Rose et al., 2000].

4.2.2 Riometriasemat

Tässä työssä on käytetty kahden riometriaseman antamia absorptiodatoja. Molemmat asemat ovat Sodankylän geofysiikan observatorion ylläpitämiä, ja ne sijaitsevat Sodankylässä (67.42°N, 26.39°E, $L = 5.1$) ja Abiskossa (68.40°N, 18.90°E, $L = 5.6$) [SGO, 2010]. Vastaanottimina molemmilla asemilla toimivat puolialtodialiantennit, jotka vastaanottavat radiokohinaa 30 MHz taaajuudella. Antennikeilat osoittavat kohti zeniittiä 60° asteen avautumiskulmalla.

Asemien koordinaattien yhteydessä esitettiin ns. L-arvo, joka kuvaa sitä etäisyyttä, jossa Maan magneettikenttäviiva leikkaa ekvaattoritason [Koskinen, 2001]. L-arvo kerrottuna Maan säteellä (R_E) antaa magneettikenttäviivan etäisyyden Maan keskipisteestä ekvaattorilla.

Osassa aikaisemmin suoritetuissa tutkimuksissa (kts. kappale 5) on käytetty magneettista paikallista aikaa (Magnetic Local Time, MLT), mutta tässä työssä on käytetty yleismaailmallista kellonaikaa (Universal Time, UT). Sodankylässä 24 MLT on 21:04 UT ja Abiskossa 24 MLT on 21:27 UT.

4.3 Ionosondi

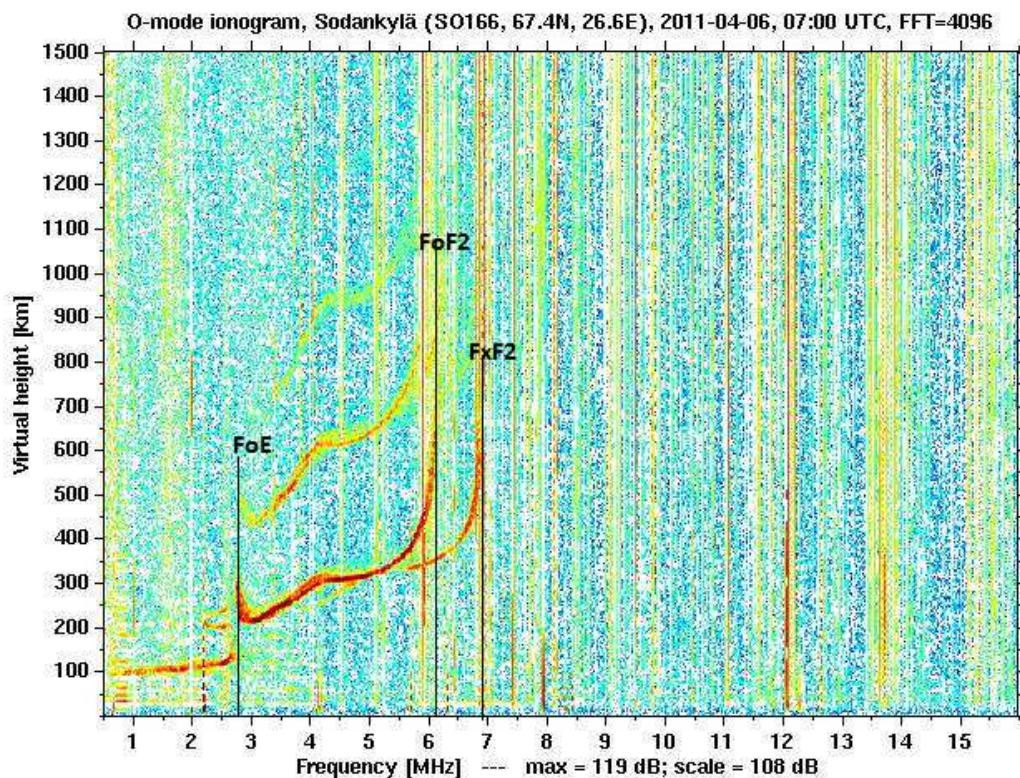
Ionosondi on ionosfääritutkimuksiin suunniteltu tutka, jonka avulla voidaan saada tietoa mm. ionosfäärin kerrosrakenteesta. Ionosondi lähettää radioaaltopulsseja taivaalle ja tyypillisesti radioaaltopulssit kattavat taajuusvälin 0.5 MHz - 16 MHz. Lähetetyn radioaallon kohdatessa riittävän suuren ionisaation tapahtuu heijastuminen. Ionosondi vastaanottaa heijastuneen radioaallon, jonka jälkeen se mittaa ajan, joka on kulunut lähetetyn ja vastaanotetun radioaallon välillä. Tästä lasketaan radioaallon heijastuskorkeus olettamalla radioaallon nopeudeksi valon nopeus. Heijastuskorkeus ei ole kuitenkaan todellinen, koska radioaalto ei kulje valon nopeutta koko ajan, vaan hidastuu merkittävästi etenkin juuri ennen heijastumispistettään. Tämän vuoksi heijastuskorkeuksia kutsutaan virtuaalikorkeuksiksi. Jos piirretään saadut virtuaaliheijastuskorkeudet taajuuden funktiona, saadaan ns. ionogrammi.

Kuvassa 4.1 on esitettynä Sodankylän geofysiikan observatorion ionosondista saatu ionogrammi. Kuvasta on nähtävissä molemmat aaltomoodit: ordinaari (merkitty o:lla) sekä ekstraordinaari (merkitty x:llä). Tämän tutkimuksen kannalta tärkeämpi on ordinaarimoodi, sillä Sodankylässä tehdään tulkinnat tästä aaltomoodista. Kuvassa on esitetty myös osa niin sanotusta kriittisistä taajuuksista, jossa parametri foF2 tarkoittaa ionosfäärin F-kerroksen kriittistä taajuutta ja foE puolestaan E-kerroksen. Kriittisellä taajuudella tarkoitetaan sitä suurinta taajuutta, jolla radioaalto vielä heijastuu kyseisestä ionosfäärin kerroksesta [Hargreaves, 1992].

Ionosfäärin F- ja E-kerroksen korkeusalueella törmäystaajuus on kohtuullisen pieni (kts. kappale 2.3.1), jonka vuoksi voidaan olettaa törmäyksetön ja magnetoitunut plasma. Kappaleen 2.4.3 mukaan näillä oletuksilla ordinaariaallon taitekerroin on yleisessä tapauksessa monimutkainen, mutta yleensä oletetaan ordinaariaallon heijastuvan approksimatiivisesti tilanteessa, jossa magneettikenttä on kohtisuorasti aallon etenemistä vasten [Hunsucker and Hargreaves, 2003]. Tällöin heijastuspisteessä aallon taajuus on yhtä suuri kuin plasmataajuus (kts. yhtälö 2.18), ja siten aallon heijastustaajuus on myös suoraan verrannollinen elektronitiheyteen. Näillä oletuksilla esimerkiksi

F-kerroksen elektronitiheydeksi voidaan laskea tulos

$$N(m^{-3}) = 1.24 * 10^{10} * (foF2(MHz))^2. \quad (4.2)$$



Kuva 4.1: Tyypillinen huhtikuun ionogrammi Sodankylässä keväällä 2011.

Huomioitavaa on, että ionosondista saatava E-kerroksen kriittinen taajuus (foE) ei aina kuvaa tuolla korkeusalueella esiintyvää elektronitiheyden maksimia. Ionosondidatassa E-kerrosalueen maksimielektronitiheyttä kuvaa paremmin tulkintaparametri $foEs$. Tämän tulkintaparametrin nimi on E-kerroksen kriittinen taajuus, mutta on kuitenkin muistettava, ettei Es välttämättä viittaa ns. sporadiseen E-kerrokseen (esim. *Nygrén et al.* [2008]), joka myös tunnetaan nimellä Es ja joka on metalli-ionien aiheuttama kerros. Oman ionogrammitulkintakokemukseni perusteella kriittinen taajuus foE kuvaa pääasiassa normaalin auringon EUV-säteilyn aiheuttamaa ionisaatiota ja $foEs$ kaikkien muiden ilmiöiden kuten esimerkiksi hiukkaspresipitaation aiheuttamia ionisaatioita.

Ionosondista saatavat kriittiset taajuudet kertovat siis ionosfäärikerrosten elektronitiheydestä ja virtuaaliset heijastuskorkeudet antavat puolestaan informaatiota ionosfäärin kerrosrakenteesta.

Sodankylän ionosondin on rakentanut Tauno Turunen. Sen nimi on Alpha-Wolf ja se on ollut toiminnassa vuodesta 2005. Alpha-Wolf lähettää taajuusmoduloitua jatkuvaa aaltoa taajuusalueella 0.5 - 16 MHz.

Luku 5

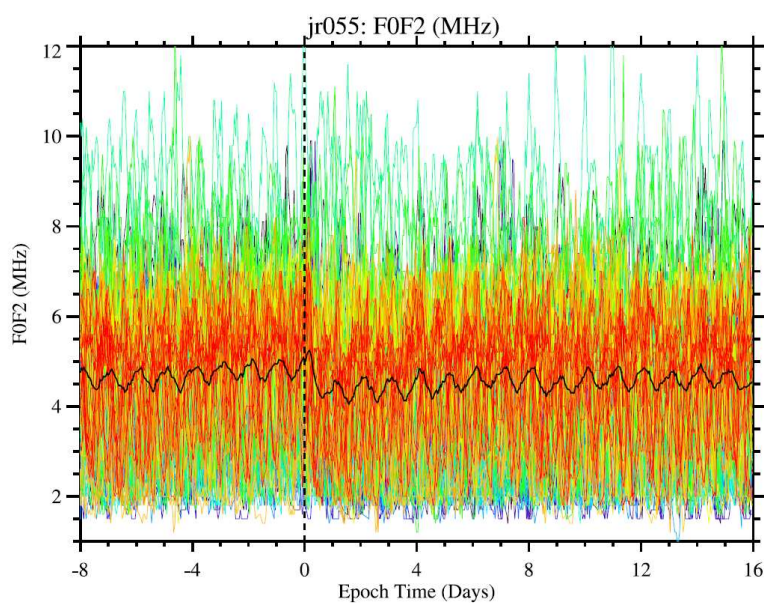
Nopean aurinkotuulen vaikutukset ionosfäärissä

Tässä kappaleessa esitellään aikaisemmin havaittuja nopean aurinkotuulen vaikutuksia ionosfäärissä. Lisäksi tarkastelu rajoitetaan pääosin vain ionosondilla tai riometrillä havaittuihin ilmiöihin.

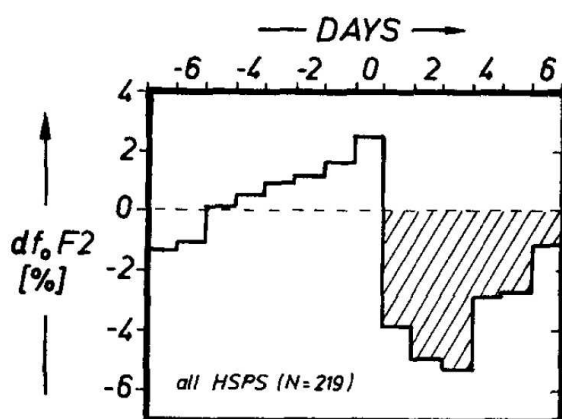
Tutkimusmenetelminä on käytetty pääasiassa päällekkäisaika- ja regressioanalyysiä. *Bremer* [1996] on tehnyt kattavan tutkimuksen ionosondidatalle ja aurinkotuulen nopeudelle käyttäen molempia edellä mainittuja tutkimusmenetelmiä. Pääasissa hän käytti kuitenkin päällekkäisaika-analyysiä, jonka tuloksena hän havaitsi, että nopea aurinkotuuli vaikuttaa eri tavalla ionosfäärin eri kerroksiin. Ionosfäärissä havaittavat vaikutukset ovat lisäksi riippuvaisia leveysasteesta ja interplanetaarisen magneettikentän suunnasta siten, että ionosfäärissä havaittavat ilmiöt ovat voimakkaampia, kun interplanetaarisen magneettikentän suunta osoittaa etelään. Huomioitavaa on kuitenkin se, ettei *Bremer* [1996] erotellut auringon purkauksista tai koronan aukoista johtuvia nopean aurinkotuulen ajanjaksoja. Päällekkäisaika-analyysin tuloksena hän havaitsi F-kerroksen elektronitiheyden pienenevän nopean aurinkotuulen aikana korkeilla ja keskileveysasteilla, mutta lähellä päiväntasaajaa elektronitiheys kasvoi. F-kerroksen elektronitiheyden pienentymisen havaitsi myös *Denton et al.* [2009] tutkiessaan päällekkäisaika-analyysillä keskileveysasteen ionosfääriä ionosondiaseman Juliusruh (54.6°N, 13.4°E) perusteella. He käyttivät tutkimuksissaan pelkästään koronan aukoista tulevia nopean aurinkotuulen ajanjaksoja.

Bremer [1996] ja *Denton et al.* [2009] ovat käyttäneet päällekkäisaika-analyysissä eri nollakohtia. *Bremer* [1996] käytti nollakohtana päivää, jolloin aurinkotuulen nopeus alkaa kasvamaan, kun taas *Denton et al.* [2009] käyttivät ionosfäärin konvektion äkillistä kasvua. Konvektion äkillisen kasvun he määrittelivät Kp- ja MIB-indeksin avulla. Molempien tutkimukset perustuvat suureen datamäärään: *Bremer* [1996] käytti kokonaisuudessaan 219 tapahtumaa, kun *Denton et al.* [2009] tutkimukset perustuvat 124 tapahtu-

maan. Kuvassa 5.1 on esitettyä *Denton et al.* [2009] suorittama päällekkäisaika-analyysi Juliusruh-asemalta saadulle F-kerroksen kriittiselle taajuudelle (foF2). Kuvassa 5.2 on puolestaan esitettyä *Bremer* [1996] suorittama päällekkäisaika-analyysi samalle ionosondiasemalle.



Kuva 5.1: Päällekkäisaika-analyysi F-kerroksen kriittiselle (foF2) taajuudelle 124 tapahtuman perusteella. Nollakohta on määritetty konvektion kasvun alkuhetkestä. Musta viiva kuvaa keskiarvoa ja värilliset ovat yksittäisiä tapahtumia [*Denton et al.*, 2009].



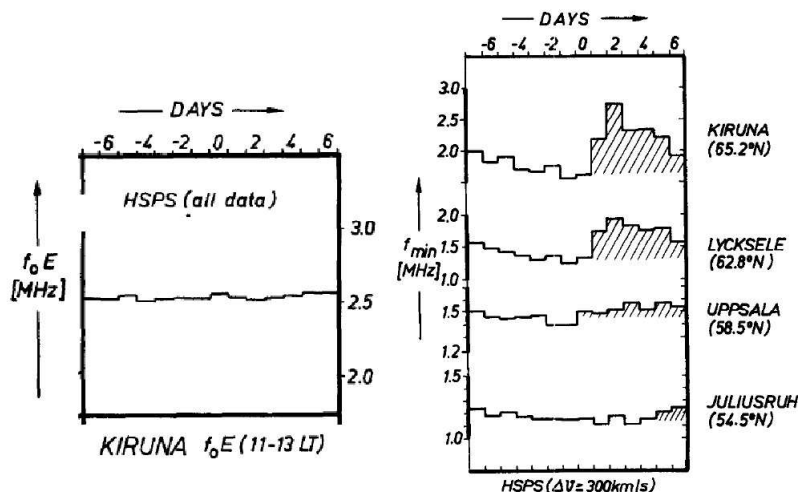
Kuva 5.2: Päällekkäisaika-analyysi F-kerroksen kriittiselle (foF2) taajuudelle 219 tapahtuman perusteella. Nollakohta on määritetty aurinkotuulen nopeuden muutoksesta [*Bremer*, 1996].

Bremer [1996] käytti päällekkäisaika-analyysissä muuttujaa, jonka matemaattinen muoto on

$$df_oF2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{foF2_i - \overline{foF2_i}}{foF2_i} * 100\%, \quad (5.1)$$

missä $foF2_i$ tarkoittaa tuntiarvoja, $\overline{foF2_i}$ 27 päivän keskiarvoa keskitettynä laskettuun päivään ja N kuvaa havaittujen foF2-arvojen määrää päivässä ($N \leq 24$).

