

Erdős Géza

Mágneses tér mérések a helioszférában

Az MTA Doktora cím megszerzéséért készített disszertáció

MTA KFKI Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet

Budapest, 2010.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	5
2. A helioszféra felfedezése, eredete és jellemzői	9
2.1 Napfoltok, napciklus.....	9
2.2 Nap-Föld kapcsolatok.....	12
2.3 Napszél	12
2.4 A Nap mágneses tere	18
2.5 Mágneses tér a helioszférában.....	22
2.6 Tranziens jelenségek.....	26
2.7 A napszél határa.....	29
3. Az Ulysses misszió	31
3.1 Az Ulysses misszió története, jelentősége	31
3.2 Az Ulysses szonda pályája és a napfoltciklus	33
3.3 Ulysses szonda.....	36
3.4 Tudományos műszerek	38
4. A helioszféra globális szerkezete	43
4.1 A plazmaforrás heliografikus hosszúságának meghatározása.....	44
4.2 Ulysses mágneses mérések összehasonlítása a napszél forrásterével	47
4.3 Mágneses szektorok sodródása és gyors napszél nyalábok.....	48
4.4 Mágneses szektorok eltűnése	52
4.5 Pólusváltás	57
4.6 Mágneses fluxus	59
4.7 Gyors és lassú napszél	62
4.8 Észak-déli aszimmetria.....	65
4.9 Elterés a Parker spiráltól.....	70
5. Fluktuációk a napszélben.....	75
5.1 Alfvén hullámok	75
5.2 Turbulencia a napszélben	78
5.3 Részecskék szóródása a napszél irregularitásain.....	80
5.4 Diszkontinuitások	86
6. Mágneses erővonalak széttartása.....	93
6.1 Részecskék mágneses térre merőleges mozgása	93
6.2 Spinor formalizmus	94
6.3 Mágneses erővonalak széttartása.....	96
6.4 Mágneses erővonalak széttartása a napszélben	98
7. Összefoglalás	103
Köszönetnyilvánítás	107
Rövidítések jegyzéke	109
Hivatkozások	111

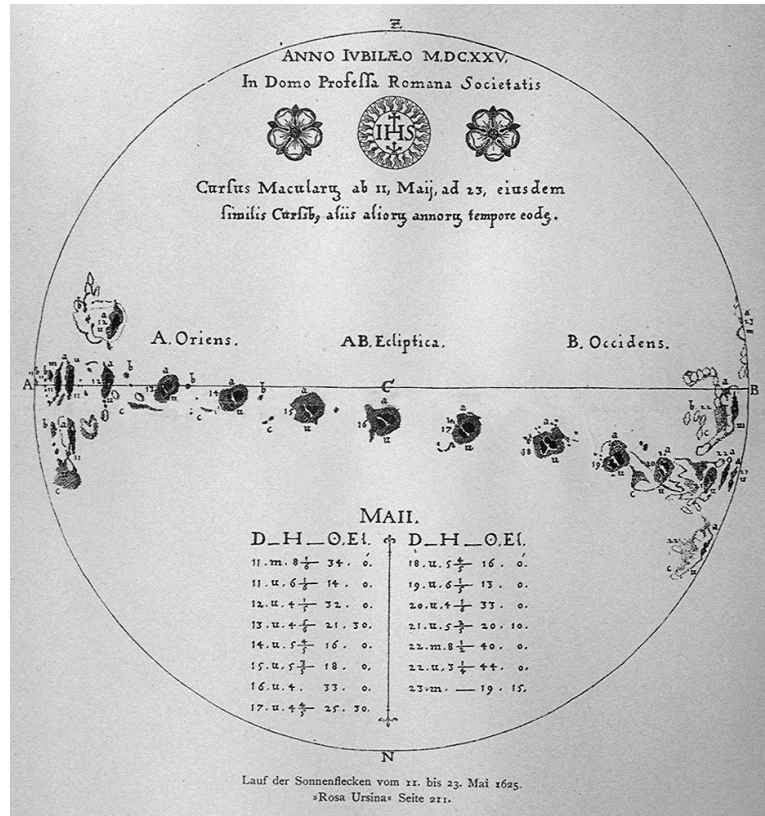
1. Bevezetés

Az emberiség történelmében számos kultúrában különleges helyet foglalt el a Nap (1.1 ábra). Filozófusoktól költőig sokan úgy tekintettek a Napra, mint egy tökéletes, mennybéli testre. A mennyben csak tökéletes dolgok létezhetnek, ennek megfelelően a Nap alakja sem lehet más, mint a legtökéletesebb geometriai formájú test, vagyis makulátlan gömb.



1.1 ábra. Ehnaton fáraó.

A disszertáció írásakor ünnepeltük a távcső feltalálásának négyszáz éves évfordulóját. A távcsöves megfigyelések gyökeresen megváltoztatták a Napról alkotott idillikus képünket. Kiderült, hogy a Nap mégsem makulátlan, hanem foltokkal tarkított (1.2 ábra). Fel kellett tehát adnunk a gömbszimmetrikus elképzelésünket a Napról.



1.2 ábra. Nagyméretű folt átvonulása a Napkorongon. Christoph Scheiner rajza az 1626-1630-ban publikált *Rosa Ursina sive Sol* könyvben.

Az űrkorszak további meglepetést tartogatott számunkra. Korábban a távcsöves megfigyeléseknek köszönhetően fény derült a Nap időbeli változékonysága, akár hosszú időskálán (11 éves napfoltciklus), akár rövid időskálán (például flar kitörések). Arról is tudomást szereztünk, hogy ezek a változások néhány napos késéssel összefüggésbe hozhatók földi jelenségekkel (például mágneses viharokkal). Azonban semmilyen elképzelésünk nem volt arról, milyen mechanizmus alapján hozhatók kapcsolatba a Napon és a Földön lejátszódó jelenségek. A rejtély megoldását az interplanetáris térbe kijutott űrszondák adták, amelyek felfedezték, hogy a Föld a Nap külső „atmoszférájában” kering. Ezt a közeget napszélnek nevezzük, amely a Naptól kifelé radiális irányban szuperszonikus sebességgel áramlik, és a Föld pályájánál mintegy százszor nagyobb távolsáig terjed ki. A napszél által a csillagközi térbe kifújtt buborékot nevezzük helioszférának.

Korábban a Napot és környezetét csak távérzékeléssel lehetett tanulmányozni. A napszél felfedezése azonban új távlatokat nyitott meg. A napszél számos tulajdonsága megőrzi a Nap közelében, főleg a koronában uralkodó viszonyokat, amelyek a napszélbe „befagyva”, mint fossziliák utaznak a megfigyelőhöz. A napszél tulajdonságainak űrszondákkal való mérése tehát segít megértenünk a koronában lejátszódó jelenségeket. Egyik ilyen napszélbe „befagyott” fontos fizikai mennyiség a mágneses tér. A disszertáció témája a napszél mágneses térének mérése az Ulysses űrszonda segítségével.

Az űrszondákkal való mérések az ekliptika síkjára korlátozódtak, nem voltak megfigyeléseink nagyobb heliografikus szélességeken. Ilyenkor nagy a kísértés, hogy az ekliptikában megfigyelt jelenségek modellezésekor a jó egyezés érdekében a modellekbe kísérletileg nem ellenőrizhető, heliografikus szélesség szerinti változásokat építsünk be. Ez óhatatlanul a paraméterek szélességtől való függésének túlértékelésére vezet. „Átestünk a ló túloldalára”, a korábbi ideális gömbszimmetrikus Nap elképzelésünk helyett az aszimmetria hangsúlyozása került előtérbe. Az 1990-ben fellőtt Ulysses szonda volt az első és eddig egyetlen űrszonda, amely elhagyta az ekliptikát és nagy heliografikus szélességekre jutott el. Az Ulysses szondára várt tehát a feladat, hogy a két szélsőséges nézet között megtalálja a helyes arányt és ellenőrizze, milyen mértékben tekinthetjük a Napot gömbszimmetrikusnak, illetve melyek a gömbszimmetrikustól eltérő tulajdonságok.

A helioszféra mágneses terének vizsgálatához tehát az Ulysses szonda mérési adatait használtam. Ezek a megfigyelések egyedülálló lehetőséget biztosítottak, hiszen olyan területekről szerezhettünk közvetlen információt, ahol korábban még nem járt űrszonda.

A napszél paraméterei, köztük a mágneses tér is széles időskálán változékonyságot mutatnak. A rövid időskálájú fluktuációkat illetően a napszélplazma instabil, amelyben hullámok jelenléte állandóan kimutatható. A napszél egy olyan plazma laboratóriumként fogható fel, amely földi körülmények között megvalósíthatatlan, például a rendkívül kis részecskesűrűség (10 részecske/ cm^3) vagy a nagy méretek (100 km-es proton giro-rádiusz) miatt. Az Ulysses szonda ebből a szempontból is különleges adottsággal rendelkezett, mert hosszú időt töltött el a Nap pólusainál levő koronalyukból származó gyors napszélben. Ezeken a területeken nincsenek az egyenlítőre jellemző tranziens jelenségek, amelyek zavarnák és bonyolítanák a megfigyelések értelmezését. A gyors napszélben különösen jól lehetett a turbulenciát tanulmányozni.

A mágneses tér fluktuációinak vizsgálata szorosan összefügg egy másik témával, a galaktikus kozmikus sugárzás, illetve általánosabban, akármilyen energikus, vagyis a napszél részecskéinél nagyobb energiájú töltött részecske terjedésével a naprendszerben. A kozmikus sugárzás töltött részecskéi csavarmozgással követik az átlagos mágneses erővonalakat, de a mágneses tér irregularitásain szóródást szenvednek, a mozgásuk tehát véletlen elemet tartalmaz. A részecskék mozgásának, a szóródások szabad úthossznak meghatározásához tehát ismernünk kell a mágneses tér fluktuációit. Az Ulysses szonda kiterjesztette a kétdimenziós térben, az ekliptikában végzett mágneses tér méréseket a háromdimenziós térbe. Ez nyilvánvalóan jelentős előrelépést jelentett a kozmikus sugárzás terjedését leíró modellekben.

Térjünk át a rövid időskálájú változásokról a másik végre, a nagyon hosszúakra, melyek között a legjellegzetesebb változás a napfoltok számának 11 éves ciklusához kapcsolódik. Mágneses tér szempontjából 22 éves ciklusról beszélhetünk, mert a Nap mágneses tere napciklusonként felcserélődik. Ezért különösen szerencsés, hogy az Ulysses szonda hosszú ideig, 18 éven keresztül szolgáltatott adatokat, ennek köszönhetően a megfigyelések majdnem egy teljes mágneses ciklust fedtek le. Megfigyelhettük a Nap pólusának felcserélődését 2001-ben, és összehasonlíthattuk két egymást követő napciklus jellemzőit. Ez utóbbi azért érdekes, mert a napfoltciklusok visszatérése nem teljesen szabályos. Vannak bizonyítékok arra, hogy a napfoltciklusok tulajdonságai hosszú idejű (évszázados) skálán is változhatnak. Ez a kérdés gyakorlati szempontból is fontos, mert a változások összefügghetnek földi klímaváltozásokkal. A

disszertáció írásakor már biztosra vehető, hogy a legutolsó napciklus hossza legalább 13 év, ilyen hosszú ciklust másfél évszázad óta nem tapasztalhattunk. Az Ulysses szonda tehát éppen „elkapott” egy különleges napfoltciklust. Az elkövetkező évek egyik izgalmas feladata annak megállapítása, a helioszféra milyen tulajdonságai járultak hozzá a legutolsó napciklus rendhagyó viselkedéséhez. A kérdés megválaszolása a napciklusok gyakorlati szempontból különösen érdekes előrejelzésében hozhat előrelépést.

Összefoglalva, az Ulysses szonda elhagyva az ekliptikát, a bolygóközi tér helyett a helioszférában végezte a megfigyeléseket, ezzel a kétdimenziós térben végzett méréseket kiterjesztette a háromdimenziós térbe. A szonda hosszú idejű működése azonban azt is lehetővé tette, hogy a napciklussal összefüggő, időbeli változásokat is tanulmányozzuk. Így valójában akár négydimenziós mérésekről is beszélhetünk.

Az Ulysses szondán repülő magnetométer méréseinek kiértékelésébe, tudományos interpretációjába 1992-ben kapcsolódtam be. A disszertáció ezeknek a vizsgálataimnak az eredményeit ismerteti.

A disszertáció 2. fejezete a helioszféráról alkotott ismereteinket írja le. Általában a felfedezések történelmi sorrendjét követem, de néhány esetben az időbeli sorrend felborul, mert az egyes témákon végigmegyek. A felfedezéseket az Ulysses mérések előtti időig követem, de több alkalommal utalok a későbbi fejezetekben ismertetett Ulysses eredményekre.

A 3. fejezet az Ulysses misszió leírását tartalmazza. A mérések értelmezését megnehezíti, hogy a szonda pályát a napfoltciklussal összefüggésben kell vizsgálnunk, a fejezetben ennek a bemutatására helyeztem a hangsúlyt. Az általam is használt műszer, a magnetométer építésében nem vettem részt, a munkába később kapcsolódtam be. Az adatok elsődleges feldolgozása sem saját munka. Azonban magam végeztem a fejezet legvégén ismertetett adatok tisztítását.

A 4-6. fejezetek tartalmazzák az Ulysses szondával elért eredményeket. Ezek között vannak nem saját eredmények is, amelyek bemutatását fontosnak tartottam, de a munkában nem, vagy csak kisebb mértékben vettem részt. Néhány esetben korábbi szerzők elméleti munkáit is ismertetem, amelyeket felhasználtam az Ulysses mérések kiértékeléséhez. Nem követtem tehát a tudományos cikkeknel alkalmazott gyakorlatot, amely szerint mások munkáira csak hivatkozni szokás, mert véleményem szerint egy disszertáció olvasójától kevéssé várható el, hogy a hivatkozott cikkeknek utánanézzon, anélkül viszont, különösen a témával szorosan nem foglalkozó szakember számára a szöveg nehezen lenne érthető. A saját munkák, vagy nagyrészt saját munkák felsorolása a Tézisekben történik.

A 4. fejezetben a helioszféra nagyléptékű, globális tulajdonságait, és annak a napciklussal való összefüggését vizsgálom. Az 5. fejezetben a mágneses tér fluktuációival, turbulenciájával foglalkozom. Ennek kapcsán megvizsgálom, milyen a fluktuációk hatása az energikus részecskéknek az erővonalakkal párhuzamos szóródására. A 6. fejezetben egy elegáns formalizmussal a mágneses erővonalak kaotikus viselkedését tanulmányozom. Ezt a kutatást az energikus részecskéknek az erővonalakra merőleges mozgásának jobb megértése motiválta.

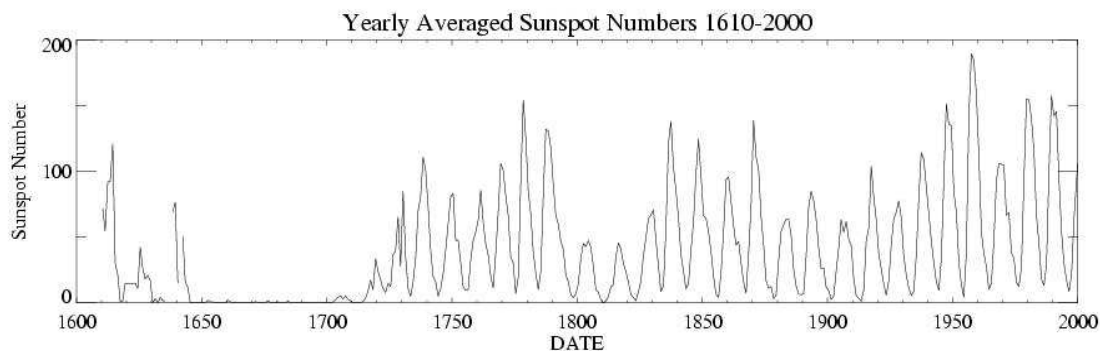
2. A helioszféra felfedezése, eredete és jellemzői

A helioszféra a napszél, vagyis a Nap felső atmoszférájának szuperszonikus kiáramlása miatt létezik. A helioszférát úgy képzelhetjük el, mint egy buborékot, amit a napszél fúj ki a csillagközi térbe. A helioszférának tehát két határa van: a külső, amelyik a csillagközi tértől választja el, és a belső, amelyet a Nap atmoszférája képvisel. Mivel a napszél kiáramlása szuperszonikus, ritka kivételektől eltekintve a külső határról a fizikai hatások nem tudnak befelé terjedni, így a csillagközi tér állapota nem tudja a helioszférát kitöltő napszél, és az abba „befagyott” mágneses tér tulajdonságait lényegesen befolyásolni. Ezzel szemben a belső határ, a Nap atmoszférájának állapota, annak időbeli változása döntően meghatározza a helioszféra állapotát. Elmondhatjuk, hogy a Nap a forrása a helioszférát kitöltő elektromágneses térnek és a részecskék túlnyomó többségének. Vizsgáljuk meg ebből a szempontból a Nap felszínének tulajdonságait.

2.1 Napfoltok, napciklus

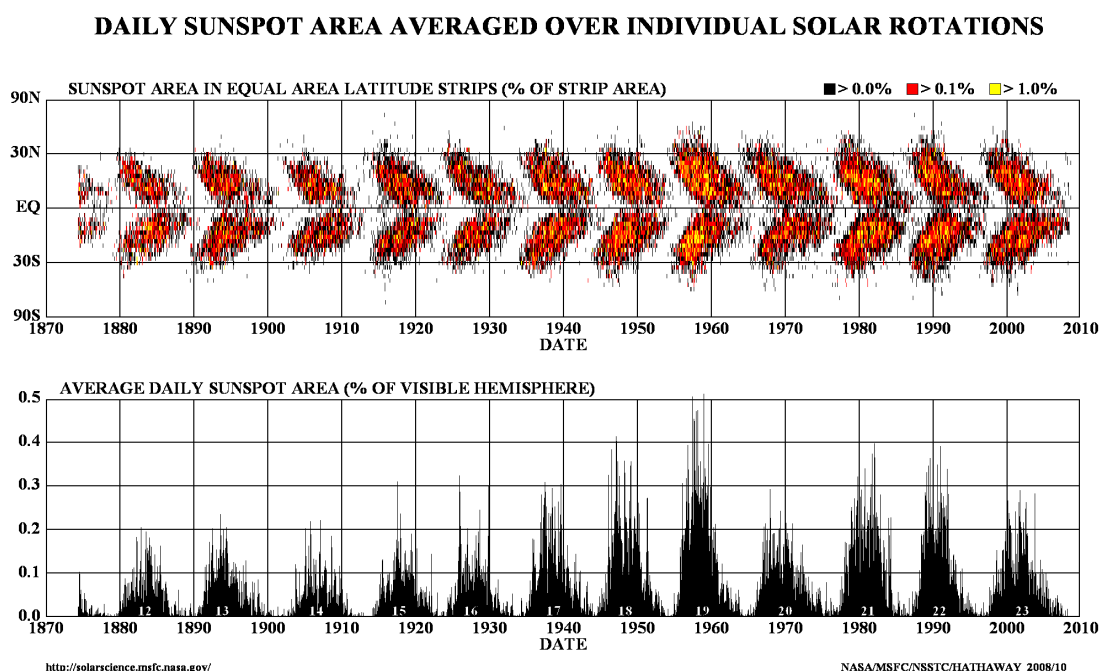
A távcsöves megfigyelések óta ismert, hogy a Nap fotoszférájában, vagyis a látható fényben megfigyelhető vékony rétegben sötét területek, napfoltok vannak (Galilei, 1615). Ezek a foltok a bolygók pályasíkjával közel párhuzamosan mozognak, sőt mintegy 27 naponként néha vissza is térnek, amiből a Nap forgástengelyére, és a forgás sebességére lehet következtetni. A Nap forgástengelye az ekliptikára (Föld átlagos pályasíkjá) majdnem merőleges, az eltérés $7^{\circ}15'$. Az egyenlítő közelében található napfoltok mozgásából meghatározott sziderikus forgási periódus 25,3802 nap. Ehhez a forgáshoz rögzített koordináta-rendszert Carrington (1863) vezetett be. Ez a heliografikus koordináta-rendszer jelenleg is használatos a Nap felszínén megfigyelhető jelenségek helyzetének megadására, szinoptikus térképek készítésére. A heliografikus szélesség és hosszúság koordinátákat a disszertációmban a későbbiekben én is használni fogom helymegjelölésre. A napfoltokra visszatérve megjegyzendő, hogy az egyenlítőtől egyre távolabb, vagyis az egyre nagyobb heliografikus szélességeken levő napfoltok periódusa egyre nagyobb (lásd. később, a 2.9 ábrán a görbesereg jobb oldali végpontjait), a jelenséget differenciális rotációnak hívjuk.

A napkorongon látható foltok száma időben változó, de hosszú idejű megfigyelések szisztematikus változásokra engedtek következtetni (Schwabe, 1844). A napfoltok száma kb. 11 éves periódussal hullámzik, amit napfoltciklusnak nevezünk. A foltok számát igyekeztek egységes algoritmus alapján rendszeresen meghatározni (Hoyt and Schatten, 1998), és az így nyert idősorokat megpróbálták visszafelé is kiterjeszteni korábbi megfigyelések leírásai alapján. Az 1610-es évektől van már napfoltszám adatunk (2.1 ábra), amely azt mutatja, hogy a 11 éves ciklusok ismétlődése nem egyenletes. Különösen feltűnő, hogy az 1600-as évek második felében alig figyeltek meg napfoltot. A jelenséget Maunder minimumnak (Eddy, 1976) nevezték el. Érdekes, hogy az időszak összefüggésbe hozható egy földi klímaváltozással (kis jégkorszak).



2.1 ábra. Napfoltok száma az 1600-as évektől napjainkig.

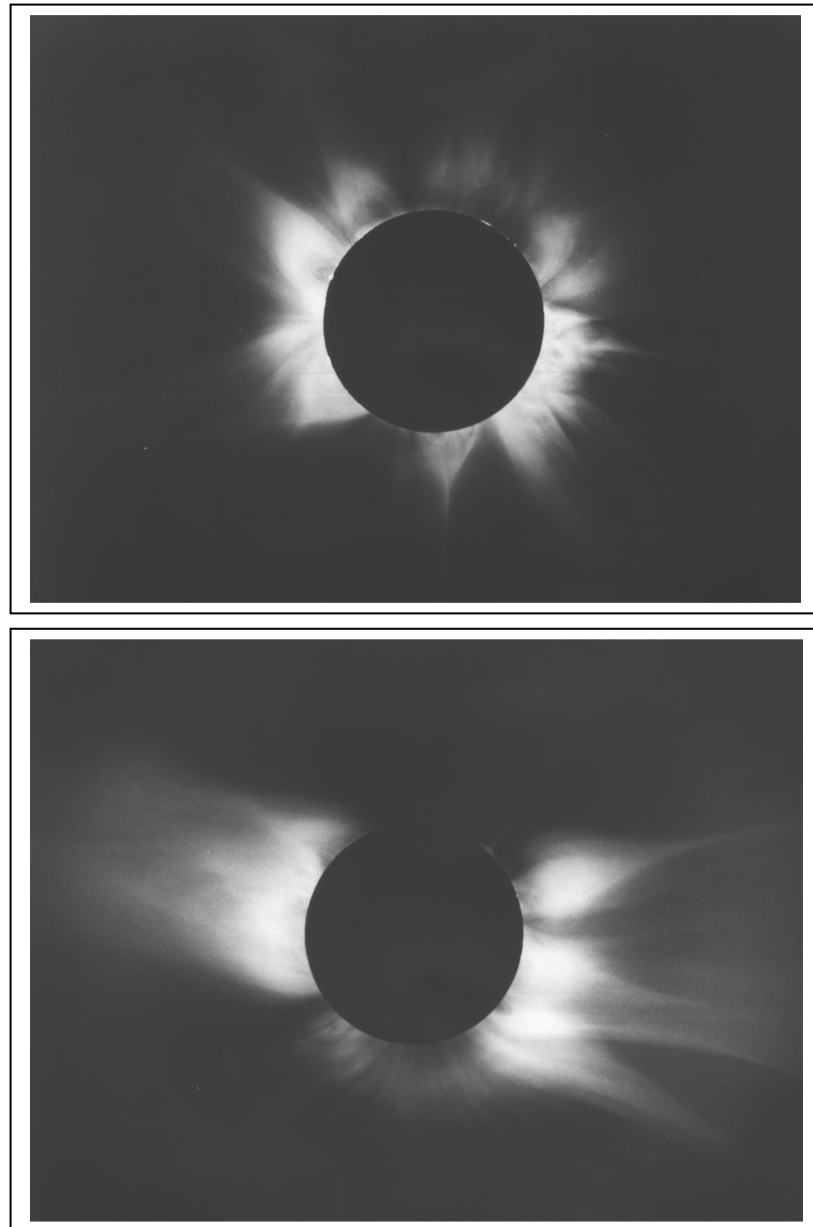
A napfolt ciklus nemcsak a foltok számában, hanem azok elhelyezkedésében is mutatja a 11 éves periodicitást. Az új ciklus kezdetén a foltok nagyobb, kb. 30° -os északi és déli szélességen jelennek meg. A ciklus előrehaladtával a foltok felbukkanása fokozatosan az egyenlítő felé tolódik el, és a ciklus végén a foltok az egyenlítő közelében hálnak ki (Sprörer törvény). Ezt a törvényszerűséget Maunder (1904) ábrázolta először szellemesen az ún. pillangó diagram formában (2.2 ábra, felső panel). A pillangó



2.2 ábra. A napfoltok szélesség szerinti elhelyezkedése (pillangó diagram, felső panel). Az alsó panelen a napfoltszám látható az idő függvényében.

diagram egy korán felfedezett példája annak, hogy egy jelenség, esetünkben a napfoltok felbukkanása szélességfüggő lehet, a Nap nem minden szempontból tekinthető gömbszimmetrikusnak. Ráadásul a szélességfüggés változhat a napfoltciklus alatt, a gömbszimmetriától való eltérést célszerű a napciklus függvényében tanulmányozni. Erre utalnak a teljes napfogyatkozások során készített felvételek is, amelyek a Nap

koronáját mutatják (2.3 ábra). Mi, földi lakók szerencsések vagyunk abból a szempontból, hogy a Naprendszer egyetlen olyan bolygóján élünk, ahol körülöttünk kering egy hold, mely kellően nagy és kellően közel van ahhoz, hogy képes legyen a Napkorongot eltakarni, amivel láthatóvá válik a Nap fotoszférához képest különben csak gyengén világító koronája. A (2.3) ábrán felül napfolt maximum, alul napfolt minimum idején készített teljes napfogyatkozás látható. A felső fénykép közel gömbszimmetrikusnak mutatja a Nap koronáját, de az alsó, napfolt minimum idején készített felvétel szerint a virágszirmokra emlékeztető alakzatok csak az egyenlítő közelében vannak.



2.3 ábra. Teljes napfogyatkozásakor készített korona felvételek napfolt maximum (felső kép) és napfolt minimum (alsó kép) idején.

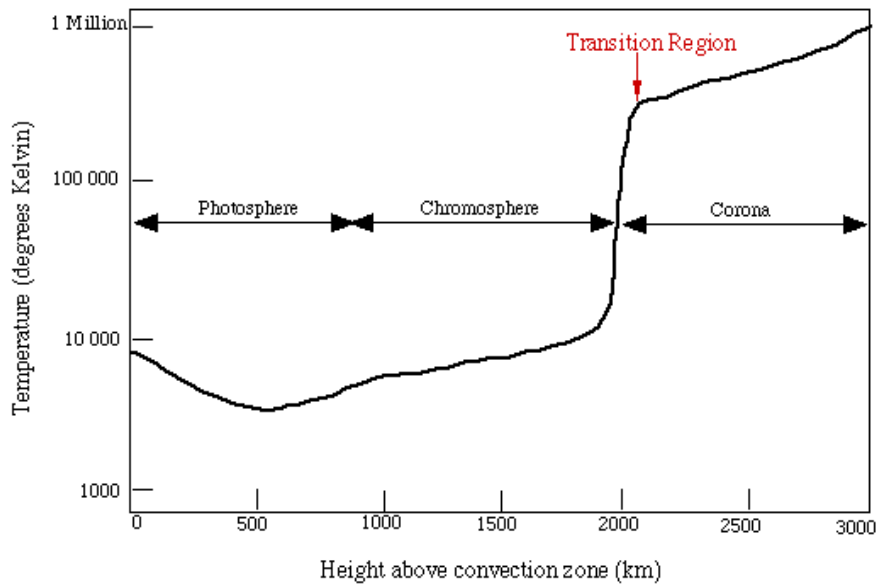
2.2 Nap-Föld kapcsolatok

Már a XIX-ik században érdeklődést váltott ki az a megmagyarázhatatlan jelenség, hogy az iránytűk által jelzett földi mágneses viharok gyakorisága is 11 éves ciklus szerint változik és feltűnő korrelációt mutat a napfoltok számával. A naptevékenység és a Föld közötti kapcsolatra további bizonyítékot szolgáltatott a flerek felfedezése (Carrington, 1860, Hodgson, 1859). Először fehér fényben vették észre, hogy néha a Nap felszínén rövid idejű kifényesedések jelentkeznek. A kísérleti technika fejlődésével a távcsöveket színeképelemző berendezésekkel kombinálták. A napszíneképnek a legerősebb elnyelési vonalát ($H\alpha$) áteresztő szűrővel készült felvételeken láthatóvá vált a fotoszféra fölött elhelyezkedő vékony réteg, a kromoszféra. A flerek módszeres tanulmányozása napfizikai obszervatóriumokban rendszeresen készített $H\alpha$ felvételekkel történik, illetve az űreszközök megjelenésével a lehetőségek kibővültek ultrabolya és röntgen tartományban készített felvételekkel is. Már korán kiderült, hogy a flereket általában néhány napos késéssel földi jelenségek (mágneses vihar, sarki fény) kísérik. A 150 millió km-es Nap-Föld távolságból (Csillagászati Egység, CsE, angolul AU) és a néhány napos késésből a hatás terjedési sebessége néhány száz km/s, ami túl lassú ahhoz, hogy közvetlenül fotonok okozzák a földi jelenségeket. Másrészt viszont ez a sebesség túlságosan nagy, ha valamilyen részecskesugárzás a közvetítő anyag, nehezen képzelhető el, hogyan tudnak a részecskék felgyorsulni erre a sebességre. Felmerült például (Birkeland, 1908), hogy a sarki fényt a Napból kiáramló elektronok okozzák, mert laboratóriumi tapasztalatok szerint a vákuumtechnika fejlődésével létrehozott katódsugárcsővek a sarki fényhez hasonló színeképspektrumot produkáltak. Azonban a Napból kiáramló közegnek elektromosan semlegesnek kell lennie. Ellenkező esetben a Nap töltésvesztése már másodpercek alatt is akkora ellentétes töltést adna a Napnak, hogy a kialakult elektromos tér erő visszaszívna az áramlást. Ha viszont az áramlás elektromosan semleges, akkor nehéz gyorsító mechanizmust elképzelni. A Nap-Föld kapcsolatokat sok kutató sokáig csak véletlen egybeesésnek, az összefüggést tudományosan megalapozatlan tartotta, köztük a nagy tekintélyű Lord Kelvin is.

