

FINNISH METEOROLOGICAL INSTITUTE
CONTRIBUTIONS

Nro 65

REKONNEKTIO MAAN MAGNETOSFÄÄRISSÄ

RECONNECTION IN EARTH'S MAGNETOSPHERE

Tiera Laitinen

Fysikaalisten tieteiden laitos
Matemaattis-luonnontieteellinen tiedekunta
Helsingin yliopisto

Väitöskirja teoreettisesta fysiikasta

Esitetään Helsingin yliopiston matemaattis-luonnontieteellisen tiedekunnan luvalla julkisesti tarkastettavaksi fysikaalisten tieteiden laitoksen pienessä auditoriossa E204, Helsingin Kumpulassa (Gustaf Hällströmin katu 2 B), perjantaina 26.10.2007 kello 13.00.

Ilmatieteen laitos
Helsinki, 2007

ISBN 978-951-697-630-6 (nid.)
ISBN 978-952-10-4203-4 (pdf)
ISSN 0782-6117

Yliopistopaino
Helsinki, 2007



Julkaisija	Ilmatieteen laitos, (Erik Palménin aukio 1) PL 503, 00101 Helsinki	Julkaisuaika	lokakuu 2007
Tekijä(t)	Tiera Laitinen	Projektin nimi	
		Toimeksiantaja	

Nimeke
Rekonnektio Maan magnetosfäärissä

Tiivistelmä

Tässä väitöskirjassa perehdytään magneettisen rekonnektion ilmenemismuotoihin ja vaikutuksiin Maan magnetosfäärissä. Keskeisenä tutkimusvälineenä käytetään magnetohydrodynaamista (MHD) GUMICS-magnetosfäärisimulaatiota. Työssä kehitetään myös uusia menetelmiä simulaatiossa ilmenevän rekonnektion tunnistamiseksi ja mittaamiseksi. MHD-simulaatio sopii suuren mittakaavan ilmiöiden tarkasteluun, joten kuvaa rekonnektiosta täydennetään pienen mittakaavan piirteiden osalta Cluster-satelliittien avulla.

Tärkein tutkimuksen tuoma edistysaskel menetelmien saralla on rekonnektioviivan paikallistaminen topologisesti erityyppisten magneettikenttäviivojen alueiden liitoskohdassa olevana erottajaviivana neljän kentän tienoon menetelmää käyttäen. Tämä topologinen lähestymistapa on hyödyllinen erityisesti magnetopausilla, jonka monimutkainen geometria tekee magneettikentän paikalliseen käyttäytymiseen perustuvien rekonnektioviivan etsintätapojen soveltamisen hankalaksi. Topologisesti määritelty rekonnektioviiva on myös helppo tunnistaa magnetosfäärin globaalien konvektion solmukohtaksi. Magnetopausin rekonnektioviivan käyttäytyminen GUMICSissa noudattaa komponenttirekonnektio-olettaamaan pohjautuvia teoreettisia ennusteita.

Rekonnektion kvantitatiivinen tarkastelu GUMICS-simulaatiossa perustuu energian muuntumiseen, joka lasketaan Poyntingin vektorin divergenssinä tai Poyntingin vuona valitun umpinaisen pinnan läpi. Rekonnektioon liittyvän energian muuntumisen jakautumista magnetopausilla tarkastellaan energian muuntumisen pintatiheyden avulla ja rekonnektion kokonaismäärää rekonnektiotehon avulla. Magnetopausin ja pyrston rekonnektiotehot ovat simulaatiossa samaa suuruusluokkaa. Tärkeimmät magnetopausin rekonnektiotehoa säätelevät parametrit ovat aurinkotuulen nopeus ja aurinkotuulen magneettikentän suunta. Magnetopausin rekonnektio puolestaan säätelee energian ja aineen pääsyä magnetosfääriin, joskaan magnetopausin läpäisevät vuot eivät ole aivan suoraan verrannollisia rekonnektiotehoon. Pyrston rekonnektioteho sen sijaan on suoraan verrannollinen magnetopausilta tulevaan energiavuohon; pyrstorekonnektio GUMICSissa on siis ulkoista pakotetta seuraava passiivinen energian käsittelijä.

Simulaation tuottama rekonnektio on realistinen magnetosfäärin globaalissa mittakaavassa tarkasteltuna, mutta satelliittihavainnot paljastavat rekonnektiosta simulaation erottelukykyä pienimittakaavaisempia piirteitä. Havaintopuolella tämän väitöstutkimuksen tärkein löytö on protonien diffuusion alueen rakenteeseen kuuluvien Hallin kenttien kääntymisen pyrston virtalevyn aaltoilun mukana.

Julkaisijayksikkö
Avaruuden ja yläilmakehän tutkimus

Luokitus (UDK)
52, 551510.535

Asiasanat
avaruusplasmafysiikka, magnetosfääri, rekonnektio, numeeriset simulaatiot

ISSN ja avainnimeke
0782-6117 Finnish Meteorological Institute Contributions

ISBN
978-951-697-630-6 (nid.), 978-952-10-4203-4 (pdf)

Kieli
suomi ja englanti

Myynti
Ilmatieteen laitos / Kirjasto
PL 503, 00101 Helsinki

Sivumäärä
226
Lisätietoja
Hinta



FINNISH METEOROLOGICAL INSTITUTE

Series title, number and report code of publication

Contributions 65, FMI-CONT-65

Published by Finnish Meteorological Institute
(Erik Palménin aukio 1), P.O. Box 503
FIN-00101 Helsinki, Finland

Date October 2007

Authors
Tiera Laitinen

Name of project

Commissioned by

Title
Reconnection in Earth's magnetosphere

Abstract

In this thesis the appearance and role of magnetic reconnection in Earth's magnetosphere is examined. The main research tool is Gumics, a magnetohydrodynamic (MHD) simulation of the magnetosphere. New methods for identifying and measuring reconnection in the simulation are also developed in this work. As an MHD simulation is suitable for studying large-scale phenomena, data from the Cluster satellites is used to study smaller-scale phenomena and thus to make the picture of reconnection more complete.

The most important methodological advance in this work is the use of topological properties of magnetic field lines to locate reconnection line as the separator line at the junction of domains of different field lines. This method, called four field junction, is especially useful on the magnetopause, where the complicated geometry makes it difficult to locate the reconnection line by examining only the local behaviour of the magnetic field. When reconnection line is defined through the global topology, its role in the global magnetospheric convection also becomes particularly evident. The behaviour of the magnetopause reconnection line in Gumics follows theoretical predictions based on the component reconnection hypothesis.

Quantitative study of reconnection in the Gumics simulation is based on energy conversion, which is computed using the divergence of the Poynting vector or the Poynting flux through a closed surface. The distribution of reconnection-related energy conversion on the magnetopause is analysed using energy conversion surface density, and the total efficiency of reconnection is quantified using reconnection power. The magnetopause and the tail current sheet exhibit reconnection powers of the same order of magnitude in the simulation. The most important parameters regulating the magnetopause reconnection power are the solar wind speed and the direction of the interplanetary magnetic field. Magnetopause reconnection controls the flow of energy and mass into the magnetosphere, although the fluxes through the magnetopause are not directly proportional to the magnetopause reconnection power. The magnetotail reconnection power, in contrast, is directly proportional to the energy flux coming in through the magnetopause; tail reconnection in Gumics is thus a passive processor of energy that directly follows external forcing.

Reconnection produced by the simulation is realistic when viewed in the global magnetospheric scale, but satellite observations reveal properties whose scales is below the resolution of the simulation. The most important observational finding of this thesis work is that the Hall fields near the tail reconnection line conform to the kinks of the tail current sheet during current sheet flapping.

Publishing unit
Space research

Classification (UDK)
52, 551510.535

Keywords
space plasma physics, magnetosphere,
reconnection, numerical simulations

ISSN and series title
0782-6117 Finnish Meteorological Institute Contributions

ISBN
978-951-697-630-6 (paperback), 978-952-10-4203-4 (pdf)

Language
Finnish and English

Sold by
Finnish Meteorological Institute / Library
P.O.Box 503, FIN-00101 Helsinki, Finland

Pages
226
Note

Price

ESIPUHE

Kauan sitten Suomessa asui sivistynyt kansa. Kansa, joka arvosti tietoa ja uskoi sanan mahtiin – oman sanansa mahtiin. Vailla kirjoitustaitoakin se säilytti hengen perintönsä läpi tuhansien vuosien. Eikä vain säilyttänyt, vaan oppien naapureiltaan loi yhä uusia kulttuurin kerrostumia. Syvimpiä syntyjä, muinaisia mittelöitä, ihmisenä olon peruskysymyksiä; arkisia huolia ja hilpeää pilailua. ”Yökäudet silloin laulettiin nuotion ääressä, eikä samaa runoa koskaan kahdesti laulettu”, muisteli Arhippa Perttunen lapsuuttaan.

Arhipan muistot kirjasi talteen Elias Lönnrot, yksi uudemman suomalaisen sivistyksen uranuurtajista. Tuon ajan kansakunnan rakentajat hakivat teoreettiset oppinsa Euroopasta mutta kunnioittivat käytännön työssään kotimaansa ominaispiirteitä. He uskoivat, että Suomi kykenee parempaan kuin vain jäljittelemään ja myötäjuoksemaan; he uskoivat, että se kykenee oppimaan edistyneemmiltään, luomaan oppimansa avulla uutta oman kulttuurinsa pohjalta ja siten omalla osuudellaan kartuttamaan ihmiskunnan kulttuurien rikkautta. He ymmärsivät, että tähän tarvittaisiin kansan monituhatuotista perintöä kantavaa kieltä, jonka olisi kuitenkin ensin kasvettava vastamaan uuden ajan monimutkaisiin ja käsitteellisiin ilmaisutarpeisiin. Työtä ja vaikeuksia kaihtamatta he kehittivät suomen nykyaikaiseksi kirjalliseksi sivistyskieleksi ja kielen myötä nostivat kansan sivistyskansaksi. Ylevien aatteiden innoittamasta hankkeesta tuli mahtava menestystarina. Ei siitä niin kauan ole.

Helsingin yliopisto oli aikanaan suomalaisen sivistyksen keskeisiä rakennuspaikkoja. Siksi toivoin löytäväni sieltä ympäristön, jossa olisi jotakin samaa kuin kultakauden kansallisromanttisissa piireissä. Ihanteita, näkemystä, avarakatseisuutta, luovuutta. Tervettä tasapuolista arvontoa omalle ja vieraille, niin kulttuurien kuin tieteenalojenkin välillä. Tahtoa työhön suomalaisen sivistyksen hyväksi. Ehkä jopa hie-man – isänmaallisuutta.

Todellisuus osoittautui toisenlaiseksi.

Tämä väitöskirja päättää noin kymmenen vuotta jatkuneen suhteeni yliopistoon. Joku viisaampi olisi ehkä vaihtanut suuntaa paljon aiemmin. Eteenpäin minua on kannustanut muisto ajasta, jolloin haluttiin rakentaa kauniimpaa huomista, ja ihmisistä, joille kansainvälisyys ei merkinnyt oman kielen syrjimistä eikä oman kulttuurin häpeämistä. Heidän ansiostaan tämä oli mahdollista: heidän ansiostaan käytössäni on kieli, jolla kykenen ymmärtämään mitä teen ja muodostamaan niin harkittuja, täsmällisiä ja omaperäisiä tieteellisiä ajatuksia, että niitä maksaa vaivan kääntää laajemmin ymmärretylle kielellekin.

Yksi muinaisuuden äänistä muistuttaa minua kuitenkin myös siitä, etten saa unohtaa kiittää aikalaisianikaan, kaikkia niitä ystävällisiä ja hyviä ihmisiä, joilta olen saanut mittaamattoman arvokasta apua tieteellisessä työssäni:

*Itse laulan, millon kuulen,
kuta kuulen, niin kujerran,
ennen saatuja sanoja,
opetuista luottehia.*

– Arhippa Perttunen [SKVR I3:1278]

Tämän tutkimuksen liikkeelle paneva ja eteenpäin vievä voima on ollut ohjaajani professori Tuija Pulkkinen. Häneltä opin tieteen tekemisen käytännölliset perusteet. Tuija osasi näyttää, mihin suuntaan lähteä ja miten päästä perille. Toista ohjaajani professori Hannu Koskista haluan kiittää erityisesti hänen erinomaisesta plasmafysiikan ja sen avaruussovellutusten oppikirjastaan, joka on ollut korvaamaton kotisatamani avaruusplasmojen sumuisilla ulapoilla.

Tohtori Pekka Janhunen on paitsi luonut työssäni keskeisessä asemassa olleen Gumics-4-simulaatiokoodin, myös opettanut minut ymmärtämään sen toimintaa, mahdollisuuksia ja rajoituksia. Pekan kanssa keskusteleminen on aina ollut erityisen antoisaa hänen syvällisen asiantuntemuksensa ja maltillisen harkitsevaisuutensa ansiosta. Gumicsin käytössä ja tulosten tulkinnassa olen saanut paljon apua myös tohtori Minna Palmrothilta, simulaation hyödyntämisen tienraivaajalta. Kaikkia neljää edellä mainittua kiitän vielä MHD-kerhon istunnoistamme, joiden polveilevat keskustelut antoivat sisältöä yhteisille artikkeileillemme mutta myös takasivat niiden valmistumisen.

Opiskeluaikani jälkeen en osannut edes toivoa, että voisin löytää jostain niin hienon työilmapiirin kuin mistä olen saanut nauttia Ilmatieteen laitoksessa ensin Geolla ja sittemmin Avalla. Lämpimästä vastaanotosta, hyväksymisestä, arjen iloiseksi tekemisestä sekä oman kieleni puhumisesta parhaimmat kiitokseni kaikille työtovereilleni. Lisäksi erityiskiitokset tohtori Ari Viljaselle hyvästä esimiestyöstä, tohtori Kirsti Kauristielle Utsjoen kesälukiokutsun välittämisestä (urani hauskin työmatka) ja neuvoista magnetometrimittausten käytössä, Heikki Vanhamäelle ja Ilkka Sillanpäälle hyvästä matkaseurasta Oxfordissa ja Wienissä sekä yhteisestä matkasta kohti väitöstä, Sanna Mäkiselle tietokoneavusta ja huoneen jakamisesta Kumpulassa olon alkuaikoina, tohtori Noora Partamiehelle avusta niin magnetometriin kuin tutkijakoulun asioidenkin kanssa, Sini Merikalliolle houkuttelemisestani kirja-arvosteluiden kirjoittamiseen, sekä vielä kerran kaikille mainituille ja mainitsemattomille tämän väitöskirjan syntyyn myötävaikuttaneille!

Pysyäkseen yhteydessä todellisuuteen simuloijan on silloin tällöin tutustuttava myös havaintoihin. Tähän minulle tarjosi tilaisuuden tohtori Rumi Nakamura, joka kutsui minut Itävallan avaruustutkimuslaitokseen Graziin Cluster-satelliittien tuottaman aineiston pariin ja opetti hyödyntämään sitä. Hänen lisäksi kiitän työhuonekumppaniani tohtori Taku Takadaa käytännön avusta sekä kaikkia muita Grazissa tapaamiani ihmisiä kiinnostavista keskusteluista.

Lopuksi kiitän professori Joachim Birniä sekä professori Kalevi Mursulaa väitöskirjani käsikirjoituksen lukemisesta ja sen asiantuntevasta arvioinnista.

Cap Ferret'lle johtava kuunsilta kimaltelee Atlantin laineilla. Miten kaunis maa voikaan olla; ja niin vierasta, niin outoa se kaikki on. Joku tekee vatsalihasliikkeitä rantamuurilla. Niin paljon pyrkimystä hyvään ihmiskunnassa; mutta mistä löytäisin sellaisen pyrkimyksen, jonka voisin kokea omakseni ja jota haluaisin edistää? Vieläkö joskus oppisin innostumaan tieteestä, niin kuin kauan sitten opiskelua aloittaessani? Katsellessani majakan verkkaisesti sykkivää punaista valoa muistan, kuinka upeaa ohjausta ja apua olen työssäni saanut. Sittenkään en voi olla täysin tyytyväinen aikaansaannokseeni. Tämä ei ole sitä mitä tahdoin tehdä. Mitä sitten tahdoin? En löydä Pohjantähteä vaalenevalta aamutaiivaalta.

Arcachonissa 28.9.2007

Tiera Laitinen

SISÄLLYS

JULKAISUT	10
1 TAUSTA: MAGNETOSFÄÄRI JA SEN SIMULOINTI.....	13
1.1 Tutkimuksen varhaisvaiheita.....	13
1.2 Aurinkotuuli kohtaa Maan magneettikentän	13
1.3 Magnetosfäärin rakenne	14
1.4 Magnetosfäärin konvektio.....	16
1.5 Alimyrskyt.....	17
1.6 Numeerinen mallintaminen	20
1.7 Magnetosfäärisimulaatio Gumics-4	21
2 ILMIO: TEOREETTISIA REKONNEKTIONMALLEJA.....	25
2.1 Rekonnektion käsite	25
2.2 Sweetin ja Parkerin malli	26
2.3 Petschekin malli	28
2.4 Muista kaksikulotteisista MHD-rekonnektiomalleista.....	30
2.5 Ajasta riippuva rekonnektio	31
2.6 Kolmiulotteinen rekonnektio	33
2.7 Törmäyksetön rekonnektio ja Hallin kentät	34
3 TUNTOMERKIT: REKONNEKTION ETSIMINEN JA MITTAAMINEN.....	36
3.1 Ohut virtalevy.....	36
3.2 X-viiva ja plasmanjakaja.....	37
3.3 Neljän kentän tienoo.....	38
3.4 Topologiset siirtymäsuureet	41
3.5 Rekonnektioteho.....	42
3.6 Energian muuntumisen pintatiheys	44
4 ILMENTYMÄT: REKONNEKTION OMINAISUUKSIA SIMULAATIOSSA JA LUONNOSSA	45
4.1 Simulaation rekonnektio: suuri Sweetin ja Parkerin diffuusioalue?	45
4.2 Mikä simulaatitulosissa on numeerista, mikä fysikaalista?	46
4.3 Komponentti- vai vastakkaiskenttärekonnektiota magnetopausilla?	49
4.4 Virtalevyn aaltoilu pyrstössä.....	51
5 PAKOTTEET JA VAIKUTUKSET: REKONNEKTIO OSANA AURINKOTUULEN, MAGNETOSFÄÄRIN JA IONOSFÄÄRIN VUOROVAIKUTUSJÄRJESTELMÄÄ	53
5.1 Aurinkotuuli säätelee magnetopausin rekonnektiota	53
5.2 Energian siirtyminen magnetosfääriin	55
5.3 Massan pääsy magnetosfääriin ja suljetuille kenttäviivoille.....	56
5.4 Pyrstön rekonnektio käsittelee magnetopausilta tulevaa energiaa	57

5.5	Rekonnektion seurauksia pyrstössä	58
6	JOHTOPÄÄTÖKSET.....	60
	VIITTEET.....	63
	YHTEENVETO-OSAN ENGLANNINKIELINEN KÄÄNNÖS	73
	ALKUPERÄISET JULKAISUT	139

JULKAISUT

Tämä väitöskirja koostuu yhteenveto-osasta sekä viidestä artikkelista. Alla on tiivistelmä artikkelien tärkeimmistä tuloksista ja niiden niveltymisestä väitöskirjan teemaan. Yhteenveto-osassa näihin viiteen artikkeliin viitataan roomalaisella numerolla.

- I** T. V. Laitinen, T. I. Pulkkinen, M. Palmroth, P. Janhunen ja H. E. J. Koskinen: The magnetotail reconnection region in a global MHD simulation. *Ann. Geophys.* 23, 3753–3764, 2005.
- II** T. V. Laitinen, P. Janhunen, T. I. Pulkkinen, M. Palmroth ja H. E. J. Koskinen: On the characterization of magnetic reconnection in global MHD simulations. *Ann. Geophys.* 24, 3059–3069, 2006.
- III** T. V. Laitinen, M. Palmroth, T. I. Pulkkinen, P. Janhunen ja H. E. J. Koskinen: Pressure-dependent component reconnection on the magnetopause in a global MHD model. *J. Geophys. Res.*, 2007, painossa.
- IV** M. Palmroth, T. V. Laitinen ja T. I. Pulkkinen: Magnetopause energy and mass transfer: Results from a global MHD simulation. *Ann. Geophys.* 24, 3467–3480, 2006.
- V** T. V. Laitinen, R. Nakamura, A. Runov, H. Rème ja E. A. Lucek: Global and local disturbances in the magnetotail during reconnection. *Ann. Geophys.* 25, 1025–1035, 2007.

Artikkeli **I** on ensimmäinen tutkimus rekonnektiosta Gumics-simulaatiossa. Siinä paikallistetaan pyrstön virtalevy sekä virtalevyn x-viiva ja plasmanjakaja. Rekonnektiota tarkastellaan siis vielä tässä vaiheessa ensisijaisesti magneettikentän paikallisen geometrian ja plasman virtauksen avulla. Rekonnektion määrälliseksi mitaksi artikkelissa otetaan käyttöön rekonnektioteho. Pyrstön rekonnektiotehon osoitetaan seuraavan magnetopausilta tulevan energiavuon määrää, mikä osoittaa, että Gumicsin rekonnektio on luonteeltaan suoraan ajettua.

Pyrstörekonnektion yhteydessä käytetty paikallinen tarkastelu x-viivan löytämiseksi ei sovellu magnetopausin monimutkaisempaan geometriaan. Siksi artikkelissa **II** kehitetään uusi lähestymistapa rekonnektioviivan etsintään: neljän kentän tienoo. Se perustuu rekonnektion keskeiseen osaan magnetosfäärin globaalissa topologiassa neljän erilaisen magneettisen alueen liitoskohtana. Samalla esitellään topologiset siirtymäsuureet: kuinka paljon massaa, energiaa tai muuta suuretta rekonnektio siirtää magneettisesta alueesta toiseen. Edellisessä artikkelissa esitellylle rekonnektioteholle annetaan teoreettinen perustelu tarkastelemalla energian muuntumista Sweetin ja Parkerin mallissa, ja energiataarkastelua kehitetään edelleen määrittelemällä energian muuntumisen pintatiheys, joka mahdollistaa rekonnektiotehon avaruudellisen jakauman analysoinnin.

Artikkelissa **II** kehitettyjä menetelmiä hyödynnetään artikkeleissa **III** ja **IV**. Niistä edellinen tutkii simulaatiossa magnetopausilla tapahtuvan rekonnektion ominaisuuksia ja erityisesti sen riippuvuutta aurinkotuulen parametreista. Rekonnektion riippuvuuden planeettainvälisen magneettikentän suunnasta todetaan vastaavan komponenttirekonnektiohypoteesin ennustusta. Lisäksi aurinkotuulen nopeuden havaitaan säätelevän rekonnektiotehoa vahvasti, kun taas aurinkotuulen tiheyden vaikutus on vähäinen. Artikkelissa **IV** puolestaan tarkastellaan massan ja energian kulkua magnetopausin sekä suljettujen ja avointen kenttäviivojen rajapinnan läpi. Energiavuon todetaan olevan suurin rekonnektioviivaa vastaan kohtisuorissa sektoreissa, kun taas massaa siirtyy eniten samoissa sektoreissa rekonnektioviivan kanssa.

Artikkeli **V** on menetelmiensä puolesta muista irrallinen ja on siksi sijoitettu tässä koosteessa viimeiseksi. Siinä tutkitaan rekonnektiota pyrstön virtalevyssä Cluster-satelliittien magneettikenttä- ja protonidatan avulla. Artikkelissa analysoidaan virtalevyn aaltoilua ja osoitetaan, että protonien diffuusioalueen Hallin kentät kääntyvät aaltoilun mukana. Aaltojen etenemisen todetaan nopeutuvan rekonnektion alkaessa. Lisäksi pyrstön magneettikentän yleissuunnan havaitaan kääntyvän voimakkaasti rekonnektion aikana.

Artikkeleihin **I**, **II** ja **III** väittelijä kehitti ja ohjelmoi simulaatiotulosten tarkastelussa käytetyt laskennalliset apuvälineet, teki varsinaisen analysointityön ja kirjoitti käsikirjoitukset. Artikkelissa **II** esitellyistä uusista menetelmistä neljän kentän tienoon käyttöönotto oli väittelijän idea ja topologiset siirtymäsuureet perustuvat P. Janhusen ajatukseen. Energian muuntumiseen liittyvä teoreettinen tarkastelu on väittelijän tekemä. Artikkelia **IV** varten väittelijä laski suljettujen kenttäviivojen rajapinnan läpäisevät vuot ja neljän kentän tienoot sekä osallistui tulosten tulkintaan ja käsikirjoituksen viimeistelyyn. Artikkeliin **V** väittelijä teki havaintoaineiston analysointityön ja kirjoitti käsikirjoituksen.

1 TAUSTA: MAGNETOSFÄÄRI JA SEN SIMULOINTI

1.1 TUTKIMUKSEN VARHAISVAIHEITA

Ensimmäinen selvä osoitus Auringon aktiivisten ilmiöiden vaikutuksesta Maahan saatiin Carringtonin avaruusmyrskynä tunnetun tapahtuman yhteydessä vuonna 1859. Tuolloin Richardit Carrington ja Hodgson havaitsivat toisistaan riippumatta voimakkaan valkoisen valon roihun, jonka kanssa samanaikaisesti Kew'n observatoriossa rekisteröitiin magneettinen häiriö. Seuraavana päivänä alkoi havaintohistorian voimakkaimpana pidetty magneettinen myrsky [Cliver, 2006]. Poikkeuksellinen yksittäistapaus ei kuitenkaan vakuuttanut kaikkia asioiden yhteydestä, varsinkaan kun mitään mahdollista viivästyneen vaikutuksen välittymismekanismia ei tunnettu. Maanpäällisten magneettisten häiriöiden yhteyden Aurinkoon todisti vasta Maunder [1904] löytämällä niistä Auringon pyörimisen kanssa yhteensopivan tilastollisen jaksollisuuden.

1900-luvun alkuvuosikymmeninä magneettisten myrskyjen selitykseksi vakiintui niin kutsuttu hiukkashypoteesi, jonka mukaan roihupurkausten Auringosta syöksemät hiukkaset häiritsevät Maan magneettikenttää ja aiheuttavat revontulet [ks. esim. Cliver, 2006]. Komeettojen pyrstöt johdattivat Biermannin [1951] esittämään, että Auringosta virtaava ”hiukkassäteily” ei liittyisikään vain roihuihin vaan olisi jatkuvaa, ja että se saattaisi kuljettaa mukanaan magneettikenttää. Satelliittimittaukset vahvistivat tämän 60-luvun alussa. Jo aiemmin Hoyle [1949] oli arvellut, että hiukkaset voisivat kiihtyä revontulten synnyttämiseen tarvittaviin energioihin planeettainvälisen ja Maan magneettikentän neutraalipisteissä eli nykytermein rekonnektiossa. Ajatuksen innoittamana Dungey [1961] luonnosteli päivä- ja yöpuolen kahteen neutraalipisteeseen perustuvan kuvan magnetosfäärin konvektiosta aurinkotuulen ajamana ja johti sen perusteella napakalottien ionosfäärissä havaitun virtausjärjestelmän perusmuodon. Tätä voidaan pitää alkuna nykyiselle ymmärryksellemme magnetosfääristä.

1.2 AURINKOTUULI KOHTAA MAAN MAGNEETTIKENTÄN

Auringon painovoima ei riitä pitämään miljoonien asteiden lämpöistä koronaa staattisessa tasapainossa, vaan se laajenee jatkuvasti ulospäin. Näin Auringon kaasukehän uloin osa ohenee asteittain planeettainväliseen avaruuteen virtaavaksi hiukkasvuoksi eli aurinkotuuleksi.

Aurinkotuuli on sähköisesti neutraalia, täysin ionisoitunutta harvaa plasmaa. Se koostuu pääasiassa protoneista ja elektroneista, mutta seassa on kolmisen prosenttia heliumytimiä eli α -hiukkasia [esim. Lang, 2000] ja vähäisiä määriä moninkertaisesti ionisoituneita raskaampia alkuaineita [esim. von Steiger ja Geiss, 1993]. Maan radan kohdalla aurinkotuulen keskimääräinen nopeus on noin 400 km/s ja tiheys muutamia protoneja kuutiosenttimetrissä. Nämä arvot ovat vain suuntaa-antavia, sillä aurinko-

tuulen fysikaaliset ominaisuudet vaihtelevat voimakkaasti Auringon aktiivisuudesta ja koronan rakenteesta riippuen. Erityisen rajuja häiriöitä aurinkotuuleen aiheuttavat koronan massapurkaukset.

Aurinkotuulen plasma on törmäyksetöntä, joten sen diffusiivisuus ja resistiivisyys ovat häviävän pieniä. Siihen voidaan siis soveltaa ideaalisen magnetohydrodynamiikan mielikuvaa plasmaan ”kiinni jäätyneestä” magneettikentästä. Auringon magneettikenttä leviää avaruuteen aurinkotuulen mukana ja kiertyy samalla Auringon pyörimisen johdosta niin kutsutuksi Parkerin spiraaliksi [*Parker*, 1958]. Maan radan etäisyydellä tämän planeettainvälisen magneettikentän keskimääräinen magneettivuon tiheys on 6 nT ja suuntavektorin kulma Aurinko–Maa-linjan suhteen 45° .

Maapallon ympärillä aurinkotuulen magnetoituneen plasman virtausesteenä on Maan oma magneettikenttä. Se syntyy konvektion ylläpitämässä dynamoprosessissa Maan nestemäisessä ulkoytimessä 3000–5000 km syvyydessä. Muodoltaan Maan magneettikenttä on likimain dipoli, jonka akselin suunta poikkeaa noin 11° Maan pyörimisakselista. Kentän voimakkuus maanpinnalla on päiväntasaajalla $0,3 \mu\text{T}$ ja navoilla $0,6 \mu\text{T}$. Maan magneettinen pohjoisnapa on lähellä maantieteellistä etelänapaa ja päinvastoin, mikä saattaa aiheuttaa sekaannuksia. Magnetosfääritutkimuksessa käsitteitä pohjoinen ja etelä käytetään niiden maantieteellisessä merkityksessä.

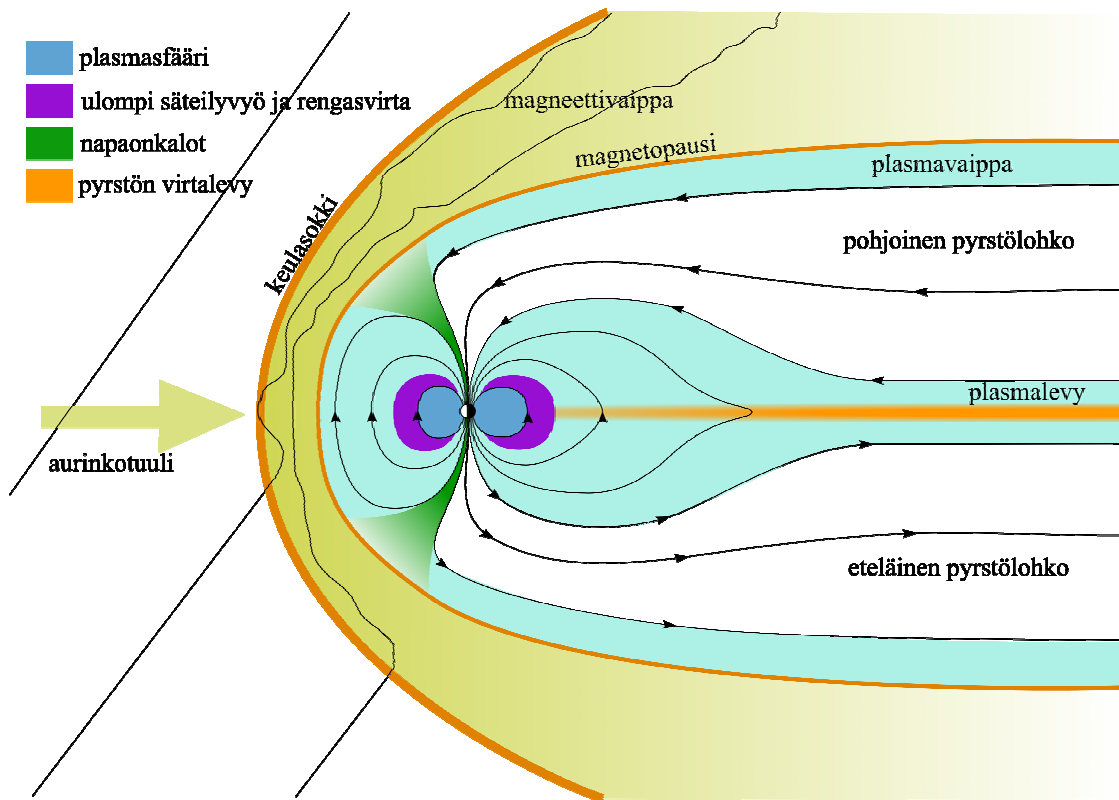
Aurinkotuulen ja Maan magneettikentän vuorovaikutuksesta muodostuu magnetosfääri. Se on maapalloa ympäröivä alue, jossa Maan magneettikenttä hallitsee varuksellisten hiukkasten liikettä ja jonka ohi aurinkotuulen virtaus kiertää. Sen ulkorajapinta, magnetopausi, asettuu Aurinko–Maa-linjalla keskimäärin kymmenen Maan säteen päähän maapallosta, kohtaan jossa Maan magneettikentän paine tasapainottaa aurinkotuulen dynaamisen paineen. Maan takana, yöpuolella, aurinkotuulen virtaus venyttää magnetosfäärin satojen Maan säteiden mittaiseksi pyrstöksi.

1.3 MAGNETOSFÄÄRIN RAKENNE

Magnetosfäärin rakenne on esitetty kuvassa 1.1. Koska aurinkotuulen virtaus on ylääänistä, magnetosfäärin eteen muodostuu iskurintama eli keulasokki, jossa virtaus muuttuu aliaääniseksi. Keulasokin ja magnetopausin väliin jää magneettivaippa¹, pyörteinen välivyöhyke, jossa virtaus kiertää magnetosfäärin. Aurinkotuulen magneettikenttä taipuu magneettivaipassa magnetosfäärin ympärille.

Pohjoinen ja eteläinen pyrstölohko muodostuvat avoimista kenttäviivoista, jotka kytkeytyvät Maahan dipolimomenttiakselin ympäristössä revontulirenkaan (eli revontuliovaalin) sisäpuolella. Pyrstölohkot ovat magnetosfäärin tyhjintä aluetta. Niiden välissä suljetuilla kenttäviivoilla on tiheämpi ja lämpimämpi plasmalevy, jonka keski-osassa hiukkastiheys on tyypillisesti $0,1\text{--}1 \text{ cm}^{-3}$ [esim. *Birn*, 2007]. Nämä plasmat koostuvat pääasiassa protoneista, mutta voimakkaan aktiivisuuden aikana ionosfääris-

¹ engl. magnetosheath



Kuva 1.1. Magnetosfäärin rakenne. Kuva on halkileikkaus aurinkotuulen suunnan ja Maan dipolimomenttiakselin määräämässä tasossa. Dipolimomenttiakseli on tässä yksinkertaisuuden vuoksi kohtisuorassa aurinkotuulen suuntaa vastaan.

tä karanneiden O^+ -ionien osuus plasmalevyssä kasvaa merkittäväksi [esim. Wilken ym., 1995]. Plasmalevyssä kulkee myös pyrstölohkojen vastakkaisuuntaiset magneettikentät erottava virtalevy.

Pyrstön reunaosien plasmavaippa muodostuu pääasiassa magneettivaipasta vuotaneesta aurinkotuulen plasmasta. Eräs vuotokohta ovat napaonkalot. Hiukkasia siirtyy magnetopausin läpi myös diffusiivisesti ja rekonnektion avaamia kenttäviivoja myöten.

Maan lähellä on ionosfääriperäisestä kylmästä ja suhteellisen tiheästä (10^3 cm^{-3}) plasmasta muodostuva plasmasfääri. Sen koko vaihtelee, mutta tyypillisesti se ulottuu ionosfääristä L-kuorille¹ 3–5 [esim. Blanc ym., 1999]. Maata ympäröi myös kaksi suurienergiaisten hiukkasten muodostamaa säteilyvyötä. Sisempi on plasmasfäärissä ja sen energiasisältöä hallitsevat protonit, ulompi puolestaan koostuu elektroneista ja sijoittuu L-kuorille 3–6 [van Allen ym., 1958]. Säteilyvöiden hiukkaset ponnahtelevat edestakaisin kenttäviivoja pitkin kulkeutuen samalla Maan ympäri. L-kuorilla 3–9

¹ L-kuori on sellaisten Maan dipolikentän kenttäviivojen joukko, jotka leikkaavat magneettisen päiväntasaajatason samalla etäisyydellä Maan keskipisteestä. Kyseinen etäisyys Maan säteissä mitattuna on kenttäviivojen L-parametri, joka samalla yksilöi niiden muodostaman L-kuoren.

Maata kiertää päiväntasaajan tasossa myös sähkövirta, jota kutsutaan rengasvirraksi. Sitä kuljettavat pääasiassa ionit, joiden energia on pienempi kuin ulomman säteilyvyön elektronien. Ulompi säteilyvyö ja rengasvirta sijaitsevat siis osittain samassa alueessa, mutta koostuvat pääosin eri hiukkasista. Sekä säteilyvöiden että rengasvirran voimakkuus vaihtelee paljon [esim. *Blanc ym.*, 1999].

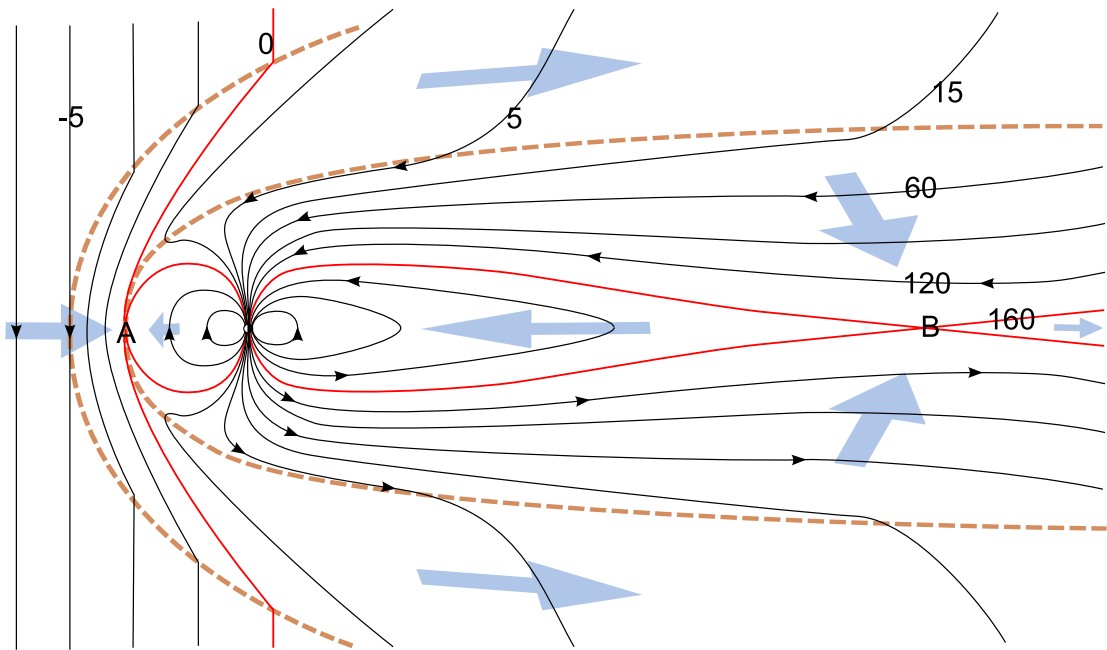
Kuvaan 1.1 on piirretty vain osa magnetosfäärin virtajärjestelmistä. Pырстön poikki kulkeva virta sulkeutuu kiertämällä kahtia jakautuneena magnetopausia pitkin pyrstölohkojen ympäri. Päiväpuolen magnetopausilla kulkevia virtoja kutsutaan Chapman–Ferraro-virroiksi. Niiden suuruus ja osin suuntakin riippuvat magneetti-vaippaan pakkautuvan aurinkotuulen magneettikentän suunnasta ja voimakkuudesta [*Chapman ja Ferraro*, 1931]. Magnetopausin ja pyrстön virtajärjestelmät kytkeytyvät ionosfäärissä kulkeviin sähkövirtoihin kentänsuuntaisten virtojen välityksellä.

1.4 MAGNETOSFÄÄRIN KONVEKTIO

Nykyinen käsitys magnetosfäärin konvektiosta¹ eli sisäisestä plasman kiertoliikkeestä pohjautuu *Dungeyn* [1961] esittämään kahden neutraaliviivan eli kahden rekonnektiiviivan malliin. Sitä havainnollistaa kuva 1.2. Aurinkotuulen eteläsuuntaiset ja magnetosfäärin pohjoissuuntaiset magneettikenttäviivat kohtaavat magnetopausin neutraaliviivalla (A), jossa ne kytkeytyvät uudelleen eli rekonnektoituvat. Rekonnektiossa syntyneet avoimet kenttäviivat kulkeutuvat magneettivaipan virtauksen vetäminä pyrstölohkoihin. Pырstössä konvektio kulkee kohti lohkojen välistä virtalevyä, jonka neutraaliviivalla (B) kenttäviivat rekonnektoituvat jälleen. Pырстön rekonnektioviivan takana magneettisesta Maa-kytköksestään irronnut plasma virtaa planeettainväliseen avaruuteen ja sekoittuu siellä aurinkotuuleen. Suljetuille kenttäviivoille jäänyt plasma kulkeutuu kohti Maata ja kiertää sen sivuitse takaisin päiväpuolelle.

Magnetosfäärin plasmat ovat pääsääntöisesti ideaalisen johtavia, joten sähköstaattinen potentiaali kullakin kenttäviivalla on pääsääntöisesti vakio. Siten plasman virtaukseen liittyvä konvektiosähkökenttä $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ kuvautuu kenttäviivoja pitkin ionosfääriin. Avoimet etelään suuntautuvat kenttäviivat konvektoituvat pyrstöön päin ja suljetut pohjoiseen suuntautuvat viivat Aurinkoa kohti, joten konvektiosähkökentän suunta on aamupuolelta iltapuolelle eli kuvassa 1.2 paperin tasosta ylöspäin. Samansuuntaisena se kuvautuu ionosfääriin napakaloteissa eli alueilla, joilla pyrstölohkojen kenttäviivojen tyvet ionosfäärissä sijaitsevat. Matalammilla leveysasteilla eli suljetujen kenttäviivojen alueella konvektiosähkökenttä kuvautuu ionosfääriin aamuun päin suuntautuneena. Näin kumpaankin napakalottiin muodostuu kaksinapainen potentiaalikuviio, jonka maksimi on kalotin ilt- ja minimi aamureunalla [*Dungey*, 1961]. Ku-

¹ Magnetosfäärin sisäinen kiertoliike ei ole lämpötilaerojen aiheuttamaa, joten termi konvektio on harhaanjohtava; paremmin ilmiötä luonnehtisi sana advektio. Konvektio on kuitenkin avaruusfysiikassa vakiintunut tähän yhteyteen niin tiukasti, että noudatan vallitsevaa puhetapaa.



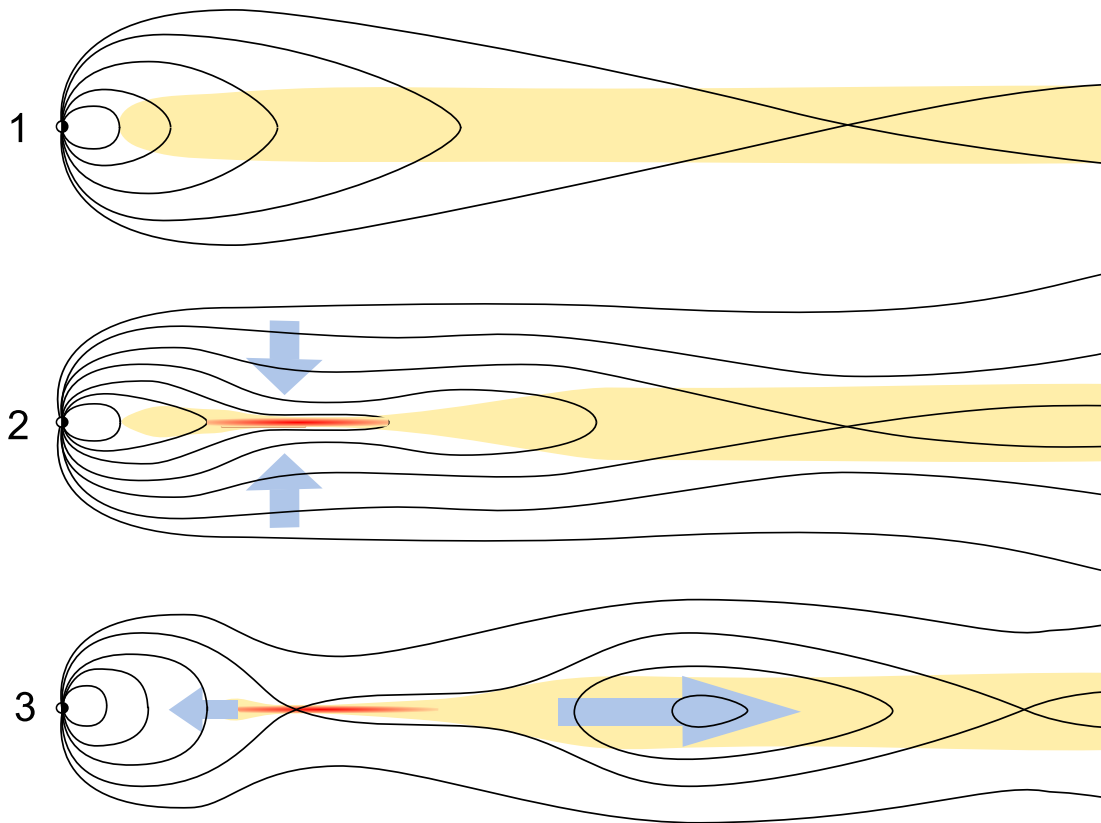
Kuva 1.2. Magnetosfäärin konvektio *McPherronia ym.* [1973, kuva 3] mukaillen eteläisen aurinkotuulen magneettikentän aikana. Rekonnektioviivat ovat tällöin kohtisuorassa kuvan tasoa vastaan. Magnetopausin rekonnektioviivan paikka on merkitty A:lla ja pyrstön B:llä. Punaiset viivat ovat juuri rekonnektoituvia magneettikenttäviivoja. Numerot kuvaavat konvektion nopeutta minuutteina, kun aurinkotuulen vauhti on $5 R_M/\text{min} = 530 \text{ km/s}$ ja napakalotin reunojen välinen potentiaaliero ionosfäärissä 50 kV .

vautunut sähkökenttä pitää ionosfäärissä yllä plasman virtausta, joka seuraa magnetosfäärin konvektiota.

Reiffin ym. [1981] mukaan napakalotin aamu- ja iltareunan välinen jännite on magnetosfäärin konvektion ja siten aurinkotuulen ja magnetosfäärin vuorovaikutuksen suora, lineaarinen mitta. Jännite kasvaa aurinkotuulen magneettikentän eteläisen komponentin voimistuessa, mikä on sopusoinnussa Dungeyn konvektiomallin kanssa: suurin mahdollinen rekonnektionopeus magnetopausilla, ja siten suurin mahdollinen konvektionopeus magnetosfäärissä, on verrannollinen magnetopausin eri puolilla olevien magneettikenttien vastakkaisten komponenttien suuruuteen. Napakalottien jännitteessä on kuitenkin noin 35 kV :n pohjataso myös pohjoisen planeettainvälisen magneettikentän vallitessa [*Reiff ym.*, 1981], jolloin magneettikentät magnetopausin kahden puolen ovat likimain samansuuntaiset eikä tilanne siis ole rekonnektiolle otollinen. Tämän mahdollistavaa rekonnektiosta riippumatonta liikemäärän siirtymistä aurinkotuulesta magnetosfääriin kutsutaan viskoosiksi vuorovaikutukseksi [*Axford ja Hines*, 1961].

1.5 ALIMYRSKYT

Edellä magnetosfäärin konvektiota kuvattiin tasaisena kiertoliikkeenä, mutta sellaisena se harvoin toteutuu. Syitä on ainakin kaksi. Ensiksikin aurinkotuulen ominaisuudet ja siten sen konvektiota ajava pakote vaihtelevat jatkuvasti. *Coronitin ja Kennelin*



Kuva 1.3. Alimyrskyyn liittyviä muutoksia magnetosfäärin pyrstössä *Honesia* [1979, kuva 4] mukailten. 1. Hidasta konvektiota etäisen neutraaliviivan kautta aurinkotuulen pakotteen ollessa heikko. 2. Kasvuvaiheen aikana voimistunut pakote kasaa magneettivuota pyrstöön ja aiheuttaa virtalevyn ohenemisen lähipyrstössä. 3. Läheinen neutraaliviiva on syntynyt ohentuneeseen virtalevyyn. Irtoava plasmoidi liikkuu pyrstöön päin, ja Maan puolella neutraaliviivaa magneettikenttä dipolistuu.

[1973] mukaan magnetosfäärin virtajärjestelmien itseinduktanssi ja kytkeytyminen ionosfääriin viivästyttävät pyrstöstä päiväpuolelle palaavan konvektion muutoksia noin 20 minuuttia pyrstöön päin kulkevan konvektion muutoksiin nähden. Toiseksi, vaikka pakote pysyisikin tasaisena, *Ericksonin ja Wolfen* [1980] sekä *Ericksonin* [1992] mukaan magnetosfäärin pyrstön konvektio on sisäisesti epävakaata: etäisellä neutraaliviivalla sulkeuduttuaan vuoputket eivät voi lyhetä ja vetäytyä kohti Maata tasaisen kierron edellyttämällä tavalla, koska se johtaisi niiden sisältämän plasman paineen liialliseen kasvuun adiabaattisessa puristuksessa. Niinpä vuoputket pysyvät pitkinä ja pyrstön sisäosa venyy, kunnes se katkeaa. Magneettisen yhteytensä Maahan menettävä osa pyrstöä muodostaa plasmoidin, jonka mukana ylimääräinen plasma poistuu takaisin aurinkotuuleen.