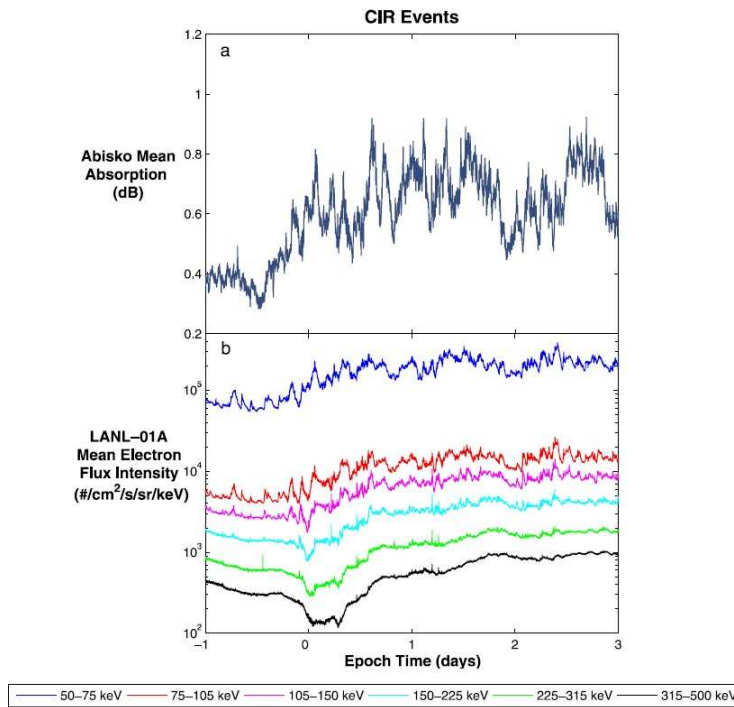
F-kerroksen elektronitiheyden käyttäytyminen nopean aurinkotuulen aikana on samankaltaista kuin F-kerroksen ionosfäärimyrskyn aikana (kts. kapale 2.3.3) [*Denton et al.*, 2009; *Bremer*, 1996]. Ionosfäärimyrskyn aiheuttajaksi on epäilty molemmissa tutkimuksissa kasvavaa energistä hiukkaspresipitaatiota. Tämä lämmittää ionosfääriä, mikä lisää rekombinaationopeutta ja F-kerroksessa tuloksena saadaan pienempi elektronitiheys. Kasvava energinen hiukkaspresipitaatio selittää *Bremer* [1996] mukaan myös Es- ja D-kerroksen elektronitiheyden kasvun nopean aurinkotuulen aikana. Energinen hiukkaspresipitaatio tapahtuu kuitenkin yleensä vain korkeilla leveysasteilla ja siten D- ja Es-kerrosten elektronitiheydet eivät muutu matalilla leveysasteilla. Esimerkiksi *Bremer* [1996] tutkimuksien mukaan Uppsalassa (59.8°N, 17.6°E) D-kerroksen muutokset olivat jo lähes huomaamattomia (kts. kuva 5.3). Huomioitavaa on lisäksi se, ettei E-kerroksen ionisaatiossa havaittu muutoksia millään leveysasteella [*Bremer*, 1996].



Kuva 5.3: Vasemmassa kuvassa päällekkäisaika-analyysi Kiirunan (67.8°N, 20.4°E, $L = 5.6$) E-kerroksen kriittiselle (foE) taajuudelle 219 tapahtuman perusteella. Nollakohta on määritetty nopeuden muutoksesta. Oikean puolimmaisessa on esitettyä sama f_{min} -taajuudelle, mutta myös tarkasteltu käyttäytymistä eri leveysasteilla. Molemmissa kuvissa on käytetty vain keskipäivän arvoja 11-13 LT [*Bremer*, 1996].

Kuvassa 5.3 on näkyvissä myös ionosondista saatava f_{min} -taajuus, jonka kasvu kertoo D-kerroksen lisääntyvästä elektronitiheydestä. On syytä muistaa, että ionosfäärimyrskyihin liittyy monia eri ilmiöitä kuten ionisaation lisääntyminen/vähentyminen, plasman lämpeneminen/kylmeneminen ja erilaiset kulkeutumisosprosessit [Denton *et al.*, 2009]. Näin ollen hiukkaspresipitaatio on vain osa tekijä monimutkaisessa prosessissa [Buonsanto, 1999; Denton *et al.*, 2009; Hargreaves, 1992].

Riometri- ja sateliittimittauksilla on myös havaittu lisääntyvä energinen hiukkaspresipitaatio korkeilla leveysasteilla nopean aurinkotuulen aikana. Longden *et al.* [2008] on todistanut kasvavan hiukkaspresipitaation reontuliovaalin alueella nopean aurinkotuuleen liitettävien CIR-rakenteiden aikana. Hän tutki mm. CIR-rakenteiden aiheuttamia magneettisiä myrskyjä ja siihen liittyviä hiukkaspresipitaatioita. Kuvassa 5.4 on esitettyä päällekkäisaika-analyysi Abiskon riometridatalle ja eri energisille elektronivoille geosynkronisella radalla.



Kuva 5.4: Päällekkäisaika-analyysi Abiskon riometridatalle ja elektronivoille CIR-rakenteen aiheuttaman magneettisen myrskyn aikana. Nollakohtana on Dst-indeksin minimi [Longden *et al.*, 2008].

Päällekkäisaika-analyysi on suoritettu 38 tapahtuman perusteella ja nollakohtana on käytetty Dst-indeksin minimiä. Kuvasta 5.4 nähdään, että erienergisten elektronivoiden intensiteetit kasvavat eri aikaan, mutta pääasiassa intensiteetit ovat suuria samanaikaisesti suuren absorptio- kanssa Abiskos-

sa. Tämä viittaa energiseen hiukkaspresipitaatioon geosynkroniselta radalta, joka liittyy puolestaan alimyrskyihin ja myrskyihin [Longden et al., 2008]. Alimyrskyjen ja nopean aurinkotuulen yhteys on löydetty myös Lyons et al. [2009] tutkimuksissa.

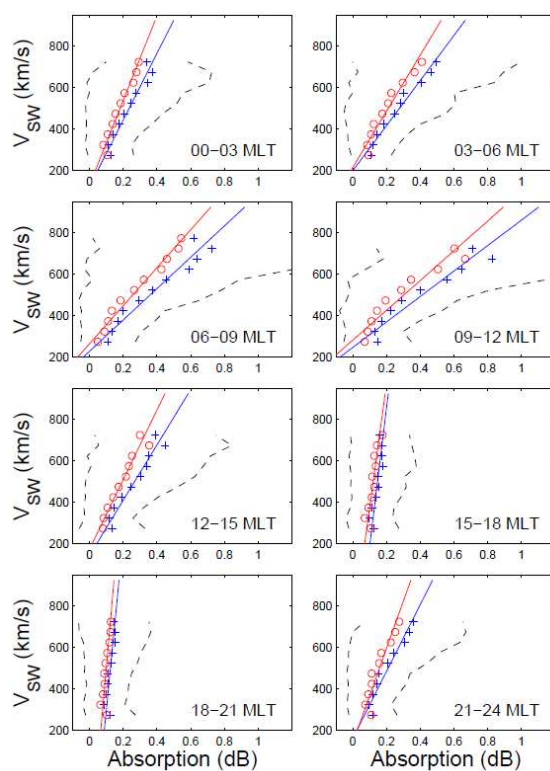
Nopean aurinkotuulen aikana havaittu energinen hiukkaspresipitaatio voidaan selittää ainakin osittain Tsurutani et al. [1995] ja Lyons et al. [2009] tutkimuksien perusteella. Nopeassa aurinkotuulella on havaittu voimakkaita magneettikentän fluktuaatioita, jotka esimerkiksi Tsurutani et al. [1995] tulkitsee Alfvén-aaltojen aiheuttamaksi. Alfvén-aallot ovat poikittaisia magne-tohydrodynaamisia plasma-aaltoja, jotka etenevät Alfvén-nopeudella $V_A = (B_0^2/(\mu_0\rho_m))^{1/2}$, missä B_0 on magneettivuon tiheys ja ρ_m massatiheys [Aikio, 2011]. Magneettikentän fluktuaatio nopeassa aurinkotuulella johtaa sekä magnetosfäärin konvektion että alimyrskyaktiivisuuden kasvuun epäsäännöllisissä ajanjaksoissa [Lyons et al., 2009]. Tämä lisää energeettisten hiukkas-ten kulkeutumista magnetosfäärin sisäosiin porskeenomaisesti ja se puolestaan johtaa erilaisten plasma-aaltojen muodostumiseen. Plasma-aallot häiritsevät ensimmäistä ja toista adiabaattista invarianttia, josta seuraksena on mm. nousukulmasironta (kts. kappale 2.2.2).

Lam et al. [2010] tutkimukset viittaavat siihen, että nopean aurinkotuulen aiheuttamien magneettisten myrskyjen aikana elektronipresipitaation ($E > 30$ keV) synnyttää nimenomaan VLF chorus -aallot. He käyttivät tutkimuksissaan POES-satelliittejä (Polar Orbiting Environmental Satellites) elektronipresipitaatioiden energian määrittämiseen, mutta lisäksi he käyttivät CRRES-satelliittiä (Combined Release and Radiation Effects Satellite) VLF chorus -aaltojen intensiteettien määrittämiseen. Chorus aallot ovat ns. vihellysmoodin (whistler) plasma-aaltoja, jotka voidaan johtaa Appleton-Hartree yhtälöstä (2.17). Niiden tajuus on yhtäsuuri tai pienempi kuin elektronin gyrotaajuus ekvaattoritasossa ja ne syntyvät plasmapausin ulkopuolella [Tsurutani and Smith, 1977]. Lam et al. [2010] ottivat myös Halleyin riometriase-
man (76°S, 27°W, $L = 4.3$) mukaan tutkimuksiin. Tuloksena he havaitsivat elektronipresipitaation ($E > 30$ keV) ja VLF chorus -aaltojen globaalien jakaumien olevan samankaltaisia geomagneettisen aktiivisuuden aikana. Myös Halleyin riometriabsorptiojakauma oli hyvin samankaltainen edellä mainittujen jakaumien kanssa.

Meredith et al. [2011] epäilivät myös nimenomaan VLF chorus -aaltojen aiheuttavan hiukkaspresipitaatiota ($E > 30$ keV) nopean aurinkotuulen aiheuttamien magneettisten myrskyjen aikana. He tutkivat elektronipresipitaatiota POES-satelliittien avulla ja tekivät päällekkäisaika-analyysin 42 nopean aurinkotuulen aiheuttamalle geomagneettiselle myrskylle vuosina 2003-2005. Nollakohtana he käyttivät Denton et al. [2009] tavoin konvektion äkillistä kasvua. He tekivät merkittävän havainnon, että kaapattujen ja presipitoiden (E on välillä 30 keV - 1 MeV) elektronien vuo kasvaa välittömästi myrskyn alkaessa ja pysyy korkealla koko nopean aurinkotuulen ajan. Lisäk-

si he havaitsivat elektronipresipitaation ($E > 30$ keV) olevan voimakkainta L-arvoilla 4-7 aikavälillä 21-12 MLT ja L arvoilla 7-9 aikavälillä 6-11 MLT.

Longden et al. [2008] tutkimuksien perusteella energettistä hiukkaspresipitaatiota ei havaittu myöskään päivällä, vaikka geomagneettinen aktiivisuus oli ollut suuri. Hiukkaspresipitaation vuorokausivaihtelun havaitsivat myös *Kavanagh et al.* [2004] tutkiessaan aurinkotuulen nopeutta ja riometriabsorptiota Kilpisjärven 7 vuoden ajalta (1995-2001). *Kavanagh et al.* [2004] havaitsivat heikon linearisen riippuvuuden aurinkotuulen nopeuden ja kosmisen radiokohinan välillä, mutta käyttäytyminen oli erilaista riippuen vuorokauden ajasta. Esimerkiksi ajanjaksolla 15-21 MLT lineaarista riippuvuutta ei käytännössä havaittu.



Kuva 5.5: Aurinkotuulen nopeus ja Kilpisjärven (69.05°N 20.79°E , $L = 5.9$) IRIS-riometrin mittaama absorptio ajanjaksolla 1995-2001. Kuvassa esiintyy keskiarvot (siniset ristit) ja mediaanit (punaiset ympyrät) laskettuina 50 km/s alueilla [*Kavanagh et al.*, 2004].

Kuvassa 5.5 on esitettyä aurinkotuulen nopeus ja riometriabsorptiodata siten, että on laskettu keskiarvot (siniset ristit) ja mediaanit (punaiset ympyrät) 50 km/s alueilla. Mustat katkoviivat kuvaavat puolestaan keskihajontaa. *Kavanagh et al.* [2004] piti todennäköisenä, että nopean aurinkotuulen aikana absorption aiheuttamat prosessit ovat erilaiset kuin hitaan aurinko-

tuulen aikana. *Kavanagh et al.* [2004] ehdotti, että dynaamisen paineen vaihtelut voisivat aiheuttaa hiukkaspresipitaation kasvua. Aurinkotuulen dynaamisen paineen vaihtelut aiheuttavat magnetosfäärin puristumisen tai laajentumisen. Magneettikentän puristuminen/laajentuminen johtaa VLF-aaltojen muodostumiseen, jotka puolestaan aiheuttavat nousukulmasiroamisen kautta hiukkaspresipitaatiota [*Longden et al.*, 2007].

Luku 6

Tutkimustulokset

Tässä luvussa esitellään saadut tutkimustulokset. Tulokset esitellään siten, että jokaisen mittalaitteen tulokset käsitellään omassa kappaleessaan. Saaduille tuloksille pyritään myös löytämään mahdollinen fysikaalinen syy.

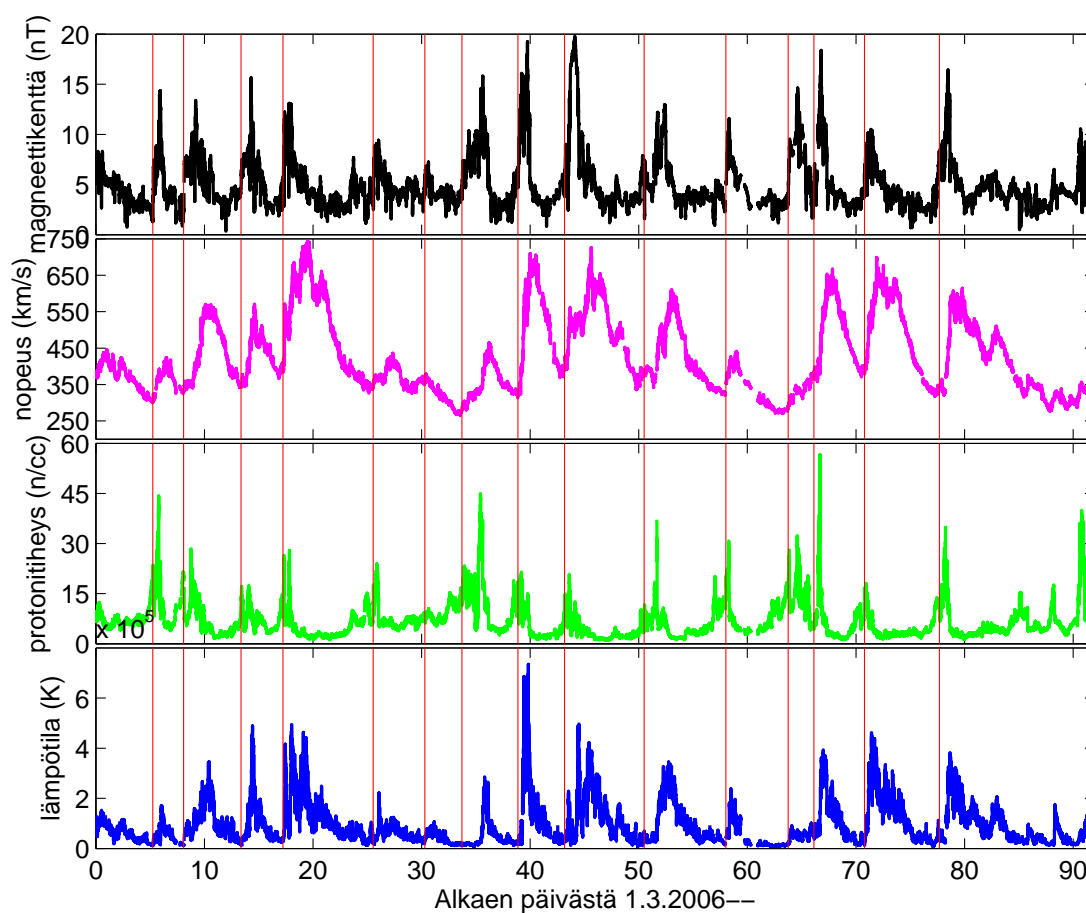
6.1 Sateliittimittaukset aurinkotuulesta

Tässä työssä käytetyt aurinkotuulen parametrit ovat saatu OMNI-datapalvelimelta ja ne perustuvat sateliittien ACE sekä WIND suorittamiin mittauksiin. Työssä esitetyjä tuloksia tarkasteltaessa on oleellista tietää, että OMNI-data -palvelimelta saadut aurinkotuulen parametrit ovat viivästetty iskurintamaan.