2.3 Napszél

A fotoszférában, ahol a sűrűség már elég ritka ahhoz, hogy a fotonok szabadon eltávozhassanak, a hőmérséklet gyorsan csökken. Mivel a hőmérsékleti sugárzással leadott energia a hőmérséklet negyedik hatványával arányos, a hőmérséklet már nem lehet magas, csak mintegy 6000 K°-os. Ha azonban a távolabban levő kromoszféra, majd a még távolabbi korona hőmérsékletét mérjük meg (színeképelemzéssel ez megtehető), furcsa eredményt kapunk. A kromoszféra hőmérséklete 20000 K°, a koronáé 1-2 millió K°. Kifelé haladva a hőmérséklet újra megnő, látszólag ellentmondva a termodinamika törvényének (2.4 ábra). Az ellentmondás azzal oldható fel, hogy a koronában nincs tökéletes termodinamikai egyensúly, olyan makroszkopikus mozgások, plazmahullámok vannak, amelyekben kevés szabadsági fokra sok energia jut. A makroszkopikus mozgások, és a hozzájuk csatolt, bőségesen jelen levő turbulencia folytán disszipáció lép fel, ami fűti a koronát. Ez a probléma a Napfizika egyik fontos, megoldásra váró kérdése. Az űrbe telepített, különösen jól felszerelt napfizikai

obszervatóriumok, köztük a SOHO szonda mérései közelebb vittek a megoldáshoz, de a részletek még mindig tisztázásra szorulnak.



2.4 ábra. A Nap atmoszférájának hőmérséklete a magasság függvényében.

Fogadjuk el kísérleti tényként, bármennyire is érthetetlen elméleti szempontból, hogy a Napkorona hőmérséklete 1-2 millió K°. Ez egy másik kérdést is felvet, hogyan tudja a csillagközi gáz nyomása és a Nap gravitációs tere megtartani a koronát (amelyet a magas hőmérséklet miatt nyilván plazma állapotúnak kell tekintenünk). A Nap atmoszférájára hidrosztatikai egyensúlyt feltételezve az impulzus megmaradása a nyomás és a gravitáció egyensúlyára redukálódik. Gömbszimmetrikus esetben

$$-\frac{dp}{dr} - \rho \frac{GM}{r^2} = 0, \quad (2.1)$$

ahol $\rho = nm$ a cm^3 -enkénti n számú protonokból és elektronokból álló atmoszféra sűrűsége (m a proton + elektron tömege), továbbá p az atmoszféra nyomása, r a Nap középpontjától mért távolság (M a Nap tömege, G a gravitációs állandó). Ideális gázt feltételezve, a nyomás kifejezhető a T hőmérséklettel (k a Boltzman állandó)

$$p = 2nkT. \quad (2.2)$$

Az n részecske számsűrűséget kiküszöbölve és elhanyagolva a hőmérséklet távolságfüggését, vagyis izotermikus atmoszférát feltételezve az

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dr} = -\frac{GMm}{2kT} \frac{1}{r^2} \quad (2.3)$$

egyenletre jutunk, melynek megoldása

$$\ln p = \frac{GMm}{2kT} \frac{1}{r} + \text{konst} . \quad (2.4)$$

Ha az $r = R_s$ helyen, vagyis a Nap felszínén a nyomást p_0 -al jelöljük, a megoldás

$$p(r) = p_0 \exp \left\{ \frac{GMm}{2kT} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R_s} \right) \right\} . \quad (2.5)$$

Figyelemre méltó, hogy habár a nyomás a távolsággal csökken, a végtelenben sem tűnik el, hanem a $p(\infty) = p_0 \exp(-GMm/2kTR_s)$ értékhez tart. Látható, hogy nagy T hőmérsékletnél a maradvány nyomás is nagyobb. A Napra vonatkozó értékeket behelyettesítve (Kivelson and Russell, 1995) a nyomás a végtelenben $p(\infty) \approx 10^{-7}$ Pa. Ezzel szemben a csillagközi gáz nyomása a mérések szerint $p_{cs} \approx 10^{-13}$ Pa. Az eredmény lesújtó, a lokális csillagközi gáz nyomása 6 nagyságrenddel kisebb, mint ami a Napunk atmoszférájának megtartásához szükséges.

A fenti ellentmondás komolyan elgondolkoztatta E. N. Parkert, és arra a megállapításra jutott, hogy a Nap atmoszférája nyugvó közegként nem képzelhető el. Ezért a (2.1) impulzusmegmaradást leíró egyenletbe vissza kell írunk azt a tagot, amely a radiálisan kifelé áramló közegnek a most már nem nullának feltételezett u sebességből származik (Parker, 1958):

$$\rho u \frac{du}{dr} = -\frac{dp}{dr} - \rho \frac{GM}{r^2} . \quad (2.6)$$

A (2.6) egyenletben a (helyfüggő) nyomás mellett egy új változó is megjelent, a plazma (szintén helyfüggő) sebessége, amit a kontinuitási egyenletből határozhatunk meg. Feltételezhetjük, hogy a kiáramló plazma miatt tömegvesztés csak a Napon van, ha bármekkora $r > R_s$ gömb felszínén számoljuk meg az időegység alatt átáramló részecskéket, azonos számot kell kapnunk, vagyis

$$4\pi r^2 n u = \text{konst} . \quad (2.7)$$

Ha a (2.7) egyenletet deriváljuk r szerint, összefüggést kapunk a részecskeszám és a sebesség között:

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{dr} = -\frac{2}{r} - \frac{1}{u} \frac{du}{dr} . \quad (2.8)$$

Ezt az összefüggést helyettesítsük be az impulzusmegmaradás (2.6) egyenletébe, miután a nyomást és a sűrűséget kifejeztük a részecskeszám segítségével (lásd. a 2.2 egyenletet). Ezzel egy differenciálegyenletre jutottunk, amely az u plazmasebességet határozza meg az r távolság függvényében:

$$\left(u^2 - \frac{2kT}{m} \right) \frac{1}{u} \frac{du}{dr} = \frac{4kT}{m} \frac{1}{r} - GM \frac{1}{r^2} . \quad (2.9)$$

A Nap koronájára vonatkozó realiztikus értékeket behelyettesítve kiderül, hogy a nagy T hőmérséklet ellenére is a Naphoz közel a második, gravitációs tag dominál, a Nap atmoszférája gravitációsan kötött. Ezért közel a Nap felszínéhez az egyenlet jobb oldala negatív. Távolabb haladva a Naptól azonban a gravitációs tag az első tagnál gyorsabban, r^{-2} -vel arányosan csökken, ezért egy bizonyos kritikus r_c távolságnál a jobb oldal előjelet vált, ahol

$$r_c = \frac{GMm}{4kT}. \quad (2.10)$$

A kritikus távolság kb. 10 napsugár értékű, $r_c \approx 10 R_\odot$. A (2.9) egyenletet kompaktabb formára hozhatjuk, ha az izotermikus hangsebességet behelyettesítjük, melynek képlete

$$c_s^2 = \frac{2kT}{m}. \quad (2.11)$$

(2.10) és (2.11) segítségével az új egyenlet

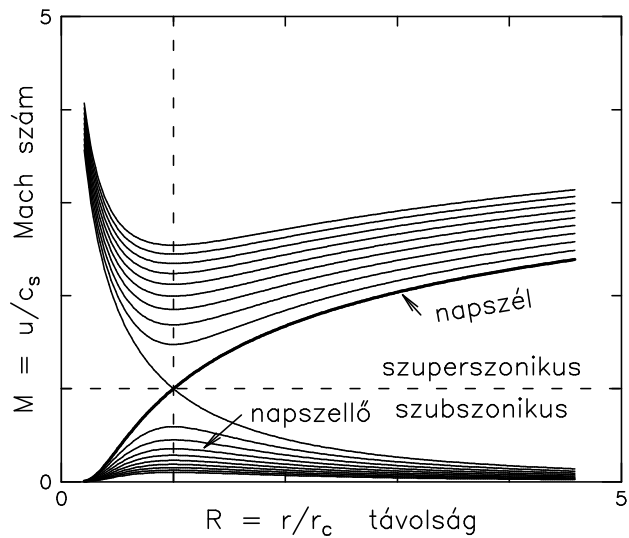
$$(u^2 - c_s^2) \frac{d \ln u}{dr} = 2 \frac{c_s^2}{r} \left(1 - \frac{r_c}{r} \right). \quad (2.12)$$

A (2.12) differenciálegyenlet analitikusan könnyen megoldható. Bevezetve az $M = u/c_s$ Mach számot, valamint az $R = r/r_c$ mennyiséget, az egyenletet dimenziótlan formára hozhatjuk. Deriválással belátható, hogy a megoldást az

$$\frac{1}{2} M^2 - \ln M = 2 \ln R + 2/R + K \quad (2.13)$$

algebrai egyenletet adja, ahol K a peremfeltételből meghatározandó konstans. Az algebrai egyenlet különböző K értékekhez tartozó megoldásait a (2.5) ábrán látható görbesereg mutatja.

2.5 ábra. A (2.12) egyenlet (2.13) megoldásai.



Az $R = 1$ kritikus távolságnál a (2.12) egyenlet bal oldala általában úgy lesz nulla, ha az u plazmasebesség deriváltja eltűnik, vagyis ha az $u(r)$ függvény vízszintessé válik, ez a görbeseregen jól látszik. Az $u^2 - c_s^2$ előjelétől függően két görbesereg különböztethető meg, szuperszonikus megoldások ($M > 1$, felső görbék) és szubszonikus megoldások ($M < 1$, alsó görbék). Spektroszkópiai vizsgálatokból megállapítható, hogy a Nap felszínén a plazma áramlása nem nagy, semmi esetre sem lehet szuperszonikus, ehhez a színeképvonalak Doppler eltolódása nem elegendő. Ezért a kis távolságban szuperszonikus megoldások kizárhatók. Az alsó görbesereg viszont, amelyet „napszellő” megoldásnak nevezhetünk, nagy távolságban okoz gondot, mert ott a sebesség nullára csökken. Ekkor ugyanaz a probléma, mint a hidrosztatikus esetben, vagyis az, hogy a plazma nyomása nem nullához, hanem a csillagközi gáz nyomásánál 6 nagyságrenddel nagyobb értékhez tart.

Létezik azonban a (2.12) egyenletnek egy speciális megoldása, amikor a kritikus távolságnál a bal oldal nem azért nulla, mert a plazmasebesség deriváltja tűnik el, hanem az előtte álló tényező, $u^2 - c_s^2 = 0$ (vagyis $M = 1$). Ez akkor következik be, ha a kritikus pontban a plazma sebessége éppen a hangsebesség. Két ilyen egymást keresztező megoldás van, közülük a számunkra érdekes megoldást, vagyis azt amelyik a végtelenben nem tűnik el, a (2.5) ábrán vastag vonal jelzi. Ilyenkor a plazmasebesség kifelé haladva monoton nő, a kritikus pontban átlépi a hangsebességet, és a végtelenben egy konstans, szuperszonikus értékhez tart, ezt a megoldást nevezzük napszélnek. Konstans u plazmasebességnél az n részecskeszám r^{-2} szerint változik (2.7 egyenlet), ezért a p nyomás is r^{-2} -vel arányosan csökken kifelé haladva (p és n arányos, lásd a 2.2 egyenlet). Tehát a napszél megoldásnál a nyomás a végtelenben nullához tart, így kellően nagy távolságban a napszél egyensúlyba kerülhet a csillagközi gáz nyomásával.

A plazmasebességet leíró (2.12) egyenlet szoros analógiát mutat a homokóra formájára emlékeztető csőben (Lavall fúvóka) áramló gáz egyenletével. A lényeg az, hogy a (2.12) egyenletben a távolságfüggő rész (jobb oldal) előjelet vált, hasonlóan mint a Lavall fúvókánál a cső keresztmetszetének távolság szerinti deriváltja. A napszél esetében a szűkületet a Nap gravitációs tere jelenti, ami kis távolságban dominál, a tágulatot pedig a radiális áramlás geometriája szolgáltatja.

Parker elmélete tudományos körökben nagy ellenállást váltott ki, senki sem fogadta el, hogy a Nap atmoszférája szuperszonikus sebességgel áramlik kifelé. Pedig az elmélet nemcsak a csillagközi gázzal való nyomásegyensúlyt tudta megmagyarázni, hanem a Nap-Föld kapcsolatok rejtélyére is fényt derített, megtalálta a kellő sebességgel áramló közvetítő közeget. Parkernek az elmélete elfogadásához öt évet kellett várnia, amikor az első űreszközök kijutottak a bolygóközi térbe és azonnal felfedezték a napszelet, elsőként a Luna 1 szovjet szonda (Gringauz, nem publikált eredmény), majd a Vénuszhoz küldött Mariner 2 (Neugebauer and Snyder, 1962).

A későbbi, pontosabb mérésekre alapozva az időben változó napszél tipikus, csak nagyságrendi tájékoztatást nyújtó adatait a (2.1) táblázat tartalmazza (Kivelson and Russell, 1995). Felmerülhet egy laikus kérdés, ami talán az elmélettel szembeni kezdeti nagy ellenállást is motiválta, hogy a Nap atmoszférája miért nem tűnik el gyorsan, ha az atmoszféra állandóan kifelé áramlik, ráadásul szuperszonikus sebességgel? A (2.1) táblázat adataiból megállapítható, hogy a Nap tömegvesztése 2 millió tonna másodpercenként. Ez nagy számnak tűnhet, másodpercenként a Nap egy Gellért hegyet veszít. Azonban ez semmi a Nap tömegéhez képest, az éves veszteség mindössze 10^{-14}

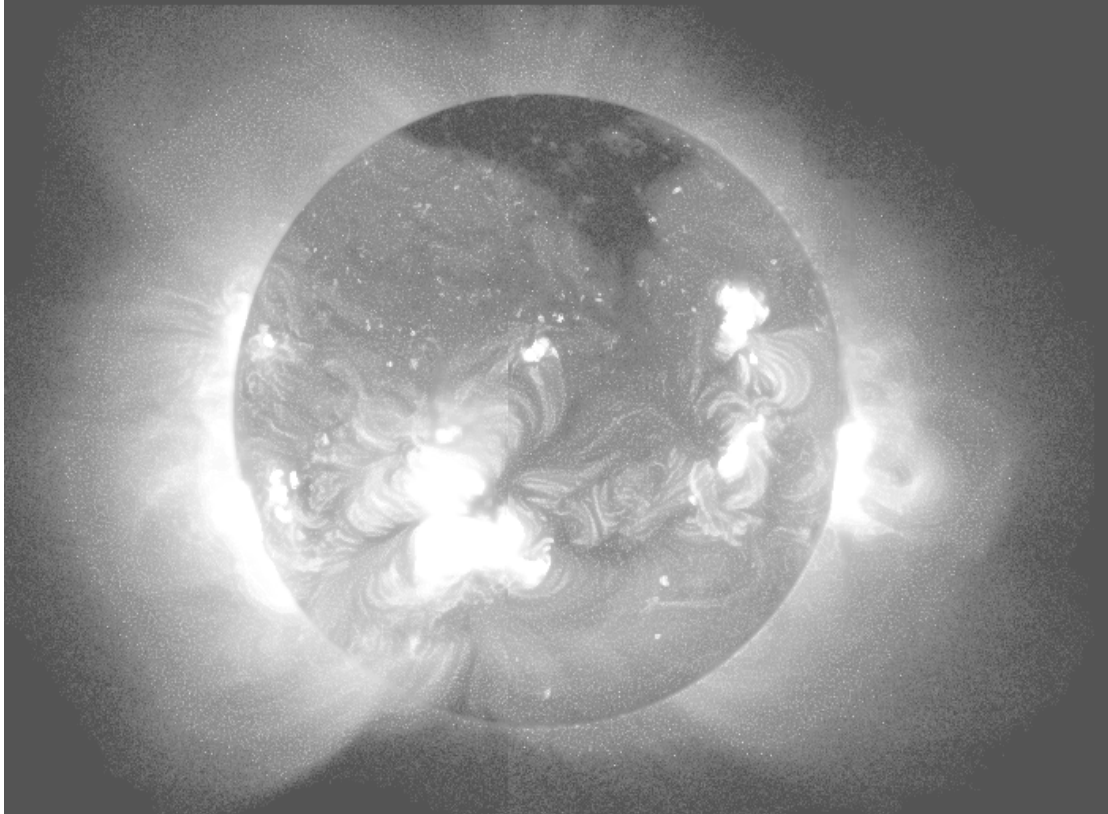
naptömeg. Érdekesség, hogy ez a veszteség nagyságrendileg azonos a Nap nukleáris energiatermeléséből származó tömegveszteséggel. A napszél egy fontos tulajdonsága, hogy habár az áramlás sebessége nagy (400-800 km/s), a részecskék sűrűsége nagyon kicsi, a Föld pályájánál 1-10 részecske/cm³. A rendkívül kis sűrűség miatt a részecskék Coulomb szórása is nagyon ritka, az ütközési szabad úthossz a földpályánál nagyságrendileg 1 CsE (Nap-Föld távolság), ezért a plazma gyakorlatilag ütközésmentesnek tekinthető. Ugyanakkor a Debye gömb sugara méter nagyságrendű, tehát a plazma paraméter (részecskék száma a Debye gömbben) sokkal nagyobb mint 1 (10⁶). Tehát jogosan nevezhetjük a közeget plazmának, amelyben kollektív jelenségek vannak. A napszél főleg protonokból és elektronokból álló, ütközésmentes, semleges plazma. Ez utóbbi tulajdonság, a töltésegyensúly szükségességéről már korábban beszéltünk.

Proton sűrűség	7 cm ⁻³
Proton hőmérséklet	1,2 × 10 ⁵ K°
Elektron hőmérséklet	1,4 × 10 ⁵ K°
Mágneses tér	7 nT
Proton kinetikus energiafluxus	0,6 erg cm ⁻³ s ⁻¹
Proton termikus energiafluxus	0,02 erg cm ⁻³ s ⁻¹
Mágneses energiafluxus	0,01 erg cm ⁻³ s ⁻¹
Proton giro-rádiusz	80 km
Debye hossz	1 m
Plazma sebessége	450 km/s
Hangsebesség	60 km/s
Alfvén sebesség	40 km/s
Coulomb ütközési szabad úthossz	1 CsE

2.1 táblázat. A napszélplazma tipikus paraméterei a földpályánál.

Parker elmélete kvalitatíve helyesen írja le a szuperszonikus napszél létezését, de kvantitatív szinten már nem tökéletes a megfigyelések és az elmélet egyezése, így elsősorban Parker elmélete túlságosan nagy napszél sebességet jósol (2000 km/s). Az egyik nehézséget az jelenti, hogy az impulzus egyenletben elhanyagoltuk a mágneses tér hatását, amelyet a (2.6) egyenletben egy további $j \times B$ típusú taggal kellene figyelembe vennünk. A következő fejezetek szerint a mágneses tér a koronában komplex, időben és térben változó, tehát a gömbszimmetria és stacionaritás feltételezése megkérdőjelezhető. A mágneses tér figyelembe vétele tehát lerontja a szimmetriákat, ami a számításokat jócskán megnehezíti. Másik nehézség az, hogy a korona fűtési mechanizmusát nem tudjuk pontosan, pedig a túlegyszerűsített, izotermikusnak feltételezett korona helyett realisztikusabb modellekre lenne szükség. Elsőként a Skylab fedélzetén fényképezték a Nap koronáját rendszeresen Röntgen teleszkóppal, amely a koronalyukak felfedezésére vezetett (Kahler, 2000). A Röntgen felvételeken elsősorban a pólusoknál sötét foltok vannak, mert azokon a területeken a korona hőmérséklete kisebb (kb. 1 MK°), mint a világos helyeken (ahol a hőmérséklet közel 2 MK°). A (2.6) ábra a Yokoh szonda felvételét mutatja a koronáról, amely 1992-ben készült, a napfoltciklus leszálló ágában. A sarki koronalyukak napfolt minimum idején kiterjednek, és akár el is érhetik az egyenlítői térséget. Az ekliptikában tartózkodó űrszondák méréseiből kiderült, hogy a

gyors (800 km/s) napszélnyalábok általában a koronalyukakból származnak. Ezt a tulajdonságot az Ulysses szonda az ekliptikából kilépve is megerősítette, és megállapítást nyert, hogy valójában két eltérő tulajdonságú napszél, a gyors és a lassú létezik, erről bővebben a disszertáció 4. fejezetében lesz szó. A kétfajta napszél tulajdonságai annyira élesen elkülönülnek, hogy azok megértéséhez is két külön modellre van szükségünk.



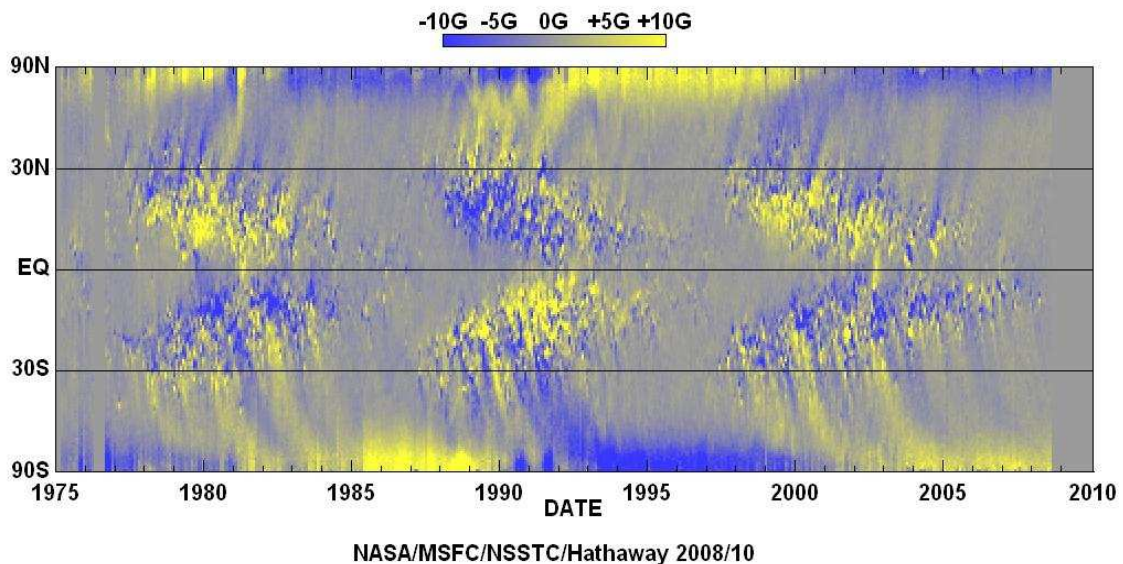
2.6 ábra. A Yohkoh űrteleszkóp Röntgen felvétele a Nap koronájáról 1992. május 8-án.

2.4 A Nap mágneses tere

Kellő képzelőerővel a gyönyörű virágszirmokból, és főleg a pólusokon látható vonalakból arra gondolhatunk, hogy a (2.3) ábrán mágneses erővonalakat látunk, hasonlóan a vasporral végzett iskolai kísérletekhez. Ma már tudjuk, hogy valóban így van, a korona fényét a mágneses erővonalak körül csavarmozgást végző elektronok okozzák, amelyeken a fotoszférából származó sokkal erősebb fény Thompson szórást szenved. A szórt fény intenzitása nyilván arányos a mágneses erővonalakra felfűzött elektronok sűrűségével. Ha van a Nap közelében mágneses tér, akkor érdemes azt megmérni, akár a fotoszférában is, ami technikailag a legegyszerűbb. Erre a Zeeman effektus ad lehetőséget, vagyis az, hogy bizonyos színképvonalak mágneses térben felhasadnak. Ez a technika igen kifinomult, de még az űrkorszak előtt megvalósult, elsőként Hale munkásságával a múlt században (Hale et al., 1919). Kiderült, hogy a

napfoltokban erős mágneses tér van. A foltok sokszor csoportosan jelennek meg, ezek között gyakoriak a bipoláris foltcsoportok. A bipoláris foltokban a mágneses polaritás törvényszerűséget mutat (Hale törvény). A két folt közül a Nap forgása szerint vezető, keleti folt polaritása ellentétes a követő, nyugati folt polaritásával. A vezető (vagy követő) foltok polaritása egy napcikluson és egy féltekén (északi vagy déli) belül azonos. Az északi és déli féltekén a polaritások ellentétesek (például ha az északi féltekén a vezető foltokban az erővonalak kifelé mutatnak, akkor a déli féltekén a vezető foltokban befelé). Ugyancsak ellentétesek a polaritások az egymást követő napciklusokban, tehát mágneses szempontból a Nap 22 éves ciklust mutat.

A Nap északi és déli pólusánál egymással ellentétes polaritású tér található, a polaritás a napciklussal felcserélődik (Babcock, 1959). A (2.7) ábrán egy „mágneses pillangó” diagram látható, amely hosszú időskálán színekódoltan mutatja a Nap mágneses terének polaritását a heliografikus szélesség függvényében. Az ábrán jól megfigyelhető a pólusoknál a mágneses polaritás 11 évenkénti megfordulása.

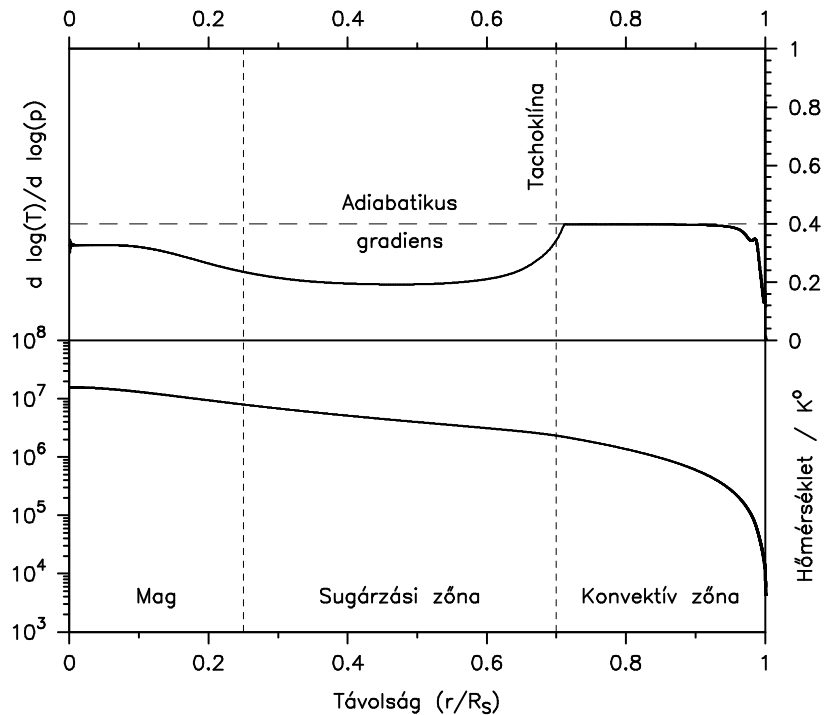


2.7 ábra. Mágneses pillangó diagram
(<http://solarscience.msfc.nasa.gov/dynamo.shtml>).

A mágneses pillangó diagramm úgy készül, hogy a Nap centrál-meridiánjában naponta megméri a mágneses térerősséget, mint a szélesség függvényét. Az egymást követő 27 nap átlagából meghatározott adatokat ábrázolják színekódoltan, mint a heliografikus szélesség és idő függvényét, az utóbbi felbontása értelemszerűen 27 napos. Ez az ábrázolás tehát nem ad információt a heliografikus hosszúság szerinti változásokról, amelyekre átlagot képeznek. A (2.7) ábrán látszik, hogy mindkét féltekén a féltekére jellemző polaritással ellentétes fluxus vándorol a sarkok felé. Az ellentétes fluxus végül a sarkokon túlsúlyba kerül és 11 évenként megtörténik a pólusváltás. A mágneses fluxus vándorlását a pólusok felé úgy szokták magyarázni, hogy a fotoszférában létezik egy meridionális áramlás az egyenlítőtől a sarkok felé, amely feltehetően a mélyebb rétegekben egy ellentétes irányú áramlással záródik. Az ellentétes mágneses polaritású

követő napfolt általában nagyobb szélességen tartózkodik, mint a vezető napfolt, amely az egyenlítőhöz közelebb helyezkedik el (Joy törvény). Az ellentétes polaritású foltból a mágneses fluxus tehát rövidebb úton, könnyebben juthat el a pólusig, ezzel magyarázzák az ellentétes polaritású mágneses fluxusok vándorlását a pólusokig.

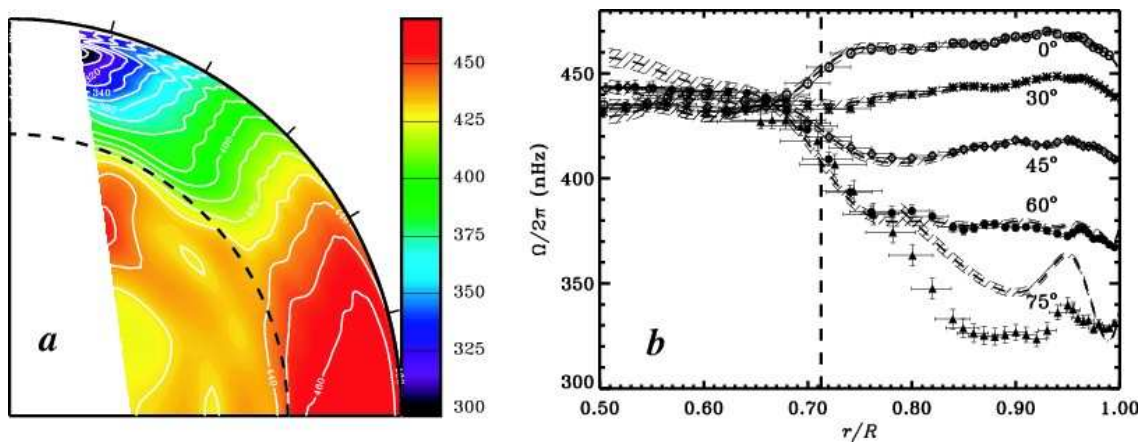
A Földnél is létezik mágneses pólusváltás, de az időskála sokkal nagyobb és a váltások ideje sokkal szabálytalanabb. A Föld és a Nap esetén egyaránt a dinamó modellt tekintik az egyetlen lehetséges magyarázatnak (Babcock, 1961, Leighton, 1969), de a részletek nem ismertek. Minden esetre, folyékony (vagy gáz) állapotú, jól vezető, és örvénylő mozgást végző közegre van szükség. A dinamó működésének elengedhetetlen feltétele a differenciális rotáció. Csak érdekességképpen megjegyzendő, hogy a technikában megvalósult dinamókban is megtalálható a differenciális rotáció a forgó tekercs és az álló érintkezők között (az egész dinamó nem foroghat merev testként, akkor nem lenne áramtermelés). A Nap felszínének differenciális rotációjáról már tettünk említést, de a mágneses tér keletkezését a felszín alatti mélyebb rétegekben várjuk, ezért foglaljuk össze jelenlegi legfontosabb ismereteinket a Nap belső szerkezetéről.



