

761352A JOHDATUS AVARUUSFYSIKKAAN

Luentomoniste

Kalevi Mursula

Oulun Yliopisto, Fysikaalisten tieteiden laitos

sl. 2002

Perustuu pääosin kirjoihin

A. Brekke: Physics of the Upper Polar Atmosphere ja

J. K. Hargreaves: The Solar-Terrestrial Environment

H. Koskinen: Johdatus plasmafysiikkaan ja sen avaruussovellutuksiin

1. Johdanto

1.1 Avaruuden mittasuhteita

- Maailmankaikkeuden ikä noin 15 mrd a
- Tähtitieteen menetelmin havaittu n. 10 mrd valovuoden päähän (1 valovuosi = $9,5 \cdot 10^{15}$ m)
- Linnunradan läpimitta noin 100 000 valovuotta
- Aurinkokunnan etäisyys Linnunradan keskipisteestä n. 30 000 valovuotta
- Lähin “kiintotähti” Alfa Centauri n. 4 valovuoden etäisyydellä
- Lähin tähti, Aurinko, 150 milj. km:n (= 1 tähtitieteellinen yksikkö = 1 AU) eli n. 8 valominuutin ja 20 valosekunnin etäisyydellä
- Avaruuden alue, jossa on tehty suoria satelliittimittauksia: Aurinkokeskinen kiekko, jonka säde on n. 80 AU ja korkeus n. 30 AU.

1.2 Plasma-avaruus

Avaruustutkimusta on tehty nykyaikaisessa mielessä yli sata vuotta. Ennen raketien ja satelliittien aikaa tietomme avaruudesta perustuivat vain maan pinnalta tehtyihin havaintoihin.

- Tietoa ulkoavaruudesta saatiin vain näkyvän valon (380 – 780 nm) ja lyhytaaltoisten radioaaltojen sekä kosmisen säteilyn hiukkasten avulla, jotka läpäisevät ilmakehän.
- Sähkömagneettisten aaltojen lisäksi avaruudessa oletettiin olevan magneettikenttiä maan magneettikentän tapaan. Nämä kentät syntyvät taivaankappaleiden sisällä tai ulkopuolella kulkevista sähkövirroista.
- Auringon säteily ionisoi ilmakehän yläosan kaasua muodostaen ns. ionosfäärin. Ionisoitunutta kaasua kutsutaan plasmaksi. Ionosfääri “löydettiin” selityksenä radioaaltojen etenemiselle horisontin taakse.
- Revontulet esiintyvät napoja kiertävillä alueilla ja ne syntyvät avaruudesta tulevien varattujen hiukkasten törmätessä ilmakehän yläosaan.

Avaruustutkimus laajeni 1950-luvulla, jolloin satelliitit ja luotaimet tulivat tutkimuksen käyttöön. Ne lisäsivät mittausten teon mahdollisuuksia kahdella tavalla:

- Sähkömagneettisen säteilyn mittaukset voitiin ulottaa infrapunaa, ultraviolettin sekä röntgen- ja gamma-säteilyn alueelle.
- Fysikaalisten suureiden mittauksia voitiin tehdä paikan päällä (in situ) paljon laajemmalla alueella.

Uudet mittaukset tuottivat monia yllätyksiä:

- Maan magneettikentästä löydettiin voimakkaita varattujen energettisten hiukkasten alueita (ns. van Allenin säteilyvyöt).
- Maan magneettikentän vaikutus rajoittuu ns. magnetosfäärin alueeseen, jonka reuna Auringon suunnassa on n. 10 R_E :n etäisyydellä (R_E = maapallon säde = 6380 km).

- Magnetosfäärin ulkopuolella virtaa Auringosta peräisin olevaa ionisoitunutta kaasua, jota kutsutaan aurinkotuuleksi (solar wind). Siinä on myös Auringosta peräisin oleva magneettikenttä, ns. interplanetaarinen magneettikenttä (IMF).
- Maan lähiympäristön plasman ja magneettikentän muutokset näkyvät mm. revontulien voimistumisena ja häiriintymisenä.

Viimeisen 20 – 30 vuoden aikana on siten voitu osoittaa, että maapallon lähiavaruuden plasmassa vaikuttaa monia sähkömagneettisia voimia. Tällaiset plasmaolosuhteet ovat vallitsevia kaikkialla avaruudessa ja plasmojen ja kenttien vuorovaikutuksessa syntyy monia uusia ilmiöitä. Tätä “uutta” avaruutta kutsutaan usein “plasma-avaruudeksi”. Lähin merkittävä plasma-avaruuden alue on maapallon lähiympäristö.

Tämän kurssin tarkoitus on esitellä tarkemmin maapallon lähiavaruuden fysikaalisia olosuhteita ja menetelmiä, joilla tietoa näistä voidaan saada.

1.3. Avaruustutkimuksen määritelmä ja tutkimuskohteet

Avaruustoiminnan laajentuessa on syntynyt useita avaruustutkimuksen osa-alueita ja käytössä on monia termejä. Terminologia on yhä jonkin verran horjuva eikä täyttää yksimielisyyttä ole siitä, mitä termi avaruustutkimus oikeastaan tarkoittaa. Seuraavassa pari erilaista avaruustutkimuksen määritelmää:

- *Luonnontieteellinen ja tekninen tutkimus, joka käyttää avaruuslaitteita. Oleellisena osana tätä toimintaa on tutkimuksessa tarvittavan laitetekniikan kehittäminen. (Opetusministeriön Avaruus-koulutustyöryhmän muistio vuodelta 1986.)*
- *Tutkimus, jonka kohteena on avaruuden alue, josta on käytettävissä paikalla tehtyjä mittauksia (prof. G. Kremser, 1989). Tämä määritelmä korostaa tutkimuksen kohteena olevia ilmiöitä ja satelliittimittaukset ovat vain osa menetelmistä.*

Satelliitteja käytetään monin tavoin ja avaruustutkimus voidaanakin jaotella seuraaviin osa-alueisiin:

- Avaruuden tutkimus: Avaruuden yleiset ominaisuudet, fysikaaliset, kemialliset ja jopa geologiset prosessit
- Tutkimus avaruudessa: Kokeet painottomassa tilassa (ns. mikrogravi- taatio), mm. avaruusbiologia ja -lääketiede
- Tutkimus avaruudesta käsin: Kaukokartoitus, geodesia, sääsatelliitit, tiedustelutoiminta jne.
- Muu avaruuden hyötykäyttö: Tietoliikenne, navigointi (mm. GPS) jne.

Osa avaruuden tutkimusta on ns. avaruusfysiikkaa, joka on tämän kurssin pääsisältö, ja sen tärkeimmät tutkimuskohteet ovat:

- Aurinko, erityisesti sen atmosfäärin uloimmat kerrokset (korona)
- Planeettojen välisessä tilassa tapahtuvat plasmailmiöt, erik. aurinkotuuli ja IMF
- Planeetan lähiavaruuden (magnetosfäärin) tutkimus, jossa planeetan magneettikentän

sekä aurinkotuulen ja IMF:n vuorovaikutus määrittelee fysikaaliset prosessit.

- Planeetan ionisoituneen ilmakehän yläosan eli ionosfäärin tutkimus.

Ionosfäärin ja magnetosfäärin rajankäynti on horjuvaa. Yleisesti voidaan sanoa, että ionosfääri-fysiikassa tarkastellaan ylempään ilmakehän fysikaalisia prosesseja muutaman sadan kilometrin korkeuteen asti. (Kun tarkasteluun otetaan mukaan myös kemialliset prosessit, puhutaan aeronomiasta.) Maan ionosfäärin ja magnetosfäärin vaihtumavyöhyke on n. 1000 km:n korkeudella.

Koska avaruusfysiikan kohteena on usein laaja-alaisia ilmiöitä, joiden tutkimuksessa tarvitaan koordinoituja mittauksia monessa paikassa samanaikaisesti, kansainvälinen yhteistyö on ollut jo pitkään luonteenomaista. Tutkimus tarvitsee usein myös merkittäviä voimavaroja, mikä osaltaan on pakottanut yhteistyöhön. Aikojen kuluessa on perustettu monia yhteistyöorganisaatioita ja erityisiä tutkimuksia varten sovittuja laajoja mittaushjelmia. Mainittakoon erilaisista yhteistyön muodoista muutamia:

- I Polaarivuosi vv. 1882–83. 12 maata pystytti 14 havaintoasemaa napaseuduille.
- II Polaarivuosi vv. 1932–33. Mukana 50 maata.
- IGY = International Geophysical Year vv. 1957–58. Historian laajimpia kansainvälisiä projekteja. Satelliitit avaruustutkimuksen käyttöön ensi kertaa.
- IMS = International Magnetospheric Study, vv. 1976–79, 50 maata mukana.
- CDAW = Coordinated Data Analysis Workshop, 1980- ja 1990-luku.
- IGBP = International Geosphere-Biosphere Program, 1990-luku.
- STEP = Solar Terrestrial Program, 1990-luku.
- ISTP = International Solar-Terrestrial Program, 1990- ja 2000-luku.
- ESA = European Space Agency. V. 1975 perustettu eurooppalainen yhteistyö-järjestö. Suomi liittyi ensin jäseneksi vuonna 1987 ja täysjäseneksi vuonna 1995.
- EISCAT = European Incoherent Scatter Organization. V. 1975 perustettu eurooppalainen tutkayhteistyöjärjestö ionosfäärin tutkimusta varten. Suomi on ollut mukana alusta alkaen.

Avaruusfysiikalle on kansainvälisyyden lisäksi luonteenomaista mm:

- Tutkijoilla ei ole paljon mahdollisuuksia vaikuttaa tutkittavaan kohteeseen. Ero laboratorio-fysiikkaan merkittävä. Avaruusfysiikka on paljon havainto- ja mittaustutkimusta. Aktiivisia avaruuskokeita on vähän, mutta niiden merkitys on lisääntymässä.
- Havaintoja joudutaan tekemään usein monessa paikassa. Tarvittavat havaintojaksot voivat olla pitkiä. Tämän vuoksi tarvitaan mm. pysyviä observatorioita (Suomessa Sodankylässä, Oulussa ja Nurmijärvellä).
- On havaittava yleensä samanaikaisesti useita suureita.

1.4. Avaruusfysiikan historiaa

Muutamia tärkeitä tapahtumia avaruusfysiikan alkuhistoriassa:

- v. 1600: Gilbert: Maapallolla on magneettikenttä
- v. 1609: Galilei teki kaukoputkella havaintoja auringonpilkuista
- v. 1621: Cassendi oli ensimmäisiä tiedemiehiä, jotka tutkivat revontulia “Aurora borealis” eli pohjoinen aamurusko
- v. 1731: de Mairan esitti ensimmäisenä, että revontulet liittyvät Auringon toimintaan
- v. 1741: Celsius havaitsi, että revontulet esiintyvät magneettisen häiriön yhteydessä
- v. 1773: Cook havaitsi eteläiset revontulet “Aurora australis” = etelän aamurusko
- v. 1784: Cavendish teki ensimmäiset revontulien korkeusmääritykset
- v. 1833: Muncke määrittä ns. revontulialueet
- v. 1843: Schwabe löysi auringonpilkkujen 11-vuotisen syklin
- v. 1859: Ensimmäinen havainto Auringon soitupurkauksesta (flare), johon liittyen havaittiin revontulia ja magneettisia häiriöitä
- v. 1868: ngstöm mittasi revontulispektrin hilan avulla
- v. 1896: Birkeland esitti ensimmäisen fysikaalisen revontuliteorian “Auringon elektronit synnyttävät revontulia törmätessään maan ilmakehään”
- v. 1913: Typen viivat revontulispektrissä identifioitiin
- v. 1916: Hess keksi kosmisen säteilyn olemassaolon
- v. 1925: Revontulien yleinen vihreä väri tulkittiin happiatomin lähettämäksi valoksi
- v. 1930: Chapman-Ferraron teoria: Magneettinen myrsky johtuu Auringosta tulevan plasmavirtauksen vaikutuksesta
- v. 1931: Ionosfäärin synty selitettiin Auringon ionisoivan säteilyn vaikutuksen avulla
- v. 1957: Ensimmäinen satelliitti (Sputnik, N-liitto) ammuttiin maata kiertävälle radalle
- v. 1958: van Allenin säteilyvyöt havaittiin
- v. 1959-61: Aurinkotuuli havaittiin
- 60-luku: Magnetosfäärin rakenteen ja toiminnan yleiset piirteet kartoitettiin
- 70-80-luku: – Muiden planeettojen magnetosfäärit ja revontulet
– Revontulien mittaus satelliiteista käsin
– Jne.

2. Aurinko

2.1. Yleistietoja Auringosta

Aurinko on tähtien luokittelussa käytetyn ns. Hertzsprung-Russell -diagramman pääsarjaan kuuluva tähti:

- Ikä n. 5 mrd a
- Keskietaisyys Maasta $\simeq 150$ milj. km = $1,5 \cdot 10^{11}$ m = 1 AU (tähtitieteellinen yksikkö) = n. 500 valosekuntia
- Halkaisija $1,4 \cdot 10^9$ m $\simeq 109 \times$ maapallon halkaisija. Näkyy Maassa n. puolen asteen suuruisena (1920")
- Massa $\simeq 2 \cdot 10^{30}$ kg = $333000 \times$ maapallon massa
- Keskimääräinen tiheys $1,4$ g/cm³ (Maapallo: $5,5$ g/cm³). Auringon sisäosassa $\simeq 100$ g/cm³
- Auringon kiertoaika akselinsa ympäri riippuu heliografisesta leveysasteesta λ ja on lyhin Auringon ekvaattorilla. Tätä kiertoaajan leveysastevaihtelua kutsutaan differentiaalirotaatioksi. Auringon ns. synodinen (synodic; Maan mukana kulkevan havaitsijan mittaama) kiertoaika on (päivinä)

$$T_{sy} = 26,9 + 5,4 \sin^2 \lambda \quad (2.1)$$

ja synodinen kulmanopeus (astetta/päivä)

$$\omega_{sy} = 13,4 - 2,7 \sin^2 \lambda \quad (2.2)$$

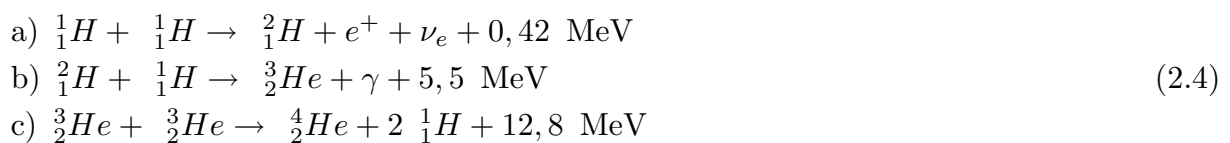
Vastaavasti ns. sideerinen (sidereal; kiintotähden suhteen mitattu) kulmanopeus on

$$\omega_{si} = 14,15 - 4,19 \sin^2 \lambda \quad (2.3)$$

eli hieman suurempi. Maa siis kulkee Auringon pyörimissuunnassa. Hyvä approksimaatio keskimääräiselle kiertoaajalle on n. 27 d. Bartels aloitti Auringon kierrosten numeroinnin 8.2.1832 käyttäen tasan 27 päivän jaksoja (ns. Bartelsin kierrosluku). Ns. Carringtonin pituuspiirijako käyttää hieman pidempää eli 27,2753 d:n pituista kiertoaikaa.

2.2. Energian tuotto Auringon ytimessä

Auringon keskustan lämpötila on n. $15 \cdot 10^6$ K. Tässä lämpötilassa voi tapahtua erilaisia ydinhiukkasten välisiä fuusioreaktioita, joissa vapautuu energiaa. Tärkein on ns. protoni-protoni-ketju (eli pp-ketju):



Kierron aikana 4 vety-ydintä muodostaa yhden He-ytimen eli



jolloin vapautuu energiaa 24,64 MeV ($2 \cdot 0,42 + 2 \cdot 5,5 + 12,8$) jokaista syntyvää ${}^4\text{He}$ -ydintä kohti.

Huom!

- 1) Reaktio a on ns. heikko (heikon ydinvoiman aikaansaama) ydinreaktio ja sen tyypillinen kesto on 10^{10} a. Jos se olisi nopeampi, Aurinko olisi jo sammunut.
- 2) Suuri osa Auringon energiasta poistuu neutriinujen mukana.
- 3) Reaktio c on ns. ppI-haara, joka vastaa n. 91% ${}^3\text{He}$ -ytimien reaktioista. Muut ovat ns. ppII ja ppIII -haarat, joissa ${}^3\text{He}$ ja ${}^4\text{He}$ törmäävät. Näissä syntyy mielenkiintoisia energettisiä neutriinoja.

Toinen sykli, jolla on vain vähäinen merkitys Auringon tämänhetkisessä energiantuotannossa, on ns. CNO-sykli eli hiilisykli:



Tässäkin 4 vety-ydintä tuottaa He-ytimen.

Huom!

- 1) Hiili toimii CNO-syklissä vain "katalysaattorina".
- 2) Hiilisykli on tärkein energiantuottomuoto Aurinkoa vähintään 50% raskaammilla tähdillä ja se vaatii korkeamman, yli $20 \cdot 10^6$ K:n lämpötilan.
- 3) Reaktiot b ja e ovat heikon ydinvoiman aiheuttamia hajoamisia, mutta paljon nopeampia kuin pp-ketjun heikko reaktio a, joten CNO-sykli on paljon nopeampi kuin pp-ketju.
- 4) CNO-sykli on hieman tehottomampi energiantuottajana kuin pp-ketju, sillä CNO-syklin neutriinoilla on hieman suurempi energia.

Tarpeeksi raskaiden tähtien loppuvaiheessa, kun vety on palanut loppuun ja lämpötila noussut voimakkaasti, voivat ensin ${}^4\text{He}$ -ytimet yhtyä ${}^{12}\text{C}$:ksi ja nämä sitten muiksi, raskaammiksi ytimiksi. Lopputuloksena saadaan ${}^{56}\text{Ni}$ ja ${}^{56}\text{Fe}$ -ytimiä, joilla on suurin sidosenergia, joten niiden yhtyessä ei enää energiaa vapaudu.

Auringon koko energiatuotto on noin $4 \cdot 10^{26}$ W, mikä vastaa n. $4 \cdot 10^9$ kg:n massan muuttumista energiaksi sekunnissa. Tällöin noin 600 miljardia kiloa vetyä fuusioituu sekunnissa 596 miljardiksi kiloksi heliumia mistä vapautuu po. 4 miljardia kiloa massaenergiaa.

Mielenkiintoinen ratkaisematon kysymys liittyy Auringon neutriinoihin. Kun Auringon ydinreaktiossa syntyvien neutriinujen määrä lasketaan yleisesti hyväksytyjen aurinkomallien mukaan, saadaan arvo, joka on noin 2–3 kertaa suurempi kuin mittaukset osoittavat. Neutriinot tuovat tietoa Auringon sisäosista. Onko Auringon sisäosien lämpötila oletettua alhaisempi? Vai onko neutriinolla massa? Kysymys on vielä avoin uusillekin ideoille.

2.3. Auringon sisärakenne ja ilmakehä

Auringon massasta pääosa, n. 73,5% on protoneja eli vety-ytimiä (${}^1_1\text{H}$). Toiseksi eniten, n. 24,9% on heliumia (${}^4_2\text{He}$; helium tulee sanasta Helios = Aurinko).

Helium on keskittynyt Auringon keskustaan, jossa sitä on n. 90% massatiheydestä. Muita alkuaineita on yhteensä vajaat 2% (happea 0,77%, hiiltä 0,29%, rautaa 0,16%, neonia 0,12% jne).

Kappaleessa 2.2 mainitut energiaa tuottavat ydinreaktiot tapahtuvat Auringon kuumassa ytimessä. Ytimen säde on n. neljäsosa Auringon säteestä, mutta siinä on n. puolet Auringon kokonaismassasta. Ydinreaktioiden tuottama lämpö ja paine estävät Aurinkoa luhistumasta oman massansa gravitaatiovoiman vaikutuksesta.

Ytimen ulkopuolella on ns. radiatiivinen eli säteilyvyöhyke (radiation zone), joka ulottuu n. 0,7–0,8 Auringon säteen päähän keskustasta. Nimitys johtuu siitä, että ytimestä tuleva energia siirtyy pääosin säteilykvantteina eli fotoneina. Fotonien vapaa matka on varsin pieni (ytimessä n. 1 cm) ja ne törmäilevät jatkuvasti ydinten ja elektronien kanssa. Energia kulkeutuu ytimestä ulospäin, koska fotonien emissiotodennäköisyys on suurempi ulos- kuin sisäänpäin. Energian kulkeutumisenopeus on kuitenkin hyvin hidasta fotonien lukuisten törmäysten vuoksi. On laskettu, että fotonien kulku ytimestä pinnalle kestää keskimäärin n. $10^5 - 10^7$ vuotta kun vastaavan matkan kulkuun tyhjiössä menisi vain pari sekuntia. Fotonien keskimääräinen energia pienenee ulospäin mentäessä. Ytimessä ja säteilevän vyöhykkeen sisäosissa fotonit ovat gamma- ja röntgenalueella, pinnalle tultaessa näkyvän valon alueella.

Noin 0,7–0,8 Auringon säteen etäisyydellä radiatiivinen vyöhyke muuttuu ns. konvektiiviseksi kerrokseksi eli vaipaksi. Energian siirtyminen ulospäin konvektion eli materian

kulkeutumisen avulla alkaa sellaisella korkeudella, missä kaasun opasiteetti (läpinäkymättömyys) on kasvanut niin suureksi, että säteilyn eteneminen ei ole enää tehokasta. Opasiteetin kasvu johtuu puolestaan siitä, että lämpötila laskee niin alas, että elektronit ja ytimet alkavat muodostaa atomeja, jotka pystyvät tehokkaammin absorboimaan säteilyä (fotoneja).

Konvektiokerros on kuin pohjasta kuumennettu nestekerros, jossa lämmin neste nousee ylös, jäähtyy ja vajoaa taas alas. Nämä nousevat ja laskevat virtaukset muodostavat vaippaan suuria konvektioalueita, ns. super-soluja, jotka lähempänä pintaa jakautuvat pienemmiksi soluiksi. Tämä rakenne nähdään Auringon pinnalla ns. granulaationa, pinnan epätasaisena, rakeisena rakenteena (“ryynipuuro”), joka jatkuvasti muuttaa muotoaan. Kunkin rakenteen eli granulan kirkaassa keskiosassa kuuma kaasu virtaa ylöspäin alemmista kuumemmista vaippakerroksista konvektion vaikutuksesta. Granuloiden väliset tummemmat alueet sisältävät viileämpää, alaspäin virtaavaa plasmaa. Granulan tyypillinen koko on n. 1000 km. Granulat muodostavat supergranulaatiota, jonka koko on 10–100-kertainen. Vaippakerros on tärkeä myös sen takia, että Auringon magneettikentän ajatellaan syntyvän siinä.

Auringon atmosfääri eli ilmakehä koostuu kolmesta kerroksesta: fotosfääristä, kromosfääristä ja koronasta. Fotosfääri (“valokehä”) sijaitsee vaipan yläpuolella ja koostuu granuloiden ylimmistä kerroksista. Se on Auringon näkyvää valoa säteilevä

“pinta”. Fotosfääri säteilee kaikilla aallonpituuksilla muodostaen jatkuvan spektrin. Fotosfäärin yläosissa syntyy myös joitakin aukkoja, eli ns. absorptioviivoja spektriin. Fotosfäärin paksuus on n. 500 km ja sen lämpötila on sisäreunalla n. 7000 K ja ulkoreunalla n. 4500 K. Fotosfäärin säteilyn efektiivinen lämpötila on n. 5780 K. Myös massatiheys ja (vapaa) elektronitiheys pienenevät fotosfäärissä korkeuden kasvaessa siten, että ionisaatioaste (ionisoidun materian osuus koko massasta) pienenee.

Fotosfäärin yläpuolella olevassa kromosfäärissä (“värikehä”) lämpötila kasvaa korkeuden funktiona, ensimmäiset 1500 km hitaasti, mutta n. 500 km paksussa siirtymäkerroksessa (transition region) hyvin voimakkaasti pari kertalukua tasolle 10^6 K. Kromosfäärissä tiheys laskee voimakkaasti korkeuden kasvaessa, mutta ionisaatioaste kasvaa lämpötilan kasvun johdosta ja kaasuu saavuttaa täysin ionisoidun plasman tilan siirtymäkerroksessa.

Kromosfääri ei näy näkyvän valon alueella, sillä sen pieni tiheys läpäisee näkyvän valon. Auringonpimennyksen aikana, jolloin Kuu peittää fotosfäärin, voidaan mitata kromosfäärin spektri, joka koostuu useiden aineiden emissiospektriviivoista. Voimakkaimpia kromosfäärin emissioviivoja on vedyn Balmer-sarjan α -viiva, ns. H_α (656,3 nm). Koska fotosfäärin spektrissä on absorptioviiva H_α :n kohdalla, voidaan kromosfäärin tilaa tutkia H_α -viivan avulla suodattamalla se näkyvän valon spektristä. H_α -valossa näkyvät mm. Auringon aktiiviset alueet. Ne koostuvat supergranulaation kokoisista kirkkaista alueista, joita reunustavat ns. spikulat, liekkimäiset kohoumat, jotka nousevat n. 10^4 km:n korkeudelle.

Auringon atmosfäärin uloin osa on korona (“kruunu”), jossa $T \simeq 10^6$ K ja ionisaatioaste = 100%. Korona alkaa siirtymävyöhykkeestä ja jatkuu ulompana aurinkotuulena, joka on siis ulospäin liikkuvaa koronan plasmaa. Auringon pimennyksen aikana korona loistaa lähes samalla pintakirkkaudella kuin Kuu. Koronan sisäosan (ns. K-korona) jatkuvasektrininen valo syntyy fotosfäärin valon sirotessa elektroneista. Uloimpana, parin Auringon säteen päässä, on ns. F-korona, jonka säteilemässä valossa näkyy myös absorptioviivoja (ns. Fraunhoferin viivat). Ne syntyvät Auringon valon heijastuessa pölystä.

Koronan spektristä löytyy myös useiden alkuaineiden (Fe, Si, Mg, O, ...) moninkertaisesti ionisoituja ioneja, joiden ionisointiin tarvitaan hyvin korkea lämpötila. Koska sisemmän koronan lämpötila kasvaa korkeuden funktiona, saadaan kullekin ionille tietty minimikorkeus. Nykyään tiettyjen ionien lähettämiä spektriviivoja käytetään tutkittaessa koronan lämpötilaa eri korkeuksilla. Koronan paljon fotosfääriä korkeampi lämpötila vaatii valtavan määrän energiaa, jonka lähteestä on esitetty useita teorioita aikojen saatossa. Nykyisin suosittu teoria on Auringon magneettikentän sisältämän energian vapautuminen hiukkasille magneettikenttien yhtymisessä eli rekonnektiassa.

2.4. Auringon sähkömagneettinen säteily

Auringon sähkömagneettinen säteily on pääosin ns. mustan kappaleen eli ideaalisen säteilijän termistä säteilyä. Mustan kappaleen säteily ei riipu esim. kappaleen muodosta, vaan ainoastaan sen (pinta)lämpötilasta. Koska fotosfäärin efektiivinen lämpötila on n. $T = 5780$ K, on Auringon säteily siis tämän asteisen mustan kappaleen lähettämän säteilyn mukaista.

Mustan kappaleen säteily noudattaa ns. Planckin säteilylakia, jonka mukaan lämpötilassa T oleva kappale säteilee taajuudella ν pinta-alayksikköä kohti avaruuskulmayksikköön teholla

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(\frac{h\nu}{kT}) - 1} \quad (2.7)$$

missä

$h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Js on Planckin vakio

$k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K on Boltzmannin vakio

$c = 3 \cdot 10^8$ m/s on valonnopeus

Tehoa B_ν kutsutaan myös spektripintakirkkaudeksi (spectral surface brightness) ja sen yksikkö on $[B_\nu] = \text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}\text{sr}^{-1}$. Pienellä taajuusvälillä $[\nu, \nu + d\nu]$ kappaleen säteilemä teho pinta-alayksikköä kohti avaruuskulmayksikköön on siis $B_\nu d\nu$.

Käyttämällä yhteyttä

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \quad (2.8)$$

$$d\nu = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda \quad (2.9)$$

voidaan spektripintakirkkaus kirjoittaa taajuuden ν sijasta aallonpituuden funktiona ($B_\nu d\nu = B_\lambda d\lambda$):

$$B_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(\frac{hc}{k\lambda T}) - 1} \quad (2.10)$$

Jakauma B_λ on arvoilla $\lambda > 0$ jatkuva ja positiivisesti definiitti funktio, joka saa raja-arvoina $\lambda \rightarrow 0^+$ ja $\lambda \rightarrow \infty$ arvon nolla. Sillä on yksi maksimiarvo pisteessä λ_m , joka toteuttaa yhtälön ($B'_{\lambda_m} = 0$):

$$5(1 - \exp(-x_m)) = x_m \quad (2.11)$$

missä

$$x_m = \frac{hc}{k\lambda_m T} \quad (2.12)$$

Yhtälön (2.11) numeerinen ratkaisu on $x_m = 4,9651$, jolloin

$$\lambda_m \cdot T = \frac{hc}{x_m k} = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ mK} \quad (2.13)$$

Tämä on ns. Wienin siirtymälaki (Wien displacement law), jonka mukaan mustan kappaleen spektrimaksimin aallonpituus on kääntäen verrannollinen lämpötilaan.

Auringon fotosfäärin efektiivistä lämpötilaa 5780 K vastaava aallonpituus λ_m on n. 500 nm. Tämä on näkyvän valon alueen keltaisella osalla, mikä on siis syy Auringon väriin. Toisaalta, Auringon koronan lämpötila on luokkaa 10^6 K, jolle $\lambda_m \approx 3$ nm eli säteily on röntgenalueella.

Integroimalla spektriteho B_ν kaikkien taajuuksien (tai B_λ aallonpituuksien) yli saadaan kokonaisteho (pinta-alayksikköä kohti avaruuskulmayksikköön):

$$B(T) = \int_0^\infty B_\nu d\nu = \frac{2h}{c^2} \int_0^\infty \frac{\nu^3 d\nu}{\exp(\frac{h\nu}{kT}) - 1} \quad (2.14)$$

Sijoittamalla $x = \frac{h\nu}{kT}$ saadaan

$$B(T) = \frac{2\pi^4 k^4}{15c^2 h^3} \cdot T^4 \quad (2.15)$$

Kulmassa θ pinta-ala dA näkyy vain $dA \cdot \cos \theta$:n suuruisena. Integroimalla tämä puolipallon ylitse

$$\int \cos \theta d\Omega = 2\pi \int_{\frac{\pi}{2}}^0 \cos \theta \sin \theta d\theta = \pi \quad (2.16)$$

saadaan isotrooppisen säteilijän säteilyteho pinta-alayksikköä kohti

$$F = \frac{Q}{A} = \pi B(T) = \sigma T^4 \quad (2.17)$$

missä

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{Wm}^{-2} \text{K}^{-4} \quad (2.18)$$

on ns. Stephan-Boltzmannin vakio.

Yhtälö (2.17), eli Stephan-Boltzmannin laki, antaa yhteyden mustan kappaleen (Aurinko, tähdet yms.) pinta-alueen ja säteilytehon välille. Auringon tapauksessa ($T_S = 5780 \text{ K}$) saadaan

$$F_S = \sigma T_S^4 = 6,3 \cdot 10^7 \text{ Wm}^{-2} \quad (2.19)$$

Auringon koko säteilyteho on

$$Q = 4\pi R_S^2 \cdot F_S = 3,9 \cdot 10^{26} \text{ W} \quad (2.20)$$

jonka Aurinko säteilee tasaisesti kaikkialle (4π avaruuskulmaan).

Säteilyteho pinta-alayksikköä kohti Maan etäisyydellä ($r = 1 \text{ AU}$) saadaan ehdosta

$$4\pi R_S^2 \cdot F_S = 4\pi r^2 \cdot F_E \quad (2.21)$$

josta

$$F_E = F_S \cdot \left(\frac{R_S}{r}\right)^2 = 1380 \text{ Wm}^{-2} \quad (2.22)$$

käyttäen keskimääräistä etäisyyttä. Tämä säteilyteho on lähes kaiken energian ja elämän ylläpitäjä ja lähde Maan päällä. Sitä kutsutaan aurinkovakioksi. Itse asiassa Auringon säteilytehosta on havaittu pientä ajallista vaihtelua. Huomaa myös, että

Maan radan elliptisyys aiheuttaa n. 8%:n vuosivaihtelun tehoon F_E , sillä Maan radan kauimman (apheli; r_a) ja lähimmän (periheli; r_p) etäisyyden suhteesta saadaan

$$\frac{F_E(\text{max})}{F_E(\text{min})} = \left(\frac{r_p}{r_a}\right)^2 = \left(\frac{1,52 \cdot 10^{11} \text{ m}}{1,46 \cdot 10^{11} \text{ m}}\right)^2 = 1,08 \quad (2.23)$$

Tarkastellaan seuraavaksi Auringon lähettämää säteilyä radioalueella ($\lambda = 1\text{mm} - 1\text{m}$; $f = 100 \text{ MHz} - 10 \text{ GHz}$). Tälle säteilylle

$$h\nu < h\nu_{\text{max}} = 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \cdot 10^{10} 1/\text{s} = 6,6 \cdot 10^{-24} \text{ J} \quad (2.24)$$

mikä on paljon pienempi energia kuin fotosfäärin lämpötilaa vastaava terminen energia

$$kT_S = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K} \cdot 6000 \text{ K} \approx 8,4 \cdot 10^{-20} \text{ J} \quad (2.25)$$

Tällöin termi $h\nu/kT \ll 1$ ja Planckin laki voidaan esittää ns. Rayleigh-Jeans -approksimaation muodossa

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{kT} + \dots - 1} = \frac{2kT\nu^2}{c^2} \quad (2.26)$$

tai

$$B_\lambda = \frac{2ckT}{\lambda^4} \quad (2.27)$$

Huom!

Rayleigh-Jeans -kaava on klassisen fysiikan mukainen säteilyteho ja ennustaa säteilytehon kasvavan äärettömästi λ :n pienetessä. Tämä oli ns. UV-katastrofi ja sen ratkaisi kvanttiteoria.

Spektrikirkkaus on siis suoraan verrannollinen lämpötilaan. Niinpä lämpötilaa voidaan tutkia radioalueen intensiteetin avulla. Dominion Astronomical Observatory Ottawassa mittaa jatkuvasti 10,7 cm:n radiosäteilyn intensiteettiä. Maahan saapuvan radiovuon spektripintaintensiteetti saadaan yhtälöiden (2.16), (2.21) ja (2.26) avulla

$$F_E = \pi \left(\frac{R_S}{r}\right)^2 \cdot B_\nu = \frac{2\pi kT\nu^2}{c^2} \cdot \left(\frac{R_S}{r}\right)^2 = 2,09 \cdot 10^{-44} \left(\frac{\nu}{\text{Hz}}\right)^2 \left(\frac{T}{\text{K}}\right) \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1} \quad (2.28)$$

josta 10,7 cm:n (eli 2,8 GHz:n) vuolle saadaan

$$F_{10.7} = 16,4 \cdot 10^{-26} \frac{T}{\text{K}} \cdot \text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1} \quad (2.29)$$

Usein $F_{10.7}$ annetaan ns. aurinkovuoyksiköissä (solar flux unit)

$$1 \text{ sfu} = 10^{-22} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1} \quad (2.30)$$

jolloin

$$F_{10.7} = 1,64 \cdot 10^{-3} \frac{T}{\text{K}} \text{ sfu} \quad (2.31)$$

Ylläesitetyn termisen radiosäteilyn efektiivinen teho on n. 80 sfu. Tämä vastaa rauhallisen Auringon radiovuota. Radiovuon määrä cm–dm -alueella riippuu kuitenkin Auringon häiriötilasta ja $F_{10.7}$ seuraa hyvin läheisesti auringonpilkkujen lukumäärää. Tätä auringonpilkkujen mukaan hitaasti vaihtelevan komponenttia kutsutaan radiovuon S-komponentiksi (S = slowly). S-komponentti syntyy aktiivisissa, erittäin kuumissa alueissa ja sen määrä korreloi hyvin myös UV-säteilyn ja röntgensäteilyn määrän kanssa, joilla on suuri merkitys mm. ionosfäärin tilaan.

Sen takia $F_{10.7}$ -vuota käytetään yleisesti yhdessä auringonpilkkujen kanssa Auringon aktiivisuuden pitkän aikavälin vaihtelujen seuraamisessa. $F_{10.7}$ -vuon etuna on mm. se, että se voidaan mitata myös pilvisellä säällä.

Näiden hitaiden muutosten ohella radiovuossa havaitaan voimakkaita, lyhytaikaisia purskeita (bursts), jotka useimmiten liittyvät ns. soihtupurkaus- eli flääri (flare) -aktiivisuuteen.

Yksi plasman tärkeimpiä parametreja on ns. plasmataajuus:

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} = \left(80 \frac{n_e}{\text{m}^{-3}} \right)^{1/2} \text{ Hz} \quad (2.32)$$

missä

n_e on vapaiden elektronien lukumäärätiheys

$e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C on elektronin varaus

$m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg on elektronin massa

$\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m on tyhjän permittiivisyys.

Yhtälön (2.32) mukaan plasmataajuus riippuu siis vain materiaalin varausten (ionisaation) määrästä. (Tulemme käsittelemään plasmatiheyttä myöhemmin tarkemmin.) Plasmataajuus kuvaa elektronien kollektiivisen liikkeen taajuutta ja se muodostaa plasmassa vapaasti etenevien aaltojen alataajuuden. Itse asiassa koska tiheys laskee voimakkaasti korkeuden mukaan, suurin osa Auringon atmosfäärin radioalueen säteilystä tulee siltä korkeudelta, jonka elektronitiheyttä vastaava plasmataajuus on aallon taajuuden luokkaa. Näin ollen kunkin taajuisella aallolla on oma (keskimääräinen) korkeusalue, jossa suuri osa aallosta syntyy. Tutkimalla eri taajuisia radioaaltoja voidaan Auringon atmosfääriä tutkia eri korkeuksilta. Koska keskimääräinen elektronitiheys pienenee systemaattisesti korkeuden funktiona, korkeat taajuudet syntyvät matalammalla ja matalat korkeammalla. (Huomaa, että aaltojen kulku ylöspäin kohti pienempää plasmatiheyttä on mahdollista, mutta ei sisäänpäin.) Millimetri-alueen säteily tulee (keskimäärin) fotosfääristä, cm-alueen kromosfääristä, ja metriset aallot alemmasta ja sitä pidemmät ylemmästä koronasta. Huomaa, että eri radiotaajuuksilla “nähtynä” Aurinko on eri kokoinen ja jopa eri muotoinen.

Erilaisten absorptio- ja emissiovirtojen vuoksi Auringon säteilyspektri ei ole täysin mustan kappaleen säteilyjakauman mukainen. Sen lisäksi maanpinnalle tulevaa säteilyä muokkaa voimakkaasti Maan ilmakehä. Paitsi että säteilyteho yleisesti vaimenee ilmakehässä mm. sironnan takia, absorboituvat tietyt aallonpituudet lähes kokonaan ilmakehän molekyylien takia. Näkyvän valon ja infrapunavalon alueella tärkeimpiä absorptioaukkoja aiheuttavia molekyyliä ovat H_2O , CO_2 , O_2 ja O_3 . UV- ja röntgenalueella O_3 on tärkein absorboija. Sen havaittu, joskin varsin hidas väheneminen Etelä-mantereella on eräs merkittävä ympäristöä koskeva huolenaihe.