Tutkittava ajanjakso on valittu siten, että silloin maapallolla havaitaan toistuvia nopeita aurinkotuulen virtauksia. Tällöin aurinkotuulella esiintyy myös CIR - rakenteita, kuten kappaleessa 2.1.2 kerrottiin. Kuvassa 6.1 on esitettyä erilaisia aurinkotuuliparametrejä tutkittavalta ajanjaksolta. Kuvasta 6.1 voidaan havaita mm. seuraavia asioita:

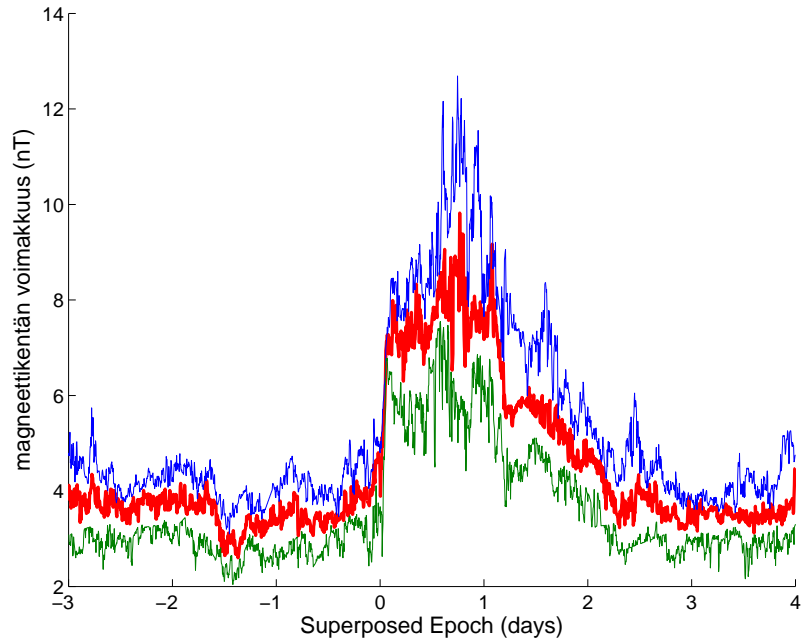
- kokonaismagneettikenttä ja protonitiheys kasvavat aiemmin kuin nopeus
- lämpötila noudattaa lähestulkoon nopeuden käyttäytymistä

Näiden mainittujen parametrien käyttäytyminen noudattaa nimenomaan CIR-rakenteiden tyypillistä käyttäytymistä (kts. CIR-rakenteen ominaisuudet kappaleesta 2.1.2) ja esimerkiksi kuvilla 2.1 sekä 6.1 on havaittavissa suuria yhtäläisyyksiä. Näin ollen tutkittavalla kolmen kuukauden ajanjaksolla esiintyy selviä CIR-rakenteita ja kuvasta 6.1 voidaan laskea niiden lukumääräksi 15 kappaletta.

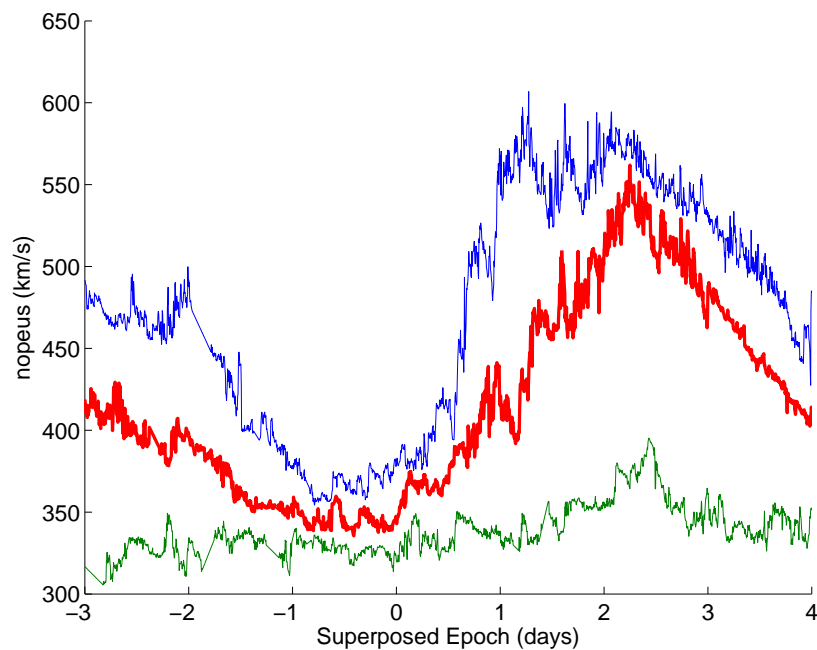


Kuva 6.1: Aurinkotuulen parametrit tutkittavalta ajanjaksolta. Punaiset viivat ovat päällekkäisaika-analyysin nollakohtia ja ne ovat valittu kokonaismagneettikentän mukaan.

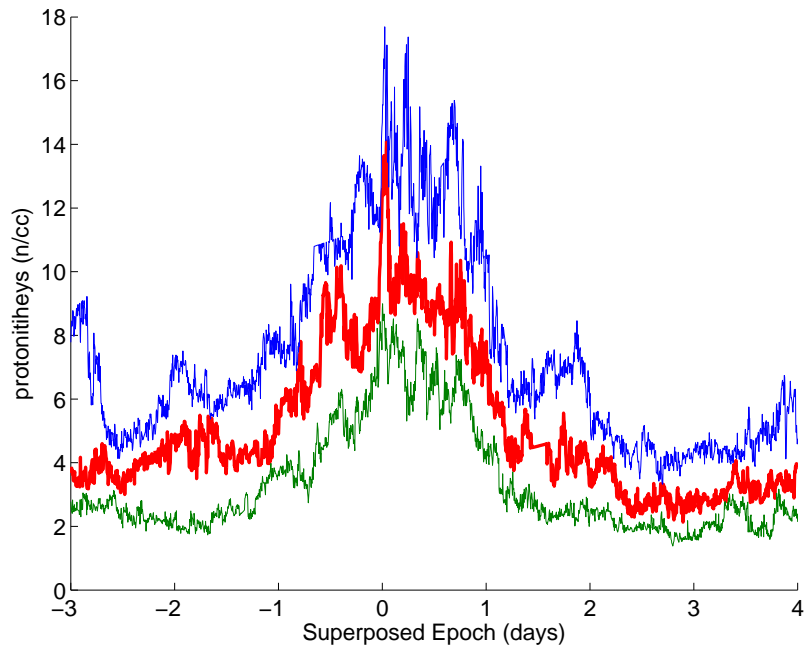
CIR-rakenteiden tarkempaan tarkasteluun voi käyttää päällekkäisaika-analyysia. Menetelmä soveltuu erityisen hyvin aikaerojen selvittämiseen, kuten esimerkiksi kuinka paljon aurinkotuulen voimakas kokonaismagneettikenttä on nopeaa aurinkotuulta keskimäärin edellä. Kappaleessa 3.1.2 kerrottiin, että päällekkäisaika-analyysin nollakohta valittiin kokonaismagneettikentän kasvunopeuden perusteella (kuvassa 6.1 punaiset viivat). Kuvat 6.2-6.5 esittävät päällekkäisaika-analyysikuvia aurinkotuulen kokonaismagneettikentästä, nopeudesta, protonitiheydestä sekä lämpötilasta. Kuvissa on esitettynä mediaani sekä alempi (25%) ja ylempi (75%) kvartaali.



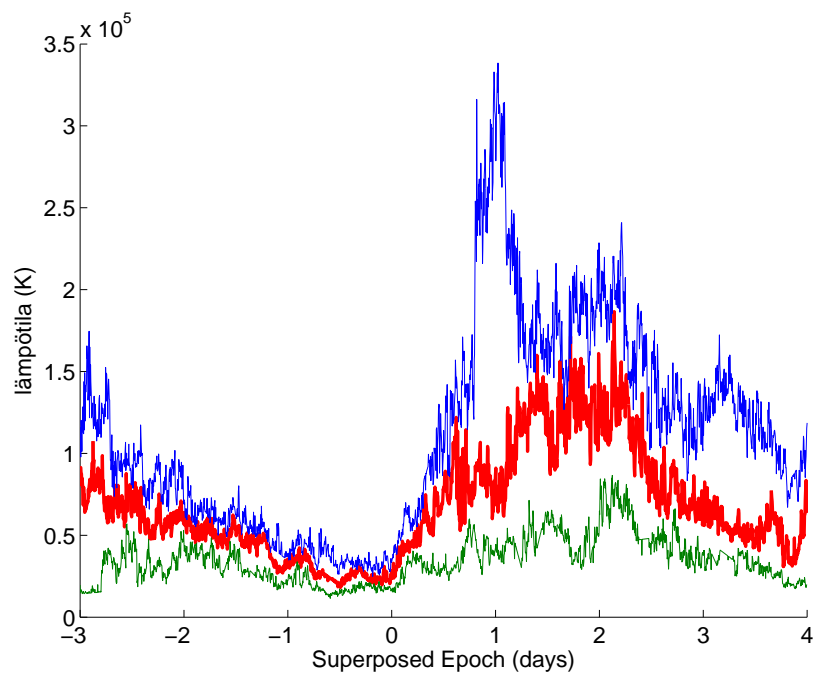
Kuva 6.2: Päällekkäisaika-analyysi aurinkotuulen kokonaismagneettikentästä ajanjaksolla 1.3.2006-31.5.2006 esitettyä medianin (punainen), alemman kvartaalin (vihreä) sekä ylemmän kvartaalin (sininen) avulla.



Kuva 6.3: Aurinkotuulen nopeus samassa muodossa kuin kuva 6.2.



Kuva 6.4: Aurinkotuulen protonitiheys samassa muodossa kuin kuva 6.2.



Kuva 6.5: Aurinkotuulen lämpötila samassa muodossa kuin kuva 6.2.

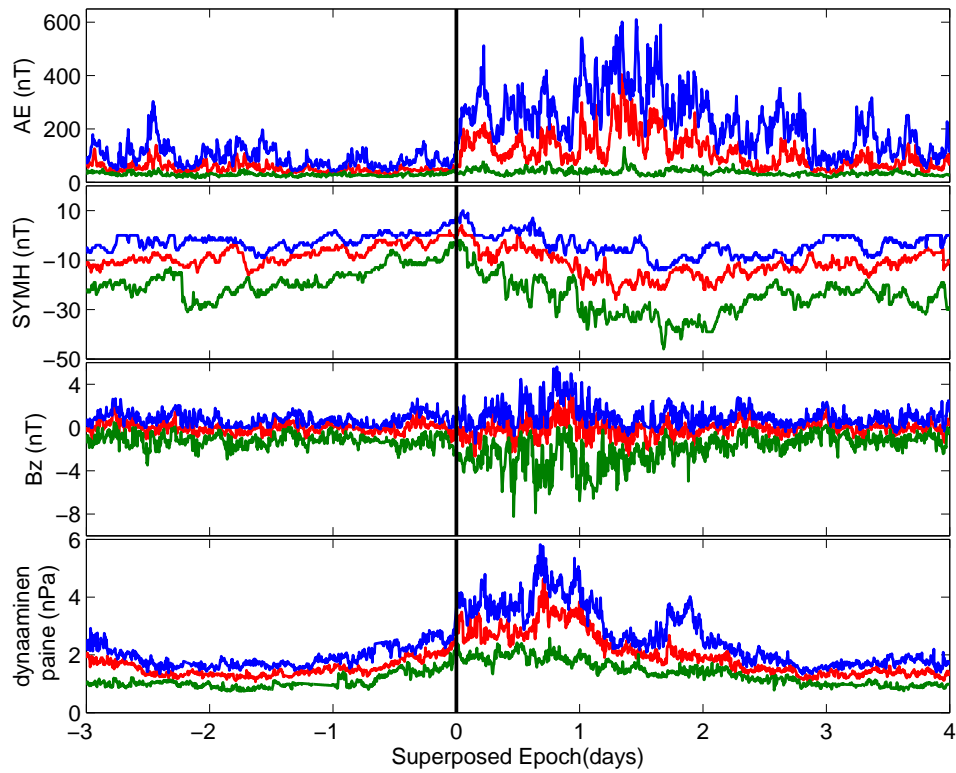
Päällekkäisaika-analyysikuvien perusteella voidaan tehdä seuraavat johtopäätökset. Ensinnäkin nollakohtavalinta kokonaismagneettikentän äkilliselle kasvulle onnistui erittäin hyvin. Toiseksi nollakohta toimii hyvin merkkinä myös nopeuden sekä lämpötilan kasvulle. Protonitiheys on sen sijaan alkanut kasvaa yli vuorokauden aiemmin ja sen maksimi on samoihin aikoihin nollakohdan kanssa. Nopeus saavuttaa maksimin noin kahden vuorokauden kuluttua nollakohdasta ja lämpötilan käyttäytyminen on samankaltaista nopeuden kanssa. Lämpötilan ylempi kvartaali saa ison maksimin yhden vuorokauden kuluttua nollakohdasta.

6.2 Magneettiset indeksit

Tässä työssä keskitytään pääosin tarkastelemaan Sodankylän ja Abiskon yläpuolista ionosfääriä. On kuitenkin mielenkiintoista tietää, miten nopea aurinkotuuli vaikuttaa ionosfääriin globaalisti. Tämän vuoksi tarkastellaan muutamia magneettisia indeksejä, joiden avulla saadaan tietoa globaalista geomagneettisesta aktiivisuudesta.

Suuriamplitudista fluktuatiota magneettikentässä tapahtuu nopean aurinkotuulen aikana (kts. kuva 6.6 kolmas paneeli). Kuvassa esitetään B_z -komponentti, koska etelään osoittava IMF ($B_z < 0$) kytkeytyy päiväpuolen magnetopaussilla Maan magneettikentässä [Koskinen, 2001]. Tämä johtaa ajoittaiseen magnetosfäärin konvektion kasvuun, joka puolestaan lisää alimyrskyaktiivisuutta [Lyons et al., 2009]. Alimyrskyjen aikana tapahtuvat hiukkaspresipitaatio lisäävät ionosfäärin johtavuutta (kts. kappale 2.2.3), mikä yhdessä konvektion kasvun kanssa aiheuttaa suihkuvirtauksen voimistumisen. Suihkuvirtausten suuruutta voidaan tarkastella AE-indeksin avulla (kts. kappale 2.2.5) ja sen havaitaan kasvavan välittömästi valitun päällekkäisaika-analyysin nollakohdan jälkeen (kts. kuva 6.6).

Myös rengasvirta kasvaa, josta SYM-H-indeksi pieneminen on yhtenä merkkinä. Muutokset rengasvirrassa tapahtuvat selvästi hitaammin ja myöhemmin kuin muutokset suihkuvirtauksissa (kts. kuva 6.6). Mielenkiintoista on myös havaita, että SYM-H-indeksillä on paikallinen maksimi päällekkäisaika-analyysin nollakohdan aikana. Tämä voi johtua osin aurinkotuulen dynaamisen paineen muutoksesta (kts. kuva 6.6 alin paneeli), jolloin magnetosfääri puristuu ja magnetospaussivirta tulee sekä lähemmäs maata että myös voimistuu. Magnetospaussivirta aiheuttaa positiivisen komponentin SYM-H-indeksiin, joten on mahdollista, että juuri dynaamisen paineen muutos on SYM-H-indeksin paikallisen maksimin syy. Toisaalta dynaaminen paine on silloin suurimmillan kun SYM-H indeksi lähtee pienenevänsä, joten rengasvirran kasvaminen näyttäisi kontrolloivan tilannetta päällekkäisaika-analyysin nollakohdan jälkeen.