2.8 ábra. A Nap belsejének hőmérséklete

Nemsokkal az atomfizika születése óta tudjuk, hogy a Nap belsejében az energiatermelést magfúzió biztosítja, ez a folyamat az $r < 0,25 R_s$ központi tartományban, a magban történik. A (2.8) ábra Christensen-Dalsgaard et al. (1996) modellszámításai alapján mutatja a hőmérséklet hely szerinti változását (alsó panel). A hőmérséklet a Nap középpontjában nagyon magas, mintegy 15 MK° . Kifelé haladva a hőmérséklet és a sűrűség is csökken, míg belépünk a sugárzási zónába, ahol a fúzió megszűnik. Ekkor a hőmérséklet sugárzás útján terjed kifelé, ami különben lassan történik, a fotonok annyi szóródást szenvednek, hogy keresztülhaladásuk a sugárzási zónán nagyságrendileg 1 millió évig tart. Még kijebb haladva a hőmérséklet

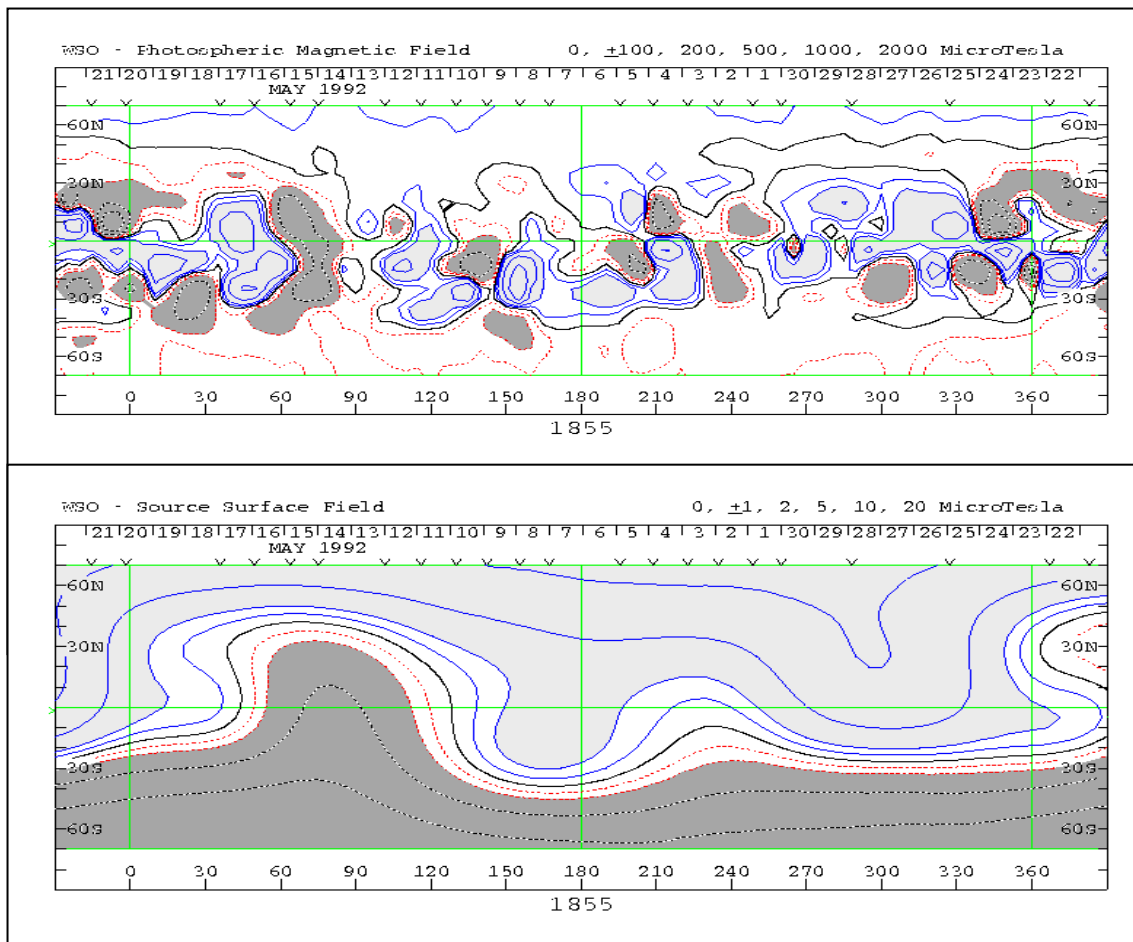
gyorsabban kezd csökkenni, a hőmérséklet radiális gradiense megnő. A $0,7 R_S$ és a Nap felszíne közötti tartományt konvektív zónának hívjuk, mert a Nap anyagában áramlási cellák alakulnak ki, hasonlóan, mint a forrásban lévő vízben. Hogy kicsit jobban megértsük a jelenséget, képzeljünk el egy környezeténél kicsit melegebb anyagot. Az anyagra felhajtóerő hat és elkezd kifelé áramlani. Ekkor az anyag hőmérséklete az adiabatikus tágulás szerint csökken, és a folyamat általában leáll. Ha azonban a Nap hőmérsékletgradiense eléri az adiabatikus gradiens értékét (2.8 ábra, felső panel), konvekciós instabilitás lép fel (Schwartzschild kritérium). Ennek oka az, hogy a kifelé áramló anyagra a lehűlés ellenére is továbbra is hat a felhajtóerő, mert az anyag egyre hidegebb és hidegebb környezetbe kerül (a környezet gyorsabban hűl mint a kifelé áramló anyag).



2.9 ábra. A Nap belsejének differenciális rotációja

A napkorong alakjának időbeli változásaiból, valamint nagy térbeli felbontású Doppler frekvencia-eltolódásokból (pl. a SOHO SOI-MDI műszerével végzett mérések) a Nap oszcillációit lehet meghatározni. Ezeket a megfigyelt „naprengéseket” modellszámításokkal próbálták reprodukálni (Thompson et al., 1996). Az eltérésekből a modell feltételeit lehetett finomítani, és végül a Nap belsejét leíró olyan részletes képhez jutottak, amely az áramlási viszonyokat is tartalmazza (2.9 ábra). Az ábra jobb oldala a Nap rotációs sebességét mutatja a radiális távolság függvényében, a görbeseregen a címkék a heliografikus szélességet jelölik. A bal oldali ábra egy meridionális metszetet mutat, itt a sebességet színekkel láthatjuk. Mindkét ábrán a szaggatott vonalak a sugárzási és konvektív zónák határát jelölik, amit tachoklínának nevezünk. Megállapítható, hogy a sugárzási zóna a fotoszféra egyenlítői forgásánál kicsit kisebb sebességgel, de közel merev testként forog. A konvektív zónában viszont a modellszámítás a radiális távolságtól és a heliografikus szélességtől egyaránt függő differenciális rotációt jósol. A legnagyobb nyírás a tachoklínában van, a dinamo elméletek szerint a mágneses tér ott generálódik. A tachoklínában kialakult mágneses fluxuscsöveket a konvekció a fotoszférába szállítja, ahol a felszín fölé kitüremkednek. A napfoltok a felbukkanó csöveknek a fotoszférával alkotott metszésüknél jönnek létre.

2.5 Mágneses tér a helioszférában



2.10 ábra. A fotoszféra mágneses tere (Wilcox Solar Observatory mérése, 1992. májusban felső panel), és a tér extrapolációja $2.5 R_S$ távolságra (alsó panel).

A fotoszféra mágneses terét az utóbbi időben rutinszerűen mérik. A leggyakrabban használt adatokat a Wilcox Solar Observatory (Stanford, California, USA) szolgáltatja, ahol 1976 óta folyamatosan végeznek megfigyeléseket. A mérési eredményeket szinoptikus térképekké állítják össze, amelyek 27 naponta (a Nap forgási periódusa a Földről nézve) mutatják a mágneses térerősséget a már említett Carrington-féle koordináta-rendszerbe transzformálva. A (2.10) ábra felső része egy példáját mutatja a magnetogram térképeknek, amelyek a Solar Geophysical Data kiadványban havonta publikáltak, illetve újabban az obszervatórium honlapjáról letölthetők le (<http://wso.stanford.edu>). A kék kontúrvonalak pozitív (Naptól kifelé mutató vektorok), a piros vonalak negatív polaritást jelölnek.

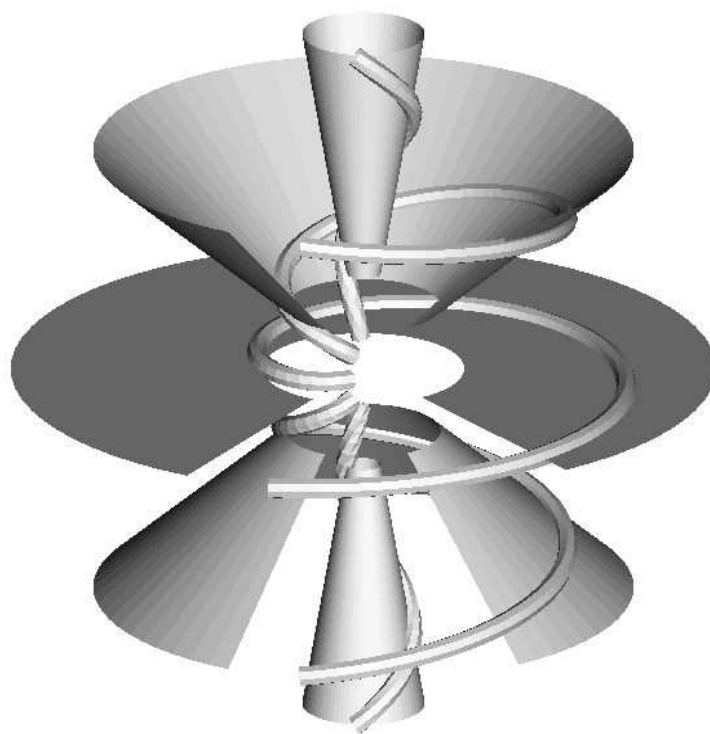
A fotoszférikus térképek a korona mágneses terének belső határfeltételét adják. A tér kiterjedését a távolabbi tartományokra gyakorlatilag csak modellszámításokkal határozhatjuk meg, mérések nem állnak rendelkezésre. A Wilcox Solar Observatoriumban már hosszú idő óta a mágneses tér extrapolációját is rutinszerűen, egységes algoritmus alapján végzik. A számítások során feltételezik, hogy a mágneses tér a koronában potenciális térrel közelíthető, és a Naptól bizonyos távolságban a tér radiális irányú, ez utóbbi feltételezés jogosságát a teljes napfogyatkozások során készített fényképek valószínűsítik (2.3 ábra). A (2.10) ábra alsó részén a fotoszférikus mágneses tér extrapolációja látható $2,5 R_S$ távolságra, ahol a mágneses teret már radiálisnak feltételezik. Ezt a teret a napszél forrásterének nevezik, mert a mágneses fluxus befagyása miatt a napszél ezt a mágneses teret viszi magával.

A mágneses fluxus befagyásának tétele a hidrodinamika Helmholtz féle örvénymegmaradási tételének magnetohidrodinamikai (MHD) megfelelője. Ahogy az örvénymegmaradás tétele a viszkozitás hiányára épül, úgy a mágneses fluxus befagyásának tétele is egy disszipatív folyamat, az elektromos ellenállás hiányára épül, vagyis a mágneses fluxus befagyásának feltétele a végtelenül jó vezetőképesség. A napszél kis sűrűsége, ezzel a Coulomb ütközések ritkasága miatt a befagyás már a Naphoz közel teljesül, ami megkönnyíti a mágneses tér további extrapolációját a helioszférába. A fluxusbefagyás azt jelenti, hogy ha a plazmában kiválasztunk egy zárt hurkot és azt a napszéllel együtt mozgatjuk, akkor a hurkon keresztülhaladó mágneses erővonalak száma időben nem változik. A napszél plazma, és a hozzá rögzített erővonal radiálisan, w_r sebességgel mozog kifelé. Közben a Nap, és ezzel a mágneses erővonal talppontja ω szögsebességgel elfordul. Az eredmény a mágneses erővonalak Archimedesi spirális alakja, amit Parker (1958) spirálisnak is hívunk. Az erővonalakat a forgó kerti locsolóval szokták szemléltetni, ahol az egyedi vízcseppek radiálisan kifelé mozognak, de a vízsugár spirális alakú. Matematikailag megfogalmazva a mágneses térerősség vektor helyfüggését a

$$\begin{aligned} B_r &= B_0 \left(\frac{R_0}{r} \right)^2 \\ B_\Phi &= B_0 \left(\frac{\omega R_0^2}{w_r r} \right) \sin \Theta \\ B_\Theta &= 0 \end{aligned} \tag{2.14}$$

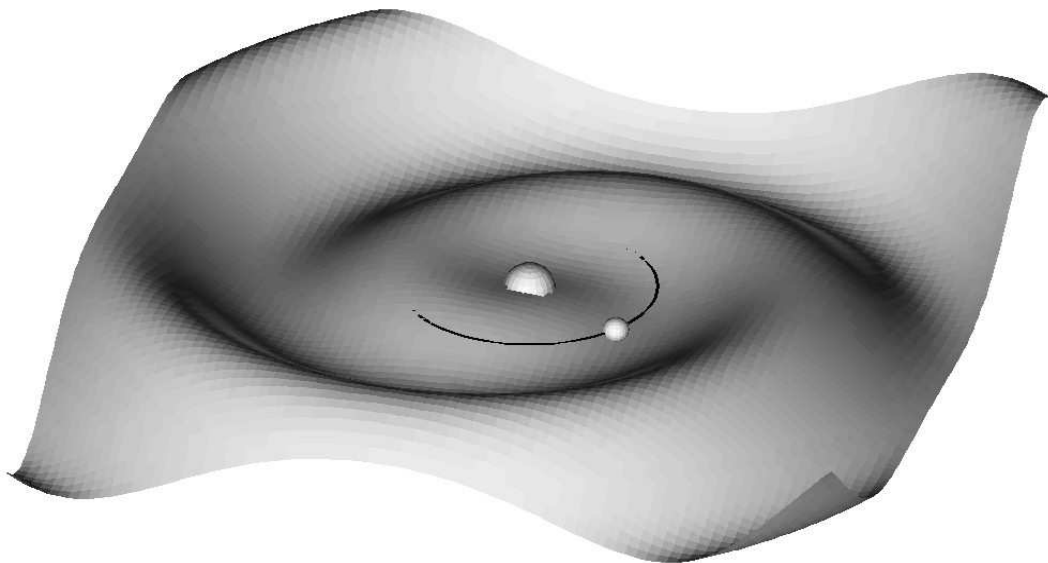
képlet írja le, ahol r a Naptól mért távolság, Φ a heliografikus hosszúság és θ a szélesség. B_0 a radiálisnak feltételezett, de Φ -től, θ -tól és időtől függő mágneses térerősség az $R_0 = 2,5 R_S$ forrás felületen.

A (2.14) egyenlet szerint az erővonalak az ekliptikában valóban Archimedesi spirális alakúak, az erővonalaknak a radiális iránytól való eltérése a radiális távolság és a napszélsebesség függvénye. A (2.14) egyenlet általánosan írja le az erővonalak nagyobb szélességeken várható alakját is. Mindössze annyi a változás nagyobb szélességeken, hogy a mágneses erővonalak nem egy síkban helyezkednek el, hanem a szélességnek megfelelő nyílásszögű kúpra tekerednek fel. Az erővonalak alakját a (2.11) ábra szemlélteti.



2.11 ábra. Átlagos mágneses erővonalak a helioszférában, különböző heliografikus szélességeken.

B_0 értékét a fotoszférikus mágneses mérésekre alapozott potenciális tér modellekből szokták meghatározni (2.10 ábra, alsó panel). A modell paramétereit, elsősorban a forrásfelületnek nevezett gömb $R_0 = 2,5 R_S$ sugarát úgy határozták meg, hogy a (2.14) egyenlettel a földpályára extrapolált mágneses tér a lehető legjobb egyezést adja a Föld közelében végzett nagyszámú megfigyeléssel. A fotoszférikus mérések csak a mágneses térerősség vektornak a Föld irányú komponensét adják meg, ezért további feltételezésekre is szükség van. Feltételezik, hogy a fotoszférikus tér egy meridionális komponenst is tartalmaz, ezért egy napciklustól függő poláris tér korrekciót alkalmaznak. Ezt a modellt „klasszikusnak” nevezték el, megkülönböztetésül a később bevezetett „radiális” modelltől. A radiális modellben nem alkalmazzák a poláris tér korrekciót, viszont a fotoszférikus teret radiálisnak feltételezik. Az *ad hoc*-nak tűnő módszerekkel a modelleket tehát úgy „hangolták”, hogy a legjobb egyezést kapják az ekliptikában végzett bolygóközi mérésekkel. A forrásfelület mágneses térképei nagy segítséget nyújtanak az interplanetáris megfigyelések értelmezésekor. Az Ulysses szonda azonban kilépett az ekliptikából, ezzel lehetővé vált a modellszámítások ellenőrzése nagy heliografikus szélességeken is. A disszertáció egyik legfontosabb célkitűzése az Ulysses mágneses tér mérések összehasonlítása a napszél forrásterével különböző heliografikus szélességeken és a napciklus különböző fázisaiban. Az összehasonlításban, ha külön nem említem a disszertációban, a klasszikus modellt használtam.



2.12 ábra. Az ellentétes mágneses polaritást elválasztó helioszférikus áramlepel modellje.

A (2.10) ábra alsó paneljén vastag vonal jelzi a pozitív és negatív mágneses polaritást elválasztó semleges vonalat. Ha más időszakokban is megnézzük a semleges vonal alakját, megállapíthatjuk hogy nagyjából az egyenlítő körül hullámzik, a hullám amplitúdója napfolt minimum idején kicsi, napfolt maximum idején felnő akár a pólusokig is. Ha a napszél w_r sebességét állandónak feltételezzük, a (2.19) egyenlet alapján a semleges vonalat könnyen kiterjeszthetjük a helioszférába. Egyszerű szinuszos semleges vonalat feltételezve a (2.12) ábrán látható hullámos felületet kapunk, amit áramlepelnek hívunk, az angol elnevezés rövidítése HCS (Heliospheric Current Sheet). Az elnevezés arra utal, hogy mivel a mágneses tér iránya a felületen keresztül előjelet vált, a felületben nagy az áram sűrűsége, amit a

$$\mu_0 j = \text{rot } B \quad (2.15)$$

Ampére törvénnyel fejezhetünk ki. Érdekes és meglepő eredménye volt az Ulysses megfigyeléseknek, hogy a helioszférában áram csak az áramlepelben folyik, erről a (4.6) fejezetben lesz szó.

Az áramlepel a Nap-Föld egyeneshez rögzített koordináta-rendszerben 27 napos periodicitással forog. A hullámos alak és a forgás miatt Alfvén az áramlepel alakját egy balerina szoknyájához hasonlította. A 27 napos forgás során a Föld váltakozva a hullámos áramlepel alatt vagy fölött tartózkodik, vagyis a Föld a 27 nap alatt egymást váltva pozitív és negatív mágneses polaritású interplanetáris térrészeken halad keresztül. Az ellentétes polaritású térrészeket mágneses szektoroknak nevezik. A megfigyelt polaritásokból készített idősorokat 27 napos időszakokra (Bartell rotáció) bontva és egymás alá rendezve megállapítható, hogy a szektorok a Nap forgásával gyakran visszatérnek. Ilyen adatsorokat kiterjeszthetünk az űrkorszak előtti időkre is, mert a Föld pólusa közelében megfigyelt mágneses hullámok tulajdonságaiból nagy valószínűséggel megállapítható az interplanetáris mágneses tér polaritása (Svalgaard, 1972). Általában két mágneses szektort figyelhetünk meg, de vannak négy szektoros

időszakok is. Korábban vita volt arról, hogyan kell az ekliptikában megfigyelhető szektorokat kiterjeszteni nagyobb szélességekre, és néhányan a narancs gerezdjeihez hasonló geometriát képzeltek el, a szektor elnevezés talán innen is ered. A forrásfelületeken látható semleges vonal alakja (pl. a 2.10 ábrán) azonban arra enged következtetni, hogy a mágneses szektoroknak nagyobb heliografikus szélességeken el kell tűnnie, ahogy az a (2.12) ábrán is látszik. A hullámos áramlepel modellt interplanetáris mágneses mérésekkel is sikerült már korán alátámasztani. A Nap forgástengelyéhez, és az ahhoz közel azonos mágneses tengelyhez képest is az ekliptika kb. 7° -os szöget zár be. A (2.12) ábrán kissé dőlt földpályát elképzelve látható, hogy a domináns szektor előjelének éves ciklus szerint kell változnia, ezt a jelenséget sikerült kimutatni (Rosenberg és Coleman, 1969). Az Ulysses szonda megfigyelte a szektorok eltűnését is, erre a disszertáció 4. fejezetében majd bőségesen látunk példát.

2.6 Tranziens jelenségek

Láthattuk, hogy a helioszférába kifújt napszél tulajdonságai a napfoltciklus szerint változóak. Léteznek azonban a 11 éves napfoltciklusnál rövidebb idejű változások is, amelyek forrása a Nap, de a hatásuk kiterjed a helioszférába. Ebben az alfejezetben ezeket ismertetem röviden.

A (2.3) fejezetben szó volt róla, hogy kétféle sebességű, tulajdonságaiban élesen elkülönülő napszél létezik. A gyors napszélnyalábok koronalyukakból származnak, amelyek tipikusan a pólusoknál találhatók. Kiterjedésük napfoltminimum idején megnő, és elérhetik az egyenlítői vidéket is. Az északi koronalyuk lehúzóódása az egyenlítő felé például jól látszik az illusztrációnak bemutatott (2.6) ábrán. A koronalyuk kiterjedése a heliografikus hosszúság szerint nem egyenletes. Ezért egy adott szélességen a heliografikus hosszúságtól függően váltakozva lehet jelen gyors és lassú napszél. Ez azt jelenti, hogy az adott szélességen tartózkodó megfigyelő a Nap forgásával váltakozva fog gyors és lassú napszelet észlelni, amelyek akár több forgáson keresztül (27 naponta) is visszatérhetnek, mert a koronalyukak általában hosszabb ideig létező struktúrák. Ilyen visszatérő gyors napszélnyalábokat az Ulysses előtti időben, az ekliptikában is megfigyeltek, különösen napfoltminimum idején. A jelenséget együttforgó kölcsönhatási tartományoknak hívjuk, angol rövidítése CIR (Co-rotating Interaction Region).

A kölcsönhatás szó arra utal, hogy a gyors és lassú napszél találkozásánál bonyolult jelenségek lépnek fel. Képzeljük el, hogy egy adott heliografikus szélességen és hosszúságon, egy adott időben a Nap lassú napszelet fúj ki radiális irányban. Valamilyen idő elteltével a Nap elfordulásával az adott hosszúságra egy koronalyuk kerül, amelyből gyors napszél fúj ki, az előző napszélnyalábbal azonos radiális irányban. Ez a gyors plazma valamikor utol fogja érni az előtte haladó lassú plazmát. Azonban nem előzheti meg, mert a mágneses fluxus befagyása miatt a két plazma nem keveredhet. Habár a napszél rendkívül ritka, ezért a gyors plazma részecskéi elvben ütközés nélkül áthaladhatnának a lassú napszélplazmán, azonban a mágneses fluxus befagyása miatt a két plazma mégsem keveredhet, mert az összekevert állapotban a mágneses fluxus nem veheti fel egyszerre a lassú és a gyors plazmába befagyott két különböző fluxus értékét. A gyors és lassú napszél találkozásánál a gyors plazma

felsűrűsödik a lassú mögött, ezáltal a lassú elkezd felgyorsulni, a gyors pedig az elvégzett munka arányában lassul. A kétféle sebességű plazma kölcsönhatásának modellezése MHD (magnetohidrodinamikai) közelítésben végezhető el.

A 27 naponta visszatérő, váltakozó tulajdonságú napszél mellett más, kevésbé szabályos időbeli változások is léteznek a helioszférában. Ilyen jelenség a (2.2) fejezetben ismertetett fler, amely során rövid idő alatt jelentős energia szabadul fel a koronában. A felszabaduló energia forrása a mágneses tér, amely általában ellentétes mágneses polaritású napfoltokat összekötő fluxuscsövek formájában van jelen. Ha két fluxuscső közel kerül egymáshoz, erővonal átkötődés jöhet létre. Ekkor az ellentétes polaritású mágneses erővonalak semlegesítik egymást, mágneses energiájuk felszabadul. A felszabaduló energia töltött részecskéket gyorsít, ezek a napszél termikus energiájánál jóval nagyobb energiákra tesznek szert. A részecskék kiáramlanak a helioszférába, fluxusuk fler-kitörések idejét követően sok nagyságrenddel megnőhet. A flerekben felszabaduló energia nemcsak a töltött részecskéket gyorsítja, hanem az elektromágneses sugárzás széles spektrumában is fluxusnövekedést okoz, a rádióhullámoktól a Röntgen és gamma sugárzásokig.

Egy másik gyakran előforduló jelenség a koronaanyag kilökődés, angol rövidítése CME (Coronal Mass Ejection). Ilyenkor a Nap felszínéhez kötött mágneses erővonalak felszakadnak, és a bennük csapdában lévő anyag kikerül a helioszférába. Ez a jelenség is általában erővonal átkötődéssel jár, a CME események flerekhez társultak. Az ok-okozati viszony feltárása vita tárgyát képezi. Hasonlóan megoszlanak a vélemények arról, hogy a flerek és a CME-k közül melyek geoeffektívek, vagyis divatos szóhasználatul melyek okoznak űridőjárási jelenségeket a Föld környezetében. Az új álláspont szerint a korábbi geoeffektív jelenségeknél a flerek szerepe túlreprezentált volt, mert a CME-kről kevés adat állt rendelkezésre. A CME-kben a napszél nagy sebességre gyorsul, elérheti az 1000 km/s értéket is. A (4.6) ábra alsó panelje a napszélsebességet mutatja 1992-1995 között. Ebben az időszakban az Ulysses a legnagyobb napszélsebességet 1992. novemberében észlelte, amely lényegesen gyorsabb volt, mint a koronalyukból származó szokásos gyors napszél. A (4.6) ábrán az éles csúcsban a napszélplazma egyértelműen koronaanyag kilökődésből származott. A CME eseményeket általában mágneses felhő kíséri (Burlaga et al., 1981), amelyben a mágneses tér iránya eltér a Parker modelltől, az erővonalak hurkot alkotnak. Az űrszondán keresztülhaladó mágneses felhőt a mágneses térerősség vektorok lassú elfordulása alapján lehet felismerni (lásd a 4.5 ábrát). Másik jellegzetesség az elektronoknak az erővonalak mentén mindkét irányban történő áramlása (Gosling et al., 1987), amely szintén az erővonalak zárt topológiájának a következménye.

A koronaanyag kilökődésekben a napszél sebessége nagy, ezért a CME az előtte haladó lassú plazmát utoléri, de nem előzheti meg, hasonlóan ahogy a CIR események kapcsán már megbeszéltük. A CME és a CIR eseményekben tehát a plazma bizonyos helyen felsűrűsödik. Ez a felsűrűsödés végül lökeshullámra vezet. A lökeshullámok frontjával képzeletben együtt haladva azt tapasztalnánk, hogy a plazma átáramlik a lökeshullámon keresztül, eközben a sebessége szuperszonikusból szubszonikusra lassul. Ilyen lassulás folyamatos átmenettel nem valósulhat meg, mert abban az esetben a plazmához képest egy sűrűség hullám mozogna a hangsebességnél gyorsabban, amit az MHD egyenletek kizárnak. Az MHD egyenleteknek azonban léteznek olyan megoldásai, amelyekben a plazma paraméterei ugrást szenvednek (Landau és Lifszitz, 1986). Az egyik ilyen megoldás a lökeshullám. Az MHD egyenletek szerint más diszkontinuitások is léteznek,

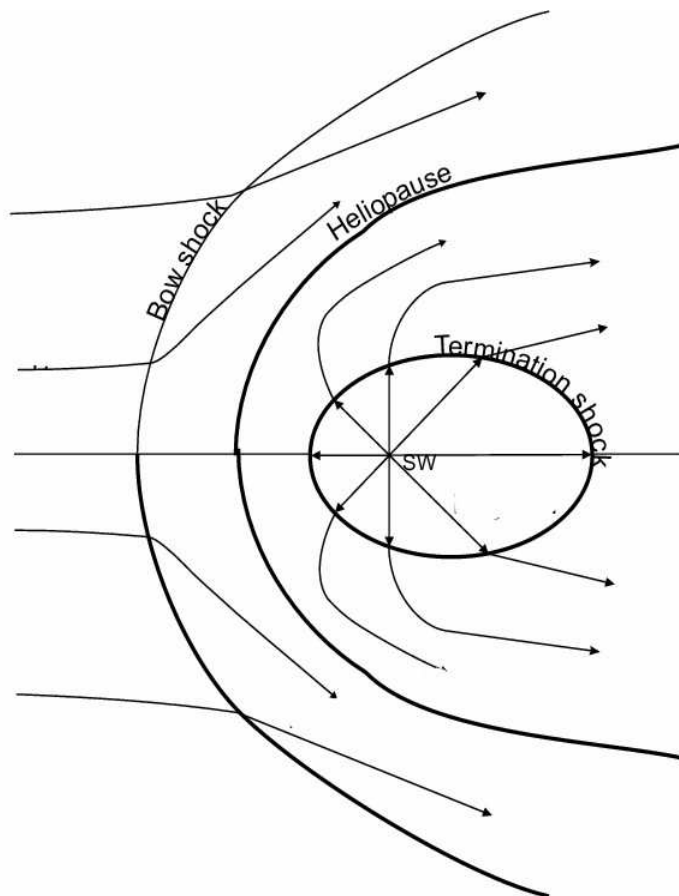
köztük a tangenciális és rotációs diszkontinuitás. Megjegyzendő, hogy mivel a napszélplazma mágnesezett, az MHD egyenleteknek a hanghullámon kívül különböző módusai vannak. A lökeshullámok esetében valójában gyors típusú magnetoszonikus hullámról kellene beszélni, a szuperszonikus és szubszonikus szavak használata tehát helytelen, de véleményem szerint a precíz fogalmazás a jelenségek lényegét talán jobban eltakarta volna.

A tangenciális diszkontinuitásban sem a mágneses térnek, sem a plazma sebességnek nincs a szakadási felület normálisával párhuzamos komponense. Tangenciális diszkontinuitás két különböző eredetű és tulajdonságú plazma találkozásánál jön létre. Tipikus példa CME eseményeknél a kilökött anyag és a napszél találkozása. A kétféle mágneses polaritást elválasztó áramlepel (HCS) is tangenciális diszkontinuitás. A rotációs diszkontinuitás egy elfajult Alfvén hullámnak tekinthető, amelyben a mágneses tér elfordulása a szakadási felületen keresztül olyan kis távolságon valósul meg, amely ugrásnak minősül.

A napszél részecskéin kívül a helioszférában kevesebb számban, de nagyobb mozgási energiával rendelkező töltött részecskék is találhatók. Ilyen szupratermális részecskékről már beszéltünk a fler események kapcsán. A napszélben található irregularitásokkal, hullámokkal, szakadási felületekkel az energikus részecskék kölcsönhatásba lépnek. A részecskék terjedését tehát a hullámokkal való kölcsönhatásuk szabja meg. Modellezésük nehéz, mert a hullámok nagy amplitúdója miatt a kölcsönhatás nem-lineáris. Mozgásuk során maguk a részecskék is keltnek hullámokat. A részecskék energiaspektruma általában hatványfüggvény, ez különösen abból a szempontból érdekes, hogy a nagyobb energiájú részecskék száma jelentős túlsúlyban van a termikus egyensúlyi eloszláshoz képest. A hullámok spektruma is általában hatványfüggvény, ez a turbulencia jelenlétét valószínűsíti. Ezekről a kérdésekről a disszertáció 5. fejezetében lesz szó.