Pyrstön plasmalevyn katkeaminen on osa magnetosfäärin dynamiikan perusprosessia, alimyrskyä. *McPherron* [1973] sekä *McPherron ym.* [1973] kuvailevat alimyrskyn vaiheita seuraavasti (vrt. kuva 1.3): Aluksi on kasvuvaihe, jonka tyypillisesti käynnistää aurinkotuulen magneettikentän kääntyminen etelään. Sen aikana rekonnek-

tio kuorii magnetosfäärin päiväpuolelta magneettivuota, joka konvektoituu pyrstöön ja kasautuu sinne. Lähipyrstössä vuontiheys kasvaa ja plasmalevy ohenee. Kasvuvaihetta seuraavan laajenemisvaiheen käynnistyminen on alimyrskyn tarkimmin ajoitettavissa oleva hetki ja siten tärkeä viiteaika. Sen merkkejä maanpinnalla ovat keskiyösektorissa eteläisimmän revontulikaaren äkillinen kirkastuminen ja liike kohti pohjoista [Akasofu, 1964] sekä samalla alueella läntisen sähkösuihkuvirtauksen¹ aiheuttamat magneettiset häiriöt [esim. Akasofu ym., 1965]. Myöhemmin käynnistymisen ajoitukseen on käytetty myös muun muassa geostationarisella radalla havaittuja suurienergiisten hiukkasten injektioita [esim. Borovsky ym., 1993].

Nykyisin laajentumisvaiheen käynnistymisen katsotaan olevan yhteydessä Maan-läheisen neutraaliviivan eli rekonnektioviivan syntyyn ja rekonnektion käynnistymiseen lähipyrstössä [esim. Baker ym., 1996], jolloin osa lähipyrstön virtalevyn virtarasta poikkeutuu kentänsuuntaisina virtoina ionosfääriin muodostaen alimyrskyn virtakiilan² [McPherron ym., 1973]. Aiemmin mainittu sähkösuihkuvirtaus on virtakiilan ionosfääriosana. Tämän äkillisen muutoksen laukaisijasta, ja erityisesti rekonnektioviivan ja virtakiilan syntyjärjestyksestä, ei kuitenkaan ole yksimielisyyttä [ks. esim. Rostoker ym., 1982].

Laajentumisvaiheessa rekonnektio vähentää pyrstön avointa magneettivuota. Maan puolella rekonnektioviivaa sulkeutuneet kenttäviivat vetäytyvät kohti Maata ja kasvuvaiheessa venynyt kenttä palautuu dipolimaisemmaksi eli dipoloituu. Pyrstöpänä läheisen ja etäisen neutraaliviivan väliset Maasta irronneet kenttäviivat muodostavat plasmoidin, joka poistuu planeettainväliseen avaruuteen. Lähipyrstön rekonnektion lakatessa alimyrsky siirtyy palautumisvaiheeseen, jossa sulkeutunutta magneettivuota edelleen palautuu Maan sivuitse magnetosfäärin päiväpuolelle.

Alimyrskyt ovat varsin yleisiä: *Borovskyn ym.* [1993] mukaan niitä sattuu noin 1500 vuodessa eli keskimäärin neljä vuorokaudessa. Ne eivät kuitenkaan jakaudu tasaisesti, vaan heikon aurinkotuulen pakotteen aikana voi olla pitkiä hiljaisia jaksoja. Vahvan pakotteen aikana laajentumisvaiheen käynnistymiset toistuvat 2–4 tunnin välein [Borovsky ym., 1993], mikä edustanee alimyrskysyklin luontaista jaksonaikaa.

Vaikka alimyrsky on magnetosfäärin tyypillisin vaste voimistuvaan pakotteen, toisinaan poikkeuksellisen tasaisen aurinkotuulen vallitessa havaitaan myös tuntien, jopa vuorokausien mittaisia tasaisen magnetosfäärin konvektion tapahtumia³ [Sergeev ym., 1996]. Tällöin aurinkotuulen pakote on heikko tai kohtalainen. Poikkeuksellisen voimakkaan pakotteen vallitessa, magneettisten myrskyjen aikana, esiintyy niin kutsuttuja sahalaitatapahtumia⁴ [esim. Henderson, 2004; Pulkkinen ym., 2006], jotka muistuttavat osittain yhteen sulautuneiden alimyrskyjen sarjoja. Sahalaitatapaht-

¹ vaihtoehtoisesti sähköjetti, engl. electrojet

² engl. substorm current wedge

³ engl. steady magnetospheric convection events, SMC events

⁴ engl. sawtooth events

tumat ovat osoitus pyrstörekonnektion taipumuksesta purskeittaisuuteen, kun taas tasaisen konvektion tapahtumat osoittavat rekonnektion voivan asettua myös tasaisen toiminnan tilaan ainakin suuressa mittakaavassa tarkasteltuna.

1.6 NUMEERINEN MALLINTAMINEN

Numeeriset simulaatiot ovat keskeinen apuväline nykyaikaisessa avaruustutkimuksessa. Ne mallintavat magnetosfäärin ja muiden avaruuden plasmaympäristöjen ilmiöitä fysikaalisista perusyhtälöistä lähtien [ks. esim. *Lyon ym.*, 2004]. Simulaatiotulosten vertaaminen havaintoihin auttaa ymmärtämään, miten hyvin ja miltä osin simulaatiossa sovelletut fysiikan lait kuvaavat tutkittavia ilmiöitä. Toisaalta simulaatiot ovat käytännössä ainoa keino tarkastella kokonaisvaltaisesti esimerkiksi aineen ja energian virtausta avaruusympäristöissä, joista in situ -mittauksia on saatavissa vähän ja jotka ovat liian monimutkaisia analyytisesti hallittaviksi. Erityisesti Yhdysvalloissa kiinnostusta simulointiin lisää pyrkimys avaruussään ennustamiseen kykenevien numeeristen mallien kehittämiseen. Tässä työssä simulaatioita tarkastellaan kuitenkin puhtaasti tieteellisen perustutkimuksen apuvälineinä.

Toistaiseksi kaikki käytössä olevat täyslaajuiset magnetosfäärisimulaatiot pohjautuvat magnetohydrodynamiin (MHD) yhtälöihin, koska se on ollut ainoa käytännössä toimiva teoreettinen perusta [esim. *Groth ym.*, 2000; *Palmroth*, 2003]. Magnetohydrodynamiikka kuvaa plasman käyttäytymistä kohtuullisen hyvin aurinkotuullessa, magneettivaipassa ja ulommassa magnetosfäärissä; sisämagnetosfäärin päällekkäisiä erienergiaisia hiukkaspopulaatioita se tosin ei pysty kuvaamaan oikein. MHD-yhtälöiden ratkaisemiseen on myös olemassa useita toimiviksi todettuja numeerisia menetelmiä, ja koko magnetosfäärin mallintamiseen tarvittavan kokoinenkin hila pystytään käsittelemään käytettävissä olevan muisti- ja laskentakapasiteetin rajoissa. MHD-pohjaisen magnetosfäärisimulaation rakentamisen käytännön näkökohtia käsittelevät perusteellisesti *Lyon ym.* [2004].

Koko magnetosfääriä mallintavat MHD-simulaatiot tulivat tutkimuskäyttöön 1980-luvun alussa. Ensimmäinen tärkeä tulos oli *Dungeyn* [1961] esittämän magnetosfäärin topologian ja siihen liittyvän konvektion perusluonteen vahvistaminen [esim. *LeBoeuf ym.*, 1981]. Koska simulaatioiden erottelukyky oli vielä heikko, huomiota kiinnitettiin pääasiassa globaalin skaalan ilmiöihin kuten magnetosfäärin yleisrakenteen muuttumiseen aurinkotuulen magneettikentän y-komponentin funktiona [*Brecht ym.*, 1981]. Myös rekonnektio keskeisenä magnetosfäärin prosessina herätti kiinnostusta alusta lähtien: Plasman virtauskenttää ja magneettikentän geometriaa tarkastelemalla *Brecht ym.* [1982] löysivät simulaatiostaan plasmoideja irrottavan jaksottaisen pyrstörekonnektion. *Ogino ja Walker* [1984] puolestaan tutkivat magnetosfäärin käyttäytymistä pohjoissuuntaisen planeettainvälisen magneettikentän vallitessa ja päättelivät löytämänsä konvektiorakenteen perusteella simulaatiossaan tapahtuvan rekonnektiota magnetopausilla napaonkaloiden suuaukkojen takana.

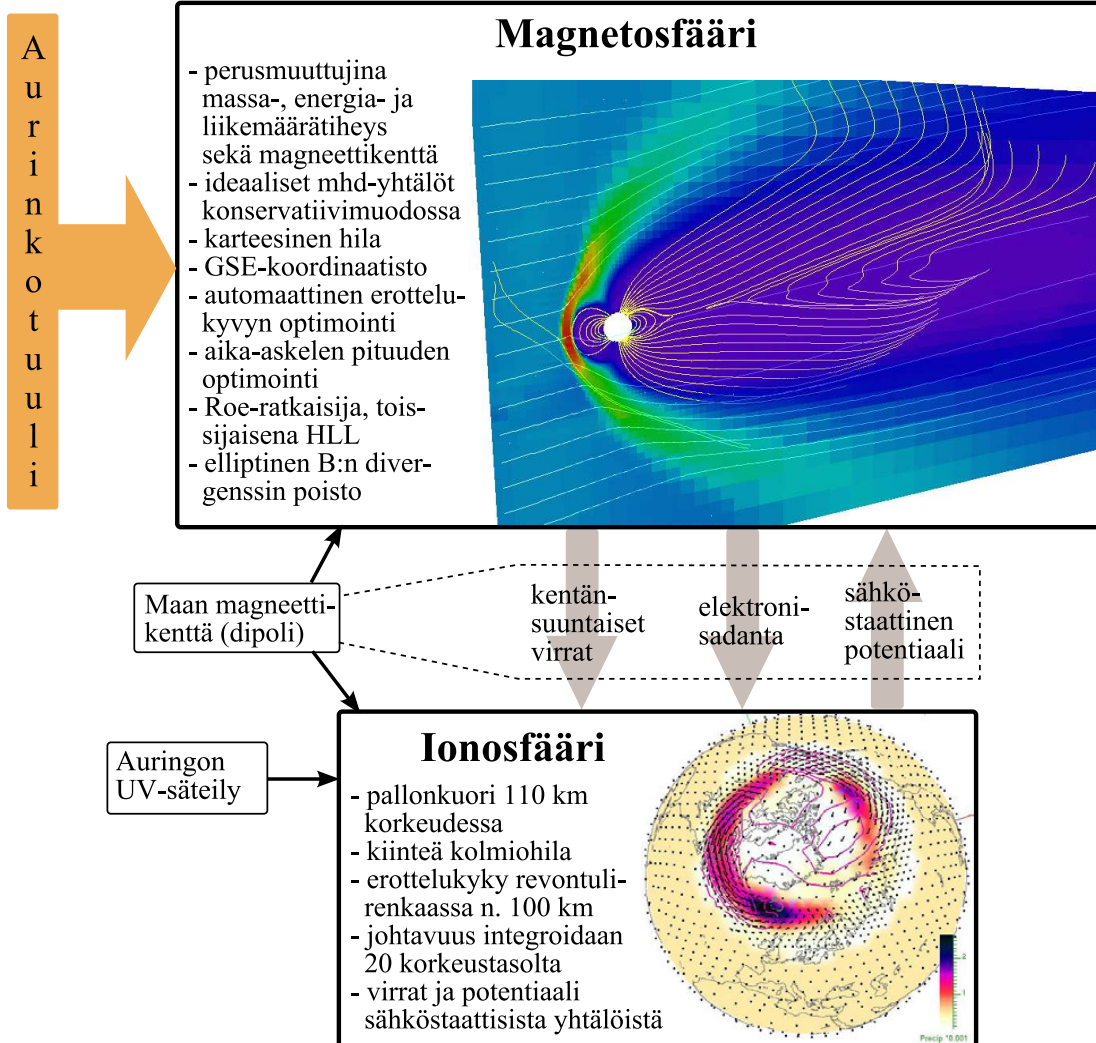
1990-luvulla koneiden ja koodien suorituskyvyn parannuttua muotiin tuli avaruussäätapahtumien simulointi. Tällöin simulaatioajon syötteenä käytetään satelliitin tekemää aurinkotuulimittausta joltakin mielenkiintoiseksi tiedetyltä ajanjaksolta. Vertaamalla simulaatiotuloksia satelliitti- ja maanpintahavaintoihin pystytään arvioimaan, kuinka hyvin simulaatio kuvaa todellisuutta, ja saadaan samalla aikaiseksi perusteellinen tapaustutkimus [esim. *Raeder ym.*, 1998; *Pulkkinen ym.*, 1998; *Pulkkinen ja Wiltberger*, 1999, 2000; *Palmroth ym.*, 2003, 2004]. Näiden perusteella MHD-simulaatiot mallintavat erittäin hyvin magnetosfäärin ulompien osien rakenteita, esimerkiksi magnetopausin paikan [*Palmroth ym.*, 2003]. Myös ionosfäärissä dissipoituvan tehon aikakehitys mallintuu pääpiirteissään oikein, vaikka sen kokonaistaso ei vastaa mittausten perusteella arvioitua [*Palmroth ym.*, 2004]. Toisaalta esimerkiksi pyrstön virtalevyn dynamiikka voi eri simulaatiokoodissa olla varsin erityyppinen [vrt. *Pulkkinen ym.*, 1998, ja I].

1.7 MAGNETOSFÄÄRISIMULAATIO GUMICS-4

Gumics-4, jota tässä väitöskirjatyössä käytetään, on Ilmatieteen laitoksessa kehitetty täyslaajuinen magnetosfääri-ionosfäärisimulaatio [*Janhunen*, 1996]. Se koostuu kahdesta toisiinsa kytketystä numeerisesta mallista: magnetohydrodynaamisesta magnetosfääriosasta ja sähköstaattisesta ionosfääriosasta. Gumicsin toimintaperiaate on esitetty kuvassa 1.4.

Gumicsin magnetosfääriosa on rakennettu karteesisen kuutiohilaan GSE-koordinaatistossa¹. Mallinnettu alue on suorakulmainen särmiö, joka Maan säteissä (R_M) mitattuna ulottuu x-akselin suunnassa +32:sta -224:ään sekä y- ja z-akselin suunnassa ± 64 :ään. Hilan perussolun särmän pituus on $8 R_M$, mutta kukin solu voi jakaantua itsenäisesti kahdeksaan pienempään soluun, jolloin särmän pituus eli hilaväli puoliintuu. Jakaantuminen toistuu rekursiivisesti kunnes haluttu hilaväli kussakin alueessa on saavutettu. Ajon aikana koodi säätelee hilasolujen jakautumisastetta automaattisesti niin, että paras erottelukyky tulee kohdennetuksi niihin alueisiin, joissa esiintyy jyrkempiä gradientteja. Lisäksi hila on säädetty tihentymään helpommin Maata lähinnä olevassa alueessa. Normaalisti sallitaan enintään viisinkertainen jakaantuminen, jolloin hilaväli parhaan erottelukyvyn alueissa on $0,25 R_M$. Myös aika-askelta lyhennetään tarpeen mukaan niin, että Courantin–Friedrichsin–Lewyn ehto [*Courant ym.*, 1928] toteutuu. Tämän ehdon mukaan aika-askelen tulee olla lyhyempi kuin no-

¹ GSE-koordinaatisto (Geocentric Solar Ecliptic) määritellään seuraavasti: Origo on Maan keskipisteessä ja x-akseli osoittaa kohti Aurinkoa. Z-akseli on kohtisuorassa Maan ratatasoa vastaan siten, että sen positiivinen suunta on ratatason pohjoispuolella. Y-akseli täydentää suorakulmaisen oikeakätisen koordinaatiston. Määritelmästä seuraa, että y-akseli on ratatasossa ja likimain Maan radan tangentin suuntainen, positiivinen suunta Maan rataliikkeen suunnalle vastakkainen. Positiivisen y-akselin suuntaa kutsutaan illan suunnaksi ja negatiivisen y-akselin suuntaa aamun suunnaksi.



Kuva 1.4. Gumics-simulaation toimintaperiaate.

peimman aaltomoodin eli MHD:ssä Alfvénin aallon kulku aika solun poikki. Simulaatioalueen sisäreuna on noin $3,7 R_M$:n etäisyydellä Maan keskipisteestä. Tämän rajan ja ionosfäärin välistä aluetta Gumics käsittelee passiivisena väliaineena, joka ainoastaan välittää kentänsuuntaiset virrat, sähköstaattisen potentiaalilin ja hiukkassadannan dipolikentän kenttäviivoja pitkin.

Magnetosfääriosassaan Gumics ratkaisee konservatiivimuotoisia MHD-yhtälöitä:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{p} + D_p \nabla^2 \rho \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} = -\nabla \cdot \left[\frac{\mathbf{p}\mathbf{p}}{\rho} + \left(P + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) \mathbf{I} - \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B}\mathbf{B} \right] + D_p \nabla^2 \mathbf{p} \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\nabla \cdot \left[\left(U + P - \frac{B^2}{2\mu_0} \right) \frac{\mathbf{p}}{\rho} + \frac{1}{\mu_0 \rho} \mathbf{B} \times (\mathbf{p} \times \mathbf{B}) \right] + D_U \nabla^2 U \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \left(\frac{\mathbf{p}}{\rho} \times \mathbf{B} \right) + D_B \nabla^2 \mathbf{B} \quad (1.4)$$

Perusmuuttujat ovat tiheys ρ , liikemäärätiheys \mathbf{p} , kokonaisenergiatiheys U ja magneettivuon tiheys \mathbf{B} . Yhtälöissä lisäksi esiintyvä \mathbf{I} on yksikkömatriisi ja P plasman termien paine, joka ei ole itsenäinen muuttuja vaan lasketaan energiatiheydestä. D :t ovat diffuusiokertoimia. Energiatiheyden ja paineen yhteys on

$$U = \frac{P}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{B^2}{2\mu_0}, \quad (1.5)$$

missä polytrooppi-indeksi γ :n arvo on $5/3$.

MHD-yhtälöt on Gumicsissa diskretoitu käyttäen tilavuuskeskiarvomenetelmää (FVM). Siinä kuhunkin hilasoluun tallennettu suureen arvo edustaa tuon suureen tilavuuskeskiarvoa kyseisessä solussa. Aikakehitys saadaan lisäämällä suureen arvoon hilasolun seinien läpi tuleva vuo, joten menetelmä takaa automaattisesti perusyhtälöiden ilmaisemien säilymlakien pitävyyden liukulaskennan pyörästysvirheen rajoissa. Vuot lasketaan erikseen kullakin solujen rajapinnalla, jolloin kyseessä on niin kutsuttu yksiulotteinen Riemannin ongelma [ks. *LeVeque*, 1992], eli aikakehityksen ratkaiseminen alkuehtona porrasmainen epäjatkuvuus. MHD-yhtälöiden Riemannin ongelmaan ei ole simulaatiokäyttöön soveltuvaa analyttistä ratkaisua, mutta likimääräisiä numeerisia ratkaisutapoja on useita. (Myös eksakti ratkaisu on hiljattain esitetty [*Giacomazzo ja Rezzolla*, 2006].) Gumicsissa käytetään kahta numeerista ratkaisumenetelmää [*Janhunen*, 2000]: ensisijaisena on Roe-ratkaisija [ks. esim. *Leveque*, 1992], jonka etuna on vähäinen numeerinen diffuusio mutta joka saattaa tuottaa väliratkaisussa epäfysikaalisen negatiivisen paineen. Jos näin käy, koodi hylkää Roe-ratkaisun ja käyttää sen sijaan Harten–Lax–van Leer (HLL) -menetelmää [*Harten ym.*, 1983], joka on diffusiivisempi mutta ei tuota epäfysikaalisia välitiloja.

Kolmiulotteisen tilanteen käsittely yksiulotteisten Riemannin ratkaisujen summana aiheuttaa magneettikentän monopoli-ongelman. MHD-yhtälöt takaavat ehdon $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ säilymisen, jos se on voimassa alkutilassa, mutta yksiulotteisissa ongelmissa näin ei ole (ellei \mathbf{B} ole vakio). Yksiulotteiset Riemannin ongelmat voidaan ratkaista tästä huolimatta, mutta ratkaisujen summan kolmiulotteinen divergenssi ei välttämättä säily nollana. Siksi Gumicsissa suoritetaan määrääjain elliptinen puhdistus [*Brackbill ja Barnes*, 1980], jossa magneettikenttään lisätään divergenssin poistava skalaaripotentialin gradientti. Tarvittava skalaaripotentiali ratkaistaan Poissonin yhtälöstä käyttäen alkuperäistä magneettikentän divergenssiä lähdeterminä.

MHD-alueen sisäreunalta $3,7 R_M$:stä kentänsuuntaiset sähkövirrat ja lämpötilan perusteella laskettu elektronisadanta välitetään ionosfääriin magneettisen dipolin kent-

täviivoja pitkin. Simulaation ionosfääri on kiinteähilainen pallonkuori 110 km:n korkeudella. Sadannan ja laskennallisen Auringon ultravioletisäteilyn perusteella laskeetaan ionosfääriin johtavuus, minkä jälkeen sähkövirrat, sähköstaattinen potentiaali ja plasman liike ionosfäärissä ratkaistaan kaksiulotteisena sähköstaattisena ongelmana. Potentiaali kuvataan dipolikenttää pitkin MHD-alueeseen, jossa sitä käytetään sisäreunan reunaehtojen laskemiseen.

Rekonnektiosta puhuttaessa kysymys simulaatiossa esiintyvän diffuusion luonteesta ja määrästä nousee erittäin tärkeäksi. Diffuusiolähteitä on kaksi: fysikaalisiin yhtälöihin sisältyvä eksplisiittinen diffuusio sekä yhtälöiden diskreetistä ratkaisumenetelmästä aiheutuva numeerinen diffuusio. Eksplisiittistä diffuusiota edustavat yhtälöiden 1.1–1.4 oikeiden puolten diffuusiotermit, jotka ovat muotoa $D_a \nabla^2 a$. Niissä esiintyvät D :t ovat diffuusiokertoimia, joille voidaan antaa fysikaalinen tulkinta: esimerkiksi induktioyhtälössä 1.4 magneetikentän diffuusio aiheutuu plasman resistiivisyydestä, ja $D_B = 1/\mu_0 \sigma$, missä σ on johtavuus. Kokemus on osoittanut, että jokin määrä diffuusiota on yleensä välttämätön numeerisen ratkaisun vakaudelle. Gumicsissa eksplisiittinen diffuusio on asetettu niin pieneksi kuin mahdollista simulaation vakauden kärsimättä.

Numeerinen diffuusio ei johdu liukulaskennan pyöristysvirheistä, jotka ovat tässä katsannossa mitättömän pieniä; kyseessä on fysikaalisten yhtälöiden diskretoinnin ja likimääräisen ratkaisutavan matemaattinen ominaisuus. Numeerisen diffuusion kvantifiointi on vaikeaa. Sen määrä ja luonne riippuvat valitusta numeerisesta ratkaisumenetelmästä: esimerkiksi Gumicsissa HLL-menetelmä on jätetty toissijaiseksi nimenomaan suuren diffuusionsa takia. Koska ensisijainen Roe-menetelmä epäonnistuu todennäköisimmin jyrkkien gradienttien kohdalla, koodi turvautuu HLL-menetelmään eniten juuri näissä alueissa. Tämä saattaa tehdä simulaation numeerisesta diffuusiosta tosiasiallisesti paikkariippuvaista, vaikka sen kaltaista ominaisuutta ei ole koodiin eksplisiittisesti rakennettu. Toisaalta hilan tihentyminen jyrkkien gradienttien kohdalla toimii päinvastaiseen suuntaan. Hilaväli Δx ja aika-askel Δt vaikuttavat numeeriseen diffuusiioon likimain seuraavasti: $D_{num} \propto \Delta x^2 / \Delta t$. Courantin–Friedrichsin–Lewyn ehdon mukaan aika-askel on likimain verrannollinen hilaväliin, joten numeerisen diffuusiivisuuden ja hilavälin välille jää myös suora verrannollisuus. Aika-askelen pituuteen vaikuttaa kuitenkin myös paikallinen magneetikentän voimakkuus Alfvénin nopeuden kautta: vahva magneetikenttä lyhentää aika-askelta ja siten lisää diffuusiota lähellä Maata. Lisäksi Roe- ja HLL-menetelmissä numeerinen diffuusio riippuu rakenteiden liikkeestä suhteessa hilaan: paikallaan pysyviin rakenteisiin se ei periaatteessa vaikuta lainkaan. Simulaatiossa esiintyvän diffuusion laatu ja määrä riippuvat siis monista tekijöistä eivätkä ole täsmällisesti tunnettuja, ja diffuusiosta riippuvaisen rekonnektioprosessin tutkimus tuo lisävaloa tähänkin kysymykseen.

2 ILMIO: TEOREETTISIA REKONNEKTIONMALLEJA

2.1 REKONNEKTION KÄSITE

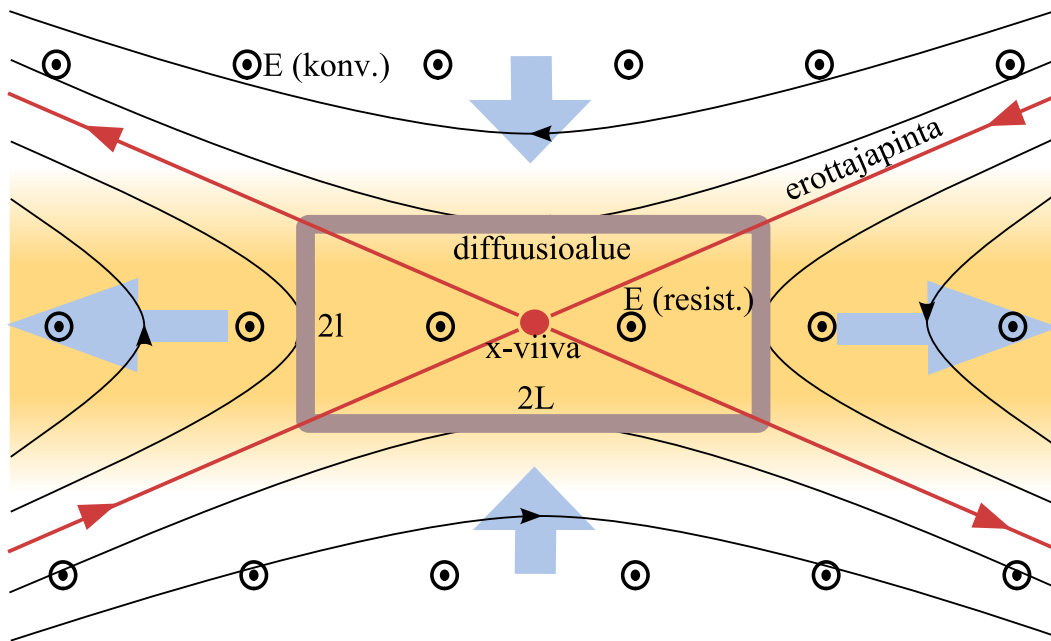
Rekonnektio merkitsee sananmukaisesti magneettikenttäviivojen uudelleen kytkeytymistä. Ajatus on intuitiivisesti helposti omaksuttava mutta lähemmin tarkasteltuna ongelmallinen: kenttäviiva ei ole fysikaalinen olio vaan ainoastaan magneettikentän suuntakäyrä, havainnollistava matemaattinen abstraktio. Suuntakäyrällä ei ole ajanhetkestä toiseen siirtyvää identiteettiä, joten periaatteessa sille ei voi ”tapahtua” mitään; se ei siis voi ”katketa ja kytkeytyä uudelleen”. Rekonnektio on kuitenkin osoittautunut erittäin selitysvoimaiseksi käsitteeksi avaruusplasmafysiikassa. Miten tälle käsitteelle olisi annettavissa kestävä perusta?

Rekonnektion mielikuvallisena viitekehyksenä on ideaalisen magnetohydrodynamiikan ajatus plasman ja magneettikentän ”jäätymisestä” kiinni toisiinsa: kaksi annetulla hetkellä samalla kenttäviivalla olevaa plasma-alkiota ovat samalla kenttäviivalla myös myöhempinä ajanhetkinä. Klassisessa fysiikassa aineen rakenneosilla on ajassa siirtyvä identiteetti, joten samalla kenttäviivalla olevien plasma-alkioiden jono antaa kenttäviivallekin pysyvän yksilöyden. Tällöin plasma-alkioiden liikettä magneettikenttää vastaan kohtisuorassa suunnassa on luonnollista ajatella samalla myös kenttäviivan liikkeenä.

Rekonnektion perusajatuksena on säilyttää mielikuva plasmaan jäätyneestä magneettikentästä globaalissa tarkastelussa mutta antaa jäätymisehdon rikkoutua pienessä, rajoitetussa diffuusioalueessa. Yksinkertaisessa kaksiulotteisessa rekonnektiogeometriassa (kuva 2.1) diffuusioalueen keskellä on x -piste, jossa magneettikenttä häviää ja sen suuntakäyrä siis matemaattisestikin katkeaa. X -pisteeseen päättyviä neljää suuntakäyrää kutsutaan separatrikseiksi. Diffuusioalueen ulkopuolella plasma ja sen mukana yksilöytensä säilyttävä kenttäviiva liikkuvat separatriksin yli. Diffuusioalueessa kenttäviivan liikettä ei ole mielekästä seurata. Siellä magneettikentän suuntakäyrän määräämä plasma-alkioiden yhteys muuttuu, ja kun kenttäviiva riittävän kauas separatriksista edettyään ei enää osu diffuusioalueeseen, sen voidaan vain todeta yhdistyneen toiseen viereisen separatriksin ylittäneeseen kenttäviivaan.

Kolmiulotteisessa maailmassa x -pisteestä tulee kuvan 2.1 tasoa vastaan kohtisuora x -viiva, ja separatriksikäyrien joukot muodostavat pinnat, joita myös voidaan kutsua separatrikseiksi, mutta joista jatkossa käytän nimitystä erottajapinta. Jos magneettikenttä x -viivalla häviää, sitä voidaan kutsua myös nollaviivaksi. Kuvaan voidaan kuitenkin lisätä x -viivan suuntainen vakiomagneettikenttä, jota sanotaan johtokentäksi. Silloin x -viivakin on kenttäviiva, mutta erottajapintojen luonne topologisesti erillisten alueitten erottajina ei muutu.

Ideaalinen magnetohydrodynamiikka on hyvin rajoittava yksinkertaistus: sen puitteissa eri kenttäviivoilla olevat plasmat eivät voi sekoittua, joten esimerkiksi mag-



Kuva 2.1. Sweetin ja Parkerin rekonnektiomalli. Keltainen väritys kuvaa sähkökentän suuntaista sähkövirtaa.

netosfääri olisi ympäröivästä aurinkotuulesta täysin eristynyt alue. Diffuusion käsitteellä tätä rajoitusta voi lieventää, mutta rekonnektio tuo kuvaan laadullisen muutoksen: se poistaa magneettisen topologian staattisuuden ja sallii kenttäviivojen sekä plasman siirtymisen magneettisesta alueesta toiseen. Sen ohella, että rekonnektio tekee magneettisesta topologiasta dynaamisen, sen toinen tärkeä ominaisuus on magneettisen energian muuntaminen hiukkasten liike-energiaksi. Tämä oli seuraavassa luvussa mainittavien ensimmäisten rekonnektion suuntaisten ajatusten päämotiivi.

2.2 SWEETIN JA PARKERIN MALLI

Teoreettisesti kuvailtujen fysikaalisten ilmiöiden joukkoon rekonnektio tuli 1950-luvulla. Auringonpilkkuihin liittyviä magneettisia rakenteita tutkiessaan *Giovanelli* [1947] otti käyttöön magneettisen neutraalipisteen käsitteen. Hän analysoi resistiivisyyden vaikutusta magneettisten rakenteiden muutosnopeuteen sekä hieman myöhemmin elektronien energisoitumista indusoituneissa sähkökentissä [*Giovanelli*, 1948]. Ratkaisevan askelen kohti rekonnektion topologista ideaa otti kuitenkin *Dungey* [1953] esittäessään, että kenttäviivat voisivat ”katketa ja liittyä uudelleen yhteen” x-tyyppin neutraaliviivalla. Ensimmäisen varsinaisen fysikaalisen mallin tälle magneetikenttien ”sulautumiselle”, niin kuin sitä tuolloin kutsuttiin, esitti *Sweet* [1958], jonka idean pohjalta *Parker* [1957] välittömästi laski mallin tärkeimmät kvantitatiiviset ominaisuudet.

Sweetin ja Parkerin malli kuvaa diffusiivista rekonnektiota kahden vastakkais-suuntaisen magneettikentän välisellä virtalevyllä (kuva 2.1). Kaikki olennainen tapahtuu x-viivaa ympäröivässä diffuusioalueessa, jonka leveys olkoon $2L$ ja paksuus $2l$. Diffuusioalueessa vaikuttaa resistiivisyys η , muualla plasma oletetaan ideaaliseksi. Kun tilanne oletetaan ajallisesti muuttumattomaksi, sähkökenttä on vakio myös paikan suhteen. X-viivan resistiivinen sähkökenttä on siis yhtä suuri kuin sisään- ja ulosvirtausalueiden konvektiivinen sähkökenttä. Sen laatu on $Vm^{-1} = Wbs^{-1}m^{-1}$ eli se kertoo suoraan, kuinka paljon magneettista vuota rekonnektoituu aikayksikköä ja rekonnektioviivan pituusyksikköä kohti. Tämän vuoksi rekonnektionopeuden mittana käytetään usein rekonnektioviivan suuntaista sähkökenttää [esim. *Vasyliunas, 1975*].

Sweetin ja Parkerin mallin ominaisuuksien laskeminen on oppikirjojen vakioaineistoa, eikä sitä siksi ole tarpeen käydä tässä yksityiskohtaisesti läpi. Esitän vain keskeisimmät tulokset. Virtalevyn ulkopuolisen sisäänvirtausalueen suureita merkitsen alaindeksillä s ja ulosvirtausalueen suureita alaindeksillä u .

Tärkeimmät parametrit, joista mallin käyttäytyminen riippuu, ovat sisäänvirtausalueen Alfvénin nopeus $v_{As} = B_s / \sqrt{\mu_0 \rho}$ sekä sen mukaan laskettu magneettinen Reynoldsin luku $R_m = \mu_0 L v_{As} / \eta$. Plasma oletetaan kokoonpuristumattomaksi, joten tiheydeltä ρ puuttuu alaindeksi. Diffuusion suuruutta kuvaava magneettinen Reynoldsin luku määrää sisään- ja ulosvirtausalueiden suhteet:

$$\sqrt{R_m} = \frac{L}{l} = \frac{v_u}{v_s} = \frac{B_s}{B_u}. \quad (2.1)$$

Lisäksi

$$v_u = v_{As} \quad \Rightarrow \quad v_s = v_{As} / \sqrt{R_m}. \quad (2.2)$$

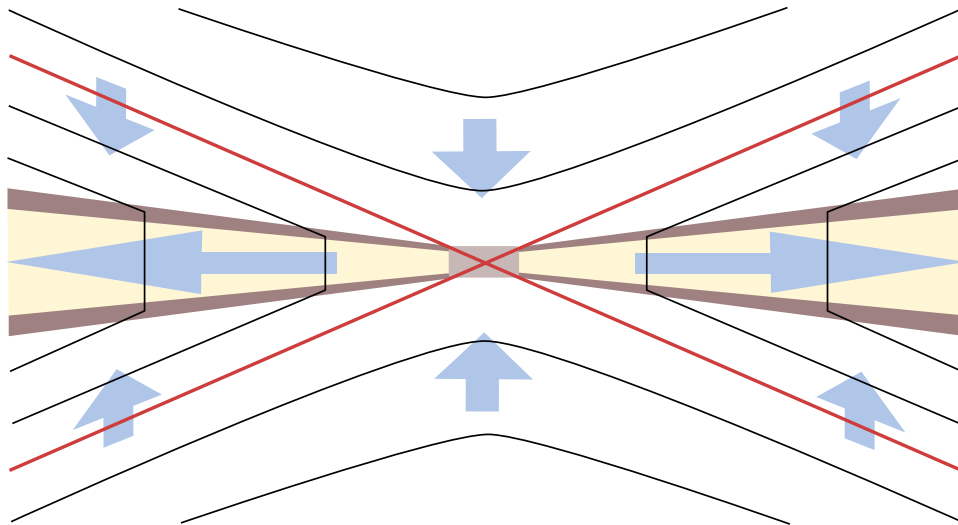
Plasman sisäänvirtausnopeuden suhdetta Alfvénin nopeuteen eli Alfvénin–Machin lukua kutsutaan (laaduttomaksi) rekonnektionopeudeksi $M = v_s / v_A$, ja se on keskeisin eri teoreettisten rekonnektiomallien vertailuun käytetty parametri. Sweetin ja Parkerin mallissa suurin mahdollinen rekonnektionopeus on siis

$$M^* = R_m^{-1/2}. \quad (2.3)$$

Energian muuntumista Sweetin ja Parkerin mallissa on tarkasteltu artikkelissa II. Diffuusioalueeseen tuleva Poyntingin vuo on R_m -kertainen poistuvaan verrattuna, joten kun $R_m \gg 1$, poistuva Poyntingin vuo voidaan jättää huomiotta. Tällöin keskimääräiseksi Poyntingin vuon hävikiksi diffuusioalueessa saadaan

$$\nabla \cdot \mathbf{S} = -\frac{v_{As} B_s^2}{\mu_0 L}. \quad (2.4)$$

Erityisesti simulaatiotutkimusten kannalta on mielenkiintoista, ettei Poyntingin vektorin divergenssi diffuusioalueessa riipu lainkaan magneettisesta Reynoldsin luvusta.



Kuva 2.2. Petschekin rekonnektiomalli. Harmaa suorakaide keskellä on Sweet–Parker-tyyppinen diffuusioalue. Hitaat sokit on merkitty ruskealla ja ulosvirtausalueen kellertävällä.

Sen pitäisi siis olla riippumaton sekä fysikaalisesta resistiivisyydestä että numeerisesta diffuusiosta, mikäli simulaatiossa esiintyvä rekonnektio on Sweetin ja Parkerin tyyppiä. On kuitenkin muistettava, että tulos 2.4 perustuu mallin suurimpaan mahdolliseen rekonnektionopeuteen, joten se on oikeastaan vain yläraja paikalliselle energianmuuntumisnopeudelle.

Avaruusplasmoissa resistiivisyys on yleensä hyvin pieni, jolloin magneettinen Reynoldsin luku on suuri, esimerkiksi 10^6 – 10^{12} . Tällöin yhtälöstä 2.3 seuraa, että Sweetin ja Parkerin rekonnektio on varsin hidasta. Mallin hitauden perussy on se, että magneettikentän energiaa siirtyy plasman liike- ja lämpöenergiaksi ainoastaan diffuusioalueessa. Diffuusioalueen täytyy silloin olla iso, jotta kaikki prosessiin osallistuva plasma pääsee kulkemaan sen kautta. Isossa diffuusioalueessa gradientit ovat loivia ja diffuusio siten hidasta, kuten yhtälö 2.4:kin ilmaisee. Hitautensa vuoksi Sweetin ja Parkerin malli ei kyennyt selittämään Auringon roihupurkauksissa havaittua energianvapautumisnopeutta, vaikka sitä varten malli alun perin kehitettiin. Myös magnetosfäärin alimyrskyjen laajenemisvaiheen käynnistyminen on liian nopea tapahtuma Sweetin ja Parkerin rekonnektiolla selitettäväksi.

2.3 PETSCHekin MALLI

Petschekin [1964] ratkaisu rekonnektion hitausongelmaan oli oivallus, ettei diffuusioalueen mittakaavan tarvitse olla sama kuin koko rekonnektioprosessin mittakaava. Magneettinen energia voi nimittäin muuttua plasman lämpö- ja liike-energiaksi myös hitaissa magnetohydrodynaamisissa sokeissa. *Petschekin* mallissakin tarvitaan pieni diffuusioalue, koska vain sellaisessa kenttäviivat voivat kytkeytyä uudelleen. Se toimii myös sokkien lähteenä: jos kuvan 2.2 kenttäviivojen kuvittelee liikkuvan sinisten

nuolten osoittamalla tavalla, huomaa, että sokkien kohdalla kenttäviivoissa olevat kulmat syntyvät diffuusioalueessa ja liikkuvat sitten sokkeja pitkin siitä pois päin. *Vasyliunasin* [1975] mukaan Petschekin rekonnektiota voi ajatella myös kahden vastakkaisen ylääänisen virtauksen törmäyksenä: sisäänvirtaukset ovat aina ylääänisiä, koska relevantti äänennopeus on hitaan magnetosonisen aallon nopeus, joka lähestyy nollaa, kun aallon – tai sokin – etenemissuunta lähestyy suoraa kulmaa magneettikentän suhteen.

Petschekin mallin diffuusioalue on oikeastaan pieni Sweetin ja Parkerin rekonnektioalue, mutta sen toimintanopeutta ei enää säätele koko rekonnektion magneettinen Reynoldsin luku $R_m = \mu_0 L v_{As} / \eta$, vaan diffuusioalueen paikallinen Reynoldsin luku $R_{md} = \mu_0 L_d v_{Asd} / \eta$, missä L_d on diffuusioalueen leveys. Diffuusioalueen rajalla laskettu Alfvénin nopeus v_{Asd} ei ole täsmälleen sama kuin rekonnektiomallin ulkoisten reunaehtojen Alfvénin nopeus v_{As} . Näiden ero on kuitenkin pieni ja kasvaa ainoastaan logaritmisesti (L/L_d) :n funktiona, joten se voidaan jättää huomiotta. Silloin Petschekin mallin rekonnektionopeus on kaavan 2.3 mukaan likimain

$$M = R_{md}^{-1/2} \approx \sqrt{\frac{L}{L_d}} R_m^{-1/2}. \quad (2.5)$$

Diffuusioalueen pienuudelle suhteessa L :ään ei mallissa suoranaisesti ole alarajaa. Rekonnektionopeudelle saadaan silti yläraja. Sisäänvirtausalueiden magneettikentän tarkempi tarkastelu nimittäin osoittaa, että kenttä taipuu hieman sisään päin ja heikkenee lähestyessään diffuusioaluetta, kun taas plasman virtaus hajaantuu [ks. esim. *Vasyliunas, 1975*]. Tällöin paikallinen Alfvénin nopeus pienenee, ja samalla plasman virtausnopeus kasvaa. Diffuusioalueen sisäänvirtauksen nopeus v_{sd} ei kuitenkaan voi ylittää ulosvirtauksen nopeutta, joka on sisäänvirtauksen Alfvénin nopeus v_{Asd} , eli diffuusioalueen sisäänvirtauksen Alfvénin–Machin luvun on oltava ykköistä pienempi, $M_d = v_{sd} / v_{Asd} < 1$. Tämän perusteella rekonnektionopeudelle saadaan likimääräinen yläraja

$$M^* \approx \frac{\pi}{8 \log R_m}. \quad (2.6)$$

Tämän väitöskirjan tutkimuksissa Poyntingin vektorin divergenssillä mitattua energian muuntumista käytetään keskeisenä välineenä magnetosfäärin rekonnektion tarkastelussa. Niinpä Petschekin mallin tärkein opetus artikkeleja I–III silmällä pitäen on se, että energianmuuntumisalue ei välttämättä ole sama kuin diffuusioalue. Petschekin rekonnektiossa diffuusioalue voi olla mikroskooppisen pieni, mutta energianmuuntumisalue on aina makroskooppinen, sillä sen pääosan muodostavat sokkirintamat. Energianmuuntumisalue näyttää kahdelta päällekkäiseltä levyiltä, joiden välissä ovat ulosvirtausalueet. X-viivan kohdalla diffuusioalueessa levyt yhtyvät toisiinsa kuten rusehtavanharmaat alueet kuvassa 2.2.

Sokkien ja erottajapintojen välisiä aukenemiskulmia on kuvassa 2.2 liioiteltu. Todellisuudessa varsinkin sokit voivat olla hyvin lähekkäin, jolloin ne eivät ehkä erotuisi esimerkiksi heikkoresoluutioisessa simulaatiossa. Tällöin koko energianmuuntumisaluetta voidaan tarkastella yhtenä ohuena rajakerroksena, jossa sisäänvirtauksen mukana tuleva magneettinen energia muuntuu plasman energiaksi. (Ulosvirtauksessa poistuva Poyntingin vuo on sisään tulevaan verrattuna pieni kuten Sweetin ja Parkerin mallissakin.) Energian muuntumisen pintatiheys eli Poyntingin vuon hävikki rajakerroksessa pinta-alayksikköä kohti on

$$\sigma_E = 2S_s = 2M \frac{v_{As} B_s^2}{\mu_0} . \quad (2.7)$$

Tämä tulos ei ole vain Petschekin mallin ominaisuus, vaan pätee missä tahansa rekonnektiomallissa, jossa ulosvirtausalueet ovat ohuet, Sweetin ja Parkerin malli mukaan lukien. Energian muuntumisen pintatiheys määritellään luvussa 3.6 uudestaan hieman toisella tavalla magnetosfäärisimulaatioiden analysoinnin välineeksi.

2.4 MUISTA KAKSIULOTTEISISTA MHD-REKONNEKTIONALLEISTA

Sweetin ja Parkerin sekä Petschekin mallit ovat rekonnektioteorian klassikot, eivätkä suotta. Ne sisältävät jo kaikki kaksiulotteisen magnetohydrodynaamisen rekonnektioteorian perusoivallukset. Kehittyneemmät nopean rekonnektion mallit ovat pääasiassa Petschekin mallin yleistyksiä tai muunnelmia erityyppisille reunaehdoille, ja sisältävät aina ytimenään Sweet–Parker-tyyppisen diffuusioalueen.

Priest ja Forbes [2000] jakavat kaksiulotteiset tasaisen rekonnektion mallit yleisimmällä tasolla äärimmäisen hitaisiin eli lineaarisiin ($M^* \leq R_m^{-1}$), hitaisiin ($R_m^{-1} < M^* \leq R_m^{-1/2}$) ja nopeisiin ($M^* > R_m^{-1/2}$). Äärimmäisen hidas rekonnektio vastaa aikaskaalaltaan tavallista magneettista diffuusiota eikä ole magnetosfäärisovellusten kannalta mielenkiintoinen. Sweetin ja Parkerin malli edustaa hidasta rekonnektiota, Petschekin malli puolestaan nopeaa.

Nopean rekonnektion malleissa analysoidaan lähinnä sisäänvirtausaluetta ja pyritään löytämään diffuusioalueen viereisen Alfvénin–Machin luvun M_d sekä ulkoisten reunaehtojen Alfvénin–Machin luvun M välinen riippuvuus. Ehto $M_d < 1$ määrää tämän jälkeen koko mallin rekonnektionopeuden M . Ongelman lähestymistavat voidaan jakaa vähäisen kaarevuuden ja suuren kaarevuuden malleihin.

Vähäisen kaarevuuden lähestymistavassa sisäänvirtausalueiden magneettikenttä saadaan lisäämällä tasaiseen magneettikenttään pieni häiriötermi ($\mathbf{B} = B\mathbf{e}_x + \mathbf{B}_1$, ja vastaavasti muille suureille). Mikäli lisäksi oletetaan, että plasman paineen ensimmäisen kertaluvun häiriö häviää, tuloksena on Petschekin malli. Antamalla plasman paineenkin vaihdella sisäänvirtausalueessa *Priest ja Forbes* [1986] löysivät kokonaisen jatkumon erilaisia ratkaisuja. Reunaehdoista riippuen plasman virtaus voi joko keskit-

tyä ($M_d > M$, kuten Petschekillä) tai hajaantua ($M_d < M$) lähestyessään diffuusioaluetta ja sokkeja.

Keskittyvien ja hajaantuvien virtausten rajatapausta, jossa $M_d = M$, sanotaan Sonnerupin rekonnektioksi, koska se muistuttaa *Sonnerupin* [1970] jo aiemmin esittämää yksittäisratkaisua. Sonnerupin alkuperäinen malli on kuitenkin ainakin avaruusympäristöissä epäfysikaalinen, koska siinä on hitaiden sokkien lisäksi epäjatkuvuusrintamia, jotka eivät synny diffuusioalueessa vaan vaatisivat lähteeseen ulkoisen virtausesteen. Hajaantuvan sisäänvirtauksen ratkaisuisa magneettikentän voimakkuus kasvaa diffuusioalueen läheisyydessä, ja diffuusioalue on paljon suurempi kuin Petschek-tyyppisessä ratkaisussa. Tällaista vuonkasautumisrekonnektiota¹ ilmenee magnetopausilla ainakin yhdessä täyslaajuisessa magnetosfäärisimulaatiossa [*Dorelli ym.*, 2004].

Suuren kaarevuuden malleissa luovutaan oletuksesta, että sisäänvirtausalueiden kenttäviivat olisivat ”melkein” suoria. Voimakkaasti kaareutuvien kenttäviivojen olemassaolo edellyttää ulkoisia magneettikentän lähteitä, jotka ovat yhtä voimakkaita kuin diffuusioalueen ja sokkien sisältämä rekonnektoiva virtalevy. Tällaisia ulkoisia lähteitä ja niiden myötä erilaisia rekonnektiogeometrioita voidaan keksiä periaatteessa rajattomasti, eikä yksittäisten ratkaisujen esittely ole tässä tarpeen. *Priest ja Forbes* [2000] esittelevät lyhyesti muutamia sekä luettelevat lukuisia viitteitä.

Tähän asti olen käsitellyt ainoastaan kaksiulotteisia ajallisesti muuttumattoman rekonnektion malleja. Ratkaisujen ja niiden sisältämien skaalautumislakien moninaisuus jo näinkin yksinkertaistetussa ongelmanasettelussa osoittaa, että rekonnektion luonne riippuu ratkaisevasti sen reunaehdoista. Magnetosfäärin rekonnektion tutkimisessa täyslaajuiset simulaatiot ovat siksi erinomainen apuväline, sillä niissä rekonnektion reunaehdot ovat oikeat tai ainakin oikeansuuntaiset, simulaation yleisen mallinuskuvyn rajoissa.