2.5. Auringonpilkkut

Auringon pinnalla on jo kauan nähty hitaasti vaihtuvia tummia alueita, ns. auringonpilkkuja. Ensimmäiset maininnat auringonpilkuista tunnetaan kiinalaisissa teksteissä jo vuodelta 28 eKr. Auringon muuttumattomuus oli kuitenkin pitkään niin pyhä, että pilkuille esitettiin muita selityksiä, mm. Auringon suuntaan lentävä lintuparvi tai (myöhemmin) Auringon editse kulkeva sisäplaneetta (Merkurius, Venus).

Vasta 1600-luvun alussa kaukoputken löydön jälkeen C. Scheiner päätteli, että pilkkujen täytyy olla Auringon pinnalla. Myös G. Galilei tutki pilkkuja ja todisti niiden avulla mm. että Auringon pyörähdysaika on n. yksi kuukausi. Aurinkoa on havainnointu melko tiiviisti näistä ajoista (1600-luvun alkupuolelta) lähtien ja auringonpilkkujen esiintymisestä on varsin yhtenäinen, n. 400 vuotta pitkä mittaussarja. Tämän vuoksi auringonpilkkut ovat edelleenkin yksi tärkeimmistä Auringon toiminnan muutoksia eli ns. Auringon aktiivisuutta kuvaavista muuttujista.

Auringonpilkkujen ominaisuuksia:

- Pilkun halkaisija vaihtelee 1000 km (granula)–100.000 km (supergranula).
- Elinaika vaihtelee yhdestä päivästä useaan kuukauteen. Mediaani on vain muutama päivä.
- Esiintyvät usein pareittain, mutta myös ryhmänä.
- Pilkuissa erotettavissa keskustan ns. “täysivarjo” eli umbra ja sitä ympäröivä “puolivarjo”, penumbra.
- Pilkkujen tummuus johtuu niiden ympäristöä matalammasta lämpötilasta. Penumbrassa $T \simeq 5500$ K ja umbrassa $T \simeq 4000$ K. Koska pintakirkkaus $F \sim T^4$ (ks. yhtälö 2.17)), säteilee umbra (penumbra) vain n. 20% (80%) normaalin fotosfäärin intensiteetistä.
- Pilkkujen aiheuttaman säteilyintensiteetin laskun kompensoivat kuitenkin pilkkuja ympäröivässä alueessa esiintyvät ns. fakulat. Itse asiassa tapahtuu jopa ylikompensoitumista, sillä säteilyteho onkin runsaimmillaan silloin, kun on paljon pilkkuja.
- Pilkuissa ja niiden lähellä Auringon atmosfäärissä on yleensä voimakas magneettikenttä, $B \sim 1000 - 5000$ G ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$; Maan pinnalla $B_E \sim 0,5 \text{ G}$), kun fotosfäärin keskimääräinen kenttä on vain muutama G.
- Pilkkuparin pilkkujen magneettiset polariteetit (navat) ovat yleensä vastakkaiset. Tällöin puhutaan bipolaarisesta pilkkuparista. Samalla hemisfäärillä paria johtava (pyörimissuuntaan ensimmäinen) pilkku on aina samannapainen. Pohjoisella hemisfäärillä johtavan ja seuraavan pilkun napaisuudet ovat käänteiset eteläisen hemisfäärin pilkkuparin suhteen.
- Auringonpilkkujen synty ymmärretään nykyään varsin hyvin. Auringon magneettikenttä on ns. “jäätynyt kiinni” plasmaan ja seuraa sen liikkeitä. Differentiaalirotaation takia dipolaarinen magneettikenttä tiivistyy horisontaalisiksi vuoputkiksi, jotka konvektion vaikutuksesta nousevat kohti pintaa. Konvektiosoluissa esiintyvien virtausten vuoksi vuoputkissa voi esiintyä pieniä ulospäin suuntautuvia häiriöitä, pullistumia. Vuoputken pullistuma voi kulkeutua Auringon pinnalle asti, missä se muodostaa kaksi, vastakkaiset

magneettiset polariteetit omaavaa pilkkua.

- Auringonpilkkujen määrää kuvataan yleisimmin R. Wolfin esittämällä ns. suhteellisella pilkkuluvulla

$$R_z = k(f + 10 \cdot g) \quad (2.33)$$

missä f on pilkkujen ja g pilkkuryhmien lukumäärä ja k on mm. havaintoasemasta riippuva normalisointikerroin. Koska yo. määrittely on varsin satunnainen, käytetään muitakin pilkkujen ominaisuuksia, mm. pilkkujen pinta-alaa, vaihtoehtoisena aktiivisuusparametrina. Muitakin auringonpilkkulukuja on esitetty R_z :n ohella. Yleensä niiden ja R_z :n välillä ei ole kovin suuria eroja ainakaan nykyisen aktiivisen Auringon aikana.

2.6. Auringonpilkkusyklit ja suuret minimi

Vuonna 1843 H. Schwabe havaitsi, että auringonpilkkujen määrällä on taipumus vaihdella suuresti n. 10 vuoden jaksolla. Myöhemmin R. Wolf tarkensi tämän ns. auringonpilkkusyklin eli Schwabe-syklin keskimääräiseksi pituudeksi 11 vuotta. Auringonpilkkusyklillä on seuraavia ominaisuuksia:

- Wolfin esittämällä R_z -luvulla mitattuna viimeaikaisten syklien vuosikeskiarvot pilkkujen maksimivuosina ovat n. 150 ja minimivuosina n. 10. Päivittäiset R_z -luvut vaihtelevat nolasta yli 300:aan.
- Syklin pituus minimistä minimiin vaihtelee n. 8 vuodesta yli 14 vuoteen. Kyseessä ei siis ole kovin säännöllinen vaihtelu.
- Myös syklin aktiivisuustaso, mm. maksimiarvo vaihtelee voimakkaasti syklistä toiseen. Viimeisen 200 v:n aikana syklin maksimivuoden R_z -vuosikeskiarvo on vaihdellut alle 50:stä (sykli 6) vajaan 200:aan (sykli 19).
- Sykli on epäsymmetrinen siten, että nousu minimistä maksimiin on lyhyempi (n. 3–5 vuotta) kuin lasku maksimista minimiin (n. 5–9 vuotta).
- Korkeat syklit ovat lyhempiä ja epäsymmetrisempiä kuin matalammat syklit. Tästä ominaisuudesta käytetään nimitystä Waldmeier-efekti.
- Kuten edellä mainittiin, Auringon kokonaissäteily määrä vaihtelee hieman (n. 0,1–0,2%) syklin aikana, maksimissäteilyn ollessa pilkkumaksimin aikana. Syklivaihtelu on kuitenkin paljon suurempaa sekä radiotaajuuksilla että erityisesti UV- ja röntgensäteilyalueella.
- Pilkkujen magneettinen polariteetti vaihtuu syklistä toiseen. Parillisten syklien aikana Auringon pohjoisen hemisfäärin pilkkuparin johtavalla pilkulla on pohjoinen magneettinapa ja seuraavalla pilkulla eteläinen. Parittomien syklien aikana polariteetit ovat päinvastoin. Tämä vaihtelu kuvastaa Auringon magneettikentän vaihtelujaksoa, jonka pituus on 2 Schwabe-sykliä, eli n. 22 vuotta. Magneettista sykliä kutsutaan löytäjänsä mukaan myös Hale-sykliksi.
- Auringon magneettikentän rakenne kokee suuren muutoksen pilkkusyklin aikana. Minimivuosina Auringon aktiivisuus keskittyy lähelle ekvaattoria. Siellä magneettikenttä muodostaa suljettuja, dipolaarisia kenttäviivoja. Korkeammilla leveysasteilla esiintyy

suuria magneettisesti unipolaarisia alueita, joiden polariteetti on pohjoisella ja eteläisellä hemisfäärillä vastakkainen. Nämä alueet ovat avointen kenttäviivojen lähteenä ja ne näkyvät koronakuivissa heikon valon alueina, ns. koronan aukkoina. Auringon keskimääräinen magneettikenttä on minimivuosina poloidaalinen. Aktiivisuuden alkaessa taas kasvaa magneettikenttä muuttuu toroidaalisemmaksi. Maksimivuosina Aurinko on aktiivinen koko pinnaltaan. Lyhytikäisiä koronan aukkoja esiintyy pääosin ekvaattorilla. Seuraavan minimin aikana hemisfäärien polariteetti on taas vaihtunut.

- Auringonpilkkujen sijainti Auringon pinnalla vaihtelee systemaattisesti syklin edetessä. Uuden syklin ensimmäiset, joskin vähäiset, pilkut esiintyvät jo 1–2 vuotta ennen pilkkuminimiä n. $20^\circ - 40^\circ$ leveysasteen korkeudella. Tällöin on yleensä jäljellä myös edellisen syklin pilkkuja, jotka sijaitsevat lähempänä ekvaattoria, n. $5^\circ - 15^\circ$:ssa. Vanhan syklin pilkkuja voi esiintyä vielä jopa n. 1–3 vuoden ajan minimin jälkeen. Minimien jälkeen uuden syklin pilkkuja esiintyy entistä enemmän ja niiden keskimääräinen leveysaste laskee siten, että maksimin aikaan se on n. $10^\circ - 20^\circ$. Tästä pilkkujen leveysaste-evoluutiosta käytetään nimitystä “perhosjakauma”.
- Yhden syklin pilkkuja esiintyy siis kauemmin kuin syklin varsinainen pituus minimistä minimiin, eli n. 15–17 vuoden aikana. Tämäkin voisi olla eräs määritelmä syklin pituudelle.

Auringon toiminnan vaihtelut vaikuttavat myös aurinkotuulen ja IMF:n ominaisuuksiin ja sitä kautta myös Maan magneettiseen aktiivisuuteen ja revontulien määrään. Lisäksi Auringon magneettikentän rakenteella on suuri vaikutus galaktisten kosmisten säteiden määrään. Myös Hale-sykli on merkittävä tekijä kosmisille säteille.

Schwabe- ja Hale-sykliden ohella Auringon aktiivisuudessa on esitetty olevan muita, pidempiä (likimääräisiä) periodisuuksia, mm. 80–100 vuotta pitkä Gleissberg-sykli, joka näkyy esim. R_z -luvun syklmaksimien korkeuksien vaihteluna. Kuluvan vuosisadan aikana Auringon toiminta on selvästi aktivoitunut. Tämä on nähtävissä myös mm. Maan magneettisen aktiivisuuden kasvuna.

Auringon toimintaan näyttäivät kuuluvan myös pitkäaikaiset vähäisen pilkkuaktiivisuuden kaudet, ns. suuret minimit. Lähin suuri minimi ajassa taaksepäin oli vv. 1645–1715, ns. Maunderin minimi, jonka löysi G. Spörer. Maunderin minimin aikaan Aurinkoa havainnoitiin jo varsin systemaattisesti ja voidaan luotettavasti sanoa, että pilkkuja esiintyi tällöin erittäin vähän. Todennäköisesti myös normaali 11-vuotissyklisyys katosi Maunderin minimin ajaksi.

Maunderin minimille löytyy muutakin tukea. Esimerkiksi revontulia esiintyi tuolloin poikkeuksellisen vähän. Senaikaisten auringonpimennysten aikana havainnoitu Auringon korona muistutti tyypillistä minimiajan koronaa. Näiden lisäksi mm. puiden vuosirenkaisiin sitoutunutta ^{14}C -isotooppia esiintyy runsaammin Maunderin minimin aikaan kuin Auringon aktiivisempina aikoina. ^{14}C -isotooppia tuottavat galaktiset kosmiset säteet, joiden pääsyä sisäiseen heliosfääriin (mm. Maan lähelle) voimakas auringonaktiivisuus (runsas pilkkumäärä) estää. On myös esitetty, että Maunderin minimin aikaan maapallolla oli pitkä kylmän ilmaston aika ns. pieni jääkausi. Tämä on eräs seikka, joka puoltaa (kiisteltyä) ajatusta Auringon toiminnan vaihtelujen merkityksestä Maan pitkäaikaisiin ilmastomuutoksiin.

Maunderin minimin lisäksi tunnetaan muita, varhempia suuria minimejä, mm. ns. Spörerin minimi vv. 1420–1540 ja Wolfen minimi vv. 1280–1340. Nämä näkyvät mm. ^{14}C -isotoopin ja muiden ns. radioisotooppien määrissä sekä revontulien ja jopa auringonpilkkujen havainnoissa, jotka kuitenkin olivat paljon epäsystemaattisempia kuin 1600-luvulta lähtien. 1800-luvun alussa esiintyi pari varsin heikkoa sykliä, jotka mm. vaikuttivat jonkin verran myös ^{14}C -tasoon. Tätä aikaa kutsutaan Daltonin minimiksi.

Auringon aktiivisuudessa on suurten minimien lisäksi ilmeisesti myös pitkiä runsaan aktiivisuuden jaksoja. Yksi tällainen lienee ollut ns. keskiajan maksimi vv. 1050–1250. On mielenkiintoista todeta tämän ajanjakson poikkeuksellisen lämmين ilmasto, jonka avulla mm. viikingit tekivät retkiään Pohjois-Atlantin yli Pohjois-Amerikkaan.

Auringon toiminnan vaihteluita on pyritty selittämään mm. erilaisten gravitaatiovaikutusten avulla. Lupaavimpia lienee tulos, jonka mukaan planeettakunnan yhteinen vetovoimavaikutus Auringon materiapisteeseen vaihtelee 11,1 vuoden periodilla. Auringon liikkeellä aurinkokunnan massakeskipisteen ympäri on myös havaittu olevan tiettyjä pitkäaikaisia jaksoja, jotka on esitetty sopivan Auringon toiminnan pitkäaikaisten vaihtelujen kanssa.

2.7. Auringon magneettinen dynamo

Se, että Auringolla on magneettikenttä, ei ole riittävä todiste sille, että Auringossa toimisi aktiivinen dynamo. Aurinko on syntynyt tähtienvälisen pilven romahtaessa oman gravitaationsa vaikutuksesta. Vaikka tällaisten pilvien magneettikentät ovatkin heikkoja (alle 1 nT), kutistettaessa Auringon verran materiaa Auringon suuruiseksi palloksi syntyvän kappaleen magneettikenttä olisi suuruusluokkaa 10^6 T, ellei mikään mekanismi hävittäisi magneettista energiaa. Suurin osa kentästä on menetetty Auringon syntyvaiheessa. Toisaalta nykyisessä Aurigossa ohminen diffuusioaika on suuruusluokkaa 10^{10} vuotta, joten pienestäkkin alkuperäisestä kentästä olettaisi olevan jotain jäljellä.

Myöskään auringopilkkusykliä ei pidetä riittävänä todisteena dynamon olemassaololle. Kyseessä saattaisi olla jonkinlainen hitaasti häviävän fossiilisen kentän oskillaatio. Vasta differentiaalisen rotaation ja pilkkujen vaelluksen liittyminen toisiinsa on ilmiö, joka jokseenkin vakuuttavasti kertoo Auringon aktiivisesta dynamosta. Samalla tavoin maapallon magneettikentän suunnan ja suuruuden vaeltelu liitetään geodynamoon. Maan tapauksessa tosin myös ohminen diffuusioaika on paljon lyhyempi, vain 10000 vuotta, joten tarve selittää magneettikenttä dynamon avulla on myös akuutimpi.

Auringon magneettikenttä syntyy siis konvektiokerroksessa, jossa Auringon differentiaalirotaatio yhdessä turbulentin konvektion kanssa ylläpitää dynamoa. Dynamoprosessi on hyvin monimutkainen ja toistaiseksi huonosti ymmärretty epälineaarinen plasmailmiö. Karkeasti ottaen kentän aikakehitys on seuraavanlainen: Lähdettyä liikkeelle auringonpilkkuminimin aikaisesta lähes poloidaalista kentästä konvektiokerroksen plasmaan jäätyneet kenttäviivat kiertyvät Auringon ympärille luoden auringonpilkkuja vastaavan toroidaalisen kentän. Toisaalta toroidaaliset vuoelementit nousevat konvektion mukana kohti pintaa ja kiertyvät coriolisvoiman ansiosta siten, että tämä tuottaa uutta poloidaalista kenttää, joka on vastakkaissuuntainen alkuperäiselle poloidaalille kentälle. Näin ollen sekä differentiaalirotaatio että pystysuuntainen

konvektioliike ovat olennaisia Auringon magneettikentän generoinnissa. Kyseessä ei ole pelkästään olemassaolevan kentän uudelleenjärjestely vaan prosessin aikana osa plasman liike-energiasta muuttuu aidosti uudeksi magneettivuoksi, joka puolestaan leviää aurinkotuulen mukana läpi koko aurinkokunnan.

2.8. Auringon sykli ja maapallon ilmasto

Koska auringonpilkuista on avaruustutkimuksen näkökulmasta varsin pitkäaikaista luotettava tietoa, niiden esiintymisen muutoksia on pyritty yhdistämään myös maapallon ilmaston kehitykseen. Maunderin minimin aikana maapallolla oli pitkä viileä jakso, nk. pieni jääkausi, ja tuohon aikaan sattui mm. useita katovuosia maataloudessa. Toisaalta viimeisestä kuudesta syklistä kaikki yhtä lukuunottamatta (huippu 1968–69) ovat olleet keskimääräistä suurempia. Auringonpilkkuluvun ja lämpötilan väliltä on kuitenkin ollut vaikea löytää kiistatonta korrelaatiota, mutta viime vuosina on tehty joitain uusia mielenkiintoisia havaintoja. 90-luvun alussa huomattiin, että syklin pituus näyttää korreloivan positiivisesti maapallon ilmakehän globaalin lämpötilan kanssa. Aivan vuosikymmenen lopulla on myös raportoitu tuloksista, joiden mukaan Auringon magneettikenttä olisi 1900-luvulla noin kaksinkertaistunut. Tämä on saattanut vahvistaa magnetosfäärin kautta tapahtuvaa energiansyöttöä ylempään ilmakehään.

On myös spekuloitu, että antikorrelaatio Auringon aktiivisuuden ja Maahan osuvien kosmisten säteiden välillä vaikuttaisi pilvien muodostumiseen ja siten maapallon lämpötasapainoon. Antikorrelaatio sinänsä on hyvin tunnettu ilmiö ja johtuu siitä, että aktiivisen Auringon vahvempi magneettikenttä varjostaa enemmän kosmista säteilyä kuin rauhallisen Auringon kenttä. Myös edellämainittu pidemmän aikavälin Auringon kentän vahvistuminen varjostaa osaltaan kosmisiä säteitä. Pilvistymisen osalta tilanne ei kuitenkaan ole vielä mitenkään selvä sillä globaalista pilvisyydestä käytettävissä olevat mittausjaksot ovat kovin lyhyitä. Taustalla olevaa fysikaalista mekanismia pyritään osaltaan selvittämään mm. CERN:iin suunnitteilla olevalla kuplakammiokokeella.

Myös Auringon aktiivisuuden ja kirkkauden välillä on positiivinen korrelaatio, joskin muutos kirkkaudessa auringonsyklin yli on varsin pieni, noin tuhannesosa (runsas watti neliömetrille tulevasta runsaasta kilowatista). Tämän perusteella on arvioitu, että Aurinko todella olisi nyt hieman kirkkaampi kuin viime vuosisadalla.

Ilmaston lämpeneminen on yhteiskunnallisesti tärkeä ja poliittisesti herkkä ilmiö. Jotkut haluavat osoittaa, että koko prosessi on ihmisen aikaansaamaa, jotkut toiset taas näkisivät mieluummin lämpenemisen ihmisestä riippumattomana luonnonilmiönä. On varsin mahdollista, että kyse on molemmista. Mielenkiintoinen on myös ajatus, että ihmisen aiheuttama efekti vahvistaa jotenkin epälineaaraisesti aurinkoperäistä muutosta jollain toistaiseksi tuntemattomalla tavalla. Kysehän on kaiken kaikkiaan hyvin monimutkaisesta moneen kertaan kytketystä fysikaalisesta järjestelmästä.

2.9. Auringon aktiivisuuden muita muotoja

Jo aiemmin mainitut fakulat ovat fotosfäärin kirkkaita ja kuumia alueita, jotka ympäröivät auringonpilkkuja. Auringonpilkkuja voi havaita paljain silminkin, mutta

fakulat eivät erotu taustasta kovin hyvin ja niiden havaitsemiseen tarvitaan (muita) optisia laitteita.

Ns. plage-alueet ovat kromosfäärin paikallisia kirkastumia, jotka näkyvät H_α -viivan aallonpituudella tai muissa kromosfääristä peräisin olevissa emissioviivoissa (esim. Calciumin K-viiva). Myös plaget liittyvät auringonpilkkuihin ja ilmestyvät usein jo ennen pilkkuja niiden lähistölle ja katoavat pilkkujen hävittyä. Plaget liittynevät kromosfäärin muutoksiin, joita pilkkujen mukanaan tuoma voimistunut magneettikenttä aiheuttaa.

Bipolaarisen pilkkuparin voimakas magneettikenttä voi vangita sisäänsä suuren määrän plasmata, jolloin kenttää sisältävässä alueessa on huomattavasti normaalia atmosfääriä suurempi tiheys. Tällainen tilanne nähdään usein ns. silmukkaprotuberanssina, joka voi ulottua Auringon pinnalta korkealle koronaan. Suuret protuberanssit ovat Auringon aktiivisuuden näyttävimpiä ilmentymiä, jotka parhaiten erottuvat Auringon kiekon reunalla. Kromosfäärin tasolla H_α -viivan valossa protuberanssit näkyvät usein tummina kuituina, ns. filamentteina, Auringon pinnalla. Protuberanssit ovat useimmiten rauhallisia ja varsin pitkäaikaisia (tunneista kuukausiin kestäviä) ilmiöitä ja niillä voi olla myös monimutkaisempiakin kuin silmukkarakenteita. Protuberanssien tiheys on $10^{16} - 10^{17} \text{ m}^{-3}$ ja lämpötila 5000–8000 K. Kooltaan ne ovat tyypillisesti 200 000 km pitkiä, 50 000 km korkeita ja 6000 km leveitä. Protuberanssit voivat säilyä koossa niitä gravitaatiota vastaan tukevan 0.5–1 mT magneettikentän avulla. Niissä on myös huomattavasti pieniskaalaisia (~ 300 km) hienostruktoureja. Joskus voidaan havaita protuberanssin äkillinen purkaus, jossa vapautuu suunnaton määrä silmukoihin varastoitunutta plasmata. Protuberanssien esiintymismäärä ja sijainti Auringon pinnalla vaihtelee pilkkusyklin edetessä.

Ns. koronan massapurkaukset (coronal mass ejections; CME) on vasta viime vuosina havaittu ilmiö, jossa suuri alue koronaa lähes tyhjenee. CME:ssä vapautunut koronan plasma lisää normaalin aurinkotuulen tiheyttä merkittävästi ja täten aiheuttaa siinä suurta häiriötä. Usein CME:hen liittyy myös magneettikentän erikoinen rakenne, esim. ns. magneettinen kupla. Suuntautuessaan Maahan päin CME aiheuttaa Maan lähiavaruudessa lähes poikkeuksetta suurta magneettista häiriötä ja ns. magneettisen myrskyn. Tämän vuoksi CME:iden esiintymistä Auringossa tarkkaillaan nykyään rutiininomaisesti, jotta niiden aiheuttamiin seurauksiin 3–4 päivän kuluttua voitaisiin varautua.

Toinen voimakas häiriötä aiheuttava ilmiö ovat ns. soihtupurkaukset eli fläarit (flare). Flääri on kuitenkin CME:hen verrattuna lyhytaikainen (muutamasta sekunnista tuntiin kestävä) ja paikallisesti paljon rajatumpi ilmiö. Flääri nähdään auringon lyhytaaltoisen säteilyn (röntgen, UV) nopeana, moninkertaisena kirkastumana. Siihen liittyy myös hiukkasten voimakas kiihdytys suuriin energioihin ($\sim 10^6 - 10^8$ eV). Nämä voivat aiheuttaa mm. astronauteille hengenvaaran. Fläärien, CME:ien ja mm. protuberanssien välisten yhteyksien ja niiden aiheuttamien geomagneettisten vaikutusten tutkimus on nykyään vilkasta ja osa ns. avaruussäätä (space weather).

3. Aurinkotuuli ja IMF

3.1. Yleistietoja aurinkotuulesta

Aurinkotuulen eli Auringosta peräisin olevan hiukkasvuon olemassaolon esittivät S. Chapman ja V. Ferraro vuonna 1931 pyrkiessään selittämään magneettisen myrskyn alkuun usein liittyvää magnetosfäärin lyhyttä puristumista eli ns. SSC-ilmiötä (Sudden Storm Commencement). Heidän (nykyään virheelliseksi tiedetyn) mallinsa mukaan aurinkotuuli syntyisi vain soihstupurkauksissa eli esiintyisi vain satunnaisesti.

Vuonna 1951 L. Biermann tutki komeettojen pyrstöjä ja osoitti, että Auringon säteilyn paine ei voi yksin selittää havaintoja. Biermann esitti, että aurinkotuuli on jatkuvaa ja vaikuttaa oleellisesti komeettojen pyrstön muodostumiseen. Hänen arvionsa aurinkotuulen nopeudeksi, 500 km/s, osoittautui myöhemmin hämmästyttävän hyväksi. Biermannin esitystä pidetään modernin aurinkotuuli-käsityksen (ja komeettateorian) alkuna. Itse nimityksen "aurinkotuuli" keksi vuonna 1958 E. N. Parker kehittäessään aurinkotuulen teoriaa.

Aurinkotuulen olemassaolon vahvistivat Neuvostoliittolaiset Lunik-2 ja -3 -luotaimet vuonna 1960 päästyään Maan magnetosfäärin ulkopuolelle. Mariner-2 -luotain vahvisti aurinkotuulen jatkuvan virtauksen 4 kuukautta kestäneellä matkallaan Venukseen vuonna 1962.

Aurinkotuulella on seuraavia ominaisuuksia (Maan radalla, ellei toisin mainita):

- Keskimääräinen nopeus on n. 400 km/s, mutta vaihtelee 200–1000 km/s. (Lyhytaikaisesti esiintyy suurempiakin nopeuksia).
- Aurinkotuuli koostuu pääosin protoneista ja elektroneista, mutta α -hiukkasia (He^{++} -ioneja) on n. 5–20% protonien määrästä ja muita ioneja vähemmän. Kokonaisvaraus on keskimäärin nolla.
- Hiukkastiheys on n. $5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3}$ (eli 5 cm^{-3}), vaihdellen välillä $(1-20) \cdot 10^6 \text{ m}^{-3}$. (Lyhytaikaisesti esiintyy suurempiakin tiheyksiä).
- Keskimääräinen hiukkasvuo Auringosta on siis

$$\phi = nv \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (3.1)$$

josta voidaan laskea Auringon sekunnissa menettämien hiukkasten määrä

$$\dot{N} = 4\pi r^2 \phi = 5,6 \cdot 10^{35} \text{ s}^{-1} \quad (3.2)$$

- Protonien keskimääräinen energia on n. 1 keV ja elektronien n. 1 eV.
- Protonien keskimääräinen lämpötila on n. $10^4 - 2 \cdot 10^5 \text{ K}$ eli vastaava terminen energia on n. 1–20 eV (Huom! $1 \text{ eV} \cong 1,16 \cdot 10^4 \text{ K}$). Elektronien lämpötila on häiriöisinä aikoina sama kuin protonien, mutta rauhallisina aikoina n. 3–4 kertaa korkeampi kuin protonien.
- Varattujen hiukkasten lämpötila on yleensä magneettikentässä epäisotrooppinen siten, että magneettikentän suunnassa (T_{\parallel}) lämpötila on korkeampi kuin sitä vastaan

kohtisuorassa suunnassa (T_{\perp}). Tämä ero johtuu siitä, että hiukkaset pääsevät liikkumaan vapaammin magneettikentän suunnassa. Aurinkotuulussa $T_{\parallel} \approx 2 \cdot T_{\perp}$.

- Aurinkotuulussa äänennopeus on

$$c_s = \sqrt{\gamma \frac{kT}{m_p}} \approx 1,2 \cdot 10^4 \text{ m/s} \quad (3.3)$$

missä on käytetty yksiatomisen kaasun adiabaattista vakiota $\gamma = 5/3$. Aurinkotuulen nopeus on siis n. 40-kertainen äänennopeuteen verrattuna. Aurinkotuuli on siis erittäin supersoninen.

- Koronan alaosassa aurinkotuulen nopeus on vielä alle äänennopeuden eli subsonista, mutta kiihtyy nopeasti siten, että n. 2–6 Auringon säteen päässä se saavuttaa äänennopeuden ja on sen jälkeen supersonista kunnes heliosfäärin ulkoreunalla, ns. terminaatio-shokissa, tulee jälleen subsoniseksi.
- Aurinkotuulen (koronan plasman) suuntautuminen ulospäin johtuu siitä, että Auringon ilmakehän paine voittaa Auringon gravitaatiovetovoiman ja interstellaarisen aineen aiheuttaman vastapaineen.

3.2. DeLavalin suutin

Jo $10 R_S$:n päässä Auringosta aurinkotuulen nopeus on keskimäärin 300 km/s eli hyvin lähellä Maan radalla havaittua keskimääräistä aurinkotuulen nopeutta. Auringon lähellä on siis erittäin tehokas kiihdytysmekanismi, joka kiihdyttää aurinkotuulen hitaasta subsonisesta liikkeestä voimakkaan supersoniseksi vuoksi. Tämän mekanismin ymmärtämiseksi tarkastellaan ensin ns. deLavalin suutinta (deLaval nozzle), jossa subsoninen virtaus voi muuttua supersoniseksi. Tämä on sama menetelmä, joka on mm. suihkumoottorin toimintaperiaatteena.

Tarkastellaan kaasun virtausta kapenevan putken läpi. Jos kaasun virtausnopeus on v ja massatiheys ρ kohdassa, jonka poikkipinta-ala on A , kulkee kaasua massavuon

$$\phi_m = \rho v A \quad (3.4)$$

ilmoittama massamäärä aikayksikössä. Tasaisessa virtauksessa sama kaasumäärä virtaa joka kohdassa, joten

$$\frac{d\phi_m}{dr} = \frac{d(\rho v A)}{dr} = v A \frac{d\rho}{dr} + \rho A \frac{dv}{dr} + \rho v \frac{dA}{dr} = 0 \quad (3.5)$$

Kertomalla dr :llä ja jakamalla (3.5) ϕ_m :llä saadaan

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dv}{v} + \frac{dA}{A} = 0 \quad (3.6)$$

Virtausta ylläpitää putken päiden välillä oleva paine-ero. Paikallinen paine-ero kiihdyttää virtausta (ns. Bernoullin laki):

$$\frac{dp}{dr} = -\rho \cdot a = -\rho \frac{dv}{dt} = -\rho \frac{dv}{dr} \frac{dr}{dt} = -\rho v \frac{dv}{dr} \quad (3.7)$$

eli

$$dp = -\rho v dv \quad (3.8)$$

Jakamalla tämä ρ :lla saadaan

$$\frac{dp}{\rho} = \frac{dp}{d\rho} \frac{d\rho}{\rho} = -v dv \quad (3.9)$$

Oletetaan, että kyseessä on ideaalikaasu ja adiabaattinen prosessi (ei lämmönvaihtoa ympäristön kanssa), jolloin on voimassa tilanyhtälö

$$p \cdot \rho^{-\gamma} = \text{vakio} \quad (3.10)$$

(γ on adiabaattinen vakio). Tästä saadaan differentioimalla

$$\rho^{-\gamma} dp = \gamma p \rho^{-\gamma-1} d\rho \quad (3.11)$$

Kertomalla (3.11) ρ^γ :lla saadaan lauseke äänennopeudelle c_s :

$$\frac{dp}{d\rho} = \gamma \frac{p}{\rho} = c_s^2 \quad (3.12)$$

Sijoittamalla tämä lauseke yhtälöön (3.9) ja ratkaisemalla siitä $d\rho/\rho$ saadaan

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{-v dv}{c_s^2} \quad (3.13)$$

Tämän ja (3.6):n avulla saadaan lopulta

$$\frac{dA}{A} = -\frac{d\rho}{\rho} - \frac{dv}{v} = \left(\frac{v^2}{c_s^2} - 1 \right) \frac{dv}{v} \quad (3.14)$$

Kun pinta-ala pienenee ($dA < 0$), niin nopeus kasvaa ($dv > 0$) kunhan nopeus on alle äänennopeuden eli subsonista ($v < c_s$). Jos nopeus saavuttaa äänennopeuden ($v = c_s$), tulee olla $dA = 0$ eli pinta-ala ei enää pienene. Jos halutaan, että nopeus kasvaa vielä ylitettyään äänennopeuden ($v > c_s$), tulee pinta-alan kasvaa ($dA > 0$)! Tällöin putkeen täytyy lisätä tarvittava lisäosa, jolloin saadaan ns. deLavalin suutin.

Toisaalta, jos kaasu ei saavuta kapeimmassa kohdassa äänennopeutta, sen nopeuden täytyy yhtälön (3.14) mukaan kääntyä laskuun pinta-alan kasvuosalla. Tällaista tilannetta sanotaan Venturin putkeksi. Sen, kiihtyykö kaasu supersoniseksi deLavalin suuttimen periaatteen mukaan vai jääkö se subsoniseksi Venturin putken periaatteen mukaan, määrää putken päiden välillä olevien paineiden suhde. Jos esimerkiksi loppupää avautuu tyhjiöön, on tilanne aina deLavalin suutin. Tätä tilannetta käytetään mm. raketin suihkumoottoreissa.

3.3. Aurinkotuulen kiihdytys

E. Parker esitti vuonna 1958 modernin aurinkotuuliteorian, jossa subsoninen kaasuvirtaus muuttuu supersoniseksi deLavalin suuttimen kanssa varsin analogisen mekanismin avulla. Kyseessä on vain analogia, sillä Auringossa ei tietenkään ole kapenevaa suutinosaa, vaan hiukkasten tiheys pienenee jatkuvasti Auringosta pois päin mentäessä kuten $1/r^2$. Sen sijaan näemme, että Auringon voimakkaalla gravitaatiokentällä on suuri vaikutus ja se johtaa deLavalin yhtälöä vastaavaan tilanteeseen.

Oletetaan nyt, että aurinkotuuli on tasaisesti virtaava ideaalikaasu ja unohdetaan mm. viskositeetti ja magneettikentän vaikutus. Kuten edellä, massamäärän vakioisuus johtaa yhtälöihin (3.4)–(3.6). Sen sijaan Bernoullin lakiin (3.7) täytyy lisätä Auringon gravitaatiotermin:

$$\frac{dp}{dr} = -\rho v \frac{dv}{dr} - \rho \frac{GM_S}{r^2} \quad (3.15)$$

missä r on nyt etäisyys Auringon keskipisteestä, M_S on Auringon massa ja $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ Nm}^2\text{kg}^{-2}$ on gravitaatiovakio. Jakamalla yhtälö (3.15) ρ :lla ja kertomalla dr :llä saadaan

$$\frac{dp}{\rho} = -v dv - \frac{GM_S}{r^2} dr \quad (3.16)$$

Toisaalta vasen puoli voidaan kirjoittaa muotoon (vrt (3.9) ja (3.12)):

$$\frac{dp}{\rho} = \frac{dp}{d\rho} \frac{d\rho}{\rho} = \frac{d\rho}{\rho} c_s^2 \quad (3.17)$$

Jakamalla yhtälö (3.17) c_s^2 :lla saadaan yhtälön (3.16) avulla

$$\frac{d\rho}{\rho} = -\frac{v}{c_s^2} dv - \frac{GM_S}{c_s^2} \frac{dr}{r^2} = -\frac{dA}{A} - \frac{dv}{v} \quad (3.18)$$

missä oikealla puolella on käytetty yhtälöä (3.6). Tässä voidaan yhdistää dv -termit ja ratkaista

$$\frac{dA}{A} = \left(\frac{v^2}{c_s^2} - 1 \right) \frac{dv}{v} + \frac{GM_S}{c_s^2} \frac{dr}{r^2} \quad (3.19)$$

Toisaalta aurinkotuuli leviää pallosymmetrisesti, joten $A \sim r^2$ ja

$$\frac{dA}{A} = 2 \frac{dr}{r} \quad (3.20)$$

Sijoittamalla tämä yhtälöön (3.19) saadaan lopulta yhtälöä (3.14) muistuttava yhtälö dr :n ja dv :n välille:

$$\left(2 - \frac{GM_S}{c_s^2 r} \right) \frac{dr}{r} = \left(\frac{v^2}{c_s^2} - 1 \right) \frac{dv}{v} \quad (3.21)$$

Yhtälöllä (3.21) on useita erilaisia ratkaisuja, joita käsitellään lyhyesti seuraavassa:

– Jos aurinkotuulen nopeus kasvaa ($dv > 0$) Auringosta ulospäin ($dr > 0$), mutta on subsonista ($v < c_s$), yhtälön molemmat puolet ovat negatiivisia ja yhtälö voi toteutua. Kun r saavuttaa ns. kriittisen etäisyyden

$$r_c = \frac{GM_S}{2c_s^2} \quad (3.22)$$

jossa vasen puoli häviää, tulee oikean puolen hävitä myös. Tämä voi tapahtua joko siten, että nopeus saavuttaa kriittisellä etäisyydellä äänennopeuden ($v = c_s$; ratkaisu 1) tai siten, että nopeus saavuttaa ääriarvon ($dv = 0$; ratkaisu 2). Ensimmäisessä tapauksessa nopeus voi kasvaa ulospäin vielä supersonisenakin, sillä yhtälön molemmat puolet ovat positiivisia. Tämä ratkaisu vastaa omasta Auringostamme emittoituvan aurinkotuulen ominaisuuksia.

– Toisessa tapauksessa aurinkotuuli saavuttaa äänennopeutta pienemmän maksiminsa kriittisellä etäisyydellä ja pienenee sen ulkopuolella. Aurinkotuuli jää tässä ratkaisussa siis subsoniseksi “tuulenvireeksi”.

– Nämä kaksi ratkaisua ovat fysikaalisesti mielenkiintoisimmat ja esiintyvät useiden erilaisten aurinkojen aurinkotuulten ratkaisuina. Mutta yhtälöllä (3.21) on muitakin, hieman eksoottisempia ratkaisuja.

– Kolmas ratkaisu on se, että aluksi subsoninen aurinkotuuli saavuttaa äänennopeuden ennen kriittistä etäisyyttä r_c . Tällöin yhtälön (3.21) oikea puoli on nolla ja vasen puoli häviää vain, jos $dr = 0$. Aurinkotuuli saavuttaa siis maksimietäisyyden, josta se kääntyy takaisin Aurinkoon päin ($dr < 0$) nopeuden kasvaessa supersonisena.

– Jos tuulen nopeus Auringon pinnalla on supersoninen ja yhtälön (3.21) vasen puoli on negatiivinen, niin ainoa tapa saada oikea puoli myös negatiiviseksi on, että nopeus laskee. Kriittisessä pisteessä vasen puoli tulee positiiviseksi. Jos tuuli on tällöin vielä supersoninen, se alkaa kriittisen etäisyyden ulkopuolella taas kasvaa (ratkaisu 4). Jos nopeus on laskenut kriittisessä pisteessä äänennopeuteen, sen täytyy jatkaa laskuaan sen ulkopuolellakin (ratkaisu 5).