Kuva 6.6: Magneettiset indeksit AE ja SYM-H sekä aurinkotuulen B_z -komponentti ja dynaaminen paine samassa muodossa kuin kuva 6.2.

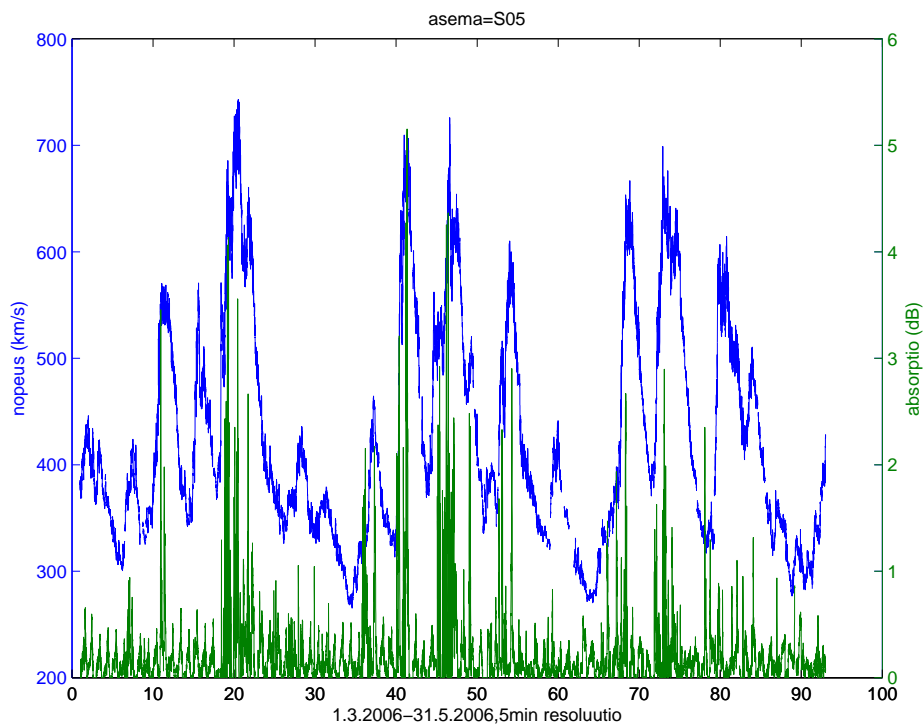
6.3 Riometrimittaukset

6.3.1 Lähtöasetelma

Tämän tutkimuksen eräs tarkoituksista oli selvittää, mikä aurinkotuulen parametri selittäisi parhaiten riometridatan käyttäytymistä. Asiaa lähdettiin tutkimaan laskemalla korrelaatioita riometridatan ja eri aurinkotuulen parametrien välillä. Näitä kuvia vertailemalla pyrittiin löytämään paras aurinkotuulen parametri ja vertailussa käytettiin aurinkotuulen protonitiheyttä, kokonaismagneettikenttää, B_z -komponenttia, nopeutta, lämpötilaa, sähkökenttää ja virtauspainetta. Kuvia tehtiin eri aikaresoluutioilla aina 5 minuutista useampaan tuntiin. Tulokseksi saatiin, että aurinkotuulen nopeus selittää parhaiten riometridatan käyttäytymistä ja tämän vuoksi siihen ollaan tässä työssä keskitytty.

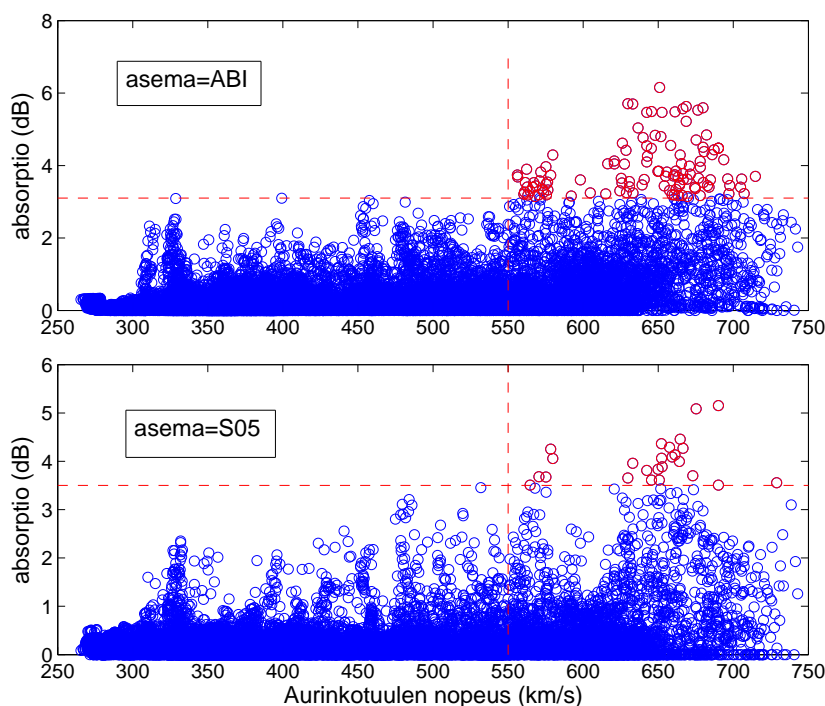
6.3.2 Aurinkotuulen nopeus ja absorptiodata

Riometriabsorptio riippuu ionosfäärin D-kerroksen ionisaation suuruudesta, kuten kappaleessa 4.2 todettiin. Näin ollen riometridatalla voidaan selvittää, miten nopea aurinkotuuli vaikuttaa D-kerroksen ionisaatioon. Kuvassa 6.7 on piirretty Sodankylän riometrin absorptiodata ja aurinkotuulen nopeus.



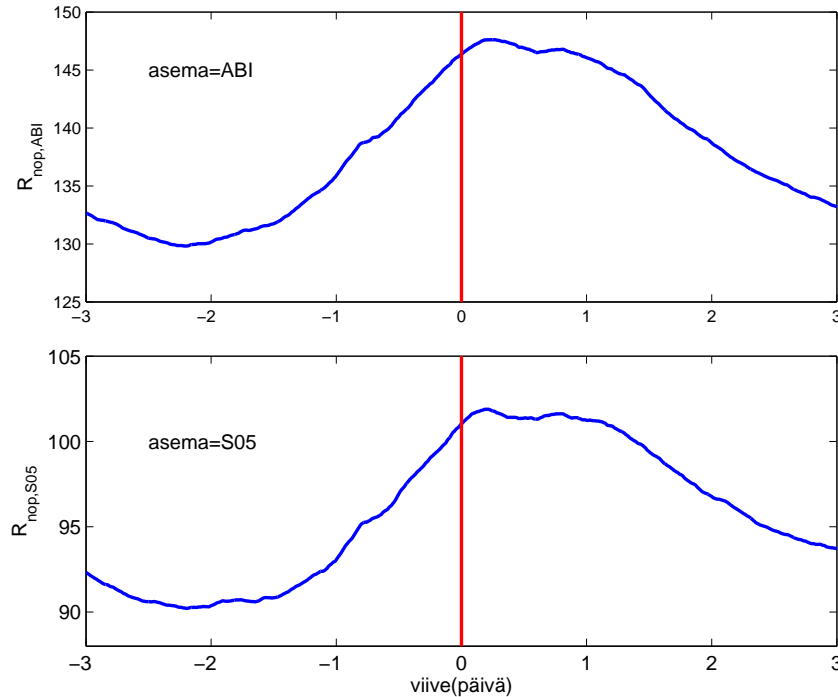
Kuva 6.7: Aurinkotuulen nopeus ja Sodankylän riometrin absorptio.

Kuva 6.7 antaa viitteitä siitä, että nopea aurinkotuuli vaikuttaa jollain tavalla ionosfäärin D-kerroksen elektronitiheyteen. Samankaltaiset tulokset saadaan myös Abiskon riometridatasta. Itse asiassa kuva 6.7 vahvistaa jo hyvin tunnettua tilastollista suhdetta aurinkotuulen nopeudelle ja absorptiolle [Hargreaves et al., 2007; Kavanagh et al., 2004], sillä absorptioarvojen on havaittu noudattavan aurinkotuulen nopeuden kasvua. Tämän tutkimusajanjakson aikana suuria absorptioarvoja havaitaan ainoastaan silloin, kun nopeus on suuri. Kun tarkastelee Abiskon riometridataa, havaitaan aurinkotuulen nopeuden olevan iskurintamalla yli 550 km/s aina, kun absorptio on yli 3.1 dB (kts. kuva 6.8). Samansuuntaisia tuloksia on havaittavissa myös Sodankylän riometridatasta, mutta siellä raja-arvo on noin 3.5 dB. Huomioitavaa on kuitenkin, että tarkasteltaessa Jyväskylän (62.42°N , 25.28°E , $L = 3.7$) riometrin absorptiodataa ja aurinkotuulen nopeutta, niin absorptiolla ja nopeudella ei ole havaittavissa juuri minkäänlaista riippuvuutta (kuva ei näytetä). Oulussa (65.08°N , 25.90°E , $L = 4.3$) sen sijaan absorptiolle ja nopeudelle on havaittavissa pientä riippuvuutta, mutta selkeästi pienempää kuin Abiskossa tai Sodankylässä (kuva ei näytetä). Tästä voidaan suoraan päätellä, että ionisaation aiheuttajan täytyy liittyä korkeilla leveysasteilla tapahtuviin ilmiöihin.



Kuva 6.8: Abiskon ja Sodankylän absorptiodatat aurinkotuulen nopeuden funktiona 5 min aikaresoluutiolla.

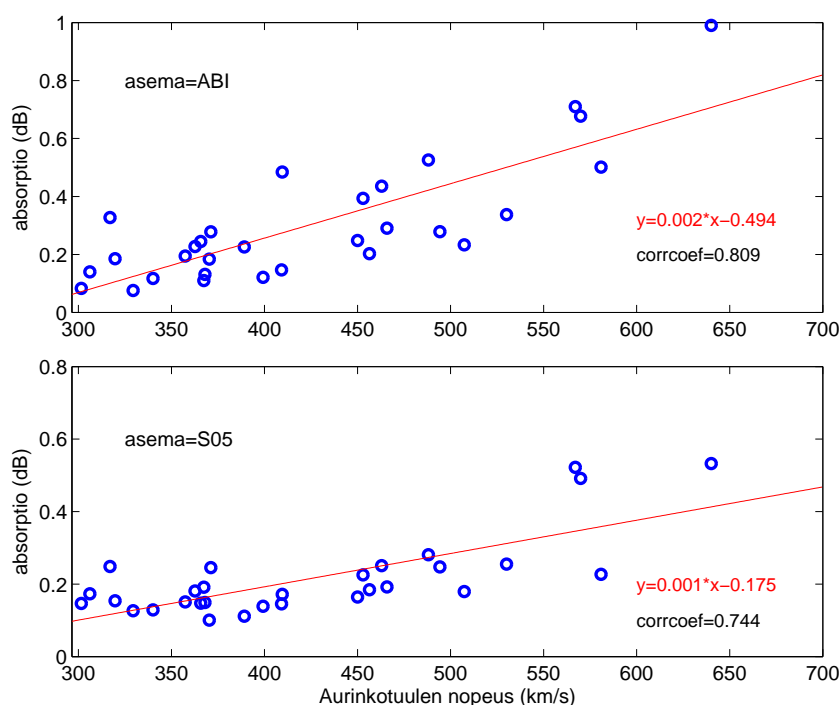
Kuvasta 6.8 voidaan myös nähdä, ettei absorptiolla ja aurinkotuulen nopeudella ole lineaarista riippuvuutta, kun tarkastellaan samanaikaisia tapahtumia asemilla ja iskurintamalla. Tämä ei kuitenkaan poissulje nopean aurinkotuulen ja absorptioon välistä korrelaatiota eri aikaviiveillä. Ristikorrelaatioanalyysillä voidaan tutkia parametrien välistä korrelaatiota eri aikaviiveillä, kuten kappaleessa 3.2 todettiin. Kuvassa 6.9 on esitettyä nopeuden ja absorptioon välinen ristikorrelaatio ja se osoittaa, että aurinkotuuli on 5 h 50 min edellä absorptiota Abiskon tapauksessa. Sodankylässä maksimikorrelaatiotilanne saadaan puolestaan silloin, kun aurinkotuuli on 5 h 5 min edellä absorptiota. Pistekuvat maksimikorrelaatiotilanteissa eivät kuitenkaan juuri eroa kuvasta 6.8 (kuvaa ei näytetä). Näin ollen piste- ja ristikorrelaatiokuvista voidaan päätellä, ettei nopeudella ja absorptiolla ei ole lineaarista riippuvuutta keskenään millään aikaviiveellä 5 min aikaresoluutiolla.



Kuva 6.9: Aurinkotuulen nopeuden ja asemien absorptiodatojen (5 min aikaresoluutio, molemmilla) välinen ristikorrelaatio.

Tilanne muuttuu kun tarkastelee absorptioon riippuvuutta aurinkotuulesta eri aikaresoluutiolla. Laskettaessa korrelaatiokertoimia 1-4 päivän keskiarvoilla, havaitaan lineaarista riippuvuutta nopeuden ja absorptioon välillä. Kuvassa 6.10 on esitetty asemien absorptiodatat aurinkotuulen nopeuden funktiona siten, että molemmista on laskettu kolmen päivän keskiarvot. Tässä tilanteessa saadaan suurin lineaarinen riippuvuus parametrien välille ja esimerkiksi korrelaatiokerroin on Abiskon aseman osalta 0.809. Vastaava kuva

Sodankylän absorptiodatasta ei anna aivan yhtä hyvää riippuvuutta parametrien välille ja siellä korrelaatiokerroin on 0.744. Tällaisen lähestymistavan ongelma on kuitenkin se, ettei se ota huomioon syy-seuraussuhdetta. Lisäksi mitä pidempiä keskiarvoja absorptiodatasta otetaan, sitä enemmän vaikuttavat absorptiodataa hallitsevat pienet absorptioarvot. Näihin pieniin absorptioarvoihin vaikuttavat puolestaan virhelähteet voimakkaammin kuin isoihin absorptioarvoihin (kts. kappale 4.2.1).

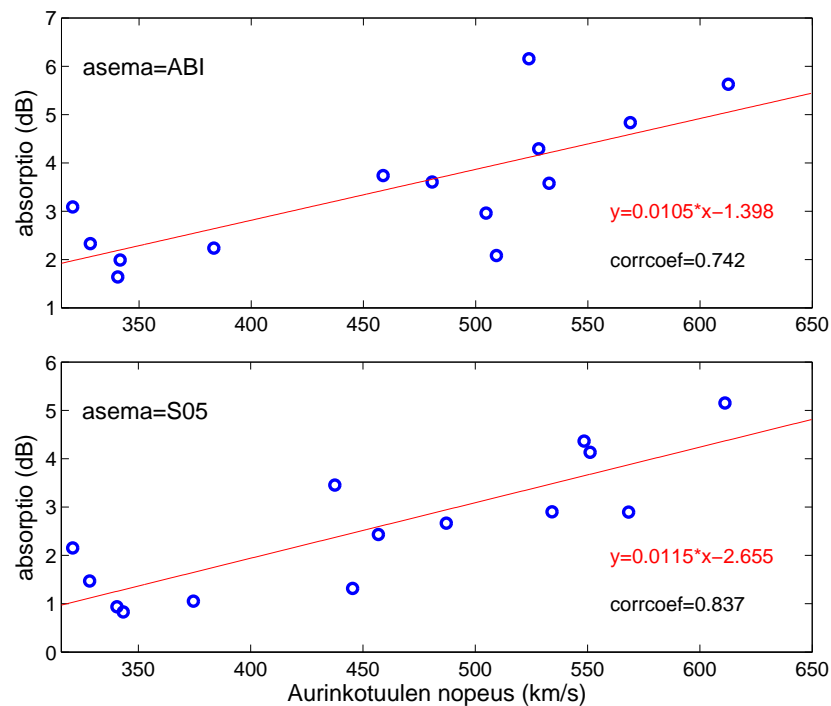


Kuva 6.10: Asemien absorptiodatat aurinkotuulen nopeuden funktiona siten, että nopeudesta sekä absorptioista on laskettu kolmen päivän keskiarvo.