2.5 AJASTA RIIPPUVA REKONNEKTIO

Edellä käsitellyt mallit kuvaavat tasaista rekonnektiota, joka jatkuu samanlaisena niin kauan kuin rekonnektioalueen reunaehdot pysyvät muuttumattomina. Luvuissa 4 ja 5 nähdään, että Gumicsissa rekonnektio on juuri tällainen passiivinen prosessi. Alimyrskyjen neutraaliviivamallissa [*Baker ym.*, 1996] pyrstörekonnektion arvellaan kuitenkin käynnistyvän spontaanisti tai vähäisen ulkoisen liipaisun vaikutuksesta. Muita esimerkkejä yhtäkkisesti käynnistyvästä lyhytkestoisesta rekonnektiosta lienevät ainakin Auringon roihut [ks. esim. *Kusano ja Sakurai*, 2007] sekä magnetopausin vuonsiirrostapahtumat² [*Russell ja Elphic*, 1978; *Fedder ym.*, 2002; *Sonnerup ym.*, 2004].

¹ engl. flux pile-up reconnection

² engl. flux transfer event, FTE

Rekonnektion käynnistymistä ei tämän väitöskirjan tutkimuksissa varsinaisesti käsitellä, joten tyydyn mainitsemaan tärkeimmät käsitteet lyhyesti.

Tunnetuin epätasaisen rekonnektion malli on niin kutsuttu repeytymismoodi. Se on yksi *Furthin ym.* [1963] esittelemästä kolmesta virtalevyn epävakaustyyppistä¹. Muut tyypit, gravitaatiomoodi ja väre moodi, aiheuttavat virtalevyn säikeistymistä pienessä mittakaavassa. Ne voivat lisätä magneettikentän diffusioitumisnopeutta, mutta eivät vaikuta rakenteen vakauteen suuressa mittakaavassa eivätkä siis voine käynnistää rekonnektiota. Repeytymisessä sen sijaan suurimmat häiriöt kasvavat nopeimmin, joten virtalevy repeytyy paksuuttaan leveämpiin virran suuntaisiin kaistaleisiin. Repeytymiskohtiin muodostuu x-viiva, joten repeytymisepävakaus voisi periaatteessa olla alkuna rekonnektion käynnistymiselle yhdessä tai samanaikaisesti useammassa virtalevyn kohdassa. *Karimabadin ym.* [2005a, b] mukaan yksiaallonpituuksiset repeytymät tosin vakautuvat niin nopeasti, ettei niillä ole merkitystä magnetosfäärissä, mutta magnetopausille mahtuisi useita repeytymismoodeja, joiden keskinäinen epälineaarinen vuorovaikutus voisi kumota vakautumistaipumuksen ja laukaista rekonnektion.

Ajasta riippuvan rekonnektion kuvailuista vanhin on *Dungeyn* [1953] esittämä x-viivan romahdus. Sen alkutilanteena on virraton x-viiva, jonka erottajapinnat ovat kohtisuorassa toisiaan vastaan. Jos viivalle tuodaan pieni siemenvirta, se kasvaa nopeasti ja saa erottajapinnat siirtymään kahdeksi pariksi niin, että tulos muistuttaa Sweetin ja Parkerin rekonnektiota. Koska esitetty alkutilanne on ainakin magnetosfäärin puitteissa epärealistinen, x-viivan romahduksella on lähinnä teoreettista ja historiallista kiinnostavuutta.

Myös Petschekin mallista on kehitetty ajasta riippuva versio [*Semenov ym.*, 1983; *Biernat ym.*, 1987, 1998]. Siinä alkutilanteena on tasainen, staattinen virtalevy, johon synnytetään paikallinen resistiivisyysalue rekonnektion laukaisijaksi. Alkava rekonnektio synnyttää kaarevien hitaiden sokkien parit, jotka rajaavat kaksi kuperan linssin muotoista ulosvirtausaluetta. Niiden koko kasvaa sisäänvirtausalueiden Alfvenin nopeudella v_A , ja etäisyydellä r x-viivasta ratkaisu alkaa lähestyä ajasta riippumattonta Petschekin ratkaisua asymptoottisesti ajan $t \sim r/v_A$ kuluttua. Diffuusioalueen koko sen sijaan kasvaa logaritmisesti ajan suhteen, jos resistiivisyys pidetään vakiona.

Jaksoissa 2.3–2.4 esitellyistä tasaisen nopean rekonnektion malleista nimenomaan Petschekin malli on *Priestin ja Forbesin* [2000] mukaan luonnollinen asymptoottinen tila ”spontaanisti” alkavalle rekonnektiolle, koska siinä sisäänvirtausalueessa ei esiinny hitaiden magnetoakustisten aaltojen vaikutuksia. Nopean rekonnektion malleissahan sisäänvirtaus on hitaan aallon nopeuden suhteen ylläänistä, joten hitaiden aaltojen tulee saada alkunsa ulkopuolelta. Niinpä sellaisia aaltoja sisältävät muut no-

¹ repeytymismoodi, engl. tearing mode; gravitaatiomoodi, engl. gravitational mode; väre moodi, engl. rippling mode

pean rekonnektion mallit kuvaavat ajettua eli ulkoisen pakotteen synnyttämää rekonnektiota.

2.6 KOLMIULOTTEINEN REKONNEKTIO

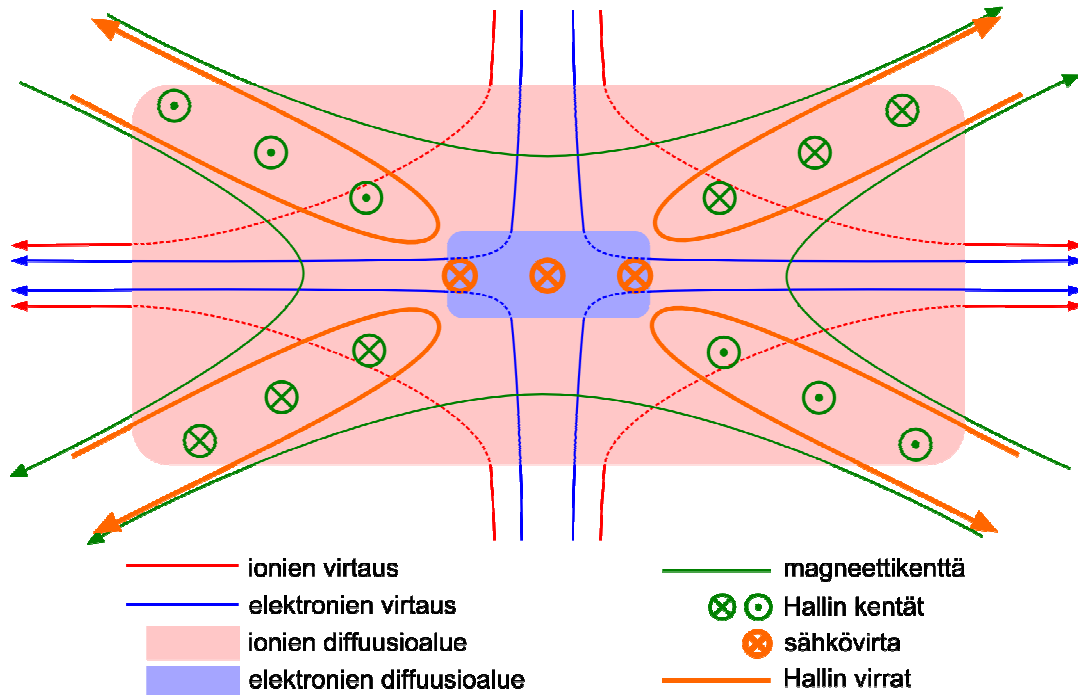
X-viivalle ja erottajapinnoille rakentuva rekonnektion käsite syntyi alun perin kaksikulotteisena, eikä se ole suoraviivaisesti yleistettävissä aidosti kolmiulotteiseen tilanteeseen. Kahdessa ulottuvuudessa x-piste on paikallisesta geometriasta tunnistettava magneettikentän erikoispiste, mutta kolmessa ulottuvuudessa x-tyyppinen geometria kenttäviivaa vastaan kohtisuoralla tasolla ei ole erikoistapaus, vaan ominaisuus, joka vain määrittelee niin kutsutun hyperbolisen kentän alueet [Hornig, 2007]. Hyperbolisessa kentässä mikä tahansa kenttäviiva siis näyttää paikallisesti x-viivalta, mutta siihen rajoittuvat näennäiset separatriksit eivät välttämättä edusta todellisia erottajapintoja.

Yleinen kolmiulotteinen rekonnektio määritellään useimmiten vain ”magneettikentän jäätymisehdon paikallisena rikkoutumisena” [esim. Axford, 1984; Hesse ja Schindler, 1988; Schindler *ym.*, 1988; Hornig, 2007]. Perusajatuksena on siis edelleen säilyttää ideaalisen magnetohydrodynamiikan kuva tarkastelun yleisenä viitekehysenä ja antaa kenttäviivojen kytkeytyä uudelleen rajoitetussa diffuusioalueessa D_R . Priest ja Forbes [2000] tosin pitävät tätä määritelmää liian väljänä, koska siihen sisältyy monenlaisia perinteisestä rekonnektiokäsityksestä poikkeavia diffusiivisia ilmiöitä, ja määrittelevät kaksikulotteista kuvaa myötäilevän singulaarisen kenttäviivan rekonnektion: mahdollisia singulaarisia kenttäviivoja ovat kenttäviivat, joita vastaan kohtisuoralla tasolla kentän geometria on x-tyyppinen, ja varsinainen singulaarinen kenttäviiva eli rekonnektioviiva on näistä mahdollisista se, jolla on magneettikentän suuntainen sähkökenttä eli yhdensuuntaissähkökenttä E_{\parallel} ja jonka ympärillä plasman virtaus on oikeaa tyyppiä eli kahdessa sektorissa kohti ja kahdessa sektorissa pois päin.

Myös yleisessä kolmiulotteisessa rekonnektiossa yhdensuuntaissähkökenttä on tärkeä: Schindler *ym.* [1988] todistivat, että yleisellä rekonnektiolla on globaalia merkitystä, jos ja vain jos yhdensuuntaissähkökentän kenttäviivaa pitkin laskettu integraali on nollasta eroava,

$$\int E_{\parallel} ds \neq 0, \quad (2.8)$$

ei-nollamittaisessa kenttäviivojen joukossa D_R :ssä. Tämä osoittaa, että yhdensuuntaissähkökenttä on luonteva yleistys kaksikulotteisten mallien rekonnektioviivan suuntaiselle sähkökentälle, joka kertoo suoraan magneettivuon uudelleenkytkeytymisnopeuden. Vaikka kolmessa ulottuvuudessa tulkinta ei ole yhtä suoraviivainen, rekonnektiojännitettä eli yhdensuuntaissähkökentän integraalia rekonnektioviivaa pitkin on käytetty rekonnektion mittana jopa magnetosfäärisimulaatiossa [Siscoe *ym.*, 2001]. Realistisen resistiivisyydennäköisen mallinnuksen puuttuessa yhdensuuntaissähkökentän mallintaminen oikein on kuitenkin epäilyksenalaista, eikä sitä edes yritetä laskea Gumicis-



Kuva 2.3. Protonien ja elektronien erilaiset virtaukset diffuusioalueessa ja siitä aiheutuvat Hallin kentät *Draken ja Shayn* [2007] mukaan.

sa. Siksi sähkökenttää ei ole käytetty hyväksi tämän väitöskirjan simulaatiotutkimuksissa; asiaa on käsitelty tarkemmin artikkelissa II.

Jätän tässä kokonaan käsittelemättä useita kolmiulotteisen rekonnektioteorian keskeisiä kysymyksiä, kuten magneettiset nollapistet ja kierteisyyden eli helisiteetin, koska ne eivät kuulu alkuperäisjulkaisuissa käsiteltyjen aiheiden piiriin. Sekä pyrstösä että magnetopausilla Gumicsin tuottama rekonnektio näyttäisi täyttävän Priestin ja Forbesin singulaarisen kenttäviivan rekonnektion ehdot (sillä varauksella että Gumics ei mallinna yhdensuuntaissähkökenttää), joten sitä voidaan ymmärtää melko hyvin kaksikulotteisten mallien valossa. Tärkein kolmiulotteisuuden tuoma piirre on, että magnetopausin rekonnektioviivan asennosta ei voi tehdä ennako-oletusta.

2.7 TÖRMÄYKSETÖN REKONNEKTIO JA HALLIN KENTÄT

Magnetohydrodynamiikassa rekonnektion mahdollistaa resistiivisyys diffuusioalueessa, mutta magnetosfäärin plasmojen tiheys on niin pieni, että törmäyksellinen resistiivisyys on merkityksetöntä. *Hessen* [2007] mukaan magneettikentän diffuusiota aiheuttavat tällöin pääasiassa elektronien inertia ja niiden mahdolliset painegradientit. Kaiken kaikkiaan diffuusion alkuperää magnetosfäärin rekonnektioalueissa ei tunneta hyvin, vaikka mahdollisia resistiivisyysmekanismeja tunnetaan paljon [ks. esim. *Treumann*, 2001; *Drake ym.*, 2003; *Hesse*, 2007]. Toisaalta se ei välttämättä ole suuren mittakaavan tapahtumien kannalta kovin olennainen kysymys, koska useita eri-

tyyppisiä simulaatioita vertaillaessa GEM-rekonnektiohaasteessa [Birn ym., 2001] rekonnektionopeus osoittautui käytännössä samaksi samoilla reunaehdoilla ajetuissa hiukkas-, hybridi- ja Hallin MHD -simulaatioissa; vain tavallisen Hall-termittömän MHD:n rekonnektionopeus jäi selvästi pienemmäksi. GEM-haasteessa tutkittiin tosin vain kaksiulotteista rekonnektiota yksinkertaisin symmetrisin reunaehdoin, joten sen tulos ei välttämättä ole suoraan yleistettävissä magnetosfäärin rekonnektioprosesseihin.

Hallin termiksi kutsutaan Hallin MHD:n Ohmin laissa $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{j} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} / ne$ esiintyvää termiä $\mathbf{j} \times \mathbf{B} / ne = (\mathbf{v} - \mathbf{v}_e) \times \mathbf{B}$, joka aiheutuu siitä, että elektronien virtausnopeus \mathbf{v}_e poikkeaa massavirran (eli käytännössä ionien) nopeudesta \mathbf{v} . Hiukkaskuvassa Hallin termin merkitys rekonnektiolle voidaan ymmärtää niin, että elektronit keveimpinä hiukkasina seuraavat magneettikenttää tiukimmin, kun taas raskaammat ionit irtautuvat sen ohjauksesta helpommin. Tämän vuoksi diffuusioalue jakautuu sisäkkäisiin ionien ja elektronien diffuusioalueisiin kuvan 2.3 mukaisesti: elektronit joutuvat käymään paljon lähempänä x-viivaa kuin ionit. Hiukkasten erilaisesta virtauksesta aiheutuu virtasilmukat, jotka puolestaan synnyttävät rekonnektioviivan suuntaisen neliosaisen magneettikenttärakenteen. Nämä niin kutsutut Hallin kentät on havaittu viime vuosina useasti pyrstön rekonnektion yhteydessä [esim. Øieroset ym., 2001; V].

3 TUNTOMERKIT: REKONNEKTION ETSIMINEN JA MITTAAMINEN

3.1 OHUT VIRTALEVY

Rekonnektio tapahtuu aina erisuuntaisten magneettikenttien välillä, ja erisuuntaisia magneettikenttiä erottaa toisistaan levymäinen sähkövirta. Mitä ohuempi virtalevy, sitä jyrkempi magneettikentän muutos ja siten otollisempi paikka rekonnektion käynnistyä. Hyvä esimerkki tästä on, että sekä mallien että havaintojen mukaan magnetosfäärin pyrstön virtalevy ohenee selvästi kasvuvaiheessa ennen alimyrskyn käynnistymistä [esim. *Pulkkinen ym.*, 1994]. Virtalevyn paikallistaminen on siis luonteva lähtökohta rekonnektion etsimiselle.

Pyrstön virtalevyn käyttäytymistä MHD-simulaatiossa on aiemmin pyritty tarkastelemaan käyttäen xy-koordinaattitasoa, joka on valittu mahdollisimman läheltä virrantiheyden maksimia [*Pulkkinen ja Wiltberger*, 2000]. Tämä menetelmä ei kuitenkaan ole luotettava varsinkaan tarkasteltaessa sellaisia suureita, kuten virrantiheyttä, joiden arvo muuttuu nopeasti levyä vastaan kohtisuorassa suunnassa. Gumics-simulaatiossa pyrstön virtalevy on muodoltaan aaltoileva ja lisäksi aurinkotuulen magneettikentän y-komponentti saa sen kiertymään z-akselin ympäri [*Kullen ja Janhunen*, 2004], joten virtalevyn keskipinnan todellisen sijainnin määrittäminen on olennaista.

Artikkelissa I virtalevyn keskipinta on määritetty magneettikentän x-komponentin merkinvaihdospintana. Tämä on toimivampaa kuin virrantiheyden maksimin etsiminen, sillä simulaatiossa maksimi osuu jonkin hilasolun keskikohtaan, jolloin pinta olisi portaittainen, kun taas nollakohdan määrittäminen tuottaa lineaarisen interpoloinnin ansiosta sileän pinnan. Hilan tarkkuuden rajoissa virrantiheyden maksimi osuu kuitenkin yhteen magneettikentän suunnanvaihdoksen kanssa.

Virtalevyn paksuutta ei tässä tutkimuksessa ole laskennallisesti määritetty. Artikkelin I kuvista nähdään kuitenkin, että Gumicsissa aurinkotuulen magneettikentän kääntyminen etelään aiheuttaa pyrstössä alimyrskyn kasvuvaiheen kaltaisia muutoksia: magneettikentän geometria venyy ja virtalevy ohenee. Virtalevyn keskipinnalla virrantiheys kasvaa noin kymmenkertaiseksi, mikä johtuu pääasiassa levyn ohenemisesta, koska pyrstön poikki kulkevan kokonaisvirran muutokset ovat vähäisiä. Virrantiheyden kasvu onkin pyrstön virtalevyssä yksi merkki rekonnektion käynnistymisestä, mutta virrantiheyden kvantitatiivinen tarkastelu simulaatiossa ei ole kovin hyödyllistä, koska virtalevyn ohentumista rajoittaa hila: ohuimmillaan virtalevy on vain noin $0,5 R_M:n$ eli kahden hilasolun paksuinen.

Luonnossa pyrstön virtalevy ei ole yhtä yksinkertainen kuin simulaatiossa. Virrantiheys saattaa olla levyn normaalin suunnassa kaksimaksiminen [*Hoshino ym.*, 1996; *Thompson ym.*, 2006] tai sen ainoa maksimi saattaa olla selvästi sivussa keski-

pinnasta [Runov ym., 2005], kun keskipinnalla tarkoitetaan levyn poikki integroidun virrantiheyden kertymän puoliväliä. Virrantiheyttä ei myöskään voi suoraan mitata, vaan sen voi ainoastaan laskea magneettikentän pyörteisyydestä [ks. Dunlop ym., 2002]. Tällä menetelmällä neljän Cluster-satelliitin magneettikenttämittauksista saadaan laskettua virrantiheysvektori satelliittien virittämän nelitahokkaan keskipisteessä. Magneettikenttävektori sen sijaan mitataan suoraan kussakin satelliitissa, joten määrittelemällä virtalevyn keskipinta magneettikentän x-komponentin merkinvaihdoksen avulla voidaan neljän satelliitin mittauksista määrittää virtalevyn asento ja liike satelliittien suhteen kuten artikkelissa V on tehty. Rekonnektiogeometrian kannalta magneettikentän suunnanvaihdoskohta on myös virrantiheyden tarkkaa jakautumista kiinnostavampi. Virtalevyn keskipinnan määritelmä on siis tämän väitöskirjan pyrstöä koskevissa simulaatio- ja satelliittihavaintotutkimuksissa periaatteessa sama.

3.2 X-VIIVA JA PLASMANJAKAJA

Kun virtalevyn keskipinta on määritetty, voidaan simulaatiotuloksista laskea magneettikentän normaalikomponentti virtalevyllä. Sen merkinvaihtokohta on magneettinen x-viiva. Tätäkin silmällä pitäen oli johdonmukaisinta määrittää pyrstön virtalevyn keskipinta nimenomaan magneettikentän suunnanmuutoksesta eikä virrantiheydestä.

Rekonnektiossa plasma liikkuu kohti x-viivaa virtalevyn ylä- ja alapuolelta ja jakautuu siinä virtalevyn suuntaisiin ulosvirtauksiin. Virtalevypinnalla tarkasteltuna plasman virtauksessa on siis x-viivalla divergenssi. Symmetrisessä rekonnektiossa plasman virtauksen suunnanvaihdoskohdan eli plasmanjakajan¹ tulisi yhtyä magneettiseen x-viivaan. Artikkelissa I todettiin kuitenkin, että Gumicsissa pyrstön plasmanjakaja on noin yhden Maan säteen lähempänä Maata kuin x-viiva. Tämä johtuu siitä, että sisäänvirtaukset rekonnektioalueeseen eivät tule virtalevyn normaalin suuntaisesti, vaan tulevan plasman nopeudella on suuri pyrstöön päin osoittava komponentti. Plasmanjakajan erottuminen x-viivasta ei kuitenkaan välttämättä ole fyysikaalinen ilmiö, vaan pikemminkin diskreetin numeerisen laskennan ominaisuus.

Mikäli pyrstön virtalevy on suurin piirtein normaalissa asennossa eli GSM-koordinaatiston² xy-tasossa, B_z ja v_x ovat positiivisia Maan puolella x-viivaa ja negatiivisia toisella puolella. Yksittäinen satelliitti ei voi mitata niitä paikan funktiona, mutta jos rekonnektioviiva liikkuu satelliitin ohi, havaitaan molempien suureiden yhtäaikainen merkinvaihto. Tätä on käytetty rekonnektioviivan tunnusmerkkinä varsin

¹ Suoranaista englanninkielistä vastinetta plasmanjakajalle ei ole, mutta tämäläpöaisissa yhte-yksissä olen usein käyttänyt käännöstä flow reversal line.

² GSM-koordinaatisto (Geocentric Solar Magnetic) määritellään seuraavasti: Origo on Maan keskipisteessä ja x-akseli osoittaa kohti Aurinkoa. Maan magneettisen dipolimomenttivektorin projektiio x-akselia vastaan kohtisuoralle tasolle antaa negatiivisen z-akselin suunnan (jolloin positiivinen z-akseli saadaan ratatason pohjoispuolelle), ja y-akseli täydentää suorakulmaisen oikeakätisen koordinaatiston.

kin tilastollisissa tutkimuksissa [esim. *Ueno ym.*, 1999], koska kriteeri on yksinkertainen ja helppo ohjelmoida automaattiseen datan läpikäyntiin. Se ei kuitenkaan ole aukoton. Artikkelissa V tarkastellaan tapausta, jossa plasman virtauksen suunnanvaihto on keskeinen todiste rekonnektioviivan ohituksesta, mutta magneettikentän z -komponentti käyttäytyy niin häiriöisesti, että sen merkinvaihtoa ei voi todeta. Magneettikentän kaarevuus on silti yhteensopiva x -geometrian kanssa.

Toisaalta *Eastwood ym.* [2005] huomauttavat, että B_z :n ja v_x :n merkinvaihtojen osalta pyrstöön päin liikkuva x -viiva näyttää samalta kuin Maata kohti liikkuva kahden rekonnektioviivan välinen o -viiva¹. Yksipistehavaintojen perusteella niitä ei voisi erottaa toisistaan. Cluster-satelliittiryppään mahdollistaman suhteellisen ajoituksen avulla *Eastwood ym.* [2005] osoittavat, että heidän esimerkitapauksensa on Maata kohti liikkuva o -viiva. Rekonnektion mekaaninen tunnistaminen yhden satelliitin havainnoista B_z :n ja v_x :n merkinvaihtojen avulla on siis epävarmaa.

3.3 NELJÄN KENTÄN TIENOO

Magneettikentän paikalliseen geometriaan perustuva x -viivan paikallistaminen on magnetosfäärin pyrstössä lähtökohtaisesti suhteellisen helppoa, koska pyrstölohkojen magneettikentät ovat aina vastakkaiset ja suunnilleen x -akselin suuntaiset. Tilannetta voidaan lähestyä kaksiulotteisten rekonnektiomallien näkökulmasta. Magnetopausin käsittely on hankalampaa, koska rajapinnan erottamien magneettikenttien välinen kulma vaihtelee ja magnetopausin kupera muoto tekee suuren mittakaavan geometriasta monimutkaisemman. Tilanne on aidosti kolmiulotteinen.

Artikkelissa II hylätäänkin paikallisen magneettikentän geometrian tarkastelu ja kehitetään uusi topologinen menetelmä rekonnektioviivan paikallistamiseksi täyslaajuudessa MHD-simulaatiossa. Menetelmä perustuu *Dungeyn* [1961] alkuperäiseen oivallukseen: magnetopausin rekonnektioviivalla aurinkotuulen vapaat ja sisämagneetisfäärin suljetut kenttäviivat kohtaavat, katkeavat ja kytkeytyvät uudelleen pohjoisen ja eteläisen pyrstölohkon avoimiksi kenttäviivoiksi. Kaikkien neljän tyyppin kenttäviivoja esiintyy siis rekonnektioviivan välittömässä läheisyydessä. Rekonnektioviiva on näitä neljän tyyppisiä kenttäviivoja erottavien pintojen yhtymäkohta eli topologinen erottajaviiva.

Neljän kentän tienoon² menetelmässä avaruuden pisteet luokitellaan niiden kautta kulkevien kenttäviivojen mukaan seuraavasti:

¹ O -viiva on magneettisen vuoköyden pituusakseli, jonka ympärillä magneettikentän muoto muistuttaa o -viivaa pitkin kulkevan viivavirran synnyttämää kenttää. Kun pyrstössä tapahtuu rekonnektiota samanaikaisesti kahdella eri etäisyydellä Maasta, x -viivojen väliin syntyy o -viiva. Jos kaukaisemman x -viivan rekonnektio on nopeampaa, o -viiva jää suljettujen kenttäviivojen vangitsemaksi ja voi lähteä liikkumaan kohti Maata.

² Neljän kentän tienoo on myöhemmin käännetty englanniksi sanoilla four field junction.

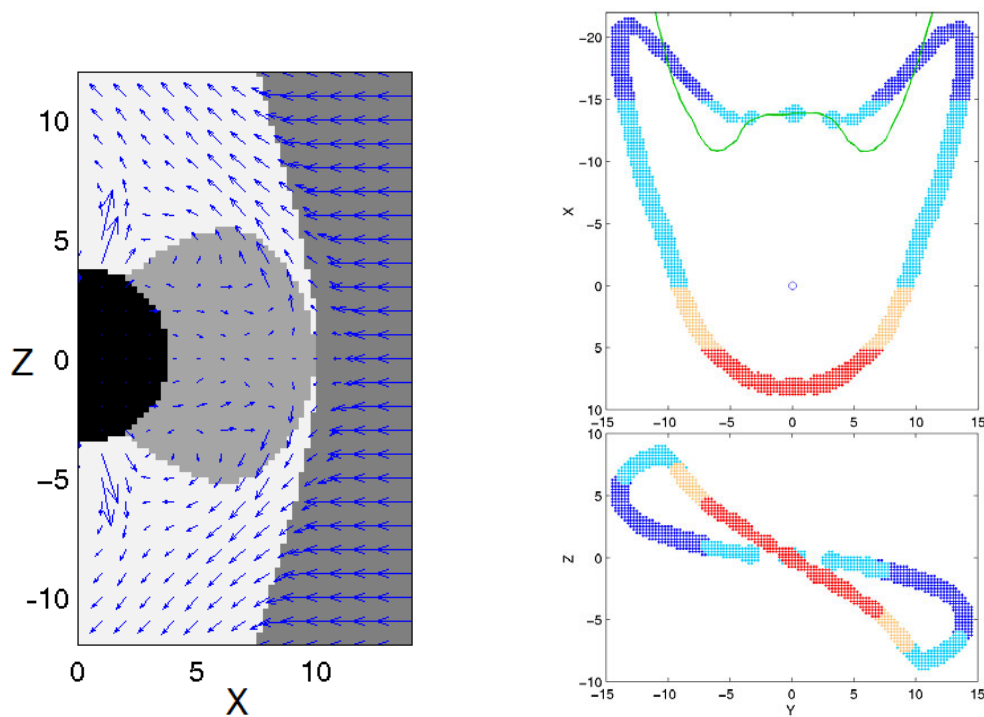
1. **Vapaat.** Pisteestä lähtien laskettu magneettikentän suuntakäyrä ei kohtaa Maata kummassakaan suunnassa.
2. **Pohjoiset.** Magneettikentän suuntaan integroitu kenttäviiva kohtaa Maan mutta kentän suuntaa vastaan integroitu ei. Nämä kenttäviivat kohtaavat maanpinnan pohjoisen napakalotin alueella.
3. **Eteläiset.** Edellisen vastakohta: kenttäviiva kohtaa Maan taaksepäin integroitaessa mutta ei eteenpäin integroitaessa. . Nämä kenttäviivat kohtaavat maanpinnan eteläisen napakalotin alueella.
4. **Suljetut.** Kenttäviiva kohtaa Maan kummassakin suunnassa.

Luokkia 1–3, eli kaikkia paitsi suljettuja kenttäviivoja, kutsutaan yhteisesti avoimiksi. Eteläisistä ja pohjoisista (2 ja 3) voidaan käyttää yhteisnimitystä puoliavoimet.

Avaruuden piste määritellään kuuluvaksi neljän kentän tienoohon, mikäli sen annetun säteisessä kuulaympäristössä on kaikkien neljän tyyppin pisteitä. Kun laskut käytännössä tehdään karteesisessa hilassa, kuulaympäristön säteen on oltava vähintään kolme hilaväliä, sillä rekonnektioalueen ulosvirtauslohkot ovat usein kapeita ja niitten x -viivalle kurottuvat kärjet voivat jäädä rekonnektioviivaa lähimpien hilapisteiden väliin. Laskutekniikkansa takia neljän kentän tienoo ei ole viiva vaan pistejoukko, joka leviää nauhamaiseksi pilveksi erottajaviivan ympärille; kuva 3.1 näyttää tyyppillisen esimerkin.

Erottajaviivan asentoa säätelee aurinkotuulen magneettikentän suunta, joka ilmoitetaan yleensä niin kutsutun kellokulman θ avulla. GSM-koordinaatistossa se on aurinkotuulen kentän ja z -akselin välinen kulma yz -tasossa, eli $\theta = \arctan(B_y / B_z)$, kun $B_z > 0$, ja $\theta = 180^\circ + \arctan(B_y / B_z)$, kun $B_z < 0$. Jos kellokulma on suurempi kuin noin 60° , neljän kentän tienoon osoittama erottajaviiva muodostaa Gumicsissa yhtenäisen silmukan Maan ympärille. Se kulkee päivänpuoleisen magnetopausin poikki pinnan kärkipisteen kautta magnetopausin rekonnektioviivana ja jatkaa magnetopausin laitoja pitkin suunnilleen $x = -20 R_M$:een asti. Siellä erottajaviiva kääntyy äkillisesti magnetosfäärin sisään, ja silmukka sulkeutuu pyrstölohkojen välisenä neutraaliviivana. Erottajaviivan asento magnetopausilla riippuu aurinkotuulen magneettikentän kellokulmasta artikkelissa III esitetyllä tavalla.

Neljän kentän tienoon menetelmä ei sovellu erottajaviivan paikallistamiseen silloin, kun aurinkotuulen magneettikenttä on pohjoissuuntainen (kellokulma $|\theta| < 30^\circ$; tämä raja-arvo riippuu jonkin verran myös aurinkotuulen nopeudesta). Tuolloin nimittäin Gumicsissa tapahtuu rekonnektiota napaonkalojen takana pyrstölohkojen etureunassa. Rekonnektoituessaan pohjoisen napaonkalon takana magneettivaipan vapaa kenttäviiva muuttuu pohjoiseksi kenttäviivaksi, joka kulkee päiväpuolen magnetopausin editse vapaiden ja suljettujen kenttäviivojen välissä. Näiden kanssa limittäin kulkee eteläisen rekonnektion synnyttämiä eteläisiä kenttäviivoja. Tällöin laaja alue päi-



Kuva 3.1. Vasemmalla erityyppisten magneettikenttäviivojen alueet Gumics-simulaatiossa eteläisen aurinkotuulen kentän aikana. Tummanharmaa on vapaiden kenttäviivojen aluetta, keskiharmaa suljettujen ja vaalein puoliavointen. Erottajaviiva on kohtisuorassa kuvan tasoa vastaan kapeiden vaaleiden kärkien välissä. Kuvasta näkyy myös numeerisen hilan karkeus, jonka vuoksi puoliavointen kenttäviivojen alueet eivät näennäisesti yllä aivan erottajaviivalle asti. Musta alue on mhd-ratkaisun piiriin kuulumaton Maan lähiympäristö. Siniset vektorinuolet kuvaavat plasman virtausta; aurinkotuulen nopeus on 400 km/s. Kuva on artikkelista III. **Oikealla** neljän kentän tienoo aamunsuuntaisen aurinkotuulen kentän aikana. Ylemmässä paneelissa katselusuunta on pohjoisesta ja alemmassa Auringosta. Värit on lisätty pisteiden x-koordinaatin mukaan helpottamaan kolmiulotteista hahmottamista. Ylemmän paneelin vihreä viiva on magneettikentän paikallisen geometrian perusteella määritetty x-viiva. Kuva on artikkelista II.

väpuolen magnetopausilla on neljän kentän tienoota, mutta sitä ei voi tulkita rekonnektioalueeksi eikä edes erottajaviivaksi tai sellaisten joukoksi, koska eri topologiaa tyyppejä edustavat kenttäviivat eivät ryhmitä erillisiin alueisiin vaan kulkevat samansuuntaisina toistensa seassa.

Teoreettisesti magnetosfäärin erottajaviivaa on aiemmin käsitellyt ainakin *Cowley* [1973]. Hän tarkasteli dipolikentän ja vakiokentän superpositiosta syntyvää topologiaa, ja tulos on laadullisesti yhteneväinen neljän kentän tienoon käyttäytymisen kanssa eteläisen aurinkotuulen magneettikentän aikana.

Lopuksi on painotettava, että neljän kentän tienoon menetelmä paljastaa nimenomaan erottajaviivan sijainnin, ei rekonnektiota. Erottajaviivan olemassaolo ei ole riittävä eikä myöskään välttämätön ehto rekonnektiolle. Erottajaviiva on topologinen käsite; dynamiikasta se ei kerro mitään. Rekonnektio puolestaan on dynaaminen pro-

sessi, joten rekonnektioviivaksi erottajaviivaa voi kutsua vasta, kun on osoitettu, että sillä todella tapahtuu kenttäviivojen uudelleen kytkeytymistä. Yksi käyttökelpoinen dynamiikan osoittaja on kohdissa 3.5 ja 3.6 tarkasteltava magneettisen energian muuntuminen, mutta plasman ja magneettikentän siirtymistä topologisesta alueesta toiseen voi tarkastella myös suoraan.

3.4 TOPOLOGISET SIIRTYMÄSUUREET

Neljän kentän tienoon etsimistä varten käyttöön otettu kenttäviivojen jaottelu vapaisiin, pohjoisiin, eteläisiin ja suljettuihin herättää luonnollisen jatkokysymyksen: koska rekonnektio on kenttäviivojen topologista tyyppiä muuttava prosessi, voisiko tätä dynaamista ominaisuutta mitata suoraan? Eli voisiko kuvaannollisesti sanoen laskea, kuinka monta suljettua kenttäviivaa sekunnissa avautuu pohjoisiksi ja eteläisiksi? Entä kuinka paljon plasmaa näiden avautuvien kenttäviivojen mukana siirtyy topologisesta alueesta toiseen?

Koko ajatus kenttäviivan seuraamisesta on lähemmin tarkasteltuna hieman epä-määräinen: tarkoittaisiko se yhden plasma-alkion ja siitä lähtien kunakin hetkenä piirrettyjen magneettikentän suuntakäyrien seuraamista, vai tietynä hetkenä samalla suuntakäyrällä olleiden plasma-alkioiden joukon seuraamista? Kummassakin tapauksessa tällaisessa jälkikäteisessä analyysissä on käytettävä simulaation hetkellistä tilaa kuvaavia tallennustiedostoja, joita ei ole mahdollista tehdä kovin tiheään. Yleensä käytetty tallennusten väli on 5 minuuttia, joka on aivan liian pitkä yksittäisen plasma-alkion seuraamiseen. Käytännössä plasman liikkeen seuraaminen tarkoittaa siis hetkellisen virtauskuvion tarkastelua, joka antaa saman tuloksen jos virtaus on muuttumaton.

Topologisissa siirtymäsuureissa tarkastelun kohteeksi on yksittäisten kenttäviivojen sijasta otettu topologisten alueiden väliset rajapinnat. Esimerkiksi aineen kulkua voidaan tutkia laskemalla, kuinka nopeasti massaa siirtyy rajapinnan yli:

$$T_m = \int_A \rho \mathbf{v} \cdot d\mathbf{A} . \quad (3.1)$$

Tässä A on topologisesti eroavien alueiden välinen rajapinta. Määritelmässä ei ole otettu huomioon pinnan mahdollista liikettä, joten se antaa oikean pinnan läpäisevän vuon vain kvasistaattisessa tilanteessa, eli kun pinnan liike on plasman liikettä paljon hitaampaa. Tämän vuoksi määritelmää on sovellettava varoen, sillä esimerkiksi aurinkotuulen painepulssi voi puristaa magnetosfääriä nopeasti, ja pyrstössä plasmoidin eli vapaiden kenttäviivojen saarekkeen liikenopeus voi olla samaa suuruusluokkaa kuin plasman virtausnopeus [Slavin *ym.*, 1998]. Toisaalta Gumics-simulaatiolla on taipumus pysytellä kvasistaattisessa tilassa kun aurinkotuulen muutokset ovat hitaita [I, III], ja silloin määritelmä 3.1 on käyttökelpoinen.

Magnetosfäärissä kiinnostavin rajapinta on suljettujen kenttäviivojen alueen ulkoraja. Muut magnetosfäärin magneettisen topologian rajapinnat ovat tyypillisesti rajoittamattomia, jolloin integrointialueeksi A täytyisi rajata jokin pinnan osa, ja siirtymäsuureen arvo jäisi tästä rajauksesta riippuvaiseksi. Suljettujen kenttäviivojen ulkoraja sen sijaan on suljettu pinta, joten integrointialueeksi voidaan ottaa koko pinta. Lisäksi massan siirtyminen nimenomaan suljetuille kenttäviivoille tai niiltä pois on magnetosfäärin kokonaisuuden kannalta mielenkiintoinen suure, koska suljetuilla kenttäviivoilla plasma on vangittuna Maan ympäristöön. Artikkelissa IV massan siirtymistä suljetuille kenttäviivoille käytettiin osana monipuolisempaa tarkastelua, jossa tutkittiin aurinkotuulen magneettikentän suuntakulman vaikutusta aineen ja energian kulkuun magnetosfäärissä.

Artikkelissa II on määritelty myös magneettikentän siirtymä¹:

$$T_B = \int_A |\mathbf{B}| \mathbf{v}_\perp \cdot d\mathbf{A}. \quad (3.2)$$

Tässä \mathbf{v}_\perp on plasman virtausnopeuden magneettikenttää \mathbf{B} vastaan kohtisuora komponentti. Suure T_B on kuitenkin tulkinnallisesti ongelmallinen: sen laatu on Wbms^{-1} , eli kuvaannollisesti sanottuna se on aikayksikössä suljetusta avoimeen topologiaan siirtyvien kenttäviivojen pituuksien summa. Artikkelissa II magneettikentän siirtymän avulla osoitettiin, että magnetosfäärin päiväpuolella kenttäviivojen siirtymistä tapahtuu eniten magnetopausin rekonnektioviivaa vastaan kohtisuorissa sektoreissa. T_B ei kuitenkaan käy varsinaiseksi rekonnektion mitaksi, sillä se riippuu rekonnektoituvien kenttäviivojen pituudesta. Lisäksi siihen voivat vaikuttaa kaukanakin tarkasteltavasta rekonnektioalueesta ilmenevät MHD:n ideaalisuuden rikkovat prosessit. Topologisista siirtymäsuureista siis vain massan siirtymä T_m on saanut käyttöä esittelynsä jälkeenkin. Sekään ei tietenkään mittaa niinkään rekonnektioprosessia sinänsä, vaan enemmänkin rekonnektion vaikutusta magnetosfäärissä.

3.5 REKONNEKTIOTEHO

Topologian staattisuuden rikkomisen ohella rekonnektion toinen keskeinen tehtävä magnetosfäärissä on magneettisen energian muuntaminen plasman liike- ja lämpöenergiaksi. Tämä ominaisuus on valittu rekonnektion mittaamisen perustaksi artikkeleissa I–III.

¹ Artikkelissa II tämä kaava on hieman toisessa asussa, joka on yhtäpitävä tässä esitetyn kanssa, jos A on kenttäviivojen muodostama pinta kuten määritelmässä periaatteessa oletetaan. Numeerisessa laskennassa integrointipinta on kuitenkin vain oikean rajapinnan likiarvo, esimerkiksi hilasolujen seinämistä rakentuva porraspinta. Kaava 3.2 on oikeampi esitysmuoto tähän tilanteeseen. Samasta syystä nopeudesta \mathbf{v} on tärkeää käyttää kohtisuoraa komponenttia, ei koko vektoria.

Yleensä rekonnektionopeuden mittana pidetään rekonnektioviivan suuntaista sähkökenttää [esim. *Vasyliunas, 1975*]. Gumicsin kaltaisessa MHD-simulaatiossa ongelmana on se, että merkittävä osa magneettikentän diffuusiosta ei johdu fysikaalisesta resistiivisyydestä vaan numeerisesta diffuusiosta, jolloin sähkökenttä rekonnektioviivalla ei mallinnu oikein. Gumicsissa sähkökenttä lasketaan suoraan ideaalisen MHD:n kaavasta $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$, eli sähkökenttä on kohtisuorassa magneettikenttää vastaan. Koska x-viiva on kenttäviiva (tai erikoistapauksessa nollaviiva), x-viivan suuntaista sähkökenttää ei ideaali-MHD-simulaatiossa ole.

Artikkelissa I pohdittiin useita vaihtoehtoja pyrstörekonnektion kvantitatiiviseksi mitaksi ja päädyttiin rekonnektiotehoon:

$$P_{rek} = -\int_V \nabla \cdot \mathbf{S} dV = -\oint_{\partial V} \mathbf{S} \cdot d\mathbf{A}, \quad (3.3)$$

missä V on koko rekonnektioalueen sisältävä integrointialue ja \mathbf{S} Poyntingin vektori. Rekonnektioteho on siis rekonnektiossa muihin muotoihin muuntuvan magneettisen energian määrä aikayksikössä. Integraalisuureena se mittaa rekonnektion kokonaisvaikuttavuutta ottaen huomioon sekä prosessin intensiteetin että laajuuden. Pyrstössä valittiin integrointialueeksi iso suorakulmainen särmiö, johon koko rekonnektioalue mahtuu virtalevyn asennosta riippumatta. Numeerisen käsittelyn yksinkertaistamiseksi teho laskettiin kaavan 3.3 jälkimmäisen osan mukaisena pintaintegraalina.

Pyrstön rekonnektioalueen tapaan myös magnetopausin rekonnektioalue näyttyy virtalevyä myötäilevän laatan muotoisena Poyntingin vektorin nieluna. Magnetopausilla nielualueen välittömässä läheisyydessä on kuitenkin myös vahvoja Poyntingin vektorin lähdealueita, osittain jopa limittäin nielualueiden kanssa. Kumpienkin intensiteetti vahvistuu ja heikkenee likimain samassa tahdissa, joten kaavan 3.3 mukaisessa tilavuusintegroinnissa ne suurelta osin kumoaisivat toisensa ja energianmuuntumisprosessien muutokset peittyisivät. Siksi rekonnektiotehon määritelmä muutettiin artikkeleissa II ja III muotoon

$$P_{rek} = -\int_V \nabla \cdot \mathbf{S} \Theta(-\nabla \cdot \mathbf{S}) dV. \quad (3.4)$$

Tässä Θ on askelfunktio, joka siis poimii integraaliin ainoastaan Poyntingin vektorin nielut. Tästä lajittelusta huolimatta integrointialue on myös rajattava tarkemmin kuin pyrstössä: magnetopausin rekonnektiotehon määrittelyalueeksi V valittiin niiden pisteiden joukko, joiden x-koordinaatti on positiivinen ja etäisyys magnetopausista pienempi kuin $1,5 R_M$. Magnetopausipinta määritettiin aurinkotuulen virtausviivoista *Palmrothin ym.* [2003] kehittämällä menetelmällä.

3.6 ENERGIAN MUUNTUMISEN PINTATIHEYS

Rekonnektiotehon laskeminen edellyttää, että sopiva integrointialue osataan määritellä. Tämä puolestaan edellyttää jonkinasteista rekonnektion ja sen aikaansaaman energian muuntumisen paikallistamista. Magnetosfäärissä tätä tehtävää helpottaa huomattavasti se, että rekonnektion voidaan odottaa tapahtuvan tunnetuilla pinoilla: pyrstön virtalevyllä, jonka etsimistä käsiteltiin luvussa 3.1, ja magnetopausilla, jonka määrittämiseksi Gumics-simulaatiosta on myös kehitetty menetelmä [*Palmroth ym.*, 2003].

Paikallisen magneettisen geometrian x-viiva ja globaalien topologian neljän kentän tienoo kertovat rekonnektion keskuskohtaan eli erottajaviivan sijainnista. Energian muuntumisen pintatiheys täydentää näitä menetelmiä kahdella tavalla. Ensiksikin se kertoo, mikä osa erottajaviivasta on tulkittavissa rekonnektioviivaksi eli missä rekonnektiolla otolliseen geometriaan yhdistyy myös rekonnektiolta vaadittava dynamiikka. Toiseksi se kertoo, kuinka laajalle alueelle rekonnektioviivan ympäristöön tämä dynamiikka jakautuu.

Energian muuntumisen pintatiheys on määritelty artikkelissa II seuraavasti:

$$\sigma = - \int_{-l_1}^{l_2} \nabla \cdot \mathbf{S} \, dl. \quad (3.5)$$

Integrointireittinä on tarkasteltavan pinnan normaali välillä $[-l_1, l_2]$. Rajat on valittava siten, että integrointi ulottuu koko voimakkaan energian muuntumisen alueen yli; tämä varmistetaan tarkastelemalla Poyntingin vektorin lähteisyyden jakautumista pintaa vastaan kohtisuorilla tasoilla. Miinusmerkki on otettu määritelmään, jotta se olisi yhteensopiva rekonnektiotehon määritelmän (3.3, 3.4) kanssa: välittömästi rekonnektioon liittyvä energian muuntuminen eli magneettisen energian muuttuminen plasman mekaaniseksi energiaksi on positiivista.

Normaalien suuntaisen integroinnin ansiosta pintatiheys ei ole niin herkkä numeerisille häiriöille kuin pelkkä $\nabla \cdot \mathbf{S}$:n pisteittäisen suuruuden tarkastelu samalla pinnalla olisi. Selvimmin tämä näkyy pyrstössä, jossa magneettista energiaa häviää kahdessa päällekkäisessä virtalevyä myötäilevässä laatoissa. Laattojen välissä juuri virtalevyn keskivälillä on ohut kerros, jossa $\nabla \cdot \mathbf{S}$ on lähellä nollaa. Tämä energian muuntumisen kerrostuneisuus on puhtaasti numeerinen ilmiö vailla fysikaalista merkitystä (luku 4.2), mutta sen johdosta energianmuuntumistiheys juuri virtalevyn kohdalla on jopa kertaluvun verran virheellinen. Samankaltaista kerrostuneisuutta esiintyy magnetopausillakin. Normaalien suuntaisen integrointi poistaa kerrostuneisuuden ja antaa luotettavan kuvan energian muuntumisen jakautumisesta tarkasteltavaa pintaa ympäröivässä rajakerroksessa.

Energian muuntumisen pintatiheyttä käytetään magnetopausin rekonnektion tutkimiseen artikkelissa III. Tämän yhteenveto-osan luvussa 4 verrataan lisäksi pintatiheyttä pyrstön virtalevyllä ja magnetopausilla.

4 ILMENTYMÄT: REKONNEKTION OMINAISUUKSIA SIMULAATIOSSA JA LUONNOSSA

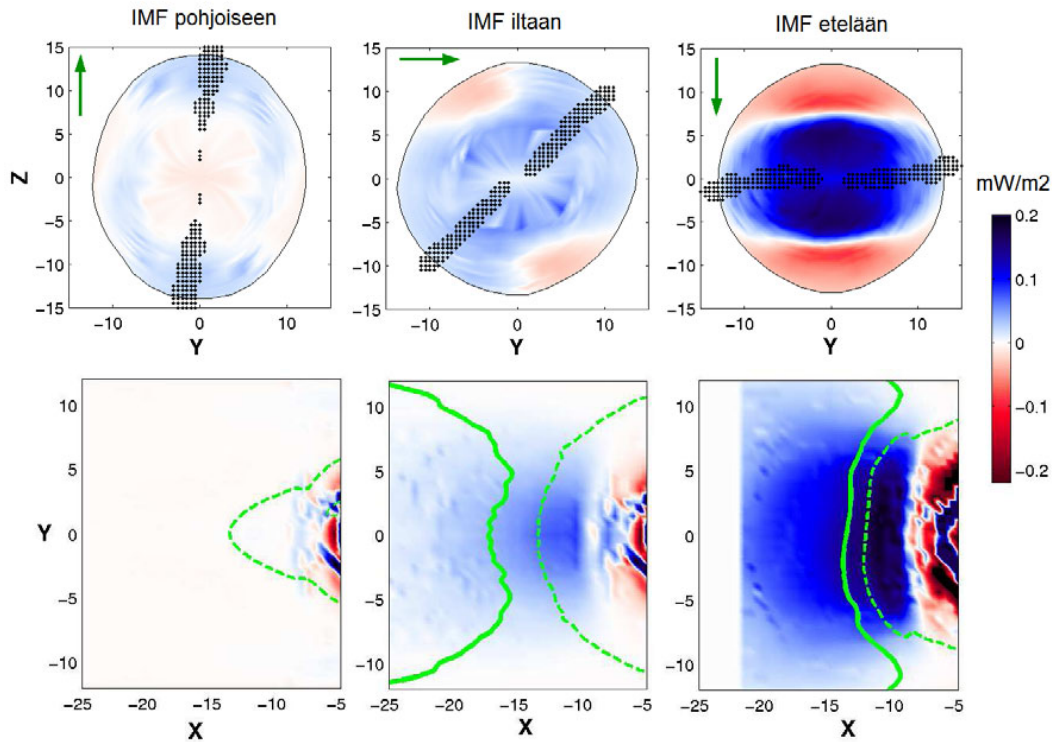
4.1 SIMULAATION REKONNEKTIO: SUURI SWEETIN JA PARKERIN DIFFUUSIOALUE?