– On olemassa myös ratkaisu Aurinkoa lähestyvälle subsoniselle hiukkasvirralle. Tällöin $dr < 0$ ja yhtälön (3.21) vasen puoli on negatiivinen. Oikea puoli tulee negatiiviseksi, jos nopeus kasvaa. Jos nopeus saavuttaa äänennopeuden etäisyydellä $r > r_c$, nopeus jatkaa kasvuaan supersonisena, mutta etäisyys Auringosta alkaa taas kasvaa ($dr > 0$; ratkaisu 6).

Jotta ratkaisu 1 olisi olemassa, kriittisen etäisyyden r_c täytyy olla Auringon ulkopuolella ($r_c > R_S$). Tästä saamme ehdon äänennopeudelle

$$c_s^2 < \frac{GM_S}{2R_S} \quad (3.23)$$

ja yhtälön (3.3) avulla Auringon ns. kriittisen lämpötilan

$$T < T_c \simeq 7 \cdot 10^6 \text{ K} \quad (3.24)$$

Tähdillä, joilla on hyvin korkea pintalämpötila, puhaltaa siis subsoninen “tähtituulenhenkäys”. Tämä nähdään myös suoraan yhtälöstä (3.21), joka sievenee rajalla $c_s \rightarrow \infty$ muotoon

$$2\frac{dr}{r} = -\frac{dv}{v} \quad (3.25)$$

Nopeus siis pienenee tähden pinnasta ulospäin mentäessä. Fysikaalinen selitys tälle on seuraava. Koska massavuo $\rho v A$ on vakio, kasvaa v ainoastaan, jos ρ pienenee r :n funktiona nopeammin kuin $1/r^2$. Tällaisen suuren tiheysgradientin aikaansaaminen on mahdotonta kuumissa tähdissä, missä korkea paine $p = nkT$ työntää materiaa ulospäin ja pienentää tiheysgradienttiä.

Auringon gravitaation merkitystä havaitun mukaisen aurinkotuulen synnylle voidaan tutkia esimerkiksi siten, että jätetään gravitaatiotermi pois, jolloin yhtälöstä (3.21) saadaan

$$2\frac{v}{r} = \left(\frac{v^2}{c_s^2} - 1\right) \frac{dv}{dr} \quad (3.26)$$

Jos siis aurinkotuuli on auringon pinnalla subsoninen, on derivaatta $dv/dr < 0$ eli tuuli pysyy koko ajan subsonisena henkäyksenä. Siispä supersonista aurinkotuulta ei voi syntyä ilman gravitaatiotermiä. Fysikaalinen syy tähän on se, että Auringon voimakas gravitaatio tuottaa vaadittavan tiheysgradientin (eli ρ pienenee nopeammin kuin $1/r^2$).

Huomaa myös, että Parkerin mallin ratkaisu on aina dynaaminen eli edellyttää tähden ilmakehän laajenemista (tai romahtamista). Korona ei siis voi olla staattisessa tasapainossa (kuten esim. Maan neutraali ilmakehä).

3.4. Yleistietoja IMF:stä

Aurinko on magneettinen tähti, jonka magneettikenttä syntyy konvektiokerroksen pohjalla. Konvektiokerroksesta nousevat magneettiset vuoputket muodostavat paikallisesti voimakkaita magneettikenttiä, jotka voivat ulottua kauas Auringon atmosfääriin. Auringonpilkkumaksimin aikana tällaiset rakenteet esiintyvät suuressa osassa Auringon pintaa ja Auringon magneettikentällä on varsin monimutkainen rakenne. Toisaalta minimivuosina korostuu Auringon heikon taustamagneettikentän dipolaarinen luonne ja napa-alueilla näkyy suuria avointen kenttäviivojen alueita, koronan aukkoja.

Auringon (koronan) magneettikentän rakennesäätlee myös aurinkotuulen ominaisuuksia. Aktiivisten alueiden yläpuolella esiintyvien voimakkaiden magneettikenttien alueelta emittoituu hitaampaa aurinkotuulta (n. 300–400 km/s) kuin koronan aukoista (n. 700–800 km/s). Toisaalta aurinkotuuli kuljettaa mukanaan paikallisen koronan magneettikenttää, jonka sanotaan olevan jäänyt kiinni aurinkotuulen.

Seuraavassa joitakin IMF:n ominaisuuksia:

- IMF:n intensiteetin keskiarvo on n. $5 \cdot 10^{-9} \text{ T} = 5\gamma$. Se vaihtelee tyypillisesti välillä $1\gamma - 15\gamma$, mutta hetkellisesti paljon suurempiakin arvoja, jopa yli 100γ ,

esiintyy. Suurimmat IMF-arvot havaitaan ns. shokkirintamissa, joita voi syntyä esim. CME-rintaman ja flääripurkauksen yhteydessä sekä nopean ja hitaan aurinkotuulirintaman vuorovaikutusalueessa. Jälkimmäisistä käytetään nimitystä CIR (Corotating Interaction Region).

- IMF:n suunta vaihtelee myös suuresti. Keskimääräinen IMF:n suunta (1 AU:n etäisyydellä) tekee n. 45° :een kulman Auringon suunnan kanssa. IMF:n kenttäviivat muodostavat Auringosta ulospäin aukenevan kierteisen spiraalin, ns. Arkhimedeen spiraalin.
- IMF:n Aurinkoon päin ja toisaalta Auringosta pois päin suuntautuneet kenttävektorit esiintyvät epätasaisesti jakaen IMF:n ns. sektoreihin, joissa jompikumpi kenttäsuunta dominoi. Aurinkoon suuntautunut sektori on ns. T-sektori (Toward) ja siitä pois päin A-sektori (Away).
- Auringon pyöriessä sektorit vuorottelevat. Auringon yhden pyörähdyksen aikana havaitut sektorit muodostavat IMF:n sen hetkisen sektorirakenteen.
- Sektorirakenne vaihtelee auringonpilkkusyklin mukaan. Minimiaikana tyypillistä on 2-sektorirakenne eli yksi T- ja yksi A-sektori. Muita usein havaittuja rakenteita ovat 3-sektori- ja 4-sektorirakenteet, jotka ovat tyypillisempiä suuren pilkkuaktiivisuuden aikana.
- T- ja A-sektorin välillä on ns. heliosfäärinen neutraalilevy, jonka aaltoileva rakenne muistuttaa balleriinan hametta. Neutraalilevyn projektio Auringon pinnalla on Auringon magneettinen ekvaattori.
- T- ja A-sektorin kenttäviivat tulevat Auringon vastakkaisilta magneettisilta hemisfäreiltä, A pohjoiselta magneettiselta hemisfääriltä, T eteläiseltä magneettiselta hemisfääriltä.
- Auringon positiivisen polariteetin aikoina magneettinen pohjoinen (vast. eteläinen) hemisfääri eli siis A-sektori (vast. T-sektori) dominoi Auringon pohjoisella (eteläisellä) heliografisella hemisfäärillä. Negatiivisen polariteetin aikoina tilanne on päinvastainen: magneettinen pohjoinen (vast. eteläinen) hemisfääri dominoi Auringon eteläisellä (pohjoisella) heliografisella hemisfäärillä. Auringon magneettinen polariteetti vaihtuu yleensä 1-2 vuotta auringonpilkkumaksimin jälkeen.
- IMF:n lisäksi aurinkotuulen mukana liikkuvassa koordinaatistossa esiintyy myös heikko sähkökenttä, joka syntyy paine-erojen aiheuttamasta hiukkasten polarisoitumisesta. Tämän sähkökentän keskimääräinen arvo on n. $3 \cdot 10^{-6}$ V/m ja sen energiatiheys on häviävän pieni IMF:n energiatihyteen verrattuna.

3.5. Plasmaan jäänyt magneettikenttä

Plasman hyvä sähkönjohtokyky johtaa siihen, että magneettikenttä kulkeutuu plasman mukana siihen “jäätyneenä” (ns. frozen-in magnetic field). Tarkastelemme tässä kappaleessa mitä tämä oikein tarkoittaa. Aurinkotuulen lisäksi vastaavanlainen tilanne esiintyy mm. magnetosfäärissä ja ionosfäärissä, joten kyseessä on varsin hyödyllinen käsite.

Tarkastellaan ensin Ohmin lakia plasman mukana liikkuvassa koordinaatistossa:

$$\bar{j}' = \sigma \bar{E}' \quad (3.27)$$

missä \bar{j}' on virtatiheys, \bar{E}' sähkökenttä ja σ sähkönjohtavuus. Tarkasteltaessa tilannetta toisessa koordinaatistossa, jossa plasma liikkuu nopeudella \bar{v} , suureet muuttuvat seuraavasti kun $|\bar{v}| \ll c$:

$$\bar{j} \approx \bar{j}' \quad (3.28)$$

$$\bar{E} \approx \bar{E}' - \bar{v} \times \bar{B}' = \bar{E}' - \bar{v} \times \bar{B} \quad (3.29)$$

$$\bar{B} \approx \bar{B}' \quad (3.30)$$

(Nämä ovat epärelativistinen approksimaatio yleisistä Lorentz-muunnoksista, jotka ovat voimassa kaikilla nopeuksilla).

Muunnosten (3.28)–(3.30) avulla yhtälöstä (3.27) saadaan

$$\bar{j} = \sigma(\bar{E} + \bar{v} \times \bar{B}) \quad (3.31)$$

joka on ns. yleistetty Ohmin laki. Jakamalla se σ :lla saadaan

$$\bar{E} + \bar{v} \times \bar{B} = \bar{j}/\sigma \quad (3.32)$$

Koska plasmalla on erittäin hyvä johtavuus ($\sigma \rightarrow \infty$) on voimassa likimäärin

$$\bar{E} = -\bar{v} \times \bar{B} \quad (3.33)$$

Tämä on ns. konvektiosähkökentän lauseke ja eräs muoto jäätyneiden kenttien välisestä yhtälöstä. Sijoittamalla yhtälö (3.33) Faradayn induktiolaikiin (yksi neljästä Maxwellin laista)

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = -\bar{\nabla} \times \bar{E} \quad (3.34)$$

saadaan ehto magneettikentälle

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = \bar{\nabla} \times (\bar{v} \times \bar{B}) \quad (3.35)$$

Tämän yhtälön merkityksen paljastamiseksi katsomme nopeudella \bar{v} kulkevan pinnan S läpi menevän magneettikenttävuon ϕ ajallista muutosta

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{d}{dt} \int_S \bar{B} \cdot d\bar{S} = \int_S \int \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \cdot d\bar{S} + \oint_L \bar{B} \cdot (\bar{v} \times d\bar{l}) \quad (3.36)$$

missä L on pintaa kiertävä reuna. Oikean puolen ensimmäinen termi kuvaa magneettikentän ajallisesta muutoksesta johtuvaa vuon muutosta, toinen termi pinnan

liikkumisesta \bar{B} :n poikki syntyvää muutosta. Toinen termi voidaan Stokesin lauseen avulla muuttaa muotoon

$$\oint_L \bar{B} \cdot (\bar{v} \times d\bar{l}) = - \oint_L (\bar{v} \times \bar{B}) \cdot d\bar{l} = - \int_S \int \bar{\nabla} \times (\bar{v} \times \bar{B}) \cdot d\bar{S} \quad (3.37)$$

Yhtälön (3.35) avulla saadaan lopulta

$$\frac{d\phi}{dt} = \int_S \int \left(\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} - \bar{\nabla} \times (\bar{v} \times \bar{B}) \right) \cdot d\bar{S} = 0 \quad (3.38)$$

eli plasman mukana kulkevan pinnan läpi menevän vuon määrä pysyy vakiona. Magneettikenttä on siis tavallaan jäänyt kiinni plasman liikkeeseen.

Plasmaan jäätyneen magneettikentän käsitteellä on monta sovellutusta:

- Aurinkotuuli ja IMF
- Aurinkotuulen virtaus Maan magnetosfäärin ulko-osissa ja kenttäviivojen kulkeutuminen päiväpuolelta magnetosfäärin pyrstöön
- MHD-aallot
- Magnetopausin synty
- Konvektio- ja ko-rotaatiosähkökentät

3.6. Arkhimedeen spiraali

Katsotaan nyt ensin plasman virtausta Auringosta ulospäin. Jos plasma virtaa nopeudella v radiaalisesti ulospäin Auringon ekvaattorilla olevasta pisteestä, jonka pituusaste (jonkin mielivaltaisen suunnan suhteen) on ϕ_0 , on plasma ajanhetkellä t paikassa, jonka (Auringon mukana pyörivät) napakoordinaatit ovat

$$r = v \cdot t + r_0 \quad (3.39)$$

$$\phi = \Omega \cdot t + \phi_0 \quad (3.40)$$

Tässä Ω on Auringon pyörimisen kulmanopeus. Yo. yhtälöstä voidaan eliminoida aika t , jolloin saadaan

$$r = v \cdot \frac{\phi - \phi_0}{\Omega} + r_0 \quad (3.41)$$

Tämä ratkaisu on ns. Arkhimedeen spiraali. Tilanne on analoginen pyörivän puutarharuiskun lähettämän vesivanan kanssa ja joskus puhutaankin puutarharuiskuefektistä.

Seuraavaksi katsotaan miltä plasman mukana kulkeutuva IMF näyttää Arkhimedeen spiraalissa. Jos olemme edelleen ekvaattoritasossa, on nopeusvektorilla ja magneettikentällä vain r - ja ϕ -komponentit:

$$\bar{v} = (v_r, 0, v_\phi) \quad (3.42)$$

$$\bar{B} = (B_r, 0, B_\phi) \quad (3.43)$$

ja niiden itseisarvot riippuvat vain etäisyydestä r (akσιαalisymmetria):

$$B = |\bar{B}| = B(r) \quad (3.44)$$

$$v = v(r) \quad (3.45)$$

Magneettikentän tulee aina toteuttaa seuraava Maxwellin yhtälö (ns. lähteettömyys-yhtälö):

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{B} = 0 \quad (3.46)$$

Vektorikentän \bar{F} divergenssi pallokoordinaateissa on

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{F} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 F_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial F_\theta}{\partial \theta} + \frac{\cot \theta}{r} F_\theta + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial F_\phi}{\partial \phi} \quad (3.47)$$

Tässä on kyseessä aksiaalisymmetrinen tilanne ($\frac{\partial}{\partial \phi} = 0$) ja myös $B_\theta = 0$, joten vain ensimmäinen termi jää jäljelle:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 B_r) = 0 \quad (3.48)$$

eli

$$r^2 B_r = r_0^2 B_0 = \text{vakio} \quad (3.49)$$

Tämä yhtälö ilmoittaa sen, että r-säteisen pallopinnan läpi menee vakiomäärä magneettivuota. Siitä voidaan myös ratkaista B_r :

$$B_r = B_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \quad (3.50)$$

Ajallisesti vakiovirtauksessa

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = 0 \quad (3.51)$$

ja niinpä jäätyneiden kenttien yhtälö (3.35) saa muodon

$$\bar{\nabla} \times (\bar{v} \times \bar{B}) = 0 \quad (3.52)$$

Vektorilla $\bar{v} \times \bar{B}$ on vain $\hat{\theta}$ -suuntainen komponentti

$$\bar{v} \times \bar{B} = (0, v_\phi B_r - v_r B_\phi, 0) \quad (3.53)$$

ja sen roottorilla vain $\hat{\phi}$ -suuntainen komponentti, jolle yhtälö (3.52) antaa

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r(v_\phi B_r - v_r B_\phi) \right] = 0 \quad (3.54)$$

Tästä integroimalla saadaan

$$r(v_\phi B_r - v_r B_\phi) = \text{vakio} \quad (3.55)$$

Jos magneettikenttä on lähtötilanteessa radiaalinen

$$B_{\phi_0} = 0, \quad B_{r_0} = B_0 \quad (3.56)$$

voidaan yhtälö (3.55) esittää muodossa

$$r_0 v_{\phi_0} B_0 = r v_{\phi} B_r - r v_r B_{\phi} \quad (3.57)$$

Auringon pyörimisestä johtuva atsimutaalinen nopeus etäisyydellä r_0 on

$$v_{\phi_0} = r_0 \Omega \quad (3.58)$$

jolloin (3.57) tulee muotoon

$$r_0^2 \Omega B_0 = r v_{\phi} B_r - r v_r B_{\phi} \quad (3.59)$$

mistä B_{ϕ} voidaan ratkaista:

$$B_{\phi} = \frac{r v_{\phi} B_r - r_0^2 \Omega B_0}{r v_r} = \frac{v_{\phi} B_r - r \Omega \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 B_0}{v_r} \quad (3.60)$$

eli yhtälön (3.50) avulla

$$B_{\phi} = \frac{v_{\phi} - r \Omega}{v_r} \cdot B_r \quad (3.61)$$

Kaukana auringosta $r \Omega \gg v_{\phi}$, jolloin

$$B_{\phi} = -\frac{r \Omega}{v_r} B_r = -\frac{r_0^2 \Omega}{r v_r} B_0 \quad (3.62)$$

Koska v_r on lähes vakio kaukana Auringosta, näemme, että IMF:n atsimuuttikomponentti pienenee r :n kasvaessa kuten $1/r$, eli paljon hitaammin kuin radiaalikomponentti B_r , joka pienenee $1/r^2$:n mukaisesti (yht. (3.50)). Kaukana Auringosta IMF kääntyy siis entistä enemmän atsimutaalisuuntaan.

Määritetään kulma δ , jonka magneettikenttä tekee radius-vektorin kanssa:

$$\tan \delta = \frac{|B_{\phi}|}{B_r} \quad (3.63)$$

Yhtälöiden (3.50) ja (3.62) avulla

$$\tan \delta = \frac{r_0^2 \Omega}{r v_r} B_0 \cdot \frac{1}{B_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^2} = \frac{r \Omega}{v_r} \quad (3.64)$$

Suurilla r :n arvoilla $\tan \delta \rightarrow \infty$ eli $\delta \rightarrow 90^\circ$. Maan radan etäisyydellä $\tan \delta \approx 1$ eli $\delta \approx 45^\circ$. Tämä tulos on hyvässä sopuinnassa havaintojen kanssa.

4. Maan magneettikenttä

4.1. Historiallinen johdanto

Maan magneettikentän olemassaolo on tunnettu jo vuosisatoja ennen “modernin” tieteen alkua ja sitä on sovellettu mm. kompassin käytössä. Modernin geomagnetismin tutkimuksen aloitti W. Gilbert vuonna 1600 teoksellaan “De Magnete” (Magnus magnetis ipse est globus terrestris). E. Halley havaitsi Maan magneettikentän deklinaation pitkäaikaisen muutoksen. Hän organisoii magneettimittauksia kauppalaivoihin ja laati niiden avulla ensimmäiset globaalit magneettikartat 1700-luvun alussa.

Maan magneettikentän systemaattiset mittaukset aloitettiin 1800-luvun alkupuolella C. F. Gaussin aloitteesta. Tavoitteena on ollut määrittää kentän rakenne hyvin tarkasti tiettyinä ajankohtina ja seurata muutoksia jatkuvasti. Mittaustoiminnan peruspisteinä toimivat n. 200 eri puolilla maapalloa sijaitsevaa geomagneettista observatoriota. Maan magneettikentän kartoitus tehdään nykyään 5 vuoden välein, jolloin julkaistaan vastaava IGRF (International Geomagnetic Reference Field) -malli. Tällä hetkellä on voimassa vuoden 1995 IGRF-mallikenttä. Tämän lisäksi mittauksia on voitu ulottaa yhä kauemmaksi satelliittien avulla. Tärkein Maan magneettikentän mittaukseen erikoistunut satelliitti oli Magsat, joka toimi vv. 1979–80. Tanskalainen Ørsted-satelliitti laukaistiin v. 1999 päätehtävänä Maan magneettikentän tarkka mittaus.

Muutaman (3–4) Maan säteen etäisyydellä Maan magneettikenttää voidaan approksimoida dipolaarisen kentän tuottavan kuvitellun tankomagneetin avulla, joka on hieman (n. 400 km) sivussa Maan keskipisteestä ja jonka magneettinen momentti on

$$M = 7,91 \cdot 10^{22} \text{Am}^2 \quad (4.1)$$

Magneetin akseli tekee n. $11,2^\circ$:n kulman (ns. tilt- eli kallistuskulman) Maan pyörähdysakselin kanssa. Magneettiakselin kuviteltu jatke leikkaa Maan pinnan ns. dipolinavoilla, jotka vuoden 1980 mallissa sijaitsevat pisteissä ($\lambda_p = 78,8^\circ \text{ N}$, $\varphi_p = 289,1^\circ \text{ E}$; luoteis-Grönlannissa) ja ($78,8^\circ \text{ S}$, $109,1^\circ \text{ E}$; Etelämantereella).

Huom!

- 1) Dipolinavat ovat matemaattinen käsite ja sijaitsevat eri paikassa kuin (varsinaiset) magneettiset navat, joissa magneettikenttä on puhtaasti vertikaalinen. Pohjoinen magneettinapa on nykyään pohjois-Kanadassa, Hudson-lahden länsipuolella pisteessä ($75,3^\circ \text{ N}$, $101,8^\circ \text{ W}$).
- 2) Maan dipolin magneettinen pohjoisnapa on etelässä ja magneettinen etelänapa pohjoisessa. Tämä johtuu siitä määrittelystä, jonka mukaan kompassin (magneetin) pohjoisnapa osoittaa kohti maantieteellistä pohjoista ja vastakkaiset navathan vetävät toisiaan. . . Usein kyllä pohjoisessa olevaa napaa sanotaan magneettiseksi pohjoisnavaksi. Arkielämässä tällä virheellä on harvoin merkitystä.
- 3) Dipoli ei ole aivan säännöllinen Maan pinnallakaan. Siperiassa on voimakas magneettikenttä, jossa on intensiteetin paikallinen maksimi. Toisaalta etelä-Atlantilla, Etelä-Amerikan itärannikolla, on suuri, poikkeuksellisen heikon magneettikentän alue. Tätä kutsutaan nimellä SAA (South Atlantic Anomaly). SAA:sta on käytännön

seurauksiakin mm. siten että sen alueella avaruuden energettiset hiukkaset pääsevät helpommin lähelle Maata ja aiheuttavat mm. satelliiteille häiriötä.

Geomagneettisia ilmiöitä kuvataan usein em. dipolikentän suhteen. Tällöin käytetään geomagneettista koordinaatistoa, joka on tavallisen, ns. geografisen koordinaatiston tapaan pallokoordinaatisto ja sen kanssa samakeskinen, mutta jonka akseli on kääntynyt $11,2^\circ$ siten, että sen pohjoisnapa on magneettisessa dipoli-navassa (λ_p, φ_p) . Magneettinen nolla-meridiaani kulkee tasossa, jonka magneettisen ja geografisen navan suunnat muodostavat.

Jos Maapallon pinnalla olevan pisteen geografiset koordinaatit ovat λ (leveysaste eli latitudi) ja φ (pituusaste eli longitudi), niin sen geomagneettiset koordinaatit λ_m ja φ_m saadaan seuraavista yhtälöistä (jotka voidaan johtaa pallotrigonometrian avulla):

$$\sin \lambda_m = \sin \lambda_p \sin \lambda + \cos \lambda_p \cos \lambda \cos(\varphi_p - \varphi) \quad (4.2)$$

$$\sin \varphi_m = \frac{\cos \lambda}{\cos \lambda_m} \sin(\varphi_p - \varphi) \quad (4.3)$$

Dipolin pohjoisnavan suuntakulma (ns. dipolideklinaatio) ψ ko. pisteessä saadaan yhtälöstä:

$$\sin \psi = -\frac{\cos \lambda_p}{\cos \lambda_m} \sin(\varphi - \varphi_p) \quad (4.4)$$

Usein käytetään myös käsitteitä lokaali aika (LT) ja magneettinen lokaaliaika (MLT). Lokaali aika määräytyy Auringon suunnan ja paikallisen meridiaanin välisen kulman avulla siten, että Auringon suunta on klo 12. Lokaali aika on siis tarkka geografinen aika. Suomessa ns. talviaika on varsin lähellä lokaaliaikaa. MLT saadaan LT:n kanssa analogisesti paikallisen magneettisen meridiaanin ja (Maan keskipisteestä piirretyn) Auringon suunnan sisältävän magneettisen meridiaanin välisestä kulmasta. Magneettinen keskipäivä (12 MLT) on siis aika, jolloin Auringon suunta on paikallisella magneettisella meridiaanilla.

4.2. Magneettikentän komponentit Maan pinnalla

Magneettikenttä \vec{B} on vektorikenttä: jokaisessa pisteessä sillä on suuruus ja suunta, joka ilmaistaan kolmen komponentin avulla. Maan pinnalla mitattu magneettikenttä esitetään yleensä jomman kumman seuraavan pintakeskeisen koordinaatiston avulla:

- 1) X, Y, Z eli karteellinen geografinen koordinaatisto. X osoittaa maantieteelliseen pohjoiseen horisontaalitasossa; Y on sitä vastaan kohtisuoraan horisontaalitasossa ja on positiivinen itään; Z on vertikaalinen komponentti, jonka positiivinen suunta osoittaa maahan.
- 2) H, D, Z eli geomagneettinen koordinaatisto. H eli ns. horisontaalikomponentti on \vec{B} :n komponentti paikallisessa horisontaalitasossa. \vec{H} -vektorilla on X, Y, Z -koordinaatistossa esitys

$$\vec{H} = (X, Y, 0) \quad (4.5)$$

ja pituus

$$H = |\vec{H}| = \sqrt{X^2 + Y^2} \quad (4.6)$$

D eli deklinaatio on \vec{H} :n atsimuuttikulma X -suunnasta itäänpäin positiivisena ja saadaan yhtälöstä

$$D = \arctan(Y/X) \quad (4.7)$$

Z on sama kuin X, Y, Z -koordinaatistossa. Magneettikentän poikkeamaa horisontaalitasosta kuvaa myös ns. inkliinaatio I , joka on kulma \vec{B} :n ja \vec{H} :n välillä, eli

$$I = \arctan(Z/H) \quad (4.8)$$

Inkliinaatio on siis positiivinen jos magneettikenttä osoittaa alaspäin, kuten positiivinen Z -suunta yllä määriteltiin. Magneettikomponenttien välillä on edellä esiteltyjen lisäksi mm. seuraavia relaatioita:

$$B^2 = X^2 + Y^2 + Z^2 = H^2 + Z^2 \quad (4.9)$$

$$X = H \cos D, \quad Y = H \sin D \quad (4.10)$$

$$H = B \cos I, \quad Z = B \sin I = H \tan I \quad (4.11)$$

\vec{H} :n sisältävä vertikaalitaso määrittelee paikallisen magneettisen meridiaanin. Se muodostaa kulman D maantieteellisen (eli geografisen) meridiaanitason kanssa.

Maan magneettikenttä maanpinnalla on varsin heikko esimerkiksi laboratorioiden käyttämiin kenttiin verrattuna. Maan magneettikenttää mitattaessa käytetään usein yksikköä $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$ ($\text{G} = \text{Gauss}$). Maan magneettikenttä ekvaattorialueella on $0,32 \text{ G}$ ja napa-alueilla kaksinkertainen. Suurimpien suprajohtavien magneettien kentät ovat luokkaa 10 T .

Maan magneettikentän mittauksissa voidaan käyttää mitä tahansa fysikaalista suuretta, joka riippuu magneettikentästä. Koska kenttä on heikko, mittauksissa on oltava huolellinen. On eliminointava mm. tasavirtojen ja ferromagneettisten aineiden vaikutukset.

Muutamia tyypillisiä magneettimittausmenetelmiä:

- Variometri on geomagneettisten observatorioiden klassinen instrumentti. Pieni magneetti, johon on kiinnitetty pieni peili, riippuu langan varassa. Kentän muuttuessa magneetin suuntautuminen muuttuu ja peiliin heijastettu valonsäde rekisteröi muutokset valokuvauspaperille.
- Fluxgate-magnetometri on yleisin magnetometri nykyisin mitattaessa magneettikentän hitaita vaihteluita $1\text{--}5 \text{ Hz}$:iin asti. Siinä ferromagneettidyöntä ympäröi kaksi erillistä virtapiiriä. Toisella tuotetaan värähtelevä magneettikenttä ja toisella mitataan taustakentän ja värähtelevän kentän muodostama kokonaiskenttä.
- Protonimagnetometri: Protonilla on magneettinen momentti, minkä vuoksi se prekessoi ulkoisessa magneettikentässä ns. Larmor-kulmanopeudella, joka riippuu kentästä. Protonimagnetometri mittaa protonin kulmanopeutta. Sitä käytetään ns. absoluuttisena kentän mittauslaitteena.

- Pulsaatiomagnetometrit: Kun tutkitaan maan magneettikentän nopeita vaihteluita, em. magnetometrit eivät ole riittävän herkkiä. Tällöin käytetään mm. suurehkoja induktiokeloja, joiden avulla voidaan rekisteröidä heikkojakin ajallisia vaihteluita.

4.3. Magneettikentän palloharmoninen analyysi

Maan magneettikenttä syntyy maapallon sisässä kulkevista sähkövirroista. Suurimmat virrat (n. 10 A) kulkevat nestemäisen sisäosan (ytimen) pintakerroksissa, noin 3000 km:n syvyydessä. Magneettikentän suunnasta voidaan päätellä, että virrat kulkevat pääosin itä-länsi suunnassa. Maan pinnalla havaittuun magneettikenttään vaikuttaa sisäisen magneettikentän ohella Maan lähiavaruudessa kulkevat virrat. Niiden osuus on kuitenkin Maan pinnalla varsin pieni.

Magneettikentän tulee toteuttaa Maxwellin yhtälöt magnetostaattisessa tilanteessa:

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{B} = 0 \quad (\text{lähteettömyysehto}) \quad (4.12)$$

$$\bar{\nabla} \times \bar{B} = \mu_0 \bar{j} \quad (\text{Ampéren laki}) \quad (4.13)$$

Maan pinnan läheisyydessä virrat ovat vähäisiä, joten siellä pätee:

$$\bar{\nabla} \times \bar{B} = 0 \quad (4.14)$$

Magneettikenttä on siis pyörteetön ja saadaan skalaarikentän V_m , ns. magneettisen potentiaalikentän, gradienttina

$$\bar{B} = -\nabla V_m \quad (4.15)$$

Yhtälön (4.12) mukaan potentiaalikentän täytyy lisäksi toteuttaa ehto

$$\nabla^2 V_m = 0. \quad (4.16)$$

Kenttä voidaan jakaa kahteen osaan: Maan sisäosissa syntyvään ja avaruudessa syntyvään osaan:

$$V_m = V_m^{int} + V_m^{ext}. \quad (4.17)$$

Koska se ovat täysin erillisiä kenttiä, tulee niiden molempien toteuttaa ehto (4.16). Kun tarkastellaan magneettikenttää Maan (lähes pallomaisella pinnalla), kannattaa yhtälön (4.16) yleinen ratkaisu kuvata ns. palloharmonisten funktioiden avulla (tarkastellaan nyt vain sisäistä kenttää):

$$V_m^{int} = R_E \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{R_E}{r} \right)^{n+1} P_n^m(\cos \theta) (g_n^m \cos m\varphi + h_n^m \sin m\varphi) \quad (4.18)$$

missä P_n^m ovat ns. Legendren liittopolynomeja ja g_n^m ja h_n^m ovat ns. Gaussin kertoimia. Muuttujat ovat tutut pallokoordinaatit, eli r = etäisyys Maan keskipisteestä, θ = polaari- eli napakulma eli ns. kolatitudi ja φ = pituusaste.

Magneettikentän komponentit saadaan skalaaripotentialista V_m^{int} yhtälön (4.15) mukaisesti derivoimalla. Pallokoordinaatistossa vastaavat magneettikentän komponentit ovat:

$$B_r = -\frac{\partial V_m^{int}}{\partial r} \quad (4.19)$$

$$B_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial V_m^{int}}{\partial \theta} \quad (4.20)$$

$$B_\varphi = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial V_m^{int}}{\partial \varphi} \quad (4.21)$$

Maan pinnalla ($r = R_E$) mitattuihin magneettikentän karteesisiin koordinaatteihin on seuraava yhteys:

$$X = -B_\theta(R_E, \theta, \varphi) \quad (4.22)$$

$$Y = B_\varphi(R_E, \theta, \varphi) \quad (4.23)$$

$$Z = -B_r(R_E, \theta, \varphi) \quad (4.24)$$

Sovittamalla Maan pinnalla jonakin tiettyinä hetkenä useassa pisteessä samanaikaisesti mitatut kentän arvot yhtälöstä (4.18) laskettavaan magneettikenttään, voidaan Gaussin kertoimien parhaat arvot määrittää. Saatuja kertoimia voidaan sitten käyttää laskettaessa magneettikenttää muualla kuin mittauspisteessä. Käytännössä palloharmoninen sarja joudutaan katkaisemaan johonkin pienehköön n_{\max} -arvoon, sillä sarjan termien lukumäärä kasvaa voimakkaasti n_{\max} :n funktiona. Aiemmin käytettiin $n_{\max} = 6$ (48 termiä), nykyään käytetään $n_{\max} = 10$ (120 termiä). Sovituksia on tehty vuodesta 1829 alkaen. Ensimmäiset analyysit teki C. F. Gauss. Nykyään tämä ns. IGRF-sovitus tehdään viiden vuoden välein, viimeksi v. 1995.

Maan sisäosista peräisin olevan ns. pääkentän lisäksi magneettikenttään vaikuttavat paikalliset anomaliat, jotka voivat olla varsin suuria ($\sim 1000\gamma$) sekä avaruuden sähkövirroista (ionosfäärin suihkuvirrat, kentän suuntaiset virrat, rengasvirta, jne.) peräisin olevat kentät. Jälkimmäisten vaikutusta voidaan oleellisesti vähentää valitsemalla sovitusajankohdat sopivasti siten, että avaruuden olosuhteet ovat rauhalliset ja niiden aiheuttamat häiriöt pieniä.

4.4. Dipolikenttä

Sarjakehitelmään (4.18) sisältyvät ensimmäisen kertaluvun Legendren liittopolynomit ovat

$$P_1^0 = \cos \theta; \quad P_1^1 = \sin \theta \quad (4.25)$$

Ensimmäinen termi ($n = 1, m = 0$) kehitelmässä (4.18) on

$$V_1^0 = R_E g_1^0 \left(\frac{R_E}{r} \right)^2 \cos \theta = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{M_1}{r^2} \cos \theta \quad (4.26)$$

Tämä potentiaali kuvaa dipolia, jonka magneettinen momentti on

$$M_1 = \frac{4\pi}{\mu_0} R_E^3 g_1^0 \quad (4.27)$$

ja jonka akseli on Maan pyörimisakselin suuntainen, mutta suunta sille vastakkainen, koska $g_1^0 < 0$. (Vuoden 1990 IGRF:ssa $g_1^0 = -29775\gamma$).

Ensimmäiseen kertalukuun ($n = 1$) kuuluvat myös termit ($n = 1, m = 1$):

$$V_1^1 = R_E \left(\frac{R_E}{r} \right)^2 (g_1^1 \cos \varphi + h_1^1 \sin \varphi) \sin \theta \quad (4.28)$$

Nämä kuvaavat kahta dipolitermiä, joiden akselit ovat ekvaattoritasossa.

Huom!

Dipolipotentialin kulmajakauma on aina kosini dipoliakselin ja radiusvektorin välisestä kulmasta. Jos dipoli on \hat{z} -suuntaan, on jakauma $\cos \theta$. Jos se on \hat{x} -suuntaan (\hat{y} -suuntaan) on jakauma $\sin \theta \cos \varphi$ ($\sin \theta \sin \varphi$).

Koska paras sovitus antaa $g_1^1 < 0$ (vuoden 1990 IGRF:n mukaan $g_1^1 = -1851\gamma$), on sitä vastaavan dipolin suunta kohti 180° :n geografista pituuspiiriä (" $-\hat{x}$ -akselia") ja magneettinen momentti

$$M_2 = \frac{4\pi}{\mu_0} R_E^3 g_1^1 \quad (4.29)$$

Vastaavasti termi $h_1^1 > 0$ ($h_1^1 = 5411\gamma$) ja sitä vastaava dipolin suunta on kohti 90° E:n pituuspiiriä (" $+\hat{y}$ -akselia") ja sen magneettinen momentti

$$M_3 = \frac{4\pi}{\mu_0} R_E^3 h_1^1 \quad (4.30)$$

Näin ollen alimmassa kertaluvussa kehitelmää (4.18) Maan magneettikenttä koostuu yhdestä voimakkaasta, z -suuntaisesta dipolista (\bar{M}_1) ja kahdesta heikommasta, sitä ja toisiaan vastaan kohtisuorasta dipolista (\bar{M}_2 ja \bar{M}_3). Niiden yhteisvaikutuksena saadaan dipoli, jonka magneettinen momenttivektori on

$$\bar{M}_0 = \bar{M}_1 + \bar{M}_2 + \bar{M}_3 \quad (4.31)$$

ja suuruus

$$M_0 = \frac{4\pi}{\mu_0} R_E^3 H_0 \quad (4.32)$$

missä

$$H_0 = \sqrt{(g_1^0)^2 + (g_1^1)^2 + (h_1^1)^2} \quad (4.33)$$

IGRF-90:n mukaan

$$H_0 = \sqrt{29775^2 + 1851^2 + 5411^2} \text{ nT} = 30319 \text{ nT} \approx 3,0 \cdot 10^{-5} \text{ T} \quad (4.34)$$

ja siis

$$M_0 = 7,91 \cdot 10^{22} \text{ Am}^2 \quad (4.35)$$

(Huom! $\mu_0/4\pi = 10^{-7} \text{ H/m}$).

Momenttivektori \bar{M}_0 tekee Maan pyörähdysakselin kanssa kulman δ , jolle

$$\tan \delta = \sqrt{(g_1^1)^2 + (h_1^1)^2} / g_1^0 = 0,192 \quad (4.36)$$

mistä saadaan

$$\delta = 10,9^\circ \quad (4.37)$$

Tämä on edellä mainittu magneettisen dipolin kallistuskulma vuoden 1990 IGRF-mallin mukaan. (Aiemmin esitetty arvo $11,2^\circ$ vastasi vuoden 1980 mallia).

Kehitelmästä (4.18) nähdään, että korkeamman kertaluvun termit ($n > 1$) pienenevät nopeammin r :n kasvaessa kuin em. dipolitermit. Maan pinnalla dipolitermit tuottavat jo varsin hyvän arvion Maan magneettikentästä, joten usein riittääkin dipolitermien tuottama kenttä, eli tyydytään ns. dipoliapproksimaatioon.

Seuraavassa tarkastelemme dipolikenttää tarkemmin. Käytämme magneettista koordinaatistoa, eli otamme z -akselin magneettisen dipoliakselin suuntaiseksi. Tällöin magneettinen momenttivektori on $-z$ -akselin suuntainen:

$$\vec{M} = -M_0 \hat{z} \quad (4.38)$$

ja dipolipotentialiaali voidaan esittää muodossa (vrt. (4.26)):

$$V_m = -\frac{\mu_0}{4\pi} M_0 \frac{\cos \theta}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{M} \cdot \vec{r}}{r^3} \quad (4.39)$$

(Huomaa, että tarvitaan ylimääräinen $-$ merkki, koska g_1^0 on negatiivinen, mutta M_0 positiivinen).