Huomioidaan seuraavaksi vain suuret absorptioarvot. Syy-seuraussuhde myös huomioiden on nopeutta tarkasteltava maksimiabsorptiota edeltävältä ajanjaksolta. Ajanjaksoa, jolta suurinta absorptioarvoa etsitään, on tässä työssä haettu Matlab-ohjelman avulla, joka etsii suurinta korrelaatiokerrointa nopeuden keskiarvolle ja suurimmalle absorptioarvolle eri ajanjaksoja käyttäen. Suurin korrelaatiokerroin saadaan, kun maksimiabsorptiota haetaan 6 päivän sisältä ja nopeuden keskiarvo lasketaan maksimiabsorptiota (5 min resoluutio) edeltävältä vuorokaudelta. Tällöin korrelaatiokerroin oli Abiskon tapauksessa 0.7419 ja Sodankylän tapauksessa 0.8370 (kuva 6.11). Käy ilmi, että jakamalla aurinkotuulidata 6 päivän mittaisiin jaksoihin alkaen 1.3.2006, yksittäiset nopeat aurinkotuulen ajanjaksot sattuvat hyvin valittuihin 6 päivän ajanjaksoihin. Kun siis tarkastellaan maksimiabsorptioarvoja viiden minuutin aikaresoluutiolla, ja otetaan aurinkotuulen nopeudesta erilaisia aika-

keskiarvoja maksimabsorptiota edeltävältä ajalta, niin paras korrelaatio saavutetaan aurinkotuulen nopeuden vuorokausikeskiarvoa käyttäen.

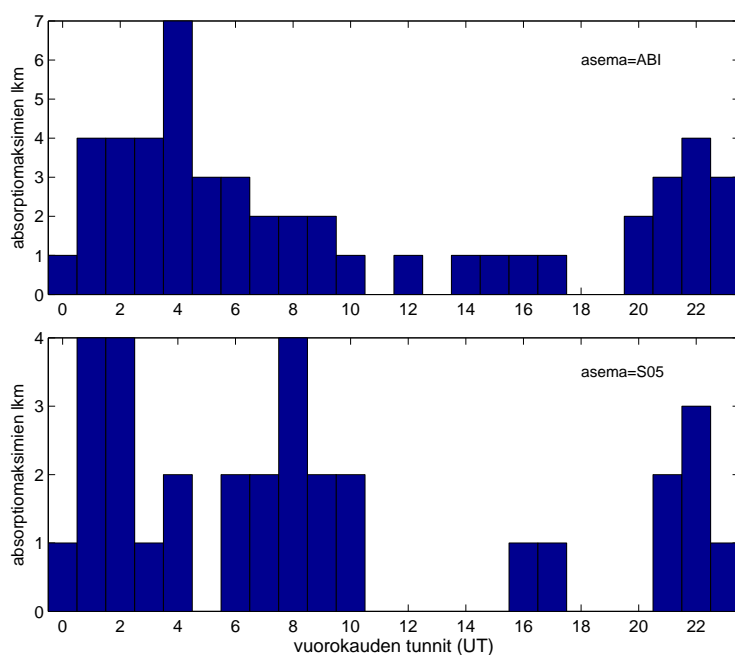
Ongelmana tällaisessa tarkastelussa on kuitenkin melko pieni pisteiden määrä (14 kpl), joten yhdellä pisteellä on erittäin suuri vaikutus korrelaatiokertoimeen. Lisäksi vain 10 pistettä absorptioarvoista osuu hyvin ajanjaksojen suurimpien nopeuksien kohdalle molemmissa tapauksissa. Tuloksen varmistamiseksi olisi hyvä tutkia pidempiä ajanjaksoja.



Kuva 6.11: Absorption maksimi-arvo (5 min aikaresoluutio) aurinkotuulen nopeuden vuorokausikeskiarvon funktiona, joka on laskettu absorptioarvoa edeltävältä vuorokaudelta.

Mielenkiintoista on myös tarkastella mihin UT-aikaan sijoittuvat absorptiomaksimit. Kuvassa 6.12 ovat esitettynä päivän maksimabsorptioarvojen jakaumat vuorokaudessa tunnin tarkkuudella siten, että jakaumaan on hyväksytty vain arvot, jotka ovat yli 1dB. Kuvista on tulkittavissa, että maksimabsorptiot havaitaan selvästi harvemmin päivällä kuin muina kellonai-koina. Itse asiassa on tunnettua, että absorption käyttäytyminen noudattaa paikallista aikaa [Hartz et al., 1963]. Hartz et al. [1963] havaitsivat, että suurin absorptio tapahtuu aamusektorilla, mutta suurempaa absorptiota havaitaan myös hieman ennen keskiyötä alkavalla ajanjaksolla, joka jatkuu aina aamuun asti. Hargreaves and Cowley [1967] havaitsivat puolestaan, että suurin absorptio ei jatku tasaisesti keskiyön yli, vaan lähellä keskiyötä havaitaan paikallinen maksimi. Molemmat tutkimukset tukevat tässä työssä saatuja

jakaumia (kts. kuva 6.12). Edellä mainitsemat tutkimukset eivät kylläkään liittyneet nopeaan aurinkotuulen vaikutuksien selvittämiseen, mutta on silti mielenkiintoista havaita tässä työssä saatujen tuloksien ja aikaisempien tutkimuksien yhteneväisyys.

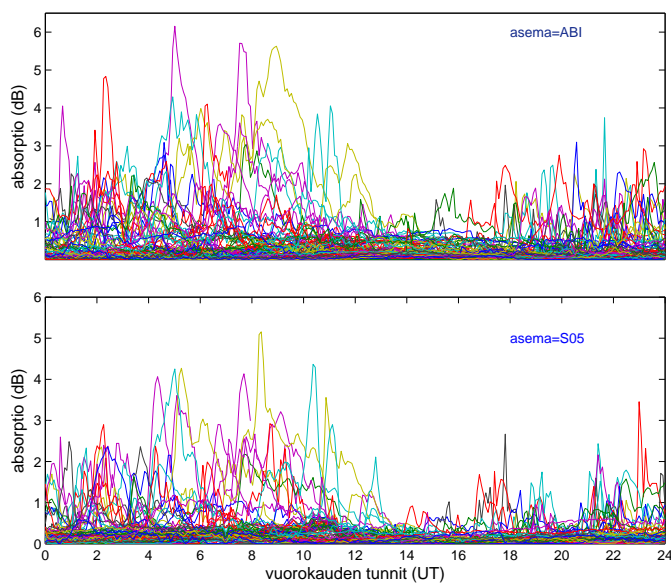


Kuva 6.12: Absorptiomaksimien jakauma vuorokauden tunteina. Jakaumaan on hyväksytty vain 1dB:tä suuremmat arvot.

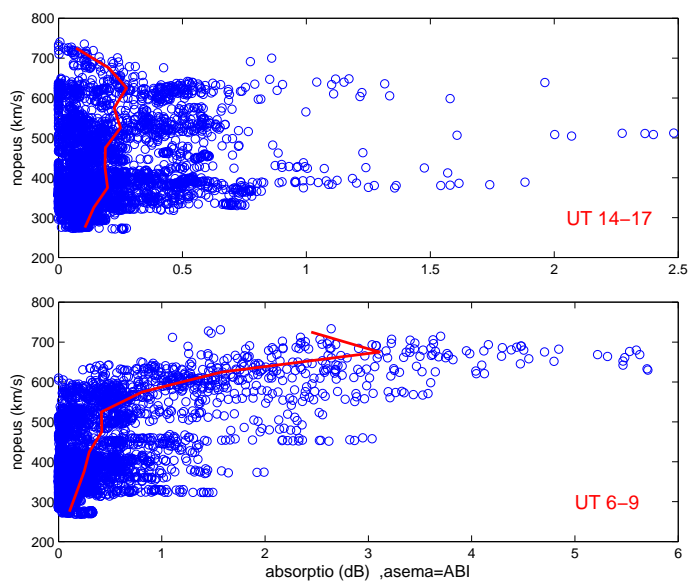
Lisäksi monissa muissakin tutkimuksissa on havaittu selvää vuorokausivaihtelua elektronivuossa siten, että selvä minimi tapahtuu paikallisen illan aikana [Longden *et al.*, 2008]. Tällä tutkimusajanjaksolla havaitaan sama ilmiö, josta kuva 6.13 on todisteena. Kavanagh *et al.* [2004] ovat itse asiassa havainneet, ettei paikallisen illan aikana havaittu absorptiominimi riipu geomagneettisen, aurinkotuulen tai IMF:än aktiivisuudesta.

Aurinkotuulen nopeudelle ja absorptiodatalla havaitaan lineaarista riippuvuutta, kun tarkastellaan muutaman päivän keskiarvoja, tai kun esitetään maksimiabsorptioita aurinkotuulen päiväkeskiarvon funktiona. Toisaalta jakaumista havaitaan (kuva 6.13), että aamuyöllä/aamulla ja myöhään illalla/yöllä tapahtuivat suurimmat absorptiot. Jakaumien perusteella kuvassa 6.11 esiintyvät absorptiomaksimit ovat siis tapahtuneet edellä mainituilla ajanhetkillä ja tarkistuksen jälkeen asian voidaan todeta olevan näin. Jos esitetään absorption iltapäiväarvot aurinkotuulen nopeuden funktiona (kuva 6.14), silloin havaitaan parametrien välinen riippumattomuus. Aamuarvoilla vastaava tilanne muuttuu selvästi ja jonkinlaista riippuvuutta on nähtävissä etenkin suurilla nopeuksilla. Näin ollen tämän tutkimusajanjakson perusteella käyttäytyminen on selvästi erilaista eri vuorokauden aikoina. Tämä tulos

saa vahvistusta myös muista tutkimuksista, sillä *Kavanagh et al.* [2004] ovat havainneet saman asian käyttämällä absorptiodataa seitsemän vuoden ajalta.

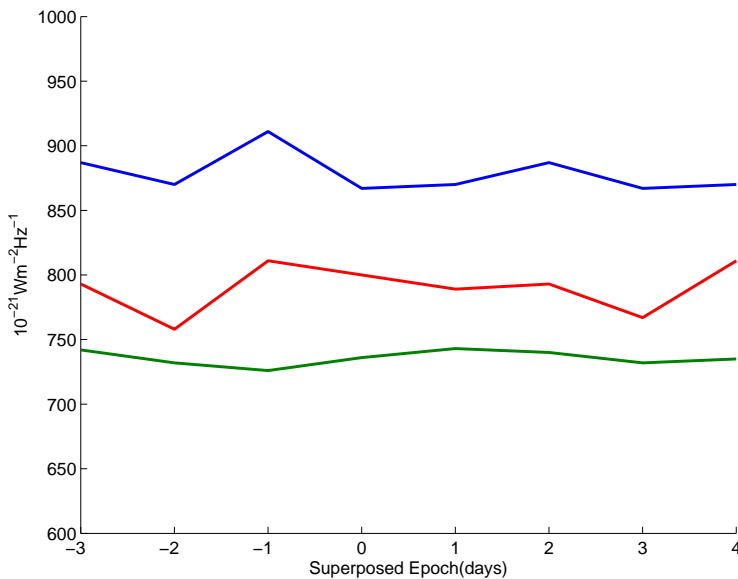


Kuva 6.13: Tutkimusajanjakson 1.3.2006-31.5.2006 jokaisen päivän absorptiokäyrä.



Kuva 6.14: Abiskon absorptio aurinkotuulen nopeuden funktiona siten, että vuorokaudesta on otettu vain tunnit 6-9 UT tai 14-17 UT. Punainen viiva on absorptioarvojen keskiarvo eri nopeusalueilla 50 km/s resoluutiota käyttäen. Huomaa vaaka-akselien erilaiset asteikot.

Mistä sitten johtuvat suuret absorptioarvot ja niiden vuorokausijakama? Kappaleessa 4.2 kerrotaan, että absorption kasvun voi aiheuttaa monet eri tekijät. Perustuen aikaisempien tutkimuksiin (kts. kappale 5) voidaan kuitenkin olettaa energieettisten hiukkaspresipitaatioiden pääasiallisesti aiheuttavan absorption. Kuva 6.15 esittää päällekkäisaika-analyysiä F10.7-indeksistä. F10.7-indeksi ei muutu paljon ja jos F10.7-indeksiä käytetään arviona EUV-säteilyn intensiteettivaihteluista, ei tällöin EUV-säteilyssäkään havaita muutoksia tällä tutkimusajanjaksolla (kts. kappale 2.1.3). Absorption vuorokausikäyttäytyminen viittaisi puolestaan alimyrskyihin liitettyihin hiukkaspresipitaatioihin. Ensinnäkin alimyrskyt aiheuttavat hiukkaspresipitaatiota [Ranta *et al.*, 1981] ja toiseksi keskiyöllä alimyrskyn alku- sekä laajenemisvaiheessa on havaittu hiukkaspresipitaatiota [Stauning, 1996]. Aamusektorilla havaittu absorption nousu on puolestaan liitetty alimyrskyihin liittyvään SVA-ilmiöön (kts. kappale 2.2.3) [Kavanagh *et al.*, 2002; Stauning, 1996].



Kuva 6.15: F10.7 -indeksi samassa muodossa kuin kuva 6.2.

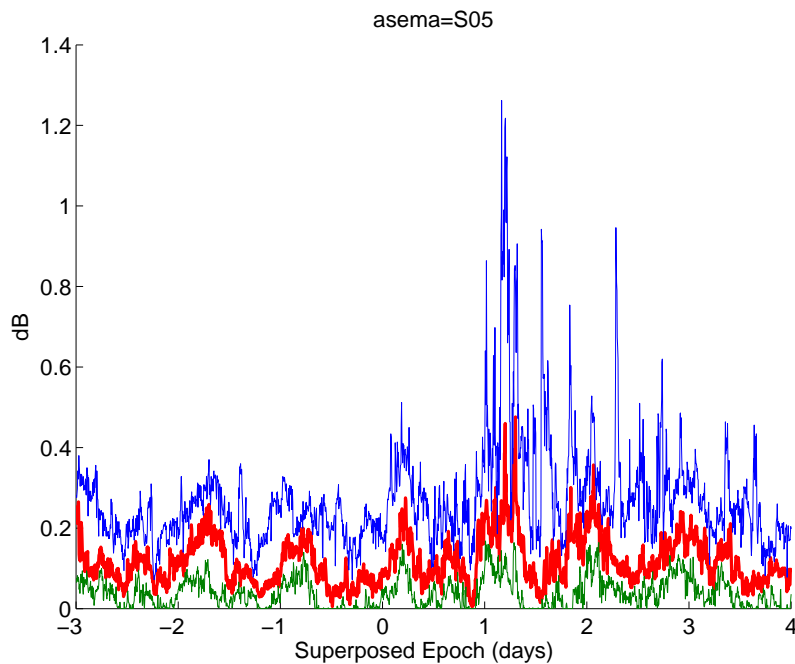
Kappaleessa 5 esitettyjen tulosten avulla pystytään ainakin osittain selittämään, miksi absorptiodata sisältää paljon hyvin lyhytaikaisia nousuja. Syynä on todennäköisesti aurinkotuulesa nopeasti fluktuoiva magneettikenttä, joka lisää magnetosfäärin konvektio- ja alimyrskyaktiivisuutta epäsäännöllissä ajanjaksoissa. Eri prosessien kautta (kts. kappale 5) tästä seuraa purskeenomaista hiukkaspresipitaatiota ja siten myös vain lyhytaikaisia absorption nousuja.

Kavanagh *et al.* [2004] antoi lisäksi toisen mahdollisen selityksen absorptiodatan käyttäytymiselle, hän piti mahdollisena syynä käyttäytymiselle geofy-

sikaalisen aktiivisuuden historiaa. Tällä hän tarkoitti sitä, että magnetosfäärissä täytyy olla energisiä hiukkaspopulaatiota, jotta mahdollinen presipitaatio voi tapahtua. Jos geofysikaalisen aktiivisuuden historia on ollut sellainen, että kaikki energiset hiukkaset ovat jo presipitoituneet ionosfääriin, niin tällöin saadaan pieniä absorptioarvoja, olivatpa olosuhteet magnetosfäärissä sitten minkälaisia tahansa.