Väitöskirjan alkuperäisjulkaisuissa magnetosfäärin kahta rekonnektioseutua käsiteltiin erikseen: pyrstön virtalevyä artikkelissa I ja magnetopausia artikkelissa III. Käytetyt menetelmätkin olivat osittain erilaisia, sillä geometrialtaan yksinkertaisen pyrstörekonnektion yhteydessä hyvin toimineita tarkastelutapoja oli muokattava yleispätevämpään suuntaan monimutkaisempaa magnetopausia varten. Rekonnektioalueiden vertailu osoittaa kuitenkin, että ilmiö on perusluonteeltaan samanlainen kummassakin alueessa.

Kuvassa 4.1 on ylempänä päivänpuoleinen magnetopausi Auringosta päin katsottuna ja sen alla pyrstön virtalevy pohjoisesta katsottuna, allekkaiset paneelit aina samoilta ajanhetkiltä. Energian muuntumisen pintatiheyttä kuvaava väriasteikko on myös kaikissa paneeleissa sama. Lisäksi magnetopausille on piirretty neljän kentän tienoo mustin pistein, pyrstön virtalevylle magneettinen x -viiva yhtenäisenä vihreänä viivana ja plasmanjakaja vihreänä katkoviivana. Vasemmanpuoleisessa sarakkeessa nähdään tilanne ilman rekonnektiota, keskellä rekonnektio on käynnistymässä, ja oikealla se on täydessä vauhdissa.

Kumpikin rekonnektioalue näyttäytyy suurena sinisenä läiskänä, jonka poikki rekonnektioviiva kulkee. Kuvattua pintaa vastaan kohtisuorassa suunnassa energianmuuntumisalueen paksuus on kummallakin pinnalla $1-2 R_M$. Energian muuntuminen ei keskity rekonnektioviivan välittömään läheisyyteen, vaan sen suurin pintatiheys on jopa hieman sivussa rekonnektioviivalta. Tämä viittaa siihen, että merkittävä osa energian muuntumisesta ei ole diffusiivista, vaan kyse on plasman kiihdytyksestä $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -voiman vaikutuksesta rekonnektion synnyttämien jyrkästi taipuneiden kenttäviivojen oietessa. Johtopäätöstä tukee se, että vaikka energianmuuntumisalue on likimain sama kuin ohentunut virtalevy, energian muuntumisen ja virrantiheyden jakaumat eivät ole identtiset. Pyrstössä suurin virrantiheys on keskittynyt x -viivaa myötäileväksi pitkulaiseksi alueeksi (ks. kuva 5 artikkelissa I) ja magnetopausilla nokkapisteen ympärille.

Koko energianmuuntumisaluetta ei siis voi oikopäätä tulkita diffuusioalueeksi. Tämä tuo epävarmuutta rekonnektion lajin tunnistamiseen. Petschek-tyyppisiä sokkeja tai muita rakenteita rekonnektioalueista ei erotu, joten ulkoisesti Gumicsin rekonnektio muistuttaa eniten Sweetin ja Parkerin rekonnektiota. Koska diffuusioalueen laajuutta ei kuitenkaan voi luotettavasti määrittää, tämä tunnistus jää ulkokohtaiseksi. Olisi houkuttelevaa tulkita energianmuunnosalueen laajuuden merkitsevän, että simulaatio pyrkii tuottamaan nopeaa tyyppiä edustavan rekonnektion, jonka sokit eivät



Kuva 4.1. Yläriivi: päivänpuoleinen magnetopausi Auringosta katsottuna. Alarivi: pyrstön virtalevy pohjoisesta katsottuna. Energian muuntumisen pintatiheys on esitetty kummallakin pinnalla samalla väriasteikolla. Magnetopausilla lisäksi mustien pisteiden esittämä neljän kentän tienoo, pyrstön virtalevyllä plasmanjakaja vihreänä katkoviivana ja magneettinen x-viiva yhtenäisenä vihreänä viivana.

kuitenkaan muodostu erottuviksi hilan riittämättömän erottelukyvyn vuoksi. Toisaalta havaittu energian muuntumisen tiheys olisi mahdollinen pelkällä Sweetin ja Parkerin mallillakin, jos simulaation magneettinen Reynoldsin luku on enintään noin sata [II]. Tämä on kertalukuja vähemmän kuin todellisilta magnetosfäärin plasmoilta odotetaan, mutta simulaatiossa täysin mahdollinen arvo; Gumicsin magneettista Reynoldsin lukua ei ole arvioitu muin keinoin. Kysymys Gumicsin rekonnektion lajista jää siis vaille tyhjentävää vastausta, mutta Sweetin ja Parkerin malli on paras vertailukohta.

4.2 MIKÄ SIMULAATIOTULOKSISSA ON NUMEERISTA, MIKÄ FYSIKAALISTA?

Simulaatiotuloksia on aina tulkittava varovaisesti; tässä jaksossa käsittelemme niitä simulaatiossa rekonnektion yhteydessä havaittuja piirteitä, joille ei ole vastinetta havaintotuloksissa tai laajasti hyväksytyissä teoreettisissa malleissa.

Simulaatiossa poikkeamia todellisuuteen nähden aiheuttaa ensiksikin valittu fyysikaalinen malli, Gumicsin tapauksessa plasman nestekuvailu MHD-yhtälöiden avulla. Erityisesti sisämagnetosfäärissä esiintyy samassa alueessa erilämpöisiä ja epätermisiä hiukkaspopulaatioita [esim. *Blanc ym.* 1999], joita MHD-yhtälöillä ei voi kuvata.

Magnetohydrodynaamiikkaan perustuva kuva magnetosfääristä on siis välttämättä yksinkertaistettu. Kuvaa yksinkertaistavat myös hilan rajallinen erottelukyky ja diffuusio, joka vaikuttaa simulaatiossa olevan runsaampaa kuin luonnossa ja jota on käsitelty jaksossa 1.7.

Sen vastapainoksi, että simulaatiosta puuttuu paljon sellaista mitä magnetosfäärissä havaintojen perusteella tiedetään olevan, MHD-yhtälöiden diskretointi ja numeerinen ratkaiseminen voivat tuottaa ennalta odottamattomia piirteitä. Yleisesti tunnettu hydrodynaamisten simulaatioiden ongelma on karbunkkeli-ilmiö eli rajapintapaise¹ [esim. *Pandolfi ja d'Ambrosio, 2001*]. Gumicsissa rajapintapaisetta voi ilmetä magnetopausilla, kun aurinkotuulen dynaaminen paine on suuri (yli 6 nPa) ja magneettikentän y-komponentti hyvin pieni ($B_y/B_z \sim 0,1$). Paise näkyy magnetopausilla z- tai y-akselin suuntaisena säännöllisen rakenteisena ryppynä. Rypyn asettuminen aina hilan suuntaiseksi ja luonnottoman voimakaspiirteinen hilavälin kokoluokkaa oleva rakenne auttavat tunnistamaan paiseen epäfysikaaliseksi.

Toinen epäfysikaalinen ilmiö on pyrstön energianmuuntumisalueen keskellä oleva ohut, noin yhden hilasolun paksuinen kerros, jossa $\nabla \cdot \mathbf{S}$ on hyvin pieni. Rekonnektioalueen poikkileikkauskuvissa [I, kuvat 5c ja 9c] se näkyy ohuena valkoisena rantuna, ja magnetopausillakin on vastaavantyyppistä kerrostuneisuutta. Jaksossa 2.3 tosin todettiin, että Petschek-tyyppisen rekonnektion sokit näyttäytyisivät energianmuuntumista tarkasteltaessa juuri tämän kaltaisena kerrostuneisuutena, joten olisi hyvin houkuttelevaa tulkita päällekkäiset energianmuuntumiskerrokset Petschekin sokeiksi. Ne ovat kuitenkin yhdensuuntaiset eivätkä siis muodosta levenevää kiilaa kuten rekonnektiosokit. Ne eivät myöskään erotu toisistaan esimerkiksi virrantiheydessä. $\nabla \cdot \mathbf{S}$:n paikallinen minimi diffuusioalueen keskellä johtuukin simulaatiotulosten käsittelyssä käytetystä interpolointimenetelmästä. Hilasolujen keskipisteiden välissä suureiden arvot lasketaan lineaarisella interpoloinnilla, mutta johdettujen suureiden kuten Poyntingin vektorin tapauksessa interpoloidaan ensin perussuureiden arvot haluttuun pisteeseen ja lasketaan sitten niistä johdetun suureen arvo. Pyrstön rekonnektioalueessa Poyntingin vektorin divergenssi muodostuu pääasiassa z-komponentin muutoksesta, ja $S_z \approx B_x^2 v_z / \mu_0$. Koska lineaarisesti interpoloitavat suureet ovat B_x ja v_z , joilla molemmilla on nollakohta symmetriatasossa $z = z_0$, S_z käyttäytyy symmetriatason läheisyydessä kuten $S_z = S_{z0}(z - z_0)^3$. Sen derivaatalla on siis toisen kertaluvun nollakohta symmetriatasossa. Tämä ei luonnollisestikaan ole fysikaalista eikä edes simulaation tuottaman ratkaisun piirre, vaan simulaatiotulosten analysointimenetelmän ominaisuus.

Perinteisistä symmetrisistä rekonnektiomalleista poikkeaa sekin artikkelin I havainto, että magneettinen x-viiva ja plasmanjakaja eivät yhdy. Neutraaliviivojen väli-

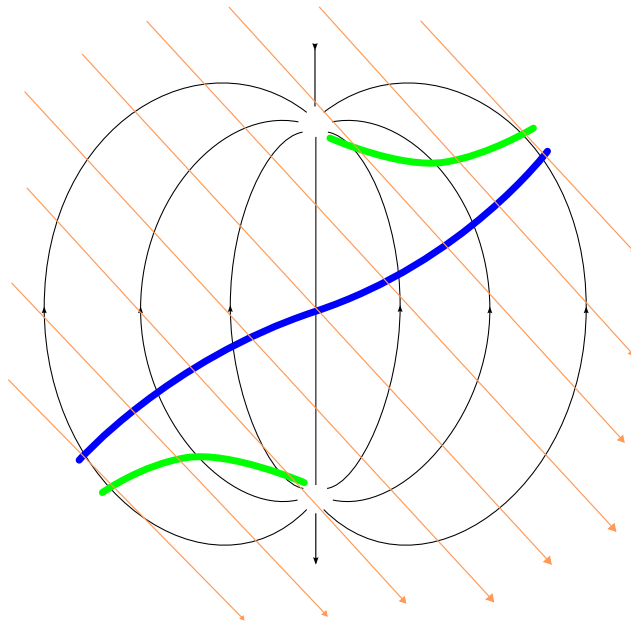
¹ engl. carbuncle phenomenon. Termi on lainattu lääketieteestä, jossa karbunkkeli on eräs paisemuoto.

sessä alueessa ideaalisen magnetohydrodynamiikan jäätymisehto ei päde, joten viivojen väli kertoo diffuusioalueen vähimmäislaajuuden (mutta ylärajaa diffuusioalueen koolle se ei anna). Viivojen eripaikkaisuus ilmentää rekonnektion x-suuntaista epäsymmetriaa, jonka alkusyy on se, että sisäänvirtaukset eivät tule virtalevyille koh-tisuorasti, vaan niillä on merkittävä nopeuskomponentti pyrstöön päin. Artikkelissa I on esitetty, miten vinot sisäänvirtaukset sisältävän virtausrakenteen esittäminen dis-kreetissä hilassa voi siirtää plasmanjakajaa useita hilavälejä. Neutraaliviivojen eri-paikkaisuus ei siis ole varsinaisesti fysikaalinen ennuste, mutta ei myöskään pelkkä numeerinen häiriö; se on numeerisen hilan tapa esittää fysikaalista ratkaisua.

Pyrstön rekonnektiotehon ollessa erityisen suuri rekonnektioalueen taakse muo-dostuu kahden seisovan aallon muodostama kiila [I, kuva 5]. Koska hilan tiheys pie-nenee juuri aaltojen syntykohdassa, siinä missä varsinainen rekonnektioalue päättyy, tätäkin epäiltiin ensin hilasta johtuvaksi ilmiöksi. Asian selvittämiseksi tehtiin koeajo, jossa tiheän hilan aluetta oli jatkettu kauemmas pyrstöön. Aaltokiila muodostui tässä ajossa kuitenkin samaan kohtaan, aallot vain piirtyivät hieman terävämmiksi. Aalto-kiilan muodostuminen on siis ratkaisun fysikaalinen ominaisuus. Kiila muistuttaa yleistetyn Petschekin mallin sokkikiilaa, mutta ei ole sellainen: koska plasman tiheys pienenee aalloissa, ne eivät toteuta magnetohydrodynamiikan sokkiehtoja [esim. *Priest ja Forbes, 2000*].

Yhteenvetona voi todeta, että numeeristen ja fysikaalisten piirteiden erottami-seen ei ole yksiselitteistä sääntöä. Itse asiassa koko jaottelu on keinotekoinen, koska simulaatiossa kaikki fysikaalisesti järkevätkin piirteet ovat numeerisen laskennan tu-losta ja siinä mielessä numeerista alkuperää. Tässä numeeriseksi on kutsuttu sellaisia piirteitä, joiden tiedetään tai arvellaan johtuvan yksinomaan simulaation teknisestä toteutustavasta, esimerkiksi hilasta. Niillä ei siis pitäisi olla edes laadullista vastinetta luonnossa. Muita piirteitä kutsun fysikaaliseksi, koska ne ovat mallinnettaviksi valittu-jen fysikaalisten yhtälöiden seurauksia. Fysikaaliseksi luokittelu ei siis ole kannanotto sen suhteen, kuinka hyvin kyseinen simulaation piirre kuvaa luontoa – se ilmaisee ainoastaan, että fysikaalisen mallin puitteissa ilmiö on todellinen. Mallin vertaaminen havaintoihin on sitten oma tutkimuskysymyksensä.

Ainoat rekonnektion yhteydessä havaitut täysin numeeriset piirteet ovat edellä mainitut rajapintapaise ja Poyntingin vektorin lähteisyyden kerrostuminen. Neutraali-viivojen eripaikkaisuus on epäselvä rajatapaus, ja pyrstön aaltokiila selvästi fysikaali-nen, vaikka sille ei tiettävästi ole havaittu vastinetta luonnossa. Lisäksi simulaation teknisillä ominaisuuksilla on määrällistä vaikutusta piirteisiin, joiden kohdalla simu-laatio kuvaa luontoa laadullisesti oikein: esimerkiksi numeerinen diffuusio ja hilan tarkkuus vaikuttavat sokkien ja virtalevyjen paksuuteen. Näitä määrällisiä kysymyksiä tarkastellaan tarpeen mukaan muualla yhteenvedossa ja liitejulkaisuissa.



Kuva 4.2. Komponentti- ja vastakkaiskenttärekonnektio magnetopausilla Auringosta päin katsottuna. Geomagneettinen kenttä on piirretty mustalla ja magneettivaipan kenttä sen päälle oranssilla olettaen, että aurinkotuulen kentän kellokulma säilyy. Vihreät viivat ovat vastakkaiskenttäolettaman ennuste rekonnektion sijainnille ja sininen viiva *Gonzalezin ja Mozerin* [1974] komponenttirekonnektiomallin mukainen rekonnektioviiva.

4.3 KOMPONENTTI- VAI VASTAKKAISKENTTÄREKONNEKTIOTA MAGNETOPAUSILLA?

Yksi keskeisimmistä magnetosfäärin rekonnektioilmiöitä koskevista avoimista kysymyksistä viime vuosikymmeninä on ollut komponenttirekonnektio-olettaman [Sonnerup, 1974; Gonzalez ja Mozer, 1974] ja vastakkaiskenttärekonnektio-olettaman [Crooker, 1979] vastakkainasettelu. Ne eivät ole tarkkoja yksittäisiä malleja vaan kaksi erilaista löyhästi määriteltyä lähtökohtaa malleille. Olettamien näkyvin ero on siinä, miten niihin perustuvat mallit ennustavat aurinkotuulen magneettikentän suunnan vaikuttavan rekonnektion sijaintiin magnetopausilla.

Komponenttiolettaman mukaan rekonnektiolla otollisinta seutua on yleensä magnetopausin nokka, koska siellä magnetosfäärin ja magneettivaipan kenttiä vastakkain ajava dynaaminen paine on suurin. Kenttien välinen kulma ei ole niin tärkeä; niiden vastakkaiset komponentit rekonnektioituvat samansuuntaisten komponenttien vaikuttamatta suuremmin asiaan. Sen sijaan vastakkaiskenttäolettaman mukaan x-viivan suuntainen magneettikentän komponentti haittaa rekonnektiota niin paljon, että magnetopausin rekonnektio siirtyy aina sinne, missä sisä- ja ulkopuolisten kenttien välinen kulma on lähes 180° . Täsmälleen eteläisen aurinkotuulen kentän vallitessa kumpikin olettama johtaa yhtenäiseen rekonnektioviivaan päiväntasaajan tasossa, mutta aurinkotuulen kentän y-komponentin kasvaessa vastakkaiskenttärekonnektion

viiva katkeaa ja sen päät siirtyvät pois nokalta kohti napaonkaloita, kun taas komponenttirekonnektion viiva vain kiertyy vinoon pysyen yhtenäisenä.

Kuva 4.2 esittää magnetopausin geometriaa Auringosta päin katsottuna. Geomagneettisen kentän päälle on piirretty aurinkotuulen kenttä olettaen, ettei sen kellokulma muutu magneettivaipassa, ja paksulla vihreällä viivalla on luonnosteltu vastakkaiskenttöolettaman mukainen rekonnektioviiva. Tämä osa kuvasta noudattaa *Crookerin* [1979] analyysia. Lisäksi sinisellä on luonnosteltu *Gonzalezin ja Mozerin* [1974] mallin mukainen komponenttirekonnektioviiva. Gumicsissa vastakkaisten kenttien alueet ovat siellä mihin Crookerin yksinkertainen mallikin ne sijoittaa, mutta erottajaviiva kulkee yhtenäisenä magnetopausin keskiosan komponenttiolettaman mukaisesti [III]. Yhtäpitävyys ei rajoitu viivan yhtenäisyyteen, vaan yz-tasoon projisoituna erottajaviiva kaartuu magnetopausin laitoja kohti mennessään jyrkempään kulmaan päiväntasaajatasoa vastaan. Tämäkin on Gonzalezin ja Mozerin ennustama ominaisuus.

Ensimmäisen komponenttiolettaman mukaisen mallin esitti *Sonnerup* [1974], jonka mukaan rekonnektioviivan suunta asettuu niin, että rekonnektoituvien kenttien rekonnektioviivan suuntaiset komponentit ovat yhtä suuret. Tämä ehto voi toteutua magnetopausin nokalla, jos aurinkotuulen kentän kellokulma θ toteuttaa ehdon $\cos\theta \leq B_1/B_2$, missä B_1 on rekonnektoituvista kentistä heikomman ja B_2 vahvemman suuruus. Jos magneettivaipan kentän voimakkuudeksi arvioidaan 30 nT ja magnetosfäärin puoleisen kentän voimakkuudeksi 70 nT, Sonnerupin malli sallii rekonnektion magnetopausin nokkapisteessä kun $|\theta| > 65^\circ$. Gumicsin tuloksista kovin tarkkaa rajaa rekonnektion alkamiselle ja päättymiselle ei voi määrittää, mutta simulaatio ei ainakaan ole ristiriidassa Sonnerupin ennusteen kanssa.

Simulaation kanta on siis selvä: se on ristiriidassa vastakkaiskenttöolettaman kanssa ja tukee komponenttiolettamaa. Toisaalta voidaan väittää, että tämä saattaisi olla pikemminkin MHD-yhtälöiden kuin luonnon ominaisuus. MHD-aproksimaatiossa johtokenttä eli rekonnektioviivan suuntainen magneettikentän komponentti ei nimittäin vaikuta muunsuuntaisten komponenttien sulautumista säätelevään diffuusioon, mutta hiukkaskuvassa se, häviääkö magneettikenttä rekonnektioviivalla vai ei, vaikuttaa olennaisesti hiukkasten liikkeeseen. *Karimabadin ym.* [2005b] hiukkas- ja hybridisimulaatioiden mukaan enintään rekonnektoituvien kenttäkomponenttien suuruusluokkaa oleva johtokenttä ei kuitenkaan vaikuta merkittävästi rekonnektionopeuteen. Samaan ovat päätyneet *Rogers ym.* [2001], joiden mukaan johtokenttä sammuttaa rekonnektion vasta, kun sen suhde rekonnektoituvaan kenttään on suuruusluokkaa $B_j/B_r \sim \sqrt{m_i/m_e}$, missä m_i ja m_e ovat ionien ja elektronien massat. *Swisdakin ym.* [2003] mukaan maltillisen suuruinen johtokenttä jopa ehkäisee rekonnektiota haittaavaa elektronien diamagneettista kulkeutumista. Parhaiten komponenttirekonnektio toimii heidän mukaansa silloin, kun vastakkaiset rekonnektoituvat komponentit ovat yhtä suuret, mikä eroaa Sonnerupin yhtä suurten johtokenttäkomponenttien hypoteesista. Magnetopausilla johtokenttä on tyypillisesti samaa suuruusluokkaa kuin rekon-

neктоituvat komponentit, joten kineettiset ilmiöt eivät mainittujen tulosten perusteella estä komponenttirekonnektiota.

Havaintoaineistoa on molempien olettamien puolesta. *Lockwood ym.* [2003] esittävät tiivistelmän olettamien havaittavista tuntomerkeistä, mutta toteavat oman monipuolisen havaintoaineistonsa sopivan yhteen kummankin kanssa. Kummallekin olettamalle löytävät tukea myös mm. *Sandholt ja Farrugia* [2005], ja *Trattnerin ym.* [2006] mukaan rekonnektiota tapahtuu kummankin olettamien ennustamissa paikoissa jopa samanaikaisesti. *Gosling ym.* [1990] ovat havainneet ”virtauksen kääntymistapah-tumia”¹ eli plasmanjakajia magnetopausin eripuolisten kenttien välisen kulman ollessa niinkin pieni kuin 50°, siis komponenttityypistä rekonnektiota. *Phan ym.* [2006] havaitsivat Geotail- ja Wind-satelliiteilla yhtäaikaista pitkän ja vakaan komponenttiolettaman mukaisen rekonnektioviivan. Toisaalta vahvasti pohjoisen aurinkotuulen kentän aikana rekonnektiota havaitaan napaonkaloiden takana [esim. *Gosling ym.*, 1991; *Kessel ym.*, 1996; *Retinò ym.*, 2005], mikä on vastakkaiskenttäolettaman mukaista. Kumpikaan olettaja ei siis liene puhdas totuus: etelään, aamuun tai iltaan osoittavan aurinkotuulen kentän aikana komponenttirekonnektiolle on enemmän tukea, mutta pohjoissuuntaisen kentän vallitessa rekonnektio siirtynee vastakkaiskenttäolettaman mukaisille sijoille.

Lopuksi on hyvä mainita, että sekä vastakkaiskenttä- että komponenttiolettama ovat pohjimmiltaan kaksiulotteisten ajattelutapojen sovittamista kolmiulotteiselle magnetopausille, ja ainakin *Hun ym.* [2004] mielestä koko vastakkainasettelu niiden välillä on harhaanjohtava. Vaikka tässä on esitelty Gumicsin tuloksia kyseisten olettamien viitekehysessä, rekonnektion käyttäytyminen sinänsä on täyslaajuisessa magnetosfäärisimulaatiossa moisista olettamista täysin riippumaton asia. Olettamat on ollut syytä esitellä, koska ne ovat pitkään hallinneet keskustelua magnetopausin rekonnektiosta, mutta ehkäpä siitä hallinnasta olisi aika päästä eroon.

4.4 VIRTALEVYN AALTOILU PYRSTÖSSÄ

Täyslaajuinen MHD-simulaatio mahdollistaa vain magnetosfäärin ja rekonnektion suuren mittakaavan yleisrakenteen tarkastelun. Eräs ilmiö, jota Gumics ei tuota, on virtalevyn spontaani aaltoilu. Artikkelissa V on tutkittu sen yhteyttä pyrstön rekonnektion.

Pyrstön virtalevyn edestakaista ylös–alas-liikettä noin Maan säteen aallonkorkeudella ja enimmillään muutaman kilometrin sekuntinopeudella havaitsivat jo *Speiser ja Ness* [1967]. *Lui ym.* [1978] päättelivät magneettikentän y-komponentin käytöksestä, että ainakin osa aalloista etenee pyrstössä poikittain eli y-akselin suunnassa. Alkuaikoina pyrstön aaltoilu tulkittiin aurinkotuulen suoraan ajamaksi lepattamiseksi [esim. *Toyichi ja Miyazaki*, 1976], mutta myöhemmät Clusterin monipistehavainnot

¹ engl. flow reversal event

ovat muuttaneet kuvaa rajumpaan suuntaan. *Runov ym.* [2003a], *Zhang ym.* [2002] ja *Sergeev ym.* [2003] osoittivat, että aallot todellakin etenevät pyrstössä pääasiassa poikittain ja että ne voivat kääntää virtalevyn normaalia yz-tasossa jopa yli 90° , jolloin pohjoislohko on paikallisesti virtalevyn eteläpuolella. He totesivat myös, että aaltoilussa on kyse virtalevyn aidosta taipumisesta eikä makkara-aalloista eli vuorottelevista virtalevyn paksuuntumista ja ohentumista. Toisinaan virtalevy on aaltoilun yhteydessä haarautunut, jolloin poikkilennossa havaitaan kaksimaksiminen virrantiheysjakauma [aiemmin mm. *Hoshino ym.* 1996]. *Sergeevin ym.* [2004] tilastollisen analyysin mukaan virtalevyn nopeus aaltoiluissa oli keskimäärin 57 km/s rauhallisina aikoina ja 145 km/s aktiivisissa virtalevyissä. Saman tutkimuksen tärkein tulos oli, että aallot etenivät lähes poikkeuksetta pyrstön keskeltä reunoja kohti, mikä paikallistaa niiden lähteen pyrstön keskiosaan.

Artikkelissa V virtalevyn aaltoilua havaitaan samalla, kun rekonnektioviiha liikkuu Cluster-satelliittien ohi pyrstöön päin. *Sergeevin ym.* [2004] tilastollisen tuloksen mukainen aaltoilun nopeuden muuttuminen nähdään nyt ensimmäistä kertaa yksittäisessä tapahtumassa alle tunnin kuluessa: ennen rekonnektion käynnistymistä virtalevyn etenemisnopeus normaalinsa suuntaan oli monipisteajoituksen mukaan 56–60 km/s, rekonnektion aikana 157–177 km/s ja pian sen jälkeen 117–118 km/s, kun virtalevy oli rekonnektion jäljiltä vielä ohentunut ja rauhattomassa tilassa. Aallonpituuden suuruusluokaksi arvioitiin $1 R_M$, mikä on sopusoinnussa aiempien havaintojen kanssa.

Artikkelin tärkein ja täysin uusi aaltoihin liittyvä havainto oli se, että protonien diffuusioalueessa esiintyvät Hallin kentät kääntyvät virtalevyn mukana. Satelliittien ollessa rekonnektion ulosvirtausten välissä ne mittasivat magneettikentän z-komponentissa on voimakkaita heilahteluja GSM-koordinaatistossa tarkasteltuna. Perinteisesti tällaiset heilahtelut on tulkittu merkeiksi plasmoideista, vuoköysistä tai virranromahdusmalliin [ks. *Lui ym.*, 2005] liittyvästä virtalevyn säikeistymisestä. Puheena olevassa tutkimuksessa siirrytään kussakin virtalevyn läpilennossa levyn paikallisen asennon määräämään koordinaatistoon. Useimmissa tapauksissa levyn normaalin suuntainen magneettikentän vaihtelu osoittautuu pieneksi, kun taas virtalevyn virran suuntaisessa magneettikentän komponentissa nähdään selväpiirteinen Hallin kenttiä vastaava kaksisuuntainen heilahdus [V, kuva 7]. Tämä kertoo, että Hallin kentät kääntyvät aaltoilevan virtalevyn mukana.

5 PAKOTTEET JA VAIKUTUKSET: REKONNEKTIO OSANA AURINKOTUULEN, MAGNETOSFÄÄRIN JA IONOSFÄÄRIN VUOROVAIKUTUSJÄRJESTELMÄÄ

5.1 AURINKOTUULI SÄÄTELEE MAGNETOPAUSIN REKONNEKTIOTA

Aurinkotuulen magneettikentän suunnan vaikutusta magnetopausin rekonnektion tapahtumispaikkaan ja rekonnektioviivan muotoon käsittelin jo aiemmin. Nyt lähestyn samaa kysymystä määrällisestä näkökulmasta: kuinka paljon rekonnektiota magnetopausilla tapahtuu, ja miten aurinkotuulen kenttä sekä muut ominaisuudet säätelevät rekonnektion määrää?

Artikkelissa III on selvitetty Gumicsin antamaa vastausta käyttäen rekonnektion mittana rekonnektiotehoa. Aurinkotuulen magneettikentän vaikutusta on tutkittu neljällä kentänkiertoajolla, joissa aluksi pohjoissuuntainen kenttä kiertää hitaasti – kuudessa tunnissa – illan, etelän ja aamun kautta takaisin pohjoiseen. Ajot eroavat toisistaan aurinkotuulen dynaamisen paineen ja kentän voimakkuuden suhteen. Rekonnektiotehon kellokulmariippuvuus on kaikissa ajoissa sama: se on muotoa

$$P_{rek} = P_0 + P_1 \sin^4(\theta/2), \quad (5.1)$$

missä P_0 ja P_1 ovat vakioita, eri ajoissa erisuuruisia. Rekonnektiotehon aikakehitys seuraa iskurintaman nokkapisteen edessä määritettyä aurinkotuulen kellokulmaa noin kymmenen minuutin viipeellä. Tämä viive aiheutuu suurelta osin hitaudesta, jolla kellokulman muutos etenee magneettivaipan läpi magnetopausille, mutta myös rekonnektioprosessin vasteen hitaudella voi olla osansa.

Rekonnektiotehoon on integroitu kaikki Poyntingin vuon hävikki koko päivänpuoleisella magnetopausilla. Siksi siinä on mukana eri paikoissa tapahtuvia prosesseja, eikä sen aikakehitys kuvaa puhtaasti rekonnektionopeuden muuttumista missään yksittäisessä paikassa. Erityisesti pohjatason P_0 olemassaoloa ei pidä tulkita niin, että jossakin olisi milloinkaan lakkaamattoman rekonnektion alue. Aurinkotuulen kentän ollessa pohjoissuuntainen rekonnektioteho kertyy pääosin napaonkaloiden takaiselta alueelta, mutta aurinkotuulen kentän kääntyessä etelään tämä korkeiden leveysasteiden rekonnektio lakkaa ja rekonnektioteho alkaa kertyä yksinomaan matalien leveysasteiden komponenttirekonnektiosta. P_0 edustaa siis napaonkaloiden takaisen rekonnektion enimmäistehoa, kun taas matalien leveysasteiden rekonnektiotehon maksimiarvo on $P_0 + P_1$.

Poyntingin vuon hävikin ohessa magnetopausilla esiintyy runsaasti myös sen tuottoa, jonka integraalia kutsun dynamotehoksi. Rekonnektion ollessa matalilla leveysasteilla dynamoteho kertyy lähes yksinomaan napaonkaloiden takaa, kun taas napaonkaloiden takaisen rekonnektion aikana magneettisen energian tuottoa esiintyy hajallaan lähes kaikkialla muualla päivänpuoleisella magnetopausilla. Dynamotehon kello-

kulmariippuvuus on samanmuotoinen kuin rekonnektiotehon. Viive kellokulman muutokseen vastaamisessa on dynamoteholla hieman pitempi, mikä voi johtua siitä, että dynamotehon pääkertymäalueet ovat kauempana magnetopausin nokalta kuin rekonnektiotehon. Lisäksi dynamotehon heikkeneminen viivästyy selvästi enemmän kuin sen kasvaminen; tämä lienee yhteydessä *Palmrothin ym.* [2006a] löytämään hystereesiin energian virtauksessa magnetopausin läpi.

Magneetikentän ohella magnetopausin rekonnektio- ja dynamotehoa säätelevät simulaatioissa aurinkotuulen nopeus ja tiheys. Näiden vaikutusta voidaan verrata yhteismitallisesti aurinkotuulen dynaamisen paineen $p = \rho v^2$ avulla. Tätä varten tehtiin neljä ajoa, joissa paine kasvaa 1,5 tunnin kuluessa lineaarisesti yhdestä kymmeneen nanopascaliin joko tiheyden tai nopeuden muuttuessa ja pienenee sitten takaisin, vakiona pysyvän magneetikentän ollessa joko eteläinen tai pohjoinen. Magneetikentän suunnasta riippumatta rekonnektioteho kasvoi likimain lineaarisesti paineen funktiona nopeuden muuttuessa, kun taas tiheyden muuttumisella ei ollut sanottavaa vaikutusta. Dynamotehoon sen sijaan vaikuttivat molemmat, nopeus kuitenkin voimakkaammin. Aurinkotuulen paineen kasvu lisäsi dynamotehoa selvästi jyrkemmin kuin rekonnektiotehoa, mikä tukee sitä virtauksen tarkastelusta syntynyttä kuvaa, että magneettista energiaa synnyttää pääasiassa magneettivaipan kentän kokoonpuristuminen – kyse ei siis liene varsinaisesta uutta magneettivuota tuottavasta dynamoilmiöstä.

Simulaation tuottamaa rekonnektio- tai dynamotehoa ei sellaisenaan voi verrata havaintoihin, koska energian muuntumista avaruudessa ei voi suoraan mitata. Magnetopausin rekonnektiota koskevissa havainnoissa on useimmiten keskitytty selvittämään rekonnektion sijaintia, jota käsiteltiin jaksossa 4.3, mutta joitakin rekonnektionopeutta määrittäviäkin on. Sitä mitataan niissä yleensä magneettivaipan puoleisen sisäänvirtauksen Alfvénin–Machin luvulla M , ja sen arvoksi ilmoitetaan toisinaan 0,1–0,2 [esim. *Lindqvist ja Mozer*, 1990; *Phan ym.*, 2001], toisinaan selvästi vähemmän [esim. *Mozer ym.*, 2002; *Fuselier ym.*, 2005]. Simulaatioissa M pienenee magneettivaipassa jatkuvasti iskurintamalta magnetopausille, joten yksikäsitteistä sisäänvirtauksen Alfvénin–Machin lukua ei voi määrittää. Se on kuitenkin suurimmillaan selvästi yllä mainittuja havaintotuloksia suurempi. Toisaalta magnetosfäärin puoleisen sisäänvirtauksen M on vähintään kertalukua pienempi kuin magneettivaipan puoleisen. Tästä epäsymmetriasta ei liene suorita mittauksia.

Simulaation ennustamaan rekonnektiotehon absoluuttiseen arvoon ei ole syytä kiinnittää paljoa huomiota, sillä se riippuu diffuusion määrästä, joka simulaatioissa on epärealistisen suuri. Olennaisempia tuloksia ovat kellokulmariippuvuuden funktionaalinen muoto (5.1) ja voimakas riippuvuus aurinkotuulen nopeudesta. Nämä tulokset osoittavat samalla, että magnetopausin rekonnektio on Gumicsissa täysin aurinkotuulen pakottamaa, kuten vakioresistiivisyyden omaavissa MHD-simulaatioissa yleensäkin [*Dorelli ym.*, 2004].

5.2 ENERGIAN SIIRTYMINEN MAGNETOSFÄÄRIIN

Magnetopausin rekonnektion merkitys magnetosfäärin dynamiikalle on siinä, että se luo magneettisen yhteyden magnetosfäärin ja ohi virtaavan aurinkotuulen välille, ja mahdollistaa näin tehokkaan energian siirron aurinkotuulesta magnetosfäärin konvektion ylläpitämiseen. Tämä oli jo *Dungeyn* [1961] alkuperäinen ajatus. Muitakin mahdollisia energiansiirtoprosesseja on, esimerkiksi niin kutsuttu viskoosi vuorovaikutus [*Axford ja Hines*, 1961] ja aurinkotuulen paineenvaihtelujen synnyttämät aallot [*Dessler ym.*, 1961], mutta nykykäsityksen mukaan rekonnektio on hallitseva. Rekonnektion oletaminen energiansyötön säätelijäksi selittää nimittäin luontevasti sen, miksi aurinkotuulen magneettikentän suunnalla on niin selvä vaikutus magnetosfäärin aktiivisuuteen.

Magnetosfääriin siirtyvän energian määrän ennustamiseen käytetään usein *Perreault'n ja Akasofun* [1978] esittelemää ja *Akasofun* [1981] tunnetuksi tekemää epsilon-parametria¹:

$$\varepsilon = \frac{4\pi}{\mu_0} l_0^2 v B^2 \sin^4(\theta/2). \quad (5.2)$$

Muuttujat v , B ja θ ovat aurinkotuulen nopeus sekä sen magneettikentän suuruus ja kellokulma, ja $l_0 = 7 R_M$ on skaalausparametri. Määritelmässä vB^2/μ_0 edustaa aurinkotuulen Poyntingin vuon tiheyttä ja $4\pi l_0^2$ magnetosfäärin tehollista poikkipinta-alaa; sinitermi on kytkennän tehokkuutta kuvaava funktio, joka alun perin valittiin fenomenologisin perustein kuvaamaan havaintojen osoittamaa aurinkotuulen kentän suunnan ja revontuliaktiivisuuden tilastollista riippuvuutta. Tätä funktionaalista muotoa ja vaihtoehtoisia sinin potensseja on sittemmin perusteltu myös teoreettisin argumentein [*mm. Pudovkin ym.*, 1986].

Huomiota kiinnittävää on, että magnetopausin rekonnektiotehon kellokulmariippuvuus (5.1) on Gumicsissa sama $\sin^4(\theta/2)$ kuin epsilon-parametrissa. Nopeuden vaikutus on simulaatiossa lähempänä neliöllistä, eli voimakkaampi kuin epsilonin lineaarinen riippuvuus. Aurinkotuulen kentän voimakkuuden vaikutus on simulaatiossa samansuuntainen, mutta sitä ei ole tutkittu järjestelmällisesti.

Magnetopausin läpäisevä energiavuo voidaan laskea simulaatiosta suoraankin [*Palmroth ym.*, 2003], ja sen kellokulmariippuvuus on hieman ”leveämpi” kuin rekonnektiotehon, nimittäin $\sin^2(\theta/2)$ [*Palmroth ym.*, 2006; IV]. B - ja v -riippuvuus ovat myös samansuuntaiset kuin rekonnektioteholla, mutta eivät identtiset. Energiavuo magnetosfääriin ei siis määräydy yksinomaan magnetopausin rekonnektiotehosta. Toisaalta artikkelissa IV tutkittiin myös magnetopausin läpäisevän energiavuon paikkaja-

¹ Epsilon-parametri yhdistetään nykyään usein vain Akasofun nimeen, koska mainituista artikkeleista ensimmäisessä oli yksikköjärjestelmiin liittyvä virhe ja jälkimmäinen määrittelee parametrin korjatussa, nykyään käytettävässä muodossaan.

kaumaa kellokulman funktiona ja näytettiin, että pääosa energiasta siirtyy aina rekonnektiiviin nähden kohtisuorissa sektoreissa. Tulos osoittaa, että rekonnektiolla on kuitenkin simulaatiossa hallitseva rooli energiavuon säätelijänä, ja sopii yhteen *Palmrothin ym.* [2003] aiemmin esittämän tulkinnan kanssa: energiavuon on pääosin Poyntingin vuota, jonka magneettivaipan virtaus ja rekonnektion avaama magneettikentän geometria suuntaavat kohti magnetosfääriä.

5.3 MASSAN PÄÄSY MAGNETOSFÄÄRIIN JA SULJETUILLE KENTTÄVIIVOILLE

Artikkelissa IV tarkasteltiin myös massan siirtymistä magnetopausin läpi magnetosfääriin, ja edelleen suljettujen kenttäviivojen alueelle käyttäen artikkelissa III määritettyä topologista massan siirtymää T_m (luku 3.4). Nämä kaksi riippumatonta ja eri pintoihin kohdistuvaa menetelmää antavat laadullisesti samanlaiset tulokset, mikä vahvistaa niiden luotettavuuden. Aurinkotuulen kentän ollessa eteläinen massaa siirtyy magneettivaipasta magnetopausin sisäpuolelle ja edelleen suljetuille kenttäviivoille rekonnektiiviin myötäisissä sektoreissa. Aine näyttäisi siis vuotavan magnetosfääriin rekonnektiiviin kohdalta. Sen siirtyminen suljetuille kenttäviivoille asti on perinteisten rekonnektiomallien vastaista, sillä suljetut kenttäviivat ovat kokonaisuudessaan toista rekonnektion sisäänvirtausaluetta; ilmiön selittänevät sisäänvirtausaluiden vahva epäsymmetria ja magneettivaipan puoleisen plasman paineen ajama diffuusio rekonnektiiviin ympäristössä. Tätä tulkintaa tukee se, että ainetta vuotaa eniten siinä ajossa, jossa aurinkotuulen dynaaminen paine on suuri ja magneettikenttä heikko.

Rekonnektiiviin nähden kohtisuorissa sektoreissa massaa siirtyy suljetuilta kenttäviivoilta ulospäin, mutta magnetopausin läpi vähäisiä määriä sisäänpäin. Tämä puolestaan sopii yhteen rekonnektiolle ominaisen virtauskuvion kanssa: ulosvirtausalueet ovat puoliavoimilla kenttäviivoilla pääosin magnetopausin sisäpuolella, ja aine virtaa niitä kohti kuten ideaalisen magnetohydrodynamiikan mukaisen kenttäviivojen liikkeen perusteella sopii odottaakin.

Kokonaismassavuo magnetopausin läpi on Gumicsissa suuruusluokaltaan muutamia kilogrammoja sekunnissa, mikä on sopusuunnassa *Sibeckin ym.* [1999] esittämän arvion kanssa. Suljettujen kenttäviivojen päivänpuoleisen rajapinnan läpi kokonaisvuo on yleensä samaa suuruusluokkaa, eteläisen aurinkotuulen kentän aikana ulospäin ja pohjoisen kentän aikana sisäänpäin. Mutta aurinkotuulen kentän ollessa tarkasti pohjoissuuntainen massan virtaus suljetuille kenttäviivoille yltää ajosta riippuen jopa 10–40 kg/s:aan [IV, kuva 7]. Tämä johtuu siitä, että tuolloin molempien napaonkaloiden takana tapahtuva rekonnektio muuttaa vapaita kenttäviivoja suljetuiksi ja kaappaa samalla kenttäviivalla olevan aineen suljetun topologian alueelle. Neljän kentän tienoon menetelmä antaa tulkinnalle epäsuoraa tukea näyttämällä, että napaonkaloiden välillä kulkee runsaasti puoliavoimia kenttäviivoja; yksittäinen kenttäviiva rekonnektoituu etelässä ja pohjoisessa hieman eri aikaan. *Lavraud ym.* [2006] ovat pää-

tyneet esittämään samaa massankaappausmekanismia magnetopausilla havaitsemiensa kaksisuuntaisten elektronijakaumien perusteella.

5.4 PYRSTÖN REKONNEKTIO KÄSITTELEE MAGNETOPAUSILTA TULEVAA ENERGIAA

Magnetopausin rekonnektio tuottaa puoliavoimia kenttäviivoja ja päästää ne konvektoitumaan aurinkotuulen virtauksen vetäminä kohti pyrstöä niin, että rekonnektioviivaan nähden kohtisuorissa sektoreissa Poyntingin vuo kohdistuu magnetopausin läpi ja siirtää energiaa magnetosfääriin [*Palmroth ym.*, 2003, IV]. Magnetosfäärissä Poyntingin vuo suuntautuu pyrstön keskiosaan päin, mikä kenttäviiva-ajattelussa ilmenee kenttäviivojen konvektoitumisena virtalevyä kohti [ks. *Papadopoulos ym.*, 1999]. Artikkelin I päätulos oli, että pyrstön rekonnektio seuraa kuuliaisesti tätä pakotetta ja muuntaa noin puolet magnetopausin läpäisevästä energiavuosta sähkömagneettisesta mekaaniseksi energiaksi.

Täsmällisemmin ilmaistuna tulos oli, että pyrstön rekonnektioteho on puolet magnetopausin läpäisevästä energiavuosta. Verrannollisuuskertoimen tarkka arvo on epäolennainen, sillä se riippuu rekonnektiotehon integrointialueen koosta. Suuruusluokka kuitenkin kertoo, että rekonnektio on pyrstön energiavirtauksen keskeinen solmukohta: rekonnektioalueen kautta kulkevan energian määrä on yli puolet magnetopausilta tulevasta, koska rekonnektioteho jättää huomiotta muuntumattomana läpi kulkevan osan. Jonkin verran energiaa kulkee kuitenkin myös rekonnektioalueen ohi suoraan kaukaisempaan pyrstöön päin.

Tärkein päätelmä magnetopausin energiavuon ja pyrstön rekonnektiotehon verrannollisuudesta on, että pyrstön rekonnektio on Gumicsissa suoraan ajettua. Simulaatio ei niin ollen ensin varastoi magneettista energiaa pyrstöön ja sitten vapauttaa sitä, kuten alimyrskyissä on perinteisesti oletettu tapahtuvan [*Baker ym.*, 1996]. Joulen lämmityksestä ja elektronisadannasta muodostuva ionosfäärin tehonkulutus puolestaan seuraa suoraan pyrstön rekonnektiotehoa, joten koko energiankulku magnetopausilta ionosfääriin asti on simulaatioissa suoraan ajettu ja lähes viipeetön. (Ionosfäärin tehonkulutusta Gumicsissa ovat tutkineet tarkemmin *Palmroth ym.* [2004].) Suurin viive simulaation energiansiirtymisketjussa nähdään heti ketjun alkupäässä, aurinkotuulesta lasketun epsilon-parametrin ja magnetopausin energiavuon välillä [*Palmroth ym.*, 2006]. Näiden simulaatiotulosten sekä samansuuntaisten havaintojen perusteella *Pulkkinen ym.* [2006] esittävät uutta tulkintaa alimyrskyjen lataus-purkaus-syklille¹: lataus- eli kasvuvaihe on tarpeen, koska sen aikana pyrstö venyy ja virtalevy ohenee rekonnektiolle otolliseksi, mutta alimyrskyn käynnistymisen jälkeisen laajentumisvaiheen kuluttama energia ei olisikaan pyrstön energiavarastosta purkautuvaa, vaan tulisi

¹ engl. loading-unloading cycle

pääosin suoraan aurinkotuulesta, joka näin määräisi laajentumisvaiheen voimakkuuden.

5.5 REKONNEKTION SEURAUKSIA PYRSTÖSSÄ

Rekonnektion useimmin havaittavia seurauksia pyrstössä ovat nopeat virtaukset. Gumicsissa ulosvirtaukset ovat suurikokoiset ja hyvin epäsymmetriset: pyrstöön päin menevän huippunopeus on jopa 3000 km/s, ja Maata kohti suuntautuvan 700 km/s. Satelliittihavainnoista tällaista nopeuksien epäsymmetriaa ei tietääkseni ole raportoitu, ja artikkelissa V tutkitussa yksittäistapauksessa ulosvirtaukset olivat hyvin symmetriset, kumpikin enimmäisnopeudeltaan noin 1000 km/s. Sekin on jo suhteellisen paljon, sillä esimerkiksi *Nagai ym.* [1998] luokittelivat tilastollisessa tutkimuksessaan rekonnektion ulosvirtauksiksi kaikki vähintään 300 kilometrin sekuntinopeuteen yltyvät plasmavirtaukset.

Nagain ym. [1998] tulokset erisuuntaisten ulosvirtausten havaintopaikkajakau-
mista olivat varsin tärkeitä, sillä ne osoittivat alimyrskyihin liittyvän pyrstön rekon-
nektioviivan sijaitsevan yleensä välillä $-30R_M \leq x \leq -20R_M$ [ks. myös *Nagai*, 2006].
Myöhemmin rekonnektioviiva on usein havaittu lähempänäkin Maata. Se on monesti
ohittanut Cluster-satelliitit, joiden apogeumi on 19 R_M :n etäisyydellä [esim. *Runov*
ym., 2003a; V]. Lähin havainto lienee kuitenkin *Miyashitan ym.* [2005]: rekonnektio
oli geostationaarisen radan ja $(x, y) = (-7, 9) R_M$:ssä olleen Geotail-satelliitin välissä.
Gumicsissa rekonnektioviiva sijaitsee noin $x = -14R_M$:ssä [I], eli vähän lähempänä
Maata kuin havainnoissa keskimäärin. Asiaan voivat vaikuttaa simulaation liiallinen
diffuusio ja magnetosfäärin sisimpien osien puuttuminen.

Kun rekonnektio katkaisee venyneen ja ohentuneen plasmalevyn, magneettikent-
tä vetäytyy Maan puolella dipolimaisempaan muotoon. Dipoloitumista tapahtuu usein
geostationaarisella radalla asti, jolla kiertävien monien satelliittien ansiosta siitä on
runsaasti havaintoja. Tunnusmerkkinä on magneettikentän x-komponentin pienenemi-
nen ja z-komponentin samanaikainen kasvu. Myös artikkelin V rekonnektiota-
tapaukses-
sa yksi geostationaarinen satelliitti havaitsi dipoloitumisen.