Magneettikentän komponentit pallokoordinaatistossa saadaan derivoimalla V_m yhtälöiden (4.19)–(4.21) mukaan:

$$B_r = -\frac{\partial V_m}{\partial r} = -\frac{\mu_0 M_0 \cos \theta}{2\pi r^3} = -\frac{\mu_0 M_0 \sin \lambda}{2\pi r^3} \quad (4.40)$$

$$B_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial V_m}{\partial \theta} = -\frac{\mu_0 M_0 \sin \theta}{4\pi r^3} = -\frac{\mu_0 M_0 \cos \lambda}{4\pi r^3} \quad (4.41)$$

$$B_\varphi = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial V_m}{\partial \varphi} = 0 \quad (4.42)$$

missä $\lambda = 90^\circ - \theta$ on (magneettinen) latitudi. Dipolikentällä on siis vain radiaali- ja polaarikomponentti johtuen dipolipotentialin atsimutaalisymmetriasta. Magneettikentän itseisarvo eli kokonaisintensiteetti on

$$B(r, \lambda) = \sqrt{B_r^2 + B_\theta^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{M_0}{r^3} (1 + 3 \sin^2 \lambda)^{1/2} \quad (4.43)$$

eli yhtälön (4.32) avulla

$$B(r, \lambda) = H_0 \left(\frac{R_E}{r} \right)^3 (1 + 3 \sin^2 \lambda)^{1/2} \quad (4.44)$$

Maan pinnalla ekvaattorilla saadaan

$$B(R_E, 0) = H_0 \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ T} = 0,3 \text{ G} \quad (4.45)$$

ja navoilla

$$B(R_E, \pm 90^\circ) = 2H_0 \approx 0,6 \text{ G} \quad (4.46)$$

Huomaa myös, että intensiteetti B heikkenee r :n funktiona kuten $1/r^3$.

Dipolimagneettikenttä voidaan siis esittää yksikkövektoreiden \hat{r} ja $\hat{\theta}$ avulla seuraavasti

$$\bar{B}(r, \theta) = B_r(r, \theta)\hat{r} + B_\theta(r, \theta)\hat{\theta} = H_0 \left(\frac{R_E}{r} \right)^3 (-2 \cos \theta \hat{r} - \sin \theta \hat{\theta}) \quad (4.47)$$

Toisaalta, määrittelemällä yksikkövektori

$$\hat{\lambda} = -\hat{\theta} \quad (4.48)$$

saadaan

$$\bar{B}(r, \lambda) = B_r(r, \lambda)\hat{r} + B_\lambda(r, \lambda)\hat{\lambda} = H_0 \left(\frac{R_E}{r} \right)^3 (-2 \sin \lambda \hat{r} + \cos \lambda \hat{\lambda}) \quad (4.49)$$

Huomaa, että $B_\lambda > 0$ aina, mutta $B_r < 0$ (> 0) pohjoisella (eteläisellä) pallonpuoliskolla.

Magneettikentän inkliinaatio saadaan yhtälön (4.8) mukaan analogisesti

$$\tan I = -\frac{B_r}{B_\lambda} = 2 \tan \lambda \quad (4.50)$$

(Huomaa, että inkliinaatio ei riipu etäisyydestä r).

Seuraavassa johdetaan tärkeä magneettisen kenttäviivan yhtälö. Tarkastellaan jonkin mielivaltaisen kenttäviivan mielivaltaista pistettä. Kyseisessä pisteessä magneettikenttä \bar{B} ja suunta Maan keskipisteeseen muodostavat kulman α . Kulma α saadaan \bar{B} :n komponenteista seuraavasti

$$\tan \alpha = \frac{B_\lambda}{B_r} = -\frac{\cos \lambda}{2 \sin \lambda} \quad (4.51)$$

Toisaalta paikallisesta kenttäviivan tangentista (joka on \bar{B} :n suuntainen) saadaan

$$\tan \alpha = \frac{rd\lambda}{dr} \quad (4.52)$$

Näistä saadaan yhtälö

$$\frac{dr}{r} = -2 \frac{\sin \lambda}{\cos \lambda} d\lambda \quad (4.53)$$

josta integroimalla

$$\ln r = 2 \ln \cos \lambda + C \quad (4.54)$$

eli

$$r = C \cos^2 \lambda \quad (4.55)$$

Kun $\lambda = 0$, saadaan etäisyys ekvaattorilla

$$r(0) \equiv r_0 = C \quad (4.56)$$

jonka avulla

$$r = r_0 \cos^2 \lambda \quad (4.57)$$

Tämä on yksi muoto dipolikenttäviivan yhtälöstä. Usein mitataan etäisyyttä r_0 R_E :n avulla:

$$r_0 = R_E \cdot L \quad (4.58)$$

missä L on ns. McIlwainin L -parametri, jonka avulla kenttäviivan yhtälö on

$$r = R_E L \cdot \cos^2 \lambda \quad (4.59)$$

Maan pinnalla kenttäviiva tulee leveysasteelle λ_0 , joka saadaan yhtälöstä

$$R_E = R_E L \cdot \cos^2 \lambda_0 \quad (4.60)$$

eli

$$L = \frac{1}{\cos^2 \lambda_0} \quad (4.61)$$

Leveysaste λ_0 on ko. kenttäviivan ns. invariantti leveysaste. (Invariantti, koska se on sama koko kenttäviivalle). Se voidaan ratkaista yhtälöstä (4.61):

$$\lambda_0 = \arccos \sqrt{1/L} \quad (4.62)$$

Kenttäviivan yhtälö voidaan esittää myös muodossa

$$\frac{r}{R_E} = \frac{\cos^2 \lambda}{\cos^2 \lambda_0} \quad (4.63)$$

4.5. Maan magneettikentän sekulaarivaihtelu

Maan magneettikentän suorat mittaukset ulottuvat parhaimmillaankin vain muutama sata vuotta ajassa taaksepäin. Tarkkoja ja systemaattisia (jatkuvan aikasarjan muodostavia) mittauksia on käytettävissä n. 150 vuoden ajalta. Näitä vielä paljon kauemmaksi ajassa päästään paleo- ja arkeomagneettisilla tutkimuksilla:

- Paleomagneettiset mittaukset voidaan ulottaa jopa tuhansien miljoonien vuosien taakse. Ne perustuvat siihen, että sulassa kiviaineessa (esim. tulivuorien laava) magneettiset rakeet asettuvat kompassineulan tavoin magneettikentän suuntaisiksi. Kun sula aine jäähtyy Curie-pisteen alapuolelle, magnetoituminen lukkiutuu kentän suuntaan. Tutkimalla eri-ikäisiä geologisia muodostumia voidaan Maan magneettikentän suuntaa ja suuruutta selvittää kauas taaksepäin. Näytteiden ikä määritetään radioaktiivisin menetelmin.
- Arkeomagneettisissa tutkimuksissa käytetään edellistä nuorempaa, arkeologista aineistoa, pääosin esinelöytöjä. Tällaisia esineitä ovat tiilet, saviruukut, uunit jne.

Vaikka nämä mittaukset ovat epävarmempia kuin suorat mittaukset, niiden avulla Maan magnetismia voidaan tutkia muutaman kymmenen tuhannen vuoden ajalta.

Magneettikentän mittaukset osoittavat, että Maan magneettikenttä ei ole vakio, vaan sen suuruudessa ja suunnassa esiintyy monia vaihteluja eripituisilla ajanjaksoilla.

Arkeomagneettiset mittaukset osoittavat, että maan kenttä on heikentynyt noin kolmasosalla viimeisten 3000 vuoden aikana. Tarkat ns. sekulaarimittaukset suorilla magneettikentän mittauksilla 150 vuoden ajalta osoittavat, että Maan dipolimomentti on heikentynyt n. 1%:n verran 10 vuodessa. Magneettikenttä siis pienenee tällä hetkellä kiihtyvällä vauhdilla. Tällä nopeudella kenttä häviää n. 1000 vuoden kuluessa. Toisaalta, noin 6000–7000 vuotta sitten magneettikenttä oli heikompi kuin nykyään, mutta kääntyi sen jälkeen kasvuun. Tämän vaihtelun vuoksi ennustaminen on varsin vaikeaa.

Sekulaarivaihtelu näyttää siis varsin monimutkaiselta ja siinä voidaan erottaa useita periodeja. Sen lisäksi, että kentän voimakkuus vaihtelee, paleomagneettiset mittaukset osoittavat, että kentän suunta on myös muuttunut. Maan magneettikentän napaisuus on vaihtunut keskimäärin kerran 0,5 milj. vuodessa viimeisten 7 milj. vuoden aikana. Napaisuuden vaihtuminen on kestänyt muutamia tuhansia vuosia. Viimeksi napaisuus on vaihtunut n. miljoona vuotta sitten. Napaisuuden muutosta edeltää kentän heikkeneminen samaan tapaan kuin parhaillaan on menossa.

Suorien magneettikentän mittausten avulla on voitu seurata Maan magneettikentän vaihteluita noin 400 vuoden ajan. Sinä aikana magneettisten dipolinapojen paikka on muuttunut n. 4° etelään latitudisuunnassa ja n. 30° länteen longitudisuunnassa. Dipolikentän kulkeutuminen länteen päin on tällä hetkellä n. 3° sadassa vuodessa (2'/vuosi).

Magneettikentän pitkäaikaisilla muutoksilla on mielenkiintoisia vaikutuksia mm. revontulien esiintymiseen. Nykyään tiedetään, että revontulet esiintyvät pääosin kahdella (toinen pohjoisessa, toinen etelässä) ovaalin muotoisella alueella, jonka keskipisteenä ovat magneettiset dipolinavat ja jonka säde on noin 20°. Magneettisten napojen sijainnin muuttuessa revontuliovaalit kiertyvät vastaavasti toiseen asentoon. Lisäksi magneettikentän heiketessä revontuliovaalien säde kasvaa.

On luultavaa, että jopa lähihistoriallisena aikana (n. 1000 vuoden aikana) revontulien esiintyminen esimerkiksi Euroopassa on vaihdellut oleellisesti. Esimerkiksi vuoden 1200 tienoilla pohjoinen revontuliovaali lienee sijainnut siten, että koko Skandinavian alue on ollut ovaalin ulkopuolella ja revontulien esiintyminen on ollut täällä varsin harvinaista (vain magneettisiin myrskyihin rajoittuvaa). 1250-luvulta peräisin olevassa norjalaisessa Kuninkaan peili -kronikassa mainitaan revontulia havaitun usein Grönlannissa, jonka läpi revontuliaalue tuolloin kulkikin, mutta paikallisia havaintoja (Norjassa) ei mainita. (Ko. kronikassa revontulia nimitetään ensimmäisen kerran nimellä Northern lights – pohjoisen valot, nimi, joka on vakiintunut sitten useimpiin indoeurooppalaisiin kieliin).

Toisaalta esimerkiksi 1700-luvulla pohjoinen revontuliovaali kattoi etelä-Norjan ja mm. Skotlannin. Tämän jälkeen dipoli ja revontuliovaali sen mukana ovat kulkeutuneet länteen päin ja nykyinen revontuliovaali kulkee pohjoisimman Skandinavian ylitse.

Tulevan revontuliovaalin paikkaa on pyritty ennustamaan dipolin oletetun kehityksen perusteella. Erään ennusteen (Oguti, 1994) mukaan vuoden 2300 tienoilla koko Suomi on pohjoisen revontuliovaalin sisäpuolella. Tämä johtuisi paitsi dipolinapojen sijainnin suotuisasta muutoksesta, myös dipolin oletetusta heikkenemisestä, jonka johdosta revontuliovaali olisi laajentunut nykyisestä.

Maan magneettikenttä ohjaa ulkoa päin tulevien varattujen hiukkasten kulkua. Se toimii eräänlaisena hiukkassuojana erityisesti matalilla ja keskileveysasteilla. Auringon energettiset hiukkaset ja galaktiset kosmiset hiukkaset (kosmiset säteet) ohjautuvat osittain Maan matalammilta leveysasteilta korkeille leveysasteille magneettisia kenttäviivoja pitkin. Revontulialueen sisäpuoli on pääosin avointen kenttäviivojen aluetta jonne kosmisilla hiukkasilla on vapaampi pääsy. Siellä on siis suurempi säteilytaso. Jos Maan magneettikenttä häviäisi tai oleellisesti heikkenisi, se merkitsisi merkittävää säteilytason kasvua matalilla ja keskileveysasteilla ja sillä olisi todennäköisesti biologisiakin vaikutuksia po. alueilla. Tällaiset kaudet ovat mahdollisesti olleet eräänlaisia ekologisia kriisiaikoja.

5. Varatun hiukkasen liike

Tutkimme tässä luvussa yhden varatun hiukkasen (massa m , varaus q) liikettä sähkö- ja magneettikentissä. Kentän oletetaan syntyvän hiukkasesta riippumattomien ulkoisten tekijöiden vaikutuksesta. Hiukkanen ei myöskään oleellisesti muuta näitä ulkoisia kenttiä. Kuvataan ensin yksinkertaisin tapaus.

5.1. Staattinen, homogeeninen magneettikenttä

Oletamme siis nyt, että $\vec{E} = 0$ ja \vec{B} on ajallisesti vakio (staattinen) ja paikallisesti tasainen (homogeeninen).

Lorentz-yhtälö on nyt

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (5.1)$$

josta ottamalla pistetulo \vec{v} :n kanssa

$$m\vec{v} \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{v} \cdot \vec{v} \times \vec{B} = 0 \quad (5.2)$$

eli

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{m\vec{v}^2}{2} \right) = 0 \quad (5.3)$$

ts. hiukkasen kineettinen (eli liike-) energia on vakio. Staattinen magneettikenttä ei siis tee työtä hiukkaselle.

Huom!

Ajallisesti muuttuva magneettikenttä indusoi Faradayn lain mukaan sähkökentän, joka muuttaa hiukkasen liike-energiaa.

Käsitellään tämä jo koulun fysiikan kurssilta tuttu tilanne lyhyesti, jotta käsitteet ja määrittelyt tulisivat kerratuiksi.

Jaetaan hiukkasen nopeusvektori \vec{v} magneettikentän suuntaiseen \vec{v}_{\parallel} ja sitä vastaan kohtisuoraan komponenttiin \vec{v}_{\perp} :

$$\vec{v} = \vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp} \quad (5.4)$$

$$\vec{v}_{\parallel} \times \vec{B} = 0 \quad (5.5)$$

$$\vec{v}_{\perp} \cdot \vec{B} = 0 \quad (5.6)$$

Liiketyhtälöstä (5.1) saadaan

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d\vec{v}_{\parallel}}{dt} + \frac{d\vec{v}_{\perp}}{dt} = \frac{q}{m} \vec{v} \times \vec{B} = \frac{q}{m} \vec{v}_{\perp} \times \vec{B} \quad (5.7)$$

jonka magneettikentän suuntainen komponenttityhtälö

$$\frac{d\vec{v}_{\parallel}}{dt} = 0 \quad (5.8)$$

kuvaa tasaista liikettä ja magneettikenttää vastaan oleva yhtälö on

$$\frac{d\bar{v}_\perp}{dt} = \frac{q}{m} \bar{v}_\perp \times \bar{B} = \bar{\omega}_c \times \bar{v}_\perp \quad (5.9)$$

missä

$$\bar{\omega}_c = -\frac{q}{m} \bar{B} = \omega_c \hat{\omega}_c \quad (5.10)$$

on syklotroni-, gyro- eli Larmor-(kulma)taajuusvektori, jonka yksikkövektori määritellään tässä seuraavasti:

$$\hat{\omega}_c = -\frac{q}{|q|} \frac{\bar{B}}{|\bar{B}|} \quad (5.11)$$

ja jonka itseisarvo (siis positiivinen!) on

$$\omega_c = \frac{|q|}{m} B \quad (5.12)$$

Huom!

Negatiiviset varaukset kiertävät magneettikenttää oikeakätisesti, positiiviset vasenkätisesti! ■

Esim. elektronille

$$\omega_{ce} = \frac{|e|}{m_e} B = 1,76 \cdot 10^{11} \frac{\text{rad}}{\text{s}} \left(\frac{B}{\text{T}} \right) \quad (5.13)$$

ja ionille (massa M , varaus $+Ze$)

$$\omega_{ci} = Z \cdot \frac{m_e}{M} \cdot \omega_{ce} = 9,58 \cdot 10^7 \frac{\text{rad}}{\text{s}} Z \cdot \frac{m_p}{M} \cdot \left(\frac{B}{\text{T}} \right) \quad (5.14)$$

Koska $\bar{\omega}_c$ on vakiovektori ja kohtisuorassa \bar{v}_\perp :tä vastaan, pysyy $|\bar{v}_\perp|$ vakiona ja \bar{v}_\perp kiertää \bar{B} :n ympäri kulmataajuudella ω_c . Jos merkitään

$$\bar{v}_\perp = \frac{d\bar{r}_c}{dt} \quad (5.15)$$

niin yhtälö (5.9) voidaan integroida muotoon

$$\bar{v}_\perp = \bar{\omega}_c \times \bar{r}_c \quad (5.16)$$

Integroitivakio on valittu sopivasti siten, että \bar{r}_c on hiukkasen asemavektori \bar{B} :tä vastaan kohtisuorassa tasossa mitattuna Larmor-liikkeen hetkellisestä keskipisteestä, ns. johtokeskuksesta (guiding center) G . (Muista, että johtokeskus liikkuu z -akselin suunnassa nopeudella v_\parallel).

Huom!

Yhtälön (5.10) merkkivalinnalla $\bar{\omega}_c$ ja impulssimomenttivektori $\bar{L} = \bar{r}_c \times \bar{p}$ ovat aina samansuuntaiset.

Katsotaan yhtälöä (5.16) vielä x -, y -, z -komponenteissa. Valitaan $\vec{B} = B\hat{z}$ ja $\vec{r}_c = (x, y, z)$, jolloin (5.16) on

$$\vec{v}_\perp = -\frac{q\omega_c}{|q|} \hat{z} \times \vec{r}_c \quad (5.17)$$

eli komponenttimuodossa (ylempi merkki positiiviselle varaukselle, alempi negatiiviselle):

$$\dot{x} = \pm\omega_c y \quad (5.18)$$

$$\dot{y} = \mp\omega_c x \quad (5.19)$$

joista derivoimalla

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= \pm\omega_c \dot{y} = -\omega_c^2 x \\ \text{eli} \quad \ddot{x} + \omega_c^2 x &= 0 \end{aligned} \quad (5.20)$$

Tämä on harmonisen värähtelyn yhtälö, jonka ratkaisu on

$$x(t) = A \cos(\omega_c t + \theta_0) \quad (5.21)$$

Vastaavasti

$$y(t) = \pm \frac{1}{\omega_c} \dot{x}(t) = \mp A \sin(\omega_c t + \theta_0) \quad (5.22)$$

Amplitudi A voidaan esittää v_\perp :n avulla

$$\begin{aligned} v_\perp^2 &= \dot{x}^2 + \dot{y}^2 = A^2 \omega_c^2 (\sin^2(\omega_c t + \theta_0) + \cos^2(\omega_c t + \theta_0)) = A^2 \omega_c^2 \\ \text{eli} \quad A &= \frac{v_\perp}{\omega_c} \end{aligned} \quad (5.23)$$

Saamme siis

$$\vec{r}_c = \frac{v_\perp}{\omega_c} (\cos(\omega_c t + \theta_0), \mp \sin(\omega_c t + \theta_0), v_{\parallel} t) \quad (5.24)$$

Ylempi merkki kuvaa positiivisen varauksen omaavan hiukkasen vasenkätistä liikettä, alempi merkki negatiivisen hiukkasen oikeakätistä liikettä. Jos liikettä katsotaan $+z$ -akselin suuntaan, niin vasenkätinen liike näyttää kiertävän vastapäivään ja oikeakätinen myötäpäivään. Jos katsesuunta muutetaan $-z$ -suuntaan, niin tilanne muuttuu päinvastaiseksi, ts. vasenkätinen liike näyttää kiertävän myötäpäivään ja oikeakätinen vastapäivään. (Tämän asian täydelliselle selvitykselle kannattaa uhrata muutama hetki: asia on aiheuttanut hämminkiä eri yhteyksissä paremmissakin piireissä!)

Koska ω_c ja v_\perp (skalaari!) ovat liikevakioita homogeenisessa kentässä, on sitä myös ns. syklotroni-, gyro-, eli Larmor-säde

$$r_c = \frac{v_\perp}{\omega_c} = \frac{mv_\perp}{|q|B} = \frac{p_\perp}{|q|B} = \frac{R}{B} \quad (5.25)$$

missä on määritetty myös ns. magneettinen jäykkyys eli rigiditeetti

$$R = \frac{mv_\perp}{|q|} \quad (5.26)$$

Elektronin Larmor-säde numeerisesti

$$r_{ce} = 5,68 \cdot 10^{-12} \text{m} \left(\frac{v_{\perp}}{\text{m/s}} \right) \left(\frac{\text{B}}{\text{T}} \right)^{-1} \quad (5.27)$$

Ionille

$$r_{ci} = 1,04 \cdot 10^{-8} \text{m} Z^{-1} \left(\frac{M}{m_p} \right) \left(\frac{v_{\perp}}{\text{m/s}} \right) \left(\frac{\text{B}}{\text{T}} \right)^{-1} \quad (5.28)$$

Hyödyllinen lisäkäsité on ns. nousukulma (pitch angle) α , joka on hiukkasen nopeusvektorin ja magneettikentän välinen kulma eli

$$\vec{B} \cdot \vec{v} = Bv \cos \alpha = Bv_{\parallel} \quad (5.29)$$

josta

$$\alpha = \arccos \left(\frac{v_{\parallel}}{v} \right) = \arcsin \left(\frac{v_{\perp}}{v} \right) = \arctan \left(\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \right) \quad (5.30)$$

missä

$$v = \sqrt{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2} \quad (5.31)$$

on hiukkasen kokonaisnopeus.

Huom.1.

Koska (5.8):n mukaan v_{\parallel} ja (5.3):n mukaan v ovat vakioita, on myös α vakio.

Huom.2.

Kun siis nousukulma on 90° , ei hiukkasella ole magneettikentän suuntaista komponenttia ja ainoa liike on Larmor-liike. Toinen ääritapaus on, jos nousukulma on 0° (tai 180°), jolloin hiukkanen kulkee täsmälleen magneettikentän suuntaan (sitä vastaan), eikä suorita Larmor-liikettä.

Huom.3.

Kun $\alpha = 90^\circ$, on liikeradan kaarevuussäde $R_C = r_C$. Kaikilla muilla kulmilla $\alpha \neq 90^\circ$, on $R_C > r_C$.

Larmor-liikettä suorittava varattu hiukkanen muodostaa virtasilmukan (vrt. solenoidi), jossa virta kulkee vasenkätisesti sekä positiivisesti että negatiivisesti varatulle hiukkaselle johtuen virran määrityksestä. Tämän virran suuruus on

$$I = \frac{|q|}{T_c} = \frac{\omega_c}{2\pi} |q| \quad (5.32)$$

missä $T_c = \frac{2\pi}{\omega_c}$ on Larmor-liikkeen kierrosaika.

Ampéren lain mukaan tällainen virtasilmukka synnyttää magneettikentän, jonka suunta saadaan virran suunnasta oikean käden säännön mukaan. Siispä silmukan magneettikentän suunta on silmukan sisällä vastakkainen ulkoisen kentän suhteen. Plasma on siis diamagneettinen väliaine. (Kaukana virran synnyttämä magneettikenttä muistuttaa dipolia, joka liikkuu johtokeskuksen mukana ja jonka pohjoisnapa on $-\vec{B}$:n ja etelänapa $+\vec{B}$:n suunnassa.)

Virran synnyttämän magneetin voimakkuutta kuvaava magneettinen momentti on

$$\bar{m} = - |\bar{m}| \hat{B} \quad (5.33)$$

missä

$$|\bar{m}| = I \cdot A = \frac{|q|}{2\pi} \omega_c \cdot \pi r_c^2 \quad (5.34)$$

(A on virtasilmukan pinta-ala). Sijoittamalla tähän ω_c :n ja r_c :n lausekkeet, saadaan

$$|\bar{m}| = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} = \frac{W_{\perp}}{B} \quad (5.35)$$

missä W_{\perp} on hiukkasen poikittaiseen liikkeeseen (v_{\perp}) liittyvä ns. poikittaisenergia. Siispä saamme hyödyllisen tuloksen

$$\bar{m} = -\frac{W_{\perp}}{B} \cdot \hat{B} \quad (5.36)$$

5.2. Staattinen, homogeeninen sähkö- ja magneettikenttä

Tarkastellaan nyt varatun hiukkasen liikettä sähkö- ja magneettikentässä, jotka molemmat ovat vakioita ajallisesti ja paikallisesti. Jakamalla kuten edellä (yhtälöt (5.4)–(5.6)) nopeus- ja sähkökenttävektori \bar{B} :n suuntaiseen ja sitä vastaan kohtisuoraan komponenttiin

$$\bar{v} = \bar{v}_{\parallel} + \bar{v}_{\perp} \quad (5.37)$$

$$\bar{E} = \bar{E}_{\parallel} + \bar{E}_{\perp} \quad (5.38)$$

saadaan täydellisestä Lorentz-yhtälöstä

$$m \frac{d\bar{v}}{dt} = q\bar{E} + q\bar{v} \times \bar{B} \quad (5.39)$$

vastaaville komponenteille yhtälöt

$$m \frac{d\bar{v}_{\parallel}}{dt} = q\bar{E}_{\parallel} \quad (5.40)$$

$$m \frac{d\bar{v}_{\perp}}{dt} = q(\bar{E}_{\perp} + \bar{v}_{\perp} \times \bar{B}) \quad (5.41)$$

Edellinen kuvaa tasaisesti kiihtyvää liikettä magneettikentän suunnassa ja sen ratkaisu on

$$\bar{v}_{\parallel}(t) = \frac{q}{m} t \bar{E}_{\parallel} + \bar{v}_{\parallel}(0) \quad (5.42)$$

$$\bar{r}_{\parallel}(t) = \frac{q}{2m} t^2 \bar{E}_{\parallel} + t \bar{v}_{\parallel}(0) + \bar{r}_{\parallel}(0) \quad (5.43)$$

Yhtälön (5.41) ratkaisemiseksi jaamme \bar{v}_{\perp} :n kahden vektorin summaksi (molemmat kohtisuorassa \bar{B} :tä vastaan), joista toinen on ajallisesti vakio:

$$\bar{v}_{\perp}(t) = \bar{v}'_{\perp}(t) + \bar{v}_E \quad (5.44)$$

mikä vastaa tilannetta, missä \bar{v}'_{\perp} on hiukkasen poikittaisnopeus, jonka nopeudella \bar{v}_E liikkuvassa koordinaatistossa oleva tarkkailija näkee.

Sijoittamalla muunnos (5.44) yhtälöön (5.41) ja käyttämällä \bar{E}_{\perp} :lle esitystä

$$\bar{E}_{\perp} = -\frac{\bar{E}_{\perp} \times \bar{B}}{B^2} \times \bar{B} = -\frac{\bar{E} \times \bar{B}}{B^2} \times \bar{B} \quad (5.45)$$

saadaan hiukkasen poikittainen likeyhtälö po. uudessa koordinaatistossa

$$m \frac{d\bar{v}'_{\perp}}{dt} = q \left[\bar{v}'_{\perp} + \bar{v}_E - \frac{\bar{E} \times \bar{B}}{B^2} \right] \times \bar{B} \quad (5.46)$$

Näemme siis, että valitsemalla koordinaatiston nopeus sopivasti

$$\bar{v}_E = \frac{\bar{E} \times \bar{B}}{B^2} \quad (5.47)$$

jää jäljelle yhtälön (5.9) mukainen, hiukkasen tasaista Larmor-liikettä magneettikentän ympäri kuvaava likeyhtälö. Kyseinen koordinaatisto on em. johtokeskuksen liikettä kuvaava koordinaatisto. Tässä koordinaatistossa \bar{E}_{\perp} ei siis ollenkaan näy likeyhtälössä, vaan on transformoitu pois. Nopeus \bar{v}_E , joka kuvaa hiukkasen johtokeskuksen kulkeutumista \bar{E} :tä ja \bar{B} :tä vastaan kohtisuorassa suunnassa, kutsutaan sähkökentän aiheuttamaksi kulkeutumis- eli drift-nopeudeksi.

Huom.1.

\bar{v}_E ei riipu hiukkasen massasta eikä varauksesta, joten esim. varausten erottumista eikä niinmuodoin sähkövirtaa tai sisäistä sähkökenttää synny. (Tärkeä poikkeus on kuitenkin heikosti ionisoidun plasman tapaus, kuten esim. ionosfääri, missä ionien ja neutraalien hiukkasten törmäystaajuus on huomattavasti suurempi kuin elektronien ja neutraalien. Tästä johtuen ionit liikkuvat elektroneja hitaammin ja syntyy sittenkin varausten erottumista ja sähkövirta, joka on $-\bar{v}_E$:n suuntaan. Tämä on ns. Hall-virta.)

Huom.2.

Staatinnainen sähkökenttä \bar{E} voidaan johtaa potentiaalista ϕ :

$$\bar{E} = -\bar{\nabla}\phi \quad (5.48)$$

joten driftnopeus \bar{v}_E voidaan esittää muodossa

$$\bar{v}_E = -\frac{\bar{\nabla}\phi \times \bar{B}}{B^2} \quad (5.49)$$

Koska gradientti $\bar{\nabla}\phi$ kuvaa potentiaalia nopeimman muutoksen suuntaan, on \bar{v}_E sitä vastaan kohtisuorassa, eli ekvipotentiaaliviivalla. Hiukkaset siis kulkeutuvat sähkökentässä vakio potentiaalikäyriä pitkin.

Hiukkasen liike vakiosähkö- ja magneettikentissä muodostuu siis kolmen liikkeen superpositiona

$$\bar{v}(t) = \bar{\omega}_c \times \bar{r}'_c + \bar{v}_E + \bar{v}_{\parallel}(t) \quad (5.50)$$

eli magneettikenttää vastaan kohtisuorassa tasossa tapahtuvasta Larmor-liikkeestä ja kulkeutumisenopeudesta sekä magneettikentän suuntaan tapahtuvasta tasaisesti kiihtyvästä liikkeestä. \vec{B} :tä vastaan kohtisuorassa tasossa hiukkasen rata muodostaa ns. sykloidikäyrän.

Huom!

Magneettikentän suhteen kohtisuora (poikittainen) sähkökenttä aiheuttaa siis johtokeskuksen liikkeen vakionopeudella kenttää vastaan kohtisuorassa suunnassa. Itse hiukkasen liikkeeseen sähkökenttä kyllä vaikuttaa kiihdyttävästi.

Seuraavassa fysikaalinen selitys \vec{v}_E -driftille: Sähkökentän voima $q\vec{E}_\perp$ kiihdyttää ja jarruttaa hiukkasta vuorotellen n. puolen kierroksen ajan. Magneettikenttä kääntää hiukkasen aina takaisin, mutta kiihdytyksen jälkeisessä käännöksessä hiukkasella on suurempi nopeus ja siis yhtälön (5.25) mukaan suurempi kaarevuussäde kuin jarrutusvaiheen jälkeisessä käännöksessä. Tästä kaarevuussädeiden välisestä erosta syntyy liike $\vec{E} \times \vec{B}$:n suuntaan.

Eri merkkiset varaukset kiihtyvät sähkökentässä eri suuntiin, mutta toisaalta kiertävät magneettikenttää vastakkaiskätisesti, joten lopputuloksena ne kulkeutuvat samaan suuntaan.

Vastaavasti mitä massiivisempi hitu on, sitä suurempaa Larmor-sädetä se kulkee ja sitä suurempi on ero (absoluuttisesti, muttei suhteellisesti) suuremman ja pienemmän käännössäteiden välillä. Toisaalta mitä kevyempi hitu on, sitä useamman Larmor-kierroksen se ennättää tehdä. Nämä efektit kompensoivat täsmälleen toisensa, joten \vec{v}_E ei sisällä massariippuvuutta.

Huom!

Sama tulos saadaan helposti myös käyttämällä vektoreiden (x, y, z) -komponenttiesitystä.

5.3. Yleinen drift-liike

Edellä johdettu tulos hiukkasen drift-liikkeelle sähkökentän ja magneettikentän yhteisvaikutuksen tuloksena voidaan johtaa toisinkin ja voidaan myös yleistää muillekin mahdollisille voimakentille kuin sähkökentälle. Jos hiukkaseen vaikuttaa jokin staattinen ja homogeeninen voima \vec{F} , tulee liikeyhtälö muotoon

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} + q\vec{v} \times \vec{B} \quad (5.51)$$

Tämä yhtälö voidaan jakaa edellä esitetyn mukaisesti (ks. (5.40)–(5.41)) magneettikentän suuntaiseen ja sitä vastaan kohtisuoraan liikkeeseen:

$$m \frac{d\vec{v}_\parallel}{dt} = \vec{F}_\parallel \quad (5.52)$$

$$m \frac{d\vec{v}_\perp}{dt} = \vec{F}_\perp + q\vec{v}_\perp \times \vec{B} \quad (5.53)$$

Edellinen yhtälö johtaa tasaiseen ($F_\parallel = 0$) tai tasaisesti kiihtyvään ($F_\parallel \neq 0$) liikkeeseen. Magneettikenttää vastaan kohtisuorassa suunnassa ratkaisu koostuu (edellä esitetyn

kanssa analogisesti) Larmor-liikkeestä ja johtokeskuksen drift-liikkeestä \bar{v}_F . Nopeus \bar{v}_F voidaan johtaa myös seuraavasti.

Tarkastellaan tilannetta johtokeskuskoordinaatistossa, joka siis liikkuu magneettikentässä \bar{B} nopeudella \bar{v}_F . Tässä koordinaatistossa vaikuttaa magneettikentän \bar{B}^* lisäksi myös konvektiosähkökenttä \bar{E}_\perp^* . Kentät \bar{B}^* ja \bar{E}_\perp^* saadaan yhtälöiden (3.29) ja (3.30) mukaisesti:

$$\bar{B}^* = \bar{B} \quad (5.54)$$

$$\bar{E}_\perp^* = \bar{v}_F \times \bar{B} \quad (5.55)$$

Koska johtokeskuskoordinaatistossa ainoa liike on hiukkasen Larmor-liike, täytyy sähkökentän \bar{E}_\perp^* kumota voiman \bar{F}_\perp vaikutus:

$$q\bar{E}_\perp^* + \bar{F}_\perp = q\bar{v}_F \times \bar{B} + \bar{F}_\perp = 0 \quad (5.56)$$

eli

$$\bar{v}_F \times \bar{B} = -\frac{1}{q}\bar{F}_\perp \quad (5.57)$$

Ottamalla tästä yhtälöstä puolittain ristitulo \bar{B} :n kanssa, saadaan

$$\bar{B} \times (\bar{v}_F \times \bar{B}) = B^2\bar{v}_F - \bar{B}(\bar{v}_F \cdot \bar{B}) = -\frac{1}{q}\bar{B} \times \bar{F}_\perp \quad (5.58)$$

josta ($\bar{v}_F \cdot \bar{B} = 0$)

$$\bar{v}_F = \frac{\bar{F}_\perp \times \bar{B}}{qB^2} = \frac{\bar{F} \times \bar{B}}{qB^2} \quad (5.59)$$

Huom!

\bar{v}_F on todella aina kohtisuorassa \bar{F} :ää vastaan!

Esim.1. Kohdassa 5.2 käsitelty vakiosähkökentän tapaus saadaan helposti yhtälöstä (5.59) asettamalla $\bar{F} = q\bar{E}$, jolloin

$$\bar{v}_E = \frac{\bar{E} \times \bar{B}}{B^2} \quad (5.60)$$

Esim.2. Gravitaatiokentässä $\bar{F} = m\bar{g}$ saamme gravitaatiokulkeutumisen, jonka nopeus on

$$\bar{v}_g = \frac{m}{q} \frac{\bar{g} \times \bar{B}}{B^2} \quad (5.61)$$

Positiiviset ja negatiiviset hiukkaset kulkeutuvat siis päinvastaisiin suuntiin ja syntyy sähkövirta, jonka tiheys on

$$\bar{J}_g = \frac{1}{\Delta V} \sum_i q_i \bar{v}_{gi} = \left[\frac{1}{\Delta V} \sum_i m_i \right] \frac{\bar{g} \times \bar{B}}{B^2} = \rho_m \frac{\bar{g} \times \bar{B}}{B^2} \quad (5.62)$$

missä ρ_m on hiukkasten kokonais(massa)tiheys. (Gravitaation vaikutusta ei siis voida koordinaatistomuunnoksella transformoida pois kuten sähkökentän tapauksessa oli mahdollista.)

Hiukkasen sykloidisen liikkeen luonne riippuu poikittaisesta alkunopeudesta \bar{v}_\perp° , joka hiukkasella on tullessaan voimakenttään \bar{F} . Tällöin alkunopeus johtokeskuskoordinaatistossa on

$$\bar{v}_\perp^{*\circ} = \bar{v}_\perp^\circ - \bar{v}_F \quad (5.63)$$

Esim.1. Jos esimerkiksi $\bar{v}_\perp^\circ = 0$, on $\bar{v}_\perp^{*\circ} = -\bar{v}_F$ ja sykloidin toisen pään silmukka kutistuu piikiksi, sillä siellä \bar{v}_\perp häviää aina.

Esim.2. Jos $\bar{v}_\perp^\circ = \bar{v}_F$, on $\bar{v}_\perp^{*\circ} = 0$, joten hiukkasella ei ole Larmor-liikettä lainkaan, vaan hiukkasen liike ja johtokeskuksen liike yhtyvät. Tässä tapauksessa Lorentz-voima $q\bar{v}_\perp^\circ \times \bar{B}$ kumoutuu tasan \bar{F}_\perp :n kanssa.

5.4. Staattinen, epähomogeeninen magneettikenttä

Edellä käsitellyt homogeenisten, staattisten kenttien tapaukset voitiin ratkaista suljetussa muodossa tarkasti. Nyt pyrimme kohti realistisempaa tilannetta, missä kentät voivat vaihdella paikallisesti. Tarkka analyttinen ratkaisu varatun hiukkasen likeyhtälölle tällöin on löydettävissä erittäin harvoin.

Sen sijaan usein voidaan tehdä jokin järkevä approksimaatio, joka mahdollistaa analyttisen ratkaisun löytymisen. Yleinen ja usein käyttökelpoinen approksimaatio on pitää muutosta, esim. kentän paikallista vaihtelua hitaana tai häiritsevää kenttää heikkona.

Esimerkiksi epähomogeenisen magneettikentän tapauksessa voidaan approksimoiden olettaa, että magneettikentän suhteellinen muutos on pieni hiukkasen Larmor-säteen luokkaa olevilla pituuksilla. (Vastaavasti ajallista muutosta voitaisiin verrata hiukkasen Larmor-taajuuteen.) Toisin sanoen, jos

$$\delta B = r_c | \bar{\nabla} B | \quad (5.64)$$

kuva magneettikentän muutosta Larmor-säteen päässä, niin oletamme, että

$$\delta B \ll B \quad (5.65)$$

Tällöin hiukkasen Larmor-liike magneettikentän ympäri kokee vain pienen muutoksen yhden kierroksen aikana ja edellä esitetty johtokeskus on järkevä käsite. Tämän takia po. approksimaatiosta käytetään myös nimitystä johtokeskusapproksimaatio (myös Alfvénin approksimaatio; Hannes O.G. Alfvén, fysiikan Nobel -70; nimi esiintyy plasmafysiikassa useammin kuin kenenkään toisen).

Larmor-liike itsessään ei kuitenkaan ole pääasiallinen mielenkiinnon kohde, vaan kiinnostavia ovat ne pienehköt muutokset, joita yhden Larmor-kierroksen aikana tapahtuu kentän epähomogeenisuuden takia. Niinpä Larmor-liike eliminoidaan pois laskemalla vain systeemin muuttujien keskimääräiset arvot yhden Larmor-kierroksen aikana. Jäljelle jää näistä pienistä muutoksista muodostuva hiukkasen johtokeskuksen liike (johtokeskuksen drift magneettikenttää vastaan kohtisuorassa tasossa ja sen nopeuden muutos \bar{B} :n suunnassa).