6.3.3 Päällekkäisaika-analyysi ja absorptiodata

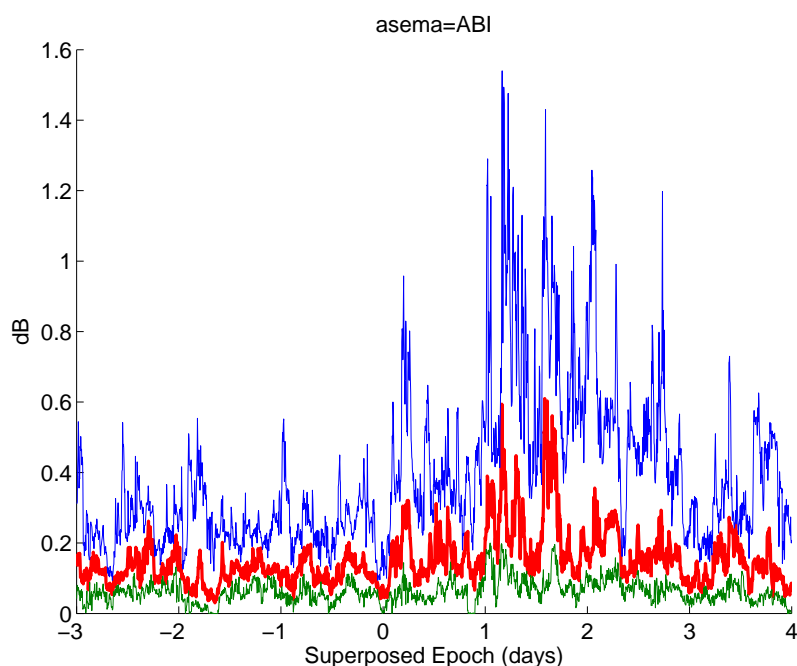
Käytettäessä päällekkäisaika-analyysiä voidaan tutkia tarkemmin nopean aurinkotuulen ja siitä aiheutavan CIR-rakenteen vaikutuksia ionosfääriin D-kerrokseen. Esimerkiksi kuvasta 6.16 havaitaan, että Sodankylässä absorptio kasvaa lähes yhtä nopeasti kuin kokonaismagneettikentän äkillinen kasvu tapahtuu aurinkotuulella iskurintamalla. Toinen selvä absorption nousu tapahtuu noin päivän kuluttua nollakohdasta. Samankaltainen käyttäytyminen on havaittavissa myös Abiskon riometrin absorptiodatasta (kuva 6.17).



Kuva 6.16: Päällekkäisaika-analyysi Sodankylän riometrin absorptiodatasta ajanjaksolla 1.3.2006-31.5.2006 esitettyinä mediaanin (punainen), alemman kvartaalin (vihreä, 25%) sekä ylemmän kvartaalin (sininen, 75%) avulla.

Lisäksi näistä kuvista havaitaan selvästi, että suurimmat absorptioarvot saadaan nollakohdan jälkeen, eli silloin kun esimerkiksi aurinkotuulen nopeus pysyttelee suurena. Suuria absorptioarvoja havaitaan yli kolmen päivän

ajan nollakohdan jälkeen, mikä vastaa hyvin *Longden et al.* [2008] tutkimuksia. He havaitsivat 38 eventin perusteella tehdyn päällekkäisaika-analyysin avulla Abiskon riometridatalle, että absorptionousu kestää ainakin yli kolme päivää (kts. kappale 5). *Bremer* [1996] havaitsi puolestaan tutkimuksissaan, että jopa kuusi päivää D-kerroksen ionisaatiomäärä pysytteli suurena. Hän lähestyi asiaa kuitenkin eri tavalla ja tarkasteli ionosondidatasta pienintä taajuutta (f_{min}) (kts. kappale 5). Kuvat 6.16 ja 6.17 sekä aikaisemmat tutkimukset ovat hyvä osoitus siitä, että nopea aurinkotuuli ja siihen liittyvä CIR-rakenne aiheuttaa lisääntyvää energistä hiukkasvuota revontuliovaalille.



Kuva 6.17: Abiskon riometrin absorptiodata samassa muodossa kuin kuva 6.16.

6.3.4 Yhteenveto

Työssä on saatu seuraavat tulokset aurinkotuulen nopeuden ja riometriabsorptioiden välille.

- Tässä 3 kuukauden jaksossa suuria (> 3.5 dB) riometriabsorptioarvoja saadaan vain silloin, kun aurinkotuulen nopeus on suuri (> 550 km/s).
- Parametrien välillä ei havaita lineaarista riippuvuutta 5 min aikaresoluutiolla.
- Lineaarinen riippuvuus havaitaan tarkastelemalla parametrien päiväkeskiarvoja, tai tarkastelemalla maksimiabsorptiota 5 min aikaresoluutiolla.

tiolla ja nopeuden keskiarvoa maksimiabsorptiota edeltävältä vuorokaudelta. Viimeksi mainitussa tapauksessa korrelaatio Sodankylän datalle oli 0.837 ja Abiskon datalle 0.742.

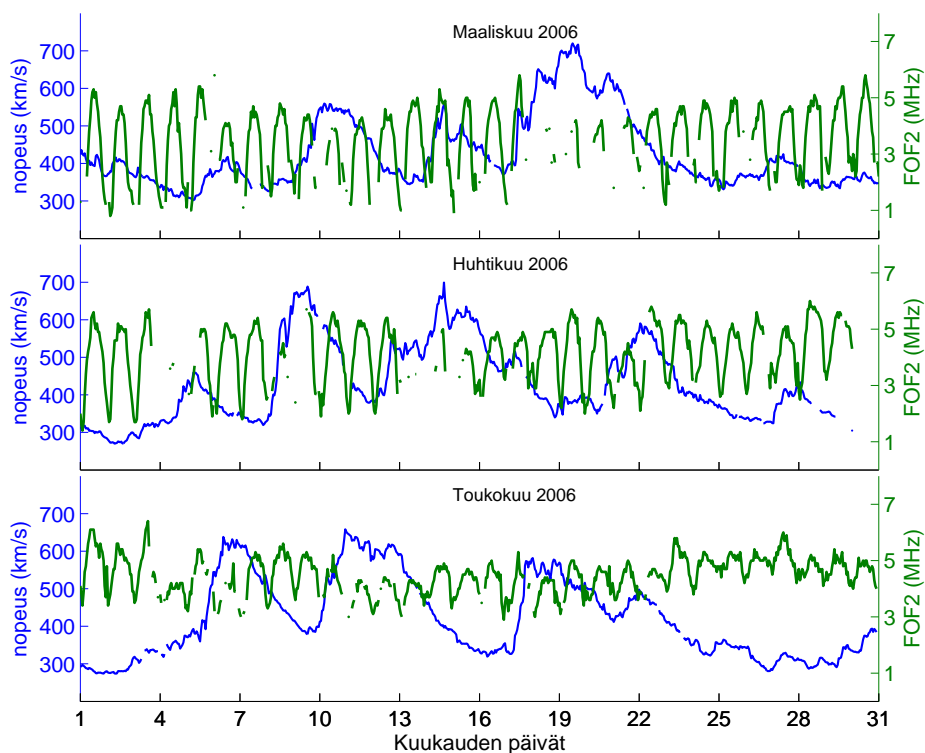
- Riometriabsorptiolla (> 1 dB) on Abiskossa maksimi 20-09 UT, mikä on noin 22:30-11:30 MLT. Sodankylässä datapisteitä on liian vähän kunnolliseen tilastolliseen tarkasteluun, mutta käyttäytyminen noudattaa Abiskon käyttäytymistä.
- Molemmilla riometriasemilla havaitaan pieni nousu absorptiossa heti päällekkäisaika-analyysin nollakohdan jälkeen, mutta selvä absorption kasvu alkaa vasta noin vuorokauden kuluttua nollakohdasta.

6.4 Ionosondimittaukset

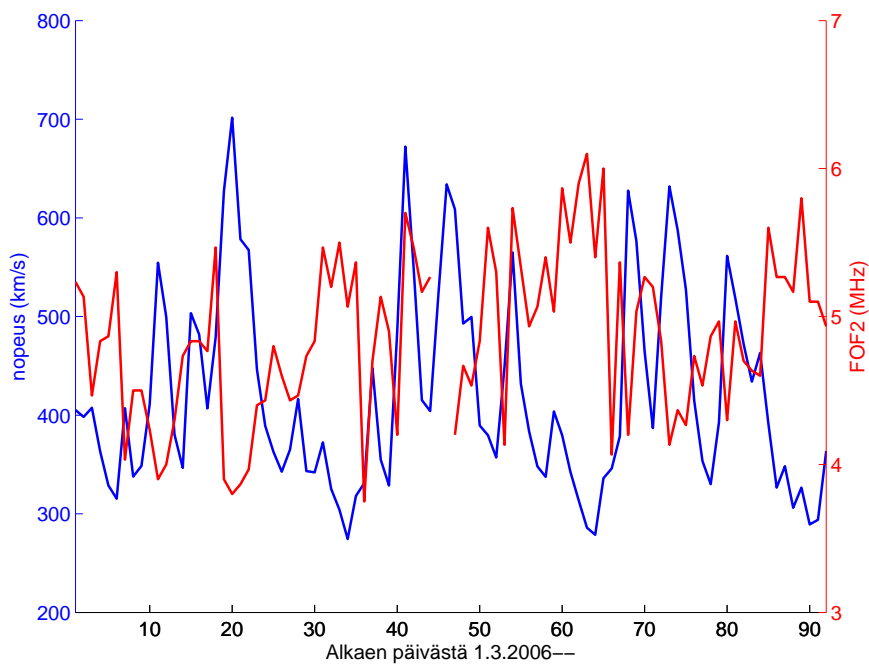
6.4.1 Aikasarja-analyysi

Kappaleessa 4.3 todettiin, että ionosondilla voidaan selvittää kohtuullisen hyvin ionosfäärin elektronitiheys korkeuden funktiona D-kerroksen yläpuolella. Erityisesti kerroksien E ja F elektronitiheydet voidaan määrittää tarkasti käyttämällä hyväksi ionogrammeista saatavia kerroksien kriittisiä taajuuksia. Seuraavaksi tutkitaan, miten nopea aurinkotuuli vaikuttaa näiden kerroksien kriittisiin taajuuksiin. Kun piirretään F-kerroksen kriittinen taajuus ($foF2$) ja aurinkotuulen nopeus samaan kuvaan (kuva 6.18) koko tutkittavalta ajanjaksolta, havaitaan kriittisen taajuuden vaihtelun pienenevän ja taajuuden kasvavan kesää kohti mentäessä. Tämä johtuu auringon EUV-säteilyn vaikutuksesta, sillä kesällä säteilyn määrä kasvaa ja sitä kautta myös elektronitiheys. Yön ja päivän ero on selvästi pienempi kesällä kuin talvella varsinkin Sodankylän leveysasteilla, joten vaihtelun pienentyminen on myös hyvin selitetty auringon EUV-säteilyn kasvulla. Tarkasteltaessa tutkimusajanjakson viimeistä kuukautta (toukokuu) kuvasta 6.18, havaitaan kriittisen taajuuden ($foF2$) olevan suuri, silloin kun nopeus on pieni. Kahdella ensimmäisellä kuukaudella on myös vastaavanlaista käyttäytymistä, mutta ei yhtä selvää kuin toukokuussa.

Nopeuden ja kriittisen taajuuden ($foF2$) antikorraatio tulee vielä selvemmin esille, jos tarkastellaan vain päiväarvoja. Kuvassa 6.19 on esitettyä aurinkotuulen nopeus ja F-kerroksen kriittinen taajuus siten, että molemmista on laskettu päiväkeskiarvot ajanjaksolta 11-13 LT. Selvemmin antikorraatio on havaittavissa jälleen toukokuussa, mutta nyt myös paremmin muiden kuukausienkin osalta. Näin ollen kuvien 6.18 ja 6.19 perusteella F-kerroksen elektronitiheys pienenee aurinkotuulen nopeuden ollessa suuri.

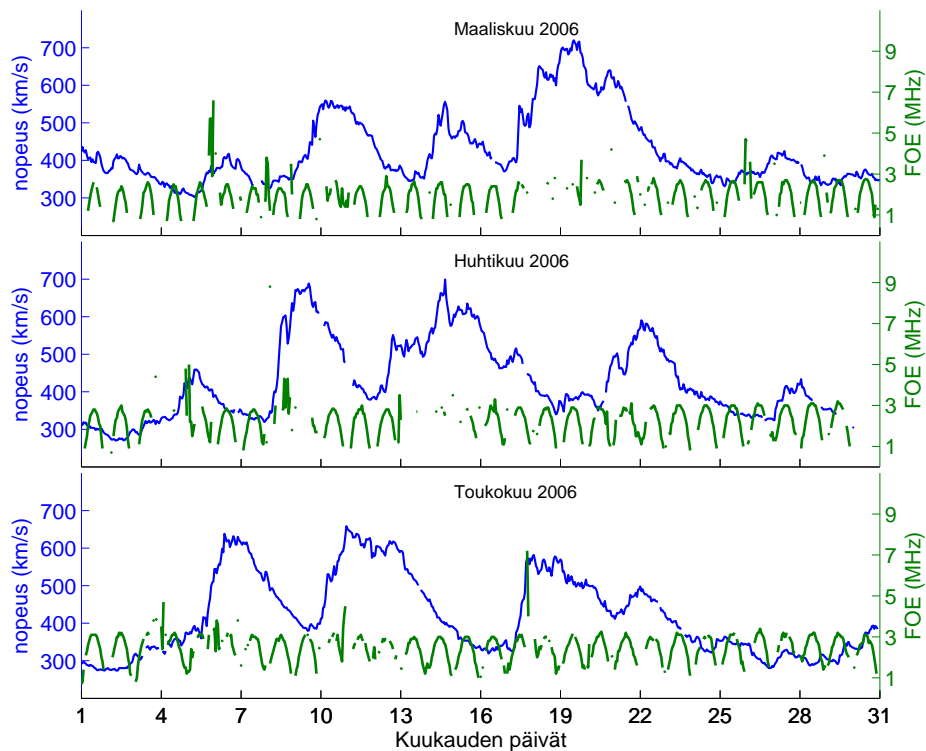


Kuva 6.18: Aurinkotuulen nopeus ja F-kerroksen kriittinen taajuus foF2.

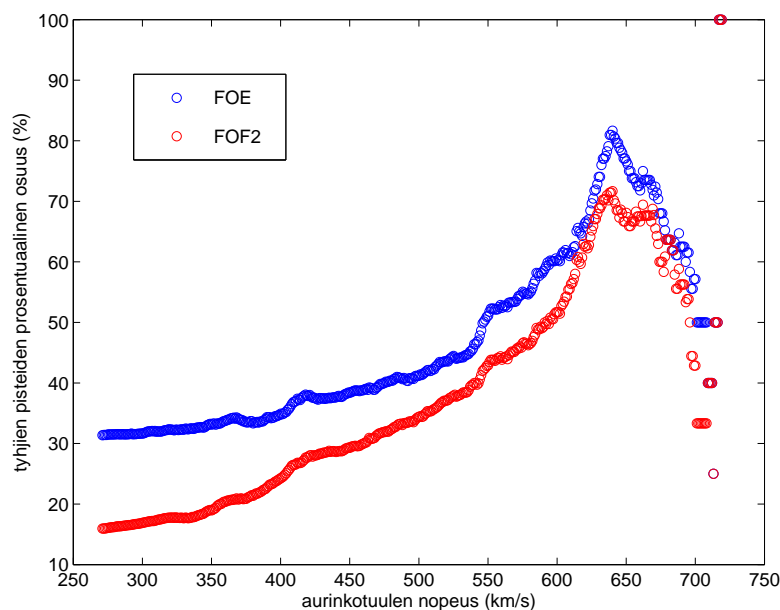


Kuva 6.19: Aurinkotuulen nopeuden ja F-kerroksen kriittisen taajuuden (foF2) päiväkeskiarvot ajanjaksolta 11-13 LT.