Az energikus részecskék nincsenek termikus egyensúlyban környezetükkel, keletkezési mechanizmusuknak feltárása egyenlő azzal a problémával, hogy milyen gyorsítási folyamatokon mentek keresztül. Gyorsításhoz nyilvánvalóan elektromos térre van szükség, a mágneses tér önmagában nem képes a töltött részecske mozgási energiáját növelni. Fler eseményekben az elektromos teret a gyorsan változó (eltűnő) mágneses tér generálja. A kozmikus sugárzás eredetének magyarázatára a legjobban elfogadott elmélet a lökeshullámokon történő gyorsítási folyamatokat tekintjük. Ezek a folyamatok a napszélben található lökeshullámokon is tanulmányozhatók. Az elektromos teret a lökeshullámhoz képest mozgó napszélbe befagyott mágneses tér indukálja. A lökeshullámon keresztülhaladó részecskék a lökésfronton végbemenő driftmozgás révén nyerhetnek energiát (Hudson, 1965, Terasawa, 1979). Más modell szerint a részecskék a mágneses tér irregularitásain szóródnak, a szórócentrumok egymáshoz képesti mozgása növeli kis lépésekben a részecskék energiáját (Axford et al., 1977, Bell, 1978, Blandford and Ostriker, 1978, Krimsky, 1977).

2.7 A napszél határa



2.13 ábra. A napszél kölcsönhatása a csillagközi plazmával.

A (2.3) fejezet arról szólt, hogy a Nap sztatikusnak feltételezett atmoszférájának a nyomása a végtelenben nem tartana nullához, ezért a csillagközi gáz véges nyomásával nem tudna egyensúlyt tartani. A mozgó napszél nyomása viszont már a végtelenben nullához tart. Amikor a kifelé áramló napszél nyomása kezd összemérhető lenni a csillagközi gáz nyomásával, a napszélnek le kell lassulnia a nyomásegyensúly létrehozásához. Ez a lassulás azonban az előző alfejezetben ismertetett okok miatt nem jöhet létre fokozatosan, hanem a szuperszonikus sebességről a szubszonikusba történő lassulás csak egy ún. terminál lökéshullámon keresztül történhet (2.13 ábra). A Voyager 1 és 2 szondák közel 100 CsE távolságban valóban észlelték a szuperszonikus napszél határát jelenő lökéshullámot (Krimigis, 2003, Richardson, 2008). A napszél lelassulását a konyhai mosogatóval szokták szemléltetni. A csapból kiáramló vízszugár a mosogatótálcán radiálisan kifelé áramlik, a felületi víz hullámok sebességéhez képest szuperszonikusan. Távolabb egy fodrozódó gyűrű alakul ki, ahol az áramlás lelassul szubszonikussá azért, hogy a tálcában levő víz nyomásával kialakuljon az egyensúly.

A terminál lökéshullámon kívül a napszél iránya már eltér a radiálistól a csillagközi gáz áramlásával ellentétes irányba. Hasonlóan a napszél akadályt képez a csillagközi

gáznak, amely ezért körülfolym az akadályon. A csillagközi gáz részben ionizált és mágnesezett, amelyre szintén érvényes a mágneses fluxus befagyása, ezért nem keveredhet a napszéllel. A két áramlás határát heliopauzának hívják (2.13 ábra). A legújabb mérési adatok szerint a lokális csillagközi gáz áramlása szuperszonikus. Ezért a csillagközi gáznak egy fejhullámon keresztül kell lelassulnia. A helyzet hasonló a napszélben akadály képező bolygók esetével, ahol szintén megfigyelhető egy fejhullám, valamint a napszelet a bolygó eredetű plazmától elválasztó ionopauza (illetve mágneses bolygóknál a magnetopauza). Még szorosabb az analógia az üstökösökkel, ahol az égitestből a napszélhez hasonlóan jelentős anyagáramlás tapasztalható.

A csillagközi gáz hidrogén atomjait a Nap sugárnyomása nem engedi a Nap közelébe. A kisebb számú hélium atomok, más kisebbségben lévő atomokkal együtt viszont eljutnak a Nap közelébe, ahol a Nap ultraibolya sugárzása, napszéllel való töltéscsere, valamint elektronok becsapódása miatt ionizálódnak. Ezeket a frissen ionizált atomokat a napszél által felkapott ionoknak hívjuk, mert a mágneses erővonalak körüli giro-mozgásuk vezető centruma a napszéllel együtt mozog. A napszél ionjaitól jól meg lehet különböztetni, mivel a giro-mozgásuk sebessége jóval meghaladja a napszél ionok sebességét. Az Ulysses szondával sikerült ezeket az ionokat megfigyelni (Gloeckler and Geiss, 1998). A felkapott ionok a napszéllel kijutnak a terminál lökeshullámhoz, ahol mint energikus részecskék további jelentős gyorsuláson mehetnek keresztül, a kozmikus sugárzás anomális tulajdonságú komponensét ezekkel az ionokkal azonosították. A Voyager szondák mérései a terminál lökeshullámnál azonban kisebb mértékű gyorsítást mutattak ki a vártnál (Stone et al., 2005).

3. Az Ulysses misszió

3.1 Az Ulysses misszió története, jelentősége

A Nap körül keringő űrszondák, tehát a „műbolygók” pályasíkja közel egybeesik az ekliptikával. Ennek oka kettős. Az egyik ok az, hogy a Föld Nap körüli pályamozgásának sebessége mintegy 30 km/s, ami háromszorosa az űrszonda bolygóközi térbe juttatásához szükséges sebességnek. A Nap körül keringő űrszonda tehát kihasználja a Föld pályamozgását. Ha attól lényegesen eltérő, az ekliptikára közel merőleges pályára akarnánk állítani egy szondát, akkor a jelenlegi rakéták teljesítményéhez képest tízszer nagyobb mozgási energiára, vagyis tízszer nagyobb rakétára lenne szükségünk. A másik ok az, hogy az érdekes égitestek, a bolygók és holdjaik az ekliptikában vannak. A Föld gravitációs vonzáskörzetét elhagyó űrszondák tudományos célja rendszerint valamelyik bolygó és környezetének tanulmányozása. Ezek a missziók „melléktermékként” a bolygóközi térről szerzett ismereteinket is gyarapítják, mert a cél felé vezető útjuk során is végeznek hasznos méréseket. Azonban csak a bolygóközi teret vizsgáló misszió túlságosan drága vállalkozás lenne, ha figyelembe vesszük, hogy a közvélemény számára az ilyen kutatások eredményei nehezen érthetők, nem elég látványosak. Sajnos a rendkívül drága űrkutatás finanszírozásban ezt a szempontot is figyelembe kell venni.

A tudományos érdeklődést nyilván nem a látványosság motiválja. Tudományos körökben már a 70-es években felmerült egy olyan űrszonda terve, amely valamelyik bolygó gravitációs lendítését kihasználva elhagyja az ekliptikát. Ez az 1990. október 6-án fellőtt Ulysses szondával valósult meg. A szonda 1992. februárban találkozott a Jupiterrel, a legnagyobb megközelítés 6,3 Jupiter sugárnál (450000 km) történt február 8-án. A Jupiter gravitációs lendítése az Ulysses pályasíkját 80°-kal elfordította, ezzel megkezdődött a szonda ekliptikán kívüli keringése a Nap körül. Az Ulysses az első és eddig egyetlen űrszonda, amely nagy heliografikus szélességeken (80°-os délitől a 80°-os északiig tartó tartományban) végzett méréseket.

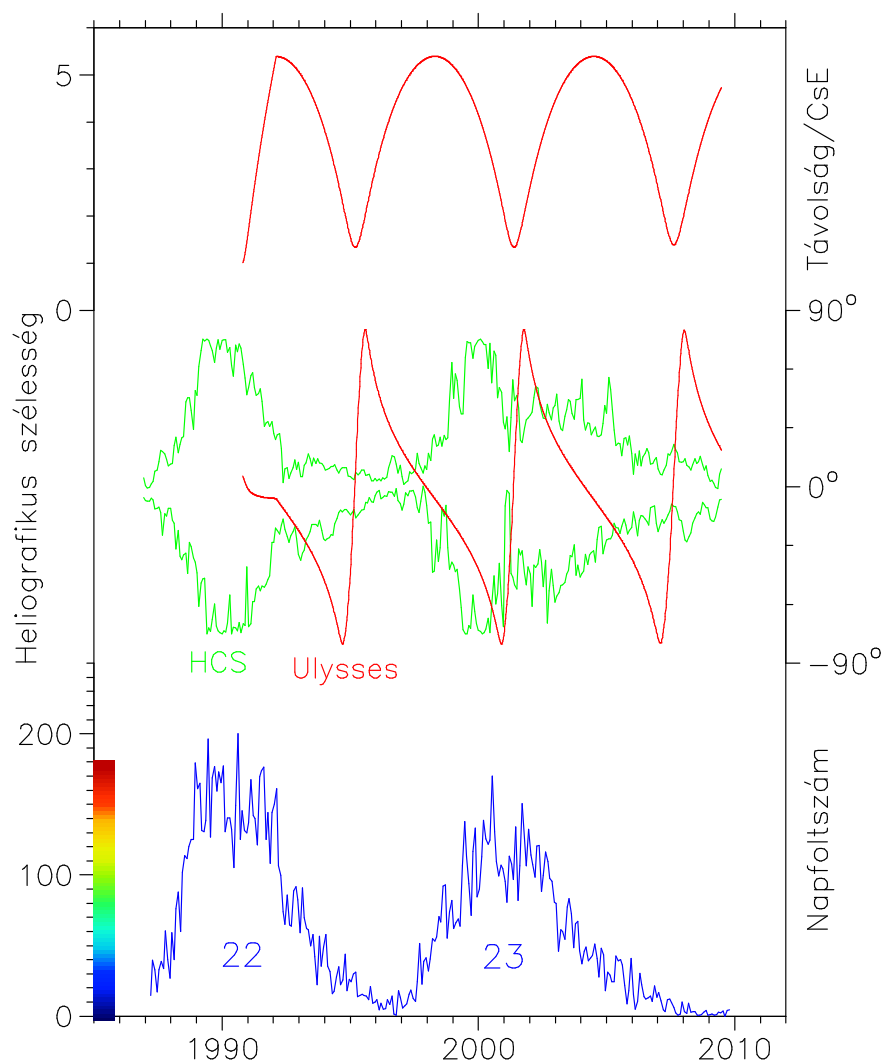
A kezdeti tervekben a szondát angol mozaikszavakkal illették. Először OOE (Out Of Ecliptic), majd ISPM (International Solar Polar Mission) néven futott a terv. Eredetileg két hasonló műszerezettségű szondát akartak egyszerre fellőni, az egyiket a NASA, a másikat az ESA készítette volna. A Jupiter találkozó után az egyik szonda dél felé, a másik észak felé kezdte volna meg egymással szemben az ekliptikán kívüli keringést. A terv megvalósítása jelentős nehézségekbe ütközött. Az amerikai űrsikló, a Challenger tragédiája miatt a fellövés késett, ezzel a pólusok közelében végzendő mérések ideje napfolt maximumról napfolt minimumra tolódott, amely időszakot a misszió tervezői kevésbé vártak érdekesnek. Még nagyobb visszaesést jelentett, hogy az amerikaiak pénzügyi okokból lemondták a szondájukat. A megmaradt európai szondát 1984-ben az ESA Ulysses névre keresztelte. Ez az új elnevezés kevésbé konkrétan utal a szonda különleges pályájára, de jobban kapcsolódik az európai kultúrához. A görög hős a trójai háború után újabb kalandra indult a Nap túlsó oldalának ismeretlen, lakatlan vidékére, ahogy azt Dante az Isteni színjátékban leírta. Mi az az ismeretlen világ tehát, amelynek felfedezésére az Ulysses szonda elindult?

Az Ulysses űrmisszió tudományos célkitűzései számos helyen megtalálhatók. A legrövidebben úgy foglalhatók össze, hogy a helioszférában található elektromágneses tér, elektromágneses hullámok, töltött és semleges részecskék tulajdonságainak feltérképezése a heliografikus szélesség függvényében a déli pólustól az északiig. Az egyik legfontosabb érv amellett, hogy érdemes a pólusok közelében is méréseket végezni az volt, hogy a pólusoknál ablak nyílik meg a csillagközi térre. A csillagközi térből érkező galaktikus kozmikus sugárzás a naprendszer elektromágneses terében modulációt szenved. Mivel a moduláció mértékének modellezése pontatlan, a kozmikus sugárzás tulajdonságainak a megfigyeléséből nehezen tudunk az elméleti szempontból különösen érdekes csillagközi viszonyokra következtetni. Ugyanakkor a pólusoknál a moduláció várhatóan lényegesen kisebb, ezért a galaktikus kozmikus sugárzás ott kevésbé torzul. Ennek oka az, hogy a mágneses erővonalak hossza, amelyeket a részecskék követnek, sokkal rövidebb a pólusoknál, mint az ekliptikában, ez a (2.11) ábrán is jól látszik. A Parker spirális erővonalak a napszél szuperszonikusból szubszonikussá történő átmenetéig léteznek, amely a Voyager 1 és 2 megfigyelései szerint mintegy 90 CsE távolságban van a Naptól (Krimigis, 2003, Richardson, 2008). Ezt alapul véve a mágneses erővonalak a pólusoknál mintegy 50-szer rövidebbek mint az ekliptikában.

Az Ulysses szonda ezt a várakozást kevésbé teljesítette, az energikus töltött részecskék fluxusában nem volt olyan mértékű a heliografikus szélességtől való függés, mint várták (McKibben et al., 1995a). Ezt azzal lehet magyarázni, hogy a pólusoknál intenzív Alfvén hullámokat tapasztaltak, erre csak kevesen számítottak (Jokipii and Kóta, 1989). A hullámok miatt a pólusoknál a közel radiális erővonalakra jelentős fluktuáció rakódik, megnövelve ezzel a hosszúságukat. Másrészt a töltött részecskék sem követik tisztán a mágneses erővonalakat, az erővonalakra merőleges diffúzió jelentősnek tűnik. Ez a jelenség is a részecskefluxusoknak a heliografikus szélességtől való függését csökkenti. A mágneses térre merőleges diffúzió egyik lehetséges okával, az erővonalak széttartásával a disszertáció 6. fejezetében foglalkozom.

Az Ulysses számára az ablak a csillagközi térre kevésbé nyílt meg. Ugyanakkor az ellentétes irányban, a Nap felé tekintve a szonda nagyon érdekes felfedezéseket tett. A helioszférát a napszél tölti ki, amelynek tulajdonságai a helioszférában uralkodó viszonyokat szabják meg. A napszél tulajdonságai, beleértve a belefagyott mágneses teret is, térben és időben változóak. Az előző fejezetben számos példát találtunk arra, hogy a Nap felszínén, vagy a koronában lejátszódó események a heliografikus szélességtől függenek. Azt is láttuk, hogy a szélességtől való függést mindig a napciklus fázisával való összefüggésben kell néznünk. Vizsgáljuk meg tehát az Ulysses pályáját ebből a szempontból!

3.2 Az Ulysses szonda pályája és a napfoltciklus



3.1 ábra. Felső panel: Ulysses szonda Naptól mért távolsága a fellövéstől a misszió végéig. Középső panel: Ulysses szonda heliografikus szélessége (piros vonal). A zöld vonalak a napszél forrásteret semleges vonalának legnagyobb északi és déli kitérését mutatják. Alsó panel: napfoltszám.

A (3.1) ábra felső paneljén az Ulysses Naptól mért távolsága látható az idő függvényében. Az Ulysses az 1990. októberi fellövéstől számítva minden idő leggyorsabb (11,4 km/s sebességű) mesterségesen felgyorsított szondájaként rekordidő alatt ért el a Jupiterhez 1992. februárban. A középső panel a pálya legfontosabb paraméterét, a heliografikus szélességet mutatja. Látható, hogy a fellövéstől a Jupiterrel való találkozásig a szonda az egyenlítő közelében tartózkodott. Utána lassan megindult a déli pólus felé. A déli pólustól az északi pólusig tartó utat viszont a szonda gyorsan tette meg, ezt a pályaszakaszt gyors szélességi pásztázásnak hívjuk. A szonda szélesség

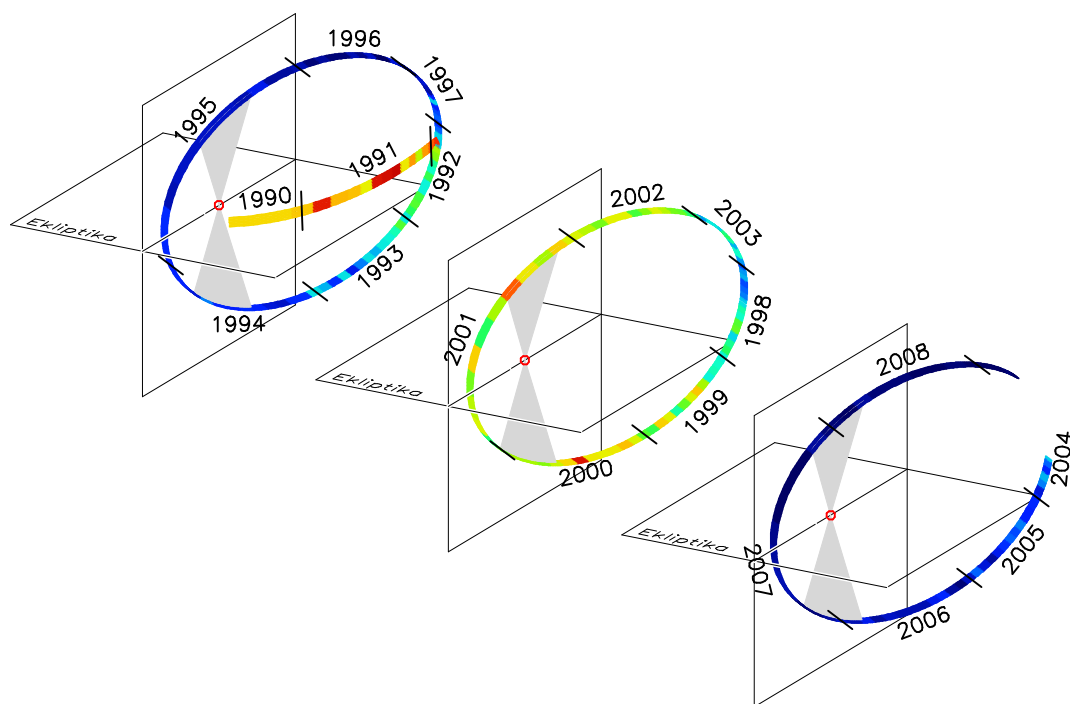
szerinti szögsebessége a Kepler területi törvénye miatt nyilván összefügg a Naptól mért távolsággal, ez jól látszik az ábra felső és középső paneljének összehasonlításakor. A szonda aphéliuma 5,4 CsE, ami a Jupiter Naptól mért távolságával közel azonos, míg a perihéliuma kicsit távolabbra esik a Földpályánál, értéke 1,34 CsE. A szonda a Jupiter találkozó után a misszió végéig, 2009 június 30-ig közel három teljes fordulót tett meg. A (3.1) ábrán látható, hogy az Ulysses három gyors szélességi pásztázást hajtott végre (a középső panelen a függvény meredek szakaszai), ezek természetesen a perihélium idejéhez kapcsolódnak. A lassú szélességi pásztázások (a középső panelen a lapos szakaszok) a Naptól mért nagyobb távolságokhoz tartoznak. Az Ulysses pályájának fontos mérföldköveit a (3.1) táblázat összegezi.

Dátum	Év napja	Esemény	Keringés	Gyors szélességi Pásztázás
1990. okt. 6	279	Fellövés a Discovery-vel		
1990. okt. 24	297	Első mérési adat		
1991. feb. 8	39	Jupiter megközelítése	1	
1994. jún. 26	177	1. déli pólusátm. kezdete	1	
1994. szept. 13	256	1. déli pólus 80,20°S	1	1
1994. nov. 5	309	1. déli pólusátm. vége	1	1
1995. márc. 13	72	Ekliptika (perihelion)	1	1
1995. jún. 19	170	1. északi pólusátm. kezdete	1	1
1995. júl. 31	212	1. északi pólus 80,20°N	1	1
1995. szept. 29	272	1. északi pólusátm. vége	1	
1998. máj. 9	129	Ekliptika (aphelion)	1 2	
2000. szept. 8	252	2. déli pólusátm. kezdete	2	
2000. nov. 27	332	2. déli pólus 80,20°S	2	2
2001. jan. 16	16	2. déli pólusátm. vége	2	2
2001. máj. 25	145	Ekliptika (perihelion)	2	2
2001. aug. 31	243	2. északi pólusátm. kezdete	2	2
2001. okt. 13	286	2. északi pólus 80,20°N	2	2
2001. dec. 12	346	2. északi pólusátm. vége	2	
2004. júl. 14	196	Ekliptika (aphelion)	2 3	
2006. nov. 17	321	3. déli pólusátm. kezdete	3	
2007. feb. 7	38	3. déli pólus 79,70°S	3	3
2007. ápr. 3	93	3. déli pólusátm. vége	3	3
2007. aug. 19	231	Ekliptika (perihelion)	3	3
2007. nov. 30	334	3. északi pólusátm. kezdete	3	3
2008. jan. 14	14	3. északi pólus 79,80°N	3	3
2008. márc. 15	75	3. északi pólusátm. vége	3	
2009. jún. 30	211	Misszió vége	3	

3.1 táblázat. Az Ulysses szonda pályájának legfontosabb állomásai.

A (3.1) ábráról az is leolvasható, hogy az Ulysses keringési ideje 6,2 év. Ez az idő durván fele a napfoltciklus periódusának. Az ábra alsó panelje mutatja a napfoltok számát. A 11 éves napfoltciklusokat 1755. óta sorszámmal látják el, az ábra feltünteti ezt a sorszámot (hasonlóan a korábban bemutatott 2.2 ábrához). Ennek kapcsán érdemes felhívni a figyelmet arra, hogy az utolsó, 23-ik ciklus szokatlanul elhúzódik. A

disszertáció írásakor még nem indult be az új ciklus, a Nap jelenleg rendkívül inaktív. Ez azt jelenti, hogy a 23-ik napfoltciklus hossza legalább 13 év, ilyen hosszú ciklus a 19-ik század közepe óta nem volt. Erre a kérdésre a (4.7) fejezetben visszatérek.



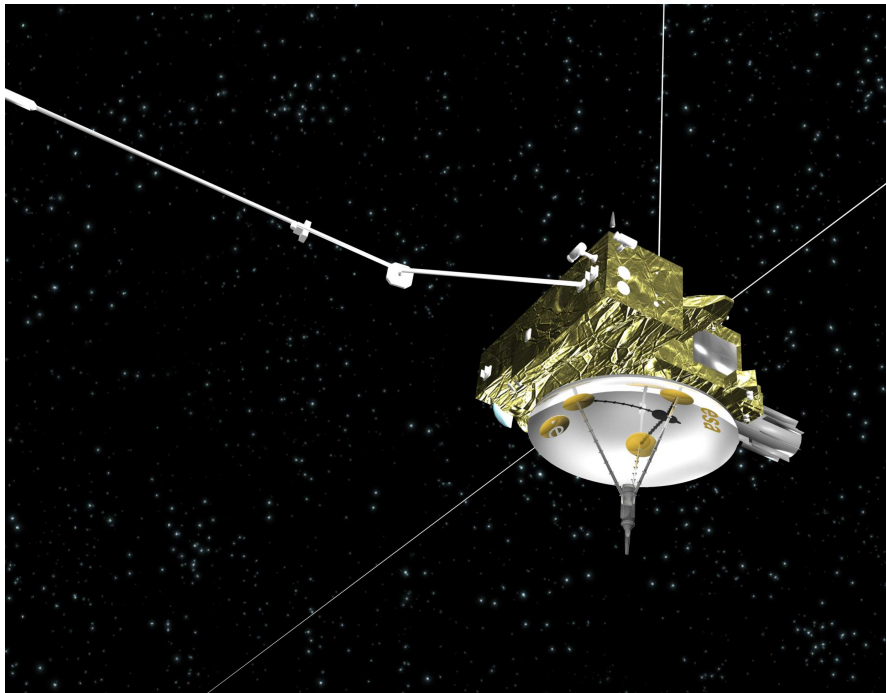
3.2 ábra. Az Ulysses szonda útja a Jupiterhez és első, második, és harmadik keringése a Nap körül, az évszámok feltüntetésével. A színkód a napfoltok számát mutatja, melynek skálája a (3.1) ábrán látható.

A (3.2) ábra az Ulysses szonda három Nap körüli keringését mutatja háromdimenziós ábrázolásban. A koordináta-rendszer vízszintes síkja az Ekliptika (a Föld Nap körüli pályájának átlagos síkja), az ábrázolt két sík metszésvonala a Földpálya tavaszpontja felé mutat (az 1950-es állapot szerint). A Nap helyét piros köröcske tünteti fel. Az Ulysses pályaszakaszainak különböző színe a napfoltszámot jelzi, a színkód skálája a (3.1) ábra alsó paneljén látható. Erről az ábráról is leolvasható, hogy a Jupiterhez vezető út, valamint a második keringés napfoltciklusok maximumára esett (a 22-ik, illetve a 23-ik ciklusban), viszont az első és a harmadik keringés napfoltciklus minimumában történt (a 22-ik, illetve a 23-ik ciklusban). A szürke színnel megjelölt pályaszakasz a 70°-nál nagyobb heliografikus szélességeken végzett megfigyeléseket mutatják, ezeket tekintjük a pólusátmenetek idejének. A (3.1) táblázat a legnagyobb szélességek idején kívül a pályaszakaszok kezdetének és végének az idejét is megadja.

Visszatérve a (3.1) ábrára, a középső panelen zöld vonalak jelzik a napszél forrásterében a pozitív és negatív mágneses polaritású tartományokat elválasztó semleges vonal heliografikus szélességének legnagyobb északi és déli kitérését. Ezeket az adatokat a Wilcox Solar Observatory rendszeresen publikálja, a <http://wso.stanford.edu> honlapról tölthetők le. A napszél a semleges vonalat kiterjeszti a helioszférába, amely során egy hullámzó semleges áramlepel (HCS) jön létre (lásd a 2.12 ábrát). A (3.1) ábrán tehát a két zöld vonal azt a szélességtartományt határolja, amelyben heliografikus hosszúság szerint váltakozó polaritású mágneses tér van jelen, vagyis eltérő polaritású mágneses

szektorokról beszélhetünk. Megállapíthatjuk, hogy napfolt minimum idején a HCS hullámossága kicsi, az egyenlítő közelére korlátozott, míg napfolt maximum idején a hullámosság jelentősen megnő. Érdekes a HCS kitérését összehasonlítani az Ulysses szonda helyzetével (a 3.1 ábra középső paneljén a piros vonallal). Látható, hogy mindhárom keringéskor, mind a két féltekén, összesen tehát hat alkalommal a szonda a pólusok közelében kívül került a HCS hullámozó tartományán. Ez azt jelenti, hogy a forráster modell szerint az Ulysses szondának hatszor kellett az unipoláris mágneses térbe kerülnie és elvesztenie a mágneses szektorokat. A disszertáció (4.4) fejezete foglalkozik ezzel a kérdéssel. Megállapítottam, hogy valóságban az Ulysses hat helyett csak öt időszakban veszítette el a mágneses szektorokat (lásd később a 4.1 táblázatot), a második keringéskor, vagyis napfolt maximum idején a déli féltekén 2000-ben a szonda a várakozással ellentétben nem került az unipoláris térbe.

3.3 Ulysses szonda



3.3 ábra. Az Ulysses szonda.

A (3.3) ábra az Ulysses szonda fényképét mutatja az összes antennájának és árbocának kibontott állapotában. Jól látható a szonda 1,65 m átmérőjű parabolaantennája, ez a Föld és a szonda közötti nagy távolságú kommunikációhoz szükséges. A szonda jeleit naponta 8 órán keresztül vették egy 70 m átmérőjű földi antennával, a kimaradó időben pedig egy fedélzeti magnetofon rögzítette a mérési eredményeket, de csak fele akkora telemetriai kapacitással, mint a direkt rádiókapcsolat idején. A szonda a parabolaantenna tengelyében 12 másodperces periódussal forgott úgy, hogy a forgástengely mindig a Föld felé irányult. A forgástengelyben látszik egy vékony antenna (a parabolaantennával ellentétes irányban, valamint a forgástengelyre

merőleges, egymással ellentétes irányban két hosszú antenna, ezek hajlékony drótból készültek a végükön kis tömeggel, amelyek a forgás miatt fellépő centrifugális erő révén feszítették ki a drótokat, csúctól csúcsig 72,5 méteres távolságra. Ez a hosszú antenna elektromágneses hullámok detektálását szolgálta. Látható még egy középen megtört árbocrúd, ezen a rúdon három műszert, köztük két magnetométert helyeztek el. A szonda legfontosabb adatait a (3.2) táblázat összegezi.

Méret	Hosszúság	3,2 m
	Szélesség	3,3 m
	Magasság	2,1 m
Súly	Össztömeg	370 kg
	Műszerek	55 kg
Stabilizáció	Spin	5 ford./perc
Áramforrás	Rádióizotopos (RTG)	285 W
Kommunikáció	X sáv	20 W
	S sáv	5 W
	Parabolaantenna	1,65 m
Telemetria	Valós idő	1024 bit/s
	Tárolás	512 bit/s
Antenna	Radiális dipól	72,5 m
	Axiális	7,5 m
	Magnetométer árboca	5,6 m

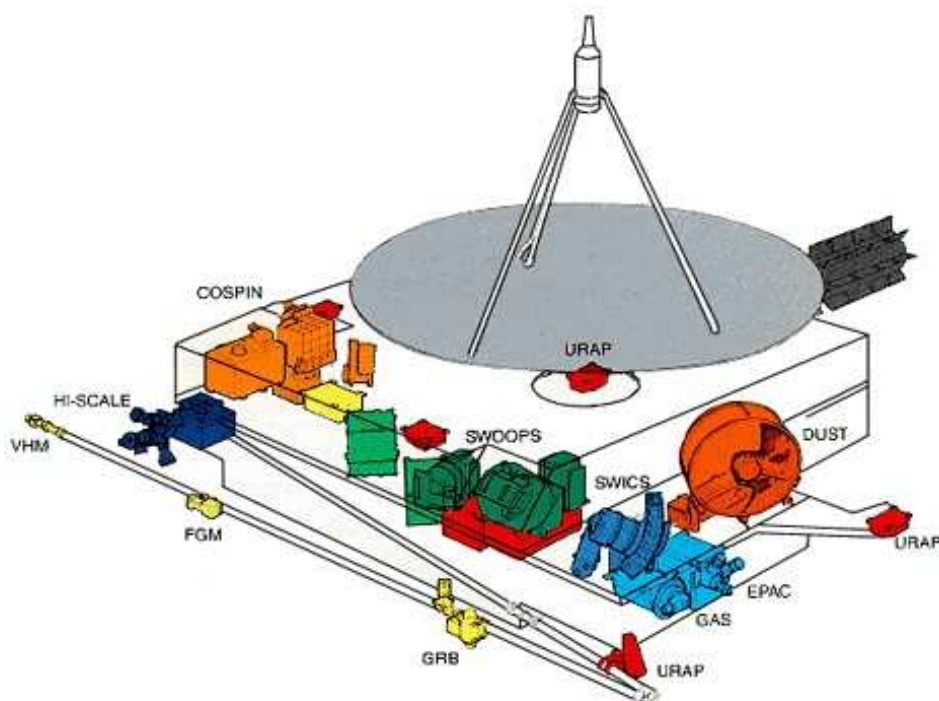
3.2 táblázat. Az Ulysses szonda adatai

Mivel a szonda a Naptól nagy távolságban (több, mint 5 CsE) is végzett méréseket, napelemek helyett rádióizotópos termoelektromos generátort (angol rövidítéssel RTG) használtak áramforrásnak. A (3.3) ábrán jobb oldalon láthatók a generátor hősugárzó lemezei. A generátor teljesítménye a várakozásnak megfelelően idővel romlott, elsősorban a hőforrásként használt plutónium bomlása miatt. Ebből a szempontból is problémát jelentett a fellövés késése, már az induláskor is kevesebb volt az áram a tervezettnél. Az Ulysses programot eredetileg az első gyors szélességi pásztázás végéig hagyták jóvá, de a szonda állapota további hosszabbításokat engedett meg, összesen majdnem három ekliptikán kívüli keringésre került sor. A kísérlet meghosszabbításával azonban egyre súlyosabb áramhiány lépett fel. 2008. tavaszán az áramhiányon úgy próbáltak enyhíteni, hogy a parabolaantenna elektromos egységét kikapcsolták arra az időre, amikor nincs rádiókapcsolat. Ez kockázatos lépés volt, ilyen feladatra a szondát nem tervezték és a Földön nem ellenőrizték. Sajnos a visszakapcsolás nem sikerült.