5.4.1. Gradientti-drift

Tarkastellaan ensin tilannetta missä magneettikentän $\bar{B} = B\hat{z}$ intensiteetti kasvaa $-\hat{y}$ -suunnassa. Jos kenttään tulee hiukkanen, sen Larmor-säde r_C on suurempi $+\hat{y}$ -suunnassa (piste K ; ks. oheinen kuva), missä kenttä on heikompi kuin $-\hat{y}$ -suunnassa (piste L). Tästä Larmor-säteiden erosta syntyy positiiviselle (negatiiviselle) hiukkaselle $+\hat{x}$ ($-\hat{x}$, vastaavasti)-suuntainen drift-liike samaan tapaan kuin edellä esitetyssä ulkoisen sähkökentän (voiman) tapauksessa. Tässä tapauksessa ulkoista voimaa vastaavana voimana on pisteissä K ja L vaikuttavien Lorentz-voimien

$$f_K = qv_{\perp}B_K \quad (5.64)$$

$$f_L = qv_{\perp}B_L \quad (5.65)$$

ero

$$f_L - f_K = qv_{\perp}(B_L - B_K) > 0 \quad (5.66)$$

joka suuntautuu $+\hat{y}$ -suuntaan. (v_{\perp} on liikevakio). Yhden Larmor-kierroksen aikana vaikuttaa siis pieni netto-Lorentz-voima magneettikenttää vastaan kohtisuorassa suunnassa.

Edellä on kuvattu tilanteen fysiikka. Katsotaan sen matematiikkaa vielä hieman tarkemmin. Magneettikentän gradientti on

$$\bar{\nabla}_{\perp}B = -\frac{\partial B}{\partial y}\hat{y} \quad (5.67)$$

jolloin kenttä pisteessä K on

$$B_K = B_0 + \delta B = B_0 - \frac{\partial B}{\partial y}\hat{y} \cdot d\bar{y} = B_0 - \frac{\partial B}{\partial y}r_C \cos \varphi \quad (5.68)$$

missä φ on Larmor-liikkeen napakulma. Lorentz-voima pisteessä K on

$$f_K = q |\bar{v}_{\perp} \times \bar{B}_K| = qv_{\perp}(B_0 - \frac{\partial B}{\partial y}r_C \cos \varphi) \quad (5.69)$$

ja sen komponentti y -suunnassa on

$$f_{Ky} = f_K \cdot \cos \varphi = qv_{\perp}(B_0 \cos \varphi - \frac{\partial B}{\partial y}r_C \cos^2 \varphi) \quad (5.70)$$

Yhden Larmor-kierroksen aikana syntynyt nettovoima y -suunnassa on

$$\bar{F}_G = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f_{Ky} d\varphi = \frac{1}{2} qv_{\perp} r_C \frac{\partial B}{\partial y} \hat{y} \quad (5.71)$$

Tämän voiman aiheuttama drift-liike saadaan yhtälön (5.59) mukaan muotoon

$$\bar{v}_G = \frac{\bar{F}_G \times \bar{B}}{qB^2} = \frac{v_{\perp} r_C}{2B} \frac{\partial B}{\partial y} \hat{x} \quad (5.72)$$

eli

$$\bar{v}_G = \frac{mv_{\perp}^2}{2qB^2} \frac{\partial B}{\partial y} \hat{x} = \frac{W_{\perp}}{qB^2} \frac{\partial B}{\partial y} \hat{x} \quad (5.72)$$

Kyseessä on ns. gradientti-drift-liike, joka syntyy aina epähomogeenisessa magneettikentässä. Huomaa, että \bar{v}_G :n suunta riippuu hiukkasen varauksesta ja suuruus (myös) sen massasta. Koska $\bar{B} = B\hat{z}$ ja $\bar{\nabla}_{\perp} B$ on \hat{y} -suuntaan (5.67):n mukaan, voidaan \bar{v}_G esittää myös muodossa

$$\bar{v}_G = \frac{W_{\perp}}{qB^2} \hat{B} \times \bar{\nabla}_{\perp} B = \frac{W_{\perp}}{qB^2} \hat{B} \times \bar{\nabla} B \quad (5.74)$$

eli gradientti-drift-liikkeen suunta on aina kohtisuorassa sekä \bar{B} :tä että sen gradienttia (suurimman muutoksen suuntaa) vastaan.

5.4.2. Gradientti-kaarevuus-drift

Koska magneettikentän kenttäviivat ovat aina sulkeutuvia käyriä (magneettikentän lähteettömyyden takia), ovat ne aina myös kaarevia. Tällöin hiukkanen kokee myös ns. kaarevuus-drift-liikkeen.

Katsotaan kaarevassa magneettikentässä, jonka kaarevuussäde $R_C \gg r_C$, kentän mukaan ($\alpha = 0^\circ$) liikkuvaa hiukkasta (ks. kuva). Hiukkanen kokee keskeisvoiman

$$\bar{F}_C = \frac{mv_{\parallel}^2}{R_C^2} \bar{R}_C \quad (5.75)$$

mikä aiheuttaa drift-nopeuden

$$\bar{v}_C = \frac{\bar{F}_C \times \bar{B}}{qB^2} = \frac{mv_{\parallel}^2}{qB^2 R_C^2} \bar{R}_C \times \bar{B} \quad (5.76)$$

joka on ns. kaarevuus-drift-nopeus. Kentän pyörteettömyysyhtälön ($\bar{\nabla} \times \bar{B} = 0$) avulla saadaan \bar{v}_C muotoon

$$\bar{v}_C = \frac{mv_{\parallel}^2}{qB^2} \bar{B} \times \bar{\nabla} B = \frac{2W_{\parallel}}{qB^2} \bar{B} \times \bar{\nabla} B \quad (5.77)$$

missä $W_{\parallel} = \frac{1}{2}mv_{\parallel}^2$ on ns. longitudinaalinen (magneettikentän suuntainen) liike-energia.

Koska magneettikentän epähomogeenisuus (gradientti) ja kaarevuus esiintyvät aina samanaikaisesti, on aiheellista yhdistää \bar{v}_G ja \bar{v}_C ns. gradientti-kaarevuus-drift-nopeudeksi

$$v_{CG} = \bar{v}_G + \bar{v}_C = \frac{W_{\perp} + 2W_{\parallel}}{qB^2} \bar{B} \times \bar{\nabla} B \quad (5.78)$$

joka voidaan esittää myös nousukulman avulla

$$\bar{v}_{CG} = \frac{W}{qB^2} (1 + \cos^2 \alpha) \bar{B} \times \bar{\nabla} B \quad (5.79)$$

missä

$$W = W_{\perp} + W_{\parallel} = \frac{1}{2}mv^2 \quad (5.80)$$

Huom.1.

Poikittaiset hiukkaset ($\alpha = 90^\circ$) kokevat heikomman kaarevuus-gradientti-liikkeen kuin pitkittäiset ($\alpha \approx 0^\circ, 180^\circ$).

Huom.2.

Varaukset erottuvat, joten syntyy sähkövirta. Rengasvirta on oleellisesti gradientti-kaarevuus-drifitin ylläpitämä.

5.5. Adiabaattiset invariantit

5.5.1. Ensimmäinen adiabaattinen invariantti

Aiemmin johdettiin varatun hiukkasen Larmor-liikkeestä syntyvälle magneettiselle momentille lauseke

$$|\bar{m}| = \frac{W_{\perp}^*}{B} \quad (5.81)$$

missä W_{\perp}^* on poikittainen liike-energia johtokeskuskoordinaatistossa. Magneettinen momentti on sekä positiivisille että negatiivisille hiukkasille $-\vec{B}$:n suuntainen:

$$\bar{m} = -\frac{W_{\perp}^*}{B} \hat{B} \quad (5.82)$$

Koska Larmor-säteen r_C rajaaman pinnan läpi menee kokonaisvuo

$$\phi = B \cdot \pi r_C^2 \quad (5.83)$$

voidaan magneettinen momentti esittää myös muodossa (ks. (5.34))

$$|\bar{m}| = I \cdot A = \frac{q^2 B}{2\pi m} \cdot \pi r_C^2 = \frac{q^2}{2\pi m} \cdot \phi \quad (5.84)$$

Jos johtokeskus-approksimaatio eli ns. adiabaattinen approksimaatio on voimassa, voidaan osoittaa, että magneettinen momentti säilyy. Sen takia sitä kutsutaan ensimmäiseksi adiabaattiseksi invariantiksi.

Yhtälön (5.81) mukaan, jos B kasvaa, niin W_{\perp}^* kasvaa myös. Tätä kutsutaan adiabaattiseksi eli betatronikiihdytykseksi.

5.5.2. Magneettinen pullo

Jos Larmor-liikkeen nopeus on paljon suurempi kuin hiukkaseen kohdistuvat drift-nopeudet, on $\bar{v}_\perp^* \approx \bar{v}_\perp$ ja magneettinen momentti on

$$|\bar{m}| = \frac{W_\perp}{B} = \frac{W \sin^2 \alpha}{B} \quad (5.85)$$

Koska sekä $|\bar{m}|$ että kokonaisliike-energia W ovat liikevakioita, on myös suhde

$$\frac{\sin^2 \alpha}{B} = \text{vakio} \quad (5.86)$$

Kun hiukkanen liikkuu epähomogeenisessa magneettikentässä, sen nousukulma siis muuttuu siten, että magneettikentän kasvaessa nousukulmakin kasvaa.

Oletetaan, että hiukkasen nousukulma on α_0 sen joutuessa pisteessä s_0 magneettikenttään, jonka paikallinen alkuarvo on B_0 ja joka muuttuu hiukkasen radan s aikana kuten $B(s)$. Tällöin radan jokaisessa pisteessä pätee yhtälön (5.86) mukaan ehto

$$\frac{\sin^2 \alpha(s)}{B(s)} = \frac{\sin^2 \alpha_0}{B_0} = \text{vakio} \quad (5.87)$$

Tämä määrää hiukkasen nopeuden komponentit jokaisessa pisteessä:

$$v_\parallel(s) = v \cos \alpha(s) = v \sqrt{1 - \frac{B(s)}{B_0} \sin^2 \alpha_0} \quad (5.88)$$

ja

$$v_\perp(s) = v \sin \alpha(s) = v \sqrt{\frac{B(s)}{B_0} \sin^2 \alpha_0} \quad (5.89)$$

Hiukkanen voi magneettikentän kasvaessa kuitenkin liikkua vain siihen pisteeseen missä sen nousukulma $\alpha = 90^\circ$, jolloin magneettikentällä on maksimiarvo

$$B_m = \frac{B_0}{\sin^2 \alpha_0} \quad (5.90)$$

Tässä pisteessä siis $v_\parallel = 0$ ja $v_\perp = v$. Tämän maksimikenttäarvon avulla yhtälöt (5.88) ja (5.89) tulevat muotoon

$$v_\parallel(s) = v \sqrt{1 - \frac{B(s)}{B_m}} \quad (5.91)$$

$$v_\perp(s) = v \sqrt{\frac{B(s)}{B_m}} \quad (5.92)$$

Pisteestä s_m , jossa $\alpha = 90^\circ$, ns. peilipisteestä, hiukkanen heijastuu takaisin (Larmor-liikkeestä syntyvän pitkittäisen voiman avulla) kohti heikomman magneettikentän aluetta. Hiukkanen on kokenut magneettisen peili-ilmiön.

Kahdesta sama-akselisesta magneettisesta peilistä voidaan muodostaa ns. magneettinen pullo, jossa mm. voidaan säilyttää plasmaa. Pullon päissä on tiheä magneettikenttä, keskeltä harvempi.

Luonnossa magneettisen pullon idea realisoituu mm. Maan magnetosfäärissä energettisten varattujen hiukkasten muodostamina ns. Van Allenin säteilyvöinä, joissa hiukkaset liikkuvat suljettuja magneettikenttäviivoja pitkin läheltä pohjoista napaa ekvaattorialueen kautta lähelle eteläistä napaa ja takaisin.

Yhtälö (5.90) voidaan kirjoittaa muodossa

$$\sin^2 \alpha_0 = \frac{B_0}{B_m} \quad (5.93)$$

Peilipiste s_m ei voi olla mielivaltaisen kaukana äärellisessä systeemissä, eikä vuo B_m mielivaltaisen suuri. Olkoon s_m nyt kauimmainen mahdollinen peilipiste (esim. säteilyvöiden tapauksessa se on ionosfäärissä n. 200 km:n korkeudella). Tällöin ne hiukkaset pisteessä s_0 , joiden nousukulma on pienempi kuin α_0 eivät löydä peilipistettä, vaan katoavat systeemistä (esim. törmäyksessä ionosfäärissä).

Nousukulmat, joille $\alpha(s_0) < \alpha_0$ muodostavat ns. häviökartion (loss cone).

Jos s_0 on se magneettisen pullon piste, missä magneettivuon tiheys on pienimmillään, käytetään suhteesta B_0/B_m nimeä peilisuhde.

5.5.3. Toinen adiabaattinen invariantti

Magneettiseen pulloon vangittujen varattujen hiukkasten tekemään periodiseen liikkeeseen (pullon päästä toiseen ja takaisin) liittyy ns. longitudinaalinen eli toinen adiabaattinen invariantti

$$J = m \oint \vec{v} \cdot d\vec{s} = m \oint v_{\parallel} ds = \oint p_{\parallel} ds \quad (5.94)$$

missä integraali otetaan yli yhden täyden kierroksen peilipisteiden välillä.

Tämä suure on invariantti (adiabaattisessa) tilanteessa, missä pullon peilien välinen etäisyys muuttuu hitaasti, ts. paljon hitaammin kuin hiukkasen periodinen liike pullossa.

Yhtälön (5.91) mukaan toinen adiabaattinen invariantti voidaan esittää myös muodossa

$$J = \oint mv \sqrt{1 - \frac{B(s)}{B_m}} ds \quad (5.95)$$

Jos $B_m \gg B(s)$ suurella osalla hiukkasen rataa, niin kokonaismatka $\oint ds$ on likimain vakio, ts. peilien välisen etäisyyden tulee olla likimain vakio.

Jos peilien etäisyys lyhenee, v_{\parallel} :n tulee kasvaa. Tätä kutsutaan nimellä Fermi-kiihdytys. (Enrico Fermi, fysiikan Nobel v. 1970). Fermi esitti tätä mekanismia selittämään korkeaenergisten kosmisten säteiden syntyä.

6. Plasmafysiikan perusteita

Suuri määrä varattuja hiukkasia voi muodostaa ns. plasmaa. Plasmafysiikka, joka siis tutkii plasman käyttäytymistä, on nuori fysiikan ala, nuorempi kuin ns. modernin fysiikan peruspilarit suhteellisuusteoria ja kvanttiteoria. Silti sitä ei useinkaan mielletä modernin fysiikan osaksi, sillä sen teoreettisena perustana on pääasiallisesti klassisen fysiikan sähkömagnetismi (Maxwellin yhtälöt yms.).

Avaruus(plasma)fysiikka on (vielä nuorempi) osa plasmafysiikkaa, joka tutkii erityisesti suurin kokein mitattavissa olevaa avaruutta, esim. planeettojen magneto- ja ionosfäärejä ja aurinkotuulta.

6.1. Plasman perusominaisuuksia

“Plasma”: kreikkaa, tarkoittaa “valettua, muovattua”, nimi vuodelta 1929.

Määritelmä: Plasmaksi voidaan kutsua ainetta, jossa on riittävän paljon vapaita elektroneja ja ioneja, jotta ne osoittaisivat keskinäisestä sähköisestä voimasta johtuvaa kollektiivista (suurta hiukkasmäärää koskettavaa yhtenäistä) käyttäytymistä. Osoittaakseen tällaista kollektiivista vaikutusta, täytyy ns. plasmaehtojen täytyä. (Niistä lisää kappaleessa 6.2).

Plasmasta käytetään usein nimitystä neljäs olomuoto (kiinteän, nesteen ja kaasun ohella). Tämä on jossain määrin perusteltuakin, erityisesti kaasumaisen plasman tapauksessa, mutta mitään faasitransitiota (tai latenttia lämpöä) plasmaan ei liity. Samoin nimitys on turhan rajoittava ja jopa harhaanjohtava, sillä plasmakäyttäytymistä voidaan havaita myös nesteissä (elektrolyytit) ja jopa kiinteässä aineessa.

Plasman (elektronien ja ionien) tuottamiseksi esimerkiksi kaasusta tarvitaan energiaa (esim. lämpöä) kuten varsinaisiin olomuodon muutoksiinkin. Tällöin kaasun lämpötilan kasvaessa niiden kaasun atomien (tai molekyylien) lukumäärä kasvaa, joilla on riittävä kineettinen energia ionisoimaan atomi atomien välisissä törmäyksissä. Syntyy vapaita elektroneja ja ioneja. Kun niitä on riittävästi, kaasu on plasmaa. Yleensä plasma on makroskooppisesti neutraalia, eli positiivisia ja negatiivisia varauksia on keskimäärin yhtä paljon.

Huom! Normaaliolosuhteissakin kaasussa on aina osa atomeja, joilla on riittävän suuri kineettinen energia atomien ionisoimiseksi törmäyksissä. Näin ollen pieni osa atomeja on aina ionisoitunut, eli on olemassa neutraalien atomien määrään nähden pieni määrä elektroneja ja ioneja. Ionisoitunut osa on kuitenkin niin pieni, ettei voida puhua vielä plasmasta. Vasta kun kaasun lämpötila T lähestyy kaasun atomien alinta ionisaatiopotentiaalienergiaa, kasvaa ionisaatio riittävän suureksi tekemään kaasusta plasman.

Ionisaatiota voidaan kasvattaa muutoinkin kuin lämpötilaa (ts. kineettistä energiaa) nostamalla, mm. sähkökentällä tai ns. fotoionisaatiolla eli valokvanttien aiheuttamalla ionisaatiolla. Mm. Maan ionosfäärin ionisaatio on suurelta osin syntynyt Auringon UV-, röntgen- ja gammasäteiden aiheuttamasta fotoionisaatiosta. Tällöin ionisaatiota aiheuttavan lähteen sammussa ionisaatio laskee takaisin termistä tasapainoa vastaavaan arvoonsa rekombinaation (elektronien ja ionien yhtyminen neutraaliksi atomiksi)

vuoksi. (Mm. ionosfäärin ionisaatiossa suuri vuorokautinen vaihtelu.)

Plasmalta edellytetty kollektiivinen käyttäytyminen johtuu sähköisten hiukkasten välisestä pitkän kantaman Coulomb-potentiaalista ($\phi = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r}$), jonka avulla kukin varattu hiukkanen vuorovaikuttaa samanaikaisesti usean muun hiukkasen kanssa.

Plasman varattujen hiukkasten dynamiikka määräytyy ulkoisten ja sisäisten sähkömagneettisten kenttien sekä plasman varattujen ja neutraalien hiukkasten välillä tapahtuvien törmäyksien perusteella. Jos neutraaleja hiukkasia on plasmassa niin paljon, että varattujen hiukkasten dynamiikkaan oleellisesti vaikuttaa törmäykset niiden kanssa, sanotaan plasmaa heikosti ionisoituneeksi (mm. Maan ionosfääri). Jos taas törmäykset neutraalien hiukkasten kanssa voidaan varattujen hiukkasten dynamiikassa unohtaa, on plasma vahvasti ionisoitunut (mm. Maan magnetosfääri).

Plasman muita ominaisuuksia:

- Elektronien hyvän liikkuvuuden ansiosta plasma on hyvä sähkön ja lämmön johde.
- Elektroneilla on pienen massansa ansiosta huomattavasti parempi liikkuvuus kuin ioneilla ($m_p/m_e = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}/9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg} = 1835$). Jos jokin syy (esim. ulkoinen sähkökenttä) aiheuttaa plasman hiukkasiin liikettä, syntyy em. liikkuvuuserosta ns. polarisaatiosähkökenttä.
- Jos on ulkoinen magneettikenttä \vec{B}_o , ovat plasman ominaisuudet magneettikentän suunnassa huomattavasti erilaiset kuin magneettikenttää vastaan. Tämä johtuu jo aiemminkin käsitellystä Lorentz-voimasta

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}_o \quad (6.1)$$

joka vaikuttaa magneettikenttää vastaan kohtisuorassa tasossa.

- Plasmassa esiintyy useita erilaisia aaltoilmiöitä, poikittaisia ja pitkittäisiä, matala- ja korkeataajuuksisia. Jotkut aallot voivat edetä mieluummin ulkoisen magneettikentän suuntaan, toiset sitä vastaan kohtisuoraan suuntaan. Lisäksi aaltojen ja plasman hiukkasten välillä tapahtuu vuorovaikutusta. Aallon kanssa resonoivat hiukkaset voivat imeä aallon energiaa itseensä, jolloin hiukkaset kiihtyvät ja aalto vaimenee. Päinvastainenkin on mahdollista, missä energia siirtyy osalta hiukkasista kasvavaan aaltoon. Tällöin puhutaan epästabilisuudesta. Hiukkasten väliset dissipatiiviset prosessit (esim. törmäykset) aiheuttavat plasmassa esiintyvien aaltojen vaimennusta.
- Plasman hiukkaset voivat myös tuottaa säteilyä. Riittävän tiheässä plasmassa tapahtuu myös rekombinaatiota eli elektronien ja ionien yhtymistä atomiksi, mistä prosessista vapautuu myös säteilyä. Toisaalta kaikki varatut hiukkaset kiihtyessään tai hidastuessaan tuottavat jarrutussäteilyä (bremsstrahlung). Tätä syntyy mm. hiukkasten törmäyksissä, mutta myös voimakkaan ulkoisen magneettikentän ympäri tapahtuvassa Larmor-liikkeessä. Tällöin puhutaan syklotronisäteilystä ja relativistisen liikkeen tapauksessa synkrotronisäteilystä.

6.2. Plasmaehdot

Seuraavassa esitetään eräitä plasmafysiikan tärkeitä käsitteitä ja ehtoja, joiden tulee olla voimassa, jotta hiukkasjoukkoa voidaan käsitellä plasmana.

6.2.1. Debyen pituus

Ilman ulkoisia häiriöitä plasma on makroskooppisesti neutraali, ts. jokaisen suurehkon plasma-alueen sisällä tulee olla yhtä paljon positiivisia ja negatiivisia varauksia. Muussa tapauksessa syntyy suuria sähköisiä potentiaaleja. Tämä ei kuitenkaan estä sitä, että mikroskooppisesti varaukset saattavat huomattavasti poiketa tasaisesta jakautumasta. Sen, kuinka kauas varausepätasapainotilanne saattaa ulottua, määrää eräs plasma(fysiika)n tärkeimmistä parametreista nimeltä Debyen pituus (Debye length) λ_D (Peter J. W. Debye, 1884–1966, kemian Nobel –36).

Seuraavassa esitämme heuristisen johdon λ_D :lle. Tarkastellaan plasmaa, jossa elektronien ja ionien tiheys on $n_e = n_i$ ja lämpötila T . Oletetaan, että eräessä kohdassa plasmaa on syntynyt varausepätasapaino, jossa on vain elektroneja. Olkoon alue pallo, jonka säde = R . Varausepätasapainosta syntyy sähköinen potentiaali, jonka suuruus pallon pinnalla on

$$\phi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R} = \frac{-e \cdot N_e}{4\pi\epsilon_0 R} = \frac{-en_e \frac{4}{3}\pi R^3}{4\pi\epsilon_0 R} = -\frac{e}{3\epsilon_0} n_e R^2 \quad (6.2)$$

Potentiaali vetää positiivisia ioneja puoleensa. Kuvitellaan, että yksi keskimääräisen kineettisen energian omaavaa ioni on jäänyt pallon keskelle. Se pystyy voittamaan potentiaalivallin, jos

$$E_{kin} = \frac{3}{2}kT \geq e |\phi| = \frac{e^2}{3\epsilon_0} n_e R^2 \quad (6.3)$$

mistä ratkaistaan

$$R \leq \frac{3}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT}{e^2 n_e}} \quad (6.4)$$

Tästä määrittyy Debyen pituus

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT}{e^2 n_e}} \quad (6.5)$$

Numeerisesti skaalattuna

$$\lambda_D = 69,0 \text{ m} \sqrt{\frac{T/\text{K}}{n_e/\text{m}^{-3}}} = 7,43 \text{ m} \sqrt{\frac{kT/\text{eV}}{n_e/\text{cm}^{-3}}} \quad (6.6)$$

missä on käytetty seuraavia suureita:

elektronin sähkövaraus $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ ($\text{C} = \text{As}$)

tyhjiön dielektrinen vakio (permittiivisyys) $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$ ($\text{F} = \frac{\text{C}}{\text{V}} = \frac{\text{As}}{\text{V}}$)

Boltzmannin vakio $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ ($\text{J} = \text{Nm} = \frac{\text{kgm}^2}{\text{s}^2} = \text{VAs}$).

Debyen pituus siis määrää kuinka kauas termisestä energiasta aiheutuvan varausepätasapainon vaikutus voi ulottua. Se määrää myös vastaavasti ulkoisen sähköisen potentiaalinvaihtelumatkan, ns. varjostuspituuden. Jos plasmaan upotetaan esim. johtava pinta, sen ympärille muodostuu ns. plasmavaippa (plasma sheath), jossa varausepätasapaino voi olla voimassa ja jonka paksuus on λ_D :n suuruusluokkaa.

Jos L on plasman tyypillinen pituus, on selvää, että ns. ensimmäisen plasmaehdon

$$L \gg \lambda_D \quad (6.7)$$

on oltava voimassa, sillä muuten plasma ei ole välttämättä missään kohdin makroskooppisesti neutraali.

Debyen pallo on λ_D -säteinen pallo plasmaa. Kullekin hiukkaselle laskettu Debyen pallo sisältää ne hiukkaset, joiden kanssa po. hiukkanen on kollektiivisessa vuorovaikutuksessa. Debyen pallossa olevien elektronien lukumäärä on

$$N_D = \frac{4}{3}\pi\lambda_D^3 n_e = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{\epsilon_0 kT}{e^2 \cdot n_e^{1/3}} \right)^{3/2} \quad (6.8)$$

Huom! $N_D \rightarrow 0$, kun $n_e \rightarrow \infty$, sillä myös $\lambda_D \rightarrow 0$ nopeasti (ks. yhtälö 6.5).

Jotta kollektiivisesta plasmasta voitaisiin puhua, täytyy olla

$$N_D \gg 1 \quad (6.9)$$

mikä on ns. toinen plasmaehto.

Huom! Koska elektronien välinen keskimääräinen etäisyys on $n_e^{-1/3}$, tarkoittaa ehto (6.9), että keskimääräisen etäisyyden täytyy olla $\ll \lambda_D$.

Suuretta

$$g = \frac{1}{n_e \lambda_D^3} = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{1}{N_D} \quad (6.10)$$

kutsutaan plasmaparametriksi ja ehtoa (6.9), joka voidaan myös esittää muodossa $g \ll 1$, ns. plasma-approksimaatioksi. (Huomaa, että joissakin kirjoissa plasmaparametriksi määritellään N_D , eli siis oleellisesti g :n itseisarvo).

Huom. 1. $g^{2/3}$ mittaa myös kahden elektronin keskimääräisen keskinäisen potentiaalienergian suhdetta keskimääräiseen kineettiseen energiaan. (Tod. harj.)

Huom. 2. Plasman makroskooppinen neutraliteetti voidaan myös esittää muodossa

$$n_e = \sum_i n_i \quad (6.11)$$

jolloin täytyy ymmärtää, että tiheydet eivät ole paikallisia tiheyksiä, vaan keskiarvotiheyksiä, jotka on laskettu Debyen palloa huomattavasti suuremmalle plasma-alueelle.

6.2.2. Plasmataajuus

Oletetaan nyt ensin, että jokin ulkoinen voima (esim. sähkökenttä) on aiheuttanut plasmaan pysyvän varauseräpätasapainon ja sisäisen sähkökentän. Kun ulkoinen voima poistetaan, pyrkii varaustasapaino palautumaan siten, että elektronit kiihtyvät sisäisen sähkökentän voimasta, kunnes ne ovat ohittaneet tasapainoaseman ja on muodostunut päinvastaiseen suuntaan kiihdyttävä sisäinen sähkökenttä. (Ionien liikkuvuus on niiden raskaan massan johdosta huomattavasti vähäisempää ja unohdetaan tässä.) Syntyneen elektronien kollektiivisen oskillaation eli ns. plasmaoskillaation (kulma)taajuus on (elektronin) plasmataajuus:

$$\omega_{pe} = \left(\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2} = 56,4 \frac{\text{rad}}{\text{s}} \left(\frac{n_e}{\text{m}^{-3}} \right)^{1/2} \quad (6.12)$$

Seuraavassa esitetään ω_{pe} :lle heuristinen johto. Oletetaan 1-dimensionaalinen homogeeninen plasma ja poikkeutetaan yhtä elektronia sen tasapainoasemasta. Syntyvä sähkökenttä pyrkii palauttamaan sen takaisin.

Liikkeyhtälö:

$$m_e \frac{d^2 x}{dt^2} = -eE_x \quad (6.13)$$

Gaussin lain mukaan:

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad \text{josta} \quad \frac{dE_x}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{n_e e}{\epsilon_0} \quad (6.14)$$

$$\text{eli} \quad E_x = \frac{n_e e}{\epsilon_0} x \quad (6.15)$$

Sijoitetaan E_x yhtälöön (6.13)

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} x \quad (6.16)$$

joka kuvaa periodista värähtelyä kulmataajuudella ω_{pe} .

Elektronien törmäykset ionien ja neutraalien hiukkasten kanssa vaimentavat näitä kollektiivisia plasmaoskillaatioita. Jotta plasmaoskillaatiota ehtisi tapahtua ennen vaimennusta, tulee ns. kolmannen plasmaehdon

$$\nu_{pe} = \frac{\omega_e}{2\pi} > \nu_{en} \quad (6.17)$$

olla voimassa. Tässä ν_{en} on elektronien ja neutraalien hitujen törmäystaajuus. Muussa tapauksessa kollektiivisia ilmiöitä ei esiinny ja kyseisen systeemin käyttäytymistä säätelee neutraalien hitujen dynamiikka.

Käytännössä ehto (6.17) rajoittaa neutraalien hitujen lukumäärää suhteessa varattujen hitujen lukumäärään.

Esim. Ionosfäärin plasma on vain osittain ionisoitunutta, ja neutraaleja atomeja ja molekyyliä on valtaosa kokonaismassasta. Ionisaatioaste (varattujen hitujen osuus

kaikista) pienenee tasaisesti E-kerroksesta alaspäin, kunnes se on niin pieni, että varattujen hitujen vaikutus on dynamiikan kannalta häviävä. Tämä ionosfäärin ja neutraalin ilmakehän raja on n. 50–60 km:n korkeudella.

Toisaalta ionisaatioaste kasvaa noustessa ionosfäärin yläpuolelle ja magnetosfäärissä se on käytännössä 100 %. (Neutraaleja hiukkasia on runsaasti magnetosfäärissäkin, mutta hitujen pitkän vapaan matkan ansiosta neutraalit ja varatut hidut eivät vaikuta toisiinsa.) Toisaalta, ionosfäärin yläpuolella hiukkastiheys pienenee, niin myös kokonaisy-ionisaatio, jolla on maksimi ionosfäärin F-kerroksessa n. 200–300 km:n korkeudella.

6.3. Plasman esiintyminen luonnossa

Suurin osa maailmankaikkeuden havaitusta (valaisevasta) materiasta on plasmamuodossa. (Valtaosa gravitoivasta massasta on kuitenkin ns. puuttuvaa massaa [missing mass], jonka luonteesta ei ole varmaa tietoa.)

Esimerkkejä

1. Aurinko (ja muut tähdet)
Ytimessä erittäin tiheä ($n \sim 10^{33} \text{ m}^{-3}$) ja kuuma plasma ($T > 10^7 \text{ K}$), jossa ydinreaktiot tapahtuvat. Pinta huomattavasti viileämpi ($\sim 6000 \text{ K}$) ja sen yläpuolella paljon harvempi ($n \sim 10^{13} \text{ m}^{-3}$), mutta kuuma korona ($T \sim 10^6 \text{ K}$). Pinnan magneettikenttä $B \sim 10^{-4} - 1 \text{ T}$.
2. Aurinkotuuli (Interplanetaarinen plasma)
Jo Maan etäisyydellä Auringosta varsin harvaa ($n_e \sim 5 \text{ cm}^{-3}$) plasmaa, joka etääntyy n. 400 km/s:n nopeudella Auringosta. Magneettikenttä $B \sim 5 \text{ nT}$, joka on "jäätynyt" plasmaan spiraalin muotoiseksi.
3. Maan (ja muiden planeettojen) magnetosfääri ja ionosfääri
Magnetosfäärissä useita erilaisia plasma-alueita, jotka yleensä täysin ionisoituneita. Ulompana Maasta yleensä melko harvaa ($0.1-10 \text{ cm}^{-3}$) plasmaa, sisempänä tiheämmän plasman muodostama ns. plasmasfääri. Maan magnetosfäärissä pääosin H^+ , He^+ , He^{++} ja O^+ -ioneja, mutta esim. Jupiterin magnetosfäärissä monia muitakin ionilajeja. Ionosfäärissä kylmää ($T \sim 100 - 1000 \text{ K}$) ja vain osittain ionisoitunutta plasmaa, joka koostuu monista erilaisista ionilajeista.
4. Interstellaarinen (IS) ja intergalaktinen (IG) plasma
Erittäin harvan ($n_{IS} \sim 10^{-3} - 10^{-1} \text{ cm}^{-3}$, $n_{IG} \leq 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$) ja viileän ($T_{IS} \sim 100 \text{ K}$, $T_{IG} \sim 10^5 \text{ K}$) plasman jättimäisiä alueita, joissa on myös heikko magneettikenttä ($B_{IS} \sim 10^{-10} \text{ T}$, $B_{IG} \leq 10^{-12} \text{ T}$).
5. Muut astrofysikaaliset kohteet
 - neutronitähdet ja pulsarit: äärimmäisen tiheää (keskellä jopa $n \sim 10^{48} \text{ m}^{-3}$) ydinainetta (neutroneja, tai mahdollisesti kvarkki-gluoniplasmaa), suuri magneettikenttä (pinnalla $B \sim 10^8 \text{ T}$).
 - Kvasaarit: tavattoman energettisiä säteilijöitä kaikilla aallonpituusalueilla. Korkea lämpötila suuressa osassa systeemiä välttämätön. Todennäköisesti sisältää mustan aukon, jota kiertävä ja johon putoava plasma aiheuttaa säteilyä.

6.4. Plasmafysiikan teorioista

Jo aiemmin kappaleessa 5 käsitelty yksihiukkasteoria, eli hiukkasratateoria, tutkii yhden hiukkasen käyttäytymistä sähkö- ja magneettikentässä. Tämä ei ole vielä oikeastaan plasmateoria (muista: plasmalta vaaditaan kollektiivinen käyttäytyminen), mutta soveltuu hyvänä approksimaationa tilanteessa, missä hiukkasten välinen vuorovaikutus on vähäistä, erityisesti harvalle, energieettiselle plasmalle, kuten mm. Maan säteilyvyöhykkeen energieettiset hiukkaset. Yksihiukkasteoria on ylivoimaisen yksinkertainen matemaattisesti kaikkiin varsinaisiin plasmateorioihin nähden.

Ns. kineettinen teoria on suuren hiukkasjoukon statistinen eli tilastollinen teoria. Sen sijaan, että ratkaistaisiin miljoonien (tai vielä useampien) plasmahiukkasten muodostama kytketty differentiaaliyhtälöjoukko kaikille hiduille erikseen (tehtävä, jolla nykyajankin super- ja hypertietokoneet saadaan hyytymään), tyydytään siihen, että saamme ainoastaan tilastollista tietoa plasman hiukkasista. Tärkeä peruskäsite on distribuutio- eli jakaumafunktio, joka kuvaa plasmahiukkasten tilastollista jakautumista paikan ja nopeuden suhteen (ns. faasiavaruusjakauma). Ongelma palautuu tämän yhden funktion kehityksen ratkaisemiseen. Tämäkään huikea yksinkertaistus ei vielä tee plasman dynamiikan ratkaisua helpoksi, joten usein joudutaan turvautumaan vielä joihinkin yksinkertaistaviin lisäoletuksiin.

Jos voidaan olettaa, että jokainen hiukkaslaji plasmassa säilyttää paikallisen tasapainojakautuman, niin niitä jokaista voidaan pitää nesteinä (fluid). Tällöin plasman sisältämien hiukkasten ominaisuudet pääosin unohdetaan ja keskitytään ratkaisemaan vain koko systeemiä kuvaavien makroskooppisten suureiden (kuten tiheys, nopeus, lämpötila, jne.) kehitystä. Tämä johtaa plasman ns. moninesteteoriaan (many-fluid theory) tai hieman yksinkertaistettuna kaksinesteteoriaan. Systeemiä kuvaavat tällöin sähkömagneettisten yhtälöiden ohella kunkin hiukkaslajin massan, impulssin ja energian säilymistä ilmaisevat säilymis- eli kuljetusyhtälöt, eli ns. hydrodynaamiset yhtälöt.

Vielä hieman yksinkertaistetumpi muoto on yksinesteteoria, jossa koko plasmaa pidetään yhtenä sähköisesti johtavana nesteinä. Tämän teorian tärkein muoto on ns. magnetohydrodynaaminen teoria (magnetohydrodynamic theory, MHD). Näennäisestä yksinkertaisuudesta huolimatta MHD on varsin monipuolinen teoria, joka kuvaa useita tärkeitä ja mielenkiintoisia uusia fysikaalisia plasmailmiöitä ja prosesseja. MHD soveltuu lähes kaikkien matalataajuisten plasmailmiöiden kuvailuun kohtalaisen tiheään plasman tapauksessa.

7. Shokeista

Jos liikkuvassa kaasussa tai nesteessä on jokin este tai jos estekappale liikkuu po. väliaineessa, väliaineen paine kasvaa kappaleen edessä. Paine pyrkii tasapainottumaan väliaineen luonnollisten häiriöiden, esim. ääniaaltojen välityksellä. Mikäli kappaleen liike on nopeampaa kuin häiriöiden etenemisnopeus, syntyy shokkiaalto. Kaikkein tutuin esimerkki lienevät veden pinta-aallot, joiden ryhmänopeus on niin pieni, että jo varsin vaatimaton vene voi edetä sitä nopeammin ja veneen keulaan syntyy iskurintama (bow shock), joka seuraa venettä aallon maksiminopeudella etenevinä siivekkeinä. Ilmassa äänennopeus on suurempi, mutta jokainen lienee joskus kuullut lentokoneen rikkovan äänivallin, mikä vastaa koneen perässä laahaavan iskuaallon saapumista kuulijan korviin.

Tavallisissa kaasuisissa shokit ovat hyvin ohuita, muutaman törmäyksellisen vapaan matkan mittaisia. Siten hydrodynamiikan shokkeja voi yleensä tarkastella äärettömän ohuina epäjatkuvuuksina, joissa nestettä tai kaasua kuvaavat muuttujat voivat kokea porrasmaisen muutoksen. Näitä muutoksia epäjatkuvuuksissa kuvaavat ns. hyppyehdot.