Pyrstön puolella rekonnektioitunut magneettikenttä muodostaa plasmoidin, joita
voidaan havaita kaukaisessa pyrstössä useita päivässä [mm. *Slavin ym.*, 1984], mutta
viime vuosina läheisessä pyrstössä on havaittu kumpaankin suuntaan liikkuvia pie-
nempiä plasmoidia tai vuoköysiä [*Slavin ym.*, 2005]. Niiden keskinopeus on vähän
yli 800 km/s suunnasta riippumatta. Gumicsissa Maata kohti liikkuvia magneettisia
rakenteita ei synny; sen sijaan pyrstön puolelle rekonnektio tuottaa plasmoidin kaltai-
sen rakenteen, joka kuitenkin irtoaa vasta rekonnektion lakatessa ja voi sitä ennen
kasvaa hyvinkin isoksi. Jos pyrstön rekonnektio jatkuu simulaatiossa pitkään voimak-
kaana, irtoamaton plasmoidin alku leviää jaksossa 4.2 mainituksi seisovien aaltojen
kiilaksi. Tätä ilmiötä ei ole tutkittu tarkemmin.

Artikkelissa V löydettiin myös yksi ennen mainitsematon rekonnektion mahdollinen seuraus. Cluster-satelliitit olivat pyrstön iltayösektorissa kaukana keskilinjasta: GSM-koordinaateissa niiden sijainti oli $(-15,7; 10,5; 2,5)$ R_M . Ennen rekonnektion alkua virtalevyn ulkopuolisen pyrstölohkojen magneettikentän suunta oli lähes säteittäinen Maahan nähden, mutta rekonnektion alkaessa se kääntyi melko nopeasti, viidessä minuutissa, noin 15° kohti x-akselia ja rekonnektion kestäessä vielä lisää niin, että rekonnektion päättyessä pyrstölohkojen kenttä oli lähes x-akselin suuntainen [V, erityisesti kuva 4]. GOES-8 havaitsi samansuuntaisen kentän y-komponentin muutoksen geostationaarisen radan iltayösektorissa. Pyrstön aamunpuoleisesta osasta ei ollut magneettikenttähavaintoja saatavilla, joten varmistamatta jäi, oliko kyse koko pyrstön laajuisesta vai vain alueellisesta muutoksesta.

Aurinkotuulella ei tapahtunut muutoksia, jotka voisivat selittää pyrstön magneettikentän käänähdyksen, joten ilmeisesti kyseessä oli samanaikaisesti alkaneeseen rekonnektioon liittyvä tapahtuma. Mielenkiintoinen yksityiskohta on, että rekonnektion ulosvirtaukset eivät kääntyneet vaan pysyivät ennen rekonnektion alkua vallinneen pyrstölohkojen kentän suuntaisina. Avoimeksi jää, mikä mekanismi kentän käänähdyksen aiheutti ja oliko kyseessä poikkeuksellinen satunnaisilmiö vai läheisen pyrstön rekonnektion tyypillinen seuraus.

6 JOHTOPÄÄTÖKSET

Tässä väitöskirjassa on selvitetty rekonnektion ominaisuuksia magnetohydrodynaamisessa magnetosfäärisimulaatiossa. Työ ei ole tyhjentävä, sillä vaikka magnetohydrodynamiikka on melko yksinkertainen teoreettinen pohja mallille ja jättää pois monia merkittäviä todellisuuden ilmiömaailmoja, sekin riittää tuottamaan paitsi magnetosfäärin perusrakenteet, myös odottamattomia piirteitä, joiden kaikkien olemusta ei ole ollut mahdollista perusteellisesti selvittää – esimerkkinä pyrstön rekonnektioalueen takainen seisova aaltokiila. Omat mutkansa ja rajoituksensa on asettanut simulaation toteutustapa, jonka mahdollinen vaikutus on aina täytynyt pitää mielessä: onko tämä fysikaalista vai numeerista? Väittäisin kuitenkin, että omassa rajatussa aihepiirissään tämä tutkimus on niin perusteellinen kuin yhden simulaation avulla on ollut tarkoituksenmukaista toteuttaa; Gumics on kertonut magnetosfäärin rekonnektiosta sen, mitä olennaista kerrottavaa sillä oli.

MHD-simulaatio antaa hyvän yleiskuvan magnetosfäärin keskeisistä rakennepiirteistä ja mahdollistaa ainutlaatuisella tavalla rekonnektion tarkastelun osana yhtenäisesti mallinnettua magnetosfäärin kokonaisuutta. Toisaalta magnetosfäärisimulaatio ei yllä havaintojen tasolle yksityiskohtaisuudessa, varsinaisten rekonnektiosimulaatioiden tasolle tarkkuudessa eikä teoreettisten mallien tasolle pelkistettyudessa ja ymmärrettävyydessä. Päättökäsitteelliset ominaisuudet ovat pakottaneet omaksumaan epätavanomaisia näkökulmia ja kehittämään niiden pohjalta uusia menetelmiä. Kaksi tärkeintä ovat neljän kentän tienoo ja rekonnektioteho. Kumpikin tarkastelee rekonnektiota magnetosfäärin kokonaisdynamiikan erottamattomana osana.

Neljän kentän tienoon edustama erottajaviiva on Dungeyn avoimen magnetosfäärin topologian tunnuspiirre, joka yhdistää pyrstön ja magnetopausin rekonnektioalueet sekä käsitteellisesti että kirjaimellisesti. Pyrstössä se yhtyy magneetikentän paikallisesta geometriasta määritettyyn x -viivaan, ja magnetopausilla se noudattaa komponenttirekonnektio-olettaman mukaisia ennusteita rekonnektioviivan muodosta. Erottajaviivan jatkuminen staattisena magnetopausin sivuja pitkin muistuttaa siitä, että rekonnektiota eivät määritä yksin geometria tai topologia; vasta osoitus oikeanlaisesta dynamiikasta sallii tulkita erottajaviivan rekonnektioviivaksi.

Tärkeimpänä dynamiikan osoittajana on käytetty Poyntingin vektorin divergenssin ilmaisemaa energian muuntumista. Rekonnektioilla pinnoilla – magnetopausilla ja pyrstön virtalevyllä – sähkömagneettisen energian hävikki jakautuu laajalle alueelle. Energiaa muuntuu sekä magneetikentän diffuusiosta että rekonnektion synnyttämien taipuneiden kenttäviivojen kiihdyttäessä plasmaa oietessaan. Kumpikin on yhtäläisesti rekonnektion aikaansaamaa energian muuntumista, ja rekonnektion ulkoisen vaikuttavuuden kannalta olennaista on sen kokonaismäärä. Tämä kokonaismäärä on rekonnektioteho.

Neljän kentän tienoon, rekonnektiotehon ja täydentävien menetelmien soveltaminen Gumics-simulaation tuloksiin on osoittanut, että tämä magnetohydrodynaaminen malli tuottaa magnetopausille ja Maan-läheisen pyrstön virtalevylle hyvin samankaltaiset rekonnektioalueet, jotka muistuttavat suuria Sweetin ja Parkerin mallin mukaisia diffuusioalueita. Rekonnektio on ulkoisten pakotteiden suoraan ajamaa: magnetopausilla sitä säätelevät aurinkotuulen nopeus ja magneettikenttä, pyrstössä magnetopausilta tuleva energiavuo. Magnetopausilla rekonnektion sijainti määräytyy komponenttiolettaman mukaisesti. Nämä tulokset korostavat energian viipeettömän läpivirtauksen ja käsittelyn merkitystä magnetosfäärin dynamiikassa lataus-purkauskäyttäytymisen kustannuksella. Tuloksinassa on kuitenkin muistettava, että mallin suurehko diffuusio voi päästää energiaa dissipoitumaan ennaikaisesti heikentäen näin systeemin latautumista, ja että magnetohydrodynamiikasta puuttuvat mikrofysikaaliset prosessit, jotka voisivat laukaista systeemin äkillisesti esimerkiksi anomaalista resistiivisyyttä kasvattaen.

Rekonnektioon erillisenä fysikaalisena prosessina keskittyviä, niin teoretikkoja kuin simuloijakin, tämä tutkimus muistuttaa liikojen symmetriaoletusten luonnottomuudesta. Magnetosfäärisimulaatiossa rekonnektioalueen reunaehdot määräytyvät laajemman systeemin ominaisuuksista ilman ennako-oletuksia. Pyrstössä sisäänvirtaukset ovat jotakuinkin symmetriset mutta vinot ja ulosvirtaukset hyvin epäsymmetriset; magnetopausilla sisäänvirtaukset ovat epäsymmetriset mutta ulosvirtaukset symmetriset. Kummassakin tapauksessa on siis vielä löydettävissä yksi likimääräisen symmetrian taso, mutta epäsymmetria on silti tuonut esiin useita piirteitä, joita täysin symmetrisissä tilanteissa ei voi esiintyä – esimerkkinä x -viivan ja plasmanjakajan eripaikkaisuus pyrstössä. Tällaisten laadullista epäsymmetriaa edustavien piirteiden realistisuutta on ollut vaikea arvioida, koska varsinaisesta rekonnektiotehtävistä ei löydy vertailukohtia.

Gumicsin rekonnektio täyttää tehtävänsä magnetosfäärin globaalien dynamiikan osana, mutta oikeiden rekonnektioalueiden sisäisiä tapahtumia se ei kykene jäljittelemään. Tämän näyttää myös väitöskirjani viimeinen artikkeli, jonka päätulos on havainto Hallin kenttien mukautumisesta virtalevyn aaltoiluun pyrstön rekonnektioalueessa. Gumicsin ratkaisemiin MHD-yhtälöihin ei sisälly Hallin termiä, eikä sen erottelukyky riittäisi virtalevyn aaltojen kuvaamiseen vaikka jokin magnetohydrodynaaminen mekanismi niitä synnyttäisikin. Tämän tutkimuksen havaintoihin pohjautuva osa kytkee siis yhteen kaksi ilmiötä, joista kummastakaan simulaatiossa ei ole jälkeäkään. Työ ei ole loppumassa.

Magnetohydrodynamiikka pysyy magnetosfäärin mallintamisen perustana vielä vuosia ellei vuosikymmeniä. Kokonaisvaltaisemmille magnetosfäärin käyttäytymistä tarkasteleville tutkimuksille tämä väitöskirja antaa paitsi taustatietoa rekonnektion odotettavissa olevasta merkityksestä, myös helposti sovellettavia menetelmiä. Mielenkiintoista olisi esimerkiksi magnetopausin ja pyrstön rekonnektiotehon vertaaminen

toisiinsa sekä magneettivaipan käyttäytymiseen, magnetopausin läpäisevään energia-
vuohon ja ionosfäärin tehonkulutukseen sellaisissa oikean aurinkotuulimittauksen
pohjalta simuloituissa tapahtumissa, joissa aurinkotuulella on esimerkiksi painepulssi
tai nopea kentän suunnan muutos. Näin voitaisiin arvioida, toimiiko simuloitu magne-
tosfääri nopeissa muutoksissa yhtä suoraan ajatusti kuin tässä tarkastelluissa hitaissa
muutoksissa, ja etsiä mahdollisesti ilmenevien viipeiden syntyä paikkaa. Mitatun aurin-
kotuulen käyttö mahdollistaisi myös vertailun havaintoihin ainakin ionosfäärin osalta.

Tätä työtä varten kehitetyt menetelmät eivät ole sidoksissa simulaation tekniseen
toteutukseen eivätkä myöskään sen pohjana olevaan fysikaaliseen malliin; niiden so-
veltamiseen tarvitaan vain magneettikenttä ja Poyntingin vektori paikan funktiona.
Lyhyellä aikavälillä voitaisiin verrata esimerkiksi eri MHD-simulaatioiden tuottamia
rekonnektiotehoja samalla aurinkotuulipakotteella. Jonkin verran kaukaisemmassa
tulevaisuudessa on odotettavissa, että magnetosfääriä laskentamenetelmien ja tietoko-
neiden suorituskyvyn parantuessa aletaan simuloida myös yksineste-MHD:tä tarkem-
pien fysikaalisten mallien pohjalta. Ajateltavissa ovat ainakin Hallin MHD, monines-
te-MHD, Vlasovin yhtälöt, hybridiratkaisut ja lopulta puhtaat hiukkassimulaatiot.
Muodostuisiko magnetopausille näissäkin malleissa yhtenäinen rekonnektioviiva ja
laaja energianmuunnosalue kuten Gumicsissa? Seuraisiko rekonnektioteho magneto-
pauksilla ja pyrstössä edelleen ulkoista pakotetta? Miten tarkka fysikaalinen malli tarvi-
taan, jotta simulaatiossakin nähtäisiin Hallin kentät, Petschek-tyyppisiä sokkeja, pyrs-
tön virtalevyn aaltoilua ja muita ilmiöitä, joista satelliittihavainnot kertovat?

VIITTEET

- Aarne, A.: *Päivän päästö*. Suomalaisen Kirjallisuuden Seura, Helsinki 1920.
- Akasofu, S.-I.: The development of the auroral substorm. *Planet. Space Sci.* 12, 273–282, 1964.
- Akasofu, S.-I.: Energy coupling between the solar wind and the magnetosphere. *Space Sci. Rev.* 28, 121–190, 1981.
- Akasofu, S.-I., S. Chapman ja C.-I. Meng: The polar electrojet. *J. Atmos. Terr. Phys.* 27, 1275–1305, 1965.
- Van Allen, J. A., G. H. Ludwig, E. C. Ray ja C. E. McIlwain: Observations of high intensity radiation by satellites 1958 Alpha and gamma. *Jet Propul.* 28, 588, 1958.
- Axford, W. I.: Magnetic reconnection. Teoksessa *Magnetic reconnection in space and laboratory plasmas*, *Geophys. Monogr. Ser.* 30, 1, AGU, Washington D.C. 1984.
- Axford, W. I., ja C. O. Hines: A unifying theory of high-latitude geophysical phenomena and geomagnetic storms. *Can. J. Phys.* 39, 1433–1464, 1961.
- Baker, D. N., T. I. Pulkkinen, V. Angelopoulos, W. Baumjohann ja R. L. McPherron: Neutral line model of substorms: past results and present view. *J. Geophys. Res.* 101, 12.975–13.010, 1996.
- Biermann, L.: Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung. *Zeitschrift für Astrophysik* 29, 274–286, 1951.
- Biernat, H. K., M. F. Heyn ja V. S. Semenov: Unsteady Petschek reconnection. *J. Geophys. Res.* 92, 3392–3396, 1987.
- Biernat, H. K., V. S. Semenov ja R. P. Rijnbeck: Time-dependent 3D Petschek-type reconnection: A case study for magnetopause conditions. *J. Geophys. Res.* 103, 4693–4706, 1998.
- Birn, J.: Earth's magnetosphere. Luku 1.2 teoksessa *Reconnection of magnetic fields: magnetohydrodynamics and collisionless theory and observations*, toim. J. Birn ja E. Priest, Cambridge university press, Cambridge 2007.
- Birn, J., J. F. Drake, M. A. Shay **ym.**: Geospace Environmental Modelling (GEM) magnetic reconnection challenge. *J. Geophys. Res.* 106, 3715–3719, 2001.
- Blanc, M., J. L. Horwitz, J. B. Blake, I. Daglis, J. F. Lemaire, M. B. Moldwin, S. Orsini, R. M. Thorne ja R. A. Wolfe: Source and loss processes in the inner magnetosphere. Luku 4 teoksessa *Magnetospheric Plasma Sources and Losses*, toim. B. Hultqvist, M. Øieroset, G. Paschmann ja R. Treumann, Kluwer Academic publishers, Dordrecht 1999.
- Borovsky, J. E., R. J. Nemzek ja R. D. Belian: The occurrence rate of magnetospheric substorm onsets – random and periodic substorms. *J. Geophys. Res.* 98(A3), 3807–3813, 1993.

- Brackbill, J. U. ja D. C. Barnes: The effect of nonzero $\text{div}(\mathbf{B})$ on the numerical solution of magnetohydrodynamic equations, *J. Comp. Phys.* 35, 426–430, 1980.
- Brecht, S. H., J. G. Lyon, J. A. Fedder ja K. Hain: A simulation study of east-west IMF effects on the magnetosphere. *Geophys. Res. Lett.* 8, 397–400, 1981.
- Brecht, S. H., J. G. Lyon, J. A. Fedder ja K. Hain: A time-dependent three-dimensional simulation of the earth's magnetosphere: Reconnection events. *J. Geophys. Res.* 87, 6098–6108, 1982.
- Chapman, S., ja V. C. A. Ferraro: A new theory of magnetic storms. *Terr. Magn. Atmosph. Electr.* 36, 77–97, 1931.
- Cliver, E. W.: The 1859 space weather event: Then and now. *Adv. Space Res.* 38, 119–129, 2006.
- Coroniti, F. V., ja C. F. Kennel: Can the ionosphere regulate magnetospheric convection? *J. Geophys. Res.* 78(16), 2837–2851, 1973.
- Courant, R., K. O. Friedrichs ja H. Lewy: Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik. *Math. Ann.* 100, 32, 1928.
- Cowley, S. W. H.: A qualitative study of the reconnection between the Earth's magnetic field and an interplanetary field of arbitrary orientation, *Radio Sci.* 8, 903–913, 1973.
- Dessler, A. J., W. B. Hanson ja E. N. Parker: Formation of the Geomagnetic Storm Main-Phase Ring Current. *J. Geophys. Res.* 66, 3631, 1961.
- Dorelli, J. C., M. Hesse, M. M. Kuznetsova, L. Rastaetter ja J. Raeder: A new look at driven magnetic reconnection at the terrestrial subsolar magnetopause. *J. Geophys. Res.* 109, A12216, 2004.
- Drake, J. F., ja M. A. Shay: Fundamentals of collisionless reconnection. Luku 3.1 teoksessa *Reconnection of magnetic fields: magnetohydrodynamics and collisionless theory and observations*, toim. J. Birn ja E. Priest, Cambridge university press, Cambridge 2007.
- Drake, J. F., M. Swisdak, C. Cattell, M. A. Shay, B. N. Rogers ja A. Zeiler: Formation of electron holes and particle energization during magnetic reconnection. *Science* 299, 873–877, 2003.
- Dungey, J. W.: Conditions for the occurrence of electrical discharges in astrophysical systems. *Phil. Mag.* 44, 725–738, 1953.
- Dungey, J. W.: Interplanetary magnetic field and the auroral zones. *Phys. Rev. Lett.* 6, 47–48, 1961.
- Dunlop, M. W., A. Balogh, K.-H. Glaßmeier ja B. Robert: Four-point Cluster application of magnetic field analysis tools: The curlometer. *J. Geophys. Res.* 107, 1384, 2002.
- Eastwood, J. P., D. G. Sibeck, J. A. Slavin, M. L. Goldstein, B. Lavraud, M. Sitnov, S. Imber, A. Balogh, E. A. Lucek ja I. Dandouras: Observations of multiple x-line structure in the Earth's magnetotail current sheet: A Cluster case study. *Geophys. Res. Lett.* 32, L11105, 2005.

- Erickson, G. M.: A quasi-static magnetospheric convection model in two-dimensions. *J. Geophys. Res.* 97(A5), 6505–6522, 1992.
- Erickson, G. M., ja R. A. Wolf: Is steady convection possible in the Earth's magnetotail? *Geophys. Res. Lett.* 7(11), 897–900, 1980.
- Fedder, J. A., S. P. Slinker, J. G. Lyon ja C. T. Russell: Flux transfer events in global numerical simulations of the magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 107(A5), 1048, 2002.
- Furth, H. P., J. Killeen ja M. N. Rosenbluth: Finite-resistivity instabilities of a sheet pinch. *Phys. Fluids* 6, 459–484, 1963.
- Fuselier, S. A., K. J. Trattner, S. M. Petrinec, C. J. Owen ja H. Rème: Computing the reconnection rate at the Earth's magnetopause using two spacecraft observations. *J. Geophys. Res.* 110, A06212, 2005.
- Giacomazzo, B., ja L. Rezzolla: The exact solution of the Riemann problem in relativistic MHD. *J. Fluid Mech.* 562, 223–259, 2006.
- Giovanelli, R.G.: Magnetic and electric phenomena in the Sun's atmosphere associated with sunspots. *Month. Not. Roy. Astr. Soc.* 107, 338–355, 1947.
- Giovanelli, R.G.: Chromospheric flares. *Month. Not. Roy. Astr. Soc.* 108, 163–176, 1948.
- Gonzalez, W. D., ja F. S. Mozer: A quantitative model for the potential resulting from reconnection with an arbitrary interplanetary magnetic field. *J. Geophys. Res.* 79, 4186–4194, 1974.
- Gosling, J. T., M. F. Thomsen, S. J. Bame, R. C. Elphic ja C. T. Russell: Plasma flow reversal at the dayside magnetopause and the origin of asymmetric polar cusp convection. *J. Geophys. Res.* 95, 8073–8084, 1990.
- Gosling, J. T., M. F. Thomsen, S. J. Bame, R. C. Elphic ja C. T. Russell: Observations of reconnection of interplanetary and lobe magnetic field lines at the high-latitude magnetopause. *J. Geophys. Res.* 96, 14.097–14.106, 1991.
- Groth, C. P. T., D. L. de Zeeuw, T. I. Gombosi ja K. G. Powell: Global three-dimensional MHD simulation of a space weather event: CME formation, interplanetary propagation, and interaction with the magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 105(A11), 25.053–25.078, 2000.
- Harten, A., P. D. Lax ja B. van Leer: On upstream differencing and Godunov-type schemes for hyperbolic conservation laws, *SIAM Rev.* 25, 35, 1983.
- Hesse, M.: Diffusion region physics. Luku 3.2 teoksessa *Reconnection of magnetic fields: magnetohydrodynamics and collisionless theory and observations*, toim. J. Birn ja E. Priest, Cambridge university press, Cambridge 2007.
- Hesse, M., ja Schindler, K.: A theoretical foundation of general magnetic reconnection. *J. Geophys. Res.* 93, 5559–5567, 1988.
- Hones, E. W.: Transient phenomena in the magnetotail and their relation to substorms. *Space Sci. Rev.* 23, 393–410, 1979.

- Hornig, G.: Three-dimensional reconnection in the absence of magnetic null points. Luku 2.3 teoksessa *Reconnection of magnetic fields: magnetohydrodynamics and collisionless theory and observations*, toim. J. Birn ja E. Priest, Cambridge University Press, Cambridge 2007.
- Hoshino, M., A. Nishida, T. Mukai, Y. Saito, T. Yamamoto ja S. Kokubun: Structure of plasma sheet in magnetotail: double-peaked electric current sheet. *J. Geophys. Res.* 101, 24.775–24.786, 1996.
- Hoyle, F.: *Some recent researches in solar physics*. Cambridge University Press, Cambridge 1949.
- Hu, S., A. Bhattacharjee, J. Dorelli ja J. M. Greene: The spherical tearing mode. *Geophys. Res. Lett.* 31, L19806, 2004.
- Janhunen, P.: GUMICS-3 – A global ionosphere-magnetosphere coupling simulation with high ionospheric resolution. *Proc. environmental modelling for space-based applications 18.–20.9.1996, ESTEC, ESA SP-392*, Alankomaat 1996.
- Janhunen, P.: A positive conservative method for magnetohydrodynamics based on HLL and Roe methods. *J. Comp. Phys.* 160, 649–661, 2000.
- Karimabadi, H., W. Daughton ja K. B. Quest: Physics of saturation of collisionless tearing mode as a function of guide field. *J. Geophys. Res.* 110, A03214, 2005a.
- Karimabadi, H., W. Daughton ja K. B. Quest: Antiparallel versus component merging at the magnetopause: Current bifurcation and intermittent reconnection. *J. Geophys. Res.*, 110, A03213, 2005b.
- Kessel, R. L., S.-H. Chen, J. L. Green ym.: Evidence of high-latitude reconnection during northward IMF: Hawkeye observations. *Geophys. Res. Lett.* 23, 583, 1996.
- Krohn, K.: *Kalevalan runojen historia*. Suomalaisen Kirjallisuuden Seura, Helsinki 1903–1910.
- Kullen, A. ja P. Janhunen: Relation of polar auroral arcs to magnetotail twisting and IMF rotation: a systematic MHD simulation study. *Ann. Geophys.* 22, 951–970, 2004.
- Kusano, K., ja T. Sakurai: Solar flares. Luku 5.5 teoksessa *Reconnection of magnetic fields: magnetohydrodynamics and collisionless theory and observations*, toim. J. Birn ja E. Priest, Cambridge university press, Cambridge 2007.
- Lang, K. R.: *The Sun from space*. Springer-Verlag, Berliini–Heidelberg, 2000.
- Lavraud, B., M. F. Thomsen, B. Lefebvre, S. J. Schwartz, K. Seki, T. D. Phan, Y. L. Wang, A. Fazakerley, H. Rème ja A. Balogh: Evidence for newly closed magnetosheath field lines at the dayside magnetopause under northward IMF. *J. Geophys. Res.* 111, A05211, 2006.
- LeBoeuf, J. N., T. Tajima, C. F. Kennel ja J. M. Dawson: Global simulations of the three-dimensional magnetosphere, *Geophys. Res. Lett.* 8, 257–260, 1981.
- LeVeque, R. J.: *Numerical methods for conservation laws*. Birkhäuser, Basel 1992.

- Lindqvist, P.-A., ja F. S. Mozer: The average tangential electric field at the noon magnetopause. *J. Geophys. Res.* 95, 17.137–17.144, 1990.
- Lockwood, M., B. S. Lanchester, H. U. Frey, K. Throp, S. K. Morley, S. E. Milan ja M. Lester: IMF control of cusp proton emission intensity and dayside convection: implications for component and anti-parallel reconnection. *Ann. Geophys* 21, 955–982, 2003.
- Lui, A. T. Y., C. Jacquey, G. S. Lakhina **ym.**: Critical issues on magnetic reconnection in space plasmas. *Space Sci. Rev.* 116, 477–521, 2005.
- Lui, A. T. Y., C.-I. Meng ja S.-I. Akasofu: Wavy nature of the magnetotail neutral sheet. *Geophys. Res. Lett.* 5(4), 279–282, 1978.
- Lyon, J. G., J. A. Fedder ja C. M. Mobarry: The Lyon–Fedder–Mobarry (LFM) global MHD magnetospheric simulation code. *J. Atmosph. Solar-Terr. Phys.* 66, 1333–1350, 2004.
- Maunder, E. W.: Magnetic disturbances and associated sun-spots. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 65, 2–18, 1904.
- McPherron, R. L.: Satellite studies of magnetospheric substorms on August 15, 1968: 1. State of the magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 78(16), 3044–3053, 1973.
- McPherron, R. L., C. T. Russel ja M. P. Aubry: Satellite studies of magnetospheric substorms on August 15, 1968: 9. Phenomenological model for substorms. *J. Geophys. Res.* 78(16), 3131–3149, 1973.
- Miyashita, Y., A. Ieda, Y. Kamide **ym.**: Plasmoids observed in the near-Earth magnetotail at $X \sim -7 R_E$. *J. Geophys. Res.* 110(A12), A12214, 2005.
- Mozer, F. S., S. D. Bale ja T. D. Phan: Evidence of diffusion regions at a subsolar magnetopause crossing. *Phys. Rev. Lett.* 89, 015002, 2002.
- Nagai, T.: Location of magnetic reconnection in the magnetotail. *Space Sci. Rev.* 122, 39–54, 2006.
- Nagai, T., M. Fujimoto, Y. Saito, S. Machida, T. Terasawa, R. Nakamura, T. Yamamoto, T. Mukai, A. Nishida ja S. Kokubun: Structure and dynamics of magnetic reconnection for substorm onsets with Geotail observations. *J. Geophys. Res.* 103(A3), 4419–4440, 1998.
- Ogino, T., ja R. J. Walker: A magnetohydrodynamic simulation of the bifurcation of tail lobes during intervals with a northward interplanetary magnetic field. *Geophys. Res. Lett.* 11, 1018–1021, 1984.
- Øieroset, M., T. D. Phan, M. Fujimoto, R. P. Lin ja R. P. Lepping: In situ detection of collisionless reconnection in the Earth’s magnetotail. *Nature* 412, 414–417, 2001.
- Palmroth, M.: *Solar wind - magnetosphere interaction as determined by observations and a global MHD simulation*. Väitöskirja, Ilmatieteen laitos, Helsinki 2003; <http://urn.fi/URN:ISBN:952-91-5949-8>.
- Palmroth, M., T. I. Pulkkinen, P. Janhunen ja C.-C. Wu: Stormtime energy transfer in global MHD simulation. *J. Geophys. Res.* 108(A1), 1048, 2003.

- Palmroth, M., P. Janhunen, T. I. Pulkkinen ja H. E. J. Koskinen: Ionospheric energy input as a function of solar wind parameters: global MHD simulation results. *Ann. Geophys.* 22, 549–566, 2004.
- Palmroth, M., P. Janhunen ja T. I. Pulkkinen: Hysteresis in solar wind power input to the magnetosphere. *Geophys. Res. Lett.* 33, L03107, 2006.
- Pandolfi, M., ja D. d'Ambrosio: Numerical instabilities in upwind methods: Analysis and cures for the “carbuncle” phenomenon. *J. Comp. Phys.* 166(2), 271–301, 2001.
- Papadopoulos, K., C. Goodrich, M. Wiltberger, R. Lopez ja J. G. Lyon: The physics of substorms as revealed by the ISTP. *Phys. Chem. Earth (c)* 24, 189, 1999.
- Parker, E. N.: Sweet’s mechanism for merging magnetic fields in conduction fluids. *J. Geophys. Res.* 62, 509–520, 1957.
- Parker, E. N.: Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields. *Astrophys. J.* 128, 664–676, 1958.
- Perreault, P., ja S.-I. Akasofu: A study of geomagnetic storms. *Geophys. J.* 54, 547–573, 1978.
- Petschek, H. E.: Magnetic field annihilation. Teoksessa *Physics of Solar Flares*, toim. W. N. Hess, NASA SP-50, Washington, D.C., 1964.
- Phan, T. D., B. U. Ö. Sonnerup ja R. P. Lin (2001): Fluid and kinetics signatures of reconnection at the dawn tail magnetopause: Wind observations. *J. Geophys. Res.* 106(A11), 25.489–25.502, 2001.
- Phan, T. D., H. Hasegawa, M. Øieroset, T. Mukai, R. P. Lin ja W. Paterson: Simultaneous Geotail and Wind observations of reconnection at the subsolar and tail flank magnetopause. *Geophys. Res. Lett.* 33, L09104, 2006.
- Priest, E., ja T. Forbes: New models for fast steady-state magnetic reconnection. *J. Geophys. Res.* 91, 5579–5588, 1986.
- Priest, E., ja T. Forbes: *Magnetic Reconnection. MHD theory and applications*. Cambridge University Press, Cambridge 2000.
- Pudovkin, M. I., V. S. Semenov, M. F. Heyn ja H. K. Biernat: Implications of the stagnation line model for energy input through the dayside magnetopause. *Geophys. Res. Lett.* 13, 213–216, 1986.
- Pulkkinen, T. I., ja M. Wiltberger: Global magnetospheric response to IMF driving: ISTP observations, empirical modelling, and MHD simulations. *Phys. Chem. Earth C24*, 153–162, 1999.
- Pulkkinen, T. I., ja M. Wiltberger: Thin current sheet evolution as seen in observations, empirical models and MHD simulations. *Geophys. Res. Lett.* 27, 1363–1366, 2000.
- Pulkkinen, T. I., D. N. Baker, D. G. Mitchell, R. L. McPherron, C. Y. Huang ja L. A. Frank: Thin current sheets in the magnetotail during substorms: CDAW 6 revisited. *J. Geophys. Res.* 99(A4), 5793–5803, 1994.

- Pulkkinen, T. I., D. N. Baker, M. Wiltberger, C. Goodrich, R. E. Lopez ja J. G. Lyon: Pseudobreakup and substorm onset: Observations and MHD simulations compared. *J. Geophys. Res.* 103(A7), 14.847–14.854, 1998.
- Pulkkinen, T. I., M. Palmroth, E. I. Tanskanen, P. Janhunen, H. E. J. Koskinen ja T. V. Laitinen: New interpretation of magnetospheric energy circulation. *Geophys. Res. Lett.* 33, L07101, 2006.
- Raeder, J., J. Berchem ja M. Ashour-Abdalla: The Geospace Environment Modeling Grand Challenge: Results from a Global Geospace Circulation Model. *J. Geophys. Res.* 103(A7), 14.787–14.798, 1998.
- Reiff, P. H., R. W. Spiro ja T. W. Hill: Dependence of polar cap potential on interplanetary parameters. *J. Geophys. Res.* 86, 7639–7648, 1981.
- Retinò, A., ym.: Cluster multispacecraft observations at the high-latitude duskside magnetopause: implications for continuous and component magnetic reconnection. *Ann. Geophys.* 23, 461–473, 2005.
- Rogers, B. N., R. E. Denton, J. F. Drake ja M. A. Shay: The role of dispersive waves in collisionless magnetic reconnection. *Phys. Rev. Lett.* 87, 195.004, 2001.
- Rostoker, G., M. Mareschal ja J. C. Samson: Response of dayside net downward field-aligned current to changes in the interplanetary magnetic field and to substorm perturbations. *J. Geophys. Res.* 87, 3489–3510, 1982.
- Runov, A., R. Nakamura, W. Baumjohann, T. L. Zhang, M. Volwerk, H.-U. Eichelberger ja A. Balogh: Cluster observation of a bifurcated current sheet. *Geophys. Res. Lett.* 30(2), 1036 (s. 8-1), 2003a.
- Runov, A., R. Nakamura, W. Baumjohann ym.: Current sheet structure near magnetic x-line observed by Cluster. *Geophys. Res. Lett.* 30, 33-1, 2003b.
- Runov, A., V. A. Sergeev, R. Nakamura, W. Baumjohann, T. L. Zhang, Y. Asano, M. Volwerk, Z. Vörös, A. Balogh ja H. Rème: Reconstruction of the magnetotail current sheet structure using multi-point Cluster measurements. *Plan. Space Sci.* 53, 237–243, 2005.
- Russell, C. T., ja R. C. Elphic: Initial ISEE magnetometer results – Magnetopause observations. *Space Sci. Rev.* 22, 681–715, 1978.
- Sandholt, P. E., ja C. J. Farrugia: Does the aurora provide evidence for the occurrence of antiparallel magnetopause reconnection? *J. Geophys. Res.* 108, 1466, 2003.
- Schindler, K., M. Hesse ja J. Birn: General magnetic reconnection, parallel electric fields and helicity. *J. Geophys. Res.* 93, 5547–5557, 1988.
- Semenov, V. S., M. F. Heyn ja I. V. Kubyskin: Reconnection of magnetic field lines in a nonstationary case. *Sov. Astron.* 27, 660–665, 1983.
- Sergeev, V. A., R. J. Pellinen ja T. I. Pulkkinen: Steady magnetospheric convection: a review of recent results. *Space Sci. Rev.* 75, 551–604, 1996.
- Sergeev, V., A. Runov, W. Baumjohann, ym.: Current sheet flapping motion and structure observed by Cluster. *Geophys. Res. Lett.* 30(6), 1327 (s. 60-1), 2003.

- Sergeev, V., A. Runov, W. Baumjohann, **ym.**: Orientation and propagation of current sheet oscillations. *Geophys. Res. Lett.* 30(6), L05807, 2004.
- Sibeck, D. G., G. Paschmann, R. A. Treumann **ym.**: Plasma transfer processes at the magnetopause. Luku 4 teoksessa *Magnetospheric Plasma Sources and Losses*, toim. B. Hultqvist, M. Øieroset, G. Paschmann ja R. Treumann, Kluwer Academic publishers, Dordrecht 1999.
- Siscoe, G. L., G. M. Erickson, B. U. Ö. Sonnerup, N. C. Maynard, K. D. Siebert, D. R. Weimer ja W. W. White: Global role of E_{\parallel} in magnetopause reconnection: and explicit demonstration. *J. Geophys. Res.* 106, 13.015–13.022, 2001.
- SKVR: *Suomen Kansan Vanhat Runot*. Suomalaisen Kirjallisuuden Seura, Helsinki 1908–1948.
- Slavin, J. A., E. J. Smith, B. T. Tsurutani, D. G. Sibeck, H. J. Singer, D. N. Baker, J. T. Gosling, E. W. Hones ja F. L. Scarf: Substorm associated traveling compression regions in the distant tail - ISEE-3 geotail observations. *Geophys. Res. Lett.* 11, 657–660, 1984.
- Slavin, J. A., D. H. Fairfield, M. M. Kuznetsova, C. J. Owen, R. P. Lepping, S. Taguchi, T. Mukai, Y. Saito, T. Yamamoto, S. Kokubun, A. T. Y. Lui ja G. D. Reeves: ISTP observations of plasmoid ejection: IMP 8 and Geotail. *J. Geophys. Res.* 103(A1), 119–133, 1998.
- Slavin, J. A., E. I. Tanskanen, M. Hesse, C. J. Owen, M. W. Dunlop, S. Imber, E. A. Lucek, A. Balogh ja K.-H. Glaßmeier: Cluster observations of traveling compression regions in the near-tail. *J. Geophys. Res.* 110, A06207, 2005.
- Sonnerup, B. U. Ö.: Magnetic field reconnection in a highly conducting incompressible fluid. *J. Plasma Phys.* 4, 161–174, 1970.
- Sonnerup, B. U. Ö., H. Hasegawa ja G. Paschmann: Anatomy of a flux transfer event seen by Cluster. *Geophys. Res. Lett.* 31, L11803, 2004.
- Speiser, T. W., ja N. F. Ness: The neutral sheet in the geomagnetic tail: its motion, equivalent currents, and field line reconnection through it. *J. Geophys. Res.* 72(1), 131, 1967.
- von Steiger, R., ja J. Geiss: Solar wind composition and expectations for high solar latitudes. *Adv. Space Res.* 13, 63–74, 1993.
- Sweet, P. A.: The neutral point theory of solar flares. *Electromagnetic phenomena in cosmical physics, IAU Symp.* 6, 123–134, Cambridge Univ. Press, Lontoo 1958.
- Swisdak, M., B. N. Rogers, J. F. Drake ja M. A. Shay: Diamagnetic suppression of component magnetic reconnection at the magnetopause. *J. Geophys. Res.* 108(A5), 1218, 2003.
- Thompson, S. M., M. G. Kivelson, M. El-Alaoui, A. Balogh, H. Rème ja L. M. Kistler: Bifurcated current sheets: statistics from Cluster magnetometer measurements. *J. Geophys. Res.* 111, A03212, 2006.
- Toyochi, T., ja T. Miyazaki: Flapping motions of the tail plasma sheet induced by the interplanetary magnetic field variations. *Planet. Space Sci.* 24, 147, 1976.

- Trattner, K. J., S. M. Petrinec, W. K. Peterson, S. A. Fuselier ja H. Rème: Tracing the location of the reconnection site from the northern and southern cusps. *J. Geophys. Res.* *111*, A11211, 2006.
- Treumann, R. A.: Origin of resistivity in reconnection. *Earth Planets Space* *53*, 453–462, 2001.
- Ueno, G., S Machida, T. Mukai, Y. Saito ja A. Nishida: Distribution of x-type neutral lines in the magnetotail with Geotail observations. *Geophys. Res. Lett.* *26*, 3341–3344, 1999.
- Vasyliunas, V. M.: Theoretical models of magnetic field line merging, 1. *Rev. Geophys. Space Phys.* *13*, 303–336, 1975.
- Wilken, B., Q. G. Zong, I. A. Daglis, T. Doke, S. Livi, K. Maezawa, Z. Y. Pu, S. Ullaland ja T. Yamamoto: Tailward flowing energetic oxygen ion bursts associated with multiple flux ropes in the distant magnetotail: Geotail observations. *Geophys. Res. Lett.* *22*, 3267–3270, 1995.
- Zhang, T. L., W. Baumjohann, R. Nakamura, A. Balogh ja K.-H. Glaßmeier: A wavy twisted neutral sheet observed by Cluster. *Geophys. Res. Lett.* *29(19)*, 1899 (s. 5-1), 2002.

ENGLISH TRANSLATION OF THE SUMMARY PART

TABLE OF CONTENTS

PUBLICATIONS	77
1 MAGNETOSPHERE AND GLOBAL SIMULATIONS	79
1.1 Early ideas.....	79
1.2 The solar wind meets the Earth’s magnetic field.....	79
1.3 The structure of the magnetosphere	81
1.4 Magnetospheric convection	82
1.5 Substorms.....	83
1.6 Numerical modelling.....	85
1.7 The magnetospheric simulation Gumics-4	87
2 THEORETICAL RECONNECTION MODELS	91
2.1 The concept of reconnection	91
2.2 Sweet–Parker model	92
2.3 Petschek model	94
2.4 On other two-dimensional MHD reconnection models	96
2.5 Time-dependent reconnection.....	97
2.6 Three-dimensional reconnection.....	99
2.7 Collisionless reconnection and Hall fields.....	100
3 FINDING AND MEASURING RECONNECTION	102
3.1 Thin current sheet.....	102
3.2 X-line and flow reversal line.....	103
3.3 Four field junction.....	104
3.4 Topological transfer quantities.....	106
3.5 Reconnection power.....	108
3.6 Energy conversion surface density	109
4 PROPERTIES OF RECONNECTION IN THE SIMULATION AND IN NATURE	111
4.1 Reconnection in the simulation: a large Sweet-Parker diffusion region?..	111
4.2 What is numerical in the simulation results and what physical?	112
4.3 Component or antiparallel reconnection on the magnetopause?	115
4.4 Current sheet flapping in the tail.....	118
5 RECONNECTION AS A PART OF THE INTERACTION SYSTEM FORMED BY THE SOLAR WIND, THE MAGNETOSPHERE AND THE IONOSPHERE	120
5.1 The solar wind drives reconnection on the magnetopause	120
5.2 Transfer of energy into the magnetosphere.....	122
5.3 Entry of mass into the magnetosphere and onto closed field lines	123
5.4 Tail reconnection processes the energy flowing from the magnetopause .	124

5.5	Consequences of reconnection in the tail.....	125
6	CONCLUSIONS	127
	REFERENCES	130

PUBLICATIONS

This thesis consists of a summary part and five original research articles. Below is a list of the articles and a short description of how they contribute to the theme of the thesis. In the summary part these five articles are referenced by a roman numeral.

- I T. V. Laitinen, T. I. Pulkkinen, M. Palmroth, P. Janhunen and H. E. J. Koskinen: The magnetotail reconnection region in a global MHD simulation. *Ann. Geophys.* 23, 3753–3764, 2005.
- II T. V. Laitinen, P. Janhunen, T. I. Pulkkinen, M. Palmroth and H. E. J. Koskinen: On the characterization of magnetic reconnection in global MHD simulations. *Ann. Geophys.* 24, 3059–3069, 2006.
- III T. V. Laitinen, M. Palmroth, T. I. Pulkkinen, P. Janhunen and H. E. J. Koskinen: Pressure-dependent component reconnection on the magnetopause in a global MHD model. Accepted, *J. Geophys. Res.*, 2007.
- IV M. Palmroth, T. V. Laitinen and T. I. Pulkkinen: Magnetopause energy and mass transfer: Results from a global MHD simulation. *Ann. Geophys.* 24, 3467–3480, 2006.
- V T. V. Laitinen, R. Nakamura, A. Runov, H. Rème and E. A. Lucek: Global and local disturbances in the magnetotail during reconnection. *Ann. Geophys.* 25, 1025–1035, 2007.

Article I is the first study on reconnection in the Gumics simulation. Therein the tail current sheet, the x-line and the flow reversal line are located. In this phase reconnection is thus studied through the local geometry of the magnetic field and plasma flow. Reconnection power is defined as the quantitative proxy for reconnection efficiency. The tail reconnection power is shown to follow the energy flux entering the magnetosphere through the magnetopause, which shows that reconnection in Gumics is directly driven.

The local consideration used to study tail reconnection are not suitable for finding the reconnection line on the magnetopause, where the geometry is more complicated. Therefore a new approach is developed in article II. The four-field junction is based on the central role of reconnection in the magnetospheric global topology as the meeting place of four different magnetic domains. The article also defines topological transfer quantities, a method for calculating the amount of e.g. mass or energy transferred from one magnetic domain to another. The reconnection power, introduced in the previous article, is now given some theoretical background by discussing energy transformation in the Sweet-Parker model. The use of energy conversion is further developed by defining the energy conversion surface density, which can be used to analyse the spatial distribution of reconnection power.

The methods developed in article II are applied in articles III and IV. The former concentrates on the properties of magnetopause reconnection and its dependence on solar wind parameters. The effect of the direction of the interplanetary magnetic field on magnetopause reconnection is found to be consistent with the predictions of the component reconnection hypothesis. In addition, the solar wind speed is found to regulate strongly the reconnection power, while the solar wind density has little effect. Article IV then studies the transfer of mass and energy through the magnetopause and the outer boundary of closed field lines. Energy flux is found to be largest in sectors perpendicular to the reconnection line, while mass is transferred predominantly in the sectors aligned with the reconnection line.

Article V uses a completely different research method than the others and is therefore placed last in this thesis. It studies reconnection in the tail current sheet, but using magnetic field and proton data from the Cluster satellites instead of a simulation. Flapping motions of the current sheet are analysed and it is shown that the Hall fields associated with the proton diffusion region are tilted with the current sheet. The speed of the flapping motion is also found to increase when reconnection starts. In addition, a deflection of the ambient magnetotail field direction, simultaneous to reconnection, is detected.

For articles I, II and III the author of this thesis developed the computational tools needed for analysing the simulations results, performed the actual analysis and wrote the manuscripts. Of the new methods introduced in article II, the four-field junction was invented by the author and the topological transfer quantities by P. Janhunen. The theoretical considerations on energy consumption were done by the author. For article IV the author calculated the four-field junctions and the fluxes through the boundary of the region of closed field lines, and participated in interpreting the results and finishing the manuscript. For article V the author performed the data analysis and wrote the manuscript.

1 MAGNETOSPHERE AND GLOBAL SIMULATIONS

1.1 EARLY IDEAS

The first clear indication that solar active phenomena may affect the Earth was the great magnetic storm of 1859. Richard Carrington and Richard Hodgson observed independently of each other a strong white-light flare in the Sun, and simultaneously a magnetic disturbance was recorded at the Kew observatory. On the next day began a magnetic storm which is considered the strongest in the history of observations [Cliver, 2006]. The exceptional singular event was not sufficient to convince all of the connection of the phenomena. Furthermore, no mechanism that could carry the delayed effect was known. The connection of the Sun and on-the-ground magnetic disturbances was proved much later by *Maunder* [1904], who found a statistical periodicity of the magnetic disturbances consistent with the rotation of the Sun.

During the first decades of the 20th century the so-called corpuscular hypothesis was established as the generally accepted explanation of magnetic storms. It states that particles (corpuscles) thrown out of the Sun by flares disturb the Earth's magnetic field and cause the aurora borealis [see e.g. Cliver, 2006]. The tails of comets led *Biermann* [1951] to propose that the solar corpuscular radiation would be continuous and not only an effect of flares. This was confirmed by satellite measurements in the beginning of the 1960s. Already earlier *Hoyle* [1949] had suggested that auroral particles could be accelerated to the necessary energies at the neutral points formed by the interplanetary and Earth's magnetic field, in present-day words, at a reconnection site. Inspired by this thought, *Dungey* [1961] sketched the concept of magnetospheric convection driven by the solar wind between two neutral points. From this he derived the basic form of the observed convection pattern in the polar cap areas of the ionosphere. This can be considered as the beginning of our present understanding of the magnetosphere.

1.2 THE SOLAR WIND MEETS THE EARTH'S MAGNETIC FIELD

The gravity of the Sun is not able to meet the hot corona in static equilibrium. The corona, with a temperature of millions of kelvins, is in a state of continuous outward expansion. Thus the outermost part of the solar atmosphere gradually thins to a particle flux streaming out to the interplanetary space, known as the solar wind.

The solar wind is electrically neutral, fully ionised thin plasma. It is mostly protons and electrons, with about three percent of helium nuclei (α particles) [e.g. Lang, 2000] and small amounts of multiply ionised heavier elements [e.g. von Steiger and Geiss, 1993]. At the Earth's orbit the average speed of the solar wind is about 400 km/s and density a few protons in a cubic centimetre. These are only order-of-magnitude estimates, since the physical properties of the solar wind fluctuate strongly

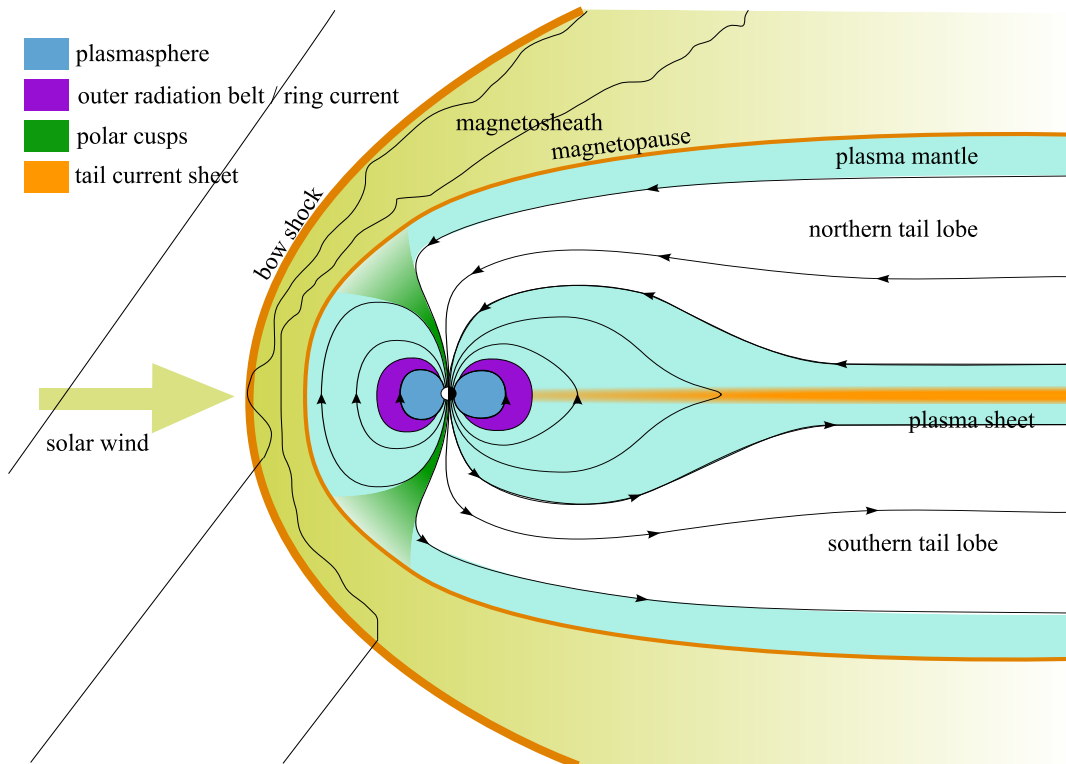


Figure 1.1. Structure of the magnetosphere. The figure is a cross-section in the plane defined by the solar wind direction and the Earth's magnetic dipole axis. For simplicity the dipole axis is assumed to be perpendicular to the solar wind direction.

depending on the solar activity level and coronal structure. Especially coronal mass ejections cause very strong disturbances in the solar wind.