2008. tavaszától tehát csak nagyon limitált telemetria kapcsolatra volt lehetőség, a tartalék antennával csak kevés mérési adatot lehetett a Földre továbbítani. Még súlyosabb problémát jelentett, hogy az elromlott adó hulladék hőjét használták az üzemanyagvezeték fűtésére. Félő volt, ahogy az Ulysses egyre távolodik a Naptól a hidrazin befagy és a szonda irányíthatatlanná válik. Olyan híreket lehetett kapni, hogy a szonda működése már csak hetekben mérhető. Ezzel szemben az irányítók bravúros teljesítményének köszönhetően a szonda még egy évig működött. Azt a megoldást találták ki, hogy az üzemanyagból kétóránként egy keveset kiengedtek, így a csőben mozgó üzemanyag nem fagyott be. A maradék üzemanyag mennyisége azonban nem

volt ismert, bármikor kiürülhetett volna a tank, de ez szerencsére nem következett be. Mindezt azért ismertettem részletesen, hogy elismerésemet fejezzem ki a szonda irányító csapatának. A misszió végét végül is nem technikai probléma okozta hanem az, hogy a szonda követését 2009. június 30-án egyszerűen leállították a földi 70 méteres antenna magas működtetési költségei miatt. Ezt nem szemrehányásként írtam le, racionális és elfogadható döntés volt, az földi antenna idejéért számos, az Ulysses-nél jobb műszaki állapotban levő szonda versenyez. A kikapcsolás ellenére az Ulysses így is megdöntötte az ESA leghosszabb ideig működő szondájának rekordját, több mint 18 éven keresztül szolgáltatott hasznos mérési adatokat.

3.4 Tudományos műszerek



3.4 ábra. Az Ulysses műszereinek elhelyezkedés

A (3.4) ábra az Ulysses szondát mutatja árbocának csukott állapotában, a rajta elhelyezkedő tudományos műszerekkel együtt. A műszerekről rövid összefoglalót a (3.3) táblázatban olvashatunk. Figyelemre méltó, hogy nincs köztük képalkotó berendezés. Ezért érthető, hogy a szonda nem három tengelyre stabilizált, hanem egy tengely körül gyorsan forog. Forgó szonda plazmafizikai méréseknél általában előny jelent. Részecskék detektálásánál azért hasznos, mert fix irányba néző teleszkóppal is lehet információt kapni a részecskefluxusok irány szerinti eloszlásáról. Hasonló a helyzet hullámok detektálásánál is, ahol külön előny jelent a forgás az előző alfejezetben említett 72,5 m hosszú antenna technikai megvalósításában. Mágneses tér méréseknél pedig a forgó szonda azért előnyös, mert a szonda saját mágneses terére könnyebb kompenzációt végezni, legalábbis a forgástengelyre merőleges

komponensekre. Hibás kompenzációnál ugyanis egy könnyen észrevehető hullámot kapunk a szonda forgásának megfelelő frekvencián.

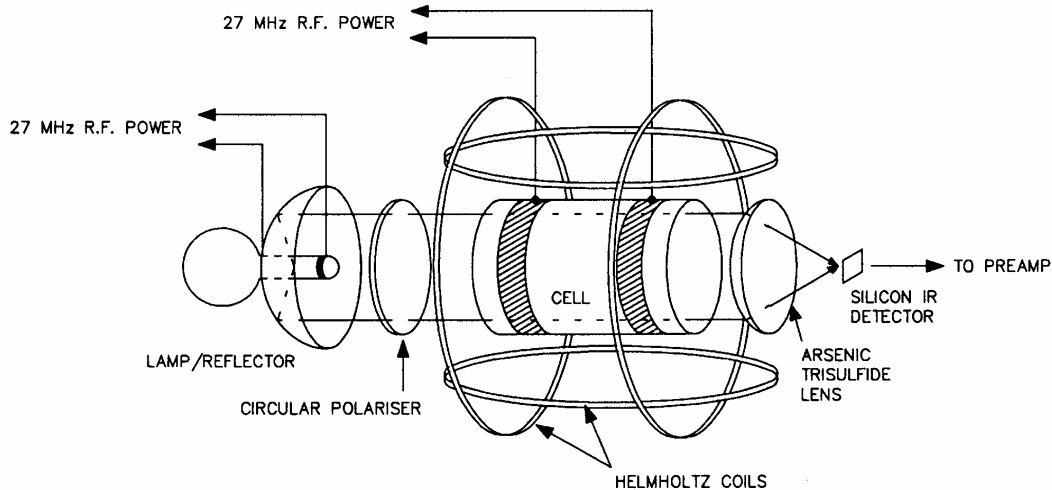
Rövidítés	Mérés	Tömeg (kg)	Teljesítmény (W)	Adatsűrűség (bit/s)
VHM és FGM	Mágneses tér	4,8	5,1	80
SWOOPS	Napszél plazma	6,7	5,5	160
SWICS	Napszél ion kompozíció	5,5	4,0	88
EPAC és GAS	Energikus részecskék és Csillagközi semleges gáz	4,3	4,0	16
HI-SCALE	Kisenergiájú töltött részecskék	5,8	4,0	160
COSPIN	Kozmikus sugárzás és Szoláris részecskék	14,8	14,8	160
URAP	Rádió és plazma hullámok	7,4	10,0	232
DUST	Kozmikus por	3,8	2,2	8
GRB	Szoláris Röntgen és γ -sugár felvillanások	2,0	2,6	40
Összesen		55,1	52,2	944

3.3 táblázat. Az Ulysses szonda tudományos műszerei

Az Ulysses szonda műszereit és az első mérési eredményeket az Astronomy & Astrophysics különszáma (Suppl. Ser. 92, No 2, 1992) részletesen ismerteti. A disszertációban csak a magnetométerek mérési elvét írom le, ez volt az a mérőberendezés, amelynek az adatait a leggyakrabban használtam. A szondán egy vektor hélium magnetométer (VHM) helyezkedett el az árboc végén, valamint egy indukciós (fluxgate, FGM) magnetométer a szondához 1,2 méterrel közelebb. A földi kalibráció szerint a VHM helyén a szonda saját mágneses tere 0,045 nT, az FGM helyén pedig 0,113 nT volt (Balogh et al., 1992). A várakozásnak megfelelően a VHM magnetométer mérte pontosabban a mágneses térerősség vektorokat. A mérés időbeli felbontása a direkt telemetriai kapcsolat idején másodperces, illetve az azon kívüli időszakokban 2 másodperces volt.

A VHM magnetométert a kaliforniai JPL-ben (Jet Propulsion Laboratory, Los Angeles) építették. Hasonló műszer repült a Pioneer 10 és 11 szondákon, valamint az International Sun-Earth Explorer 3 szondán (Frandsen et al., 1978). A műszerben 1,08 μ m hullámhosszú cirkulárisan polarizált fénnel He gázt világítanak át, az optikai tengely másik végében infravörös detektorral mérik a gáz abszorpcióját. Mágneses tér jelenlétében az optikai pumpálás elhangolódik, ezzel az abszorpció lecsökken. A (3.5) ábrán látható egymásra merőleges Helmholtz tekercspárokkal az ábra síkjában forgó mágneses teret hoznak létre. Az infravörös detektor jele a mérendő térnek a síkba eső vetülete és a forgó mágneses tér vektoriális összege szerint fog változni. A hullámmódozó jel amplitúdójából és a fázisából a mérendő tér vetülete meghatározható. A magnetométer még egy Helmholtz tekercspárt tartalmaz, amely a másik két párra merőleges (az ábrán az átláthatóság kedvéért nincsen feltüntetve). A harmadik tekercspár segítségével a mérést meg lehet ismételni az előző síkra merőleges síkban (a síkok metszésvonala az optikai tengelyben van), ezzel a mágneses tér harmadik komponensét is meg lehet

határozni. A mérés a két síkban időben váltakozva történik. Megfelelő jelfeldolgozás után három áram állítható elő, amelyek arányosak a mérendő térerősség vektor három komponensével. Ezeket az áramokat visszatáplálva a Helmholtz tekercsekbe a tér kinullázható. A visszatáplált áramok arányosak a mágneses tér komponenseivel.



3.5 ábra. A vektor hélium magnetómer sematikus rajza (Balogh et al., 1992).

Az FGM magnetómer elve is hasonló abból a szempontból, hogy a mérendő teret kinullázzák, az ehhez szükséges áram arányos a mágneses térrel. A magnetómer három egymásra merőlegesen elhelyezett azonos egységből áll, amelyek nagy permeabilitású maggal rendelkező transzformátoroknak foghatók fel. A primér tekercset 3675 Hz frekvenciájú árammal hajtották. Mágneses térben a hiszterézis miatt a szekunder tekercsben 7350 Hz felharmonikus jelenik meg, amelynek amplitúdója arányos a mágneses térrel, fázisa a primér áramhoz képest pedig megadja a tér előjelét. Ezt a jelet megfelelően átlagolva táplálják vissza a tér kinullázásához. Az FGM magnetómetert a londoni Imperial College készítette. Az Imperial College építette a mindkét magnetómetert egyszerre kiszolgáló adatfeldolgozó egységet és a földi ellenőrző egységet is.

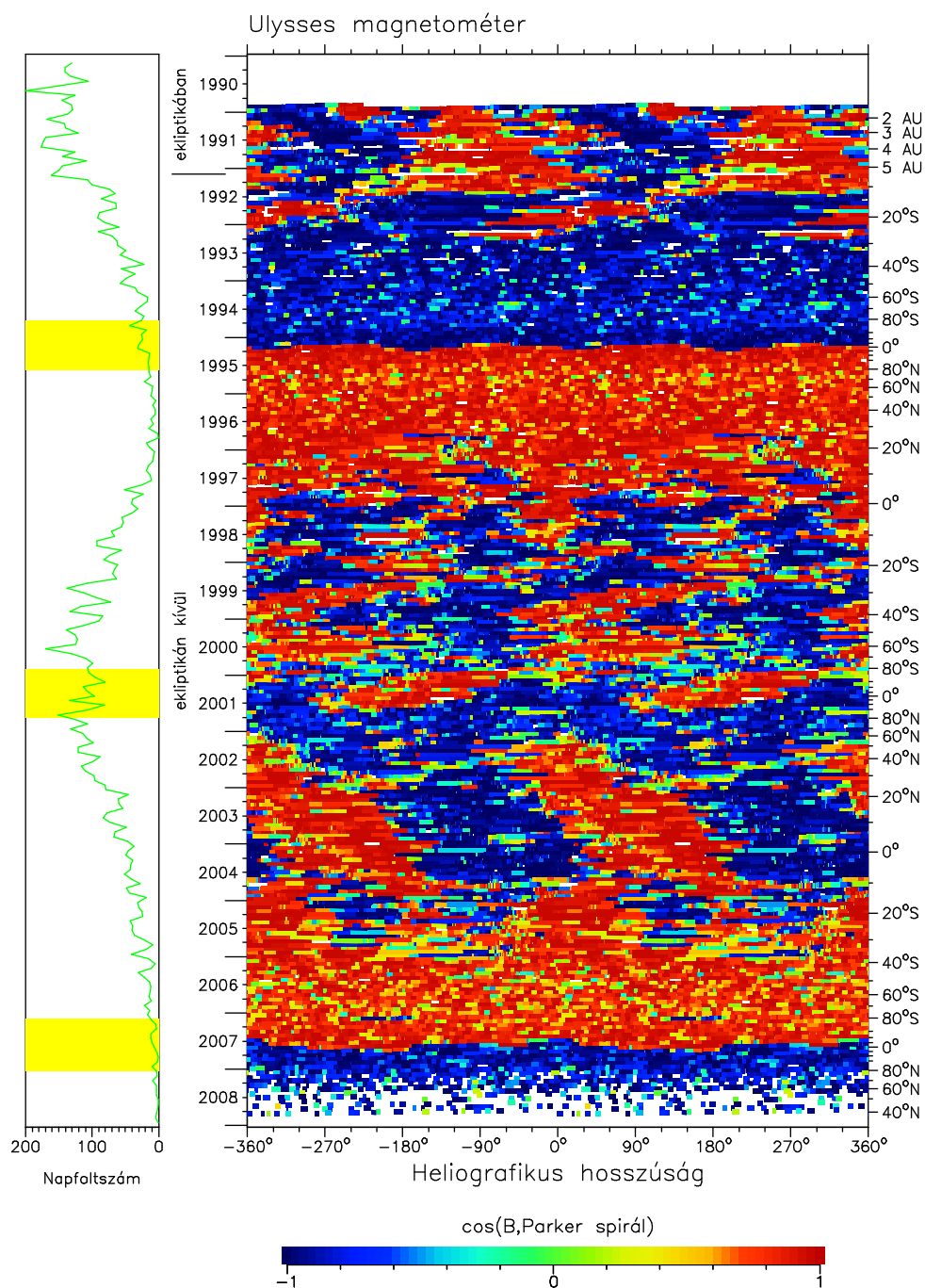
A szondával mért nyers mérési adatokat a Földön további feldolgozásnak vetették alá, ezt a JPL-ben és az Imperial College-ban végezték. A szonda saját mágneses terére korrekciót kell végezni. A saját teret nem azonosíthatjuk a Földön mért értékkel, hanem időben lassan változóknak kell tekintenünk. Említettem korábban, hogy a szonda saját terének a forgástengelyére merőleges komponenseit lehet könnyebben meghatározni. A mért vektorokat korrigáljuk a saját térre, majd a szonda forgását ismerve álló rendszerbe transzformáljuk őket. Ha a szonda forgásával azonos frekvenciájú hullámokat találunk a korrigált adatokban, akkor a szonda saját terének értékét módosítanunk kell és a számítást meg kell ismételni mindaddig, amíg a hullám eltűnik. A szonda forgástengelyével párhuzamos irányban a korrekciót Hedgecock (1975) által kidolgozott módszerrel végezhetjük el. Feltesszük, hogy a mágneses tér fluktuációit elsősorban Alfvén hullámok okozzák, amelyekre az a jellemző, hogy a vektorok iránya fluktuál, míg a nagyságuk közel állandó. Más esetekben kompressziós hullámok vannak jelen, azoknál pedig a mágneses tér nagysága fluktuál, de a vektorok iránya közel állandó. Hedgecock módszere szerint a saját térnek a szonda forgástengelyével párhuzamos komponensét abból a feltételből határozhatjuk meg, hogy helyes korrekciónál a

következő két mennyiség között a kovariancia minimális. Az egyik mennyiség a mágneses tér nagysága, a másik a vektorok iránya és a forgástengely iránya közötti szög.

A legnagyobb időfelbontású (1-2 másodperces) mágneses térerősség vektor adatokat a kísérlet hivatalos résztvevői az Imperial College szerveréről tölthették le. A szondától távolabb elhelyezkedő VHM magnetométer adatait használtam. Az adatok nagyon megbízhatók voltak, de a nagyszámú mérés miatt ritkán hibás adatokkal is lehetett találkozni, nagyságrendileg 10^5 vektor között egy volt a hibás. A hiba abban jelentkezett, hogy a mágneses tér vektornak legalább az egyik komponense jelentősen eltért a szomszédosaktól. A hiba oka ismeretlen, elképzelhető, hogy például a visszatáplált áramot digitalizáló elektronikában (AD konverter) lépett fel zavar. A hibás adatok kiszűrésére interaktív programot írtam, amely kirajzolta a mágneses tér idősorát a hibásnak vélt adat környezetében akkor, ha valamelyik vektor valamelyik komponense legalább kétszeresen eltért (felfelé vagy lefelé) az előző és utána következő vektorok átlagától. Az operator döntésén múlt, hogy a jelenősen eltérő adatot elfogadjam, vagy hibásnak tekinti és törli. Az általam használt minden adat átment a fenti ellenőrzésen (összesen kb. 4×10^8 vektor).

A Jupiter találkozástól eltekintve a mágneses térerősség vektorokat az ún. RTN (a Radial Tangential Normal angol szavak rövidítése) koordináta-rendszerben használtam. Ez a koordináta-rendszer az ekliptikában végzett mérések természetes kiterjesztése nagyobb heliografikus szélességekre. A koordináta-rendszert a szonda középpontjában definiáljuk. Az R tengely a Nap-szonda egyenesen a Naptól kifelé mutató irány. A T tengely merőleges az R tengelyre és párhuzamos az ekliptika síkjával (pozitív a Nap forgásának irányában). Az N tengely az R és T tengelyeket jobbsodrású ortogonális rendszerré kiegészítő irány.

4. A helioszféra globális szerkezete



4.1 ábra. Mágneses tér polaritása a helioszférában (kék – negatív, piros – pozitív polaritás), a heliografikus hosszúság szerint rendezve. Ulysses mérések a fellövéstől, 1990. októbertől 2008. novemberig. Bal oldalon: napfoltok száma, a sárga területek a gyors szélességi pásztázások időszakaszai. A jobb oldali skála az Ulysses heliografikus szélességét jelöli.

Ebben a fejezetben az Ulysses szondával megfigyelt helioszférikus mágneses tér globális szerkezetét vizsgálom, de nem térek ki az átlagos térre ráakódó hullámok tulajdonságaira, ami a következő fejezet témája. Az 1990. október 6-i fellövéstől 2009. júliusáig működő szonda megfigyelései több, mint 18 évet fednek le, tehát közel két napciklusról vannak méréseink. Ez azért érdekes, mert a Nap ciklusonként polaritást vált, mágneses szempontból (és a kozmikus sugárzás modulációja szempontjából is) 22 éves ciklusról kell beszélnünk (Hale ciklus). Az Ulysses mérései tehát majdnem egy teljes Hale ciklust hidalnak át, de sajnos a ciklus befejezését a szonda műszaki állapota nem tette lehetővé, a szonda követését 2009. júliusában megszüntették.

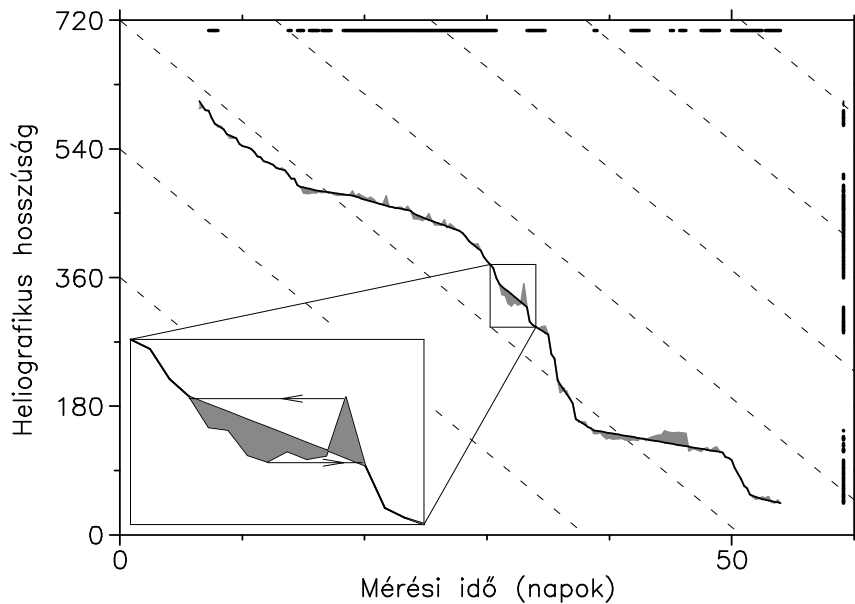
A helioszférikus mágneses tér szerkezetét alapvetően a (2.14) egyenlet határozza meg. A mágneses erővonalak várhatóan követik a Parker spirált, de ezt a kérdést fejezet végén még meg fogom vizsgálni. A legérdekesebb információt a (2.14) egyenletben szereplő $B_0 = B_0(\Phi, \theta, t)$ adja, vagyis a mágneses térnek az erővonalak talppontjában felvett értéke, ami a heliografikus hosszúság, szélesség, és az idő függvénye. B_0 legmarkánsabb tulajdonsága az előjele, ez definiálja a mágneses szektorokat. Ebben a fejezetben főleg a szektorok tulajdonságait és a Nap pólusváltását fogom megvizsgálni, de kitérek a napszél által szállított mágneses fluxus nagyságára is.

Az Ulysses szonda által megfigyelt mágneses szektorokat a teljes mérési időszakra a (4.1) ábra mutatja be. Ezen az összegező ábrán értelemszerűen nagyon sok információ van összezsúfolva, de érdemes megmutatni, hogy a részletesebben tárgyalt de szűkebb időszakokat érintő vizsgálatokat térben és időben jobban el tudjuk helyezni. Az adatfeldolgozás módszereit is ezen az ábrán fogom elmagyarázni. A kiinduló adat a mágneses térerősség vektor valamilyen időfelbontású idősorozata (ebben a vizsgálatban konkrétan 12 órás átlagokat használtam). A szonda helyzetének ismeretében a (2.14) képletből kiszámíthatjuk a szondán keresztülhaladó Parker erővonal alakját, ehhez csak a napszél sebessége szükséges, amit a szonda SWOOPS műszere (3.3 táblázat) mér. Az ábrán a színkód a Parker spirál és a mágneses térerősség vektor közötti szög koszinusza, a kék szín befelé mutató vektort (negatív polaritás), a piros szín kifelé mutató vektort jelöl (pozitív polaritás). Habár a színkód precíz kvantitatív vizsgálatokra nem alkalmas, az nyilván látszik, hogy a színek többsége vagy kék vagy piros, a közbülső színek (sárga, zöld) ritkák, ami arra utal hogy kevés a rosszul definiált polaritás, vagyis az olyan eset amikor a mágneses vektor nem közel párhuzamos a Parker erővonallal.

4.1 A plazmaforrás heliografikus hosszúságának meghatározása

A (4.1) ábrán az adatokat úgy rendeztem, hogy a Nap forgásával visszatérő események követhetők legyenek. Ilyen jellegű vizsgálatoknál két módszert szoktak használni. Az egyszerűbb módszernél a vizsgálandó paraméter idősorát 27 napos szakaszokra bontjuk (Bartel rotációs periódusok), és az egymást követő szakaszokban mért értékeket egymás alatt ábrázoljuk, például színkódolt formában. A Nap forgásával visszatérő események így jól nyomon követhetők, mert azok egymás alatt helyezkednek el. A bonyolultabb eljárásnál is hasonlóan járunk el, az adatokat a Nap forgása szerinti szakaszokra bontjuk és a szakaszokban mért értékeket egymás alatt ábrázoljuk, de a különbség az, hogy nem időben ábrázoljuk őket, hanem a heliografikus hosszúság függvényében. Egy nyilvánvaló különbség, hogy a Carrington-féle hosszúság szerinti ábrázoláskor az idő

jobbról balra halad, tehát a Bartel és Carrington-féle ábrázolások egymás tükörképei. A lényeges különbség azonban az, hogy amikor a mérési időt heliografikus hosszúsággá számítjuk át, figyelembe kell venni a jel terjedését a Nap felszínétől a megfigyelőig. Optikai méréseknél a néhány perces késés nyilván nem okoz nehézséget, de a napszélplazma paramétereinél, vagy az abba befagyott mágneses térnél a késés napokban mérhető. A napszélnek a forrástól a megfigyelőig való áramlása alatt a Nap elfordulása jelentős amit korrekcióba kell venni. Geometriaileg úgy szemléltethetjük a korrekciót, hogy nem a szonda heliografikus hosszúságát kell meghatároznunk, hanem a szondán keresztülhaladó erővonal talppontjának heliografikus hosszúságát.



4.2 ábra. A mérési idő leképezése a plazmaforrás heliografikus hosszúságára (Ulysses mérésekre, 2002. júl. 28 – aug. 13.). Szaggatott vonalak meredeksége: Nap egyenlítői forgásának szögsebessége. Vastag vonalak (fent és jobb oldalon): pozitív mágneses szektorok.

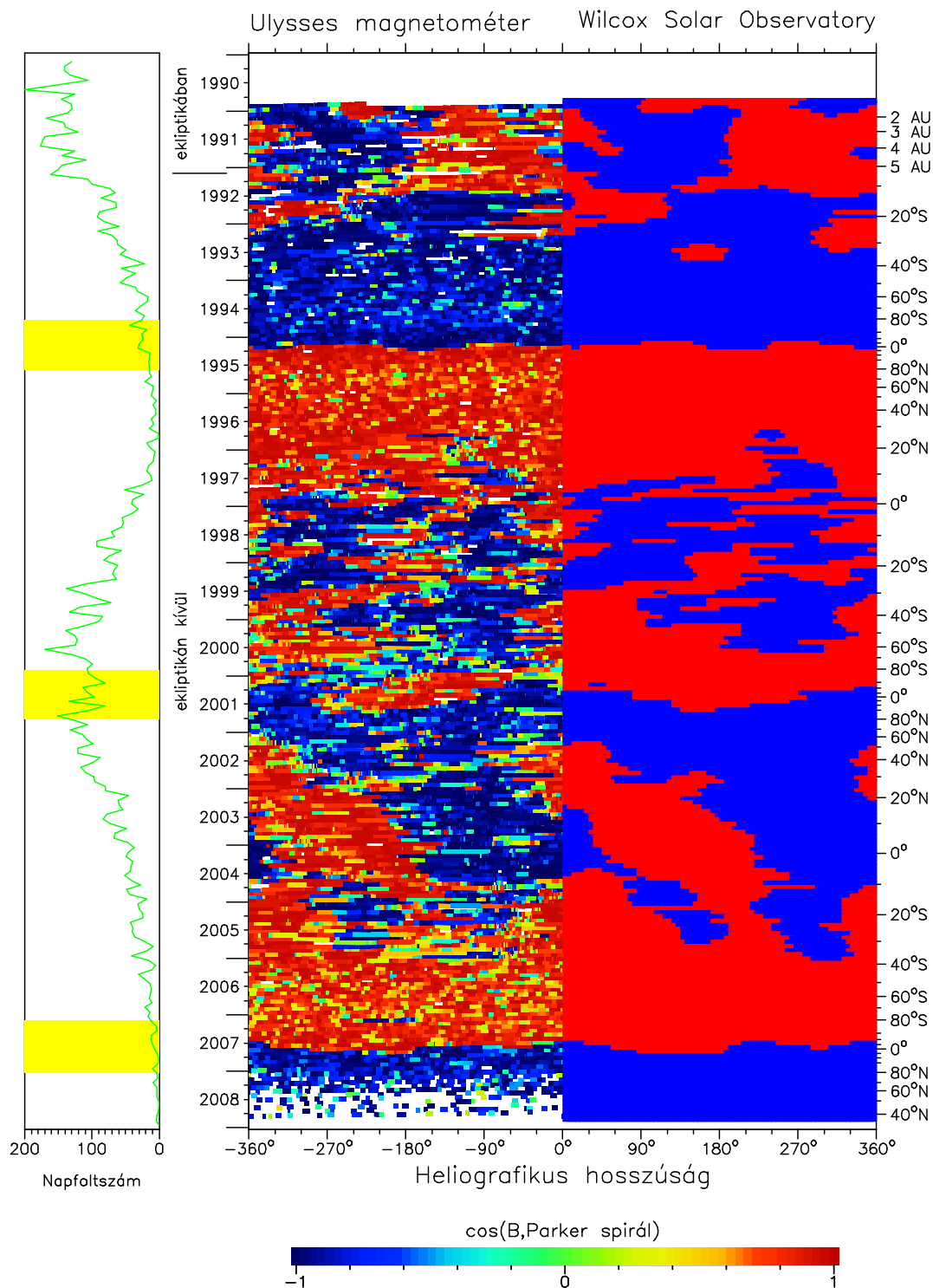
A mérési idő áttanszformálása heliografikus hosszúsággá nem mindig egyszerű feladat, mert a napszél sebessége időben változó. Általában a heliografikus hosszúság *versus* mérési idő függvény monoton csökkenő, mert a Nap forgásának iránya negatív. A (4.2) ábra a 2002. július 28-tól augusztus 13-ig terjedő időszakra mutatja az Ulysses szonda helyzetéből és a fedélzetén mért napszélsebességből számolt függvényt. Ha a napszél sebessége állandó volna, és a szonda helyzete sem változna, lineáris függvényt kapnánk, amely párhuzamos volna a szaggatott vonalakkal. A szaggatott vonalak meredeksége egyszerűen a Nap egyenlítői szögsebessége. Azonban a (4.2) ábrán a napszél sebességének változásai, valamint az Ulysses pályamozgása miatt is eltéréseket láthatunk az egyenes vonaltól. A pályamozgás hatása kicsi. Megjegyzendő azonban, hogy az Ulysses radiális mozgása a Nap forgási periódusában egy Doppler eltolódást okoz, ami észak-déli aszimmetria megfigyelésekben szisztematikus hibát okozhat (mert a Doppler eltolódás ellentétes előjelű a két féltekén). A nagy eltéréseket az egyenestől a napszél sebességének változásai okozzák. Ha egy gyors napszélnyaláb lassút követ,

ritkulási tartomány jön létre, a plazma forrásának heliografikus hosszúsága a megfigyelési idő szerint gyorsan változik, a (4.2) ábrán ezek a meredek szakaszok. Ellenkezőleg, ha lassú napszélnyaláb gyorsat követ, a plazma forrásának heliografikus hosszúsága „egy helyben topog”, az ábrán ezek a közel vízszintes szakaszok. Az angol nyelvű irodalom a jelenséget „dwell”-nek hívja (Nolte et al., 1977).

A (4.2) ábra annak a veszélyét illusztrálja, ha az adatokat a mérési idő szerint analizáljuk és nem a plazma forrásának heliografikus hosszúsága szerint. Az ábrán a széleken vastag vonalak jelzik azokat az időszakokat, illetve hosszúságokat, amikor pozitív volt a mágneses polaritás. A (4.2) ábrán a pozitív polaritások mérési ideje a teljes mérési idő 52%-át fedik le (vastag vonalak a felső vízszintes tengelyen), a domináns polaritás pozitívnak látszik. Azonban, a valóságban a domináns polaritás ebben az esetben negatív volt, mert a kifelé mutató mágneses erővonalak talppontjainak hosszúsága csak 46%-át fedte le a vizsgált szakasznak (lásd. a vastag vonalakat a jobb oldalon). A mérési idő nem egyenletes leképezése a hosszúságra a napszél sebességének változásaihoz kötődik. Mivel a visszatérő gyors napszélnyalábok (CIR események, lásd a 2.6 fejezetben) kapcsolódhatnak a visszatérő mágneses szektorokhoz, jelentős szisztematikus hibát okozhat, ha a pozitív és negatív szektorok arányát nem a heliografikus hosszúság tartományok arányából határozzuk meg, hanem a mérési időtartamokból.