Voiko törmäyksettömässä plasmassa olla shokkeja? Esimerkiksi Maan etäisyydellä aurinkotuulen vapaa matka on suuruusluokkaa 1 AU, joten Maan eteen mahdollisesti syntyvä shokki tuskin voi olla muutaman AU:n paksuinen. Törmäyksettömien plasmojen shokkien olemassaoloon ei saatu vastausta ennenkuin asia käytiin mittaamassa paikan päällä aurinkotuulella. Sieltä löytyikin varsin ohut shokkirintama, joka on Auringon suunnassa noin 13-15 R_E :n päässä Maan keskipisteestä. Koska törmäykset eivät voi määrätä tällaisten shokkien fysikaalisia ominaisuuksia, niitä kutsutaan törmäyksettömiksi shokeiksi.

Törmäyksettömien shokkien olemassaolo on yksi osoitus plasman kollektiivisista sähkömagneettisista ominaisuuksista. Shokkien mikroskooppisten ominaisuuksien käsittely on kuitenkin varsin vaikea ongelma, sillä shokki-ilmiöt ovat perusteellisen epälineaarisia. Ei ole niinkään selvää, mikä fysikaalinen prosessi vastaa törmäysten osuutta törmäyksettömässä plasmassa. Jos plasman magneettikenttä on tarpeeksi suuri, Larmorin säde voisi antaa karakteristisen pituuskaalan. Heikosti magnetoituneissa plasmoissa luonnollinen skaalapituus saattaa olla ns. elektronin inertiaalipituus (c/ω_{pe}).

Elektronit ja ionit käyttäytyvät shokeissa eri tavoin aiheuttaen varauseparaatiota ja siten makroskooppisen sähkökentän sekä sähkövirtaa. Lisäksi osa hiukkasista heijastuu takaisin ylävirtaan rikkoen siten ideaalista plasmavirtausta jo shokin yläpuolella, kuten maapallon iskurintaman osalta on havaittu.

7.1. Maan iskurintama

Parhaiten tunnettu aurinkotuulen shokeista on maapallon iskurintama (bow shock). Koska aurinkotuulen virtaus Maan radan etäisyydellä on huomattavan ylääänistä (ja yliaalfvénistä), shokki muistuttaa tavallisen kaasun vahvaa shokkia ja on tyypiltään ns. nopea shokki: aurinkotuulen mukanaan tuoma magneettikenttä pakkautuu shokin ja

magnetopausin väliin, jossa magneettivuon tiheys kasvaa.

Osa aurinkotuulen suunnatusta energiasta muuttuu shokilla lämmöksi. Tämä on pohjimmiltaan mikroskooppinen prosessi, johon liittyy epästabiilisuuksia, aaltojen syntymistä ja vaimenemista.

Iskurintaman paikkaa ei osata määrittää analyttisesti virtausyhtälöistä. Magnetopausin tyypillinen etäisyys maapallon keskipisteestä on Auringon suuntaan noin $10 R_E$ ja shokki on siitä edelleen noin $3 R_E$:n päässä.

Siinä iskurintaman alueessa, jossa IMF on kohtisuorassa shokin normaaliin nähden, ns. poikittainen shokki, virtaus on suhteellisen tasaista. Nämä shokin alueet ymmärretään kohtalaisen hyvin. Sen sijaan alueessa, jossa IMF on shokin normaalin suuntainen, syntyy ns. pitkittäinen shokki, jossa virtaus on hyvin turbulentsia. Tämä turbulenssi ulottuu IMF:n ylävirran suuntaan ns. esishokkiin asti.

Ero poikittaisen ja pitkittäisen shokin välillä johtuu siitä, että aurinkotuulen hiukkaset voivat liikkua vapaasti magneettikentän suuntaan ja siten pitkittäisestä shokista heijastuvat hiukkaset voivat nousta pitkälle ylävirtaan. Pitkittäisten shokkien fysiikkaa ei osata vielä kovin hyvin. Lisäongelmia tämän sektorin käsittelyssä aiheuttaa se, että elektronit ja protonit muodostavat kumpikin oman esishokkinsa. Ionien esishokki on selkeämpi, elektronien esishokki on enemmän magneettikentän suuntainen ja ulottuu etäämmälle.

7.2. Aurinkotuulen epäjatkuvuuksista

Koska aurinkotuulta lähtee Auringosta hyvin erilaisilla nopeuksilla ja vieden mukanaan erisuuruista ja eri tavoin orientoitunutta magneettikenttää sekä eri tiheyksistä plasmata, virtaukseen syntyy rajapintoja ja shokkirintamia. Koska aurinkotuuli noudattaa varsin hyvin ideaalista MHD:ä jossa mm. magneettikentän jäätymisehto on varsin tarkasti voimassa, aurinkotuulen erilaisten plasmojen ja magneettikenttien sekoittuminen ei tapahdu kovin helposti. Siksi aurinkotuuleen syntyvät rajapinnat voivat olla systeemin kokoon verrattuna hyvin ohuita.

Esimerkkejä aurinkotuulen sisältämisestä shokkirakenteista ovat mm. korotaatiovirtausten (eli mukana pyörivien virtausten) aiheuttamat ns. korotaatio- vuorovaikutusalueet (Corotating Interaction Region) eli korotaatioshokit sekä soihdipurkausten (fläärien) ja CME-purkausten tuottamat shokit.

Korotaatioshokki syntyy kahden hitaan aurinkotuulivirtauksen välissä etenevän nopeamman virtauksen aiheuttamasta vaikutuksesta. Nopean virtauksen eteen muodostuu kompressionaalinen alue, ns. etushokki (forward shock). Tämän taakse syntyy harventuma-alue nopean virtauksen etääntyessä sitä seuraavasta hitaasta alueesta. Usein voidaan myös erottaa harventuman jälkeen vielä toinen heikompi, ns. jälkishokki (reverse shock), joka erottaa harventuneen plasman häiriintymättömästä aurinkotuulesta. (Nopea virtaus liittyy yleensä koronan aukkoon, joka on varsin pysyvä rakenne ja aiheuttaa toistuvia nopean aurinkotuulen virtauksia Auringon pyöriessä. Tästä korotaatio-nimitys).

7.3. Heliosfäärin ulkoreuna

Aurinkotuuli ja IMF hallitsevat heliosfääriä kauas tunnetun planeettakunnan ulkopuolelle. Heliosfääri muistuttaa hieman jättiläismäistä magnetosfääriä, joka liikkuu tähtienvälisessä aineessa. Heliosfäärin ulkopuolella aurinkotuuli sekoituu tähtienväliseen aineeseen. Heliosfäärin ulkoreunaa kutsutaan heliopausiksi.

Jo ennen heliopausia aurinkotuulen virtaus tulee jollain etäisyydellä jälleen subsoniseksi eli aliääniseksi. Tämän ennustetaan tuottavan shokin, jota kutsutaan terminaatio-shokiksi.

Kaukaisen heliosfäärin rakennetta ei vielä tunneta kovinkaan yksityiskohtaisesti. Vielä muutama vuosi sitten terminaatio-shokin uskottiin olevan noin 50 AU:n etäisyydellä, mutta Voyager-1 on jo ennättänyt 80 AU:n etäisyydelle eikä ole vieläkään havainnut shokkia. Teoria ennustaa, että terminaatio-shokin pitäisi olla ylävirtaan kuljettaessa noin 2/3 etäisyydellä heliopausista.

Yritettäessä arvioida heliopausin etäisyyttä ongelmana on, ettemme tunne tähtienvälisen aineen ominaisuuksia riittävällä tarkkuudella. Neutraalin vedyn tiheys voidaan arvioida vedyn sirottaman Lyman- α -emission avulla olevan noin 0.1 cm^{-3} . Kaasun ionisaatioastetta ei tunneta kovin hyvin ja arviot ionisoituneen komponentin tiheydestä vaihtelevat välillä $0.001\text{--}0.05 \text{ cm}^{-3}$. Myös tähtienvälinen magneettikenttä on vaikea määrittää, mutta Zeemanin ilmiöön ja Faradayn rotaatioon perustuvat arviot ovat noin $0.3\text{--}0.5 \text{ nT}$.

Ylläolevien arvioiden ja aurinkotuulen tunnettujen ominaisuuksien perusteella voimme yrittää etsiä etäisyyttä, missä tähtienvälisen plasman ja aurinkotuulen paine ovat tasapainossa. Tähtienvälisen kaasun (merkitään seuraavassa indeksillä G) ja aurinkotuulen (indeksi S) välinen tasapainottuminen tapahtuu itse asiassa terminaatio-shokista aina tähtienväliseen avaruuteen ulottuvalla valtavalla alueella ja siten seuraava lasku onkin ymmärrettävä hyvin karkeaksi arvioksi tasapainoetäisyydelle.

Tasapainoyhtälö on

$$\rho_S V_S^2 + \frac{B_S^2}{2\mu_0} = \rho_G V_G^2 + p_G + \frac{B_G^2}{2\mu_0} \quad (7.1)$$

missä ρV^2 -termit ovat kummankin plasman dynaamiset paineet. Tähtienvälisen kaasun osalta on otettu mukaan myös staattinen paine p_G . Aurinkotuulen puolella nopeus pysyy lähes vakiona, tiheys pienenee kuten r^{-2} ja magneettikenttä kuten r^{-1} . Suuresta virtausnopeudesta johtuen aurinkotuulen painetta dominoi virtauspaine ja se on suurempi kuin magneettinen paine koko heliosfäärissä.

Tähtienvälisen materiaalin puolella arvio on vaikeampi. $B_G = 0.5 \text{ nT}$ antaa magneettisen paineen 10^{-13} N/m^2 (eli 0.1 pPa). Maksimaalinen protonitiheys lienee 0.1 cm^{-3} , joka yhdessä tunnetun virtausnopeuden (aurinkokunnan liike Linnunradassa) 25 km/s antaa myös suuruusluokkaa 0.1 pPa olevan dynaamisen paineen, kun taas arvioitu 10^4 K lämpötila merkitsee, että staattinen paine on kertalukua pienempi. Koska plasmatiheys on todennäköisesti pienempi, tähtienvälisen plasman dominoiva paine on todennäköisesti magneettinen paine, joka on enintään 0.1 pPa .

Näillä oletuksilla heliopausin etäisyydeksi saadaan n. 115 AU . Useimmat nykyiset heliopausimallit antavat hieman yli 100 AU :n olevia arvioita. Jos terminaatio-shokki

on todella $2/3$ tästä etäisyydestä sen tulisi olla 75-80 AU:n tienoilla, eli aivan pian havaittavissa.

Huom. Maan iskurintamaa vastaavan shokkirintaman synty tähtienvälisen virtauksen puolelle riippuu olennaisesti siitä, onko aurinkokunnan 25 km/s:n nopeus yllääninen tähtienvälisessä materiassa. Jos on, shokin pitäisi olla olemassa.

Pienen törmäystaajuuden takia tähtienvälinen neutraali kaasu (vety n. 0.1 cm^{-3} , helium n. 0.01 cm^{-3} jne.) pääsee tunkeutumaan syvälle heliosfääriin. Hiukkaset vuorovaikuttavat hitaasti aurinkotuulen kanssa. Tärkein tähtienvälinen neutraalia ainetta ionisoiva prosessi on varauksenvaihto aurinkotuulen protonien kanssa (80–90 % ionisaatiosta), loppu ionisoituu pääosin Auringon UV-säteilyn vaikutuksesta. UV-säteilyn tuottama uusi plasma ja varauksen vaihdon tuottamat, aluksi aurinkotuulen virtausta hitaammat protonit vaikuttavat jonkin verran aurinkotuulen suuren skaalan dynamiikkaan lisäten plasman massavuota ja pudottaen sen nopeutta.

Neutraali vety tarjoaa myös epäsuoran menetelmän kartoittaa heliosfäärin suuren skaalan rakennetta. Neutraali vety sirottaa Auringon Lyman- α -säteilyä. Varauksenvaihto aurinkotuulen nopeiden protonien kanssa vähentää hitaiden tähtienvälisen vetyatomien määrää. Niinpä mitä enemmän jossain alueessa on aurinkotuulta, sitä vähemmän sieltä siroaa Lyman- α -säteilyä. Tätä menetelmää käytetään hyväksi mm. ESA:n SOHO-aluksen SWAN-laitteiston mittauksissa.

Huom. Aurinkotuulen ja IMF:n mukaansa tempaamia, tähtienvälisen kaasun ioneja sanotaan myös ns. pick-up-ioneiksi. Ne kulkeutuvat virtauksen mukana terminaatioshokille, jossa osa niistä voi saada lisäkiihdytyksen huomattaviin energioihin. Näitä kiihdytettyjä ioneja voi päästä takaisin sisäiseen heliosfääriin, missä niitä kutsutaan anomaalisiksi kosmisiksi säteiksi (ACR). ACR-komponentti on voitu erottaa muista kosmisista säteistä. Niiden avulla saadaan tietoa mm. tähtienvälisen aineen koostumuksesta.

8. Magnetosfäärin muodostuminen

Nyt käsittelemme magnetoituneen planeetan magnetosfäärin muodostumista aurinkotuulen ja magneettikenttien vuorovaikutuksessa. Oletamme planeetan magneettikentän muodoksi dipolikentän ja käytämme esimerkkinä Maan magnetosfääriä.

Termin magnetosfääri toi käyttöön englantilainen astrofyysikko Thomas Gold vuonna 1959 kuvaamaan sitä maapalloa ympäröivää aluetta, jossa Maan magneettikenttä dominoi varattujen hiukkasten liikettä aurinkotuuleen nähden. Tuolloin oli jo tullut selväksi, että aurinkotuulen täytyy painaa magnetosfääriä kasaan päiväpuolella ja venyttää sitä pyrstömäiseksi yöpuolella, joten tämän ”sfäärin” (engl. sphere=pallo) tiedettiin olevan muuta kuin pallomainen. Nimitys jäi kuitenkin elämään senkin jälkeen, kun satelliittihavainnot olivat vahvistaneet magnetosfäärin suuren epäsymmetrian.

Magnetosfäärin käsite laajennetaan usein käsittämään myös magnetoitumattomien planeettojen plasmaympäristöt. Tällöin aurinkotuulta ei pysäytä magneettikenttä, vaan lähinnä Auringon säteilyn ionisoima yläilmakehä eli ionosfääri. Koska ionosfäärikin on plasmatilassa, ei aurinkotuuli pääse helposti tunkeutumaan sen sisään. Tällainen ionosfääri-magnetosfääri on Venuksella ja Marsilla sekä komeetoilla silloin, kun ne ovat lähellä Aurinkoa. Muilla aurinkokuntaamme planeetoilla on sisäinen magneettikenttä ja siis myös magnetosfääri.

Kuten aiemmin todettiin, koko heliosfäärin voi ajatella suureksi tähtienvälisessä plasmassa kulkeväksi magnetosfääriksi. Samoin magnetoituneet galaksit muodostavat valtavia magnetofäärin kaltaisia alueita galaksien välisessä plasmassa. Hyvin eksoottinen magnetosfäärin luokka ovat neutronitähtien magneettikenttien hallitsemat alueet, joissa magneettikentät ja hiukkasten energiat ovat hyvin korkeita. Näitä tarkasteltaessa täytyy huomioida sekä relativistiset että kvanttiefektit.

8.1. Aurinkotuulen ja dipolikentän tasapaino

Aurinkotuulen virtauseste ei ole itse magnetoitunut planeetta vaan sen magneettikenttä. Tämän voi ymmärtää aurinkotuulen nestekuvailussa siten, että aurinkotuulen plasma on jäänyt aurinkotuulen magneettikenttään ja jäätymisehdon on rikkouduttava, jotta plasmaa pääsisi Maan dipolikenttään. Hiukkaskuvailun mukaan dipolikentän tuottama Lorentzin voima poikkeuttaa hiukkaset dipolin ympäri.

Määritetään nyt se etäisyys, jossa aurinkotuuli (SW) ja magnetosfääri (MS) ovat painetasapainossa keskenään. Aurinkotuulen dynaaminen paine ($\rho_m V^2$) on Maan etäisyydellä suuruusluokkaa 10^{-9} Nm^{-2} , eli 1 nPa. Tämä vastaa ilmakehän teoreettista painetta noin 3000 km:n korkeudella. Magneettikentän paine ($B^2/2\mu_0$) on tällä korkeudella kuitenkin jo paljon suurempi ja laskee 1 nPa:n tasolle vasta noin $10 R_E$:n etäisyydellä. Tämä on myös suurempi kuin magnetosfäärin plasman paine tuolla etäisyydellä.

Tasapainoyhtälö on siis aurinkotuulen dynaamisen paineen ja Maan magneettikentän välinen

$$K\rho_{m,SW}V_{SW}^2\cos^2\psi = \frac{B_{MS}^2}{2\mu_0} \quad (8.1)$$

missä ψ on magnetosfäärin ulkoreunan, magnetopausin, ja aurinkotuulen virtauksen välinen kulma ja K on empiirisesti määrättävä vakio. Elastiselle törmäykselle $K=2$ ja epäelastiselle $K=1$. Havaintojen mukaan $K=0.9$. Syy havaittuun K :n arvoon on, ettei aurinkotuulen virtaus sen enempää siroa elastisesti magnetopausista kuin absorboitukaan siihen vaan kiertää esteen ympäri. Virtauksen poikkeaminen alkuperäisestä suunnasta alkaa jo iskurintamassa, missä virtauksen nopeus pienenee hyppäyksenomaisesti. Tasapainoyhtälössä virtausnopeus on kuitenkin shokin ulkopuolinen, häiriötön nopeus. Vuorovaikutus tapahtuu siis koko alueessa magnetopausilta shokille. Shokin ja magnetopausin välistä aluetta kutsutaan englanninkielisellä nimellä magnetosheath, jolle ei ole hyvää suomennosta. Aluetta kutsutaan joskus pyörteiseksi välivyöhykkeeksi, mikä kuvaa plasman ominaisuuksia alueessa. Auringon suunnassa vyöhykkeen paksuus on noin $3 R_E$ ja se levenee magnetosfäärin sivustoilla.

Ylläolevaa tasapainotarkastelua kutsutaan Chapmanin ja Ferraron ongelmaksi. He esittivät vuonna 1931, että ns. diamagneettinen virta (eli Chapmanin ja Ferraron virta)

$$\bar{J}_{CF} = \frac{\bar{B}_{MS}}{B_{MS}^2} \times \bar{\nabla} p_{SW} \quad (8.2)$$

varjostaisi magnetosfäärin kentän aurinkotuulesta. Virtaa kantavat tietenkin yksittäiset varaukset ja mikroskooppisessa kuvassa virta aiheutuukin siitä, että elektronit ja ionit alkavat kiertää Lorentz-voiman vaikutuksesta magnetosfääriä eri suuntiin. Lorentz-voimasta laskettu virta on siis samansuuntainen yhtälön 8.2. antaman virran kanssa. (Epähomogeenisessa magneettikentässä vaikuttaa myös gradientti-kaarevuus-kulkeutumisesta johtuva virta).

Magnetopausin virran tulee varjostaa magnetosfäärin kenttä lähes olemattomiin virtalevyn ulkopuolella. Virtalevyn sisäpuolella efekti on päinvastainen ja puolet virtalevyn sisäpuolella havaittavasta kentästä tulee virrasta ja loput on dipolikenttää. (Itse asiassa tekijä kaksi pätee tasomaiselle virtalevyille. Todellisuudessa hieman yli puolet magnetopausin sisäpuolella olevasta kentästä aiheutuu magnetopausin virrasta). Magneettikentän kenttäviivojen muoto muuttuu tämän vuoksi päiväpuolella merkittävästi.

Chapmanin ja Ferraron malli magnetoitumattoman aurinkotuulen ja Maan dipolikentän välille kuvaa suljettua magnetopausia, jossa virtakerros on ns. tangentialinen epäjatkuvuus, jonka läpi ei virtaa hiukkasia. Mallissa aurinkotuulen dynaaminen paine puristaa kenttää päiväpuolelta ja venyttää sitä yöpuolella, muttei kovin kauas. Tällainen magnetosfääri olisi lähinnä pisanan muotoinen. 1960-luvulla tehdyt satelliittihavainnot kuitenkin osoittivat, että yöpuolen magneettinen pyrstö ulottuu paljon etäämmälle kuin tämä venytetyn dipolikentän malli ennustaa.

8.2. Magnetosfäärin rakenne

Chapmanin ja Ferraron malli ottaa huomioon vain aurinkotuulen normaalipaineen magnetopausilla olettaen tangentialisen virtauksen täysin kitkattomaksi. Syy pyrstön venymiseen on aurinkotuulesta magnetosfääriin siirtyvässä tangentialisessa jännityksessä. Magnetopausilla tapahtuu diffuusiota ja hiukkasten välistä vuorovaikutusta, joka pyrkii vetämään myös magnetopausin sisäpuolella olevia hiukkasia

alavirtaan. Nykyisten arvioiden mukaan tämä mekanismi vastaa n. 10% kaikesta magnetosfääriin siirtyvästä aurinkotuulen energiasta.

Vielä tärkeämpi prosessi on magnetopausin avautuminen ns. rotationaaliseksi epäjatkuvuudeksi, jota yleisesti kuvataan rekonnektiolla. Rekonnektio siirtää aurinkotuulen plasmaa ja energiaa tehokkaasti magnetosfääriin. Energia on peräisin aurinkotuulen virtauksesta, mutta energiansiirtoprosessi muuntaa sen pääosin magnetosfäärin pyrstön magneettiseksi energiaksi.

Suurin osa magnetosfäärin pyrstön tilavuudesta koostuu magneettisista vuoputkista, jotka kytkeytyvät pitkin magneetikenttää napa-alueiden ionosfääreihin. Näitä alueita kutsutaan pyrstölohkoiksi (tail lobes). Pohjoisen lohkon kenttä osoittaa kohti Maata ja eteläisen Maasta pois päin. Tällainen rakenne edellyttää ekvaattoritasossa aamupuolelta iltapuolelle suuntautunutta sähkövirtaa (\bar{J}_{CT} , cross-tail current, pyrstövirta). Poikki pyrstön kulkeva virta puolestaan sulkeutuu molempien pyrstölohkojen ympäri kiertävillä magnetopausin virroilla (\bar{J}_{MP}). Tultaessa kohti päiväpuolta magnetopausin virta muuttuu Chapmanin ja Ferraron virraksi.

Näin siis sekä päiväpuolen kokoonpuristuminen että yöpuolen venyminen voidaan kuvata sähkövirtasilmukoiden avulla. Vaikka magnetosfäärin plasman johtavuus onkin erittäin suuri, liittyy sähkövirtoihin aina jonkinasteista resistiivisyyttä ja pitkän pyrstön virtajärjestelmän ylläpito vaatii energiasyöttöä aurinkotuulesta. Pyrstön venyisyys riippuu olennaisesti energiansyötön tehokkuudesta.

Koko revontulivyöhykkeen sulkema magneettinen vuo jatkuu etäisessä pyrstössä pyrstölohkoja kiertävän sähkövirran ylläpitämänä magneettivuona. Revontulivyöhyke eli revontuliovaali on magneettisen navan suhteen epäkeskinen ympyrä, joka on päiväpuolella lähempänä napaa kuin yöpuolella.

Keskipäivän kohdalla (eli Auringon suunnassa) ovaalilla on erikoinen alue, jota Chapmanin ja Ferraron mallin virtasilmukat kiertävät. Chapman ja Ferraro käyttivät magnetostatiikasta tuttua peilidipoliesitystä kuvaamaan aurinkotuulen johtavan plasman ja dipolikentän vuorovaikutusta. Tässä mallissa magnetopausi on taso ja siinä esiintyy kaksi singulaarista pistettä, ns. neutraalipistettä, joissa $B = 0$. Näistä pisteistä magneetikentän voimaviivat kytkeytyvät ovaalin keskipäivän kohtaan (eivät siis magneettisille navoille!). Todellisuudessakin päiväpuolen magnetopausilla on kaksi äärellistä napaonkaloa (cusp), joiden läpi aurinkotuulen plasmaa pääsee virtaamaan magnetosfääriin ja ionosfääristä peräisin olevaa plasmaa pois magnetosfääristä.

Napaonkalot, rekonnektio ja diffuusio magnetosfäärin reunoilla syöttävät aurinkotuulen plasmaa magnetopausin sisäpuolella oleviin reunakerroksiin (magnetospheric boundary layers).

8.3. Virtaus magnetosfäärin ohitse

Aurinkotuulen virtauksen kiertäminen magnetosfäärin ympäri alkaa jo iskurintamalta. Shokki itse leviää laajenevana kiilana alavirran aurinkotuuleen. Aurinkotuulen virtausta voidaan mallintaa globaaleilla MHD-simulaatiomalleilla, joissa malliin syötetään riittävän tarkka approksimaatio MHD:n yhtälöistä ja maapallon magneetikenttä

sekä kiinnitetään aurinkotuulen plasmaparametrit ylävirran puolella.

Iskurintamassa aurinkotuulen nopeus siis laskee jyrkästi. Auringon suunnassa virtaus voi tulla jopa subsoniseksi. Aamu- ja iltasektorissa se palautuu jälleen yläääniseksi (ns. sonic line). Näin on tapahduttava, sillä esteen sivuilla virtauksen on oltava jatkuva.

Ideaalisen MHD:n shokkirintamalle voidaan osoittaa, että tiheys ja magneettikenttä kasvavat shokin yli tekijällä $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ ja nopeus puolestaan putoaa samalla tekijällä. Jos $\gamma = 5/3$, tämä tekijä on 4. Numeerinen MHD-malli antaa tiheyden kasvuksi shokkirintamassa Auringon suunnassa tekijän 3.82. Shokin jälkeen plasma tiivistyy edelleen ja kaikkein suurin tiheyden kasvu on magnetopausin Auringon suuntaisessa pisteessä, jossa tiheys on 4.23-kertainen aurinkotuulen tiheyteen verrattuna. Kierrettäessä pitkin magnetosfäärin reunaan magnetopausin yöpuolelle tiheys putoaa pienemmäksi, mutta on kaikkialla shokin takana ylävirran tiheyttä suurempi

Plasman lämpötila kasvaa shokilla ja välivyöhykkeessä kaikkein eniten. Sille voi johtaa kaavan

$$\frac{T}{T_{SW}} = 1 + \frac{(\gamma - 1)M_{SW}^2}{2} \left(1 - \frac{V^2}{V_{SW}^2}\right) \quad (8.3)$$

missä T_{SW} ja V_{SW} ovat ylävirran lämpötila ja nopeus ja M_{SW} ylävirran Machin luku. Lämmitys riippuu ratkaisevasti Machin luvusta. Ylläolevilla arvoilla kuumeneminen on Auringon suunnalla noin 20-kertaista.

8.4. Pyrstön virta

Aiemmin todettiin, että koko revontulivyöhykkeen rajaaman napakalotin läpi kulkeva magneettivuo vastaa pyrstölohkon vuota. Tyypillinen revontuliovaali on (lähes) ympyränmuotoinen rengas, jonka sisäpuolella olevan napakalotin (polar cap, PC) magneettivuo on

$$\Phi_{PC} = \pi(R_E \sin \theta_{PC})^2 B_{PC}, \quad (8.4)$$

missä θ_{PC} on ovaalin reunan kolatitudi. Käytetään sille arviota 15° ja magneettikentälle arvoa $60 \mu\text{T}$. Tällöin $\Phi_{PC} \approx 5 \times 10^8 \text{ Wb}$. Tämän täytyy olla yhtä suuri kuin pyrstölohkon magneettivuo

$$\Phi_T = \frac{1}{2}\pi R_T^2 B_T \quad (8.5)$$

missä pyrstölohko on oletettu puoliympyräksi, jonka säde on R_T , ja pyrstölohkon magneettikenttä on B_T . Merkitsemällä vuot yhtä suuriksi saadaan

$$\frac{R_T}{R_E} = \left(\frac{2B_{PC}}{B_T}\right)^{1/2} \sin \theta_{PC}. \quad (8.6)$$

Keskipyrstössä kenttä on noin 20 nT, mikä antaa pyrstön säteeksi $20 R_E$, etäällä pyrstössä kenttä on vain 10 nT ja pyrstön säde on noin $28 R_E$. Jos pyrstön magneettivuo kasvaa aurinkotuulen energian siirtyessä pyrstölohkon magneettikentäksi, on ovaalin sulkeman napakalotin laajennuttava, koska lähellä maanpintaa magneettivuon määrää maapallon dipoli.

Pyrstöä jakava virtalevy on myös plasmalevy, jossa plasma on paljon pyrstölohkoja tiheämpää. Staattisessa tilanteessa pyrstölohkon kentän on oltava painetasapainossa plasmalevyn plasman kanssa. Plasmalevyssä kenttä vaihtaa suuntaansa lähes nollan kautta, joten karkea tasapainoarvio on

$$\frac{B_T^2}{2\mu_0} = nk_B(T_e + T_i). \quad (8.7)$$

Pyrstölohkon 20 nT:n magneettikenttä vastaa 0.16 nPa painetta, joka on sopuoinnussa plasmalevyn tyypillisten parametrien ($n = 0.1 - 0.3 \text{ cm}^{-3}$, protonien lämpötila noin 5 keV ja elektronien noin 1 keV) tuottaman paineen kanssa. Plasmalevy ei kuitenkaan ole homogeeninen, joten arvio on vain suuntaa antava.

Ampèren laki virtalevyn yli antaa $2B_T = \mu_0 I$, joten 20 nT:n kentän kääntäminen vastakkaisuuntaiseksi edellyttää 30 mA/m:n virtaa (eli 30 A/km tai $2 \times 10^5 \text{ A}/R_E$). Siis jokainen 5 R_E n mittainen pätkä pyrstöä kantaa 1 MA:n virtaa pyrstön poikki. Tämä virta jakautuu kahtia kummankin pyrstölohkon ympäri kulkevaksi virraksi. Koska pyrstö on hyvin pitkä, pyrstön kokonaisvirta on yli 10 MA.

Pyrstön täsmälliset plasmaparametrit vaihtelevat sekä magnetosfäärin dynamiikan myötä että etäisyyden funktiona. Pyrstön keskivaiheilla (30 – 40 R_E) tyypilliset muuttujien arvot on annettu oheisessa taulukossa.

	magneto- sheath	pyrstö- lohko	plasmalevyn reunakerros	plasmalevyn keskiosa
$n \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	8	0.01	0.1	0.3
$T_i \text{ (eV)}$	150	300	1000	4200
$T_e \text{ (eV)}$	25	50	150	600
$B \text{ (nT)}$	15	20	20	10
β	2.5	3×10^{-3}	0.1	6

8.5. Magnetosfäärin konvektio

Ionosfäärissä plasma virtaa napakalotin poikki päiväpuolelta yöpuolelle. Siellä virtaus jakautuu kahtia ja kiertää revontuliovaalin aamu- ja iltasektoreissa takaisin päiväpuolelle. Konvektio on käynnissä jatkuvasti ja se on heikompaa, jos IMF:n pohjois-etelä-komponentti osoittaa pohjoiseen (pohjoinen IMF), ja vahvempaa, jos tämä osoittaa etelään (eteläinen IMF). Koska ideaalinen MHD kuvaa ionosfäärin yläpuolella olevaa plasmaa erittäin hyvin, tämän konvektion täytyy kuvautua myös kauempana magnetosfäärin pyrstölohkossa ja plasmalevyssä.

Jos magnetopausi olisi kokonaan suljettu (ks. kuva), konvektio kiertäisi magnetosfäärin sisällä siten, että ionosfäärissä napakalotin poikki päiväpuolelta yöpuolelle virtaavat vuoputket olisivat jossain vaiheessa virtausta magnetosfäärin ulkoreunalla, jossa jonkinlainen viskoosi vuorovaikutus aurinkotuulen kanssa ylläpitäisi kiertoa.

Suljetun pyrstön perällä konvektion olisi käännäyttävä takaisin päiväpuolelle. Tämä on ns. Axfordin ja Hinesin suljetun magnetosfäärin malli vuodelta 1961.

Klassinen törmäyksellinen viskositeetti on magnetosfäärin reunoilla kuitenkin erittäin heikkoa, vastaten n. 10–20% havaitusta konvektiosta. Tärkein konvektiota ylläpitävä mekanismi on rekonnektio magnetopausilla. Tähän viittaa erityisesti se, että konvektio on voimakkainta IMF:n suunnan ollessa mahdollisimman eteläinen. Tällöin magnetopausin päiväpuolella magnetosfäärin ja aurinkotuulen kenttäviivat ovat eniten vastakkaisuuntaiset ja olosuhteet parhaat rekonnektion tapahtumiselle.

Dungey esitti konvektiomallin rekonnektion avaamassa avoimessa magnetosfäärissä (ks. kuva). Aurinkotuulen kuljettama kenttäviiva kytkeytyy Maan magneettikenttään magnetopausilla. Aurinkotuulen plasman virtaus jatkuu napa-alueen yli ja kenttäviivan magnetosfäärissä oleva osa kulkeutuu pyrstölohkon kenttäviivaksi. Näin yöpuolelle lisääntyvä magneettivuoto painaa virtausta kohti etäisen pyrstön virtalevyä ja n. 100 – 200 R_E :n päässä tapahtuu toinen rekonnektio, joka vapauttaa osan magneettivuosta alavirtaan ja osa alkaa konvektoitua kohti Maata. Tähän mennessä kenttäviivan ionosfäärissä oleva pää on kulkenut napakalotin poikki lähelle keskiyötä. Paluuvirtaus kiertää päiväpuolelle maapallon ympäri. Tämä vastaa plasman konvektiota ionosfäärissä takaisin päiväpuolelle.

Jos päiväpuolen ja yöpuolen rekonnektionopeudet ovat tasapainossa, prosessi voi muodostaa tasaisen virtaustilan. Tasainen konvektio on kuitenkin hyvin harvinainen ilmiö. Konvektio napakalotin poikki kestää noin kolme tuntia ja sinä aikana aurinkotuulen olosuhteet yleensä muuttuvat ja siten yö- ja päiväpuolen rekonnektiot ovat eri suuria. Etäisen pyrstön dynamiikasta on olemassa vain rajallista tietoa ja se vaikuttaa varsin epästabiililta alueelta. Tiedetään esimerkiksi, että eteläisen IMF:n aikana pyrstölohkoihin kertynyt energia voi purkautua intensiivisinä, alimyrskyiksi kutsuttuina purskeina (ks. myöhemmin). Pyrstön magneettisen energian lisääntyminen näkyy napakalotin laajenemisena, eli yhä useampi dipolin kenttäviiva aukeaa avoimeksi kenttäviivaksi, jonka toinen pää on aurinkotuulussa.

Huom. Vaikka kentän jäätyminen plasmaan onkin näppärä kuvailutapa, täytyy muistaa, että kyseessä on vain ideaalisen MHD:n mahdollistama kuva. Konvektio on nimenomaan plasman konvektiota. Konvektoituvien kenttäviivojen toinen pää on tukevasti paikallaan maapallon dipolissa eikä ole mielekästä puhua kenttäviivojen kiertämisestä maapallon pinnalla ympäri napakalottia! Voimme esimerkiksi ajatella, että resistiivinen ionosfääri on alue, jonka päällä magneettikenttä liukuu. Vielä parempi on ymmärtää, että magneettikenttä on kenttäsuure, jolla on suunta ja suuruus, jotka voivat muuttua sekä ajallisesti että paikallisesti. Kenttäviiva on pelkkä matemaattinen esitys magneettikentän tangentialvektorille kussakin avaruuden pisteessä. Jäätyminen merkitsee sitä, että kaksi plasmaelementtiä ovat kullakin hetkellä keskenään samalla kenttäviivalla, mutta kenttäviivalla ei ole fyysikaalista identiteettiä ajanhetkestä toiseen.

Jos olemme paikallaan olevassa koordinaatistossa, jossa plasma liikkuu magneettikentän poikki, tähän liikkeeseen liittyy sähkökenttä ($\vec{E} = -\vec{V} \times \vec{B}$). Ionosfäärin plasman liike on mahdollista mitata tutkalla. Maan magneettikenttä tunnetaan, joten napakalotin

sähkökenttä voidaan määrittää

$$E = \frac{\varphi}{2R_{PC}} = V_{PC}B_{PC} , \quad (8.8)$$

missä φ on potentiaali napakalotin poikki (tyypillisesti suuruusluokkaa 50 kV), R_{PC} napakalotin säde ja B_{PC} napa-alueen magneettikenttä ionosfäärissä. Koska ideaali-MHD:ssä magneettikenttäviivat ovat tasapotentiaalikäyriä, φ vastaa siis myös pyrstölohkon poikki olevaa potentiaaliero.

Toisaalta voimme laskea samalla tavalla aurinkotuulen virtauksen aiheuttaman sähkökentän Maan koordinaatiossa. Tyypilliset arvot $V_{SW} = 400$ km/s ja $B_{SW} = 5$ nT antavat sähkökentän 2 mV/m, joka kerrottuna 50 R_E :n suuruisella magnetosfäärin halkaisijalla antaa 640 kV. Voidaan siis arvioida, että vain noin kymmenesosa aurinkotuulen liikkeen indusoimasta potentiaalista (“sähkömotorisesta voimasta”) siirtyy magnetosfääriin. Lopusta osa annihiloituu diffuusioalueessa ja osa kiertää magnetosfäärin.

Huom. Emme vielä tunne rekonnektioprosessin mikrofysiikkaa kovin hyvin emmekä esimerkiksi tiedä, kuinka paljon sisääntulevasta energiasta on alun perin aurinkotuulen magneettikentässä ja kuinka paljon sen dynaamisessa paineessa, joka on siis paljon suurempi kuin magneettinen energiatiheys.

8.6. Magnetosfäärin reunakerrokset

Koska aurinkotuuli osittain läpäisee magnetopausin, syntyy magnetopausin sisäpuolelle ns. magnetosfäärin reunakerros. Reunakerroksessa erotetaan matalan latitudin reunakerros (low-latitude boundary layer, LLBL) ja korkean latitudin reunakerros (high-latitude boundary layer, HLBL) eli plasmamantteli (plasma mantle). Yleinen käsitys on, että rekonnektioprosessilla on reunakerroksen synnyssä keskeinen osa. Reunakerrosten paksuudet ovat tyypillisesti muutamia tuhansia kilometrejä, mutta niiden olosuhteet vaihtelevat riippuen aurinkotuulen ominaisuuksista, erityisesti IMF:n suunnasta.

HLBL muodostuu, kun aurinkotuulen plasma pääsee virtaamaan napaonkalon läpi magnetosfääriin. Tämä tapahtuu kaikissa olosuhteissa, mutta merkittävintä virtaus on IMF:n osoittaessa etelään ja rekonnektion tapahtuessa päiväpuolella. Sisääntunkeutunut plasma kulkeutuu alavirtaan. Suurin osa hiukkasista, joiden liikkeellä on magneettikentän suuntainen komponentti, peilautuu ennen joutumistaan ionosfääriin. Koska kentän voidaan ajatella konvektoituneen peilautumisen aikana, alunperin päiväpuolen kenttäviivoilla olleet hiukkaset joutuvat yöpuolelle.

Napaonkalon alueella tapahtuu myös ionosfäärin hiukkasten poikittaista kuumennusta ja ne karkaavat magnetosfääriin joutuen myös osaksi HLBL:n plasmaa. Koska pyrstössä on aamupuolelta iltapuolelle osoittava sähkökenttä, hiukkasilla on kulkeutumisenopeutta HLBL:stä pyrstölohkoon. HLBL:n raja lähes tyhjään pyrstölohkoon onkin epämääräinen eritoten etäisessä pyrstössä, jossa lähes koko pyrstö on reunakerrosten tyyppisen plasman täyttämää, joskin harvaa.