Because the solar wind plasma is collisionless, its diffusivity and resistivity are extremely small. Thus the concept of magnetic field “frozen into” the plasma, derived from the equations of ideal MHD, can be applied. The solar magnetic field is carried into the interplanetary space by the solar wind and twists into so-called Parker spiral due to the rotation of the Sun [Parker, 1958]. At the distance of the Earth's orbit the magnitude of the interplanetary magnetic field (IMF) is on the average 6 nT, and the Parker spiral makes an angle of 45° with the Sun–Earth-line.

At the Earth the solar wind meets an obstacle, the Earth's magnetic field. It is produced by a dynamo process in the Earth's liquid outer core at a depth of 3000–5000 km. The Earth's magnetic field is approximately a dipole, whose axis makes an angle of about 11° with the Earth's rotation axis. The strength of the field is $0.3 \mu\text{T}$ on the equator and $0.6 \mu\text{T}$ at the poles. The magnetic north pole is close to the geographic south pole and vice versa, a fact that may sometimes cause confusion. In magnetospheric research the terms north and south are used in the geographic sense.

The interaction of the solar wind the Earth's magnetic field creates the magnetosphere. It is a region surrounding the Earth where the Earth's magnetic field controls the motion of charged particles and around which the solar wind flow is deflected. On

the Sun–Earth line its outer boundary, the magnetopause, is on the average at a distance of about 10 Earth radii (R_E) from the Earth. At that distance the magnetic pressure of the Earth’s field balances the dynamic pressure of the solar wind. In the night-side, behind the Earth, the solar wind flow stretches the magnetosphere into a tail whose length is hundreds of R_E .

1.3 THE STRUCTURE OF THE MAGNETOSPHERE

The structure of the magnetosphere is illustrated in figure 1.1. Because the solar wind flow is supersonic, a shock front is formed in front of the magnetosphere. At the shock the solar wind flow becomes subsonic. Between the shock and the magnetopause is the magnetosheath, where the flow curves around the magnetosphere. The IMF drapes around the magnetosphere in the sheath.

The northern and southern tail lobes consist of open field lines that connect to the Earth around the magnetic poles inside the auroral oval. The tail lobes are the emptiest regions in the magnetosphere. Between them, on closed field lines, is the plasma sheet, which is denser and warmer. The particle density in the central plasma sheet is typically $0.1\text{--}1\text{ cm}^{-3}$. [e.g. *Birn*, 2007]. These plasmas mainly consist of protons, but during strong activity the amount of O^+ ions may grow significant in the plasma sheet [e.g. *Wilken et al.*, 1995]. The plasma sheet also carries the cross-tail current that separates the opposite magnetic fields in the tail lobes.

The plasma mantle mainly consists of solar wind plasma that leaks in through the magnetopause from the sheath. Examples of leaking places are the polar cusps. Particles are also transferred through the magnetopause diffusively and along field lines opened by reconnection.

Closer to the Earth there is the plasmasphere, which consists of relatively dense (10^3 cm^{-3}) plasma. Its size varies, but typically it extends from the ionosphere to the L-shells¹ 3–5 [e.g. *Blanc et al.*, 1999]. The Earth is also encircled by two radiation belts formed by energetic particles. The inner belt is within the plasmasphere and its energy content is dominated by protons, while the outer belt is dominated by electrons and is located at L-shells 3–6 [van Allen *et al.*, 1958]. The particles of the radiation belts bounce along the field lines and drift around the Earth. On L-shells 3–9 an electric current known as the ring current also flows around the Earth. It is mostly carried by ions whose energies are considerably smaller than those of the outer radiation belt electrons. Thus the outer radiation belt and the ring current have mostly separate particle populations, although they partially overlap spatially. The intensity of both the radiation belts and the ring current varies strongly [e.g. *Blanc et al.*, 1999].

¹ An L-shell is the set of those magnetic field lines that cross the magnetic equatorial plane at a distance of L from the centre of the Earth. L is given in Earth’s radii.

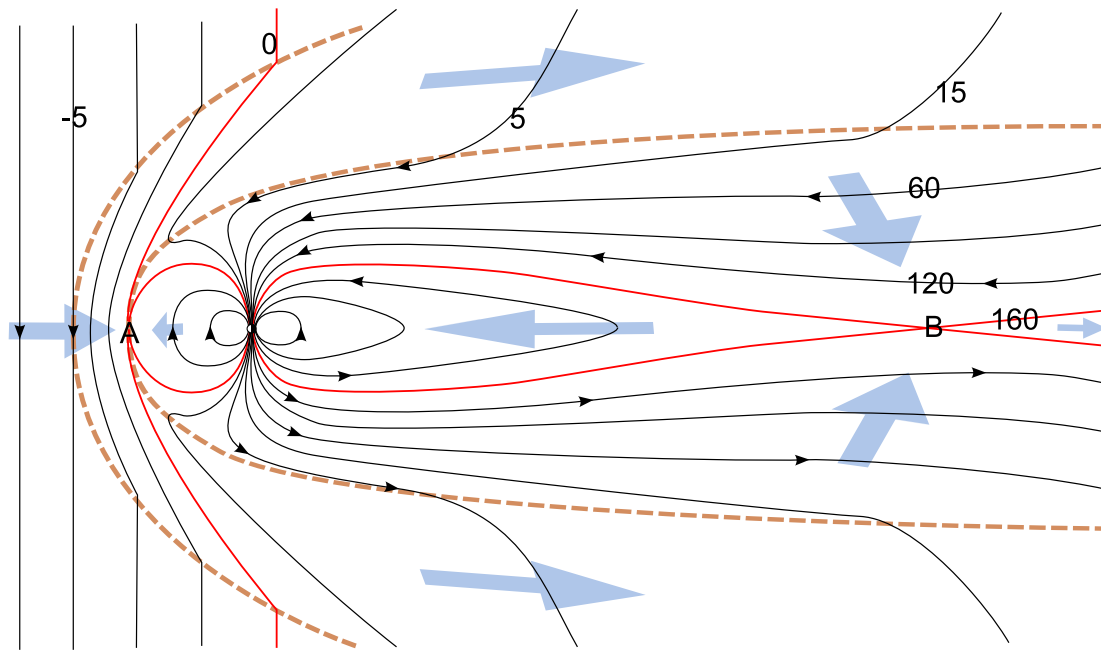


Figure 1.2. Convection in the magnetosphere after *McPherron et al.* [1973, fig. 3] during southward IMF. Reconnection lines are perpendicular to the plane of the figure. The location of the magnetopause reconnection line is marked with A and that of the magnetotail reconnection line with B. The red lines are currently reconnecting magnetic field lines. The numbers describe the speed of the convection in minutes, when solar wind speed is $5 R_E/\text{min} = 530 \text{ km/s}$ and the potential difference across the polar cap in the ionosphere is 50 kV.

Figure 1.1 shows only a part of the magnetospheric current systems. The cross-tail current splits in two at the flank of the tail and flows around the tail lobes along the magnetopause. The currents on the dayside magnetopause are called Chapman–Ferraro currents. Their magnitude and direction depend on the magnitude and direction of the IMF [*Chapman and Ferraro*, 1931]. Field-aligned currents couple the magnetospheric current systems to the electric currents in the ionosphere.

1.4 MAGNETOSPHERIC CONVECTION

Our present-day understanding of the magnetospheric convection² is based on the model of two neutral lines, or reconnection lines, presented by *Dungey* [1961]. The model is illustrated in figure 1.2. The southward field lines of the solar wind and the northward field lines of the magnetosphere meet at the magnetopause neutral line (A), where they reconnect. The open field lines formed in reconnection are then drawn to the tail by the flow in the sheath. In the tail lobes convection transports field lines toward the current sheet. The field lines reconnect again at the tail neutral line (B). Be-

² The plasma flow in the magnetosphere is not caused by temperature gradients, so the term convection is misleading. The phenomenon would be better described by the word advection. However, convection is the conventional term in space physics and will therefore be used also in this thesis.

hind the reconnection line plasma becomes released from its magnetic connection to the Earth, flows into the interplanetary space and is mixed with the solar wind. The plasma that remains on closed field lines is transported earthward and flows past the Earth back to the dayside.

Magnetospheric plasmas are normally ideally conductive, so that magnetic field lines can usually be regarded as equipotential lines of the electrostatic field. Thus the convective electric field $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ maps along the field lines to the ionosphere. Because open southward field lines convect tailward and closed northward field lines convect sunward, the convective electric field in the magnetosphere points duskward, which in figure 1.2 is out from the plane of the paper. The electric field maintains the duskward direction when mapped to the polar caps in the ionosphere, that is, to the regions where the ionospheric footpoints of the lobe field lines are. On lower latitudes, where the footpoints of the closed field lines are, the convective electric field maps to the ionosphere as dawnward. Thus a bipolar potential pattern is formed in the ionosphere, with the maximum at the dusk edge of the polar cap and the minimum at the dawn edge [Dungey, 1961]. In the ionosphere the mapped electric field drives plasma convection that follows the magnetospheric convection.

According to Reiff *et al.* [1981], the potential difference across the polar cap is a direct, linear measure of the magnetospheric convection and thereby of the coupling efficiency of the solar wind and the magnetosphere. The potential difference grows as the southward IMF component increases, which is consistent with the Dungey's convection model: the largest possible reconnection rate at the magnetopause, and thus the largest possible convection rate in the magnetosphere, is proportional to the magnitudes of the opposite components of the magnetic fields on the two sides of the magnetopause. However, the potential difference has a base level of about 35 kV even during northward IMF [Reiff *et al.*, 1981] when the angle between the fields on the two sides of the magnetopause is small and the configuration is not suitable for reconnection. Momentum is thus transferred from the solar wind to the magnetosphere also independently of reconnection, and this phenomenon is known as viscous interaction [Axford and Hines, 1961].

1.5 SUBSTORMS

In the previous subsection the magnetospheric convection was described as steady circulation, but in reality that occurs only rarely. There are at least two reasons to this. Firstly, the properties of the solar wind and thus the forcing that drives the convection fluctuate all the time. According to Coroniti and Kennel [1973] the self-inductance of the magnetospheric current systems and their coupling to the ionosphere cause a delay of about 20 minutes to the sunward return flow as compared to the tailward flow. Secondly, even if the forcing would remain steady, Erickson and Wolf [1980] and Erickson [1992] state that convection in the magnetotail is inherently unstable: the flux

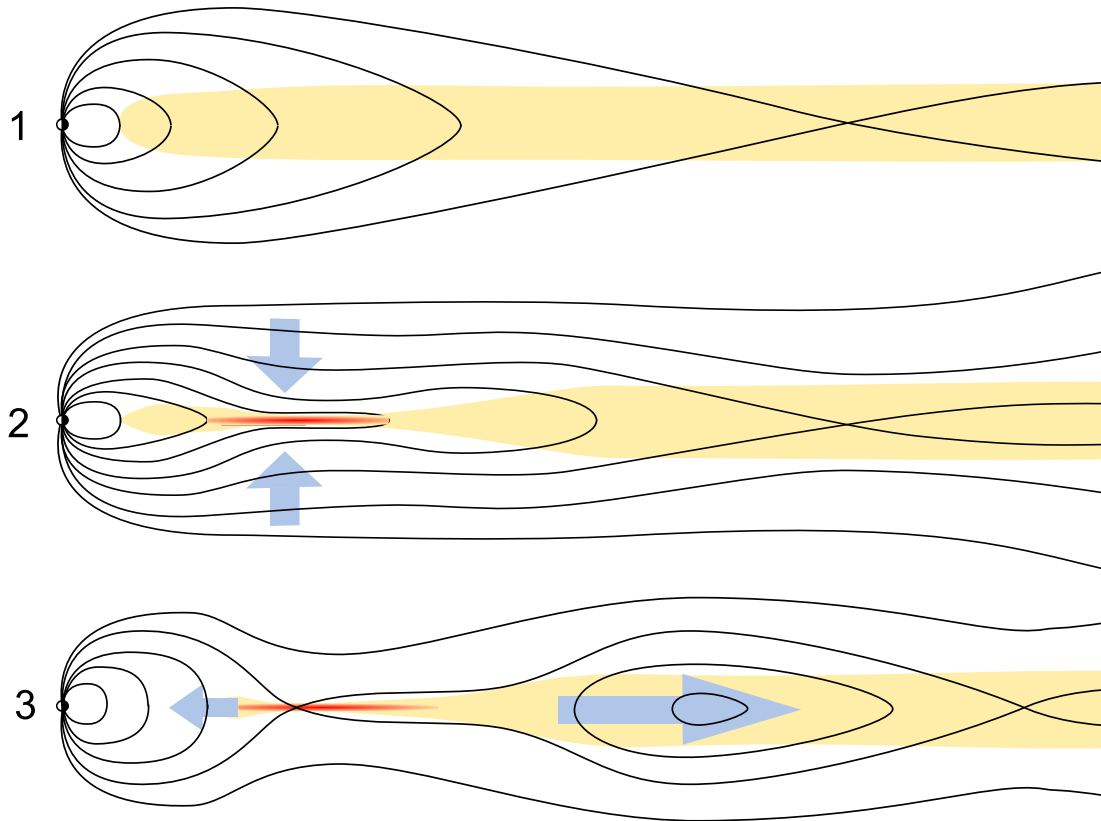


Figure 1.3. Changes in the magnetotail during a substorm according to *Hones* [1979, fig. 4]. 1. Slow convection through distant neutral line during weak solar wind forcing. 2. During growth phase increased forcing accumulated magnetic flux in the tail and causes the current sheet to thin in the near-Earth tail. 3. A near-Earth neutral line has formed in the thin current sheet. A plasmoid moves tailward and on the earthward side of the neutral line the field dipolarizes.

tubes that become closed at the distant neutral line cannot shorten and move earthward as steady convection would require, because adiabatic compression of the plasma on those flux tubes would lead to too large growth of plasma pressure. Therefore the flux tubes stay long and the tail stretches until it breaks. That part of the tail which loses its magnetic connection with the Earth forms a plasmoid, which carries the extra plasma back to the solar wind.

The breaking of the plasma sheet in the magnetotail is a part of the basic process of magnetospheric dynamics, the substorm. *McPherron* [1973] and *McPherron et al.* [1973] describe the phases of a substorm in the following manner (compare with figure 1.3): A substorm starts with a growth phase, which is typically initiated by a southward turning of the IMF. During the growth phase reconnection peels off magnetic flux from the dayside magnetosphere. The flux convects to the tail and accumulates there. In the near tail flux density increases and the plasma sheet thins. The growth phase is succeeded by the onset of the expansion phase. The onset can be timed more precisely than other phases of a substorm and serves therefore as an im-

portant reference time. On the ground it can be seen from the sudden brightening and northward motion of the southernmost auroral arc in the midnight sector [Akasofu, 1964] and from the magnetic disturbances caused by the westward electrojet in the same region [e.g. Akasofu *et al.*, 1965]. Later the onset has also been timed from other signatures, for example, using injections of energetic particles at the geostationary orbit [e.g. Borovsky *et al.*, 1993].

Nowadays the onset of the expansion phase is thought to be related to the forming of the near-Earth neutral line (reconnection line) and the onset of reconnection in the near tail [e.g. Baker *et al.*, 1996]. Simultaneously a part of the cross-tail current in the near tail is diverted as field-aligned currents to the ionosphere thus forming the substorm current wedge [McPherron *et al.*, 1973]. The electrojet that was mentioned earlier is the ionospheric part of the current wedge. However, there is no consensus on the primary cause of this development, nor on whether it is the reconnection line or the current wedge that forms first [see e.g. Rostoker *et al.*, 1982].

In the expansion phase reconnection reduces the amount of open magnetic flux in the tail. Between the Earth and the reconnection line the newly closed field lines move toward the Earth the field stretched during the growth phase now returns to a more dipolar configuration, that is, dipolarises. On the tailward side of the near-Earth reconnection line the newly reconnected field lines form a plasmoid, which recedes into the interplanetary space. When reconnection in the near tail ceases, the substorm enters its recovery phase, during which closed magnetic flux continues to return to the dayside.

Substorms are quite common: according to Borovsky *et al.* [1993] there are roughly 1500 substorms per year, which is four substorms per day on the average. However, substorms are not distributed evenly in time: during weak solar wind forcing there can be long quiet periods. During strong forcing onsets repeat at an interval of 2–4 hours, which probably represents the intrinsic period of the substorm cycle.

Although a substorm is the most typical response of the magnetosphere to increased forcing, at times steady magnetospheric convection events lasting for hours or even days are observed when the solar wind is exceptionally steady [Sergeev *et al.*, 1996]. These events occur when the solar wind forcing is weak or moderate. When the forcing is exceptionally strong, during magnetic storms, so-called sawtooth events occur [e.g. Henderson, 2004; Pulkkinen *et al.*, 2006]. They resemble series of partly merged substorms. Sawtooth events show that tail reconnection has a tendency to be bursty, while steady magnetospheric convection events show that reconnection may also settle to a steady mode at least in large scale.

1.6 NUMERICAL MODELLING

Numerical simulation models are a central tool of modern space research. They model the phenomena in the magnetosphere or other space environments starting from basic

physical equations [see e.g. *Lyon et al.*, 2004]. Comparing simulation results to observations helps to understand how well and in which respects the physical laws applied in the simulation describe the phenomena under study. On the other hand, simulations are the only available way to perform studies with wide spatial coverage in space environments, where in situ -measurements are sparse and which are too complicated for complete analytical modelling. Especially in the United States interest in simulations is increased by the goal of developing models capable predicting space weather events. In this work, however, simulations are used purely as a tool of basic research.

Presently all global magnetospheric simulations are based on magnetohydrodynamic (MHD) equations, because that is the only theoretical ground that has proved be applicable in practice [e.g. *Groth et al.*, 2000; *Palmroth*, 2003]. MHD describes well the behaviour of plasma in solar wind, magnetosheath and outer magnetosphere; on the other hand, it cannot describe correctly the overlapping particle populations with different temperatures in the inner magnetosphere. There are also several practical numerical methods for solving MHD equations, and the grid can be made large enough to model the entire magnetosphere without exhausting the available computational capacity. The practical details of building an MHD-based magnetospheric simulation are discussed by *Lyon et al.* [2004].

Simulation codes modelling the entire magnetosphere entered research use in the early 1980s. The first important result was verification of *Dungey's* [1961] magnetospheric topology and associated convection. Because the resolution of the simulations was still poor, attention was directed in global scale phenomena, such as the changing of the global structure of the magnetosphere as a function of the IMF y component [*Brecht et al.*, 1981]. Reconnection as a central process in the magnetosphere also attracted interest from the beginning: By inspecting the plasma flow and the geometry of the magnetic field, *Brecht et al.* [1982] found in their simulation a tail reconnection region that operated in a cyclic manner and detached plasmoids. *Ogino and Walker* [1984] investigated the behaviour of the magnetosphere under northward IMF and concluded that the convection pattern in their simulation implied the existence of reconnection on the magnetopause behind the polar cusps.

In the 1990's when the performance of computers and codes had enhanced the focus shifted to simulations of space weather events. In such simulation runs satellite measurements of solar wind during some interesting interval are used as input. Comparing simulation results to satellite and ground observations allows one to estimate how well the simulation represents reality and also constitutes a case study of the event type [e.g. *Raeder et al.*, 1998; *Pulkkinen et al.*, 1998; *Pulkkinen and Wiltberger*, 1999, 2000; *Palmroth et al.*, 2003, 2004]. These studies show that MHD simulations perform very well in modelling the outer structures of the magnetosphere, for example, the location of the magnetopause [*Palmroth et al.*, 2003]. Also the main features of the time development of the ionospheric dissipation power is modelled correctly,

although its overall level is different from that estimated from measurements [*Palmroth et al.*, 2004]. On the other hand, different simulation codes may produce very different behaviour for example in the magnetotail current sheet [compare *Pulkkinen et al.*, 1998, and I].

1.7 THE MAGNETOSPHERIC SIMULATION GUMICS-4

Gumics-4 that is used in this thesis study is a global magnetosphere-ionosphere simulation developed at the Finnish Meteorological Institute [*Janhunen*, 1996]. It consists of two coupled numerical models: an MHD-based magnetospheric part and an electrostatic ionospheric part. The functioning principle of Gumics is illustrated in figure 1.4.

The magnetospheric part of Gumics works in a Cartesian cubic grid in GSE coordinates³. The modelled region extends from +32 to -224 in the x direction (measured in R_E) and from -64 to +64 in the y and z directions. The basic grid cells are $8 R_E$ across, but each cell can independently be divided into eight smaller cells, which halves the grid spacing. Cell splitting is repeated recursively until the desired grid spacing in the region is attained. During a simulation run the code regulates the cell size automatically so that best resolution is allocated in the regions with steepest gradients. In addition the grid has been programmed to get denser more easily in the regions close to the Earth. Normally the refining is limited to five recursion steps, which leads to a grid spacing of $0.25 R_E$ in regions of best resolution. The time step is also shortened from the basic 1 s as needed so that the Courant–Friedrichs–Lewy condition [*Courant et al.*, 1928] is fulfilled. This condition states that the time step must be smaller than the time it takes from the fastest wave mode, Alfvén wave in MHD, to travel across the grid cell. The inner boundary of the MHD domain is at about $3.7 R_E$ from the centre of the Earth. The region between this boundary and the ionosphere is treated as a passive medium, which only transmits field-aligned currents, electrostatic potential and particle precipitations along dipolar magnetic field lines.

³ In the GSE coordinate system the origin is at the centre of the Earth. The x axis points toward the Sun. The z axis is perpendicular to the ecliptic such that the direction of positive z is on the north side of the ecliptic. The y axis completes the orthogonal right-handed coordinate system. The direction of positive y is called dusk and the direction of negative y is called dawn.

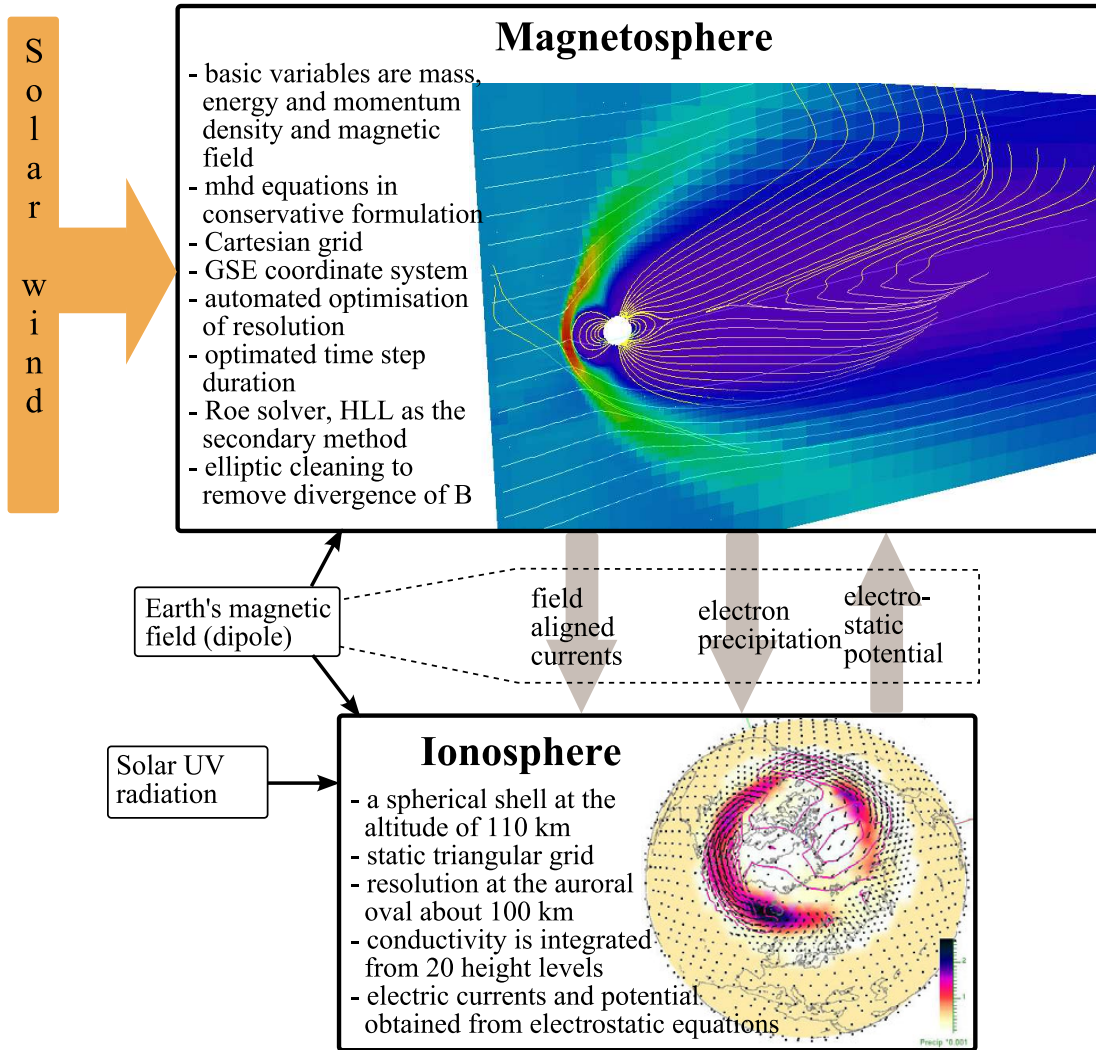


Figure 1.4. The operation principle of the Gumics simulation.

The magnetospheric part of Gumics solves the conservative MHD equations:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{p} + D_p \nabla^2 \rho \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} = -\nabla \cdot \left[\frac{\mathbf{p}\mathbf{p}}{\rho} + \left(P + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) \mathbf{I} - \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B}\mathbf{B} \right] + D_p \nabla^2 \mathbf{p} \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\nabla \cdot \left[\left(U + P - \frac{B^2}{2\mu_0} \right) \frac{\mathbf{p}}{\rho} + \frac{1}{\mu_0 \rho} \mathbf{B} \times (\mathbf{p} \times \mathbf{B}) \right] + D_U \nabla^2 U \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \left(\frac{\mathbf{p}}{\rho} \times \mathbf{B} \right) + D_B \nabla^2 \mathbf{B} \quad (1.4)$$

The primary variables are density ρ , momentum density \mathbf{p} , total energy density U and density of magnetic flux \mathbf{B} . In addition, \mathbf{I} is the unit matrix and P is the thermal plasma pressure, which is not an independent variable but is computed from the energy density. D 's are diffusion coefficients. The relation of the energy density and the pressure is given by

$$U = \frac{P}{\gamma-1} + \frac{1}{2}\rho v^2 + \frac{B^2}{2\mu_0}, \quad (1.5)$$

where the polytropic index γ has the value of 5/3.

In GUmics the MHD equations are discretised using the finite volume method (FVM). The values corresponding to a grid cell represent the volume averages of the physical quantities in that cell. Time evolution is obtained by adding to the stored values the fluxes through the cell interfaces. The method automatically guarantees that the conservation laws expressed by the original equations 1.1–1.4 are maintained accurate to the round-off errors of floating point operations. Fluxes are calculated separately at each cell interface, which means that we are dealing with the one-dimensional Riemann problem [see *LeVeque*, 1992], that is, solving the time evolution when the initial condition is a step-like planar discontinuity. No practical analytic solution of the MHD Riemann problem exists, but there are several approximate solving methods. (An exact solution has also been lately reported [*Giacomazzo and Rezzolla*, 2006].) GUmics uses two numerical solvers [*Janhunen*, 2000]: the primary method is the Roe solver [see e.g. *LeVeque*, 1992], whose main advantage is small numerical diffusion but which may lead to an unphysical negative pressure in an intermediate state. If this happens, the code discards the Roe solution and applies the Harten–Lax–van Leer method (HLL) instead. The HLL method is more diffusive but does not produce unphysical intermediate states.

Treating a three-dimensional problem as the sum of one-dimensional Riemann problems leads to the magnetic monopole problem. The MHD equations guarantee the conservation of $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, if that condition applies in the initial state, but in one-dimensional problems it does not (unless \mathbf{B} is constant). One-dimensional Riemann problems can be solved in spite of this, but the three-dimensional divergence of \mathbf{B} in the sum of the solutions is not guaranteed to remain zero. Therefore elliptic cleaning [*Brackbill and Barnes*, 1980] is applied at regular intervals in GUmics. A corrective potential magnetic field is added to the simulated field, and the scalar potential that gives the corrective field is solved from the Poisson equation using the original divergence of \mathbf{B} as a source term.

From the inner boundary of the MHD domain at $3.7 R_E$ the field aligned currents and electron precipitation computed from the temperature are transmitted to the ionosphere along the field lines of a magnetic dipole. The ionosphere in the simulation is a spherical shell at an altitude of 110 km. Formulas for electron precipitation and solar

UV irradiation are used to compute the ionospheric conductivity, whereafter the electric currents, electrostatic potential and plasma motion in the ionosphere are solved from two-dimensional electrostatic equations. The potential is mapped along dipole field lines to the MHD domain, where it is used to calculate the boundary conditions on the inner boundary.

In the context of reconnection the nature and amount of diffusion in the simulation is a very important question. There are two sources of diffusion: explicit diffusion from the physical equations, and numerical diffusion from the discrete solving methods. The explicit diffusion is represented by the diffusion terms of the form $D_a \nabla^2 a$ on the right-hand sides of equations 1.1–1.4. The D 's in those terms are diffusion coefficients that can be given physical interpretations: for example, in the induction equation 1.4 the diffusion of magnetic field is caused by plasma resistivity, and $D_B = 1/\mu_0\sigma$, where σ is the conductivity. Experience has shown that certain amount of diffusion is necessary to guarantee the stability of the numerical solution. In Gumics explicit diffusion has been set as low as possible without compromising numerical stability.

Numerical diffusion does not arise from round-off errors of the floating point operations; those are vanishingly small in this context. It is a mathematical property of the discretization and approximate solution of the physical equation. Quantification of numerical diffusion is difficult, because it depends on the chosen numerical solving method. For example, the large numerical diffusion of the HLL method is the reason why HLL is used only as the secondary method in Gumics. The primary Roe method is most likely to fail at steep gradients, which leads to HLL methods being used most in those regions. This may lead to localisation of numerical diffusion in the simulation, although that kind of a property has not been explicitly built into the code. On the other hand, the smaller grid size in the steep gradients regions acts in the opposite sense by reducing numerical diffusion there. The effect that the grid spacing Δx and the time step Δt have on numerical diffusion can be approximately quantified as $D_{num} \propto \Delta x^2 / \Delta t$. Due to the Courant-Friedrichs-Lewy condition the time step is kept approximately proportional to the grid spacing, so that a direct proportionality is left between the diffusivity and the grid spacing. However, the time step also depends on the local magnetic field strength through the Alfvén velocity: stronger magnetic field necessitates smaller time step and thus increases diffusion near the Earth. In addition, numerical diffusion in the Roe and HLL methods depends on how structures move with respect to the grid; stationary structures should not experience any numerical diffusion. In summary, many features which are not precisely known or controllable affect the amount and nature of numerical diffusion. Investigation of the reconnection process can shed light also on this question.

2 THEORETICAL RECONNECTION MODELS

2.1 THE CONCEPT OF RECONNECTION

Literally reconnection means the change to a new connection of magnetic field lines. The concept is intuitive but problematic on closer inspection: a field line is not a physical entity but solely an integral curve of the magnetic field, a mathematical abstraction. An integral curve does not have an identity that could move from one instant of time to another. Thus, in principle, nothing can “happen” to an integral curve; it cannot be “cut and reconnected”. On the other hand, reconnection has turned out to be a very powerful concept in space physics. How could a rigorous basis be given to this concept?

The conceptual framework of reconnection is the image of plasma and magnetic field “frozen” together. This image is based on the mathematical result, derived from ideal magnetohydrodynamics, that two plasma elements that lie on the same field line at one instant will lie on the same field line also at all later instants. In classical physics the constituents of matter do carry an identity that moves in time. Therefore the string of plasma elements that lie on the same field line also gives a permanent identity to the field line. Then it is natural to think of the motion of plasma elements in a direction perpendicular to the magnetic field also as motion of the field line.

The basic idea of reconnection is to maintain the image of a magnetic field frozen in to the plasma in the global picture, but to let the frozen-in condition be broken in a small, limited diffusion region. In a simple two-dimensional reconnection geometry (fig. 2.1) there is an x-point in the middle of the diffusion region. At the x-point the magnetic field vanishes and its integral curve thus becomes mathematically discontinuous. The four integral curves that end at the x-point are called separatrices. Outside the diffusion region plasma and magnetic field lines, which there keep their identity, move over the separatrix. In the diffusion region it is not sensible to follow the motion of the field line. There the connectivity of plasma elements given by the integral curve of the magnetic field changes, and when a field line has proceeded so far from the separatrix that it no longer reaches the diffusion region, it has obtained a new connection to another field line that has crossed the neighbouring separatrix.

In a three-dimensional world the x-point becomes an x-line that is perpendicular to the plane of figure 2.1. The sets of separatrix curves form surfaces which are also called separatrices. If magnetic field vanishes at the x-line, it can also be called null line. A constant magnetic field in the direction of the x-line can be added to the geometry, and this field is then called the guide field. In that case the x-line is also a field line, but the nature of the separatrices as boundaries between topologically separate domains is not changed.

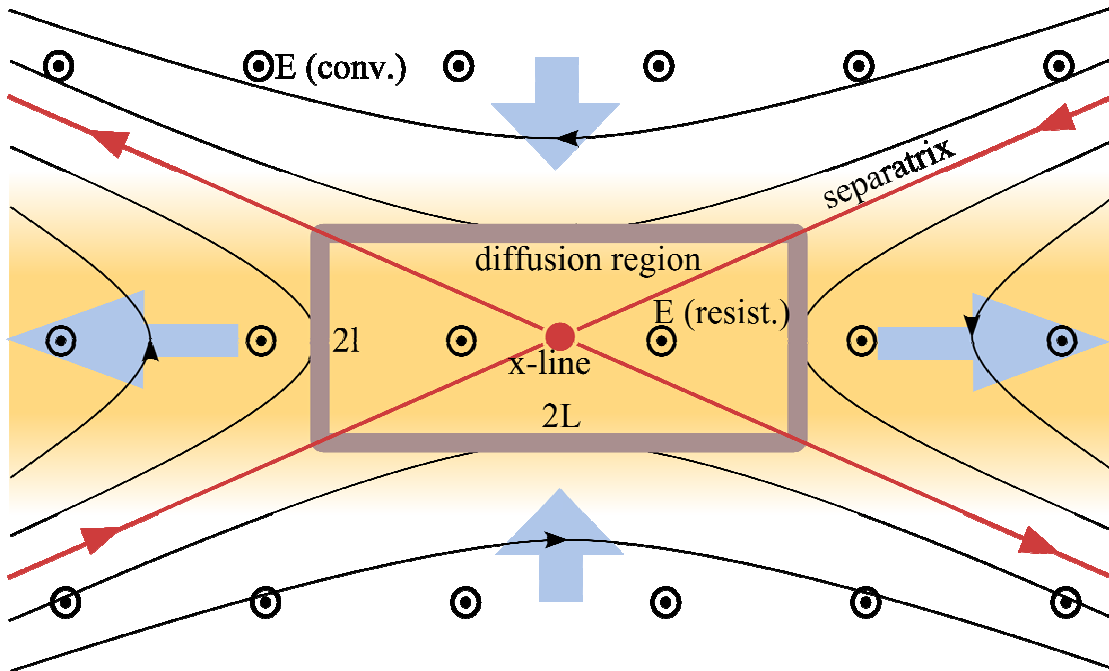


Figure 2.1. The Sweet-Parker reconnection model. Yellow colouring depicts electric current in the direction of the electric field.

Ideal MHD is a very limiting approximation. It does not allow mixing of plasmas on different field lines, and consequently the magnetosphere, for example, would be a region completely isolated from the solar wind. This limitation can be made less strict by the concept of diffusion, but reconnection changes the picture more qualitatively: the magnetic topology becomes non-static and field lines and plasma are allowed to move from one magnetic domain to another. In addition to making the magnetic topology dynamic, the other important property of reconnection is conversion of magnetic energy into kinetic energy of particles. This was the main motivation for the first considerations that led to the birth of the concept of reconnection.

2.2 SWEET-PARKER MODEL

Reconnection entered the set of theoretically described physical phenomena in the 1950s. The concept of a magnetic neutral point was introduced by *Giovanelli* [1947] when he studied magnetic structures around sunspots. He analysed the effect of resistivity on the rate of change of magnetic structures and a little later the energisation of electrons in induces electric fields [*Giovanelli*, 1948]. The most important step toward the topological idea of reconnection was, however, taken by *Dungey* [1953] when he suggested that magnetic field lines could be “broken and rejoined” at an x-type neutral line. The first actual physical model for this “merging” of magnetic fields, as it was called in those times, was then presented by *Sweet* [1958], after which *Parker* [1957] calculated the main quantitative properties of the model.

The Sweet–Parker model describes diffusive reconnection on a current sheet between two oppositely oriented magnetic fields (fig. 2.1). Everything essential happens in a diffusion region which surrounds the x-line and the size of which will be denoted as width $2L$, thickness $2l$. In the diffusion region resistivity is η , elsewhere plasma is taken to be ideally conductive. When the configuration is not changing in time, the electric field is a constant also in space. Thus the resistive electric field at the x-line is equal to the convective electric field in the in- and outflow regions. Its dimension is $\text{Vm}^{-1} = \text{Wbs}^{-1}\text{m}^{-1}$, and it gives the amount of magnetic flux reconnected per unit time and per unit length of the reconnection line. Therefore the electric field component along the reconnection line is often used as a measure of the reconnection rate [e.g. *Vasyliunas, 1975*].

Calculating the properties of the Sweet–Parker model is standard contents of textbooks, and therefore it is not necessary to present those calculations here in detail. I will only summarise the main results. Quantities in the inflow region outside the current sheet will be denoted by the subscript s and quantities in the outflow region by the subscript u.

The most important parameters controlling the behaviour of the model are the Alfvén speed $v_{As} = B_s / \sqrt{\mu_0 \rho}$ in the inflow region and the magnetic Reynolds number $R_m = \mu_0 L v_{As} / \eta$ based on the Alfvén speed. Plasma is assumed non-compressive, so the density ρ does not need subscript. The magnetic Reynolds number, which describes the amount of diffusion, determines the relation of the in- and outflow regions:

$$\sqrt{R_m} = \frac{L}{l} = \frac{v_u}{v_s} = \frac{B_s}{B_u}. \quad (2.1)$$

In addition,

$$v_u = v_{As} \Rightarrow v_s = v_{As} / \sqrt{R_m}. \quad (2.2)$$

The inflow Alfvén–Mach number, that is, the inflow speed divided by the Alfvén speed, is known as the (dimensionless) reconnection rate $M = v_s / v_A$. It is the most central parameter in comparisons of different reconnection models. In the Sweet–Parker model the maximal reconnection rate is

$$M^* = R_m^{-1/2}. \quad (2.3)$$

Energy conversion in Sweet–Parker model has been treated in article II. The Poynting flux coming in to the diffusion region is R_m times that going out, so that when $R_m \gg 1$, the outgoing Poynting flux can be neglected. Then the average density of Poynting flux conversion in the diffusion region is

$$\nabla \cdot \mathbf{S} = -\frac{v_{As} B_s^2}{\mu_0 L}. \quad (2.4)$$

It is interesting, from the point of view of simulation studies in particular, that the Poynting vector divergence in the diffusion region is independent of the magnetic Reynolds number. Thus it should be independent of both physical resistivity and numerical diffusion if the reconnection appearing in a simulation is of Sweet–Parker type. One must keep in mind, however, that the result 2.4 is based on the maximal reconnection rate of the model, wherefore it is actually just an upper limit to the local energy conversion rate.

In space plasmas resistivity is typically very small, which makes the magnetic Reynolds number very large, for example, 10^6 – 10^{12} . Equation 2.3 then implies that Sweet–Parker reconnection is very slow. The reason to the slowness of the model is that magnetic energy is converted to kinetic and thermal energy of the plasma only in the diffusion region. The diffusion region must then be large to allow all plasma taking part in the process to pass through it. In a large diffusion region gradients are gentle, which makes diffusion slow, as equation 2.4 tells. Because of its slowness the Sweet–Parker model could not explain the energy release rates observed in solar flares, although it was originally invented for that purpose. Also the onsets of magnetospheric substorms are too fast to be explained by Sweet–Parker reconnection.

2.3 PETSCHKEK MODEL

Petschek's [1964] solution to the problem of slowness of reconnection was the realisation that the scale of the diffusion need not be the same as the scale of the entire reconnection process. Namely, magnetic energy can be converted to thermal and kinetic energy of plasma also at slow magnetohydrodynamic shocks. Even the Petschek model needs a small diffusion region, because only there the field lines can reconnect. The diffusion region also acts as a source for the shocks: if one imagines that the field lines in figure 2.2 move as the blue arrows suggest, one notices that the angles in the field lines originate from the diffusion region and propagate away along the shocks. According to *Vasyliunas* [1975] Petschek reconnection can also be thought of as a head-on collision of two supersonic flows: the inflows are always supersonic, because the relevant wave speed is the slow magnetosonic speed, which approaches zero when the propagation direction of the wave or shock approaches 90° with respect to the magnetic field direction.

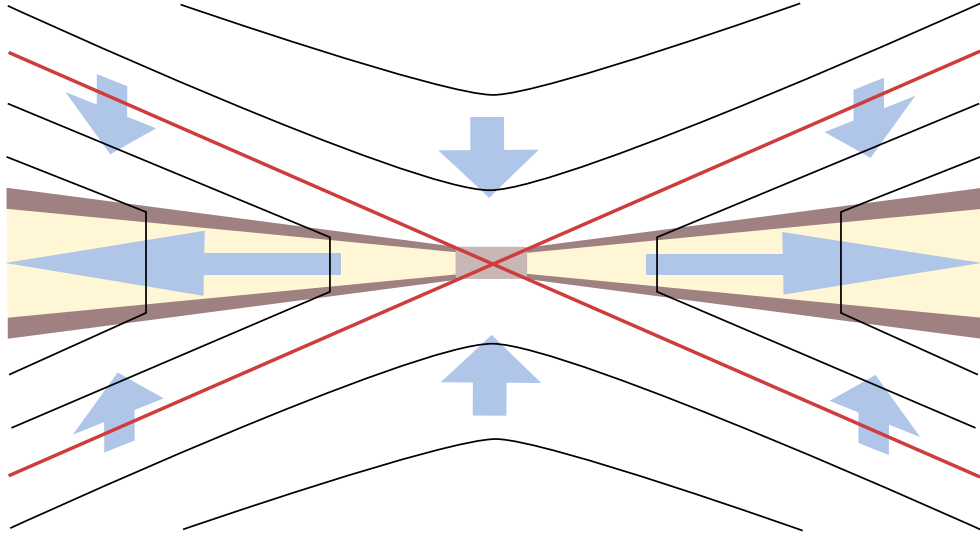


Figure 2.2. The Petschek reconnection model. The grey rectangular region in the middle is the Sweet-Parker diffusion region. Slow shocks are brown and outflow regions yellow.

The diffusion region in the Petschek model is essentially a small Sweet–Parker reconnection region, but its reconnection rate is now controlled by the local magnetic Reynolds number $R_{md} = \mu_0 L_d v_{Asd} / \eta$ instead of the global one ($R_m = \mu_0 L v_{As} / \eta$). Here L_d is the width of the diffusion region and v_{Asd} is the Alfvén speed at inflow boundary of the diffusion region. It is not exactly same as v_{As} , the inflow Alfvén speed calculated from the external boundary conditions. However, their difference is small and depends on L/L_d only logarithmically, so that it can be neglected. Then equation 2.3 implies that the reconnection rate in the Petschek model is

$$M = R_{md}^{-1/2} \approx \sqrt{\frac{L}{L_d}} R_m^{-1/2}. \quad (2.5)$$

In principle, there is no lower limit to the size of the diffusion region in the Petschek model. An upper limit to the reconnection rate can nevertheless be obtained. Namely, a closer inspection of the inflow regions shows that the magnetic field bends inward weakens as it approaches the diffusion region, while the plasma flow diverges [see e.g. *Vasyliunas, 1975*]. This causes the local Alfvén speed to decrease, and simultaneously the plasma flow speed increases. However, the inflow speed v_{sd} cannot exceed the outflow velocity, which is equal to the inflow Alfvén speed. In other words, the Alfvén–Mach number in the inflow region must be less than unity, $M_d = v_{sd} / v_{Asd} < 1$. This leads to the approximate upper limit to the reconnection rate,

$$M^* \approx \frac{\pi}{8 \log R_m}. \quad (2.6)$$

In this thesis energy conversion measured by the Poynting vector divergence is used as a central tool in studying magnetospheric reconnection. Thus the most important

lesson from the Petschek model is, in view of articles I–III, that the energy conversion region is not necessarily the same as the diffusion region. In Petschek reconnection the diffusion region can be practically microscopic, but the energy conversion region is always macroscopic, because its main constituents are the shock fronts. The energy conversion region appears as two stacked sheets, with the outflow regions in between. At the x-line the sheets join as the greyish areas in figure 2.2.

The opening angles between the shocks and between the separatrices are exaggerated in figure 2.2. In reality the shocks can be very near to each other, which means that they would not be distinguishable in a simulation with a coarse resolution. In that case the entire energy conversion region can be regarded as a single thin boundary layer, where the magnetic energy brought by the inflows is converted to energy of the plasma. (The outflowing Poynting flux is negligibly small like in Sweet–Parker model.) The surface density of energy conversion, that is, loss of Poynting flux in the boundary layer per unit area is

$$\sigma_E = 2S_s = 2M \frac{v_{As} B_s^2}{\mu_0}. \quad (2.7)$$

This result is not specific to the Petschek model; it applies to any reconnection model where outflow regions are thin, including the Sweet–Parker model. Energy conversion surface density will be defined again in section 3.6 in a somewhat different way to serve as a tool for analysing magnetospheric simulations.

2.4 ON OTHER TWO-DIMENSIONAL MHD RECONNECTION MODELS

The Sweet–Parker and Petschek models are the classics of reconnection theory, and deservedly so. They already contain all the basic ideas of two-dimensional magnetohydrodynamic reconnection theory. More advanced models of fast reconnection are mainly generalisations of Petschek model or its variations for different boundary conditions. They always contain a Sweet–Parker-like diffusion region as their core.

On the most general level, *Priest and Forbes* [2000] classify two-dimensional models of steady reconnection as extremely slow or linear ($M^* \leq R_m^{-1}$), slow ($R_m^{-1} < M^* \leq R_m^{-1/2}$) and fast ($M^* > R_m^{-1/2}$). Extremely slow reconnection has the same timescale as ordinary magnetic diffusion and is not interesting for magnetospheric applications. The Sweet–Parker model represents slow reconnection and the Petschek model is an example of fast reconnection models.

The fast reconnection models concentrate on analysing the inflow region. The goal is to find a relation between the inflow Alfvén Mach number at the diffusion region (M_d) and the Alfvén Mach number at the outer boundary (M). The condition $M_d < 1$ then sets the reconnection rate M of the model. The approaches to the problem can be classified as almost-uniform and non-uniform.

In the almost-uniform approach the magnetic field in the inflow regions is obtained by adding a small correction term to a uniform magnetic field ($\mathbf{B} = B\mathbf{e}_x + \mathbf{B}_1$, and similarly for the other quantities). If in addition the first-order correction to plasma pressure is assumed to vanish, the Petschek model is obtained. By allowing the plasma pressure to change in the inflow region *Priest and Forbes* [1986] found a continuum of different solutions. Depending on the boundary conditions the plasma flow toward the diffusion region may either converge ($M_d > M$, as in the Petschek model) or diverge ($M_d < M$).

The special case where the flow neither diverges nor converges is called Sonnerup reconnection, because it is reminiscent of a special solution presented already earlier by *Sonnerup* [1970]. The original Sonnerup's model is unphysical at least in space environments, because in addition to slow-mode shocks it includes discontinuities that do not originate in the diffusion region but would require an external source. In the solutions with diverging flow the magnetic field strength increases in the vicinity of the diffusion region, and the diffusion region is much larger than in a Petschek-type solution. This kind of flux pile-up reconnection has been reported on the magnetopause in at least one global MHD simulation [*Dorelli et al.*, 2004].

The non-uniform models do not assume “almost” straight field lines in the inflow region. The existence of strongly curving field lines requires external magnetic field sources that are as strong as the reconnecting current sheet contained within the shocks and the diffusion region. There is an unlimited number of possible configurations of external sources, and it is not necessary to introduce different special cases here. A few are briefly described by *Priest and Forbes* [2000], who also give numerous references.

Until now I have only treated models of two-dimensional steady reconnection. The multitude of solutions and their scaling laws that appears already in this very restricted setting shows that boundary conditions decisively control the appearance of reconnection. Therefore global simulations are an excellent tool for studying reconnection in the magnetosphere, since they provide correct or at least realistic boundary conditions for the reconnection, within the limitations of overall performance of the model.

2.5 TIME-DEPENDENT RECONNECTION

The models discussed henceforth describe steady reconnection that operates unchanged as long as the boundary conditions of the reconnection region remain unchanged. In sections 4 and 5 it will be shown that in GUMICS reconnection is exactly this kind of a passive process. However, in the neutral line model of substorms [see *Baker et al.*, 1996] tail reconnection is thought to start spontaneously or due to a minor external trigger. Other most likely examples of reconnection with sudden onset and short duration are solar flares [see e.g. *Kusano and Sakurai*, 2007] and flux trans-

fer events on the magnetopause [Russell and Elphic, 1978; Fedder et al., 2002; Sonnerup et al., 2004]. The onset of reconnection is not a subject of the research included in this thesis, so I will only briefly mention the most important concepts.