A heliografikus hosszúság mérési idő szerinti „egy helyben topogása” szélsőséges esetben nem-monoton függvényt is eredményezhet (lásd a 4.2 ábrán a kinagyított részletet). Ez az eset fizikailag nem képzelhető el, mert ez azt jelentené, hogy egy gyors napszélnyaláb megelőzött egy lassút. A (2.6) fejezetben már beszéltünk arról, hogy az ilyen eseteket a mágneses fluxus befagyása kizárja. A gyors és lassú napszél találkozásánál fellépő kölcsönhatás modellezése bonyolult MHD kezelést igényel. A számítási nehézségek mellett a határfeltételeket sem ismerjük pontosan, mert csak a szonda helyén tudjuk mérni a plazma paramétereit. Ezért a részletes MHD modellezés helyett egy egyszerű interpolációt használtam a nem-fizikai esetek kiküszöbölésére (Erdős and Balogh, 2010). A (4.2) ábrán a felnagyított részlet magyarázza az interpolálás algoritmusát. Először az inverz függvény többértékű szakaszait kell azonosítani lokális minimum és maximum megkeresésével. Utána a völgyek legmélyebb pontját jobbra vízszintesen, a hegycsúcsok legmagasabb pontját balra vízszintesen vetítjük és meghatározzuk a görbével alkotott metszéspontokat. A két metszéspont között lineáris interpolációval helyettesítjük a „rosszul viselkedő” szakaszt. Az így kisimított függvény már monoton csökkenő. Habár a bevezetett interpolálás primitív megoldásnak tűnhet, kvalitatívan szimulálja a két plazmaáramlás találkozásánál fellépő dinamikai folyamatot és megszünteti a nem-fizikai eseteket.

4.2 Ulysses mágneses mérések összehasonlítása a napszél forrásterével



4.3 ábra. Mágneses tér polaritása a helioszférában 1990. októbertől 2008. novemberig. Ulysses mérések (bal oldal) összehasonlítása a Wilcox Solar Observatory napszél forrásfelület modelljével (jobb oldal)

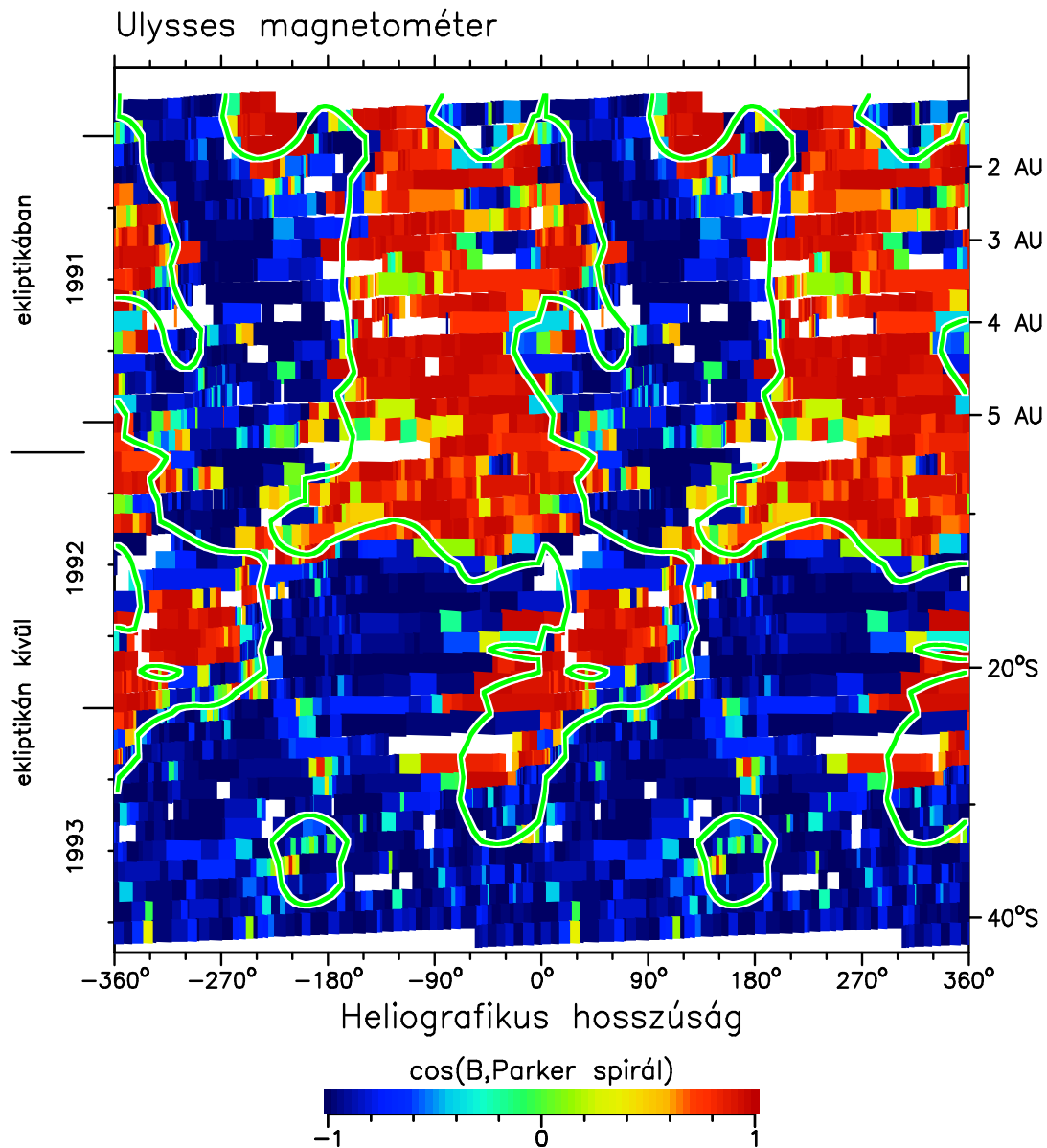
Az előző alfejezetben ismertetett módszerrel meghatározhatjuk az Ulysses szondán keresztülhaladó mágneses erővonalak talppontját a Napon. A (4.1) ábrán a vízszintes tengelyen a talppontnak a heliografikus hosszúsága van feltüntetve. A Nap forgásával a szonda letapogatja a hosszúsági koordinátákat 360° -tól 0° -ig (tehát az idő jobbról balra halad, ahogy már említettük). Az egymást követő Carrington forgások eredményeit az ábrán egyre lejjebb helyeztem el a bal oldali függőleges skála szerint, amely az idő múlását jelöli. A mérési adatokat elvben egy hengerre kellene rajzolniunk csavarvonalat követve, ahogy a fonográf felvétel készül. A hengert fel kell vágnunk a 0° -os hosszúságnál, hogy a papíron ábrázolni tudjuk. A (4.1) ábrán a vízszintes tengelyen feltüntetett hosszúság koordináták két teljes fordulatot fednek le, hogy a változásokat a 0° -os hosszúság közelében is nyomon lehessen követni. A színekódolt ábra bal oldali fele (-360° -tól 0° -ig terjedő rész) egyszerűen a másolata a jobb oldalon elhelyezett félnek, a szimmetria mesterséges. Az idő nagyléptékű múlása fölülről lefelé halad, ennek megfelelően tüntettem fel az ábra jobb oldalán a zürich-i napfoltszámot, amivel a mérései eredmények a napfoltciklus fázisához köthetők. A mérések kiértékelését tovább bonyolítja, hogy az Ulysses heliografikus szélessége is változik. A szonda szélességi koordinátáit a jobb oldali skálán tüntettem fel. A Kepler törvénynek megfelelően a szonda heliografikus szélessége gyorsabban változik Napközelpén. A 80° délitől a 80° -os északi szélességig tartó pályaszakaszt az Ulysses kb. egy év alatt teszi meg, a pályaszakaszt gyors szélességi pásztázásnak hívjuk. Három ilyen eset volt, a napfoltszám ábrán ezeket sárga területek jelölik.

A mérési eredményeknek nem a Bartel időszakok, hanem a Carrington-féle hosszúság szerinti rendezése nemcsak azzal az előnnyel jár hogy az utóbbi eljárás a precízebb, hanem azzal is, hogy a helioszférában végzett mérések eredményei közvetlenül összehasonlíthatók a Nap közelében megfigyelhető jelenségekkel. A mágneses tér polaritása szempontjából a fotoszférikus mágneses tér mérésekre alapozott forrásfelületi térképekkel érdemes összehasonlítást végezni. A (4.3) ábra jobb oldalán az Ulysses méréseket a Wilcos Solar Observatory napszél forrásfelületi modellszámításainak eredményével helyettesítettem. Az ábra úgy készült, hogy minden Carrington fordulatra az aktuális forrásfelületi térképből kiválasztottam az Ulysses heliografikus szélességéhez tartozó adatokat (konkrétan a mágneses polaritást, mint a hosszúság függvényét). Az ábra kék színnel jelöli a negatív, piros színnel a pozitív polaritásokat. A (4.3) ábrán ránézésre is látszik, hogy az egyezés az Ulysses mérések és a modellszámítások között kvalitatíve jónak mondható. Részletes elemzést rövidebb időszakokra a fejezet későbbi részén adok.

4.3 Mágneses szektorok sodródása és gyors napszél nyalábok

Az Ulysses szonda 1992. februárban találkozott a Jupiterrel, kilépett az ekliptikából és megkezdte a déli pólus felé tartó útját. A (4.1) ábrán feltüntetett napfoltszám görbén látszik, hogy ebben az időszakban már túljutottunk a napaktivitás maximumán, megkezdődött a napciklus leszálló ága. Ilyenkor várható, hogy az áramlepel hullámossága csökken és a lepel lassan az egyenlítő felé közelít, miközben a szonda ellentétes irányban, a déli pólus felé halad. A két ellentétes mozgás a szektorok elvesztést eredményezte, amit a következő alfejezetben fogok tárgyalni. Érdemes azonban a szektorok elvesztését megelőző időszakot részletesebben is megvizsgálni,

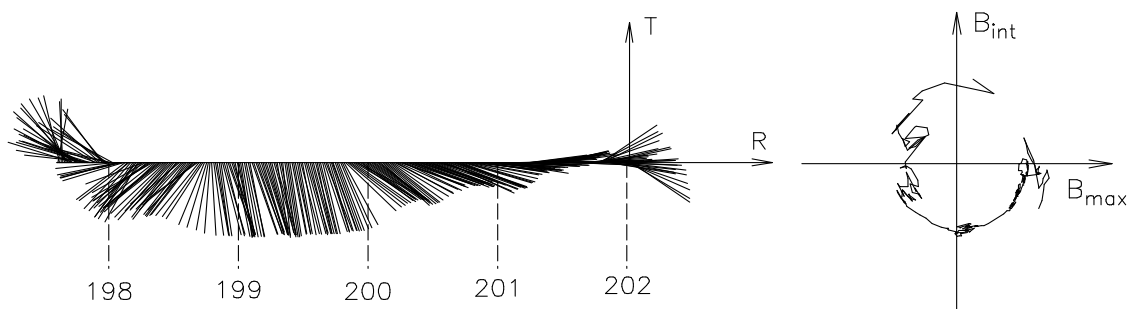
hiszen ez volt az első eset, amikor az időbeli változás mellett a megfigyelő heliografikus szélességének változása is befolyásolhatta a megfigyeléseket. A (4.4) ábra a szonda fellövésétől 1993. őszéig mutatja a mágneses szektorokat, hasonló módon mint a (4.1) ábrán. A (4.3) ábrához hasonlóan itt is végeztem összehasonlítást a Wilcox Solar Observatory forrásfelület térképével, de most a modellből számított szektorhatárt rárajzoltam az Ulysses mérési eredményekre.



4.4 ábra. A helioszféra mágneses terének szektor szerkezete. Ulysses megfigyelések a 22. napciklusban, a fellövéstől 1993. októberig. Zöld vonal a Wilcox Solar Observatory korona modelljének pozitív és negatív mágneses szektorokat elválasztó vonalja az Ulysses helyén.

A fellövés után rövid ideig négy szektor volt tapasztalható, majd 1991. februártól a Jupiter találkozó utánig, 1992. nyárig két szektort lehetett megfigyelni (Balogh et al., 1993). A két szektor visszatérését mintegy 18 napfordulaton keresztül lehetett követni.

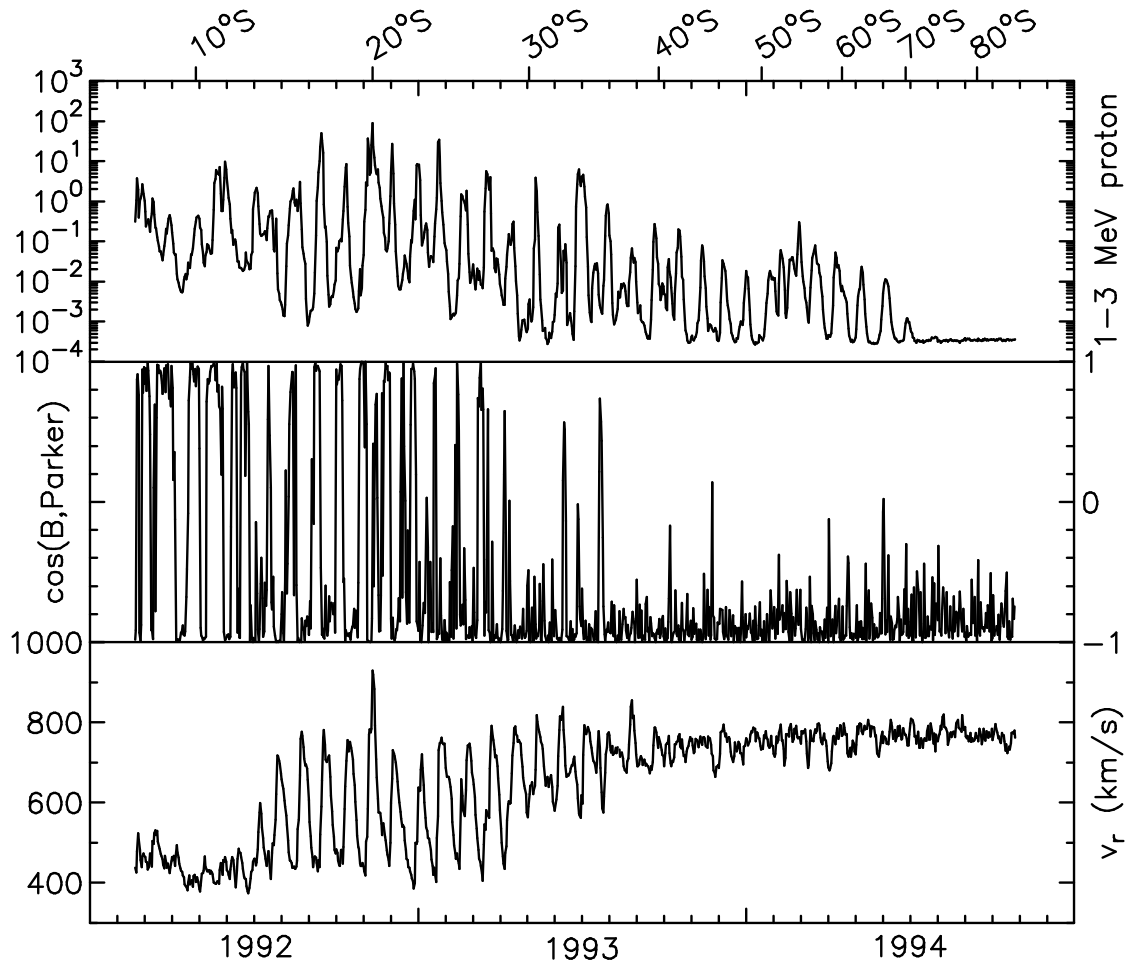
Mivel a visszatérő szektorok a (4.4) ábrán egymás alatt helyezkedtek el, a szektorok mereven a Nap egyenlítői forgásával mozogtak. 1992. nyarán a két szektoros minta hirtelen megváltozott. Addig a pozitív és negatív szektorok közel egyenlő hosszúságot foglaltak el. A változás után a negatív szektor dominánssá vált. A keskeny tartományt lefedő pozitív szektor a sziderikus egyenlítői forgáshoz képest lassabban mozgott, a periódus mintegy két nappal megnőtt, a szektor kelet felé sodródott. A változás akkor következett be, amikor az Ulysses elkezdett déli irányban mozogni (lásd a jobb oldali skálát). Joggal gondolhatnánk, hogy a szektorok sodródása összefügghet a Nap differenciális rotációjával, amely szerint nagyobb szélességen a napfoltok forgási periódusa nagyobb. Ez azonban valószínűtlen. Az egyik érv az, hogy a szektorok sodródása változatlan sebességgel történt egy éven keresztül, ezalatt az Ulysses heliografikus szélessége 10° -ról 30° -ra nőtt, de nem látszik, hogy a sodródás mértéke követné a megfigyelő helyzetének változását. A szektor szerkezet megváltozása hirtelen következett be és egy nagy koronatömeg kilökődéssel (CME) hozható kapcsolatba, ami átrendezte a korona mágneses terét. Az Ulysses mágneses tér mérésekből is kimutatható a CME-hez társult mágneses felhő, ami a térerősség vektor lassú forgásában nyilvánul meg. A (4.5) ábra bal oldalán a mágneses térrel párhuzamos egységvektorok vetülete látható az RT síkon az 1992. július 16. és július 20. közötti időben (198-202 napok között). A jobb oldalon a hodogram a mágneses térerősség vektor változását mutatja a minimum varianciára merőleges síkban, itt különösen jól látszik a mágneses tér lassú elfordulása. (A minimum variancia meghatározásának módszerét később az 5.4 fejezetben részletesebben ismertetem).



4.5 ábra. Mágneses tér egységvektorok vetülete az RT síkra, Ulysses mérések 1992. júl. 16–20 között (198-202 nap). Jobbra: hodogram, mágneses tér vektorok a minimum varianciára merőleges síkban.

A (4.6) ábrán kissé nagyobb léptékben mutatom néhány fontos paraméter idősorát. A vizsgált időszak az ekliptikából való kilépéstől (Jupiter találkozó, 1992. február) az első déli pólusátmenetig (1994 vége) terjedő időszak, a felső vízszintes skálán látszik a heliografikus szélesség növekedése. A (4.6) ábra alsó paneljén megfigyelhetjük, hogy 1992. júliusától, a CME után megváltozott a napszélsebesség. A korábbi csak lassú napszél mellett megjelentek a Nappal együttforgó gyors napszélnyalábok. A visszatérő gyors napszélnyalábok több, mint egy éven keresztül nyomon követhetők voltak, és csak akkor tűntek el, amikor a szonda túljutott a kb. 40° -os déli szélességen. A Nap forgásával váltakozó lassú és gyors napszélnyalábok modulálják az energikus részecskék fluxusát, ezt jól látszik a felső panel (1-3 MeV energiájú protonok fluxusa) és az alsó panel (napszélsebesség) összevetéséből. Az Ulysses szonda egyik

legmeglepőbb felfedezése az volt, hogy a részecskefluxus modulációja folytatódott azután is, amikor a napszélsebességben már eltűnt a 26 napos periodicitás (Simpson et al., 1995, McKibben et al., 1995b, Kunow et al., 1995, Keppler et al., 1995). A részecskefluxusban a Nap forgásának hatását két éven keresztül, a 70°-os déli szélességig lehetett követni.



4.6 ábra. 1-3 MeV energiájú protonfluxus (felső panel), mágneses tér és Parker spirál közötti szög koszinusza (középső panel) és a napszél sebessége (alsó panel). Ulysses mérések 1992-től 1994 végéig.

A felfedezés magyarázata komoly erőfeszítést váltott ki (Kóta and Jokipii, 1995). A probléma az, hogy a töltött részecskék követik a mágneses erővonalakat, azonban mindegyik erővonal egy meghatározott szélességre korlátozott (a (2.14) egyenlet szerint, valamint az egyenlet későbbi részletezésének illusztrációjául szolgáló (4.17) ábra szerint mindegyik erővonal egy adott szélességhez tartozó kúpon helyezkedik el. Így nem érhető, hogy a 70°-os szélességen megfigyelt részecskék mozgását hogyan befolyásolja a csak 40°-os szélességig kiterjedő gyors és lassú napszélnyalábok váltakozása. Az egyik lehetséges magyarázat szerint nagy heliografikus szélességen fel kell adnunk a mágneses erővonalak (2.14) egyenlettel leírt egyszerű spirál alakját (Fisk,

1996) és olyan erővonalakat kell elképzelnünk, amelyek nagyobb szélességi tartományt fednek le. Másik magyarázat az lehet, hogy a részecskék nem követik jól a mágneses erővonalakat, mert az azokra merőleges diffúziós mozgás jelentős. A disszertáció 6. fejezetben a merőleges diffúzió egy lehetséges okával fogok foglalkozni.

Összefoglalva az eddigieket, az 1992. júliusában megfigyelt CME átrendezte a korona mágneses terét. A (4.4) ábrán jól kivehető, de a (4.6) ábra középső paneljén is látható, hogy a negatív mágneses szektor vált dominánssá. Ettől az időtől kezdve figyelhető meg a szektorok sodródása, valamint megjelentek a korotáló gyors napszélnyalábok. Időben tovább haladva majdnem egy évet, 1993. májusában egy másik fontos változás következett be. A lassú, 400 km/s sebességű napszél megszűnt, a sebesség már nem lett 650 km/s értéknél kisebb. Ugyanebben az időben figyelhetjük meg a mágneses szektorok eltűnését, ezt a következő alfejezetben részletezem.

4.4 Mágneses szektorok eltűnése

A (4.1) ábrán látható, hogy voltak olyan időszakok, amikor az Ulysses szonda egy Carrington fordulat alatt is váltakozva pozitív és negatív polaritású mágneses szektorokon haladt keresztül. Más időszakokban, amikor a szonda valamelyik pólus közelében haladt, a szektorok eltűntek és csak egyféle polaritás volt jelen. A helioszféra hullámos áramlepel modellje (2.10 ábra) alapján a jelenség érthető, az áramlepel hullámossága határozza meg azt a szélességi tartományt ahol a szektorok eltűnnek. Az Ulysses szonda öt ilyen időszakot élt át. A (4.1) ábráról leolvasható, melyek azok az időszakok, amikor minden heliografikus hosszúságon csak egyféle polaritás volt megfigyelhető, ezeket az időszakokat a (4.1) táblázat foglalja össze.

Időszak	Szélesség	Félteke	Polaritás	Napszél sebesség	Korona hőmérséklet
1993 ápr.- 1995 márc.	20°-80°	Déli	Negatív	736 km/s	1.12 MK
1995 ápr.- 1996 okt.	20°-80°	Északi	Pozitív	754 km/s	1.03 MK
2001 okt.- 2002 jan.	60°-80°	Északi	Negatív	671 km/s	1.16 MK
2006 jan.- 2007 jún.	40°-80°	Déli	Pozitív	730 km/s	1.01 MK
2007 szept.- 2008 nov. ⁽⁺⁾	50°-80°	Északi	Negatív	714 km/s	1.03 MK

4.1 táblázat. Unipoláris időszakok az Ulysses mérésekben.

⁽⁺⁾ az utolsó időszak legalább a szonda követéséig, 2009. június 30-ig tartott.

Az unipoláris időszakokban a mágneses tér a pólusnál lévő koronalyukból származik. Kivétel nélkül mind az öt időszakban a napszél sebessége gyors, megközelíti a 750 km/s-os értéket, az oxigén befagyási hőmérséklet pedig alacsony, a koronalyukakra

jellemző 1 MK° közelében van (a táblázat az időszakokra vett átlagos értékeket tünteti fel). A koronalyukakból származó plazma megfigyelése az Ulysses misszió egyik legérdekesebb lehetősége. Az ekliptikában tartózkodó más szondák esetében erre csak rövid időszakokban nyílik alkalom, amikor napfolt minimum idején a sarki koronalyuk lehúzódik az egyenlítő közelébe. Ilyenkor a Nappal együttforgó gyors napszélnyalábokat lehet megfigyelni, ahogy az előző fejezetben erre láttunk egy példát. Az együttforgó nyalábokban a gyors napszél csak keskeny hosszúságtartományra korlátozott és a lassú nyalábbal kölcsönhatásba is léphet, emiatt a gyors napszélplazma paraméterei torzulhatnak. Az Ulysses szonda esetében jelentős hányadot képviselnek és hosszú, folyamatos időt fednek le a gyors napszélben végzett megfigyelések.

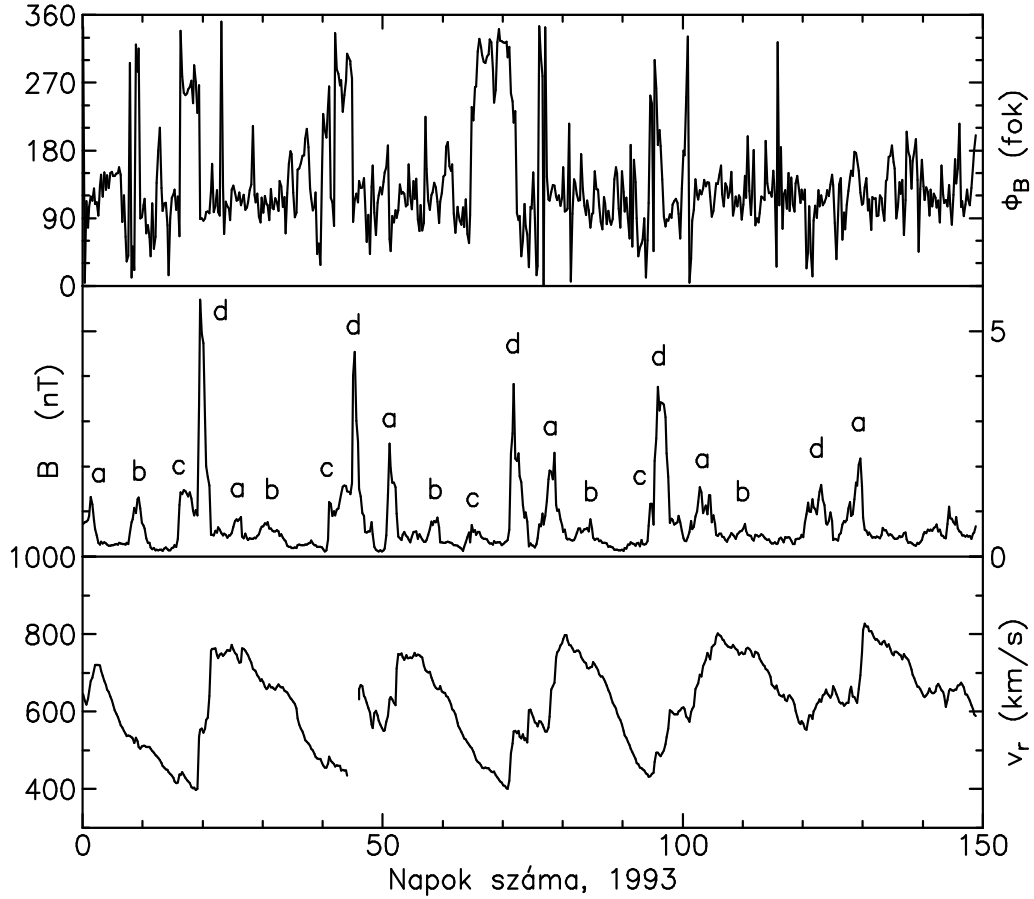
Az öt időszak közül az első, amikor eltűnt a mágneses tér szektor szerkezete, nagy figyelmet váltott ki (Smith et al., 1993). Szigorúan véve nem ez volt a szektorok eltűnésének első megfigyelése, mert a Pioneer 11 szonda 16° -os szélességnél 1975-76-ban (Smith et al., 1978), majd 1985-86-ban (Smith et al., 1988, Smith, 1989) már rövid időre észlelte a jelenséget, valamint a Voyager 1 szonda is 30° -os szélességnél 1986-88-ban (Ness and Burlaga, 1993). A felsorolt korábbi megfigyeléseknél nem annyira valamelyik szektor eltűnését, hanem a másik polaritású szektor dominánssá válását lehetett egyértelműen bizonyítani. Első alkalommal az Ulysses szonda megfigyeléseivel következett be 1993-tól, hogy egy szonda hosszú időn (közel két éven) keresztül folyamatosan az áramlepel fölött helyezkedett el.

A szektorok eltűnését az Ulysses szonda 1993. tavaszán észlelte. A (4.7) ábra a mágneses tér és napszél paraméterek idősorát mutatja az év első felében. Az alsó panel a napszél sebességét mutatja. Az Ulysses a Nap egyenlítői forgási periódusát közel a sziderikus periódushoz, 25 naposnak látta. Ezzel a periódussal figyelhető meg a gyors napszélnyalábok visszatérése. Forgásonként egy nagy sebességugrás látszik, amire kisebbek is rakódnak. A középső panelen a mágneses tér nagyságát tüntettem fel. A (4.1) fejezetben már szó volt róla, hogy ha egy lassú napszélplazmát utolér egy gyors, a plazma feltorlódik. A középső panelen a mágneses térerősségben látható csúcsok jól mutatják a plazma összesűrűsödését (a mágneses fluxusbefagyás miatt az erővonalak összesűrűsödnek). Négy forgásonként visszatérő csúcs figyelhető meg, ezeket a,b,c,d-vel jelöltem. A csúcsok helye összhangban van a napszélsebesség hirtelen növekedésével.

A mágneses térerősségvektort levetítve az RTN koordináta-rendszer RT síkjára (lásd a 3.5 fejezetet) meghatározhatjuk a Φ_B azimut szöget, ahol

$$\Phi_B = \arctan\left(\frac{B_T}{B_R}\right). \quad (4.1)$$

A (4.7) ábrán a felső panel mutatja az azimut szög időfüggését, amelyből meghatározhatjuk a mágneses szektorokat. Az azimut szöget összehasonlíthatjuk a Parker modellből (lásd a 2.14 egyenletet) várható értékkel. Az elméleti Φ_P Parker szöget úgy határozhatjuk meg, hogy beülünk a Nappal együtt forgó koordináta-rendszerbe. Ha az inerciális rendszerben a napszél sebességvektorának R és T komponense w_R és w_T , akkor a forgó rendszerben az azimutális komponens módosul, $w'_T = w_T - \omega \cdot r \cos(\Theta)$, ahol ω a Nap szögsebessége, r a Naptól mért távolság, θ a heliografikus



4.7 ábra. A hat órás átlagos mágneses térerősségvektorok azimut szöge és nagysága (felső és középső vonalak), a napszél sebessége (alsó vonal). Ulysses mérések 1993. első felében, a mágneses szektorok eltűnésének idején.