Kun tarkastellaan E-kerroksen kriittisen taajuuden (foE) käyttymistä tutkittavalla ajanjaksolla, niin havaitaan jälleen kasvava trendi kesää kohti mentäessä (kts. kuva 6.20). Merkittävämpää tämän tutkimuksen valossa on kuitenkin se, ettei foE näytä riippuvan aurinkotuulen nopeudesta, tai riippuvuus esiintyy siten, että niiden pisteiden määrä kasvaa nopeuden funktiona, jolloin foE-arvoja ei ole saatu ionogrammista. Sama ilmiö havaitaan myös foF2:lle mutta pienempänä, kuten kuvasta 6.21 käy ilmi. Kuvassa on esitettynä puuttuvien pisteiden prosentuaalinen osuus siten, että puuttuvien pisteiden määrää on tarkasteltu käyttämällä vain tiettyjä foE- tai foF2-arvoja. Nämä foE- ja foF2-arvot ovat valittu aurinkotuulen nopeuden perusteella siten, että nopeuden ollessa esimerkiksi suurempi kuin 400 km/s iskurintamalla, puuttuvien foE- tai foF2-arvojen määrää on tarkasteltu vain sellaisilla ajanhetkillä, jolloin aurinkotuuli on ollut nopeampaa kuin 400 km/s. Edellä mainitun rajanopeuden tapauksessa foE-arvoista noin 35% puuttuu ja foF2-arvoista noin 24%. Kuvassa esiintyy siis puuttuvien foE- tai foF2-arvojen määrä edellä mainitun rajanopeuden funktiona. Pisteiden lukumäärä tietenkin pienenee merkittävästi tarkasteltaessa kuvan 6.21 suurimpia arvoja. Esimerkiksi nopeuden ollessa suurempi kuin 670 km/s, pisteitä on kaikkiaan vain 31. Näin ollen viimeisimmille pisteille ei kannata antaa juurikaan painoarvoa.



Kuva 6.20: Aurinkotuulen nopeus ja E-kerroksen kriittinen taajuus foE.



Kuva 6.21: Puuttuvien foE-arvojen (sininen) tai foF2-arvojen (punainen) prosentuaalinen osuus rajanopeuden funktiona (kts. tarkempi selitys tekstistä).

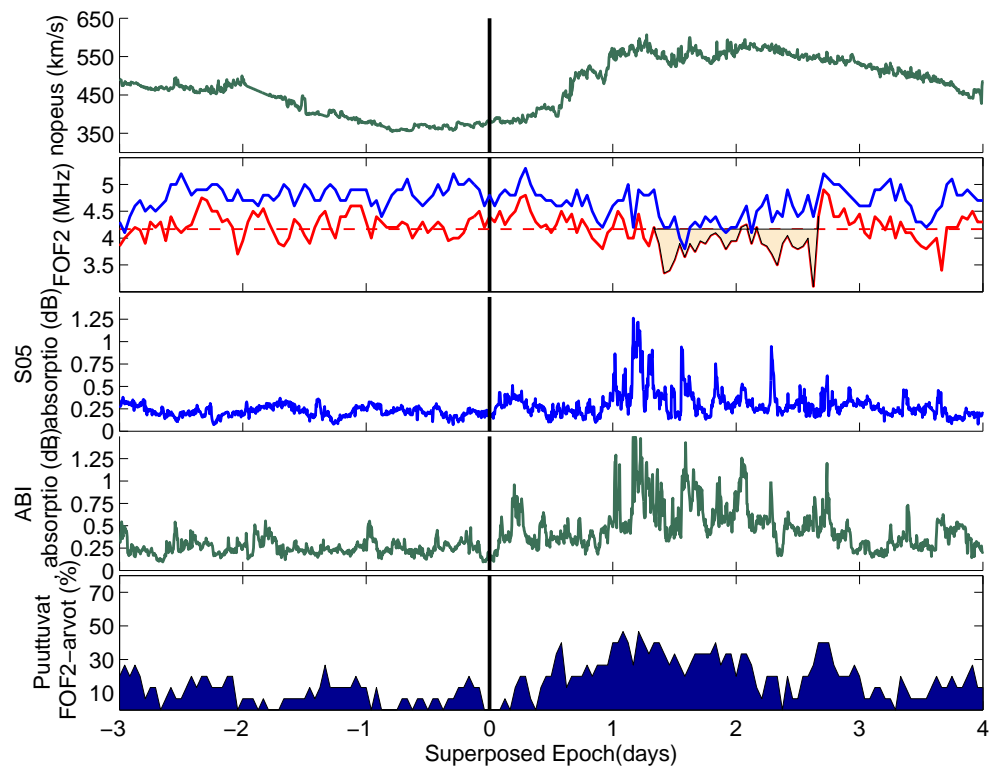
Puuttuvien arvojen kasvaminen nopeuden funktiona täytyy liittyä ionosfäärin tilaan. Yksi selitys esitettiin edellisessä kappaleessa (6.3), jossa havaittiin suuri kosmisen radiokohinan absorptio nopean aurinkotuulen aikana. Tällöin ionosondista lähetetyt radioaallot vaimenevat D-kerroksessa eivätkä heijastu takaisin vastaanottimeen, josta seurauksena on tyhjä ionogrammi [Hunsucker and Hargreaves, 2003].

Kosmisen radiokohinan absorptio ei välttämättä tarvitse olla suuri, vaikka merkittävä hiukkasvuoto tulee ionosfääriin, sillä hiukkasvuon energialla on suuri merkitys (kts. kappale 4.2). Hiukkasvuot, joilla on matalampi energia (2-10 keV) voivat ionisoida merkittävästi E-kerroksen aluetta ja mahdollisesti siten, ettei foE:tä tai foF2:sta ole havaittavissa ionogrammista. Oman kokemuksen mukaan usein tällaisissa tilanteissa vain foE peittyy ja foF2 havaitaan. Tämä voi olla yksi mahdollinen selitys puuttuvien foE-arvojen suurempaan määrään verrattuna foF2-arvoihin.

Puuttuvien foE-arvojen suurempaan määrään löytyy myös toinen varsin luonnollinen selitys. FoE nimittäin noudattaa auringon säteilyn käyttäytymistä varsin tarkasti [Hargreaves, 1992], joten tutkimusajankohdasta johtuen puuttuvia arvoja on kohtuullisen paljon. Esimerkiksi 10 viimeistä päivää tutkimusajanjaksoilta sisältää noin 22% puuttuvia arvoja, kun ensimmäiset 10 päivää sisältää noin 38% puuttuvia arvoja. Nämä vaihtelut johtuvat pääosin vuorokausivaihtelusta, sillä puuttuvia arvoja on lähinnä yöaikaan.

6.4.2 Päälekkäisaika-analyysi ja ionosondidata

Päälekkäisaika-analyysillä voidaan tutkia miten nopea aurinkotuuli vaikuttaa ionosfäärin kerrosten elektronitiheyteen ja ionosondidatan tapauksessa erityisesti E- ja F-kerrokseen. Huolimatta tutkimusajanjakson lyhyydestä tai puuttuvien arvojen kohtuullisen suuresta määrästä nopean aurinkotuulen aikana, havaitaan F-kerroksen kriittisen taajuuden pienenevän noin 1.5 vuorokauden ajaksi. Väritetty alue kuvan 6.22 toisessa paneelissa kuvaa ajanjaksoa, jolloin kriittinen taajuus on pienentynyt. Taajuuden poikkeaminen keskiarvosta ei ole suuri, mutta kuitenkin selvästi havaittava. Tuloksen luotettavuudesta kertoo kuvan 6.22 alin paneeli, jossa on esitettyinä päälekkäisaika-analyysissä esiintyvien puuttuvien foF2-arvojen määrä prosenttiyksiköinä. Kosmisen radiokohinan absorptio saa puolestaan keskiarvoa suurempia arvoja kriittisen taajuuden laskun aikana, mutta absorptiomaksimi havaitaan tätä ennen.



Kuva 6.22: Aurinkotuulen nopeus, F-kerroksen kriittinen taajuus (foF2) ja Sodankylän sekä Abiskon riometriabsorptiot esitettyinä samassa muodossa kuin kuva 6.2, paitsi vain ylin kvartaali esitetty. Alin paneeli esittää puuttuvien foF2-arvojen prosentuaalista osuutta päälekkäisaika-analyysissä.

F-kerroksen kriittisen taajuuden on havaittu laskevan nopean aurinkotuulen aikana myös *Bremer* [1996] ja *Denton et al.* [2009] tutkimuksissa. Mo-

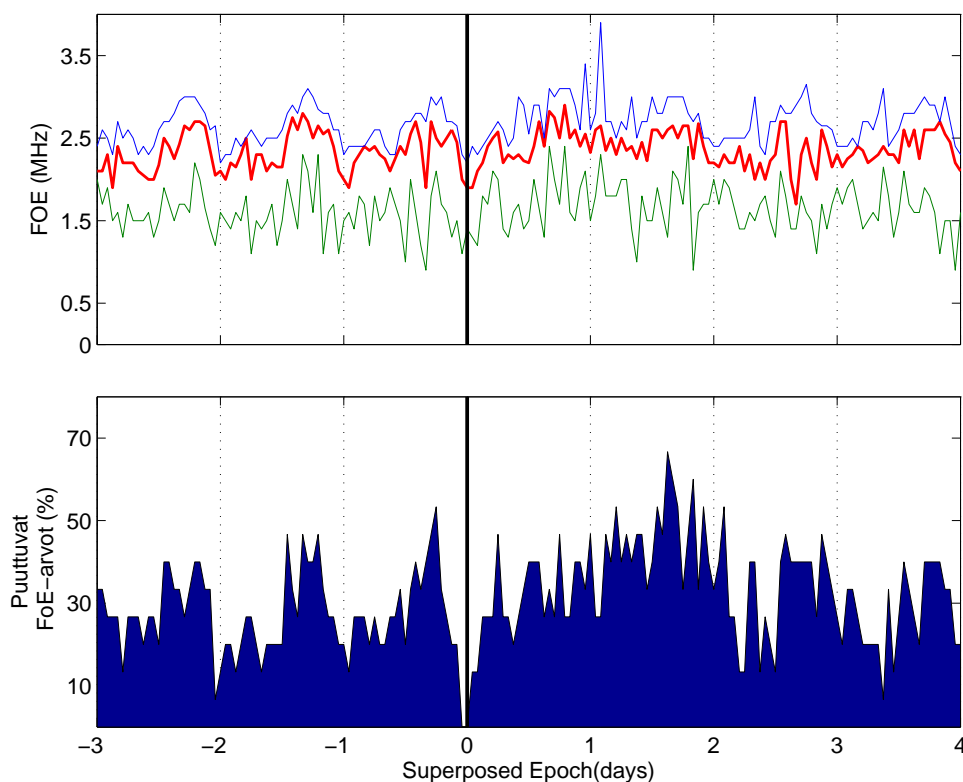
lemmat tutkivat keskileveysasteen ionosfääriä Juliusruh-aseman perusteella ja he käyttivät hyväksi myös päällekkäisaika-analyysiä (kts. kappale 5). *Bremer* [1996] käytti tutkimuksissaan lisäksi neljää muuta eri asemaa, joista Kiirunan asema sijaitsee lähestulkoon samalla leveysasteella kuin Sodankylä. *Bremer* [1996] havaitsi myös pudotuksen yhden päivän jälkeen, mutta *Denton et al.* [2009] havaitsivat sen sijaan välittömän pudotuksen. Molemmissa tutkimuksissa on kuitenkin käytetty eri nollakohtaa päällekkäisaika-analyysissä ja vielä tässäkin työssä se on valittu eri tavalla, joten alkamisajat eivät ole suoraan vertailukelpoisia. *Meredith et al.* [2011] tutkimustulokset ja kuva 6.6 kuitenkin viittavaat siihen, että tässä työssä valittu päällekkäisaika-analyysin nollahetki tapahtuisi lähestulkoon samaan aikaan kuin *Denton et al.* [2009] valitsema konvektion äkillinen kasvu. *Meredith et al.* [2011] havaitsivat AE- ja Kp-indeksien käyttäytyvän samalla tavalla ja toisaalta kuva 6.6 osoittaa, että AE-indeksi kasvaa samaan aikaan kuin aurinkotuulen kokonaismagneettikenttä iskurintamalla. Näin ollen keskileveysasteilla F-kerroksen elektronitiheyden pieneneminen näyttäisi tapahtuvan välittömästi konvektion äkillisen kasvun jälkeen, mutta korkeilla leveysasteilla vasta yli päivän kuluttua. Asian varmistamiseksi olisi päällekkäisaika-analyysi tehtävä korkeiden leveysasteiden osalta suuremmalle datamäärälle.

Sen sijaan kuinka kauan foF2 pysyy matalalla on suoraan vertailukelpoinen kaikkien tutkimuksien kanssa. *Denton et al.* [2009] saivat tulokseksi, että foF2 pysyttelee matalalla noin 4 päivää. *Bremer* [1996] saivat sen sijaan Juliusruh aseman datan perusteella arvoksi noin 5 päivää, kun aurinkotuulen B_z -komponentti oli positiivinen. Tämän tutkimuksen kanssa mielenkiintoisempi on Kiirunan aseman tulos, joka on noin 4 päivää. Sen sijaan negatiivisella B_z -arvolla foF2 pysytteli matalalla enemmän kuin 6 päivää niin Juliusruhissa kuin Kiirunassakin [*Bremer*, 1996].

Mistä sitten johtuu, että F-kerroksen elektronitiheys laskee nopean aurinkotuulen aikana? Kappaleen 6.3.2 lopussa todettiin, että nopean aurinkotuulen aikana tulee energistä hiukkaspresipitaatiota ionosfääriin. Kappaleessa 5 puolestaan kerrottiin, että hiukkaspresipitaatiosta aiheutuva lämmitys vähentää F-kerroksen elektronitiheyttä. Toisaalta elektronitiheyttä pienentää myös Joulen lämmitys (kts. kappale 2.3.2) ja itse asiassa *Deng et al.* [2011] havaitsivat Joulen lämmityksen aiheuttavan suuremman vaikutuksen ionisaatiotiheyden pienentymiseen kuin hiukkaspresipitaatio.

Kun tehdään päällekkäisaika-analyysi E-kerroksen kriittiselle taajuudelle foE, selvää muutosta ei havaita (kts. kuva 6.23). Ylemmässä kvartaalissa on piikki yhden päivän jälkeen nollakohdasta, joka tosin voi johtua myös virhetulkinnasta, sillä joskus Es-kerroksen kriittinen taajuus voi mennä sekaisin E-kerroksen kriittisen taajuuden kanssa. Tätä väitettä tukee myös *Bremer* [1996] saamat tulokset, jossa hän havaitsi foEs taajuuden kasvavan päällekkäisaika-analyysin nollakohdan jälkeen. Huomioitavaa on myös puuttuvien arvojen suuri määrä. Myös *Bremer* [1996] on tutkimuksissaan ha-

vainnut foE-taajuuden riippumattomuuden aurinkotuulen nopeudesta Kiirunan ionosondidatalle. Lisäksi monessa lähteessä on todettu, että E-kerroksen kriittistä taajuutta kontrolloi pääasiassa auringon säteily [Bremer, 1996; Hargreaves, 1992].



Kuva 6.23: Ylemmässä kuvassa E-kerroksen kriittinen taajuus (foE) samassa muodossa kuin kuva 6.2 ja alemmassa puuttuvien foE-arvojen prosentuaalinen osuus päällekkäisaika-analyysissä.

6.4.3 Yhteenveto

Työssä on saatu seuraavat tulokset aurinkotuulen nopeuden ja ionosondidatan välille.

- F-kerroksen kriittinen taajuus (foF2) pienenee nopean aurinkotuulen aikana, mutta E-kerroksen kriittisessä taajuudessa (foE) ei havaita muutoksia.
- F-kerroksen kriittisen taajuuden pieneminen tapahtuu vähän yli vuorokauden kuluttua aurinkotuulen kokonaismagneettikentän äkillisestä kasvusta iskurintamalla.
- Kriittisten taajuuksien (foF2 ja foE) puuttuvien arvojen määrä kasvaa aurinkotuulen nopeuden funktiona.

Luku 7

Johtopäätökset

Tässä työssä on tutkittu nopean aurinkotuulen vaikutuksia Sodankylän ja Abiskon yläpuolisessa ionosfäärissä. Tutkimuksessa käytettiin hyväksi riometri-, sateliitti- sekä ionosondimittauksia. Tutkimusmenetelminä käytettiin puolestaan regressio- ja päällekkäisaika-analyysiä.