The most important model for unsteady reconnection is the so-called tearing mode. It is one of the three current sheet instability modes presented by Furth et al. [1963]. The other ones, gravitational mode and rippling mode, cause filamentation of the current sheet in the scale of its thickness, whereby they can increase the diffusion rate of the magnetic field, but they do not affect the large scale stability of the current sheet. In the tearing mode, however, the largest disturbances grow fastest, which tears the current sheet into current-aligned strips wider than the current sheet thickness. X-lines form in the tearing locations between the strips, so the tearing mode can initiate reconnection at one or more locations in the current sheet. According to Karimabadi et al. [2005a, b] tearing modes of one single wavelength are not unstable enough to have significance in the magnetosphere, but on the magnetopause there could coexist tearing instabilities of several different wavelengths, and their non-linear interaction could make the superposition unstable enough to trigger reconnection.

The oldest of descriptions of time-dependent reconnection is the x-line collapse presented by Dungey [1953]. The initial condition is a current-free x-line, whose separatrices are perpendicular to each other. If a small seed current is brought to flow along the line, the current grows rapidly and causes the separatrices to rotate to form two pairs so that the result resembles Sweet-Parker merging. Since the initial state is unrealistic at least in magnetospheric context, x-line collapse is interesting mainly from the theoretical and historical viewpoints.

A time-dependent version of the Petschek model has also been developed [Semenov et al., 1983; Biernat et al., 1987, 1998]. There the initial condition is a smooth, static current sheet, where a local resistivity region is inserted to initiate reconnection. When reconnection starts it gives rise to two pairs of curved slow shocks that surround two outflow regions in the form of convex lenses. Their size grows at the Alfvén speed v_A of the inflow regions, and at a distance r from the x-line the solution starts to approach the time-independent Petschek solution after the time $t \sim r/v_A$. The size of the diffusion region grows only logarithmically in time if resistivity is kept constant.

Of the models for steady fast reconnection introduced in sections 2.3–3.4, that Priest and Forbes [2000] consider the Petschek model to be the natural state for “spontaneously” starting non-driven reconnection. This is because it does not include effects of magnetoacoustic waves in the inflow region. The inflow in fast reconnection models is supersonic with respect to the slow magnetoacoustic speed, which means that slow waves must originate from the outside. Thus the other fast reconnection models, which include such waves, describe reconnection that is driven, i.e. caused by external forcing.

2.6 THREE-DIMENSIONAL RECONNECTION

The concept of reconnection that occurs on an x-line with separatrices was originally conceived in a two-dimensional setting. It is not straightforward to generalise it to a genuinely three-dimensional situation. In two dimensions an x-point is a special point in the magnetic field and can be recognised from the local field geometry. In three dimensions, in contradistinction, an x-type geometry on a plane perpendicular to a field line is not a special case, but a property that only defines regions of hyperbolic field [Hornig, 2007]. In a hyperbolic field region any field line locally looks like an x-line, but the apparent separatrices adjacent to it do not necessarily separate topologically distinct magnetic domains.

General three-dimensional reconnection is usually defined simply as “local breaking of the frozen-in condition” [e.g. Axford, 1984; Hesse and Schindler, 1988; Schindler *et al.*, 1988; Hornig, 2007]. The basic idea is thus still to maintain the ideal MHD picture as the overall reference frame and to allow field lines to reconnect in a limited diffusion region D_R . Priest and Forbes [2000] consider this definition to be too broad, as it includes several diffusive phenomena that have not traditionally been regarded as reconnection. They define the more restrictive singular field line reconnection that is reminiscent of the two-dimensional concept: the field lines with an x-like geometry on the perpendicular plane are called potential singular field lines, and the actual singular field line – the reconnection line – is the one which has an electric field component parallel to it, E_{\parallel} , and which is surrounded by the correct plasma flow pattern, that is, toward the line in two sectors and away from the line in two sectors.

The parallel electric field is important also for general three-dimensional reconnection: Schindler *et al.* [1988] have shown that general reconnection is globally significant if and only if the integral of the parallel electric field along a magnetic field line is non-vanishing,

$$\int E_{\parallel} ds \neq 0, \quad (2.8)$$

in a set of field lines with non-vanishing measure within D_R . This result indicates that the parallel electric field is a natural generalisation of the two-dimensional reconnection line electric field, which is directly proportional to the rate of reconnection of magnetic flux. Even though the interpretation is not as straightforward in three dimensions, the reconnection voltage (the integral of parallel electric field along reconnection line) has been used to measure the reconnection rate even in a global simulation of the magnetosphere [Siscoe *et al.*, 2001]. However, it is doubtful how correctly the parallel electric field is reproduced by the simulation when resistivity is not modelled realistically. Thus we do not even try to calculate the parallel electric field in Gumics, and it is not examined in this thesis. This matter is discussed more closely in article II.

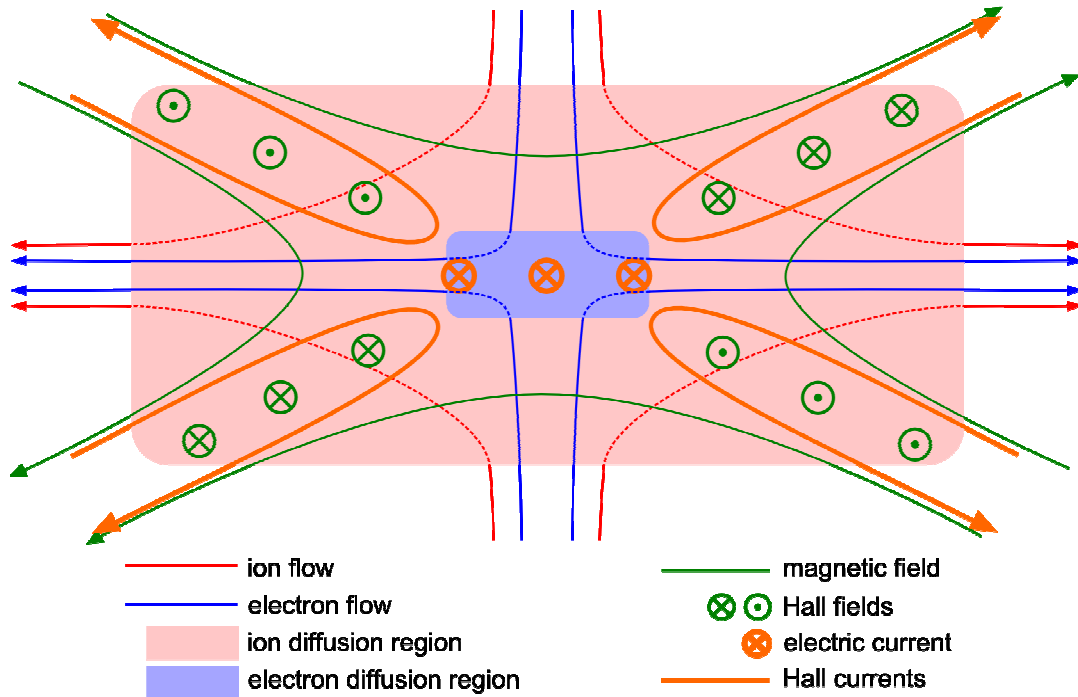


Figure 2.3. The different paths of protons and electrons in the diffusion region and the resulting Hall fields after *Drake and Shay* [2007].

In this introduction I ignore completely several concepts that are central to three-dimensional reconnection theory, such as magnetic null points and helicity, because they are not treated in the original publications. The reconnection produced by Gumics, both at the magnetopause and in the tail, seems to fulfil Priest and Forbes' definition of singular field line reconnection (although modelling of parallel electric field is not included in the Gumics simulation). Thus it can be understood adequately in light of two-dimensional reconnection models. The most important complication arising from three-dimensionality is that the orientation of the magnetopause reconnection line cannot be known a priori.

2.7 COLLISIONLESS RECONNECTION AND HALL FIELDS

In magnetohydrodynamics reconnection is made possible by resistivity in the diffusion region, but in the magnetosphere the density of plasma is so small that collisionless resistivity is negligible. According to *Hesse* [2007] diffusion of the magnetic field is caused in those conditions mainly by electron inertia and possibly pressure gradients. All in all, the diffusion mechanisms in the magnetospheric reconnection regions are not well known, although many possible resistivity mechanisms have been suggested [see e.g. *Treumann*, 2001; *Drake et al.*, 2003; *Hesse*, 2007]. On the other hand, the exact origin of resistivity is not necessarily so important to the large-scale features of reconnection. In the GEM reconnection challenge [*Birn et al.*, 2001], which compared several different simulation schemes, it was shown that the reconnection rate

was practically the same in particle, hybrid and Hall MHD simulations when the simulation runs were performed using same boundary conditions. Only in ordinary MHD (that is, MHD without the Hall term) the reconnection rate was considerably smaller. But then again, the GEM challenge examined only two-dimensional reconnection under simple symmetric boundary conditions, and therefore it is not guaranteed that its results could be generalised straightforwardly to the reconnection processes in the magnetosphere.

The Hall term is the term $\mathbf{j} \times \mathbf{B} / ne = (\mathbf{v} - \mathbf{v}_e) \times \mathbf{B}$, which appears in the Ohm's law $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{j} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} / ne$ of the Hall MHD. The term is due to – and describes the effects of – the fact that the flow velocity of electrons \mathbf{v}_e differs from the bulk velocity \mathbf{v} of the plasma, which in practice is the bulk velocity of the ions. When the motion of individual particles is considered, the Hall term can be said to describe the fact that the lighter electrons follow the magnetic field more tightly, whereas the heavier ions are more easily demagnetised. Therefore the diffusion region is divided into diffusion regions of electrons and ions, as depicted in figure 2.3: the electrons flow with the magnetic field much closer to the x-line than the ions before being diverted to outflows. The different average routes taken by the oppositely charged particles form current loops, which in turn create a quadrupolar magnetic field structure along the reconnection line. These so-called Hall fields have lately been observed many times in conjunction with the tail reconnection [e.g. Øieroset *et al.*, 2001; V].

3 FINDING AND MEASURING RECONNECTION

3.1 THIN CURRENT SHEET

Reconnection always occurs between differently oriented magnetic fields, and such magnetic fields are always separated by a sheet of electric current. The thinner the current sheet, the steeper the gradient in the magnetic field is. And a steeper magnetic gradient makes reconnection more likely in the location. A good example of this is the thinning of the magnetotail current sheet during the substorm growth phase before the onset, as is suggested by both models and observations [e.g. *Pulkkinen et al.*, 1994]. Locating the current sheet is thus a good way to start the search of reconnection region.

The behaviour of the tail current sheet in a global MHD simulation has previously been examined using an xy coordinate plane, located at the z value best corresponding to the current density maximum. This method is not reliable when examining quantities whose values change rapidly in the direction perpendicular to the current sheet. In Gumics the current sheet is not planar and it is twisted around the x axis by the y component of the IMF [*Kullen and Janhunen*, 2004]. It is thus essential to determine the true surface corresponding to the centre of the current sheet.

In article I the current sheet surface has been determined as the surface on which the x component of the magnetic field has a sign change. This is better than finding the current density maximum, because in a simulation the maximum is always at the centre of some grid cell, and a maximum surface would therefore be stepwise, whereas a sign change surface is smooth thanks to linear interpolation between the grid cells. However, the separation of the current density maximum and the \mathbf{B}_x sign change is less than one grid cell size.

The thickness of the current sheet has not been computationally determined in this study. However, the figures in article I show that when the IMF turns southward, changes reminiscent of the substorm growth phase occur in the magnetotail in Gumics. On the central surface of the current sheet the current density grows about tenfold. This is mainly caused by the thinning of the sheet, because changes in the total cross-tail current are small. Increase in current density is one of the changes that signify onset of reconnection in the simulation, but it is not very useful to examine quantitatively the current density in the simulation, because the thinning of the current sheet is restricted by the grid: at the thinnest the thickness of the current sheet is only about $0.5 R_E$, which is two grid cells.

In nature the tail current sheet is not as simple as in the simulation. The current density may have two maxima in the direction perpendicular to the current sheet [*Hoshino et al.*, 1996; *Thompson et al.*, 2006] or its only maximum may be a considerable distance above or below the centre of the sheet [*Runov et al.*, 2005], when the centre is

defined as the median location of the current distribution. The current density cannot be measured directly, it can only be calculated as the curl of the magnetic field [see *Dunlop et al.*, 2002]. The curlometer method allows to calculate the current density vector from the measurements of the four Cluster satellites at the centre of the tetrahedron formed by the satellites. In contrast, the magnetic field vector is measured directly in each of the satellites. Thus by defining the current sheet surface as the sign change of the magnetic field x component the measurements of the four spacecraft can be used to determine the orientation and motion of the surface by multi-spacecraft timing, as is done in article V. The direction change of the magnetic field is also more relevant to the geometry of the reconnection region than the current density distribution. In conclusion, the definition of the current sheet surface is the same in both the simulation and satellite studies examining tail reconnection and included in this thesis.

3.2 X-LINE AND FLOW REVERSAL LINE

When the current sheet surface has been determined, the normal component of the magnetic field can be computed. Its sign change location is the magnetic x-line. Also for this reason it was most consistent to define the current sheet surface by magnetic field direction change instead of current density.

In reconnection plasma moves toward the x-line from above and below the current sheet and away from the x-line in the plane of the current sheet. On the current sheet surface the x-line is thus a location of flow divergence. In symmetric reconnection the plasma flow reversal line should coincide with the magnetic x-line. In article I it was shown, however, that in GUMICS the flow reversal line of tail reconnection is about one R_E closer to the Earth than the magnetic x-line. This is because the inflows toward the reconnection region are not perpendicular to the current sheet, but the incoming plasma has a large tailward velocity component. However, the separation of flow reversal line and magnetic x-line is not necessarily a physical phenomenon, but more probably a feature of the discrete numerical modelling.

If the tail current sheet is roughly in its normal orientation, that is, near the xy location of the GSM coordinate system⁴, B_z and v_x are positive on the Earth side of the x-line and negative on the other side. A single satellite cannot measure them as a function of place, but if a reconnection line moves past a satellite, a simultaneous sign change of both quantities is observed. This has been used as a signature of reconnection in statistical studies [e.g. *Ueno et al.*, 1999], as the criterion is simple and easy to implement in automated data processing. However, it does not capture all reconnection

⁴ In the GSM (Geocentric Solar Magnetic) coordinate system the origin is at the centre of the Earth and the x axis points toward the Sun. The negative z axis direction is given by the projection of Earth's magnetic dipole moment axis on the plane perpendicular to x axis and y axis completes the right-handed orthogonal coordinate system.

tion events. Article V studies an event where the plasma flow reversal is a central signature of a passing reconnection line, but the z component of magnetic field is so disturbed and fluctuating that a sign change cannot be identified. Nevertheless the magnetic curvature is consistent with x -geometry.

On the other hand, *Eastwood et al.* [2005] note that as long as only sign changes of B_z and v_x are concerned, a tailward-moving x -line appears the same as an earthward-moving o -line between two reconnection lines. A one-point measurement cannot tell the difference. In their sample event they showed by multi-spacecraft timing that the line moved earthward. Mechanical recognition of reconnection from single-satellite data by B_z and v_x sign changes is thus uncertain.

3.3 FOUR FIELD JUNCTION

Determining the x -line location from the local geometry of the magnetic field is relatively easy in the magnetotail, as the lobe fields are always opposite and oriented approximately along the x -axis. The situation can be approached from the viewpoint of two-dimensional reconnection models. Treating the magnetopause is not so simple, because the angle between the magnetic fields on the two sides of the surface varies and the convex shape of the magnetopause complicates the large-scale geometry: the situation is genuinely three-dimensional.

Therefore the local field geometry is no longer examined in article II; instead, a new topological method for locating the reconnection line in a global MHD simulation is developed. The method is based on *Dungey's* [1961] original idea that magnetopause reconnection line is the place where solar wind field lines and closed magnetospheric field lines meet and reconnect to become semi-open field lines of the northern and southern tail lobes. Field lines of all four types thus exist in the immediate vicinity of the reconnection line. The reconnection line is the topological separator line at the intersection of the separatrix surfaces that separate field lines of different types.

In the four field junction method points of space are classified according to their magnetic connection as follows:

1. **Free.** The magnetic field integral curve that goes through the point does not encounter the Earth in either direction.
2. **Toward.** The field line encounters the Earth in the direction of the magnetic field but not in the opposite direction. These field lines meet the Earth's surface in the northern polar cap.
3. **Away.** Opposite of toward: the field line encounters the Earth when followed anti-parallel to the magnetic field, but not in the other direction. These field lines meet the Earth's surface in the southern polar cap.
4. **Closed.** The field line encounters the Earth in both directions.

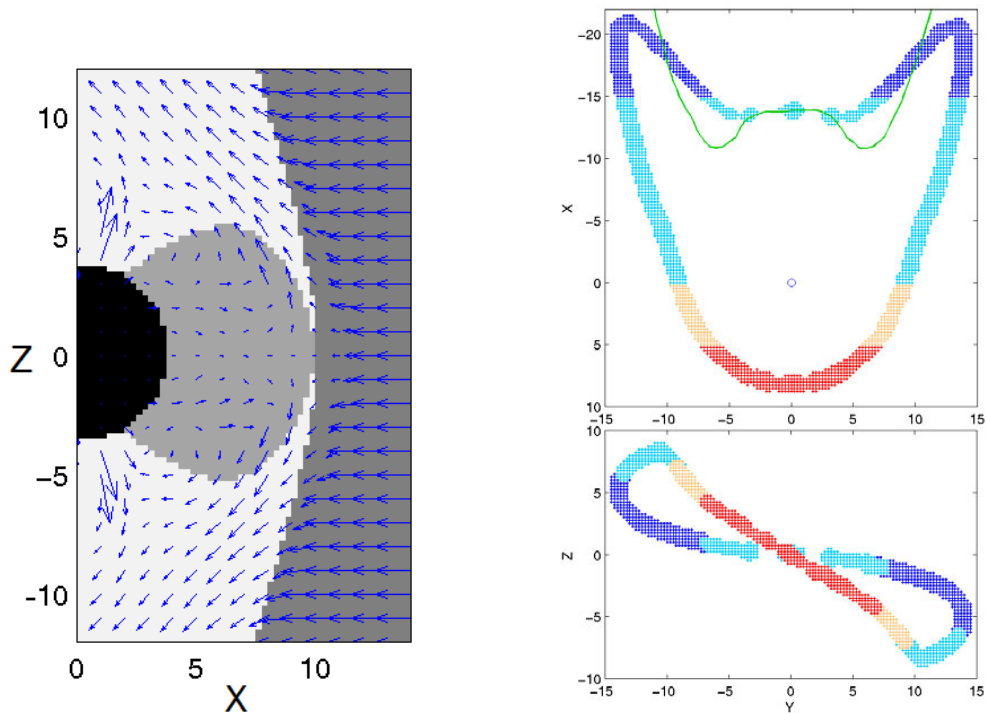


Figure 3.1. **On the left** the regions of topologically different magnetic field lines in the Gumics simulation during southward IMF. Dark grey region is occupied by free field lines, medium grey by closed field lines and lightest grey by semi-open field lines. The figure also shows the coarseness of the grid, because of which the regions of semi-open field lines apparently do not reach quite to the separator line. The black region is the neighbourhood of the Earth excluded from the MHD domain. Blue vector arrow depict plasma flow; the solar wind speed is 400 km/s. The figure is from article II. **On the right** the four field junction during dawnward IMF, seen from the north in the upper panel and from the Sun in the lower panel. The colours have been added according to the x coordinate of the points to facilitate understanding the three-dimensional shape of the junction. The green line in the upper panel is the x-line determined from local field geometry. The figure is from the article II.

Classes 1-3, that is, all but closed field lines, are commonly called open. Toward- and away-type field lines are commonly called semi-open.

A point of space is defined to belong to the four field junction if its ball neighbourhood of a given radius contains points of all four types. In practice the computations are performed in a Cartesian grid and the radius of the neighbourhood must be at least three grid spacings, because the outflow sectors are often very thin and thus their tips that reach to the x-line may be left “unfound” between grid points. Due to the computation technique four field junction is not a line but a set of points that forms a ribbon-like cloud around the separator line. A typical example is shown in figure 3.1.

The orientation of the separator line is governed by the IMF direction, which is usually expressed in terms of the so called clock angle θ . In GSM coordinates it is the

angle between the z axis and the solar wind magnetic field in the yz plane, that is, $\theta = \arctan(B_y / B_z)$, when $B_z > 0$, and $\theta = 180^\circ + \arctan(B_y / B_z)$, when $B_z < 0$. If the clock angle is greater than about 60° , the separator line represented by the four field junction forms a continuous loop around the Earth in GUMICS. It crosses the dayside magnetopause through the subsolar point as the magnetopause reconnection line and continues along the flanks of the magnetopause to roughly $x = -20 R_E$. There the separator line turns into the magnetosphere and the loop closes as the magnetotail reconnection line. The orientation of the separator line on the magnetopause depends on the IMF clock angle as reported in article III.

The four field junction method is not suitable for locating the separator line when the IMF is strongly northward (clock angle $|\theta| < 30^\circ$; this limiting value depends somewhat on the solar wind speed). This is because during northward IMF reconnection occurs in GUMICS behind the polar cusps on the front edges of the tail lobes. When a free northward field line in the magnetosheath reconnects behind the northern cusp, it becomes a toward-type semi-open field line that crosses the dayside magnetopause between closed and open field lines. Reconnection behind the southern cusp creates away-type field lines, which similarly cross the dayside magnetopause side by side with the toward-type ones. A wide area on the dayside magnetopause then fulfils the four field junction criterion, but it should not be interpreted as reconnection region and not even as separator, because the field lines of different topological types are not grouped into separate regions.

The magnetospheric separator line has been treated theoretically by at least Cowley [1973]. He examined the topology obtained by superposing a dipolar field and a constant field. The result is qualitatively similar to the behaviour of the four field junction during southward IMF.

Finally it must be emphasized that what is indicated by the four field junction method is the location of the separator line, not reconnection. The existence of a separator line is not a sufficient and not even necessary condition for reconnection. Separator line is a topological concept that does not tell anything about dynamics. Reconnection is a dynamical process, and thus a separator line can be called reconnection line only when merging and re-connection of field lines has been shown to occur on it. One possible indicator of dynamics is conversion of magnetic energy, treated in sections 3.5 and 3.6, but the transfer of plasma and magnetic field from one topological domain to another can also be studied directly.

3.4 TOPOLOGICAL TRANSFER QUANTITIES

The classification of field lines as free, toward, away and closed, introduced for finding the four field junction, gives rise to a natural further question: since reconnection is a process that changes the topological type of field lines, could this dynamical property be measured directly? In other words, would it be possible to calculate how many

closed field lines are opened into toward and away ones per second? And how much plasma is transferred from one topological region to another together with these opening field lines?

The idea of following a field line is, on closer thought, not very well defined: would it mean following one plasma element and comparing the magnetic field integral curves going through that element at each instant, or would it mean following all the plasma elements that were on the same integral curve at some instant? Whatever the choice, this kind of post-run analysis must be done using the files that contain the state of the simulation at one instant. Due to their large size these state files cannot be saved at very short intervals: the normally used interval is 5 minutes, which is too long for following one chosen plasma element. Therefore following plasma motion means, in practice, examining the instantaneous plasma flow pattern. This gives the same result if the flow is not changing (rapidly) in time.

When the topological transfer quantities are defined, the focus is not on field lines but on the boundaries between topologically different magnetic regions. For example, the transfer of mass across such a boundary is

$$T_m = \int_A \rho \mathbf{v} \cdot d\mathbf{A} . \quad (3.1)$$

Here A is the boundary surface between topologically different domains. The definition assumes that the integration surface is stationary, wherefore it gives the correct mass flux through the surface only when the motion of the surface is much slower than that of plasma. Therefore the definition must be applied with caution, as a solar wind pressure pulse, for example, can compress the magnetosphere rapidly, and in the tail plasmoids – islands of free field lines – may have speeds comparable to the plasma flow speed [Slavin *et al.*, 1998]. On the other hand, GUMICS has a tendency to stay in a quasistatic state when solar wind changes are slow [I, III], and in those cases definition 3.1 is applicable.

The most interesting boundary in the magnetosphere is the outer boundary of the region of closed field lines. The other topological boundaries are normally unlimited, so that one would have to choose the limits of the integration surface A artificially, and the value of the transfer quantity would then depend on this choice. The outer boundary of closed field lines, in contrast, is a closed surface, so that the entire surface can be used as the integration surface. In addition, transfer of mass to or from closed field lines is an interesting quantity because on closed field lines plasma is captured to the neighbourhood of the Earth. The transfer of mass onto closed field lines is used as a part of a wider study on how the IMF clock angle affects the flow of mass and energy in the magnetosphere.

The transfer of magnetic field is also defined in article II⁵:

$$T_B = \int_A |\mathbf{B}| \mathbf{v}_\perp \cdot d\mathbf{A}. \quad (3.2)$$

Here \mathbf{v}_\perp is the plasma flow velocity component perpendicular to \mathbf{B} . The quantity T_B is somewhat problematic to interpret, however: its dimension is Wbm/s, so that loosely speaking it is the sum of the lengths of the field lines that are transferred from closed to open topology per unit time. The transfer of magnetic field was used in article II to show that the strongest transfer of field lines on the dayside magnetopause occurs in sectors perpendicular to the reconnection line. However, T_B is not suitable to be used as a proxy for reconnection rate, because it depends on the length of the reconnecting field lines. Furthermore, it can be affected by other processes that break the ideal MHD assumption and that can occur far from the diffusion region that is being studied. Thus the only topological transfer quantity that has found use after the introductory article II is the transfer of mass T_m . Even that does not measure so much the reconnection process *an sich*, but rather the effects of reconnection in the magnetosphere.

3.5 RECONNECTION POWER

In addition to making the magnetospheric topology non-static, the other main task of reconnection is to transform magnetic energy into kinetic and thermal energy of plasma. This property has been chosen as the basis for measuring reconnection in articles I–III.

Normally reconnection rate is quantified by the electric field along the reconnection line [e.g. *Vasyliunas, 1975*]. In an MHD simulation such as Gumics the problem is that a considerable part of magnetic diffusion is not caused by physical resistivity but numerical diffusion, and for this reason the electric field on the reconnection line is not modelled correctly. In Gumics the electric field is computed directly from the ideal MHD formula $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$, which means that the electric field is perpendicular to the magnetic field. Since the x-line is a field line (or a null line in a special case), there is no electric field along the reconnection line in an ideal MHD simulation.

Several alternatives for a quantitative measure of the tail reconnection were considered in article I, and reconnection power was chosen:

⁵ This equation appears in a somewhat different form in article II. That form is equivalent with the one given here if A is a surface formed by field lines, as is supposed in the definition in principle. In numerical calculations, however, the actual integration surface is only an approximation of the true boundary surface, for example, a surface made up of grid cell interfaces. In such a situation equation 3.2 is the more correct formulation. For the same reason it is essential to use only the perpendicular component of \mathbf{v} .

$$P_{rek} = -\int_V \nabla \cdot \mathbf{S} dV = -\oint_{\partial V} \mathbf{S} \cdot d\mathbf{A} , \quad (3.3)$$

where V is an integration volume containing the entire reconnection region and \mathbf{S} is the Poynting vector. Reconnection power is thus the amount of magnetic energy converted to other forms per unit time. As an integral quantity it measures the total effectiveness of reconnection taking into account both the intensity and the size of the process. In the magnetotail the integration volume was chosen to be a box large enough to contain the entire reconnection region regardless the orientation of the current sheet. To simplify the numerical procedure the power was calculated as a surface integral as given by the latter part of equation 3.3.

Similarly to the magnetotail reconnection region, also the magnetopause reconnection region appears as a slab-like region of negative Poynting vector divergence conforming to the shape of the current sheet. However, on the magnetopause there are places of strong positive Poynting vector divergence very close to the sinks of magnetic energy. The intensity of both strengthens and weakens approximately simultaneously, and therefore these regions would cancel out large portion of each other in a volume integration following equation 3.3. This would hide the changes in the energy conversion process. Therefore the definition of reconnection power was changed in articles II and III into the form

$$P_{rek} = -\int_V \nabla \cdot \mathbf{S} \Theta(-\nabla \cdot \mathbf{S}) dV . \quad (3.4)$$

Here Θ is the step function. It picks only the negative values of Poynting vector divergence to the integration. Despite this sorting of values the integration volume must also be defined more carefully than in the tail. The volume V in which the magnetopause reconnection power is calculated was chosen to be the set of those points whose x coordinate is positive and whose distance from the magnetopause is smaller than $1.5 R_E$. The magnetopause surface was determined from the solar wind flow lines using the method developed by *Palmroth et al.* [2003].

3.6 ENERGY CONVERSION SURFACE DENSITY

Reconnection power can only be calculated if a suitable integration volume can be defined. Therefore one must first be able to localise reconnection and the energy conversion caused by it at least to some extent. In the magnetosphere this task is made easier by the fact that reconnection can be expected to occur on surfaces that are known: on the magnetotail current sheet, treated in section 3.1, and on the magnetopause, which also can be determined from the Gumics simulation using an existing method [*Palmroth et al.*, 2003].

The x -line of the local field geometry and the four field junction of the global topology tell about the location of the central feature of reconnection, the separator

line. Energy conversion surface density complements these methods in two ways. First, it shows what part of the separator line can be interpreted as a reconnection line, that is, where a reconnection-like configuration is accompanied by dynamics of reconnection. Second, it shows widely this dynamics is spread around the reconnection line.

Energy conversion surface density is defined in article II as follows:

$$\sigma = - \int_{-l_1}^{l_2} \nabla \cdot \mathbf{S} \, dl . \quad (3.5)$$

The integration takes place along the normal of the surface in the interval $[-l_1, l_2]$. The endpoints must be chosen so that the integration goes through the entire thickness of the energy conversion region; this is ensured by examining the distribution of Poynting vector divergence on planes perpendicular to the surface. The minus sign is included in the definition in order to make it compatible with the definitions of reconnection power (3.3, 3.4): energy conversion associated most closely with reconnection, consumption of magnetic energy, is positive.

Thanks to the integration along the normal, energy conversion surface density is not as affected as easily by numerical disturbances as point-by-point examination of $\nabla \cdot \mathbf{S}$ on the same surface would be. Most clearly this is seen in the tail, where magnetic energy is consumed in slabs on both sides of the current sheet, and between the slabs there is a thin layer where $\nabla \cdot \mathbf{S}$ is close to zero. This layeredness of energy conversion is a numerical phenomenon without any physical relevance (section 4.2), but it causes the energy conversion density to be incorrect just at the current sheet central surface. There is similar layeredness also at the magnetopause. Integration along the normal of the surface removes the layeredness, and thus examination of surface density instead of density gives a more reliable picture of the distribution of energy conversion in the boundary layer surrounding the surface in question.

Energy conversion surface density is applied to study of magnetopause reconnection in article III. In addition, the surface densities on the magnetopause and on the tail current sheet are compared in chapter 4 of this summary.

4 PROPERTIES OF RECONNECTION IN THE SIMULATION AND IN NATURE

4.1 RECONNECTION IN THE SIMULATION: A LARGE SWEET-PARKER DIFFUSION REGION?

In the original publications of this thesis the two reconnection regions of magnetosphere were treated separately: magnetotail current sheet in article I and magnetopause in article III. Even the methods used in those studies were partly different, because the methods that worked well with the geometrically simple tail reconnection had to be developed to the direction of more general applicability for use at the more complicated magnetopause. Comparison of the reconnection regions shows, however, that the phenomenon is very similar in both regions.

In figure 4.1 the upper panels show the dayside magnetopause seen from the Sun, and the lower panels show the tail current sheet seen from north; the panels in the same columns always represent the same instant of time. Energy conversion surface density is given by colouring, with the same colour scale in all panels. In addition, the four field junction on the magnetopause is represented by black dots, the magnetic x-line in the tail by a green line and the flow reversal line by a dashed green line. In the leftmost column the surfaces are seen without reconnection, in the middle column reconnection is starting, and in the rightmost column it is operating at full speed.

Both reconnection regions appear as large blue patches crossed by the reconnection line. In the direction perpendicular to the illustrated surface the thickness of the energy conversion region is 1–2 R_E . Energy conversion is not concentrated in the immediate vicinity of the reconnection line, but its largest surface density is even a small distance away from the reconnection line. This indicates that a considerable part of energy conversion is not diffusive. Instead, the $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ force accelerates plasma as the strongly kinked field lines created by reconnection straighten. This conclusion is supported by the fact that although the energy conversion region is approximately the same as the area of the thin current sheet, the distributions of energy conversion and current density are not identical. In the tail the largest current density is concentrated into an elongated region that follows the x-line (see fig. 5 in article I) and on the magnetopause around the subsolar point.

The whole energy conversion region thus cannot be straightforwardly interpreted as a diffusion region. This brings uncertainty to identification of the type of reconnection. Petschek-type shocks or other structures are not discernible in the reconnection region, so externally reconnection in Gumics resembles most closely Sweet-Parker merging. As the extent of the diffusion region cannot be reliably determined, this identification remains based on the external appearance. It would be tempting to interpret the wideness of the energy conversion regions to mean that the simulation at-

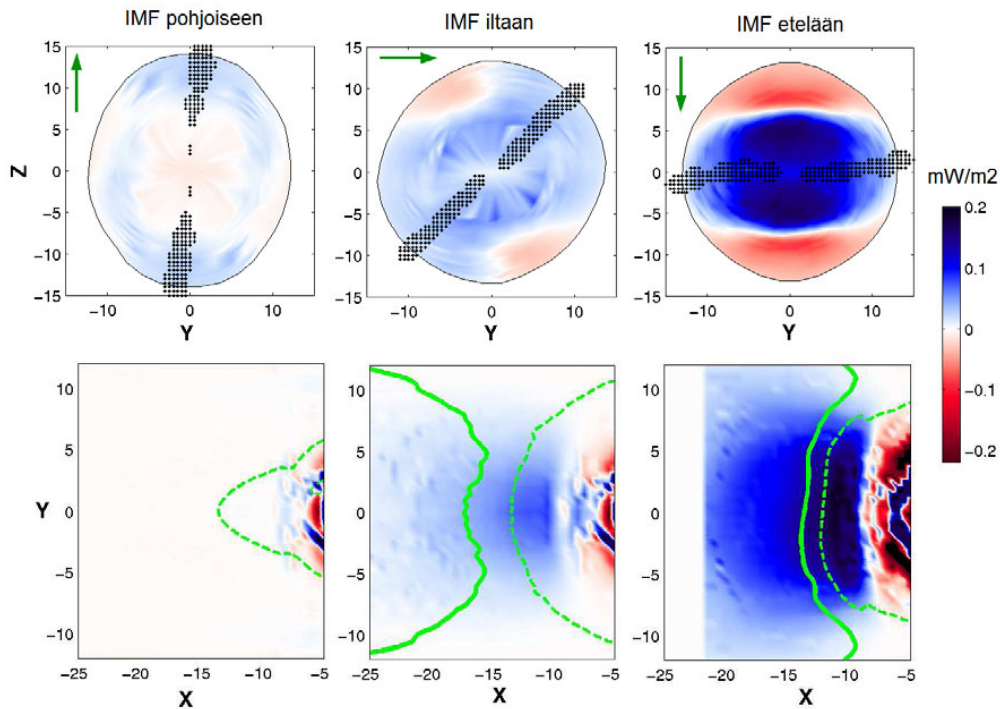


Figure 4.1. Upper row: dayside magnetopause seen from the Sun. Lower row: the tail current sheet seen from the north. Energy conversion surface density is given by the same colour scale on both surfaces. In addition, on the magnetopause the four field junction is represented by black dots and on the tail current sheet the flow reversal line is shown as a dashed green line and the magnetic x-line as a thick solid green line. The leftmost column is during northward IMF, the centre column during duskward IMF and the rightmost one during southward IMF.

tempts to produce fast-type reconnection whose shocks do not become discernible because of the inadequate resolution of the grid. On the other hand, the observed amount of energy conversion can be explained by Sweet-Parker merging if the magnetic Reynolds number in the reconnection region of the simulation is no more than approximately one hundred [II]. This is orders of magnitude less than what is expected from the real plasmas of the magnetosphere, but it is a realistic value for a global simulation. The magnetic Reynolds number in Gumics has not been evaluated independently. The question about the type of reconnection in Gumics is thus left without a final conclusive answer, but the Sweet-Parker models is the best point of comparison.

4.2 WHAT IS NUMERICAL IN THE SIMULATION RESULTS AND WHAT PHYSICAL?

Simulation results must always be interpreted with caution; in this section I discuss those properties of the simulation that are associated with reconnection and that do not appear in observational results or widely accepted theoretical models.

In the simulation deflections from reality are caused firstly by the chosen physical model. In the case of GUMICS this is the fluid description of plasma using the MHD equations. Especially in the inner magnetosphere there are non-thermal particle populations [e.g. *Blanc et al.*, 1999] that are not described by MHD equations. The MHD-based picture of the magnetosphere is thus unavoidably simplified. The picture is also simplified by the limited resolution of the grid and by diffusion, which appears to be stronger in the simulation than what it should be in nature and which has been discussed in section 1.7.

Many phenomena that are known to appear in the magnetosphere are absent from the simulation, but on the other hand the discretization and numerical solving of MHD equations produces unexpected features. A well-known problem of hydrodynamic simulations is the carbuncle phenomenon [e.g. *Pandolfi and d'Ambrosio*, 2001]. In GUMICS the carbuncle phenomenon can appear on the magnetopause when the solar wind dynamic pressure is large (over 6 nPa) and the y component of the IMF very small ($B_y/B_z \sim 0.1$). The carbuncle appears on the magnetopause as a regularly structured ridge aligned with the y or z axis. The carbuncle is easy to recognise as unphysical because the ridge is always aligned with the grid and has an unnaturally strong structure with a scale size of grid separation.

Another unphysical phenomenon is a thin layer in the middle of the magnetotail energy conversion region. In the thin layer $\nabla \cdot \mathbf{S}$ is very small. In cross-sectional pictures of the reconnection region [I, figures 5c and 9c] the thin layer is seen as a thin white strip, and there is a somewhat similar layered structure also on the magnetopause. In section 2.3 it was remarked that Petschek shocks would appear in energy conversion considerations as a layered structure just like this, so it would be tempting to interpret the energy conversion layers as Petschek shocks. However, the layers are exactly parallel and do not form a widening wedge as reconnection shocks should. Furthermore, they are not separated from each other when examining other quantities, e.g. current density. Closer consideration shows that the local minimum of $\nabla \cdot \mathbf{S}$ in the middle of the diffusion region is caused by the interpolation method used to analyse the simulation results. Between the centres of grid cells the values of quantities are computed using linear interpolation. In the case of secondary quantities such as the Poynting vector the values of primary quantities are first interpolated to the chosen point and the value of the secondary quantity is then computed from those interpolated values. In the tail reconnection region the main contribution to the Poynting vector divergence comes from the change in the z component of the vector, and that component is approximately $S_z \approx B_x^2 v_z / \mu_0$. As the quantities that are interpolated linearly are B_x and v_z , which both have a zero in the symmetry plane $z = z_0$, S_z behaves in the vicinity of the symmetry plane as $S_z = S_{z_0} (z - z_0)^3$. Its derivative thus has a second-order zero in the symmetry plane. This is of course not physical and not even a prop-

erty of the solution produced by the simulation, but only an error caused by the analysis method.

Another observation of article I that is not supported by traditional reconnection models is that the magnetic x-line and the flow reversal line do not coincide. In the region between the neutral lines the frozen-in condition of ideal MHD does not hold, so the separation of the lines is the minimum size of the diffusion region (but this reasoning does not give an upper limit to the size of the diffusion region). The separation of the lines is a manifestation of the asymmetry of the reconnection in the x direction. The reason for the asymmetry is that the inflows do not approach the current sheet perpendicularly, but they have a significant tailward velocity component. In article I it is illustrated how representation of such a flow structure with slanted inflows in a discrete grid can move the flow reversal line several grid spacings. The separation of the neutral lines is thus not an actual physical prediction, but neither is it a mere numerical disturbance. It is part of the way in which the numerical grid represents a physical solution.

When the reconnection power in the tail is very large a wedge of two standing waves is formed tailward of the reconnection region [I, fig. 5]. As there is a change in the resolution of the grid at the place where the reconnection region ends and the tip of the wedge forms, it was first suspected that the phenomenon might be caused by the grid. A test run was performed with a grid in which the high-resolution region extended farther to the tail. The wave wedge formed in the same place as in other runs; the only difference was that the waves became a little sharper. The formation of a wave wedge is thus a physical property of the solution. The wedge is not the shock wedge of Petschek model even though it resembles such: plasma density decreases at the waves, so they do not fulfil the MHD shock jump conditions [e.g. *Priest and Forbes*, 2000].

To conclude, there is no general rule for telling apart numerical and physical phenomena. In fact the division is artificial, as all phenomena in a numerical simulation are products of numerical calculations and in that sense of numerical origin. In this thesis I use the word numerical to refer to such phenomena that are known or assumed to be artefacts of the technical realisation of the simulation, for example, caused by the grid. They should not have even qualitative resemblance to anything in nature. Other phenomena are called physical, because they are physical consequences of the equations chosen for modelling. Thus classifying something as physical is not a statement about correspondence between the simulation and nature – it only says that within the reference frame of the physical model the phenomenon is real. Comparing the model to observations is then another question.

The only fully numerical phenomena observed in conjunction with reconnection are the aforementioned carbuncle phenomenon and the layeredness of Poynting vector divergence in reconnection regions. The separation of neutral lines is a case in be-

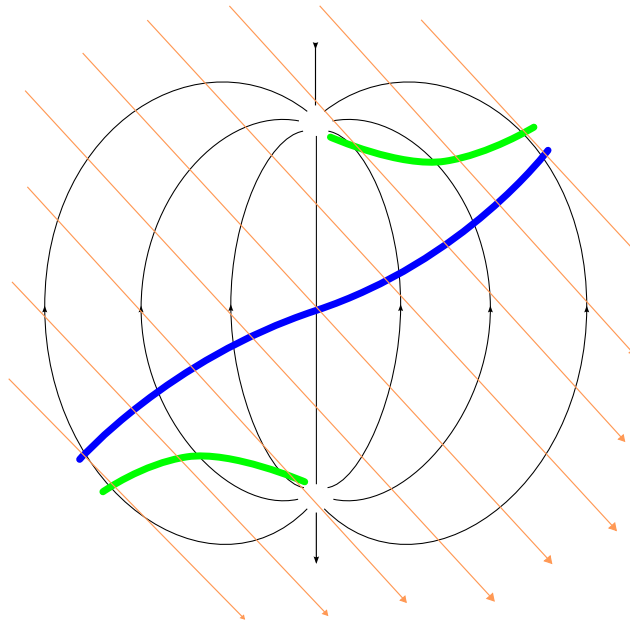


Figure 4.2. Component and antiparallel reconnection on the magnetopause seen from the Sun. The geomagnetic field is drawn in black and the sheath field in orange assuming that the IMF clock angle is conserved. Green lines are the prediction of reconnection line from the antiparallel hypothesis and the blue line the prediction by *Gonzalez and Mozer* [1974] following the component reconnection hypothesis.

tween, and the wave wedge in the tail is clearly a physical phenomenon, even though a corresponding phenomenon has not been observed in nature as far as we know. The technical properties of the simulation code also affect properties which are modelled qualitatively correctly. For example, numerical diffusion and grid resolution affect the thickness of shocks and current sheets. These quantitative questions are treated as necessary elsewhere in this summary and in the attached publications.

4.3 COMPONENT OR ANTIPARALLEL RECONNECTION ON THE MAGNETOPAUSE?

One of the most central open questions about reconnection in the magnetosphere in recent decades has been the debate between the component reconnection hypothesis [*Sonnerup*, 1974; *Gonzalez and Mozer*, 1974] and the antiparallel reconnection hypothesis [*Crooker*, 1979]. They are not full and well-defined models but rather two different starting points for models. The most visual difference of the hypotheses is what kind of relationship between the IMF clock angle and the location of reconnection on the magnetopause is predicted by the models based on them.

According to the component hypothesis the best region for reconnection is usually the tip of the magnetopause, that is, the neighbourhood of the subsolar point, because there the dynamic pressure pushing the fields of the sheath and magnetosphere against each other is largest. The angle between the fields is not so important: their

opposite components reconnect and the parallel components do not affect the process significantly. The antiparallel hypothesis, in contradistinction, says that a magnetic field component directed along the x-line suppresses reconnection so efficiently that on the magnetopause reconnection always moves to those locations where the angle between the fields on the inside and outside of the surface is close to 180° . When the IMF is exactly southward both hypotheses lead to a continuous reconnection line in the equatorial plane. When the IMF y component increases the antiparallel reconnection line breaks into two pieces which move away from the subsolar region toward the polar cusps, while the component reconnection line tilts but stays continuous.

Figure 4.2 represents the magnetic geometry on the magnetopause seen from the Sun. On top of the geomagnetic field has been drawn the sheath field assuming that its clock angle is the same as that of the solar wind. The thick green line is the antiparallel reconnection line; this part of the figure follows the analysis of *Crooker* [1979]. In addition the component reconnection line given by the model of *Gonzalez and Mozer* [1974] has been sketched in blue. In GUMICS the regions of antiparallel fields are where Crooker's simple model predicts, but the separator line is continuous and crosses the magnetopause through the subsolar point consistently with the component hypothesis [III]. The consistency is not only in the continuity of the line, but projected on the yz plane the separator line curves away from the equatorial plane as it approaches the flanks of the magnetopause. This is also a property predicted by *Gonzalez and Mozer*.

The first model based on the component hypothesis was presented by *Sonnerup* [1974], according to whom the reconnection line finds such an orientation that the reconnecting fields have equal components in the direction of the reconnection line. This condition can be met at the subsolar point if the IMF clock angle $\theta = \arctan(B_z / B_y)$ fulfils the condition $\cos \theta \leq B_1 / B_2$, where B_1 is the magnitude of the weaker reconnecting field B_2 that of the stronger. If the magnitude of the sheath field is 30 nT and that of the geomagnetic field on the inside of the magnetopause 70 nT, *Sonnerup's* model allow reconnection at the subsolar point when $|\theta| > 65^\circ$. An exact limit to the beginning and end of reconnection cannot be determined in GUMICS results, but at least it can be said that the simulation does not clearly contradict *Sonnerup's* prediction.

The simulation has thus clearly chosen its side: it is in contradiction with the antiparallel hypothesis and supports the component hypothesis. On the other hand it could be claimed that this might rather be a property of the MHD equations than a property of nature. In the MHD approximation the guide field, i.e. the magnetic field component parallel to the reconnection line, does not affect the diffusion that controls the merging of the other components of the magnetic field, but in the particle picture the magnitude of the magnetic field on the reconnection line is very important to the motion of particles. According to the particle and hybrid simulations by *Karimabadi*

et al. [2005b], however, a guide field does not have significant impact on reconnection rate if its magnitude is at most comparable to that of the reconnecting components. A similar result has been obtained by *Rogers et al.* [2001], who state that a guide field suppresses reconnection only when the ratio of the guide field B_j and the reconnecting field B_r is of the order of $B_j/B_r \sim \sqrt{m_i/m_e}$, where m_i and m_e are the masses of ions and electrons. According to *Swisdak et al.* [2003] a moderate guide field can even prevent diamagnetic drift of electrons that suppresses reconnection. They state that the largest reconnection rate is obtained when the antiparallel components of the reconnecting fields are equal. This differs from Sonnerup's requirement of equal parallel components. On the magnetopause the guide field is typically of the same order of magnitude as the reconnecting components, so that kinetic phenomena do not prevent component reconnection according to the results referred here.

There is observational evidence to support both hypotheses. *Lockwood et al.* [2003] give a good summary of the observational signatures related to the different hypotheses, but do not find clear discrimination between them from their own observational data. Also *Sandholt and Farrugia* [2005] find evidence for both hypotheses, and *Trattner et al.* [2006] state that reconnection can occur even simultaneously at both antiparallel and component locations. *Gosling et al.* [1990] have observed "flow reversal events", probably signatures of reconnection-related flow reversal lines, when the angle between the fields on the two sides of the magnetopause at the location is as small as 50° – this could only be component reconnection. *Phan et al.* [2006] found a long and steady component reconnection lines recorded simultaneously by the satellites Geotail and Wind. On the other hand reconnection is often observed behind the polar cusps during strongly northward IMF [e.g. *Gosling et al.*, 1991; *Kessel et al.*, 1996; *Retinò et al.*, 2005]. This is consistent with the antiparallel hypothesis. It thus seems that neither hypothesis is the whole truth: during southward, duskward and dawnward IMF there is more support for component reconnection, but during northward IMF reconnection probably moves to the locations predicted by the antiparallel hypothesis.

Finally we should remind ourselves that both antiparallel and component hypotheses are based on fitting two-dimensional considerations on the three-dimensional magnetopause, and at least according to *Hu et al.* [2004] the whole question about which one is more correct is misleading. Even though the results of Gumics have been here described in terms of the two hypotheses, behaviour of reconnection in a global MHD simulation is of course not governed by those hypotheses. I have introduced the hypotheses because they have long dominated the discussion on the nature of magnetopauses reconnection, but perhaps it would be time to get rid of that domination.

4.4 CURRENT SHEET FLAPPING IN THE TAIL

In a global MHD simulation it is possible to examine only the large-scale general structure of the magnetosphere and its reconnection regions. One phenomenon that is not reproduced by GUMICS is the spontaneous flapping of the current sheet. Article V studies its relation to tail reconnection.