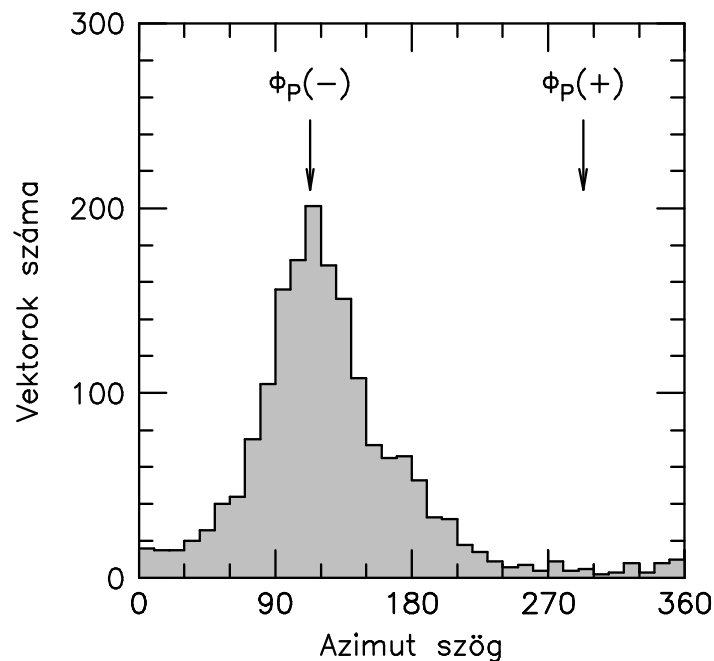
szélesség. A forgó rendszerben tehát a napszél áramvonalai spirális alakúak, és szükségszerűen párhuzamosak a mágneses erővonalakkal, mert a forgó rendszerben az elektromos erőternek el kell tűnnie. Ennek alapján a Parker szögre a következő összefüggés kapható:

$$\Phi_P = \arctan \frac{w_T - \omega r \cos \Theta}{w_R} . \quad (4.2)$$

A napszél sebességének azimutális komponense w_T kicsi, 10-20 km/s nagyságrendű, ezért el szokták hanyagolni, mi is ezt fogjuk tenni. Ha a mágneses térerősség vektor megegyezik a Parker modellel, akkor vagy $\Phi_B = \Phi_P$, vagy $\Phi_B = 180^\circ + \Phi_P$, az előbbi pozitív, az utóbbi negatív mágneses szektorra vonatkozik. Mivel Φ_P negatív, célszerű pozitív szektoroknál 360° -ot hozzáadni, hogy az értékeket leképezzük a $(0^\circ-360^\circ)$ tartományra.

Tipikus 700 km/s gyors napszélsebességet feltételezve, a vizsgált időszakban az elméleti Parker szög negatív szektorra $\Phi_P(-) = 113^\circ$, pozitív szektorra $\Phi_P(+) = 293^\circ$ volt. A (4.7) ábrán látható, hogy a domináns szektor negatív, csak rövid időszakokban vannak pozitív szektorok, azonban azok is eltűnnek az ábra jobb oldali felében.

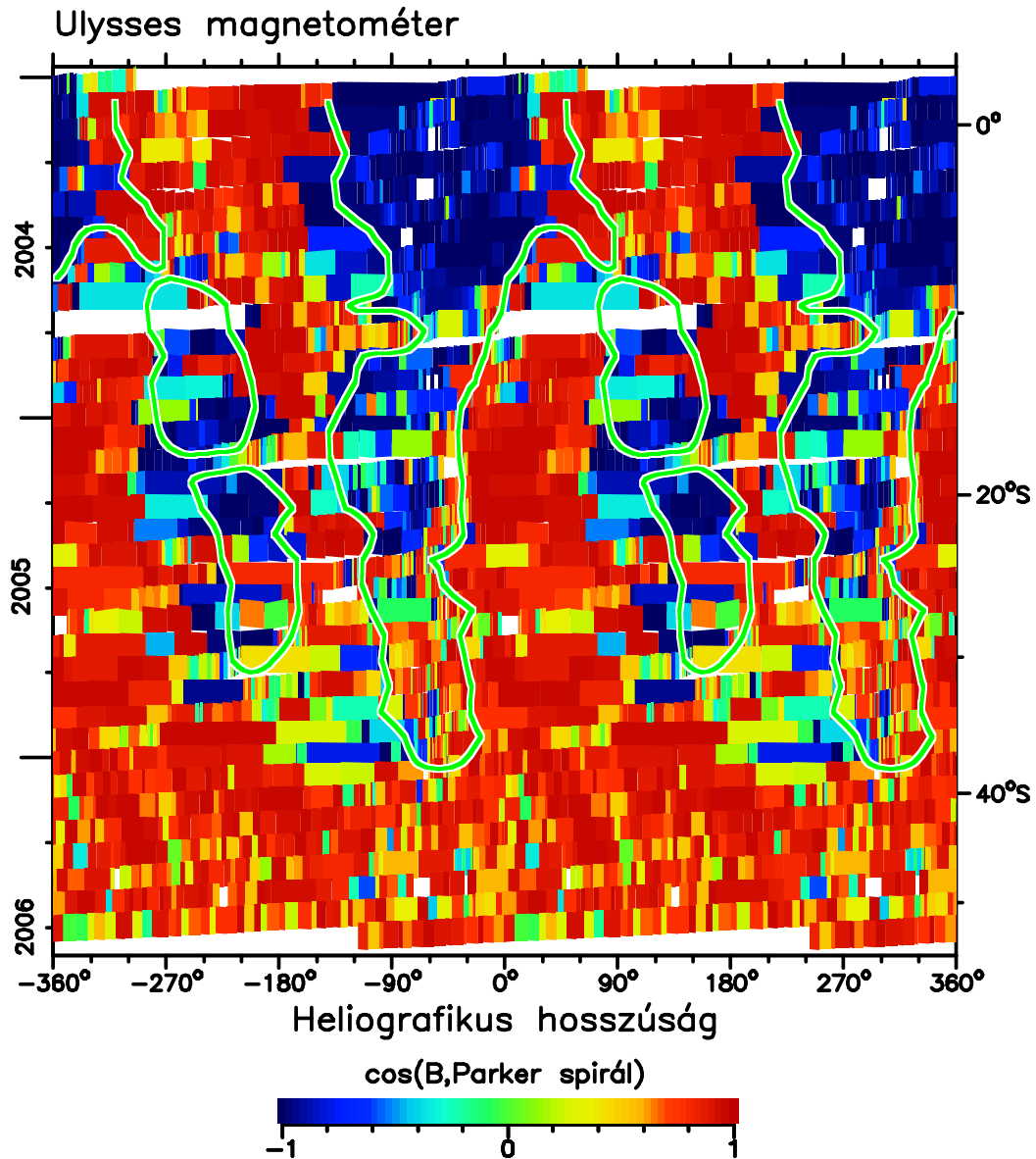
Megfigyelhető, hogy a pozitív szektorok a c és d kompressziós csúcsok között helyezkednek el. A 95-ik nap közelében a c csúcs beleolvad a d csúcsba, és 25 nap múlva a c csúcs már nem is tér vissza. Ekkor szűnik meg a pozitív mágneses polaritás, válik a tér unipolárisan negatívvá. Ugyanebben az időben figyelhető meg, hogy a napszél sebessége már sohasem csökken 560 km/s alá. A felső és alsó panel összevetéséből egyértelműnek tűnik, hogy a pozitív szektor a lassú, 400 km/s sebességű napszélhez volt köthető. A pozitív szektor eltűnése hisztogram formájában is megmutatható. A (4.8) ábrán az egyórás mágneses térerősségvektorok azimut szögének előfordulási gyakoriságát mutatom az 1993. év 78–151 napja közötti időszakban. A pozitív szektor hiánya szembeötlő.



4.8 ábra. A helioszférikus mágneses tér egyórás átlagainak Φ_B azimut szög szerinti eloszlása. Ulysses mérések 1993. év 78-151 napjai között. A nyilak a pozitív és negatív polaritású Parker erővonalak várható azimut szögét mutatják 700 km/s napszélsebességnél.

A fotoszférikus mágneses tér mérések felhasználásával készült forrástér térképekből megállapítható a kétféle mágneses polaritást elválasztó áramlepel hullámossága, mint az idő függvénye. A hullámosság korábban meghatározott értékeinek extrapolálásából és az Ulysses pályájából Suess et al. (1993) azt jósolta, hogy a szonda 1993. novemberében fogja elhagyni a mágneses szektorokat. A valóságban ez fél évvel korábban következett be. Ez az eltérés jól látható a (4.4) ábrán is. Az Ulysses szonda 1993. májusában hagyta el a szektorokat. A zöld vonal a forrástér térképek szerint mutatja a semleges vonalat az Ulysses pályája mentén. A forrástér térképek szerint a szondának fél évvel később, 1993. év végén kellett volna elhagynia a szektorokat, amikor a szonda már 40°-os déli szélességen tartózkodott. Az Ulysses mérése szerint az áramlepel 10°-kal kevésbé volt hullámos, mint a forrástérből meghatározott áramlepel. A (4.4) ábra a forrástér térképek és az Ulysses megfigyelések más eltérésére is rávilágít. A forrástér szerint a sodródó pozitív szektor az 1993. május előtti egyenlítői forgást

végző pozitív szektor jobb oldali részéből fejlődött ki, míg az Ulysses mérés szerint a bal oldali részből.



4.9 ábra. A helioszféra mágneses terének szektor szerkezete. Ulysses megfigyelések a 23. napciklusban, 2004-től 2006. júliusig. Zöld vonal a Wilcox Solar Observatory korona modelljének pozitív és negatív mágneses szektorokat elválasztó vonalja az Ulysses helyén.

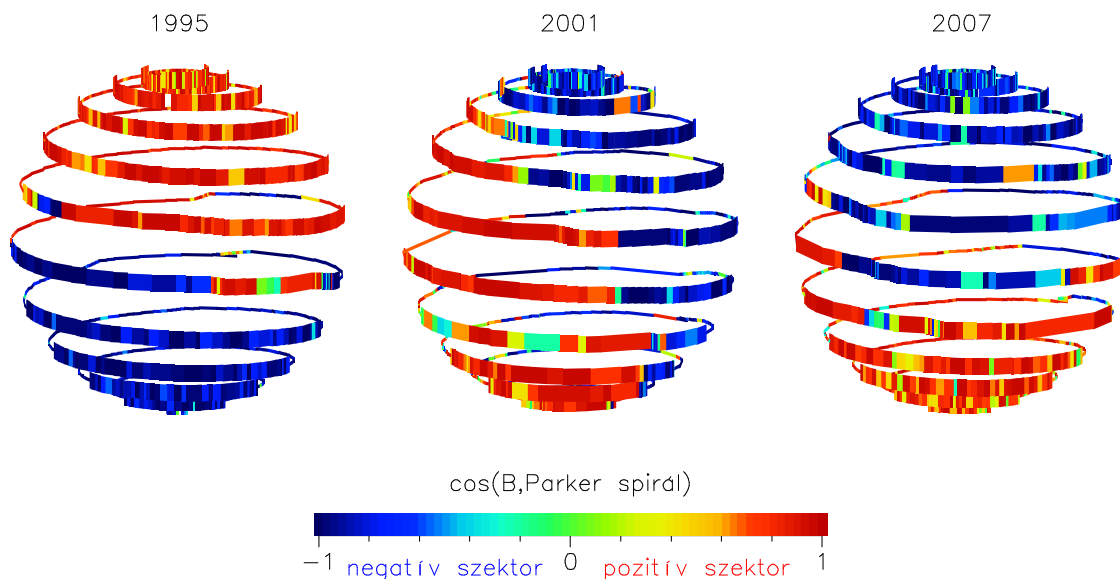
Az Ulysses pályájának periódusa 6,2 év, aminek kétszerese közel van a napciklus periódusához. Ezért a szektorok 1993-as elvesztésével (22. napciklus) analóg helyzet állt elő két Ulysses keringéssel később 2005-ben (23. napciklus). A (4.1) és (4.3) ábrákon látszik, hogy az Ulysses 2005-ben szintén elvesztette a mágneses szektorokat, hasonló heliografikus szélességen (jobb oldali skála) a napciklusnak hasonlóan leszálló ágában (lásd. az ábrák bal oldalán a napfoltszám görbét). Nyilvánvaló különbség az, hogy az eltűnő szektor(ok) most negatív(ak), ez a 2001-es mágneses pólusváltás

következménye (lásd később a 4.5 fejezetben). A kérdéses időszakot (23. ciklus) felnagyítva láthatjuk a (4.9) ábrán, hasonló formában, mint az egy napfoltciklussal korábbi (22. ciklus) megfigyeléseket bemutató (4.4) ábrán. A két ábrát összehasonlítva jelentős eltéréseket láthatunk, ami rávilágít arra, melyek azok a tulajdonságok amelyek nem tekinthetők tipikusnak. Az egyik szembevető különbség az, hogy kettő helyett négy szektort van. Másik különbség, hogy a szektorok nem sodródnak, a 23. ciklusban a mágneses szektorok a Nap egyenlítői forgásával térnek vissza. A szektorok a 30° -os szélesség helyett délebben, közel 40° -os szélességen tűntek el, vagyis az áramlepel hullámossága a szektorok eltűnésekor a 23. ciklusban nagyobb volt, mint a 22. ciklusban. Ez azért is meglepő, mert a napciklus fázisa szerint a 23. ciklusban kicsit későbbi a megfigyelés mint a 22. ciklusban, közelebb vagyunk a napfolt minimumhoz ezért még kevésbé hullámos áramlepelre lehetne számítani, a megfigyeléssel ellentétben.

Az Ulysses megfigyeléseket összehasonlítva a forrástér modellekkel az egyezés a 23. ciklusban jobb, mint a 22. ciklusban. Az összehasonlításban a heliografikus hosszúságnál kevésbé kell kritikusnak lennünk, mint a szélességnél. A heliografikus hosszúságban jelentkező eltéréseket magyarázhatja a plazmaforrás hosszúságának meghatározásában alkalmazott közelítések pontatlansága (4.1 fejezet), a heliografikus szélességet viszont egyszerűen az Ulysses helyzete határozza meg, ami jól ismert. A 23. ciklusban a modell jól reprodukálja a szektorok eltűnésének idejét, vagyis az áramlepel hullámosságát. Az egyezés felbátoríthat bennünket arra, hogy a forrástér modellből meghatározott áramlepel hullámosságot a 23. napciklus későbbi fázisában is elfogadjuk. A 23. ciklus sok szempontból különlegesnek tűnik. A napfoltok számának minimuma, sőt teljes hiánya nagyon elhúzódik, későn indul be az új ciklus. Ugyanakkor az áramlepel hullámossága nem csökken le annyira, mint ahogy korábbi ciklusok alapján várható. Az áramlepel nagyobb hullámosságát a 23. ciklusban az Ulysses szonda mágneses mérése megerősíti.

4.5 Pólusváltás

A fotoszférikus mágneses mérések óta tudjuk, hogy a Nap 11 évenként mágneses polaritást vált. Az északi és déli pólusok közelében a mágneses tér polaritása egyenmű, de egymással ellentétes. Napfolt minimum idején az egyenmű polaritású tartományok nagyok, az őket elválasztó áramlepel kevésbé hullámos. Napfolt maximumhoz közeledve az áramlepel hullámossága megnő. Kétszektoros elrendeződéskor a folyamatot a legegyszerűbben úgy modellezhetjük, hogy az elválasztó áramlepel a Naphoz közel egy síknak tekintjük, amely a Nappal együtt forog, de a sík normálisa a forgástengelyhez képest ferde. A forgástengely és a sík normálisa közötti szög napfoltmaximumhoz közeledve egyre nő és a maximum ideje közelében meg is haladja a 90° -ot, ekkor történik a polaritás felcserélődése a pólusoknál. A mágneses polaritás cseréje úgy is elképzelhető, hogy a pólusoknál ellentétes polaritású tartományok jönnek létre, amelyek mérete a maximum idején felnő, és kiszorítják az eredeti polaritást. Erre utal a (2.7) ábrán bemutatott mágneses pillangó diagramm, amely az ellentétes polaritású mágneses fluxus áramlását mutatja a sarkok felé. Az Ulyssesre várt a feladat, hogy a két elképzelés között „döntsön”.



4.10 ábra. A helioszféra mágneses térének polaritása az Ulysses gyors szélességi pásztázások idején.

A (4.10) ábra az Ulysses szonda mágneses tér megfigyeléseit mutatja a gyors szélességi pásztázások idején (Erdős and Balogh, 2005, 2010). Az időszakokat a (4.1) ábrán sárga területekkel jelöltem. A mágneses polaritás meghatározása hasonlóan történt, mint a korábbi esetekben, de az eredményeket egy Nappal együttforgó gömb felületére vetítve ábrázoltam. Ebben a koordináta-rendszerben az Ulysses délről haladt északra, közben a Nap elfordulása miatt alakul ki a spirális vonal. Az 1995-ben, a 22-ik napciklus leszálló ágában végzett megfigyeléseken látszik, hogy az északi félteke polaritása pozitív, a délié negatív. Az elválasztó áramlepel közel esik az egyenlítőhöz (bal oldali ábra). A jobboldali ábrán is, amely szintén napfoltminimum (23-ik ciklus) közelében készült, az áramlepel közel fekszik az egyenlítőhöz. Figyelmes szemlélő megállapíthatja, hogy kettő helyett négy mágneses szektor van, erről már korábban szoltunk. A lényeges, szembeötlő különbség azonban az, hogy a polaritás fel van cserélve. A tér átfordulása a napfolt maximumában történt, 2001-ben (középső ábra). Látható a semleges áramlepel nagy inklinációja az egyenlítőhöz képest. Nincs nyoma viszont ellentétes mágneses polaritású szigeteknek a pólusoknál. Az Ulysses megfigyelések azt az elképzelést támogatják, hogy a pólusváltás az áramlepel átfordulásával történt.

Meglepő az áramlepel stabilitása 2001-ben a közel egyéves megfigyelés alatt, annak ellenére hogy a napciklus maximumában vagyunk. A mágneses szektorok rendre visszatérnek, de kicsit lassabb forgással, mint a Nap egyenlítői forgása, ez a (4.1) és (4.3) ábrákon látszik (a szektorok balra sodródnak). Amikor az Ulysses a déli pólusnál járt (2000. novemberében), még ellentétes mágneses polaritású szektorokat tapasztalt, nem történt meg a polaritásváltás. Közel egy évvel később, 2001. októberében az Ulysses északi pólusátmenetekor már viszont a mérések szerint kialakult az északi póluson az új, negatív polaritás, tehát a polaritásváltás a két időpont között történhetett, 2001-ben. Az Ulysses szondával mért ellentétes mágneses szektorok arányából a polaritásváltás idejének legjobb becslése 2001. év eleje (Jones et al., 2003). A

forrástérből meghatározott polaritásváltásra egy évvel korábbi időpontot jósoltak. Az Ulysses mérések és a forrástér számítások eltérése jól látszik a (4.3) ábrán. A forrástér modell szerint az Ulyssesnek már a déli pólusnál is (2000. év második felétől) az újonnan kialakult, pozitív polaritást kellett volna észlelni (piros tartomány az ábra jobb oldalán), ezzel szemben a szonda váltakozó szektorokat tapasztalt (bal oldal).

4.6 Mágneses fluxus

A helioszféra mágneses terét leíró (2.14) egyenletből látszik, hogy a teret alapvetően a Nap felszínéhez közel (a napszél forrásfelületén) kialakuló $B_0 = B_0(\Phi, \theta, t)$ mágneses tér határozza meg. Az előző alfejezetekben azt vizsgáltam, B_0 leglátványosabb tulajdonsága, az előjele hogyan változik a hely és az idő szerint. Kevésbé látványos, de szintén fontos mennyiség B_0 -nak a nagysága, amely a napszél által a helioszférába szállított mágneses fluxust határozza meg. A mágneses tér radiális komponense az r Naptól mért távolsággal r^{-2} szerint csökken. Az azimutális komponens viszont csak r^{-1} szerint csökken. Ez azt jelenti, hogy habár a Naphoz közel az azimutális komponens kicsi, növekvő távolsággal egyre nagyobb lesz a radiális komponenshez képest. Az azimutális komponens nemcsak a távolságtól, hanem a napszél sebességétől is függ. 400 km/s napszélsebességnél a Földpályánál, vagyis 1 CsE távolságnál a két komponens közel azonos nagyságú, vagyis a mágneses erővonal közel 45° -os szöget zár be a radiális iránnyal. A Földpályán kívül lassú napszélnél az azimutális komponens válik dominánssá.

A megfigyelő helyzete és a napszél sebessége tehát befolyásolja a helioszférában megfigyelt mágneses tér nagyságát. Ha a Nap által kibocsátott mágneses fluxusra vagyunk kíváncsiak, akkor a mérőszonda pályamozgásából adódó nyilvánvaló változásokra korrekciót kell végeznünk. Ezt úgy célszerű végezni, hogy a mágneses fluxust a $B_r(r/R_E)^2$ mennyiséggel jellemezzük, ahol $R_E = 1$ CsE a földpálya átlagos sugara. Tehát a mágneses térerősség radiális komponensét korrigáljuk a Föld pályájára. A referencia távolságot azért célszerű a Föld pályasugarának választani, mert a legtöbb mérési adat a Föld közeléből származik. A mágneses fluxus jellemzésére az azimutális komponens azért nem alkalmas, mert a napszél sebességétől is függ, ami megnehezíti az adatok kiértékelését.

A Nap mágneses terének modellezésekor két szélsőséges, leegyszerűsített esetet szoktak alkalmazni. Az egyik az, hogy a Nap nagyléptékű terét dipól térrel közelítjük. Ebben az esetben a forrástér heliografikus szélességtől való függése

$$B_0 = B \cos \Theta \quad (4.3)$$

alakú. Másik lehetőség, hogy a szélességtől való függést a $H(\theta)$ Heaviside féle lépcsőfüggvénnyel írjuk le

$$B_0 = BH(\Theta) . \quad (4.4)$$

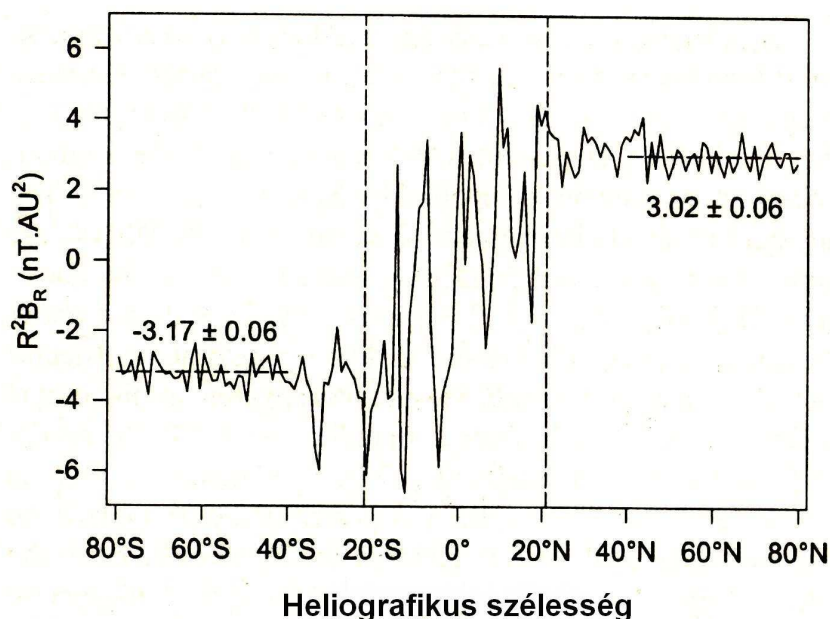
Mind a két közelítésnél a semleges vonal egybeesik a Nap egyenlítőjével. Ez nem reális, az előző két alfejezetben az Ulysses mérésekből is láttuk a kétféle mágneses polaritást

elválasztó áramlepel hullámosságát. A probléma könnyen kezelhető, a mágneses dipól tengelyét el kell ferdíteni az egyenlítőhöz képest, illetve a lépcsőfüggvénynél is bevezethetünk egy ferdeséget. A ferde dipól modell nagyon elterjedt, a fotoszférikus mágneses mérésekből extrapolált forrástérre rutinszerűen szokták meghatározni a mágneses dipól komponens nagyságát. A fotoszférikus megfigyelések szerint a dipól tengelyének ferdesége a napfoltciklus szerint változik. A tengely ferdesége, amely egyben a semleges áramlepel hullámosságát is megadja, a várakozásoknak megfelelően napfolt maximum idején a legnagyobb, míg napfolt minimum idején a dipól tengely közel egybeesik a Nap forgástengelyével. Az előző alfejezetben láttuk, hogy ezt az elképzelést az Ulysses mérések megerősítették.

A (2.15) Ampére törvény alapján a mágneses tér rotációjából egyszerűen meghatározhatjuk a helioszférában folyó elektromos áram sűrűségét. Ha a dipól modellt helyettesítjük be a (2.14) egyenletbe, azt kapjuk hogy azimutális áram mindenhol folyik a helioszférában (habár nem egyenletes sűrűséggel), tehát térfogati áramról beszélhetünk. Ha viszont a (4.4) lépcsőfüggvényt helyettesítjük be, a mágneses tér mindenhol rotációmentes a helioszférában, kivéve a tér előjelváltásánál, vagyis az áramlepelben (nem véletlenül hívják annak). Tehát lépcsőfüggvénynél felületi áramról beszélhetünk. A napkorona realiztikusabbnak ítélt MHD modellezésekor a (4.3) és (4.4) mágneses terek valamilyen arányú kombinációját feltételezték (Pneumann and Kopp, 1971). Fontos tehát megmérnünk, milyen a helioszférában a térfogati és felületi áramok aránya? Erre az Ulysses szonda adott először (és eddig egyetlen) lehetőséget.

Már az Ulysses szonda első ekliptikán kívüli keringésekor, az első ún. gyors szélességi pásztázáskor meghatározták a mágneses fluxus szélességfüggését (Forsyth et al., 1996a). A (4.11) ábra a mágneses fluxust mutatja a 80°-os déli szélességtől a 80°-os északi szélességig, 1°-os lépésekben. A fluxust a fent ismertetett módon a mágneses tér radiális komponenséből határozták meg, korrigálva a Föld pályájára. Az eredmény meglepő volt, az ábrán nyoma sincs a dipól térre jellemző koszinuszos szögfüggésnek (4.3 egyenlet), hanem a (4.4) egyenlettel leírt lépcsőfüggvény kapták. A szaggatott vonalak közötti tartományban a fluxus váltakozóan pozitív és negatív előjelű, ez a szektorátmenetek miatt van. Ezek az előjelváltások elvben eltüntethetők lennének, ha a vízszintes tengelyen nem a heliografikus hosszúságot (egyenlítőtől mért szöget), hanem ha az áramlepelről mért szöget tüntetnénk fel. Ez azonban nehezen kivitelezhető, mert az Ulysses a kérdéses időszakban csak összesen 7 szektorátmenetet tapasztalt (Smith et al., 1995a), ebből megbízhatatlan lenne az áramlepel alakját és időbeli változását rekonstruálni. Azt viszont állíthatjuk, hogy a szonda a déli 40°-80° és az északi 40°-80° szélesség tartományban végig az áramlepel alatt, illetve felett helyezkedett el. Ezekre a pályaszakaszokra meghatározták a mágneses fluxus átlagát, ami arra az eredményre vezetett, hogy az abszolút értékük a hibahatáron belül megegyezik (4.11 ábra), a mágneses fluxusnak nincs észak-déli aszimmetriája.

Az Ulysses szonda nagy heliografikus szélességeken végzett mérései szerint tehát a mágneses tér nem erősödik fel a pólusok felé haladva, a szonda nem találta meg a "mágneses pólust". Ezt a megfigyelést a későbbi mérések is megerősítették. A mágneses dipól hiánya egyben azt is jelenti, hogy az egész helioszférában a mágneses teret egyetlen felületen, az áramlepelben folyó áram tartja fenn. A meglepő eredményt a napszél radiálisnál jobban széttartó expanziójával (szuper-radiális expanzió) lehet magyarázni. Az interplanetáris térben megszoktuk, hogy a napszél kinetikus és termális



4.11 ábra. Mágneses tér fluxusa a helioszférában a heliografikus szélesség függvényében. Függőleges tengelyen: mágneses tér radiális komponense, 1 CsE távolságra normálva. Ulysses mérések 1994. szeptembertől 1995. júliusig, a délitől az északi pólusátmenetig.

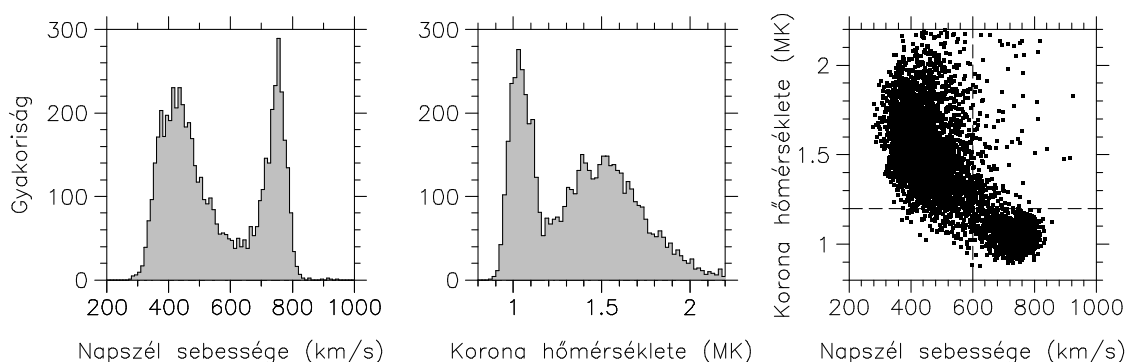
nyomása sokkal nagyobb, mint a mágneses tér nyomása. Azonban visszafelé számolva, a Naphoz közel a helyzet megfordulhat. A kinetikus nyomás r^{-2} szerint változik a távolsággal, mert a sűrűség aszerint változik, a napszél sebessége pedig állandó. A hőmérsékleti nyomás kicsit meredekebben változik, mert a sűrűség csökkenése mellett a táguló plazma lehűl (adiabatikus tágulást feltételezve $r^{-4/3}$ szerint változik a hőmérséklet). Azonban a mágneses nyomás mindezeknél is meredekebben változik, $B_r^2 \sim r^{-4}$ távolságfüggéssel. A Naphoz közel tehát lehet egy olyan tartomány, ahol a mágneses fluxus befagyásának feltétele már teljesül, de a mágneses nyomás még mindig nagyobb, mint a plazmarészecskék nyomása. Ez okozhat egy szuper-radiális expanziót. Ha nagy szélességen, a pólusnál a fotoszférából eredő mágneses tér nagyobb, mint kisebb szélességen, a nagyobb mágneses nyomás szétteríti a plazmát. Úgy is magyarázhatjuk, hogy ha a pólusnál erősebb a tér, akkor a mágneses tér rotációja nem nulla, ezért a (2.15) egyenlet szerint egy azimutális áramgyűrű alakul ki a pólus körül. Ez az áram $j \times B$ erővel hat a plazmára, ami meridionális irányú, tehát a plazma szétterülését okozza, amíg a nyomásegyensúly ki nem alakul.

A fenti kép csak egy kvalitatív illusztráció, amivel a folyamat fizikai okára kívántam rávilágítani. Kvantitatív analízishez MHD modellezésre van szükség, amely a számítástechnikai (akár analitikus, akár numerikus) nehézségek mellett azért is bonyolult, mert meglehetősen hiányos ismereteink vannak a koronában uralkodó viszonyokról. Korábban a mágneses fluxus szétterülését általában nem vették figyelembe. Az Ulysses mérések rávilágítottak arra, hogy a korona modellezését új alapokra kell fektetni. Meglepő azonban, hogy a megfigyelések ellenére sokan

változtatlanul a dipól közelítést használják, és csak kevés olyan munkával találkozhatunk, amelyet az Ulysses mérésekkel való minél jobb egyezés is motivál (Wang and Sheeley, 1995).