Tutkimustulokset noudattivat aikaisemmissa tutkimuksissa saatuja tuloksia, eli nopean aurinkotuulen vaikutukset näkyvät eri tavalla ionosfäärin eri kerroksissa. Nopean aurinkotuulen aikana F-kerroksen elektronitiheys pienenee, mutta D-kerroksen suurenee epäsäännöllisissä ajanjaksoissa. E-kerroksessa ei havaittu muutoksia tämän tutkimuksen osalta, mutta erittäin todennäköisesti se johtui valitusta parametrasta. Työssä käytettiin E-kerroksen kriittistä taajuutta f_oE , joka on pääasiassa riippuvainen aurion EUV-säteilystä. E-kerrosalueella esiintyvä Es-kerros ja sen kriittinen taajuus f_oE_s olisi todennäköisesti antanut erilaisia tuloksia. Esimerkiksi *Bremer* [1996] havaitsi Es-kerroksen kriittisen taajuuden kasvavan nopean aurinkotuulen aikana korkeilla leveysasteilla.

Päällekkäisaika-analyysi antoi F-kerroksen kriittiselle taajuudelle (f_oF_2) mielenkiintoisen tuloksen verrattuna aikaisempiin tutkimuksiin. Tässä työssä havaittiin kriittisen taajuuden f_oF_2 pienenevän vähän yli vuorokauden kuluessa aurinkotuulen kokonaismagneettikentän äkillisen kasvun jälkeen iskurintamalla ja taajuus pysytteli matalana n. 1.5 vrk. *Denton et al.* [2009] havaitsivat tutkiessaan keskileveysasteen ionosfääriä, että kriittinen taajuus f_oF_2 pysytteli matalana n. 4 vrk. *Bremer* [1996] teki puolestaan päällekkäisaika-analyysin Kiirunan ionosondiaseman datalle ja havaitsi, että siellä F-kerroksen kriittinen taajuus pysytteli matalana myös 4 vrk.

Ero tämän työn ja edellä mainittujen tutkimusten välillä saattaa johtua tässä työssä käytetystä kohtuullisen lyhyestä tutkimusajanjaksosta, jolloin puuttuvat f_oF_2 -arvot vähentävät pisteiden kokonaislukumäärää kohtuullisen pieneksi. Työssä suoritettujen tutkimusten perusteella puuttuvien kriittisten taajuuksien f_oE ja f_oF_2 määrä kasvaa aurinkotuulen nopeuden funktiona, ja päällekkäisaika-analyysissä f_oF_2 -arvon pienentyminen tapahtuu juuri silloin,

kun aurinkotuulen nopeus on suuri.

Ionosfäärissä havaittujen muutoksien todennäköisenä syynä pidetään hiukkaspresipitaatiota, jossa energinen ($E > 30$ keV) elektronipresipitaatio aiheuttaa D-kerroksen ionisaation kasvun [Longden et al., 2008; Lam et al., 2010; Meredith et al., 2011]. Matalampienerginen presipitaatio aiheuttaa muutoksia myös F- ja E-kerroksien alueilla ja F-kerroksen elektronitiheyden pientyminen johtuu todennäköisesti hiukkaspresipitaation aiheuttamasta lämpötilan nousemisesta [Bremer, 1996; Denton et al., 2009].

Aikaisempien tutkimuksien mukaan hiukkaspresipitaatiolla on voimakas vuorokausiriippuvuus. Esimerkiksi Meredith et al. [2011] havaitsivat voimakkainta hiukkaspresipitaatiota L-arvoilla 4-7 aikavälillä 21-12 MLT. Tässä työssä havaittiin, että Abiskon riometriabsorptio saa maksimin 22:30-11:30 MLT, mikä on sopusoinnussa Meredith et al. [2011] tulosten kanssa. Lam et al. [2010] sekä Meredith et al. [2011] esittivät hiukkaspresipitaation syynä olevan VLF chorus -aallot, jotka saattavat olla myös tässä työssä havaitun riometriabsorptio aiheuttajana.

Hiukkaspresipitaatiolla havaittiin lisäksi purskeenomaista käyttäytymistä, joka käy ilmi riometriabsorptio lyhytaikaisista maksimeista. Hiukkaspresipitaation purskeenomaiselle käyttäytymiselle on löydetty aikaisempien tutkimuksien perusteella mahdollisia selityksiä. Esimerkiksi aurinkotuulen voimakkaasti fluktuoiva magneettikenttä aiheuttaa magnetosfäärin konvektio- ja alimyrskyaktiivisuuden kasvun epäsäännöllisissä ajanjaksoissa [Lyons et al., 2009], josta seuraa eri prosessien kautta epäsäännöllistä hiukkaspresipitaatiota. Edeltävällä magneettisella aktiivisuudella voi olla myös vaikutusta havaittuihin lyhytaikaisiin hiukkaspresipitaatioihin [Kavanagh et al., 2004].

Päällekkäisaika-analyysi riometriabsorptiolle antoi mielenkiitoisen tuloksen, sillä noin vuorokauden kuluttua nollakohtasta havaittiin voimakas riometriabsorptio kasvun. Tämä tulos havaittiin molemmissa asemissa ja tietääkseni tätä ei ole ennen havaittu.

Aurinkotuulen nopeuden ja riometriabsorptio välillä havaittiin lineaarista riippuvuutta, kun tarkasteltiin maksimiabsorptioita (5 min aikaresoluutio) ja nopeuden päiväkeskiarvoa maksimiabsorptiota edeltävältä vuorokaudelta. Tällaista tarkastelua ei ole aiemmin suoritettu ja sen antamat tulokset ovat rohkaisevia, sillä esimerkiksi korrelaatiokerroin Sodankylän riometriaseman osalta oli 0.837. Tarkastelu sopii hyvin absorptiodatalle, sillä se ottaa huomioon hiukkaspresipitaation purskeenomaisen käyttäytymisen mutta myös syy-seuraussuhteen.

Työssä valittu päällekkäisaika-analyysin nollakohta toimi hyvänä parametrinä ionosfäärin konvektion kasvulle AE-indeksin avulla arvioituna. Tätä parametriä ei ole tietääkseni käytetty aiemmin päällekkäisaika-analyysissä, mutta jatkotutkimuksissa tätä nollakohtaa kannattaa käyttää, sillä se toimii myös erinomaisena nollakohtana aurinkotuulen nopeuden kasvulle.

Lähdeluettelo

- ACE, Advanced Composition Explorer, <http://www.srl.caltech.edu/ACE/>, luettu 11.11.2011, 2006.
- Aikio, A., Luentomoniste: Revontulifysiikka, Fysiikan laitos, Oulun yliopisto, 2011.
- Aikio, A., and T. Nygrén, Luentomoniste: Ionosfäärifysiikka, Fysiikan laitos, Oulun yliopisto, 2010.
- Baumjohann, W., and R. Treumann, *Basic Space Plasma Physics*, Imperial College Press, Imperial College, London, 1996.
- Belcher, J., and L. Davis, Large-Amplitude Alfvén Waves in the Interplanetary Medium,², *J. Geophys. Res.*, *76*, 3534–3563, doi:10.1029/JA076i016p03534, 1971.
- Bendat, J., and A. Piersol, *Random data: Analysis and measurement procedures*, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1971.
- Brekke, A., *Physics of the Upper Polar Atmosphere*, John Wiley and Sons Ltd., 1997.
- Bremer, J., The influence of high speed plasma streams on the ionospheric plasma, *Journal of Atmospheric Physics*, *58*, 845–854, doi:10.1016/0021-9169(95)00107-7, 1996.
- Bruno, R., U. Villante, and A. Stecca, Selected solar-wind parameters at 1-AU through 2 solar-activity cycles, *Ann. Geophys.*, *12*, 105–112, 1994.
- Buonsanto, M., Ionospheric storms - a review, *Space Science Reviews*, *88*, 563–601, doi:10.1023/A:1005107532631, 1999.
- Chen, Y., L. Liu, and W. Wan, Does the F10.7 index correctly describe solar EUV flux during the deep solar minimum of 2007–2009?, *J. Geophys. Res.*, *116*(A04304), doi:10.1029/2010JA016301, 2011.

- Deng, Y., Y. Huang, J. Lei, A. Ridley, R. Lopez, and J. Thayer, Energy input into the upper atmosphere associated with high-speed solar wind streams in 2005, *J. Geophys. Res.*, *116*(A05303), doi:10.1029/2010JA016293, 2011.
- Denton, M., T. Ulich, and E. Turunen, Modification of midlatitude ionospheric parameters in the F2 layer by persistent high-speed solar wind streams, *Space Weather*, *7*(S04006), doi:10.1029/2008SW000443, 2009.
- Haarp, The HAARP 30 Mhz Riometer, <http://www.haarp.alaska.edu/haarp/Rio.html>, luettu 5.10.2011, 2007.
- Hargreaves, J., *The solar-terrestrial environment*, Cambridge University Press, 1992.
- Hargreaves, J., and F. Cowley, Studies of auroral absorption events at three magnetic latitudes -1. Occurrence and statistical properties of the events, *Planet. Space Science*, *15*, 1571–1583, 1967.
- Hargreaves, J., M. Birch, and B. Bromage, D- and E-region effects in the auroral zone during a moderately active 24-h period in July 2005, *Ann. Geophys.*, *25*, 1837–1849, doi:10.5194/angeo-25-1837-2007, 2007.
- Hartmann, D., Compositing or Superposed Epoch Analysis, ATM 552 Notes, 2008.
- Hartz, T., L. Montbriand, and E. Vogan, A study of auroral absorption at 30 mc/s, *Canadian Journal of Physics*, *41*, 581–595, 1963.
- Hollweg, J., The solar wind: Our current understanding and how we got here, *Journal of Astrophysics and Astronomy*, *29*, 217–237, doi:10.1007/s12036-008-0028-8, 2008.
- Hunsucker, R., and J. Hargreaves, *The High-Latitude Ionosphere and Its Effects on Radio Propagation*, Cambridge University Press, Cambridge, 2003.
- Iyemori, T., Storm-time magnetospheric currents inferred from midlatitude geomagnetic field variations, *J. Geomagn. Geoelectr.*, *42*, 1249–1265, 1990.
- Kavanagh, A., F. Honary, I. McCrea, E. Donovan, E. Woodfield, J. Manninen, and P. Anderson, Substorm related changes in precipitation in the dayside auroral zone - a multi instrument case study, *Ann. Geophys.*, *20*, 1321–1334, 2002.
- Kavanagh, A., M. Kosch, F. Honary, A. Senior, S. Marple, E. Woodfield, and I. McCrea, The statistical dependence of auroral absorption on geomagnetic and solar wind parameters, *Ann. Geophys.*, *22*, 877–887, 2004.

- King, J., and N. Papitashvili, One min and 5-min solar wind data sets at the Earth's bow shock nose, http://omniweb.gsfc.nasa.gov/html/omni_min_data.html#1a, GSFC/SPDF and ADNET Systems, Inc., OMNIdata, luettu 7.11.2011, 2011.
- Kivelson, M., and C. Russel, *Introduction to Space Physics*, Cambridge University Press, 1995.
- Koskinen, H., *Johdatus plasmafysiikkaan ja sen avaruussovellutuksiin*, Limes ry., 2001.
- Krieger, A., A. Timothy, and E. Roelof, A Coronal Hole and its Identification as the Source of a High Velocity Solar Wind Stream, *Solar Physics*, *29*, 505–525, doi:10.1007/BF00150828, 1973.
- Lam, M., R. Horne, N. Meredith, S. Glauert, T. Moffat-Griffin, and J. Green, Origin of energetic electron precipitation >30 keV into the atmosphere, *J. Geophys. Res.*, *115*(A00F08), doi:10.1029/2009JA014619, 2010.
- Longden, N., F. Honary, A. Kavanagh, and J. Manninen, The driving mechanisms of particle precipitation during the moderate geomagnetic storm of 7 January 2005, *Ann. Geophys.*, *25*, 2053–2068, 2007.
- Longden, N., M. Denton, and F. Honary, Particle precipitations during ICME-driven and CIR-driven geomagnetic storms, *J. Geophys. Res.*, *113*(A06205), doi:10.1029/2007JA012752, 2008.
- Lyons, L., D. Lee, H. Kim, J. Hwang, R. Thorne, and A. Smith, Solar-wind–magnetosphere coupling, including relativistic electron energization, during high-speed streams, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *71*, 1059–1072, doi:10.1016/j.jastp.2008.04.016, 2009.
- Meredith, N., R. Horne, M. Lam, M. Denton, J. Borovsky, and J. Green, Energetic electron precipitation during high-speed solar wind stream driven storms, *J. Geophys. Res.*, *116*(A05223), doi:10.1029/2010JA016293, 2011.
- Murray, C., and S. Dermott, *Solar System Dynamics*, Cambridge University Press, New York, 1999.
- Mursula, K., *Luentomoniste: Plasmafysiikan perusteet*, Fysiikan laitos, Oulun yliopisto, 2008.
- Neugebauer, M., and C. Snyder, Mariner 2 Observations of the Solar Wind, 1: Average Properties, *J. Geophys. Res.*, *71*, 4469–4484, doi:10.1029/JZ071i019p04469, 1966.

- NGDC, 2800 Mhz SOLAR FLUX, ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SOLAR_RADIO/FLUX/docs/2800_MHZ_SOLAR_FLUX.readme, luettu 1.12.2011, 2011.
- Nygrén, T., M. Voiculescu, and A. Aikio, The role of electric field and neutral wind in the generation of polar cap sporadic E, *Ann. Geophys.*, *26*, 3757–3763, 2008.
- Orfanidis, S., *Optimum Signal Processing. An Introduction. 2nd Edition*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1971.
- Papitashvili, N., OMNIWeb, http://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow_min.html, NASA, luettu 14.11.2011, 2011.
- Perri, S., and S. Balogh, Characterization of Transitions in the Solar Wind Parameters, *Astrophysical Journal*, *710*, 1286–1294, 2010.
- Prölss, G., *Physics of the Earth's Space Environment: An Introduction*, Springer, 2004.
- Ranta, H., A. Ranta, P. Collis, and J. Hargreaves, Development of the auroral absorption substorm: Studies of pre-onset phase and sharp onset using an extensive riometer network, *Planetary and Space Science*, *29*, 1287–1313, doi:10.1016/0032-0633(81)90095-7, 1981.
- Ratcliffe, J., *Magneto-ionic Theory and its Applications to the Ionosphere*, Cambridge University Press, Cambridge, 1959.
- Rose, M., M. Jarvis, M. Clilverd, D. Maxfield, and T. Rosenberg, The effect of snow accumulation on imaging riometer performance, *Radio Science*, *35*, 1143–1153, doi:10.1029/2000RS002314, 2000.
- SGO, Riometer measurements, <http://www.sgo.fi/Data/Riometer/rioDescr.php>, Sodankylä Geophysical Observatory, luettu 5.10.2011, 2010.
- Smith, E., and J. Wolfe, Observations of interaction regions and corotating shocks between one and five AU: Pioneers 10 and 11, *Geophysical Research Letters*, *3*, 137–140, doi:10.1029/GL003i003p00137, 1976.
- Snyder, C., and M. Neugebauer, The mission of mariner 2: Preliminary observations - Solar plasma experiment, *Science*, *138*, 1095–1097, 1962.
- Spiegel, M., and L. Stephens, *Schaum's outline of theory and problems of statistics*, McGraw-Hill Professional Publishing, Blacklick, OH, USA, 2007.
- Stauning, P., Investigations of ionospheric radio wave absorption processes using imaging riometer techniques, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, *58*, 753–764, doi:10.1016/0021-9169(95)00072-0, 1996.

- Tsurutani, B., and E. Smith, Two types of magnetospheric ELF chorus and their substorm dependences, *J. Geophys. Res.*, *82*, 5112–5128, 1977.
- Tsurutani, B., W. Gonzalez, A. Gonzalez, F. Tang, J. Arballo, and M. Okada, Interplanetary Origin of Geomagnetic-activity in the Declining Phase of the Solar-cycle, *J. Geophys. Res.*, *100*, 21,717–21,733, doi:10.1029/95JA01476, 1995.
- Turunen, E., P. Verronen, A. Seppälä, C. Rodger, M. Clilverd, J. Tamminen, C. Enell, and T. Ulich, Impact of different energies of precipitating particles on NO_x generation in the middle and upper atmosphere during geomagnetic storms, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *71*, 1176–1189, doi:10.1016/j.jastp.2008.07.005, 2009.
- Wanliss, J., and K. Showalter, High-resolution global storm index: Dst versus SYM-H, *J. Geophys. Res.*, *111*(A02202), doi:10.1029/2005JA011034, 2006.
- WIND, Understanding Interplanetary Dynamics, <http://pwg.gsfc.nasa.gov/wind.shtml>, luettu 11.11.2011, 2005.