Matalan latitudin reunakerroksen (LLBL) plasman alkuperä on epäselvempi. Osa plasmasta tulee epäilemättä aurinkotuulesta rekonnektion avulla ja on siten avoimilla

kenttäviivoilla. Pienempi osa plasmasta tunkeutuu sisään reunoilla tapahtuvan diffuusion ansiosta. Osa plasmasta on peräisin magnetosfäärin sisältä. Kysymys siitä, kuinka suuri osa LLBL:stä on suljetuilla ja kuinka suuri osa avoimilla kenttäviivoilla ja kuinka tämä suhde mahdollisesti muuttuu aurinkotuulen parametrien muutoksen myötä, on yhä vilkkaan tutkimuksen ja kiistelyn kohteena.

Kolmas tärkeä reunakerros on pyrstölohkon ja plasmalevyn välissä oleva plasmalevyn reunakerros (PSBL). Sen yli pyrstölohkon hyvin harva plasma muuttuu lyhyellä matkalla plasmalevyn paljon tiheämmäksi plasmaksi. PSBL:lle ovat ominaisia nopeat kenttäsuuntaiset hiukkasvirtaukset. Jatkettaessa pitkin PSBL:n kenttäviivoja kohti ionosfääriä päädytään hyvin kapeaan vyöhykkeeseen revontuliovaalin navanpuoleisella reunalla. Toisaalta, pyrstön suuntaan kenttäviivojen uskotaan ulottuvan etäisen pyrstön neutraaliviivaan. PSBL:n ulkoreuna on siten suljetun magneettikentän alueessa olevan plasmalevyn ja avoimilla kenttäviivoilla olevan pyrstölohkon reuna. Tätä kutsutaan usein viimeiseksi suljetuksi kenttäviivaksi. Puhuttaessa magneettikentän topologiasta siitä käytetään nimeä separatrix.

8.7. Magnetosfäärin plasma

Tähän asti magnetosfääriä on tarkasteltu pääasiassa magneettikentän näkökulmasta. Nyt tarkastellaan magnetosfäärin plasman ominaisuuksia lähemmin.

8.7.1. Pyrstön plasma

Pyrstölohkojen plasman tiheys on erittäin pieni, suuruusluokkaa 0.01 cm^{-3} . Sinne nousee ionosfääristä matalan energian protoneja ns. napatuulena (polar wind) revontuliovaalin sulkemasta napakalotista sekä napaonkalon alueelta. Pyrstölohkon kenttäviivat ovat avoimia.

Plasmalevy jaetaan usein plasmalevyn keskiosaan (CPS, central plasma sheet) ja plasmalevyn reuna-alueeseen (BPS, boundary plasma sheet) sen mukaan, ulottuvatko alueen kenttäviivat ionosfäärissä revontuliovaalin navanpuoleisiin osiin, missä esiintyy kirkkaita revontulikaaria (BPS), vaiko ekvaattorinpuoleiseen osaan, missä revontulet ovat diffuuseja ja usein paljaalle silmälle liian heikkoja havaita (CPS).

Plasmalevyn elektronien tyypillinen energia (ja lämpötila) on hieman alle 1 keV, protonien energia puolestaan 4–5 keV. Lämpötilaero selittyy ainakin osaksi sillä, että plasmalevyn keskellä oleva virtalevy kuumentaa tehokkaammin protoneja kuin elektroneja. Hiukkastiheys plasmalevyn sisäosissa on n. 1 cm^{-3} . Plasman kineettisen energiatheyden suhde magneettiseen energiatheyteen (ns. plasman β -parametri) on siellä varsin suuri, tyypillisesti 1–10.

Huomattava osa plasmalevyn plasmasta on peräisin ionosfääristä (eli alunperin ilmakehästä). Rauhallisina aikoina suurin osa ioneista on protoneja, O^+ :n osuuden ollessa 10% tai vähemmän. Voimakkaan magneettisen aktiivisuuden aikana ionosfäärin plasmaprosessit lämmittävät happi-ioneja tehokkaasti, jonka seurauksena niiden ulosvirtaus revontulivyöhykkeeltä kasvaa niin suureksi, että plasmalevyssä happea saattaa olla lukumääräisesti jopa enemmän kuin protoneja.

Kuten edellä esitettiin, magnetosfäärin reunakerroksissa (LLBL, HLBL) plasman virtaus on aurinkotuulen suuntaista. Pyrstön neutraaliviivan alueella virtaus jakautuu aurinkotuulen mukana magnetosfäärin lopullisesti jättäväksi virtaukseksi ja takaisin Maata kohti tapahtuvaksi virtaukseksi plasmalevyssä. Aamupuolelta iltapuolelle suuntautuva sähkökenttä painaa osan HLBL:n ja LLBL:n virtauksesta pyrstölohkon läpi plasmalevyyn. Plasmalevyssä keskimääräinen virtaus on siis Aurinkoon päin, joskin virtauksen on havaittu olevan epätasaista ja purskeista.

8.7.2. Geostationaarisen radan alue

Geostationaarinen rata on ekvaattoritasossa oleva ympyrärata, jolla yksi kierros Maan ympäri kestää yhden vuorokauden. Sen etäisyys Maan keskipisteestä on $6.6 R_E$ ja Maan pinnalta 36000 km. Radalla on erityistä käytännön merkitystä suurten tietoliikenne- ja kaukokartoitussatelliittien olinpaikkana. Monissa geostationaariradalla olevissa satelliiteissa on myös avaruuden plasman ja magneettikentän ominaisuuksia mittaavia laitteita.

Normaalioloissa geostationaarinen rata on syvällä magnetosfäärin sisällä, mutta aurinkotuulen dynaamisen paineen kasvaessa huomattavasti normaalia suuremmaksi, päiväpuolen magnetopausi voi tunkeutua geostationaarisen radan sisäpuolelle. Näin voi käydä esimerkiksi suuren CME:n aikana, jolloin aurinkotuulen tiheys saattaa kasvaa jopa monikymmenkertaiseksi.

Magneettikentän rakenne vaihtelee geostationaarisella etäisyydellä lähes puhtaasti dipolikentän muodosta selvästi venyneeseen yöpuolella tai selvästi litistyneeseen muotoon päiväpuolella. Tästä aiheutuu myös selvää vuorokausivaihtelua. Erittäin voimakkaan magneettisen aktiivisuuden aikana pyrstön virtalevy voi venyttää ja ohentaa plasmalevyä jopa niin paljon, että geostationaarinenkin satelliitti joutuu plasmalevyn ulkopuolelle.

8.7.3. Säteilvyöt ja rengasvirta

Geostationaarisen radan sisäpuolella magneettikenttä on useimmiten lähes dipolin muotoinen. Näille kenttäviivoille jouduttuaan varatut hiukkaset pysyvät keskimäärin varsin pitkään vangittuina dipolikentän magneettisessa pullossa.

Tässä alueessa on kolme osittain päällekkäistä hiukkaspopulaatiota: kylmää plasmasta koostuva plasmafääri sekä energeettisemmistä hiukkasista koostuvat rengasvirta ja säteilvyöt.

Säteilvyöiden löytyminen oli ensimmäinen avaruuslentojen mukanaan tuoma suuri yllätys. Ensimmäisessä amerikkalaisessa satelliittissa, tammikuussa 1958 laukaistussa Explorer I:ssä oli James Van Allenin johtaman tukimuryhmän yksinkertainen Geiger-laskuri, joka meni käytännössä tukkoon satelliitin läpäistessä säteilvyöt. Ilmiö selitettiin magneettiseen pulloon vangittujen energeettisten hiukkasten aiheuttamaksi. Säteilvyöitä on olennaisesti kaksi. Sisempi vyö koostuu pääosin energeettisistä (0.1–40 MeV) protoneista ja ulompi keV–MeV alueen elektroneista.

Positiivisesti varatut energeettiset hiukkaset kulkeutuvat lähinnä gradientti-kaarevuus-

kulkeutumisen ansiosta länteen, negatiivisesti varatut itään. Ne kantavat siis mukanaan länteenpäin suunnattua sähkövirtaa. Maata kiertävää kokonaisvirtaa kutsutaan rengasvirraksi. Rengasvirta koostuu pääosin muutaman kymmenen-sadan keV:n energian omaavista elektroneista, protoneista ja raskaammista ioneista.

Siinä missä Van Allenin säteilyvyöt ovat varsin hitaasti muuttuvia, rengasvirta on erittäin dynaaminen. Jo kohtalaisen magneettisen aktiivisuuden aikana rengasvirtaan injektoiduu runsaasti uusia varattuja hiukkasia, jotka vahvistavat virtaa. Rauhallisina aikoina hiukkaset katoavat hitaasti eri prosessien vaikutuksesta ja virta heikkenee. Rengasvirran heikkenemiseen vaikuttavat mm. diffuusio, aalto-hiukkasvuorovaikutukset, törmäykset ja varauksenvaihto Maan neutraaleista vety-atomeista muodostuvan ns. geokoronan kanssa.

8.7.4. Plasmasfääri

Magnetosfäärin sisin alue on ionosfääristä peräisin olevasta kylmästä (≈ 1 eV), tiheästä ($\approx 10^3$ cm $^{-3}$) plasmasta koostuva plasmasfääri. Plasmasfäärin hiukkasten energiat ovat niin pieniä, etteivät ne osallistu olennaisesti rengasvirtaan.

Plasmasfäärin olemassaolo pääteltiin jo ennen avaruuslentoja maanpinnalta tehtyjen VLF-alueen ns. vihellysaaltojen etenemismittausten avulla. Tuolloin havaittiin myös, että plasmasfäärillä on hyvin jyrkkä ulkoreuna, ns. plasmapausi, noin 3–5 R_E :n etäisyydellä maapallon keskipisteestä.

Plasmapausin paikka ja hienorakenne vaihtelevat huomattavasti etenkin magnetosfäärin aktiivisuuden funktiona (ks. kuva). Kun magnetosfääri on hyvin rauhallinen, hiukkastiheys laskee pehmeästi etäisyyksillä 4–6 R_E , mutta voimakkaan aktiivisuuden aikaan raja on hyvin jyrkkä ja lähempänä Maata.

Plasmasfääri on hyvin epäsymmetrinen LT:n suhteen (ks. kuva). Iltasektorissa oleva laajentuma eli ns. bulge on pysyvä rakenne, joskin sen paikka ja koko vaihtelevat. Plasmasfäärin laajentuman muodostuminen liittyy siihen miten matalan energian plasmahiukkaset liikkuvat sisemmässä magnetosfäärissä. Tätä säätelee plasman konvektio.

8.8. Plasman konvektio ja sähkökentät

Sähkökentän suora mittaaminen avaruudessa on hyvin vaikeaa. Mikäli plasma on ideaalisen MHD:n oletusten mukaisessa tilassa ja mikäli onnistumme määrittämään plasman makroskooppisen virtausnopeuden (\bar{V}) sekä mittaamaan paikallisen magneettikentän, saamme sähkökentän yhtälöstä

$$\bar{E} = -\bar{V} \times \bar{B}. \quad (8.9)$$

Tämä kenttä on aina kohtisuorassa magneettikenttää vastaan. Mikäli magneettikenttä on lisäksi ajasta riippumaton, on sähkökenttä pyörteetön ja voidaan esittää skalaaripotentialin gradienttina

$$\bar{E} = -\bar{\nabla}\varphi. \quad (8.10)$$

Nämä ehdot eivät kuitenkaan aina ole voimassa. Magneettikentän nopeat ajalliset muutokset aiheuttavat induktiivisia sähkökenttiä Faradayn lain mukaan

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = -\bar{\nabla} \times \bar{E}. \quad (8.11)$$

Tällöin syntyvää pyörteistä sähkökenttää ei voi esittää skalaaripotentialin avulla. Koska induktiokentällä on yleensä ainakin jossain alueessa magneettikentän suuntainen komponentti, eivät magneettiset kenttäviivat ole ekvipotentiaalikäyriä, eikä sähkökenttää siis voi projisoida magneettikentän voimaviivoja pitkin paikasta toiseen.

Toinen ideaalisesta MHD:stä poikkeava efekti on revontulialueen yläpuolelle syntyvä makroskooppinen potentiaalipudotus eli magneettikentän suuntainen sähkökenttä. Plasma ei kykene kokonaan neutraloimaan tätä kenttää ja se aiheuttaa revontulikaariin tulevien hiukkasten viimeisen kiihdytyksen ja todennäköisesti suuren osan kaarten hienorakenteesta.

Tarkastellaan seuraavaksi plasmahiukkasten konvektiota plasmalevyn sisäosissa ja plasmasfäärissä ekvaattorin tasossa sähkökentän ja dipoliksi oletetun magneettikentän vaikutuksessa. Oletetaan, että pyrstöstä Auringon suuntaan tapahtuvaa konvektiota vastaa aamupuolelta iltapuolelle suunnattu vakioinen sähkökenttä, ns. konvektiosähkökenttä $\bar{E}_{conv} = E_0 \hat{y}$.

Olkoon r etäisyys Maan keskipisteeseen ja ϕ Auringon suunnasta laskettu kulma. Tällöin konvektiosähkökenttä voidaan esittää muodossa

$$\bar{E}_{conv} = -\bar{\nabla}(-E_0 r \sin \phi), \quad (8.12)$$

jolloin sen potentiaali on

$$\varphi_{conv} = -E_0 r \sin \phi. \quad (8.13)$$

Maapallo pyörii tarkasteltavassa koordinaatistossa ja maapallon ilmakehä sen mukana. Itse asiassa mukana pyöriminen (korotaatio) jatkuu plasmapausille asti. Pyöriminen tapahtuu itäänpäin kulmanopeudella $\Omega_E = 2\pi/24$ h. Paikallaan olevassa koordinaatistossa plasma liikkuu siis nopeudella

$$\bar{V}_{rot} = \Omega_E r \bar{e}_\phi, \quad (8.14)$$

missä \bar{e}_ϕ on itään osoittava yksikkövektori.

\bar{V}_{rot} on tietenkin kulkeutumista nopeudella $\bar{E}_{rot} \times \bar{B}/B^2$, josta yksinkertainen lasku antaa korotaatiosähkökentän potentiaaliksi

$$\varphi_{rot} = \frac{-\Omega_E k_0}{r} = \frac{-\Omega_E B_0 R_E^3}{r}, \quad (8.15)$$

missä $k_0 = 8 \times 10^{15}$ Tm³ on maapallon dipolimomentti ja $B_0 = 30$ μ T on dipolikenttä maanpinnalla päiväntasaajalla.

Korotaatiosähkökentän tasapotentialikäyrät ovat maakeskeisiä ympyröitä ja sähkökenttä osoittaa kohti Maata.

Hiukkasten liikkeeseen vaikuttavat sähkökenttien ohella myös magneettikentän gradientti ja kaarevuus. Tarkasteltaessa päiväntasaajan tasossa liikkuvia hiukkasia ($\alpha = 90^\circ$) vain gradienttikulkeutuminen vaikuttaa ja kokonaiskulkeutumisnopeus on

$$\mathbf{v}_D = \frac{1}{B^2} \left[\bar{E}_{conv} + \bar{E}_{rot} - \bar{\nabla} \left(\frac{\mu B}{q} \right) \right] \times \bar{B} = \frac{1}{B^2} \bar{B} \times \bar{\nabla} \varphi_{eff} \quad (8.16)$$

missä efektiivinen potentiaali on

$$\varphi_{eff} = -E_0 r \sin \phi - \frac{\Omega_E B_0 R_E^3}{r} + \frac{\mu B_0 R_E^3}{qr^3}. \quad (8.17)$$

Hiukkaset kulkevat pitkin virtausviivoja $\varphi_{eff} = \text{vakio}$. Nämä virtausviivat riippuvat sekä hiukkasen varauksesta että energiasta magneettisen momentin kautta. Täysin kylmille hiukkasille ($\mu = 0$) virtausviivat ovat sähköisiä tasapotentialikäyriä (ks. kuva). Tällöin hiukkasten liike vastaa $E \times B$ -kulkeutumista ja on siten riippumaton varausten merkistä.

8.8.1. Plasmapausi

Konvektio- ja korotaatiokenttien summana syntyy separatrix, joka erottaa kaksi (ideaalitalanteessa) erillistä plasma-aluetta. Sähkökenttä estää kylmän plasman virtauksen pyrstöstä separatrixin sisäpuolelle plasmafääriin sekä samoin kylmän plasman virtauksen ulos plasmafääristä. Separatrix on siis tämän mallin plasmapausi.

Separatrixille syntyy sähköinen neutraalipiste kello 18 LT suunnalla etäisyydelle

$$r = \sqrt{\Omega_E B_0 R_E^3 / E_0}. \quad (8.18)$$

Tässä pisteessä sähkökenttä ja siten $E \times B$ -kulkeutumisnopeus ovat nolliä. Pistettä kutsutaan stagnaatiopisteeksi ja sen sisäpuolella oleva alue vastaa tässä mallissa plasmafääriin iltasektorin laajentumaa.

Tämä plasmafääriin malli on varsin yksinkertaistettu, mutta se kuitenkin selittää esimerkiksi sen, miksi plasmafääri puristuu lähemmäksi Maata voimakkaan magneettisen aktiivisuuden aikana. Tuolloin magnetosfääriin tulee tavanomaista enemmän energiaa aurinkotuulesta ja se näkyy konvektion ja siten konvektiosähkökentän E_0 voimistumisena. Korotaatiosähkökenttä puolestaan riippuu pelkästään maapallon pyörimisnopeudesta ja magneettikentästä ja on siten lähes vakio. Voimakkaamman konvektion aikana kenttien superpositiosta aiheutuva separatrix eli plasmapausi on siten lähempänä Maata. Todellinen plasmapausi tosin reagoi sähkökentän muutoksiin tietyllä hitaudella, minkä johdosta plasmapausin ulkopuolella havaitaan usein kylmiä plasmafääriin riekaleita.

Kun hiukkasten magneettinen momentti kasvaa, myös magneettikentän gradientti alkaa vaikuttaa niiden liikkeeseen. Tämä liike separoi positiiviset ja negatiiviset

varaukset. Tarkastellaan yksinkertaisuuden vuoksi hiukkasia, joiden magneettinen momentti on niin suuri, että gradienttikulkeutuminen voittaa korotaation.

Tällöin efektiivinen potentiaali on

$$\varphi_{eff} = -E_0 r \sin \phi + \frac{\mu B_0 R_E^3}{qr^3}, \quad (8.19)$$

mistä käy ilmi, että etäällä Maasta hiukkasia ohjaa konvektiosähkökenttä, mutta lähellä Maata hiukkaset kulkeutuvat dipolikentän gradientin mukaan, positiiviset varaukset länteen, negatiiviset itään (ks. kuva). Näin dipolikenttä estää energettisten hiukkasten pääsyn lähelle Maata ja siten kuuma plasmalevy ja kylmä plasmafääri ovat kaksi selvästi erillistä plasma-aluetta.

Em. varausriippuvuudesta johtuen positiivisten ja negatiivisten energettisten hiukkasten separatrixit ovat erit. Näitä separatrixejä kutsutaan ns. Alfvénin kerroksiksi. Koska plasmalevy hiukkasten lähtealueena on äärellinen ja rajoittuu yöpuolelle, suurempi osa positiivisesti varatuista hiukkasista ohittaa Maan iltapuolelta ja suurempi osa negatiivisesti varatuista aamupuolelta. Tämä näyttäisi aiheuttavan positiivisen varauskatteen iltasektoriin ja negatiivisen varauskatteen aamusektoriin. Magnetosfääri ratkaisee tämän tilanteen lähettämällä kentänsuuntaista sähkövirtaa ionosfääriin iltasektorista, joka palaa takaisin magnetosfääriin aamusektorissa. (Näihin ns. kentänsuuntaisiin virtoihin palataan myöhemmin).

Nyt voidaan myös ymmärtää energettisten hiukkasten pääsy lähellä Maata olevaan magneettiseen pulloon magneettisen aktiivisuuden seurauksena. Pырstön sähkökenttä kasvaa nopeasti voimakkaiden magneettikentän muutosten yhteydessä esim. revontulialimyrskyjen puhjetessa. Näin hiukkasten $E \times B$ -kulkeutuminen työntää hiukkasia syvemmälle rengasvirtaan ja säteilyvöihin kuin rauhallisena aikana on mahdollista. Konvektion heiketessä vangittujen hiukkasten alue laajenee ulospäin ja näin aiemmin maapallon ohi kulkevilla radoilla olleet hiukkaset jäävät magneettiseen loukkuun.

9. Ionosfääri

Ionosfääri muodostuu jokaisen ilmakehällä varustetun planeetan ja kuun ympärille. Niillä planeetoilla, joilla ei ole omaa magneettikenttää, muodostaa ionosfääri esteen aurinkotuulen virtaukselle. Ionosfäärillä on tärkeä osa myös magnetoituneiden planeettojen magnetosfäärien elektrodynamiikassa.

Planeetan ilmakehä ionisoituu sekä Auringon (tähden) lähettämän ionisoivan sähkömagneettisen säteilyn (ultravioletti- ja röntgen-säteily) että avaruudesta tulevien hiukkasten kokemien törmäysten seurauksena. Hiukkasten vuota ionosfääriin kutsutaan (hiukkas)presipitaatioksi. Presipitoituvat hiukkaset voivat olla aurinkokunnan ulkopuolelta tulevia galaktisia kosmisia säteitä, Auringon energieettisiä hiukkasia tai magnetosfäärissä kiihdytettyjä aurinkotuuli- tai ionosfäärihiukkasia.

9.1. Ionien tuotto ja hävikki

9.1.1. Neutraali ilmakehä

Maapallon ionosfääri syntyy neutraalista ilmakehästä. Noin 400–500 km:n korkeuteen ulottuvassa ns. termosfäärissä ilmakehä käyttäytyy kuten törmäyksellinen kaasu. Ionosfääri muodostuu termosfäärissä. Termosfäärin yläpuolella kaasu muuttuu lähes törmäyksettömäksi. Tätä aluetta kutsutaan eksosfääriksi.

Termosfäärissä neutraali kaasu noudattaa hydrostaattista tasapainoyhtälöä, jossa painovoima ja noste ovat tasapainossa:

$$n_n m_n g = -\frac{d}{dh}(n_n k_B T_n). \quad (9.1)$$

Tässä m_n on (neutraalien) molekyylien tai atomien massa, n_n niiden tiheys, T_n niiden lämpötila ja h on korkeusmuuttuja. Jos T_n (ja g) oletetaan korkeudesta riippumattomaksi, ilmakehän tiheysprofiili on

$$n_n = n_0 \exp\left(\frac{h_0 - h}{H_n}\right), \quad (9.2)$$

missä

$$H_n = k_B T_n / m_n g \quad (9.3)$$

on ns. tiheyden skaalakorkeus. Skaalakorkeus riippuu siis mm. kaasun elementtien massasta ja siksi eri molekyyleillä ja atomeilla on erilaiset tiheysprofiilit. Törmäykset tasapainottavat lämpötilan (siitä nimi termosfääri), mutteivät kaasun koostumusta. (Lämpötilakin tosin riippuu korkeudesta, joten yo. lauseke ei ole voimassa läpi koko ilmakehän.)

9.1.2. Fotoionisaatio

Auringon EUV- ja UV-säteily 10–100 nm:n aallonpituuksilla aiheuttaa suurimman osan ionosfäärin ionisaatiosta. Tätä säteilyn (fotonien) aiheuttamaa ionisaatiota sanotaan fotoionisaatioksi.

Ionisaation korkeusprofiilin täsmällinen laskeminen on vaikea numeerinen tehtävä, jossa säteilyn siirto ilmakehän eri kerrosten läpi on tarkasteltava huolellisesti. Esitämme tässä ns. Chapmanin tuotto-profiilina tunnetun yksinkertaisen analyttisen mallin ionisaation tuotolle.

Chapmanin mallissa etsitään ionien tuoton Q korkeusprofiili olettaen, että säteilyn absorption todennäköisyys on esitetty vaikutusalueella σ ja että ionien tuotto riippuu vain absorboitun säteilyenergian määrästä. Malli kuvaa tietyille korkeudelle syntyvää ionien tuottomaksimia. Mallissa on seuraavia parametreja (ks. kuva):

$$\begin{aligned} Q &= \text{ionien tuottonopeus (elektroneja m}^{-3}\text{s}^{-1}) \\ I &= \text{säteilyn intensiteetti (eVm}^{-2}\text{s}^{-1}) \\ \sigma &= \text{fotonien absorption vaikutusala (m}^2) \\ s &= \text{näkösäteiden viivanpituus (m)} \\ \chi &= \text{Auringon kulma zenittiin nähden} \\ C &= \text{säteilyn absorboinnissa tuotettujen elektronien lukumäärä} \\ &\quad \text{absorboitunutta yksikköenergiaa kohti (elektroneja/eV)} \end{aligned}$$

Ilmakehän tiheysprofiili oletetaan yhtälön 9.2 mukaisesti eksponentiaaliseksi ja horisontaalisesti tasomaiseksi.

Kun säteily absorboituu ilmakehään, sen intensiteetti pienenee seuraavasti:

$$-\frac{dI}{ds} = \sigma n_n I. \quad (9.4)$$

Ionien tuottonopeus on verrannollinen absorboituneeseen säteilyyn:

$$Q = -C \frac{dI}{ds} = C \sigma n_n I. \quad (9.5)$$

C :n numeroarvo ilmassa on yksi ionipari (positiivinen ja negatiivinen ioni tai ioni ja elektroni) n. 35 eV:n energiaa kohti. Tuottonopeudella on maksimi, kun $dQ/ds = 0$ eli

$$C \sigma \left(I \frac{dn_n}{ds} + n_n \frac{dI}{ds} \right) = 0. \quad (9.6)$$

Pituus s riippuu korkeudesta h seuraavasti ($\sec \chi = 1/\cos \chi$):

$$ds = -dh \sec \chi. \quad (9.7)$$

Yhtälöstä 9.6 saadaan yhtälöiden 9.1, 9.7 ja 9.3 avulla

$$\frac{1}{n_n} \frac{dn_n}{ds} = -\frac{1}{n_n} \frac{dn_n}{dh} \cos \chi = \frac{\cos \chi}{H_n}. \quad (9.8)$$

Olkoon s_m se kohta näkösäteellä, jossa ionituotto on maksimissaan. Merkitsemällä tiheyttä s_m :n kohdalla n_m :llä, saadaan yhtälöiden 9.6, 9.4 ja 9.8 avulla (harj.teht.)

$$\sigma H_n n_m \sec \chi = 1. \quad (9.9)$$

Jos N_{nm} on näkösädetttä pitkin maksimitiheyteen asti integroitu tiheys

$$N_{nm} = \int_{\infty}^{s_m} n_n ds, \quad (9.10)$$

niin yhtälöistä 9.8 ja 9.9 sille saadaan (harj.teht.)

$$\sigma N_{nm} = 1. \quad (9.11)$$

Johdetaan seuraavaksi ns. optinen syvyys τ , joka kuvaa ionisoivan säteilyn heikkenemistä matkalla ilmakehän läpi. Heikkeneminen voidaan ilmaista seuraavasti:

$$\frac{dI}{I} = d \ln I = -\sigma n_n ds. \quad (9.12)$$

Integroimalla saadaan

$$\ln \left(\frac{I(s)}{I(\infty)} \right) = -\sigma \int_{\infty}^s n_n ds = -\sigma N_{ns}, \quad (9.13)$$

josta

$$I(s) = I(\infty) \exp(-\sigma N_{ns}) = I(\infty) \exp(-\tau). \quad (9.14)$$

Tämä lauseke määrittelee optisen syvyyden τ . Optinen syvyys riippuu siis vaikutusalasta σ ja läpäistystä kokonaistiheydestä N_{ns} . Koska ionisaatiomaksimin kohdalla yhtälön 9.11 mukaan $\sigma N_{ns} = \sigma N_{nm} = 1$, saa optinen syvyys arvon 1 ionisaatiomaksimin kohdalla.

Ionien tuottonopeuden maksimiksi saadaan yhtälöiden 9.5, 9.9 ja 9.14 avulla

$$Q_m = C \sigma n_m I_m = \frac{C I(\infty) \cos \chi}{H_n \exp(1)}. \quad (9.15)$$

Olettaen neutraalikaasun tiheysprofiili kaavan 9.2 mukaiseksi voidaan yhtälön 9.9 avulla saada tuottomaksimin korkeutta h_m kuvaava yhtälö muotoon

$$\sigma H_n n_0 \exp \left(\frac{h_0 - h_m}{H_n} \right) \sec \chi = 1. \quad (9.16)$$

Samoin intensiteetin korkeusriippuvuus saadaan yhtälöiden 9.14, 9.7 ja 9.10 avulla muotoon

$$I(h) = I(\infty) \exp \left[-\sigma n_0 H_n \sec \chi \exp \left(\frac{h_0 - h}{H_n} \right) \right]. \quad (9.17)$$

Näiden avulla ja valitsemalla h_0 -taso maksimituottotasoksi h_m voimme laskea yhtälöstä 9.5 tuottonopeuden korkeuden funktiona

$$Q = Q_m \exp \left[1 + \frac{h_m - h}{H_n} - \exp \left(\frac{h_m - h}{H_n} \right) \right]. \quad (9.18)$$

Määrittelemällä korkeussuhde

$$y = (h - h_m)/H_n \quad (9.19)$$

saadaan lopulta ns. Chapmanin tuottofunktiio

$$Q = Q_m \exp[1 - y - \exp(-y)]. \quad (9.20)$$

Huomaa myös, että yhtälön 9.15 mukaan tuotto Q riippuu zeniittikulman kosinista.

Ionisaatiomaksimin synty voidaan ymmärtää fysikaalisesti seuraavasti. Ionisoiva säteily vaimenee hitaasti ilmakehän ylimmissä osissa, koska kaasun tiheys on pieni. Riittävän paljon ionituoton maksimin yläpuolella ($y \geq 2$) ionisaatio pieneneekin eksponentiaalisesti korkeuden funktiona koska säteilyn intensiteetti pysyy lähes vakiona, mutta ionisoitavissa olevien neutraalien hiukkasten tiheys pienenee eksponentiaalisesti.

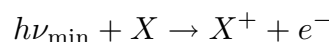
Kun säteily tunkeutuu syvemmälle, ionisoituvien molekyylien määrä ja siten myös ionien tuotto kasvaa. Samalla säteilyvoimakkuus heikkenee sen luovuttaessa energiaansa lisääntyvissä ionisaatiotapahtumissa. Näiden kahden prosessin yhteisvaikutuksena ionien ja elektronien tuotto saavuttaa suurimman arvonsa jollakin korkeudella. (Vapaiden elektronien tiheyden määrittämiseksi tarvitaan lisäksi tietoa siitä, mitkä prosessit pyrkivät hävittämään niitä).

Auringon zeniittikulma riippuu ionosfäärin leveysasteesta ja vaihtelee vuorokaudenajan funktiona. Kaikkein eniten fotoionisaatiota on ekvaattorialueen yläpuolella keskellä päivää, vähiten taas maapallon varjoon jäävässä ionosfäärissä. Maapallon pyörimisakselin 23 asteen kulma aiheuttaa sen, että kesällä koko revontuliovaali (tarkemmin napakalotti) on Auringon valossa, mutta keskitalvella jopa ovaalin keskipäivän kohta on varjossa. Tämä mahdollistaa revontulihavainnot keskipäivän sektorissa Huippuvuorilla. Sillä on myös vaikutusta geomagneettisen aktiivisuuden esiintymiseen.

Ionosfäärin rakenne vaihtelee suuresti myös aurinkosyklin aikana ionosoivan säteilyn voimakkuuden muuttuessa. Kuten aiemmin esitettiin, UV-säteilyn voimakkuus Auringon syklin maksimivuosina voi olla jopa 10-kertainen auringonpilkkuminiimiin verrattuna.

Tärkeimmät ionisoituvat molekyylit Maan ilmakehässä ovat N_2 ja O_2 sekä n. 100 km:n yläpuolella O . Ionisoiduttuaan ne voivat joutua reaktioihin, joissa syntyy muita ioneja. Esim. NO^+ -ioni on yleinen ionosfäärissä, vaikka NO -molekyylejä on vähän.

Jokaisella atomilla ja molekyylillä X on ns. ionisaatoraja, mikä kuvaa pienintä säteilyn energiaa, joka voi tuottaa ionisoitumisen:



Taajuutta ν_{\min} vastaa aallonpituusmaksimi λ_{\max} , jota suuremmilla aallonpituuksilla säteily ei voi ionisoida ko. atomia/molekyylejä. Edellä mainituille molekyyleille po. maksimit ovat:

$$\begin{aligned}
 N_2 &: \lambda_{\max} \simeq 80 \text{ nm} \\
 O_2 &: \lambda_{\max} \simeq 103 \text{ nm} \\
 O &: \lambda_{\max} \simeq 91 \text{ nm} \\
 NO &: \lambda_{\max} \simeq 134 \text{ nm}
 \end{aligned}$$

Siten näkyvä valo ei voi tuottaa ionisaatiota.

9.1.3. Törmäyksellinen ionisaatio

Revontulialueella energieettisten hiukkasten presipitaatio on tärkeä ionisaatiolähde varsinkin yöaikaan. Koska presipitaatio on huomattavasti epäsäännöllisempi ilmiö kuin auringonpaiste, sen aiheuttama ionisaatioprofilikin on hankalampi määrittää. Olennaista sillekin kuitenkin on, että tietylle korkeudelle ylhäältäpäin tultaessa ionien tuotto saavuttaa maksiminsa, jonka jälkeen presipitaation ionisaatiotehokkuus heikkenee nopeasti.

Eri energian omaavat protonit ja elektronit luovuttavat energiansa ympäröivälle ilmakehälle eri korkeusalueilla (ks kuva). Yli 1 keV:n elektronit luovuttavat pääosan energiastaan hieman matalammalla kuin vastaavat protonit. Suurin osa näkyvästä revontulivalosta tulee 100–150 km:n korkeudelta ja sen aiheuttajana ovat ennen kaikkea 1–10 keV:n elektronit.

Elektronit siroavat huomattavasti matkallaan ilmakehän läpi ennen lopullista rekombinoitumistaan ja emittoivat jarrutussäteilyä. (Jarrutussäteilyn intensiteetti riippuu käänteisesti siroavan hiukkasen massasta. Siksi protonien jarrutussäteilytuotto on häviävän pientä elektronien vastaavaan verrattuna).

Jarrutussäteily tapahtuu osittain röntgenaallonpituuksilla ja aiheuttaa myös jonkin verran ionisaatiota. Jarrutussäteilyn ionisaatio ylittää elektronien törmäyksistä johtuvan ionisaation noin 70–80 km:n alapuolella. Näin syntyvää röntgensäteilyä voi mitata suoraan esimerkiksi ilmapallon avulla nostetulla ilmaisimella. Ilmapallojen tyypillinen lentokorkeus on n. 30 km.

9.1.4. Ionisaation häviöprosesseja

Kun elektroni on syntynyt ionisaatiossa, se voi hävitä mm. seuraavissa reaktioissa:

a) Ns. dissosiativinen eli hajottava rekombinaatio positiivisen ionin kanssa. Näistä reaktioista tärkeimpiä ovat:



b) Ns. radiatiivinen eli säteilevä rekombinaatio, esimerkiksi:



c) Elektronin liittyminen neutraaliin hiukkaseen, esimerkiksi:



d) Kuljetusprosessit: Tuulet ja sähkökentät voivat kuljettaa elektroneja syntypaikaltaan.

Osoittautuu, että dissosiatiivinen rekombinaatio dominoi E-kerroksessa ja neutraaliin hiukkaseen liittyminen D-kerroksessa. Kuljetustermit ja säteilevä rekombinaatio ovat merkittäviä F-kerroksessa.

Säteilevä rekombinaatio aiheuttaa erityyppisiä ilmakehän hoitoilmiöitä (airglow). Punainen revontulivalo syntyy myös pääosin tällä mekanismilla. Normaalaa vihertävää revontulivaloa korkeammalla syntyvän ionisaation tuottavat presipitoituvat protonit.

Huom. Yleisimmät revontuliemissiöt eivät kuitenkaan liity rekombinaatioon vaan syntyvät siitä, että presipitoituvat hiukkaset virittävät atomien ja molekyylien elektroneja korkeampiin viritystiloihin Coulombin törmäysten muodossa ja nämä viritystilat purkautuvat revontulivalona. Revontulet eivät siis loista kaikissa sateenkaaren väreissä vaan koostuvat joukosta atomien ja molekyylien diskreettejä emissioita.

Rekombinaationopeus riippuu elektronien ja ionien tiheyksistä

$$L = \alpha n_e n_i, \quad (9.26)$$

missä α on kullekin rekombinaatioprosessille ominainen rekombinaatiokerroin, joka on määrättävä lähinnä empiirisesti.

9.1.5. Ionosfäärin tiheys

Ionosfäärin elektronitiheysprofiili riippuu elektronien tuoton ja häviön välisestä tasapainosta. Jos elektronit ja ionit eivät liiku kauas syntypaikaltaan, elektronitiheyden tasapainoyhtälöksi tulee

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = Q - L = 0. \quad (9.27)$$

Jos jokin ionilaji dominoi (kuten O_2 E-kerroksessa), on $n_i = n_e$ ja tasapainossa saadaan yhtälön 9.26 avulla

$$Q = L = \alpha n_e^2. \quad (9.28)$$

Ns. fotokemialliseksi tasapainojakautumaksi tulee siis

$$n_e = \sqrt{Q/\alpha}. \quad (9.29)$$

Tärkein korjaustermi tähän tulee plasman korkeussuuntaisesta kuljetuksesta. Tämä johtuu siitä, että ionosfääri on yleisesti ottaen ohut levy, jossa suurimmat muutokset tapahtuvat korkeuden suhteen. Tällöin jatkuvuusyhtälö on

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = Q - L - \frac{\partial(n_e v_{eh})}{\partial h}, \quad (9.30)$$

missä v_{eh} on elektronien vertikaalinen nopeus.

9.2. Maan ionosfäärin tutkimuksesta ja ominaisuuksista

Käsitys siitä, että Maata ympäröi ionisoitunut kaasukerros, alkoi syntyä 1900-luvun alussa, kun Marconi oli onnistuneesti lähettänyt radioaaltoja Atlantin yli. Näiden radioaaltojen oli nimittäin täytynyt joko heijastua tai taittua läpäisemässään väliaineessa. Vuonna 1924 Appleton ja Barnett sekä riippumattomasti Breit ja Tuve osoittivat matemaattisesti, että yläilmakehässä todella oli ionisoitunut, sähköä johtava kerros, josta radioaallot heijastuvat. Tätä kerrosta alettiin kutsua ionosfäärin E-kerrokseksi (electric layer).

Radioaaltojen etenemisominaisuuksien tutkimisesta tuli yksi ensimmäisistä ionosfääriä luotaavista menetelmistä ja yhä tänä päivänä useat ionosondit luotaavat säännöllisesti ionosfäärin tiheysprofilia ja sen muutoksia mittaamalla, kuinka kauan eritaajuisilla radioaalloilla kuluu matkaan lähettimestä heijastumispaikkaan ja takaisin vastaanottimeen. Myös radioaaltojen etenemistä paikasta toiseen käytetään ionosfäärin diagnostiikkaan.

Ionosfäärin mittausmenetelmiä on paljon. Maanpinnalla magnetometrit mittaavat ionosfäärissä kulkevien virtojen aiheuttamia magneettisia vaikutuksia. Revontulikamerat mittaavat presipitaation tuottamaa valoa ja sen avulla epäsuorasti ionisaatiota ja sähkönjohtavuutta. Optisin menetelmin on mahdollista mitata myös emission Doppler-siirtymää ja siten emittoivan kaasun liikettä. Ionosfääritutkien avulla voi mitata mm. plasman kokonaisvirtausta sekä yksittäisten hiukkaspopulaatioiden tiheyksiä, lämpötiloja ja törmäystaajuuksia.