Recurrent up and down motion of the tail current sheet with an amplitude of about one Earth radius and a speed of a few kilometres per second was observed already by *Speiser and Ness* [1967]. *Lui et al.* [1978] deduced from the behaviour of the y component of the magnetic field that at least some of the waves propagate sideways in the tail, that is, in y direction. At first the wavy motions were interpreted as flapping directly driven by the solar wind [e.g. *Toyochi and Miyazaki*, 1976], but later multi-point observations by Cluster have changed the picture into a more dramatic one. *Runov et al.* [2003a], *Zhang et al.* [2002] and *Sergeev et al.* [2003] showed that the waves propagate mostly in the y direction and that they can turn the current sheet orientation locally by over 90° , which causes field lines belonging to the north lobe to lie on the southern side of the current sheet. They also showed that the waves are due to kinking and tilting of the current sheet, not sausage waves i.e. thinning and thickening of the current sheet. At times the current sheet is bifurcated during flapping and then a double-peaked current density distribution is observed when a spacecraft crosses the current sheet [earlier e.g. *Hoshino et al.*, 1996]. According to the statistical analysis by *Sergeev et al.* [2004] the speed of the current sheet in the direction of its normal was on the average 57 km/s during quiet times and 145 km/s in active current sheets. The most important result of the same study was that the waves propagated almost without exception from the centre of the tail toward the flanks, which localises their source in the central sector of the tail.

In article V current sheet flapping is observed simultaneously with a reconnection line that moves tailward past the Cluster spacecraft. The change in wave propagation speed, consistent with the statistical result of *Sergeev et al.* [2004], is now seen for the first time within one single event lasting less than an hour. Before the onset of reconnection propagation speed of the current sheet in the direction of its normal was 56–60 km/s, during reconnection 157–177 km/s and soon after reconnection 117–118 km/s, when the current sheet was still thin and in a disturbed state. The speeds were determined using multi-point timing. The wavelength of the oscillations was estimated to be of the order of $1 R_E$, which is consistent with earlier observations.

The most important and completely new observation in article V was that the Hall fields that appear in the proton diffusion region tilt with the current sheet during the oscillations. When the Cluster satellites were between the reconnection outflows they recorded strong fluctuations in the GSM z component of the magnetic field. Traditionally these kind of fluctuations have been interpreted as signatures of plasmoids, flux ropes or current filamentation associated with the current disruption model [see

Lui et al., 2005]. In article V a new coordinate system, aligned with the instantaneous orientation of the current sheet, is adopted for examination of each crossing. In most cases the variation of \mathbf{B} in the direction perpendicular to the current sheet turns out to be small, whereas the component directed along the current flow in the current sheet shows a clear bidirectional fluctuation corresponding to Hall fields. This shows that the Hall fields conform to the kinks and tilts of the wavy current sheet.

5 RECONNECTION AS A PART OF THE INTERACTION SYSTEM FORMED BY THE SOLAR WIND, THE MAGNETOSPHERE AND THE IONOSPHERE

5.1 THE SOLAR WIND DRIVES RECONNECTION ON THE MAGNETOPAUSE

It has been discussed earlier how the IMF direction controls the reconnection location on the magnetopause and the orientation of the reconnection line. Now I will approach the same question from the quantitative viewpoint: how much reconnection occurs on the magnetopause, and how the magnetic field and other properties of the solar wind control the amount of reconnection?

The answer provided by Gumics has been studied in article III using reconnection power to measure the “amount” of reconnection. The effect of the solar wind magnetic field has been investigated using four IMF rotation runs, in which the IMF is initially northward and then rotates slowly – in six hours – through dusk, south and dawn back to north. The runs differ from each other with respect to the dynamic pressure of the solar wind and the magnitude of the IMF. The relation between the IMF clock angle and magnetopause reconnection power is the same in all runs: its functional form is

$$P_{rek} = P_0 + P_1 \sin^4(\theta/2), \quad (5.1)$$

where P_0 and P_1 are constant having different values in different runs. The time dependence of reconnection follows the IMF clock angle, determined in front of the bow shock, with a delay of about ten minutes. This delay is probably mostly due to the time it takes for the IMF clock angle changes to propagate through the sheath to the magnetopause, but the slowness of the reconnection process in responding to driver changes may also play a role.

All Poynting flux consumption on the dayside magnetopause has been integrated into the reconnection power. It therefore includes spatially separate processes, and its time dependence does not directly describe the time dependence of any single process. The existence of a base level P_0 does not imply that there would be a region of never-ending reconnection somewhere. When the IMF is northward the main contribution to reconnection power comes from the regions behind the polar cusps, but when the IMF turns southward this high-latitude reconnection ceases and all reconnection power starts to come from low-latitude component reconnection. P_0 thus represents the maximum power of behind-the-cusps reconnection, whereas the maximum power of low-latitude reconnection is $P_0 + P_1$.

In addition to consumption of Poynting flux there is production of magnetic energy at the magnetopause, and the integral of positive values of Poynting vector divergence is called dynamo power. When reconnection is operating at low latitudes the

main contribution to dynamo power comes from behind the cusps. When reconnection is operating behind the cusps there is scattered production of magnetic energy almost everywhere else on the magnetopause. The IMF clock angle dependence of dynamo power has the same functional form as that of reconnection power. The delay in responding to changes in clock angle is a bit longer, possibly because the main contribution to dynamo power comes farther away from the nose of the magnetopause. In addition the weakening of dynamo power is delayed much longer than its increase; this is probably connected to the hysteresis in energy flow through the magnetopause detected by *Palmroth et al.* [2006a].

In addition to the solar wind magnetic field the reconnection and dynamo power on the magnetopause are regulated by solar wind speed and density. Their effects can be compared by converting their changes to changes of the dynamic pressure $p = \rho v^2$. For this purpose four simulation runs were made. In the runs the dynamic pressure grows in 1.5 hours linearly from 1 to 10 nPa, stays constant for half an hour and then decreases back to 1 nPa. The pressure change was effected by changing only one parameter, either speed or density, in one run. IMF was held constant, either northward or southward. Regardless of IMF direction the reconnection power increased approximately linearly with the pressure if the pressure increase was due to increase in solar wind speed, whereas density change did not have mentionable effect on reconnection power. In contrast, the dynamo power was affected by both, although the effect of speed was stronger. Increase of solar wind dynamic pressure increased dynamo power more than reconnection power. This supports the view that magnetic energy is mainly created by compression of the field in the sheath – thus we are probably not dealing with an actual dynamo creating new magnetic flux.

One cannot compare the simulated reconnection or dynamo power *an sich* with observations, since energy conversion cannot be directly measured in space. The observational studies on magnetopause reconnection have most often concentrated on determining the location of reconnection. This was treated in section 4.3. However, there are also some studies discussing the reconnection rate. It is usually quantified by the Alfvén-Mach number M of the inflow from the sheath. In some studies the value reported for M is 0.1–0.2 [e.g. *Lindqvist and Mozer*, 1990; *Phan et al.*, 2001], in some other studies much less [e.g. *Mozer et al.*, 2002; *Fuselier et al.*, 2005]. In the simulation M decreases continuously from the bow shock to the magnetopause so that a single value for its inflow value cannot be given. However, at the largest it is clearly larger than in the mentioned observational results. On the other hand, in the inflow from the inside of the magnetopause M is at least one order of magnitude smaller than in the sheath. We are not aware of direct measurements of this asymmetry.

The overall magnitude of the reconnection power predicted by the simulation is not very important, because it depends on the diffusivity, which is unrealistically large in the simulation. More relevant results are the functional form of the clock angle de-

pendence (eq. 5.1) and its strong dependence on the solar wind speed. These results also show that magnetopause reconnection in Gumics is completely driven by the solar wind, as is often the case in MHD simulations with constant resistivity [Dorelli *et al.*, 2004].

5.2 TRANSFER OF ENERGY INTO THE MAGNETOSPHERE

The significance of magnetopause reconnection for magnetospheric dynamics is in that it creates a magnetic connection between the magnetosphere and the solar wind flowing past it. In this way it makes possible efficient energy transfer from the solar wind to maintaining magnetospheric convection. This was the original idea of *Dungey* [1961]. There are also other possible energy transfer mechanisms, for example viscous interaction [Axford and Hines, 1961] and waves created by pressure fluctuations in the solar wind [Dessler *et al.*, 1961], but the current view is that reconnection is the dominant mechanism. Namely, taking reconnection as the controller of energy input explains why the IMF direction is so clearly correlated with magnetospheric activity.

To predict the amount of energy input to the magnetosphere, the epsilon parameter introduced by *Perreault and Akasofu* [1978] and then made famous by *Akasofu* [1981] is often used:

$$\varepsilon = \frac{4\pi}{\mu_0} l_0^2 v B^2 \sin^4(\theta/2). \quad (5.2)$$

The variables v , B and θ are the solar wind speed, IMF magnitude and IMF clock angle. $l_0 = 7 R_E$ is a scaling parameter. In the definition vB^2/μ_0 represents the Poynting flux density in the solar wind and $4\pi l_0^2$ the effective cross-sectional area of the magnetosphere. The sinus term is a somewhat arbitrary function describing the effectiveness of coupling. It emulates the statistical dependence of IMF direction and auroral activity. This functional form and alternative powers of the sinus have later been given also theoretical support [e.g. *Pudovkin et al.*, 1986].

It is noteworthy that the clock angle dependence of magnetopause reconnection in Gumics (5.1) is the same as in the epsilon parameter. The effect of the solar wind speed is in the simulation stronger than the linear dependence in ε . The effect of IMF magnitude seems to be at least qualitatively similar in the simulation as in ε , but that question has not been studied systematically.

The energy flux through the magnetopause in the simulation can also be computed directly [Palmroth *et al.*, 2003], and its clock angle dependence is a little “wider” than that of reconnection power, namely $\sin^2(\theta/2)$ [Palmroth *et al.*, 2006; IV]. B and v dependencies are also at least qualitatively similar, but not identical, to those of reconnection power. The energy flux into the magnetosphere is thus not directly proportional to the magnetopause reconnection power. On the other hand, the spatial distribution of the energy flux through the magnetopause as a function of the clock

angle was also studied in article IV and it was shown that the main contribution to energy transfer always comes from the sectors perpendicular to the reconnection line. The result indicates that reconnection has a dominant role in regulating the energy flux in the simulation and fits together with the interpretation given earlier by *Palmroth et al.* [2003]: the energy flux mainly consists of Poynting flux that is directed toward the magnetosphere by the flow in the sheath and the open magnetic geometry created by reconnection.

5.3 ENTRY OF MASS INTO THE MAGNETOSPHERE AND ONTO CLOSED FIELD LINES

Mass transfer through the magnetopause and then to the region occupied by closed field lines was also examined in article IV using the topological transfer of mass T_m defined in article III (see section 3.4). These two independent methods that are applied to different surfaces give qualitatively similar results, which verifies that they are reliable. When the IMF is southward, mass is transferred from the sheath to inside the magnetopause and further to closed field lines in the sectors along the reconnection line. It thus seems that matter leaks into the magnetosphere at the reconnection line. Its entry into the region of closed field lines is against traditional reconnection models as the closed field lines belong entirely to one of the inflow regions of reconnection. The phenomenon may be explained by the strong asymmetry of the inflow regions and diffusion near the reconnection line driven by the pressure of the plasma in the sheath. This interpretation is supported by the fact that leakage of matter is largest in the run with large solar wind dynamic pressure and weak IMF.

In sectors perpendicular to the reconnection line mass is transferred out from closed field lines but inwards through the magnetopause in small quantities. This is consistent with the flow pattern typical for reconnection: outflow regions are on semi-open field lines mainly inside the magnetopause, and matter flows toward them as one would expect from the “motion of field lines” as visualised in ideal MHD.

Total mass flux through the magnetopause in Gumics is of the order of a few kg/s, which is consistent with the estimate by *Sibeck et al.* [1999]. The total flux through the dayside boundary of the region of closed field lines is usually of the same order of magnitude, outward during southern IMF and inward during northward IMF. But when the IMF is strictly northward the mass flow to closed field lines reaches as large values as 10–40 kg/s depending on the run [IV, fig. 7]. This is because simultaneous reconnection behind both polar cusps turns free field lines into closed ones and thereby captures the plasma on those field lines. The four field junction method indirectly supports the interpretation by showing that there are plenty of semi-open field lines between the cusps; a field line may reconnect at slightly different instants in the north and in the south. *Lavraud et al.* [2006] have suggested the same mass capture

mechanism based on the bidirectional electron distributions that they have observed on the magnetopause.

5.4 TAIL RECONNECTION PROCESSES THE ENERGY FLOWING FROM THE MAGNETOPAUSE

Magnetopause reconnection produces semi-open field lines and allows them to convect tailward drawn by the solar wind flow so that in the sectors perpendicular to the reconnection line Poynting flux is directed through the magnetopause and transfers energy into the magnetosphere [*Palmroth et al.*, 2003; IV]. In the magnetosphere Poynting flux is directed toward the centre of the tail. In terms of field lines this can be described as the field lines convection toward the current sheet [see *Papadopoulos et al.*, 1999]. The main result in article I was that tail reconnection obediently follows this forcing and converts about half of the electromagnetic energy coming through the magnetopause into mechanical energy.

Stated more precisely, the result was that the reconnection power in the tail is half of the energy flux through the magnetopause. The exact value of the coefficient of proportionality is unessential, because it depends on the size of the integration volume used when calculating the reconnection power. However, the order of magnitude tells that reconnection has a central role for the energy flow in the tail: more than half of the energy coming from the magnetopause flows through the reconnection region, since reconnection power ignores the energy that goes through unconverted. Even so, some of the energy goes past the reconnection region directly into the far tail.

The most important conclusion that can be drawn from the proportionality of magnetopause energy flux and tail reconnection power is that tail reconnection in Gumics is directly driven. This means that the simulation does not first store magnetic energy in the tail and then release it, as has traditionally been assumed to happen in substorms [*Baker et al.*, 1996]. The power consumption in the ionosphere, due to Joule heating and electron precipitation, directly follows the tail reconnection power. Thus the entire energy flow path from the magnetopause down to the ionosphere is directly driven and nearly delay-free in the simulation. (The power consumption in the ionosphere has been studied more closely by *Palmroth et al.* [2004].) The largest delay in the energy transfer chain in the simulation is seen right at the start of the chain, between the ε of the solar wind and the magnetopause energy flux [*Palmroth et al.*, 2006]. Based on these simulation results and observations pointing in the same direction *Pulkkinen et al.* [2006] suggested a new interpretation for the loading-unloading cycle of substorms: loading, i.e. the growth phase, is needed for stretching the tail and making the current sheet thin enough to allow reconnection there, but after the onset the energy dissipated in the expansion phase comes mainly from the solar wind, which thus determines the strength of the expansion phase.

5.5 CONSEQUENCES OF RECONNECTION IN THE TAIL

The consequences of reconnection that are observed most often in the tail are fast outflows. In Gumics the outflows are large and very asymmetric: the tailward one can reach 3000 km/s, while the earthward one reaches at best 700 km/s. As far as I know this kind of asymmetry has not been reported from satellite observations, and in the case studied in article V the outflows are very symmetric, both having a maximal speed of about 1000 km/s. That is relatively fast, as e.g. *Nagai et al.* [1998] chose a lower limit of 300 km/s for the outflow speed in their statistical study.

The results obtained by *Nagai et al.* [1998] on the distribution of the locations of outflows in different directions were important because they showed that the tail reconnection line related to substorms was most often located in the interval $-30R_E \leq x \leq -20R_E$ [see also *Nagai*, 2006]. Later reconnection lines have frequently been observed also closer to the Earth. A reconnection line has many times passed the Cluster satellites, whose apogee is at a distance of 19 R_E [e.g. *Runov et al.*, 2003a; V]. *Miyashita et al.* [2005] even observed reconnection line between the geostationary orbit and the Geotail satellite at $(x, y) = (-7, 9) R_E$. In Gumics the reconnection line is located at about $x = -14R_E$ [I], which is thus slightly closer to the Earth than what is observed on average. The reasons to this may include too large diffusion and absence of the innermost parts of the magnetosphere in the simulation.

When reconnection cuts the stretched thin plasma sheet the magnetic field on the earthward side relaxes into a more dipolar form. Dipolarisation often reaches the geostationary orbit where there are numerous satellites to provide observations of it. Its signature is a decrease in the x component of the magnetic field and a simultaneous increase in the z component. Dipolarisation was recorded by one geostationary satellite also in the case studied in article V.

In the tailward side the reconnected magnetic field forms a plasmoid. In the far tail several of them can be observed per day [e.g. *Slavin et al.*, 1984], but in the recent years small plasmoids and flux ropes moving either tailward or earthward have also been observed in the near tail [*Slavin et al.*, 2005]. Their average speed is a little over 800 km/s regardless of the direction. In Gumics magnetic structures moving earthward are not produced. Instead, reconnection produces a plasmoid-like structure on the tailward side of the reconnection line. The structure is only released when reconnection ceases and before that it may grow to an extremely large size. If tail reconnection continues at a fast rate for a long time in the simulation, the unreleased plasmoid becomes the wedge of standing waves mentioned in section 4.2. This phenomenon has not been investigated more closely.

One previously unmentioned possible consequence of reconnection was also found in article V. The Cluster satellites were in the pre-midnight sector of the tail far from the midnight meridian: in GSM coordinates their location was $(-15.7, 10.5, 2.5) R_E$. Before the onset of reconnection the direction of the magnetic field in the tail

lobes outside the current sheet was nearly radial with respect to the Earth, but when reconnection started it turned relatively rapidly, in five minutes, about 15° toward the x axis. During reconnection the lobe field turned still more so that when reconnection ended the ambient field was nearly parallel to the x axis [V, especially fig. 4]. GOES-8 recorded a deflection in the same direction in the y component of the magnetic field in the pre-midnight sector at the geostationary orbit. No magnetic field measurements were available in the post-midnight sector of the tail, and so it was not possible to confirm if this was a tail-wide or only local deflection.

There were no changes in the solar wind that could explain the sudden change in the magnetic field direction. Therefore it was probably connected to the reconnection event that started simultaneously. An interesting detail is that the reconnection outflows did not turn with the magnetic field; they stayed in the orientation determined by the original lobe field direction. It is left open what mechanism caused the orientation change of the field and whether this was an exceptional random event or an example of a common consequence of near-tail reconnection.

6 CONCLUSIONS

This thesis has investigated properties of reconnection in a magnetohydrodynamic simulation of the magnetosphere. The work is not exhaustive, because although magnetohydrodynamics is a relatively simple theoretical basis for a model and leaves out many significant phenomena of the reality, it is sufficient to reproduce not only the basic structures of the magnetosphere but also unexpected features. It has not been possible to determine the nature of all those features – an example of this is the wedge of standing waves behind the tail reconnection region. The technical realisation of the simulation has also set limitations and complications, and it has been necessary to always keep in mind its possible influence: is this physical or numerical? I would claim, however, that in its own limited field this study is as thorough as has been expedient to realise; Gurnic has told about reconnection in the magnetosphere everything essential that it can tell about it.

An MHD simulation gives a good general picture of the central structural properties of the magnetosphere and in a unique way enables one to examine reconnection as a part of consistently modelled entity of the magnetosphere. On the other hand a simulation of the magnetosphere does not reach the level of observations in detailedness, nor the level of reconnection simulations in accuracy, nor the level of theoretical models in simplicity and in their ability to be understandable. The properties of the main research tool have forced to adopt unusual viewpoints and to develop new methods based on them. The two most important ones are four field junction and reconnection power. They both see reconnection as an integral part of the dynamics of the magnetosphere.

The separator line represented by the four field junction is a characteristic property of Dungey's open magnetospheric topology, and it both unifies and connects the reconnection regions on the magnetopause and in the magnetotail. In the tail it is consistent with the x-line determined from the local geometry of the magnetic field, and on the magnetopause it follows the predictions about the shape of the reconnection line based on the component reconnection hypothesis. The fact that the separator line continues along the flanks of the magnetopause reminds of the fact that reconnection is not defined solely by geometry or topology; only after a proof of correct dynamics can one interpret the separator line as a reconnection line.

Energy conversion evidenced by divergence of the Poynting vector has been used as the most important proxy for dynamics. On the reconnecting surfaces – the magnetopause and the tail current sheet – the consumption of electromagnetic energy is spread on a wide area. Energy is converted both by diffusion of the magnetic field and by acceleration of plasma when kinked field lines produced by reconnection straighten. Both types of energy conversion are caused by reconnection, and from the

viewpoint of the external effectiveness of reconnection the most important thing is the total amount of energy conversion. This total amount is the reconnection power.

Applying four field junction, reconnection power and complementary methods to the results of the Gumics simulation has shown that this magnetohydrodynamic model produces very similar reconnection regions on the magnetopause and on the current sheet in the near-Earth tail. The reconnection regions are reminiscent of large diffusion regions such as appears in the Sweet-Parker model. Reconnection is driven by external forcing: on the magnetopause it is regulated by the speed and the magnetic field of the solar wind, in the tail by the energy flux coming from the magnetopause. On the magnetopause the location of reconnection is in accordance with the component hypothesis. These results highlight the importance of delay-free flow and processing of energy in magnetospheric dynamics as opposed to loading-unloading behaviour. However, when interpreting the results it must be remembered that the relatively large diffusion in the model may allow premature dissipation of energy, thereby weakening the loading of the system, and that magnetohydrodynamics does not include physical processes that could suddenly trigger the system through increase of anomalous resistivity, for example.

Those who concentrate on reconnection as an isolated physical process, theoreticians as well as simulators, are reminded by this study of the unnaturalness of excessive symmetry assumptions. In a simulation of the magnetosphere the boundary conditions of a reconnection region are determined from the properties of the wider system without a priori assumptions. In the tail the inflows are approximately symmetric but very oblique and the outflows very asymmetric; on the magnetopause the inflows are asymmetric but the outflows symmetric. In both cases one can thus still find one approximate symmetry plane, but asymmetry has nevertheless brought up several features that cannot appear in fully symmetric situations – an example of this is the separation of the x-line and the flow reversal line in the tail. It has been difficult to estimate how realistic these properties that represent qualitative asymmetry are, as there are no points of comparison in pure reconnection research.

Reconnection in Gumics fulfils its role as a part of the global dynamics of the magnetosphere, but it cannot reproduce the internal features of real reconnection regions. This is shown also by the last article in my thesis. Its main result is the observation that the Hall fields conform to the wavy deformations of the current sheet in the tail reconnection region. The MHD equations solved by Gumics do not contain the Hall term, and the resolution in Gumics would not be sufficient for reproducing the waves even if some MHD mechanism created them. The observational part of this study thus connects together two phenomena, neither of which is reproduced by the simulation to any extent. The work is not over.

Magnetohydrodynamics will stay as the basis of modelling the magnetosphere for years if not for decades. For more comprehensive studies on the behaviour of the

magnetosphere this thesis provides not only background information on the role that reconnection can be expected to have, but also methods that are easy to apply. To name some examples, it would be interesting to compare the reconnection power on the magnetopause and in the tail to each other and to the behaviour of the magnetosheath, to the energy flux through the magnetopause and to the ionospheric power consumption in simulation runs based on real solar wind data that contains e.g. a pressure pulse or a fast change in the IMF direction. This way it could be assessed whether the simulated magnetosphere is as directly driven during fast changes as it is during the slow changes examined in this work. If delays appear their place of origin could also be located. Using observed solar wind data would allow comparison with observations at least in the ionosphere.

The methods that have been developed for this work are not tied to the technical details of the simulation, nor to the underlying physical model. One only needs to know the magnetic field and the Poynting vector as functions of space to apply them. An example of a feature that could be compared on short timescale would be the reconnection powers produced by different MHD simulations under similar solar wind forcing. In somewhat more distant future computational methods and computer performance can be expected to improve so that the magnetosphere can be simulated using more advanced physical models than single-fluid MHD. The alternatives include at least Hall MHD, multi-fluid MHD, Vlasov equations, hybrid simulations and finally full particle simulations. Would these models produce a continuous reconnection line and a wide energy conversion region on the magnetopause as Gumics does? Would reconnection power in the tail still be directly proportional to external forcing? How detailed physical model would be needed to reproduce Hall fields, Petschek-type shocks, waves of the tail current sheet and other phenomena revealed by satellite observations?

REFERENCES

- Akasofu, S.-I.: The development of the auroral substorm. *Planet. Space Sci.* 12, 273–282, 1964.
- Akasofu, S.-I.: Energy coupling between the solar wind and the magnetosphere. *Space Sci. Rev.* 28, 121–190, 1981.
- Akasofu, S.-I., S. Chapman and C.-I. Meng: The polar electrojet. *J. Atmos. Terr. Phys.* 27, 1275–1305, 1965.
- Van Allen, J. A., G. H. Ludwig, E. C. Ray and C. E. McIlwain: Observations of high intensity radiation by satellites 1958 Alpha and gamma. *Jet Propul.* 28, 588, 1958.
- Axford, W. I.: Magnetic reconnection. In the book *Magnetic reconnection in space and laboratory plasmas*, *Geophys. Monogr. Ser.* 30, 1, AGU, Washington D.C. 1984.
- Axford, W. I., and C. O. Hines: A unifying theory of high-latitude geophysical phenomena and geomagnetic storms. *Can. J. Phys.* 39, 1433–1464, 1961.
- Baker, D. N., T. I. Pulkkinen, V. Angelopoulos, W. Baumjohann and R. L. McPherron: Neutral line model of substorms: past results and present view. *J. Geophys. Res.* 101, 12,975–13,010, 1996.
- Biermann, L.: Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung. *Zeitschrift für Astrophysik* 29, 274–286, 1951.
- Biernat, H. K., M. F. Heyn and V. S. Semenov: Unsteady Petschek reconnection. *J. Geophys. Res.* 92, 3392–3396, 1987.
- Biernat, H. K., V. S. Semenov and R. P. Rijnbeck: Time-dependent 3D Petschek-type reconnection: A case study for magnetopause conditions. *J. Geophys. Res.* 103, 4693–4706, 1998.
- Birn, J.: Earth's magnetosphere. Chapter 1.2 in the book *Reconnection of magnetic fields: magnetohydrodynamics and collisionless theory and observations*, edited by J. Birn and E. Priest, Cambridge university press, Cambridge 2007.
- Birn, J., J. F. Drake, M. A. Shay **et al.**: Geospace Environmental Modelling (GEM) magnetic reconnection challenge. *J. Geophys. Res.* 106, 3715–3719, 2001.
- Blanc, M., J. L. Horwitz, J. B. Blake, I. Daglis, J. F. Lemaire, M. B. Moldwin, S. Orsini, R. M. Thorne and R. A. Wolfe: Source and loss processes in the inner magnetosphere. Chapter 4 in the book *Magnetospheric Plasma Sources and Losses*, edited by B. Hultqvist, M. Øieroset, G. Paschmann and R. Treumann, Kluwer Academic publishers, Dordrecht 1999.
- Borovsky, J. E., R. J. Nemzek and R. D. Belian: The occurrence rate of magnetospheric substorm onsets – random and periodic substorms. *J. Geophys. Res.* 98(A3), 3807–3813, 1993.

- Brackbill, J. U. and D. C. Barnes: The effect of nonzero $\text{div}(\mathbf{B})$ on the numerical solution of magnetohydrodynamic equations, *J. Comp. Phys.* 35, 426–430, 1980.
- Brecht, S. H., J. G. Lyon, J. A. Fedder and K. Hain: A simulation study of east-west IMF effects on the magnetosphere. *Geophys. Res. Lett.* 8, 397–400, 1981.
- Brecht, S. H., J. G. Lyon, J. A. Fedder and K. Hain: A time-dependent three-dimensional simulation of the earth's magnetosphere: Reconnection events. *J. Geophys. Res.* 87, 6098–6108, 1982.
- Chapman, S., and V. C. A. Ferraro: A new theory of magnetic storms. *Terr. Magn. Atmosph. Electr.* 36, 77–97, 1931.
- Clicher, E. W.: The 1859 space weather event: Then and now. *Adv. Space Res.* 38, 119–129, 2006.
- Coroniti, F. V., and C. F. Kennel: Can the ionosphere regulate magnetospheric convection? *J. Geophys. Res.* 78(16), 2837–2851, 1973.
- Courant, R., K. O. Friedrichs and H. Lewy: Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik. *Math. Ann.* 100, 32, 1928.
- Cowley, S. W. H.: A qualitative study of the reconnection between the Earth's magnetic field and an interplanetary field of arbitrary orientation, *Radio Sci.* 8, 903–913, 1973.
- Dessler, A. J., W. B. Hanson and E. N. Parker: Formation of the Geomagnetic Storm Main-Phase Ring Current. *J. Geophys. Res.* 66, 3631, 1961.
- Dorelli, J. C., M. Hesse, M. M. Kuznetsova, L. Rastaetter and J. Raeder: A new look at driven magnetic reconnection at the terrestrial subsolar magnetopause. *J. Geophys. Res.* 109, A12216, 2004.
- Drake, J. F., and M. A. Shay: Fundamentals of collisionless reconnection. Chapter 3.1 in the book *Reconnection of magnetic fields: magnetohydrodynamics and collisionless theory and observations*, edited by J. Birn and E. Priest, Cambridge university press, Cambridge 2007.
- Drake, J. F., M. Swisdak, C. Cattell, M. A. Shay, B. N. Rogers and A. Zeiler: Formation of electron holes and particle energization during magnetic reconnection. *Science* 299, 873–877, 2003.
- Dungey, J. W.: Conditions for the occurrence of electrical discharges in astrophysical systems. *Phil. Mag.* 44, 725–738, 1953.
- Dungey, J. W.: Interplanetary magnetic field and the auroral zones. *Phys. Rev. Lett.* 6, 47–48, 1961.
- Dunlop, M. W., A. Balogh, K.-H. Glaßmeier and B. Robert: Four-point Cluster application of magnetic field analysis tools: The curlometer. *J. Geophys. Res.* 107, 1384, 2002.
- Eastwood, J. P., D. G. Sibeck, J. A. Slavin, M. L. Goldstein, B. Lavraud, M. Sitnov, S. Imber, A. Balogh, E. A. Lucek and I. Dandouras: Observations of multiple x-

- line structure in the Earth's magnetotail current sheet: A Cluster case study. *Geophys. Res. Lett.* 32, L11105, 2005.
- Erickson, G. M.: A quasi-static magnetospheric convection model in two-dimensions. *J. Geophys. Res.* 97(A5), 6505–6522, 1992.
- Erickson, G. M., and R. A. Wolf: Is steady convection possible in the Earth's magnetotail? *Geophys. Res. Lett.* 7(11), 897–900, 1980.
- Fedder, J. A., S. P. Slinker, J. G. Lyon and C. T. Russell: Flux transfer events in global numerical simulations of the magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 107(A5), 1048, 2002.
- Furth, H. P., J. Killeen and M. N. Rosenbluth: Finite-resistivity instabilities of a sheet pinch. *Phys. Fluids* 6, 459–484, 1963.
- Fuselier, S. A., K. J. Trattner, S. M. Petrinec, C. J. Owen and H. Rème: Computing the reconnection rate at the Earth's magnetopause using two spacecraft observations. *J. Geophys. Res.* 110, A06212, 2005.
- Giacomazzo, B., and L. Rezzolla: The exact solution of the Riemann problem in relativistic MHD. *J. Fluid Mech.* 562, 223–259, 2006.
- Giovanelli, R.G.: Magnetic and electric phenomena in the Sun's atmosphere associated with sunspots. *Month. Not. Roy. Astr. Soc.* 107, 338–355, 1947.
- Giovanelli, R.G.: Chromospheric flares. *Month. Not. Roy. Astr. Soc.* 108, 163–176, 1948.
- Gonzalez, W. D., and F. S. Mozer: A quantitative model for the potential resulting from reconnection with an arbitrary interplanetary magnetic field. *J. Geophys. Res.* 79, 4186–4194, 1974.
- Gosling, J. T., M. F. Thomsen, S. J. Bame, R. C. Elphic and C. T. Russell: Plasma flow reversal at the dayside magnetopause and the origin of asymmetric polar cusp convection. *J. Geophys. Res.* 95, 8073–8084, 1990.
- Gosling, J. T., M. F. Thomsen, S. J. Bame, R. C. Elphic and C. T. Russell: Observations of reconnection of interplanetary and lobe magnetic field lines at the high-latitude magnetopause. *J. Geophys. Res.* 96, 14,097–14,106, 1991.
- Groth, C. P. T., D. L. de Zeeuw, T. I. Gombosi and K. G. Powell: Global three-dimensional MHD simulation of a space weather event: CME formation, interplanetary propagation, and interaction with the magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 105(A11), 25,053–25,078, 2000.
- Harten, A., P. D. Lax and B. van Leer: On upstream differencing and Godunov-type schemes for hyperbolic conservation laws, *SIAM Rev.* 25, 35, 1983.
- Hesse, M.: Diffusion region physics. Chapter 3.2 in the book *Reconnection of magnetic fields: magnetohydrodynamics and collisionless theory and observations*, edited by J. Birn and E. Priest, Cambridge university press, Cambridge 2007.

- Hesse, M., and Schindler, K.: A theoretical foundation of general magnetic reconnection. *J. Geophys. Res.* 93, 5559–5567, 1988.
- Hones, E. W.: Transient phenomena in the magnetotail and their relation to substorms. *Space Sci. Rev.* 23, 393–410, 1979.
- Hornig, G.: Three-dimensional reconnection in the absence of magnetic null points. Chapter 2.3 in the book *Reconnection of magnetic fields: magnetohydrodynamics and collisionless theory and observations*, edited by J. Birn and E. Priest, Cambridge university press, Cambridge 2007.
- Hoshino, M., A. Nishida, T. Mukai, Y. Saito, T. Yamamoto and S. Kokubun: Structure of plasma sheet in magnetotail: double-peaked electric current sheet. *J. Geophys. Res.* 101, 24.775–24.786, 1996.
- Hoyle, F.: *Some recent researches in solar physics*. Cambridge University Press, Cambridge 1949.
- Hu, S., A. Bhattacharjee, J. Dorelli and J. M. Greene: The spherical tearing mode. *Geophys. Res. Lett.* 31, L19806, 2004.
- Janhunen, P.: GUMICS-3 – A global ionosphere-magnetosphere coupling simulation with high ionospheric resolution. *Proc. environmental modelling for space-based applications 18.–20.9.1996, ESTEC, ESA SP-392*, The Netherlands 1996.
- Janhunen, P.: A positive conservative method for magnetohydrodynamics based on HLL and Roe methods. *J. Comp. Phys.* 160, 649–661, 2000.
- Karimabadi, H., W. Daughton and K. B. Quest: Physics of saturation of collisionless tearing mode as a function of guide field. *J. Geophys. Res.* 110, A03214, 2005a.
- Karimabadi, H., W. Daughton and K. B. Quest: Antiparallel versus component merging at the magnetopause: Current bifurcation and intermittent reconnection. *J. Geophys. Res.*, 110, A03213, 2005b.
- Kessel, R. L., S.-H. Chen, J. L. Green et al.: Evidence of high-latitude reconnection during northward IMF: Hawkeye observations. *Geophys. Res. Lett.* 23, 583, 1996.
- Kullen, A. and P. Janhunen: Relation of polar auroral arcs to magnetotail twisting and IMF rotation: a systematic MHD simulation study. *Ann. Geophys.* 22, 951–970, 2004.
- Kusano, K., and T. Sakurai: Solar flares. Chapter 5.5 in the book *Reconnection of magnetic fields: magnetohydrodynamics and collisionless theory and observations*, edited by J. Birn and E. Priest, Cambridge university press, Cambridge 2007.
- Lang, K. R.: *The Sun from space*. Springer-Verlag, Berliini–Heidelberg, 2000.
- Lavraud, B., M. F. Thomsen, B. Lefebvre, S. J. Schwartz, K. Seki, T. D. Phan, Y. L. Wang, A. Fazakerley, H. Rème and A. Balogh: Evidence for newly closed mag-

- netosheath field lines at the dayside magnetopause under northward IMF. *J. Geophys. Res.* *111*, A05211, 2006.
- LeBoeuf, J. N., T. Tajima, C. F. Kennel and J. M. Dawson: Global simulations of the three-dimensional magnetosphere, *Geophys. Res. Lett.* *8*, 257–260, 1981.
- LeVeque, R. J.: *Numerical methods for conservation laws*. Birkhäuser, Basel 1992.
- Lindqvist, P.-A., and F. S. Mozer: The average tangential electric field at the noon magnetopause. *J. Geophys. Res.* *95*, 17.137–17.144, 1990.
- Lockwood, M., B. S. Lanchester, H. U. Frey, K. Throp, S. K. Morley, S. E. Milan and M. Lester: IMF control of cusp proton emission intensity and dayside convection: implications for component and anti-parallel reconnection. *Ann. Geophys.* *21*, 955–982, 2003.
- Lui, A. T. Y., C. Andcquey, G. S. Lakhina **et al.**: Critical issues on magnetic reconnection in space plasmas. *Space Sci. Rev.* *116*, 477–521, 2005.
- Lui, A. T. Y., C.-I. Meng and S.-I. Akasofu: Wavy nature of the magnetotail neutral sheet. *Geophys. Res. Lett.* *5(4)*, 279–282, 1978.
- Lyon, J. G., J. A. Fedder and C. M. Mobarry: The Lyon–Fedder–Mobarry (LFM) global MHD magnetospheric simulation code. *J. Atmosph. Solar-Terr. Phys.* *66*, 1333–1350, 2004.
- Maunder, E. W.: Magnetic disturbances and associated sun-spots. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* *65*, 2–18, 1904.
- McPherron, R. L.: Satellite studies of magnetospheric substorms on August 15, 1968: 1. State of the magnetosphere. *J. Geophys. Res.* *78(16)*, 3044–3053, 1973.
- McPherron, R. L., C. T. Russel and M. P. Aubry: Satellite studies of magnetospheric substorms on August 15, 1968: 9. Phenomenological model for substorms. *J. Geophys. Res.* *78(16)*, 3131–3149, 1973.
- Miyashita, Y., A. Ieda, Y. Kamide, **et al.**: Plasmoids observed in the near-Earth magnetotail at $X \sim -7 R_E$. *J. Geophys. Res.* *110(A12)*, A12214, 2005.
- Mozer, F. S., S. D. Bale and T. D. Phan: Evidence of diffusion regions at a subsolar magnetopause crossing. *Phys. Rev. Lett.* *89*, 015002, 2002.
- Nagai, T.: Location of magnetic reconnection in the magnetotail. *Space Sci. Rev.* *122*, 39–54, 2006.
- Nagai, T., M. Fujimoto, Y. Saito, S. Machida, T. Terasawa, R. Nakamura, T. Yamamoto, T. Mukai, A. Nishida and S. Kokubun: Structure and dynamics of magnetic reconnection for substorm onsets with Geotail observations. *J. Geophys. Res.* *103(A3)*, 4419–4440, 1998.
- Ogino, T., and R. J. Walker: A magnetohydrodynamic simulation of the bifurcation of tail lobes during intervals with a northward interplanetary magnetic field. *Geophys. Res. Lett.* *11*, 1018–1021, 1984.

- Øieroset, M., T. D. Phan, M. Fujimoto, R. P. Lin and R. P. Lepping: In situ detection of collisionless reconnection in the Earth's magnetotail. *Nature* 412, 414–417, 2001.
- Palmroth, M.: *Solar wind - magnetosphere interaction as determined by observations and a global MHD simulation*. Doctoral dissertation, Finnish Meteorological Institute, Helsinki 2003; <http://urn.fi/URN:ISBN:952-91-5949-8>.
- Palmroth, M., T. I. Pulkkinen, P. Janhunen and C.-C. Wu: Stormtime energy transfer in global MHD simulation. *J. Geophys. Res.* 108(A1), 1048, 2003.
- Palmroth, M., P. Janhunen, T. I. Pulkkinen and H. E. J. Koskinen: Ionospheric energy input as a function of solar wind parameters: global MHD simulation results. *Ann. Geophys.* 22, 549–566, 2004.
- Palmroth, M., P. Janhunen and T. I. Pulkkinen: Hysteresis in solar wind power input to the magnetosphere. *Geophys. Res. Lett.* 33, L03107, 2006.
- Pandolfi, M., and D. d'Ambrosio: Numerical instabilities in upwind methods: Analysis and cures for the “carbuncle” phenomenon. *J. Comp. Phys.* 166(2), 271–301, 2001.
- Papadopoulos, K., C. Goodrich, M. Wiltberger, R. Lopez and J. G. Lyon: The physics of substorms as revealed by the ISTP. *Phys. Chem. Earth (c)* 24, 189, 1999.
- Parker, E. N.: Sweet's mechanism for merging magnetic fields in conduction fluids. *J. Geophys. Res.* 62, 509–520, 1957.
- Parker, E. N.: Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields. *Astrophys. J.* 128, 664–676, 1958.
- Perreault, P., and S.-I. Akasofu: A study of geomagnetic storms. *Geophys. J.* 54, 547–573, 1978.
- Petschek, H. E.: Magnetic field annihilation. In the book *Physics of Solar Flares*, edited by W. N. Hess, NASA SP-50, Washington, D.C., 1964.
- Phan, T. D., B. U. Ö. Sonnerup and R. P. Lin (2001): Fluid and kinetics signatures of reconnection at the dawn tail magnetopause: Wind observations. *J. Geophys. Res.* 106(A11), 25.489–25.502, 2001.
- Phan, T. D., H. Hasegawa, M. Øieroset, T. Mukai, R. P. Lin and W. Paterson: Simultaneous Geotail and Wind observations of reconnection at the subsolar and tail flank magnetopause. *Geophys. Res. Lett.* 33, L09104, 2006.
- Priest, E., and T. Forbes: New models for fast steady-state magnetic reconnection. *J. Geophys. Res.* 91, 5579–5588, 1986.
- Priest, E., and T. Forbes: *Magnetic Reconnection. MHD theory and applications*. Cambridge University Press, Cambridge 2000.
- Pudovkin, M. I., V. S. Semenov, M. F. Heyn and H. K. Biernat: Implications of the stagnation line model for energy input through the dayside magnetopause. *Geophys. Res. Lett.* 13, 213–216, 1986.

- Pulkkinen, T. I., and M. Wiltberger: Global magnetospheric response to IMF driving: ISTP observations, empirical modelling, and MHD simulations. *Phys. Chem. Earth C24*, 153–162, 1999.
- Pulkkinen, T. I., and M. Wiltberger: Thin current sheet evolution as seen in observations, empirical models and MHD simulations. *Geophys. Res. Lett.* 27, 1363–1366, 2000.
- Pulkkinen, T. I., D. N. Baker, D. G. Mitchell, R. L. McPherron, C. Y. Huang and L. A. Frank: Thin current sheets in the magnetotail during substorms: CDAW 6 revisited. *J. Geophys. Res.* 99(A4), 5793–5803, 1994.
- Pulkkinen, T. I., D. N. Baker, M. Wiltberger, C. Goodrich, R. E. Lopez and J. G. Lyon: Pseudobreakup and substorm onset: Observations and MHD simulations compared. *J. Geophys. Res.* 103(A7), 14.847–14.854, 1998.
- Pulkkinen, T. I., M. Palmroth, E. I. Tanskanen, P. Janhunen, H. E. J. Koskinen and T. V. Laitinen: New interpretation of magnetospheric energy circulation. *Geophys. Res. Lett.* 33, L07101, 2006.
- Raeder, J., J. Berchem and M. Ashour-Abdalla: The Geospace Environment Modeling Grand Challenge: Results from a Global Geospace Circulation Model. *J. Geophys. Res.* 103(A7), 14.787–14.798, 1998.
- Reiff, P. H., R. W. Spiro and T. W. Hill: Dependence of polar cap potential on interplanetary parameters. *J. Geophys. Res.* 86, 7639–7648, 1981.
- Retinò, A., et al.: Cluster multispacecraft observations at the high-latitude duskside magnetopause: implications for continuous and component magnetic reconnection. *Ann. Geophys.* 23, 461–473, 2005.
- Rogers, B. N., R. E. Denton, J. F. Drake and M. A. Shay: The role of dispersive waves in collisionless magnetic reconnection. *Phys. Rev. Lett.* 87, 195.004, 2001.
- Rostoker, G., M. Mareschal and J. C. Samson: Response of dayside net downward field-aligned current to changes in the interplanetary magnetic field and to substorm perturbations. *J. Geophys. Res.* 87, 3489–3510, 1982.
- Runov, A., R. Nakamura, W. Baumjohann, T. L. Zhang, M. Volwerk, H.-U. Eichelberger and A. Balogh: Cluster observation of a bifurcated current sheet. *Geophys. Res. Lett.* 30(2), 1036 (s. 8-1), 2003a.
- Runov, A., R. Nakamura, W. Baumjohann **et al.**: Current sheet structure near magnetic x-line observed by Cluster. *Geophys. Res. Lett.* 30, 33-1, 2003b.
- Runov, A., V. A. Sergeev, R. Nakamura, W. Baumjohann, T. L. Zhang, Y. Asano, M. Volwerk, Z. Vörös, A. Balogh and H. Rème: Reconstruction of the magnetotail current sheet structure using multi-point Cluster measurements. *Plan. Space Sci.* 53, 237–243, 2005.
- Russell, C. T., and R. C. Elphic: Initial ISEE magnetometer results – Magnetopause observations. *Space Sci. Rev.* 22, 681–715, 1978.

- Sandholt, P. E., and C. J. Farrugia: Does the aurora provide evidence for the occurrence of antiparallel magnetopause reconnection? *J. Geophys. Res.* *108*, 1466, 2003.
- Schindler, K., M. Hesse and J. Birn: General magnetic reconnection, parallel electric fields and helicity. *J. Geophys. Res.* *93*, 5547–5557, 1988.
- Semenov, V. S., M. F. Heyn and I. V. Kubyskin: Reconnection of magnetic field lines in a nonstationary case. *Sov. Astron.* *27*, 660–665, 1983.
- Sergeev, V. A., R. J. Pellinen and T. I. Pulkkinen: Steady magnetospheric convection: a review of recent results. *Space Sci. Rev.* *75*, 551–604, 1996.
- Sergeev, V., A. Runov, W. Baumjohann, **et al.**: Current sheet flapping motion and structure observed by Cluster. *Geophys. Res. Lett.* *30*(6), 1327 (s. 60-1), 2003.
- Sergeev, V., A. Runov, W. Baumjohann, **et al.**: Orientation and propagation of current sheet oscillations. *Geophys. Res. Lett.* *30*(6), L05807, 2004.
- Sibeck, D. G., G. Paschmann, R. A. Treumann **et al.**: Plasma transfer processes at the magnetopause. Chapter 4 in the book *Magnetospheric Plasma Sources and Losses*, edited by B. Hultqvist, M. Øieroset, G. Paschmann and R. Treumann, Kluwer Academic publishers, Dordrecht 1999.
- Siscoe, G. L., G. M. Erickson, B. U. Ö. Sonnerup, N. C. Maynard, K. D. Siebert, D. R. Weimer and W. W. White: Global role of E_{\parallel} in magnetopause reconnection: and explicit demonstration. *J. Geophys. Res.* *106*, 13.015–13.022, 2001.
- Slavin, J. A., E. J. Smith, B. T. Tsurutani, D. G. Sibeck, H. J. Singer, D. N. Baker, J. T. Gosling, E. W. Hones and F. L. Scarf: Substorm associated traveling compression regions in the distant tail - ISEE-3 geotail observations. *Geophys. Res. Lett.* *11*, 657–660, 1984.
- Slavin, J. A., D. H. Fairfield, M. M. Kuznetsova, C. J. Owen, R. P. Lepping, S. Taguchi, T. Mukai, Y. Saito, T. Yamamoto, S. Kokubun, A. T. Y. Lui and G. D. Reeves: ISTP observations of plasmoid ejection: IMP 8 and Geotail. *J. Geophys. Res.* *103*(A1), 119–133, 1998.
- Slavin, J. A., E. I. Tanskanen, M. Hesse, C. J. Owen, M. W. Dunlop, S. Imber, E. A. Lucek, A. Balogh and K.-H. Glaßmeier: Cluster observations of traveling compression regions in the near-tail. *J. Geophys. Res.* *110*, A06207, 2005.
- Sonnerup, B. U. Ö.: Magnetic field reconnection in a highly conducting incompressible fluid. *J. Plasma Phys.* *4*, 161–174, 1970.
- Sonnerup, B. U. Ö., H. Hasegawa and G. Paschmann: Anatomy of a flux transfer event seen by Cluster. *Geophys. Res. Lett.* *31*, L11803, 2004.
- Speiser, T. W., and N. F. Ness: The neutral sheet in the geomagnetic tail: its motion, equivalent currents, and field line reconnection through it. *J. Geophys. Res.* *72*(1), 131, 1967.

- von Steiger, R., and J. Geiss: Solar wind composition and expectations for high solar latitudes. *Adv. Space Res.* 13, 63–74, 1993.
- Sweet, P. A.: The neutral point theory of solar flares. *Electromagnetic phenomena in cosmical physics, IAU Symp.* 6, 123–134, Cambridge Univ. Press, Lontoo 1958.
- Swisdak, M., B. N. Rogers, J. F. Drake and M. A. Shay: Diamagnetic suppression of component magnetic reconnection at the magnetopause. *J. Geophys. Res.* 108(A5), 1218, 2003.
- Thompson, S. M., M. G. Kivelson, M. El-Alaoui, A. Balogh, H. Rème and L. M. Kistler: Bifurcated current sheets: statistics from Cluster magnetometer measurements. *J. Geophys. Res.* 111, A03212, 2006.
- Toyichi, T., and T. Miyazaki: Flapping motions of the tail plasma sheet induced by the interplanetary magnetic field variations. *Planet. Space Sci.* 24, 147, 1976.
- Trattner, K. J., S. M. Petrinec, W. K. Peterson, S. A. Fuselier and H. Rème: Tracing the location of the reconnection site from the northern and southern cusps. *J. Geophys. Res.* 111, A11211, 2006.
- Treumann, R. A.: Origin of resistivity in reconnection. *Earth Planets Space* 53, 453–462, 2001.
- Ueno, G., S. Machida, T. Mukai, Y. Saito and A. Nishida: Distribution of x-type neutral lines in the magnetotail with Geotail observations. *Geophys. Res. Lett.* 26, 3341–3344, 1999.
- Vasyliunas, V. M.: Theoretical models of magnetic field line merging, 1. *Rev. Geophys. Space Phys.* 13, 303–336, 1975.
- Wilken, B., Q. G. Zong, I. A. Daglis, T. Doke, S. Livi, K. Maezawa, Z. Y. Pu, S. Ullaland and T. Yamamoto: Tailward flowing energetic oxygen ion bursts associated with multiple flux ropes in the distant magnetotail: Geotail observations. *Geophys. Res. Lett.* 22, 3267–3270, 1995.
- Zhang, T. L., W. Baumjohann, R. Nakamura, A. Balogh and K.-H. Glaßmeier: A wavy twisted neutral sheet observed by Cluster. *Geophys. Res. Lett.* 29(19), 1899 (s. 5-1), 2002.