Ionosfääriin on myös ammuttu lukuisia raketteja, jotka ovat mitanneet ionosfäärin plasmaparametreja. Satelliiteissa on ollut ionosfääriä ylhäältä päin luotaavia mittalaitteita. Satelliittimittaukset ionosfääriin presipitoituvista tai sieltä pakenevista hiukkasista sekä alueen yläpuolisista sähkövirroista ja sähkökentistä ovat myös olleet tärkeitä ionosfäärin ominaisuuksien kartoittamisessa. Jotkut satelliitit ovat perigeossaan olleet hyvinkin syvällä ionosfäärissä.

Ionosfääriä voidaan käyttää myös laboratoriona aktiivisissa plasmakokeissa. Voimakkaalla radiolähtimellä voidaan saada aikaan aalto-hiukkasvuorovaikutuksia, joissa radioaallon energia muuttuu plasman lämmöksi. Lämmitettyä aluetta voidaan puolestaan luodata ionosfääritutkilla tai sen läpi voidaan lennättää luotainraketteja. Tällaisia kokeita on tehty mm. Pohjois-Norjassa olevalla lämmittimellä yhdessä Norjassa, Ruotsissa ja Suomessa sijaitsevien EISCAT-tutkien ja Andøyasta ammuttujen raketien kanssa. Kokeilla pyritään selvittämään plasman käyttäytymistä ja sirontaprosesseja, kun plasmaan vaikuttaa niin voimakas sähkökenttä, että tilanne on epälineaarinen.

Toinen esimerkki aktiivisista plasmakokeista ovat raketeista tai satelliiteista tehtyt ionisoituvien kaasujen päästöt avaruuteen. Sopivasti valittu kaasu hohtaa näkyvässä valossa ja sen liikkeestä magneettikentän poikki voidaan arvioida konvektiivista sähkökenttää. Samoin plasmapilveen syntyvä hienorakenne kuvastaa revontulialueen hienorakennetta. Tätä menetelmää on käytetty myös ulompana avaruudessa.

Näin on mm. pyritty selvittämään, kuinka plasmapilvi tunkeutuu aurinkotuulesta magnetosfääriin.

Ionosfääri on myös merkittävä magnetosfäärin plasman lähde. Napakalotista virtaa ulospäin kevyistä ioneista koostuva napatuuli. Sen pako-ominaisuudet muistuttavat aurinkotuulta aliäänisestä yläääniseksi muuttuvine virtauksineen. Kaikkein voimakkainta plasman pako on kuitenkin revontuliovaaleilta.

Ionosfäärin ja magnetosfäärin elektrodynaamiseen kytkentään liittyvät plasmaprosessit kuumentavat ionosfäärin plasmaa, joka alkaa kohota osin termisen energian, osin magneettisen peilivoiman avulla ylöspäin. Plasman kiihdytys ulospäin tapahtuu useassa eri vaiheessa mm. aalto-hiukkasvuorovaikutusten välityksellä. Revontulielektroneja alaspäin kiihdyttävä magneettikentän suuntainen potentiaalipudotus antaa sen alueeseen joutuville ionosfäärin ioneille huomattavan lisäenergiaa. Jättäessään ionosfäärin hiukkasten energiat ovat 1 eV:n luokkaa, mutta 10 000 km korkeudella potentiaalipudotuksen yläpuolella ionien energia saattaa ylittää 10 keV. Vaikka magnetosfääristä presipitoiduu ioneja myös alaspäin, ionosfääri ja siten ilmakehä ovat tässä nettöhäviäjiä. Arviot massan kokonaiskadosta vaihtelevat, mutta se lienee ainakin suuruusluokkaa 2 kg/s.

9.2.1. E-kerros

E-kerros muodostuu 90–130 km:n korkeudelle fotoionisaatiomaksimin ja sitä täydentävän hiukkaspresipitaation yhteisvaikutuksesta. E-kerroksen tärkeimmät ionit ovat O_2^+ ja (hieman korkeammalla) NO^+ (ks. kuva).

Huom. Vaikka ionosfäärin ionisoitunut kaasu käyttäytyy plasman tavoin, on huomattava, että vain pieni osa atomeista ja molekyyleistä voi olla ionisoitunut. Kun E-kerroksen neutraalien molekyylitiheys on n. 10^{18} m^{-3} , niin elektronien ja neutraalien suhde eli ionisaatioaste voi olla vain n. $10^{11}/10^{18} \simeq 10^{-7}$.

Chapmanin malli kuvaa varsin hyvin E-kerroksen käyttäytymistä. Yhtälöiden 9.15 ja 9.29 avulla saadaan Chapmanin mallissa seuraava ennuste ionisaatiomaksimin käyttäytymiselle zeniittikulman funktiona:

$$n_{e \max} = \sqrt{\frac{Q_{\max}}{\alpha}} = \sqrt{\frac{Q_{\max}(\chi = 0)}{\alpha}} \cos \chi^{1/2} = n_e(\chi = 0) \cdot \cos^{1/2} \chi \quad (9.31)$$

Tämän ennusteen mukaan syntyvän kerroksen suurin elektronitiheys on siis varrannollinen auringon korkeuskulman χ kosinin neliöjuureen.

Kokeellisesti on havaittu varsin hyvä vastaavuus ennusteen kanssa:

$$n_{e \max} \propto (\cos \chi)^{0,6} \quad (9.32).$$

9.2.2. F-kerros

Elektronitiheyden globaali maksimi on noin 250 km:n korkeudella. Kun tämä kerros identifioitiin, sitä alettiin ”johdonmukaisesti” kutsua F-kerrokseksi. Molekulaarisia

ioneja on lähinnä vain F-kerroksen alapuolella. F-kerroksessa ja sen yläpuolella n. 1000 km:n korkeudelle dominoivat O^+ -ionit. (Sitä korkeammalla protonit muodostavat pääosan plasman positiivisista varauksista).

Ionisaatioaste on F-kerroksessa paljon suurempi kuin E-kerroksessa, n. $10^{12}/10^{15} \simeq 10^{-3}$. Ionisaatiomaksimin aluetta kutsutaan usein F_2 -kerrokseksi. Erillinen, ns. F_1 -kerros voidaan toisinaan erottaa hieman F_2 -kerroksen alapuolella.

Chapmanin teoria ei selitä F-kerrosta, sillä fotoionisaatiomaksimi syntyy alempana E-kerroksessa. F-kerros saa suuren osan ionisaatiostaan ionosfäärin alemmista kerroksista virtauksen avulla. Täten F-kerroksen vuorokautinen vaihtelu ei ole niin voimakasta kuin E-kerroksessa.

F-kerroksen elektronit ja yleisin ionilaji O^+ voivat hävitä radiatiivisella rekombinaatiolla 9.24. Tämä on kuitenkin hyvin hidaskokki. O^+ -ionit häviävätkin pääosin ns. ionivaihtoreaktioiden välityksellä:



Syntynyt kaksiatominen NO^+ -ioni voi hajota helposti dissosiativisessa rekombinaatiossa 9.21. Ioninvaihtonopeus pienenee korkeuden funktiona ilman tiheyden vähetessä ja siten O^+ :n elinaika kasvaa korkeuden funktiona. F-kerroksen synty Chapmanin kerroksen (E-kerroksen) yläpuolelle ja sen ionisaation suurempi stabiilisuus selittyvät tällä tavalla.

9.2.3. D-kerros

Myöhemmin löydettiin myös E-kerroksen alapuolelta, n. 60–90 km:n korkeudelta ionisaatiokerros, jolle tuli “tietenkin” nimeksi D-kerros.

D-kerroksen ionisaation lähteitä ovat

- Voimakkaat röntgen-säteet ($\lambda = 0.2-0.8$ nm), jotka ionisoivat päämolekyylejä N_2 ja O_2
- Auringon ja galaktiset kosmiset säteet ($E_e > 100$ keV; $E_p > 1$ MeV)
- Auringon Lyman- α säteily ($\lambda = 121.5$ nm), joka ionisoi NO -molekyylejä
- EUV-säteilyn osa ($\lambda = 102.7-111.8$ nm) ionisoi O_2 -molekyylin viritettyä $^1\Delta_g$ -tilaa

Tärkeimmät positiiviset ionit ovat siis O_2^+ , N_2^+ ja NO^+ .

D-kerroksen tärkeä ominaisuus ovat negatiiviset ionit, kuten O_2^- . Nämä syntyvät kolmen hiukkasen reaktiolla elektronien liittymisenä neutraaliin. Esim.



Negatiivisten ionien määrä on suurimmillaan D-kerroksen alaosissa ja voi ylittää elektronien tiheyden moninkertaisesti.

9.3. Ionosfäärin sähkönjohtavuus

Ionosfäärin merkittävimpiä ominaisuuksia on sen kyky johtaa sähkövirtaa äärellisen johtavuuden välityksellä. Ionosfääri on esimerkki magnetoituneesta plasmasta, jossa hiukkasten törmäykset vaikuttavat sähkövirran kulkuun ja määräävät siten yhdessä magneettikentän kanssa plasman johtavuusominaisuudet.

Johtavuus on yleisesti tensorisuure ja Ohmin laki on muotoa

$$\bar{J} = \begin{pmatrix} \sigma_P & \sigma_H & 0 \\ -\sigma_H & \sigma_P & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{\parallel} \end{pmatrix} \cdot \bar{E} \quad (9.36)$$

Ns. Pedersenin johtavuus σ_P määrittää virran johtavuuden magneettikenttää vastaan kohtisuorassa olevan sähkökentän komponentin \bar{E}_{\perp} suuntaan. Hallin johtavuus σ_H puolestaan määrittää sekä magneettikenttää että sähkökenttää vastaan kohtisuoran johtavuuden.

Magneettikentän suuntainen johtavuus σ_{\parallel} on useita kertalukuja suurempi kuin em. poikittaiset johtavuudet (ks. kuva). Magneettikentän suuntainen virta voi siis olla suuri vaikka sähkökenttä on pieni.

Ionosfäärin johtavuuteen vaikuttavat sekä elektronit että ionit. Johtavuustensorin elementit määräytyvät pitkälti elektronien ja ionien törmäyksistä neutraalien atomien ja molekyylien kanssa. Magneettikenttä tulee mukaan hiukkasten gyrotaajuuksien muodossa. Poikittaisen johtavuuden suuruus vaihtelee sekä vuorokaudenaikojen että Auringon aktiivisuuden mukaan, johtuen lähinnä elektronitiheyden vastaavista muutoksista.

Palataan vielä aiemmin käsiteltyyn konvektioon napakalotin poikki päiväpuolelta yöpuolelle. Ionosfäärin yläpuolella plasma on törmäyksetöntä ja sekä positiivisesti että negatiivisesti varatut hiukkaset kulkeutuvat konvektiivisen sähkökentän mukaisesti lukuunottamatta alueita, jossa on magneettikentän suuntainen potentiaalipudotus. Konvektiivinen sähkökenttä on siis pääosin se sähkökenttä, johon Ohmin lakia tulee soveltaa.

Tultaessa riittävän alas (lähinnä E-kerrokseen) ionit ovat jo niin voimakkaasti törmäyksellisiä, että ne eivät enää seuraa $E \times B$ -kulkeutumista, joten konvektiivinen liike on lähinnä elektronien kulkeutumisliikettä. Sähkövirta on nyt suurimmaksi osaksi elektronien kulkusuunnalle vastakkaista Hallin virtaa.

10. Magnetosfääri-ionosfääri-kytkentä

Magnetosfääri ja ionosfääri kytkeytyvät toisiinsa sähkömagneettisesti. Magneettikentän suuntaisilla virroilla (field-aligned currents, FAC) on tässä ratkaisevan tärkeä osuus.

Virtaava plasma voi ylläpitää erilaisia virtajärjestelmiä ns. MHD-generaattori-ilmion avulla, jossa kineettistä energiaa voi muuntua sähkömagneettiseksi energiaksi.

10.1. MHD-generaattori

MHD-generaattorin toimintaperiaate voidaan ymmärtää yksinkertaisen esimerkin avulla (ks. kuva). Virratkoon plasmaa nopeudella \bar{u} kahden johtavan elektrodilevyn välisessä tilassa. Olkoon tilassa nopeutta vastaan kohtisuora magneettikenttää \bar{B} . Tällöin Lorentz-voima $\bar{F} = q\bar{u} \times \bar{B}$, ajaa positiivisia (kuvassa ylöspäin) ja negatiivisia varauksia (kuvassa alaspäin) vastakkaisille levyille. Syntyy siis positiivisten hiukkasten liikkeen suuntainen (kuvassa ylöspäin suuntautuva) sähkövirta.

Toisaalta levyjen koordinaatistossa havaittuna magneettikentässä virtaava plasma aiheuttaa siinä sähkökentän $\bar{E} = -\bar{u} \times \bar{B}$, joka on siis vastakkaisuuntainen sähkövirralle. Saamme siis tuloksen, että

$$\bar{E} \cdot \bar{J} < 0. \quad (10.1)$$

Kyseessä on tilanne, jossa plasman liike-energiaa voidaan muuntaa sähkökentän energiaksi. (Jos esimerkin elektrodit kytketään, voidaan syntynyttä virtaa käyttää ulkoiseen kuormaan). Kyseessä on siis eräänlainen sähköinen dynamo, ns. MHD-generaattori.

Huom. Vastakkaisessa tilanteessa $\bar{E} \cdot \bar{J} > 0$ sähkökentän energiaa kulutetaan hiukkasten kiihdyttämiseen.

10.2. Kentänsuuntaiset virtasysteemit

Yhtä tärkeää kentänsuuntaista virtajärjestelmää pitää yllä LLBL:ssä toimiva MHD-generaattori (ks. kuva). Kun aurinkotuulen plasma on tunkeutunut LLBL:ään, sen virtaus Maan magneettikentässä aiheuttaa sähkökentän sekä tälle vastakkaisen sähkövirran. Sähkövirta vastaa LLBL:n ulkoreunalla Chapman-Ferraron virtaa eli magnetopausivirtaa sekä toisaalta LLBL:n sisäreunalla LLBL:n ja ionosfäärin välistä kentänsuuntaista virtaa.

Huomaa, että LLBL-generaattori tuottaa vastakkaisuuntaiset kentänsuuntaiset virrat aamu- ja iltapuolelle (ks. kuva). Iltapuolella LLBL-generaattorin tuottama virta kulkee ionosfääristä magnetosfääriin, aamupuolella magnetosfääristä ionosfääriin. Tätä virtajärjestelmää kutsutaan alueen 1 (Region 1) kentänsuuntaisiksi virroiksi. Alue 1 on lähellä avointen ja suljettujen kenttäviivojen rajaa.

Tämän virtarakenteen ekvaattoripuolelle rajoittuu aiemmin käsitelty rengasvirrasta johtuva kentänsuuntainen virtajärjestelmä, ns. alueen 2 (Region 2) kentänsuuntaiset virrat. Näiden suunnat ovat vastakkaiset alueen 1 virroille: virta on iltapuolella magnetosfääristä ionosfääriin ja aamupuolella ionosfääristä ylös magnetosfääriin.

Kuten aiemmin esitettiin, tämä on se virran suunta, joka tarvitaan Alfvénin kerroksille kertyvän ylimääräisen varauksen purkamiseen.

LT-sektorissa 22–24 kyseiset virta-alueet ovat osittain päällekkäin. Tätä aluetta kutsutaan ns. Harangin epäjatkuvuudeksi. Se on yksi magnetosfäärin ja ionosfäärin välisen kytkentäproblematiikan avainalueita.

Huom. Kapeassa keskipäivän LT-sektorissa esiintyy usein kolmaskin virtajärjestelmä alueen 1 navanpuolella. Nämä virrat kytkeytyvät nykykäsityksen mukaan HLBL:ään.

10.3. Kentänsuuntaisten virtojen sulkeutuminen

Aamupuolen alueen 1 (R1; ks kuva) virta saa siis alkunsa lähellä magnetosfäärin ulkoreunaa, todennäköisesti LLBL:ssä. Se sulkeutuu magneetikenttää pitkin ionosfääriin revontuliovaalin navanpuoleiselle reunalle.

Täältä se jatkuu osittain napakalotin poikki iltapuolelle suuntautuneena (magneetikenttää vastaan kohtisuorana) Pedersenin virtana, ns. kalottivirtana (J_{PC}), mistä se nousee iltasektorin alueen 1 virtana magnetosfäärin ulkoreunalle.

Osa aamupuolen alueen 1 virrasta sulkeutuu myös revontuliovaalin yli Pedersenin virtana ovaalin päiväntasaajan puoleiselle reunalle jatkuen sieltä alueen 2 (R2) virtana sisempään magnetosfääriin.

Magnetosfäärissä virta kytkeytyy jälleen poikittaiseen virtaan muodostaen ns. osittaisen rengasvirran (J_{PR}), joka ulottuu yöpuolen kautta iltasektoriin. Iltasektorissa virta muuttuu jälleen kentänsuuntaiseksi ja virtaa takaisin ekvaattoripuoleiseen osaan ovaalia alueen 2 virtana. Lopulta se sulkeutuu revontuliovaalin yli, alueelle 1 kulkevana Pedersenin virtana.

Huom. Pedersen-virrat dominoivat ionosfäärin virtoja homogeenisessa tilanteessa. Realistisessa, epähomogeenisessa ionosfäärissä myös Hall-virrat voivat johtaa kentänsuuntaisia virtoja.

10.4. Kentänsuuntainen sähkökenttä

Satelliittimittaukset ovat osoittaneet, että ionosfäärin ja magnetosfäärin välille voi muodostua potentiaaliero. Erityisesti ylöspäisen kentänsuuntaisen virran alueeseen voi syntyä potentiaaliero ja vastaava ylöspäin osoittava sähkökenttä. Sähkökenttä kiihdyttää elektroneja kohti ionosfääriä ja aiheuttaa ohuita kirkkaita revontulikaaria.

Potentiaalierojen syntyminen ionosfääriin suuntautuvan virran alueisiin on epäselvempää, mutta uusimpien satelliittihavaintojen mukaan myös näin näyttää käyvän. Tällöin sähkökenttä osoittaa alaspäin ja estää ionosfääriin muuten presipitoituvien elektronien pääsyä perille asti. Tällöin taustan diffuusiin revontulialueeseen syntyy tummia raitoja, joita kutsutaan usein ”mustiksi revontuliksi” (black aurora).

Koska kentänsuuntainen sähkövirta ja sähkökenttä ovat samansuuntaisia, kiihdytysalue on magnetosfääriä ja ionosfääriä kytkevässä virtapiirissä kuorma, jossa sähkömagneettista energiaa siirtyy hiukkasille. Havaintojen mukaan suurin osa kiihdytyksestä tapahtuu

korkeusalueessa 3000–15000 km.

Sitä, kuinka plasma ylläpitää tällaista hiukkasten aikaskaaloissa staattista potentiaalirakennetta, ei täysin ymmärretä. Eräs teoria on, että johtuen magnetosfäärin ja ionosfäärin virtausten kytkeytymisestä toisiinsa, syntyy tarve kuljettaa virtaa ulos ionosfääristä alueessa, jossa virtaa kantavia magnetosfäärin elektroneja ei pääse riittävästi magneettisen peilin läpi. Virran jatkuvuuden takaamiseksi plasman on järjestyttävä siten, että syntyy hiukkasia magneettikentän suuntaan kiihdyttävä sähkökenttä, jolloin samat hiukkaset kuljettavat enemmän virtaa. Tämän teorian mukaisesti tarvetta synnyttää sähkökenttää paluuvirran alueeseen ei ole, koska ionosfäärissä on aina tarpeeksi elektroneja kantamaan alaspäistä virtaa eikä peilikenttä estä niiden liikettä ulospäin.

11. Magnetosfäärin dynamiikasta ja magneettisesta aktiivisuudesta

Magnetosfääri reagoi aurinkotuulen ominaisuuksien muutoksiin monin eri tavoin. Tämä magnetosfäärin dynamiikka ilmenee erityisesti ns. magneettisina myrskyinä ja alimyrskyinä.

11.1. Magneettinen myrsky

Magneettinen myrsky on yleensä useita päiviä kestävä häiriöaika, jota kuvaa parhaiten maapallon ekvaattorialueen magneettikentän horisontaalikomponentin (H) heikkeneminen (ks. kuva).

Magneettinen myrsky alkaa tyypillisesti po. horisontaalikomponentin kasvulla (ns. puristus- tai alkuvaihe, compression phase), jonka aikana havaitaan usein lyhytaikainen globaali magneettinen pulssi, ns. storm sudden commencement (SSC). Sen jälkeen myrsky jatkuu päävaiheena (main phase), jolloin em. horisontaalikomponentti laskee voimakkaasti, sekä palautumisvaiheena (recovery phase), jolloin se palautuu hitaasti normaalille tasolle.

Magneettisen myrskyn edellytyksenä on pitkäaikainen eteläinen IMF-suunta ja normaalia voimakkaampi aurinkotuulen tai IMF:n paine. Parhaiten tällaiset olosuhteet voi luoda CME-purkaus, johon usein liittyy voimakas shokkirintama sekä magneettinen kupla, jossa magneettikenttä on pitkän aikaa negatiivinen eli etelän suuntainen. Onkin todettu, että ainakin 50 % voimakkaista magneettisista myrskyistä liittyy CME-purkaukseen. Myös nopean ja hitaan aurinkotuulen vuorovaikutusalueet (CIR) voivat aiheuttaa magneettisia myrskyjä.

Puristusvaiheen aikana CME:n tai muun häiriöalueen etuosassa kulkeva shokkirintama saa paineellaan aikaan Maan magneettikentän puristumisen päiväpuolella ja magnetopausissa kulkevan itäänpäin suuntautuneen virran voimistumisen. Tämä näkyy ekvaattorialueen horisontaalikentän kasvuna. Tämä vaihe voi kestää tunnista vuorokauteen.

Puristusvaihetta seuraavan päävaiheen aiheuttaa pitkäaikainen eteläinen IMF-suunta, joka saa aikaan jatkuvaa magneettikentän rekonnektiota päiväpuolella mikä etenee yhä syvemmälle magnetosfääriin, yhä lähemmäs ekvaattoria. Tämän seurauksena päiväpuolen magnetopausi voi siirtyä jopa 4–5 R_E :hen.

Maan magneettikentän aiheuttama este varatuille hiukkasille pienenee myrskyn päävaiheen aikana oleellisesti. Voimakkaan myrskyn aikana voimistunut konvektiosähkökenttä kiihdyttää hiukkasia ja puskee korkeaenergiaista plasmaa lähemmäs Maata. Kun konvektio myöhemmin heikkenee, nämä hiukkaset jäävät vangeiksi magneettiseen pulloon. Tällä tavalla rengasvirta kasvaa voimakkaasti. Magneettikentän H -komponentin globaali heikkeneminen johtuu juuri rengasvirran kasvusta. Päävaihe kestää tyypillisesti muutamasta tunnista runsaaseen vuorokauteen.

Magneettisen myrskyn aikana myös revontuliovaalien sijainti ja laajuus muuttuu dramaattisesti. Revontulia voi näkyä voimakkaiden myrskyjen aikana jopa 40:llä

leveysasteella, n. 35° normaaliyvaalin sijainnista ekvaattorille. Vastaavasti magneettikentän häiriöisyys on erittäin voimakasta ulottuen matalille leveysasteille ja kattaen sekä päivä- että yöpuolen.

Myrskyn päävaiheen jälkeen energiansyöttö aurinkotuulesta heikkenee eikä magnetosfääri enää syötä uusia hiukkasia rengasvirtaan. Rengasvirta alkaa heiketä hitaasti ja alkaa myrskyn paluuvaihe. Tärkein virtaa pienentävä tekijä on virrankantajien varauksenvaihto taustan neutraalien atomien kanssa. Myös aalto-hiukkas-vuorovaiikutukset ja muut diffuusioprosessit poistavat virrankantajia vuotokartioon.

Voimakkaiden myrskyjen aikana paluuvaihe on usein kaksiosainen siten, että alussa, ensimmäisen vuorokauden aikana, rengasvirran muutos on nopeaa, hidastuen sen jälkeen. Tämä johtuu rengasvirran muodostavien erimassaisten ionien erilaisesta dynamiikasta. Ensin poistuvat raskaat ionit (erityisesti happi), joita tulee rengasvirtaan sitä enemmän mitä voimakkaampi myrsky on. Kevyet ionit (vety, helium) pysyvät avaruudessa kauemmin. Paluuvaihe kestää kokonaisuudessaan n. 3–5 päivää.

11.2. Alimyrskysykli

H-komponentin kehitys myrskyn aikaan on epätasaista ja varsinkin revontulialueen magnetometreissä näkyy runsaasti myrskyä lyhytaikaisempaa aktiivisuutta. Birkeland kutsui näitä häiriöitä nimellä ”elementary polar magnetic storms”.

Vuonna 1961 Akasofu ja Chapman ottivat käyttöön termin alimyrsky (substorm) kuvaamaan revontulialueen häiriöitä. Vuonna 1964 Akasofu julkaisi artikkelin, jossa hän kuvaili alimyrskyn nimenomaan revontulien kehityksen avulla. Tässä yhteydessä puhutaan usein revontulialimyrskyistä.

Etuliite ”ali” viittaa siihen, että alimyrsky olisi jotenkin alisteinen magneettiselle myrskylle. Todellisuudessa on kyse kahdesta erilaisesta magnetosfäärin dynamiikan ilmenemismuodosta, jotka liittyvät toisiinsa, mutta joiden välinen suhde on vielä epäselvä. Alimyrskykin on koko magnetosfäärin kattava prosessi. Vaikka alimyrskyjä esiintyy myrskyjenkin aikaan, alimyrsky on kuitenkin itsenäinen, myrskyistä riippumaton prosessi eikä niistä läheskään aina koostu magneettista myrskyä.

Alimyrskyprosessi jaetaan yleensä kolmeen vaiheeseen. Ensimmäinen on ns. kasvuvaihe (growth phase), jolloin magnetosfääri valmistautuu varsinaiseen alimyrskyyn. Kasvuvaihe saattaa joskus lopahtaa, eikä varsinaista alimyrskyä pääse syystä tai toisesta kehittymään. Akasofu määritteli alimyrskyn alkavaksi, kun alimyrskyn laajenemisvaihe käynnistyy (onset of expansive phase).

Maasta nähtynä laajenemisvaiheen alkua luonnehtii revontulipurkaus (auroral breakup), jolloin kaikkein värikkäimmät ja eloisimmat revontuli-ilmiöt käynnistyvät. Laajenemisvaihetta kestää tyypillisesti puolisen tuntia, jonka jälkeen alkaa palautumisvaihe, jonka jälkeen alimyrsky on ohi.

Varsinkin myrskyperiodien aikana uusi kasvuvaihe saattaa alkaa ennenkuin edellisestä on kunnolla palaututtu. Samoin on hyvin tavallista, että yhden alimyrskyn aikana tapahtuu useita ”onseteja”. Lisäksi ennen varsinaista purkausta voi tapahtua pienempiä

”pseudobreakupeiksi” kutsuttuja purkauksia, jotka eivät johda laajenemisvaiheeseen.

Alimyrskyä voi luonnehtia energiankuljetusprosessiksi aurinkotuulesta magnetosfääriin läpi ionosfääriin ja takaisin alavirran aurinkotuuleen. Energiansyöttö aurinkotuulesta kasvaa olennaisesti, kun IMF:n pohjois-eteläkomponentti (Z) kääntyy etelään. Toinen olennainen tekijä on aurinkotuulen nopeus. Havaintojen mukaan aurinkotuulen sähkökentän ”tasasuunnattu” (aamu-iltasuuntainen) Y -komponentti $E_Y = VB_s$ korreloi vahvasti alimyrskyaktiiviteetin kanssa.

Käytetyin energiansyöttöä kuvaileva suure on Akasofun ns. epsilon-parametri

$$\epsilon = 10^7 \times VB^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right) l_0^2 \quad (11.1)$$

missä l_0 on empiirisesti määrätty skaalapituus $\approx 7 R_E$, B IMF:n voimakkuus, V aurinkotuulen nopeus ja θ Z -suunnan ja IMF:n YZ -tason projektion välinen kulma. Tekijä $\sin^4(\theta/2)$ on nolla, kun IMF:n Z -komponentti on pohjoiseen ja Y -komponentti nolla, ja ykkönen kun IMF:n Z -komponentti on etelään ja Y -komponentti nolla.

Epsilon-parametrin tasoa 10^{11} W pidetään alimyrskytasona. Jos epsilon ylittää tämän, alimyrsky on pian odotettavissa. Voimakkaissa alimyrskyissä epsilon saattaa ylittää 10^{12} W ja intensiivisten magneettisen myrskyjen aikana jopa 10^{13} W.

Eteläinen IMF-suunta aiheuttaa lisääntyntä rekonnektiota päiväpuolella, josta rekonnektoitua magneettikenttää kulkeutuu pyrstöpuolelle keräten sen lohkoihin ylimääräistä magneettista energiaa. Tämä ylimääräinen magneettikenttä puristaa pyrstön keskiosaa tiiviimmäksi ja kasvattaa siellä kulkevia sähkövirtoja, jolloin yöpuolen magneettikenttä venyy komettamaiseksi. Tällöin havaitaan mm. revontulien hidasta siirtymistä ekvaattorille päin. Kyseessä on alimyrskyn kasvuvaihe.

Magneettikentän keräytyminen pyrstöön ei voi kuitenkaan jatkua loputtomiin. Jossain vaiheessa tilanne tulee hyvin epästabiiliksi ja voi laueta pienestäkin häiriöstä ulkoisissa olosuhteissa (esim. IMF:n kääntyminen pohjoiseen) tai jopa spontaanisti. Koska venyneen pyrstön keskellä, sähkövirran ylläpitämänä, kulkee lähellä toisiaan vastakkaisiin suuntiin orientoituneita magneettikenttäviivoja, ne voivat virran heiketessä myös rekonnektoitua. Rekonnektiossa tapahtuu hyvin nopea Maan yöpuolen magneettikentän uudelleenmuotoutuminen. Rekonnektioalueen sisäpuolella kenttäviivat palautuvat alkuperäiseen, lähes dipolaariseen muotoonsa.

Ulkopuolelle voi jäädä suljettujen magneettikenttien alue, ns. plasmoidi, joka poistuu avaruuteen mukanaan Maan ainetta. Kyseinen nopea uudelleenmuotoutuminen aloittaa alimyrskyn ns. laajenemisvaiheen (expansion phase), jolloin revontulet kirkastuvat voimakkaasti ja liikkuvat nopeasti laajeten sekä pohjoiseen että itä-länsisuunnassa. Usein havaitaan länteenpäin kulkeva voimakkaan pyörteinen revontulialue, ns. westward travelling surge (WTS).

Magneettikentän uudelleenmuotoutumisessa magneettista energiaa vapautuu hiukkasten liike-energiaksi. Tästä saavat osansa myös ilmakehään syöksyvät revontulihiuksat. Lisääntynyt presipitaatio kasvattaa myös voimakkaasti revontulialueen ionosfääriin sähkövirtoja, ns. revontulisuihkuvirtoja (auroral electrojets). Erityisesti lähellä

keskiyötä havaitaan voimakas läntinen suihkuvirtaus, joka saa aikaan voimakkaan aleneman Maan pinnalla mitatussa horisontaalisessa magneettikentässä. Magneettikentän muutos synnyttää myös voimakkaan (n. 5–15 min kestävä) magneettisen häiriöpulssin, joka havaitaan keskileveysasteilla ns. Pi2-pulsaationa. Pi2-pulsaatiota käytetäänkin usein alimyrskyjen identifioinnissa ja ajoituksessa.

Alimyrskyn kasvuvaihe kestää n. 20–100 min ja laajennusvaihe n. 20 min. Laajenemisvaiheen jälkeinen paluuvaihe (recovery phase), jolloin revontuliovaali palautuu tavalliseen rauhalliseen muotoonsa kestää n. 1/2–2 h. Alimyrskyprosessi on miltei koko ajan käynnissä ja normaalisti esiintyy useita alimyrskysyklejä vuorokaudessa.

11.3. Magneettikentän häiriöisyyden indeksit

Magneettisissa observatorioissa (n. 200 eri puolella maapalloa) mitatuista magneettikentän arvoista voidaan laskea paikallinen häiriöisyys vähentämällä pois rauhallista aikaa vastaavat arvot vastaavana vuoden ja vuorokauden aikana. (Jälkimmäinen sisältää mm. Maan sisäisen eli pääkentän lisäksi joitakin säännöllisesti vaihtelevia avaruudesta lähtöisin olevia muutoksia kuten ns. Sq-vaihtelu).

Eri observatorioista lasketut häiriökentät voidaan normalisoida ja muodostaa häiriöisyyttä kuvaavia yksinkertaistettuja suureita, ns. häiriöisyysindeksejä. Tärkeimmät indeksit ovat seuraavat:

1. Dst-indeksi:

- Lähellä ekvaattoria olevista asemista laskettu horisontaalikomponentin poikkeama.
- Koska asemat ovat kaukana revontuliovaalista, mittaa Dst-indeksi pääosin rengasvirran käyttäytymistä ja magnetosfäärin puristumista esimerkiksi myrskyn alkuvaiheessa.
- Koska rengasvirta kulkee länteen, on poikkeama horisontaalikomponentissa negatiivinen, joten Dst-indeksikin on tällöin negatiivinen.
- Suurimmat myrskyt tuottavat luokkaa $(-300) - (-400)$ nT olevia arvoja.
- Dst-indeksi lasketaan tunneittain.

2. K- ja A-indeksit

- A mittaa aseman häiriön maksimiamplitudin 3 tunnin välein.
- K lasketaan A:sta logaritmisesti siten, että $K = 0$ on häiriötön tilanne ja $K = 9$ kun aseman häiriö on maksimissaan.
- Kullakin asemalla on oma (kvasi-logaritminen) asteikkonsa. Esim. Sodankylässä $K = 0$ jos $A < 15$ nT, $K = 1$ kun $A = 15-30$ nT, $K = 2$ kun $A = 30-60$ nT jne. $K = 9$ kun $A > 1500$ nT.
- K-indeksi määritetään molemmille horisontaaliselle magneettikomponentille ja $K =$

$\max(K_H, K_D)$.

3. K_p - ja a_p -indeksit

- K_p on 13 aseman normalisoiduista K -arvoista laskettu globaali (“planetaarinen”) häiriöindeksi.
- Valitut asemat sijaitsevat keskileveysasteilla, latitudivälillä $48^\circ - 63^\circ$.
- K_p kuvaa magnetosfäärin häiriöisyyden yleistilaa. Siihen vaikuttavat melko tasapuolisesti kaikki virtasysteemit.
- K_p saa 28 eri arvoa $0, 0_+, 1_-, 1, 1_+, \dots, 8_-, 8, 8_+, 9_-, 9$.
- K_p :n linearisoitu versio on a_p . Sitä käytetään mm. laskettaessa pidempiaikaisia keskiarvoja. a_p :n vuorokausikeskiarvosta käytetään nimitystä A_p .

4. AU-, AL- ja AE-indeksit

- A-indeksit ovat revontulialueella eri pituusasteilla olevien asemien mittauksista minuuttiresoluutiolla koostettuja indeksejä.
- Eri asemien H-komponenttien häiriötä verrataan ja valitaan joka minuutti niistä suurin ja pienin. Edellinen muodostaa asemien yläpuolisen verhokäyrän eli ns. AU-indeksin ja jälkimmäinen alapuolisen verhokäyrän eli ns. AL-indeksin.
- $AE = AU - AL$.
- A-indeksit kuvaavat revontulialueen ionosfäärin suihkuvirtausten suuruutta ($A \hat{=} Auroral$).
- AU kuvaa hetkellisesti suurinta virtaa itään päin, AL länteen päin.
- AE kuvaa suihkuvirtaushäiriöiden kokonaisvoimakkuutta ja sitä käytetään tärkeimpänä indeksinä alimyrskyjen seuraamisessa.

11.4. Auringon toimintaan liittyvät toistuvat vaihtelut

Aiemmin käsiteltiin Auringon toiminnan eripituisia syklejä, mm. Schwabe-sykliä, Hale-sykliä ja Gleissberg-sykliä. Nämä kaikki pitkäaikaiset vaihtelut näkyvät myös magneettisen aktiivisuuden (häiriöisyyden) vaihteluna. Magneettisella aktiivisuudella on 11-vuotisvaihtelu kuten Auringollakin, mutta magneettinen aktiivisuus on minimissään useimmiten pilkkuminimiä seuraavana vuonna.

Magneettisella aktiivisuudella on useimmiten kaksi laajaa maksimia, yksi lähellä pilkkumaksimia ja toinen sen jälkeen. Nämä maksimit vastaavat kahden magneettista häiriöisyyttä aiheuttavan tekijän (CME:t toisaalta ja toistuvat nopean aurinkotuulen virtaukset toisaalta) erilaisesta esiintymisestä aurinkosyklin suhteen.

Myös 22-vuotinen Hale-sykli on löydetty magneettisesta aktiivisuudesta, joskin sen

aiheuttama vaihtelu on paljon Schwabe-sykliä pienempää. Hale-syklin aiheuttama vaihtelu on selitetty siten, että Auringon magneettikenttä aiheuttaa suurempaa rekonnektiota Maan magneettikentän kanssa kun Auringon polariteetti on positiivinen. Tämä johtuu Maan akselin kallistumisesta, jolloin ekliptikatason suuntainenkin IMF:n komponentti voi tuottaa Maan koordinaatistossa eteläisenä havaitun IMF-komponentin ja siis lisätä rekonnektiota. Tätä mekanismia kutsutaan Russell-McPherron -efektiksi. RMP-efekti ennustaa myös suuremman aktiivisuuden päiväntasauskuukausina, kuten on havaittu. On kuitenkin huomattava, että muitakin selityksiä puolivuotisvaihtelulle on esitetty jopa aivan viime aikoina.

Magneettinen aktiivisuus on kohonnut selvästi edellisen vuosisadan alusta. Tämän katsotaan olevan yhteydessä Auringon kohonneeseen aktiivisuuteen vastaavan ajanjakson aikana, mikä voisi olla osa em. Gleissberg-syklisyyttä.

Magneettisella aktiivisuudella on myös havaittu Auringon pyörähdysaikaan (n. 27 vrk) ja sen harmonisiin periodeihin (13 vrk, 9 vrk, ...) liittyvää toistuvuutta. Tällaista esiintyy lyhytaikaisesti Auringon syklin maksimiaikoina, mutta voimakkaammin syklin laskevalla kaudella ja lähellä minimiä. Jälkimmäinen ominaisuus oli pitkään ongelma, koska Auringon pinnalla ei (näkyvän valon alueella) havaittu mitään pysyvää rakennetta, joka olisi voinut tuottaa po. toistuvan magneettisen aktiivisuuden. Näitä ”puuttuvia” häiriölähteitä kutsuttiin tuolloin M-alueiksi (mysterious).

Nyttemmin tiedetään, että syynä ovat Auringon napa-alueiden koronan aukot ja niiden tuottamat toistuvat nopean aurinkotuulen virtaukset (recurrent streams). Koronan polaariaukot ovat usean (5–8) Auringon rotaation ajan kestäviä rakenteita. Ne esiintyvät pääosin Auringon syklin laskevalla kaudella ja lähellä minimiä, ulottuen molemmilta napa-alueilta lähelle ekvaattoria. Riippuen aukkojen symmetrisyydestä ja heliosfäärin virtalevyn rakenteesta Maassa havaitaan yksi, kaksi ja joskus useampikin nopea virtaus yhden Auringon pyörähdysajan aikana. Tämä johtaa magneettisen aktiivisuuden vastaavaan periodisuuteen.