4.7 Gyors és lassú napszél

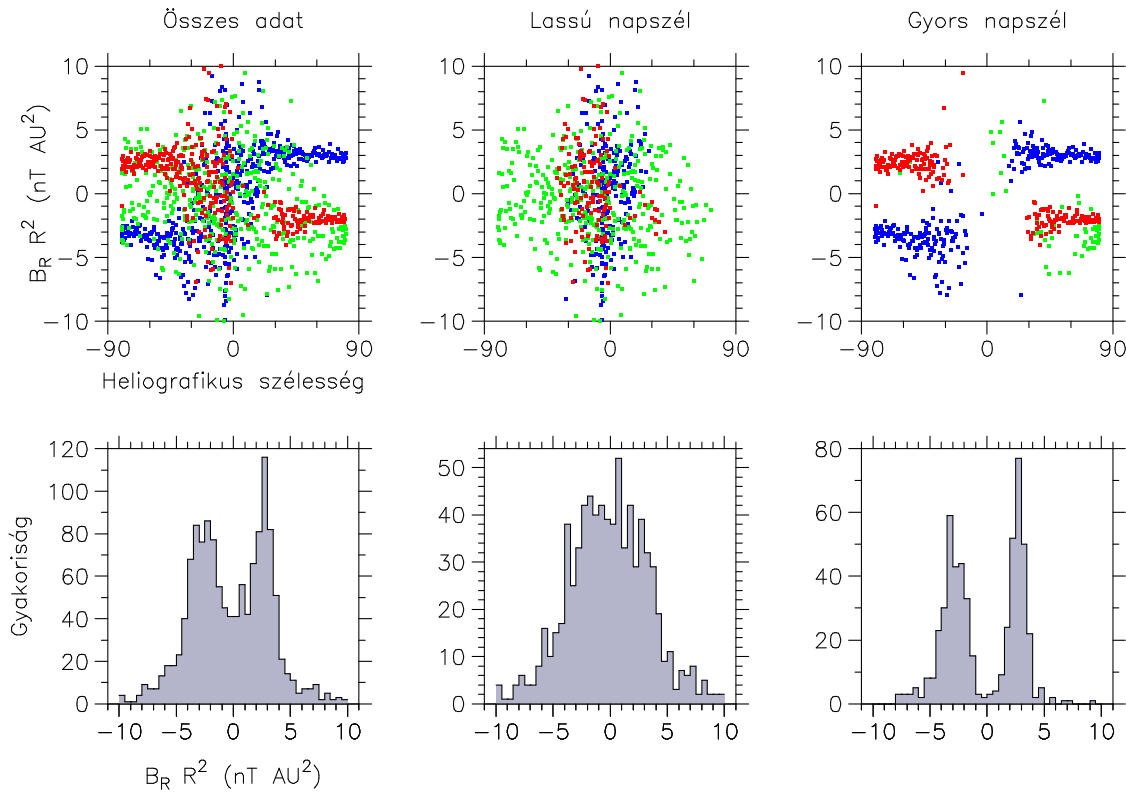
Az Ulysses szonda egy másik fontos felfedezése volt, hogy kétféle napszél létezik. Valójában korábban is tudtuk, hogy a napszél sebessége változó, és azt hogy a gyors napszéllyalábok a koronalyukakból származnak (Huber et al., 1974, Kahler, 2000). Az Ulysses megfigyelések arra világítottak rá, hogy a kétféle napszél nagyon elkülönülő. Az SWOOPS műszerrel mért napszélsebességek egy napos átlagának eloszlását határoztam meg a szonda szinte teljes mérési időszakára (1990. októbertől 2007. novemberig). A (4.12) ábra bal oldalán jól látható a lassú és gyors napszél éles elkülönülése. A két populáció aránya természetesen a szonda pályájától függ (a napciklus menetével összefüggésben), ezért abból nem vonhatunk le használható következtetéseket. Azonban az jól látszik, hogy a lassú és gyors napszél a 600 km/s sebességhatárnál különíthető el, ezt a határértéket fogom használni a későbbiekben a két populáció szétválasztására.



4.12 ábra. Napszél paraméterek az Ulysses mérései alapján 1990. október és 2007. november között. Balra: napszélsebesség eloszlása, középen: koronahőmérséklet eloszlása, jobbra: sebesség-hőmérséklet szórás diagramja.

A gyors és lassú napszél a korona hőmérséklete alapján is elkülöníthető. A SWICS műszerrel megmérhető az O^{6+} és O^{7+} ionok aránya, amiből a korona hőmérséklete határozható meg. Pontosabban az oxigén ionok befagyási hőmérséklete határozható meg, vagyis a korona hőmérséklete azon a helyen, ahol az oxigén ionok ütközése már ritkává válik. A (4.12) ábrán középen a korona oxigén befagyási hőmérsékletének eloszlásfüggvénye látható, szintén egy napos átlagokat használva. Itt is elkülönül a kétféle napszél. Az 1 MK hőmérsékletnél látható csúcs felel meg a gyors napszélnek, ezt a (4.12) ábra jobb oldalán látható napszélsebesség és koronahőmérséklet paraméterek szórás diagrammjából állapítható meg. A kétféle napszelet a szaggatott vonalak különítik el: jobbra alul a gyors napszél, balra felül a lassú napszél látható. A másik két kvadránsban a pontok statisztikus szórásnak tulajdoníthatók, illetve jobbra

felül az adatok koronatömeg kilökődésekre utalhatnak, hiszen azoknál a napszél sebessége és a korona hőmérséklete is egyaránt nagy lehet.



4.13 ábra. Felső sor: mágneses fluxus a heliografikus szélesség függvényében.
Kék pontok: 1. keringés, zöld: 2. keringés, piros: 3. keringés.
Alsó sor: mágneses fluxus eloszlásfüggvénye.

A (4.1) táblázattal kapcsolatban már utaltam arra, hogy az unipoláris tartományok a gyors napszélhez köthetők. Érdekes megvizsgálnunk, vajon a mágneses tér előjele mellett a tér nagysága is összefügg-e a napszél sebességével. A mágneses fluxus heliografikus szélességtől való függésének vizsgálatát kiterjesztettem az Ulysses szonda teljes ekliptikán kívüli mérési időtartamára (Erdős and Balogh, 2005). A (4.13) ábra felső sora mutatja a Földpályára korrigált mágneses fluxust, mint a heliografikus szélesség függvényét. A mérési pontok a fluxus öt napra vett átlagait jelölik, a színekkel az Ulysses szonda ekliptikán kívüli keringésének számát lehet kiolvasni. A (4.1) ábra bal oldalából megállapítható, hogy az első és harmadik keringés napfolt minimum idejére esett (22-ik és 23-ik), míg a második keringés napfolt maximum idejére esett, ekkor történt a mágneses tér átfordulása. A 22-ik és 23-ik ciklus ellentétes mágneses konfigurációja jól látszik a (4.13) ábrán a kék és piros pontok elhelyezkedéséből. A (4.11) ábrán bemutatott mágneses fluxus értékek az első keringéshez tartoznak, látszik a hasonlóság a (4.13) ábra kék színnel jelzett pontjaival. A (4.13) ábra alsó sora a mágneses fluxus eloszlásfüggvényét mutatja. A bal oldali panelből, amely az összes mérési adatot tartalmazza megállapítható a mágneses fluxus bimodális jellege, a fluxus legvalószínűbb értéke a Földpályánál ± 3 nT. A szórás diagrammon (felső sor) látszik, hogy a bimodális jelleg főleg magasabb szélességeken

érvényesül. Hasonlóan vélekedhetünk arról is, hogy a mágneses fluxusnak a heliografikus szélességtől való függetlensége elsősorban nagy szélességeken valósul meg. Azonban konkrétabb megállapításokat nyerhetünk, ha a mérési adatokat a napszél sebessége szerint rendezzük.

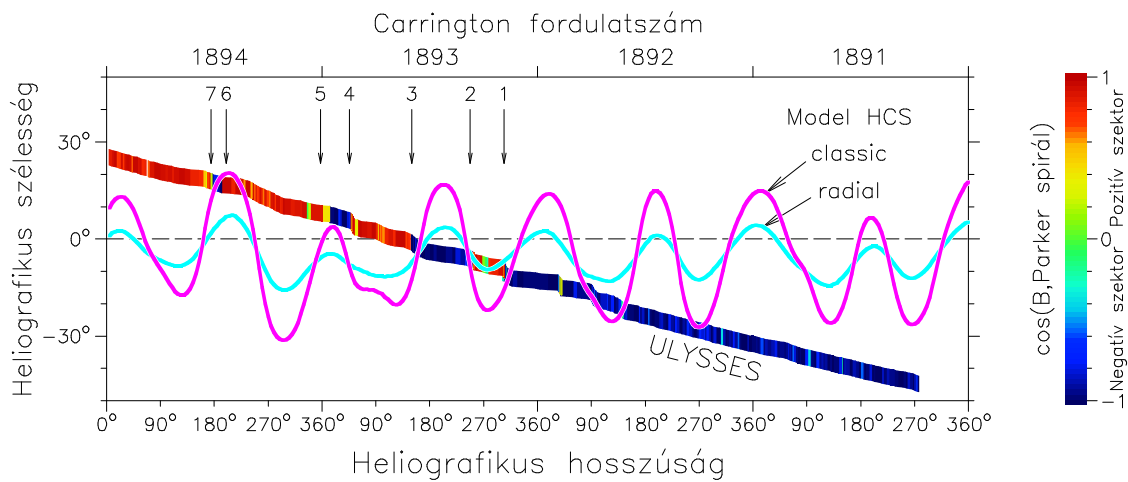
Az adatokat a 600 km/s határérték szerint lassú és gyors napszélben végzett megfigyelésekre választottam szét (a 4.13 ábrán a középső, illetve a jobb oldali oszlop). A lassú napszélben nem látszik sem a bimodális jelleg, sem a szélességtől való függetlenség. A fluxus értékek erősen szórnak, ennek okát nem ismerem. A kérdés összefügghet a lassú napszél keletkezési mechanizmusával. A lassú napszél olyan területekről származik, ahol zárt mágneses hurkok találhatók (vagyis az erővonalak mindkét vége csatlakozik a Nap felszínéhez). A fotoszférába (napfoltokba) lehorgonyzott erővonal hurkok megnehezíthetik a mágneses fluxusnak az előző alfejezetben kvalitatíve bemutatott szétterülését. A lassú napszél modellezése nem megoldott. Ha a fluxus befagyása teljesül, a zárt erővonalakból a napszél nem tud kiáramlani. Tehát vagy a fluxus befagyása sérül, vagy a zárt hurkok között vannak nyílt erővonalak is. A probléma megértéséhez nagy segítséget jelentene a Naphoz közeli megfigyelések, köztük a tervezett Solar Orbiter misszió mérései.

A mágneses fluxus szélességtől való függetlensége a gyors napszélben figyelhető meg (4.13 ábra jobb oszlopa). A 22-ik napfolt ciklus minimumában a földpályára korrigált mágneses fluxus ± 3 nT volt, a negatív előjel a déli féltekére vonatkozik (kék pontok). A 23-ik ciklus minimumában a polaritás felcserélt (piros pontok), de a fluxus értéke valamivel kisebb, mint az előző ciklusban. Napfolt maximum idején (második keringés, zöld pontok) csak egy rövid időre tartózkodott az Ulysses a gyors napszélben az északi féltekén (4.1 táblázat 3-ik sora), ekkor viszont nagy volt a mágneses fluxus (-4 nT). A mágneses fluxus napciklus szerint hasonló változásokat mutat a fotoszférikus mérésekből extrapolált forrástérben is, amely adatok lényegesen hosszabb időtartamot fednek le, mint az Ulysses mérések. Azonban a forrástér adatokat óvatosan kell kezelnünk, mert nagy szélességeken a fotoszférikus mérések bizonytalanok, és a modellszámításoknál is olyan közelítéseket alkalmaznak, amelyek jogossága megkérdőjelezhető. Különösen zavaró, hogy a forrástér modellekben a fluxus a pólusok felé nő, a (2.9) ábrán alul bemutatott forrástér térképen is a szintvonalak jól mutatják ezt a növekedést. Ezzel szemben az Ulysses szonda megfigyelései szerint a gyors napszélben a pólusok felé haladva nem nő a mágneses fluxus.

Az Ulysses szonda mérései közel két napciklus fednek le. Ezekből megállapítható, hogy a mágneses fluxus a napciklus szerint időben lassú változást mutat, a legnagyobb értéket a maximum idején veszi fel. A szonda érdekes megfigyelése, hogy a 23-ik ciklus minimumában a mágneses fluxus kisebb, mint a 22-ik ciklus minimumában (Smith and Balogh, 2008). A mágneses szektorok vizsgálatánál is láttuk, hogy a két ciklus tulajdonságai különbözőek. A 23-ik, jelenlegi napfolt ciklus abból a szempontból különleges, hogy késik az új napfoltok megjelenése. A disszertáció írásakor még nem indult be az új ciklus, ami azt jelenti, hogy ez a ciklus legkevesebb 13 éves. Ilyen hosszú ciklust eddig csak az űrkorszak előtti időben figyeltek meg. A mágneses fluxus alacsony értéke összefügghet a ciklus hosszúságával, ez a kérdés további vizsgálatokat igényel.

4.8 Észak-déli aszimmetria

A helioszféra lehetséges észak-déli aszimmetriája már régóta érdeklődést váltott ki. Az aszimmetria okát a helioszféra határaiban kell keresnünk. A külső határ, vagyis a csillagközi térrel alkotott határfelület valószínűleg aszimmetrikus, mert például a lokális interstelláris felhő mozgása vagy a csillagközi mágneses tér iránya lerontja a szimmetriát (Pogorelov et al., 2009). A külső határfelület elsősorban a kívülről érkező részecskék, így a kozmikus sugárzás tulajdonságaira lehet hatással, de nem valószínű, hogy a napszelet, vagy az abba befagyott mágneses tért lényegesen befolyásolni tudná. Ha a napszél vagy a mágneses tér jellemzőiben észlelünk észak-déli aszimmetriát, az okot a belső határfeltétel aszimmetriájában kell keresnünk, így elsősorban a dinamó működési mechanizmusában (Mursula and Hiltula, 2004).



4.14 ábra. Mágneses szektorok, Ulysses megfigyelések az első gyors szélességi pásztázás alatt. Vízszintes skála: heliografikus hosszúság 4 Carrington fordulatra. Függőleges skála: heliografikus szélesség. Színkódolt vonal: Ulysses helyzete, visszavetítve a napszél forrásfelületére. Nyilak: szektor átmenetek helyzete. Hullámos vonalak: a „klasszikus” és a „radiális” forrástér modellek semleges vonalai.

Az Ulysses szonda első gyors szélességi pásztázása alkalmával az energikus töltött részecskék szélességi gradiensében észak-déli aszimmetriát fedeztek fel (Simpson et al., 1996, Heber et al., 1996a,b). Az tapasztalták, hogy a részecskék fluxusa az egyenlítő helyett körülbelül a déli 10°-os heliografikus szélességre szimmetrikus. A megfigyelést azzal magyarázták, hogy a helioszférus mágneses tér ellentétes polaritású tartományait elválasztó áramlepel (angol rövidítéssel HSC) a hullámosságtól eltekintve sem szimmetrikus az egyenlítőre, hanem átlagosan 10°-kal délre tolódott el. Azt feltételezték tehát, hogy a (2.5) fejezetben említett balerina szoknya kicsit lefelé konyul, a balerina „szégyenlősnek” mondható. Az áramlepel déli eltolódására kísérleti bizonyítékul a fotoszférus mérésekből modellezett forrástér térképeken meghatározott semleges vonal hasonló mértékű eltolódása szolgáltatta (Hoeksema, 1995). Az áramlepel 10°-os déli eltolódása beépült a köztudatba, és gyakran az Ulysses megfigyelésekre is mint bizonyítékokra hivatkoztak az áramlepel észak-déli aszimmetriájával kapcsolatban.

Vizsgáljuk meg ezért, hogy valójában az Ulysses szonda az első gyors szélességi pásztázás során milyennek tapasztalta az áramlepel helyzetét?

A (4.10) ábrán bal oldalon látható az Ulysses szondával megfigyelt mágneses polaritás a kérdéses időszakban. Az áramlepel helyzetét a piros és kék vonalak találkozása jelöli ki, amelyek a szektorátmeneteket mutatják. Első ránézésre nem látható az áramlepel déli eltolódása. A kérdést kvantitatívan is megvizsgáltam (Erdős and Balogh, 1998). A (4.14) ábra négy egymást követő Carrington fordulat megfigyeléseit összegzi. A vízszintes és függőleges tengelyeken az Ulysses szondával megfigyelt plazma forrásának heliografikus koordinátái vannak (hosszúság és szélesség). Ebben a koordináta-rendszerben az Ulysses jobbról balra mozog, a felső vízszintes tengelyen feltüntetett Carrington fordulatszám is abban az irányban növekszik. Az Ulysses pályáját mutató vonal színekódja a szokásos mágneses polaritás, vagyis a szondával mért térerősség vektor és az elméleti Parker spirál közötti szög koszinusza. A színekódból megállapítható, hogy a szonda összesen 7 szektorátmenetet tapasztalt. A szektorátmenetek pontos idejét a mágneses tér finomabb időfelbontású méréseiből is meghatároztam, az így nyert szektorhatárok hosszúságát a számozott nyilak jelölik.

A (4.14) ábrán a hullámos vonalak a napszél forrástere semleges vonalainak két verzióját mutatják, amelyeket a Wilcox Solar Observatory rendszeresen publikál. A két vonal a „klasszikus” és a „radiális” modellekből számított semleges vonalak, a modellek különbségét a 2.5 fejezetben említettem. Az Ulysses mérésekkel való összehasonlításakor figyelembe kell vennünk, hogy a szonda és a Föld, ahol a fotoszférikus mérések történtek, nem ugyanazon a hosszúságon voltak, az eltérés kb. 90° -os volt, ami durván a Nap negyed fordulatának megfelelő időkülönbséget jelent. Azonban a hullámok a semleges vonalakban a 4 Carrington fordulat során elég pontosan visszatértek, tehát a semleges vonal időbeli fejlődése mindkét modell szerint (és az Ulysses megfigyelések szerint is) elhanyagolható volt.

A radiális modell szerint az Ulysses szondának csak háromszor kellett volna metszenie az áramlepet (az 1,2,3 számú nyilaknál). Az Ulysses mérések egyezése a radiális modellel tehát rossz, ennek oka elsősorban az, hogy ellentétben a megfigyelésekkel a modell szerint az áramlepel hullámossága kicsi. A klasszikus modell jobban egyezik a megfigyelésekkel, de az egyezés ott sem tökéletes. Az egyik hiba az, hogy a modell szerint a 4,5 számú szektor átmeneteknek hiányozni kellene. Ezt az eltérést esetleg lehetne magyarázni az előbb említett időbeli változással. Azonban egy másik, lényegesebb eltérés, hogy az 1832-es Carrington fordulatnál is kellett volna lennie két szektor átmenetnek kb. 150° -os és 90° -os hosszúságnál. Mindkét modellnél szemre is látszik, hogy a semleges vonal átlaga délre van eltolva, mintegy 5° - 10° -kal. A radiális modellel mindenképp rossz az egyezés, a klasszikus modellel akkor lenne jó az egyezés, ha a semleges vonalat az egyenlítőre közel szimmetrikus helyzetbe tolnánk fel. Megállapíthatjuk tehát, hogy habár a forrástér modellek szerint az áramlepel aszimmetrikus, az Ulysses megfigyelések nem támogatják az áramlepel jelentős déli eltolódását.

A gyors szélességi pásztázások során észlelt szektorátmenetek alkalmat adnak az áramlepel észak-déli eltolódásának kvantitatív vizsgálatára (Erdős and Balogh, 1998, 2010). A lassú szélességi pásztázások azért nem alkalmasak, mert a pályaszakasz hosszú időtartama (kb. 5 év) alatt az áramlepel jelentős időbeli fejlődésen mehet keresztül. A három gyors pályaszakasz közül a második napfoltmaximum idejére esett,

amikor az áramlepel inklinációja nagy volt. A majdnem függőleges helyzetű áramlepelnél (lásd a 4.10 ábra közepét) nincs értelme az észak-déli eltolódást vizsgálni. A másik két esetben azonban érdemes az áramlepel átlagos helyzetét meghatározni, a következő módon.

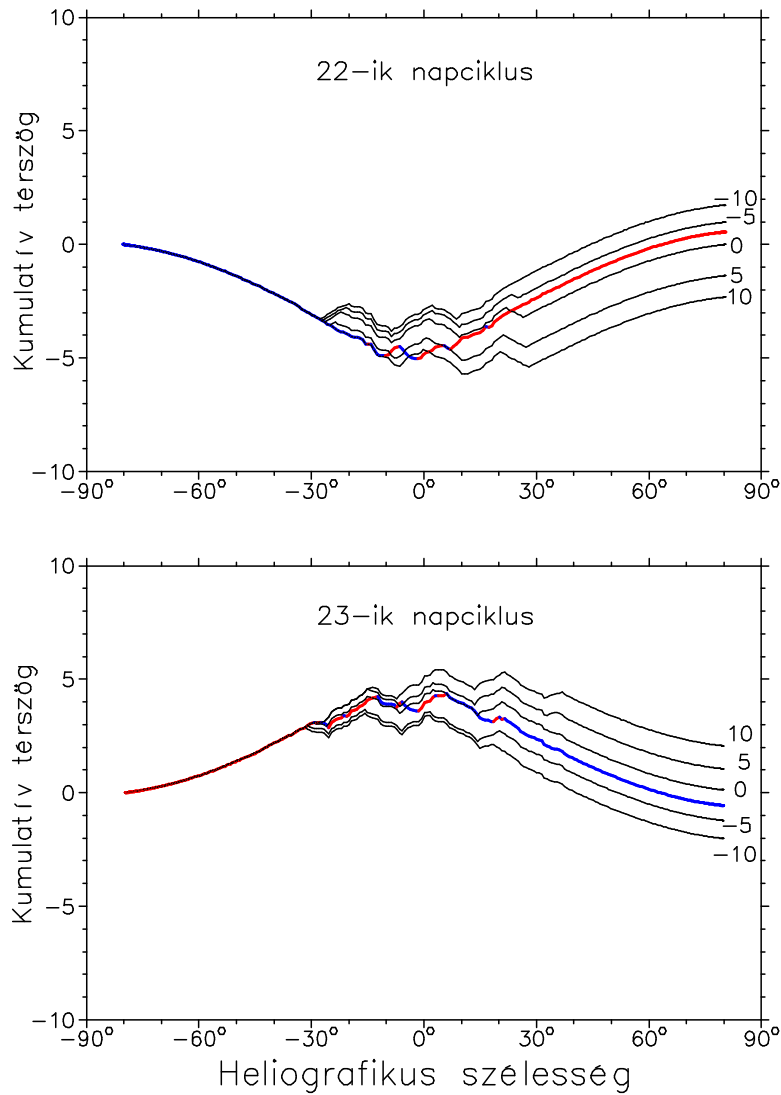
Jellemezzük a mágneses polaritást, mint a forrásfelületen a Φ heliografikus hosszúság és a θ szélesség függvényét az

$$S(\Phi, \Theta) = \begin{cases} -1 & \text{negatív szektor} \\ +1 & \text{pozitív szektor} \end{cases} \quad (4.5)$$

függvénnyel, ahol a negatív és pozitív szektorok azonosítását a mért mágneses tér vektorok és az elméleti Parker spirál közötti szög koszinuszának előjeléből tudjuk meghatározni. A számítást az Ulysses szondának a forrásfelületre visszavetített pályája mentén tudjuk elvégezni (4.10 ábrán a spirális alakú vonalak), más helyekre a legközelebbi mért értéket vehetjük alapul. Vezessük be a kumulatív térszögfüggvényt, amely az S polaritásfüggvény hosszúság és szélesség szerinti integrálja:

$$A(\Theta) = \int_{S-pole}^{\Theta} \int_0^{2\pi} S(\Phi', \Theta') \cos(\Theta') d\Phi' d\Theta' . \quad (4.6)$$

A kumulatív térszögfüggvény a heliografikus szélesség függvénye, amelyet úgy interpretálhatunk, hogy a pozitív és negatív mágneses polaritású tartományok térszögének különbsége a déli pólustól az Ulysses szélességéig. Ha az áramlepel átlagos helyzete egybeesik az egyenlítővel, a kumulatív térszögnek a gyors szélességi pásztázás végén, az északi pólusátmenetkor vissza kell térnie a nulla szintre. Ha nem tér vissza, az azt jelenti, hogy a pozitív és negatív polaritású tartományok térszöge nem egyenlő, az áramlepel helyzete nem szimmetrikus. A kumulatív térszögfüggvény nagyon érzékeny az áramlepel észak-déli eltolódására. A (4.15) ábrán a vastag színes vonalak mutatják az Ulysses mérésekből meghatározott kumulatív térszögfüggvényt az első és a harmadik gyors szélességi pásztázáskor (felső, ill. alsó ábra). A vastag vonal színekódja a mágneses polaritást jelzi (piros szín pozitív, kék szín negatív). Az ábrát megvizsgálva láthatjuk, hogy mindkét esetben (22-ik és 23-ik napciklus leszálló ága) a függvény majdnem visszatér a nulla szintre, de kis eltérést tapasztalhatunk. Azzal a céllal hogy az eltérést mennyiségileg is meghatározhassam, modelleztem az áramlepel észak-déli eltolódásának hatását a kumulatív térszögre. Feltételeztem, hogy a forrásfelületen a semleges vonal egy síkban helyezkedik el, amely azonban 30° -kal el van fordítva az egyenlítőhöz képest. Ha a semleges vonalat a napszéllel kiterjesztjük a helioszférába, a (2.10) ábrához hasonló, észak-déli irányban szimmetrikus átlagos elhelyezkedésű áramlepel kapunk. A semleges vonalat azonban észak-déli irányban 5° -os lépésekben eltoltam. A kumulatív térszögfüggvényt ezekre a modellezett áramleplekre is meghatároztam, a (4.15) ábrán a vékony vonalak mutatják az eredményeket, ahol a címkék az északi vagy déli eltolás mértékét jelzik fokokban (pozitív, ill. negatív számok). Az ábráról leolvasható, hogy mindkét napciklusban az Ulysses megfigyelések az áramlepel $2-3^\circ$ -os déli eltolódásával egyeztethetők össze.



4.15 ábra. Kumulatív térszögfüggvény (lásd a 4.6 egyenlet) az Ulysses szonda első (felső panel) és a harmadik (alsó panel) gyors szélességi pásztázása során. Vékony vonalak: modellszámítások eredményei az áramlepel különböző mértékű észak-déli eltolódásakor.

A $\text{div } B = 0$ Maxwell egyenletből következik, hogy a napszél forrásfelületéből kifelé és befelé mutató erővonalak számának szigorúan meg kell egyeznie. Ha az áramlepel észak-déli irányban aszimmetrikus, vagyis ha a pozitív és negatív mágneses polaritású tartományok térszöge nem egyenlő, akkor a kisebb térszögben erősebb mágneses térre van szükség a mágneses fluxus egyensúlyának fenntartására. Az áramlepel esetleges észak-déli aszimmetriája tehát szorosan összefügg a mágneses térerősség nagyságának észak-déli aszimmetriájával. A (4.2) táblázat mutatja az Ulysses által mért átlagos mágneses tér értékeket a kérdéses időszakokban, vagyis az első és harmadik gyors szélességi pásztázáskor, ami a 22-ik és 23-ik napciklus leszálló ágára esett. A B_S oszlopban a déli pólusátmenet és a 40°S szélesség között mért értékek átlaga látható, hasonlóan B_N a 40°N szélesség és az északi pólusátmenet közötti mérések átlaga.

Látható, hogy mindkét napciklusban a déli mágneses térerősség kicsit nagyobb volt, mint az északi. Ha feltételezzük, hogy mindkét térfélen a magasabb szélességen mért értékekhez hasonló volt a mágneses térerősség egészen az áramlepelig, a fluxus egyensúlyából meghatározhatjuk az áramlepel észak-déli eltolódását. Ezek az értékek a táblázat utolsó oszlopában vannak feltüntetve. Megállapíthatjuk, hogy ez a független megfigyelés is hasonló eredményeket adott az áramlepelnek az észak-déli eltolódására, mint a szektorátmenetekből meghatározott értékek.

	B_S	B_N	B_S/B_N	É-D eltolódás
22-ik ciklus	3.41 nT	3.05 nT	1.12	3°S
23-ik ciklus	2.61 nT	2.16 nT	1.21	5.2°S

4.2 táblázat. Mágneses térerősség az északi és déli féltekén a 22-ik és 23-ik ciklus leszálló ágában, és a semleges áramlepel észak-déli eltolódásának becsült értéke.

Összefoglalva, az első és harmadik gyors szélességi pásztázások során, amelyek rendre a 22-ik és 23-ik napciklus leszálló ágára estek, az Ulysses szonda közel azonos területűnek észlelte a pozitív és negatív mágneses polaritású tartományokat a helioszférában. A tapasztalt kis eltérést a semleges áramlepel 2-3°-os déli eltolódásával lehetett reprodukálni. Figyelemre méltó, hogy az áramlepel eltolódása mindkét napciklusban déli irányban történt, annak ellenére, hogy a két napciklusban a Nap mágneses tere ellentétes polaritású volt. Az Ulysses megfigyelés alátámasztja Mursula és Hiltula (2003) munkáját, amely a disszertáció (2.5) fejezetében már említett Rosenberg-Coleman (1969) effektus segítségével mutatta meg az áramlepel néhány fokos déli eltolódását több napcikluson keresztül.

Az áramlepel észak-déli eltolódásának kutatását nagymértékben az energikus részecskék fluxusában tapasztalt aszimmetria motiválta. Az Ulysses szonda első gyors szélességi pásztázása során megállapították, hogy a részecskék fluxusának szélesség szerinti gradiense nem az egyenlítőre, hanem a déli 10°-os szélességre szimmetrikus (Simpson et al., 1996, Heber et al., 1996a,b). A meglepő eredményt az áramlepel hasonló mértékű eltolódásával magyarázták, amit a fotoszférikus mérésekre alapozott forrástér térképekre alapoztak (Hoeksema, 1995). Az Ulysses szonda mágneses mérései a helioszférában azonban nem támasztották alá az áramlepel ilyen nagymértékű eltolódását (Erdős and Balogh, 1998). Az Ulysses mérések és a forrástér modell eltéréséről a vizsgált időszakban a 4.14 ábra kapcsán már részletesen beszéltem. Felmerül azonban a kérdés, mi az áramlepel helyzete és a részecskék fluxusa között az összefüggés? A részecskék első közelítésben csavarmozgást (giro-mozgást) végeznek az átlagos mágneses erővonalak körül. Azonban, mivel a tér inhomogén, a giro-mozgásra ráakodik egy sodródás (Kóta, 1979, Kóta and Jokipii, 1983), amely az erővonalakra merőleges, meridionális irányú. A 22-ik napciklusban a pozitív töltésű részecskék driftmozgása olyan, hogy a pólusok felől hatolnak be a naprendszer belső vidékeire (szemben az ellentétes polaritású, 23-ik ciklussal, amelyben a protonok és ionok az egyenlítő felől érkeznek). A részecskefluxusokra legnagyobb hatással bíró külső naprendszerben a részecskék nem metszik az áramlepet, amely napfoltminimum idején alacsony szélességekre korlátozott. Tehát az Ulysses szondával a 22-ik napciklus leszálló ágában megfigyelt részecskék fluxusát az áramlepel helyzete közvetlenül nem

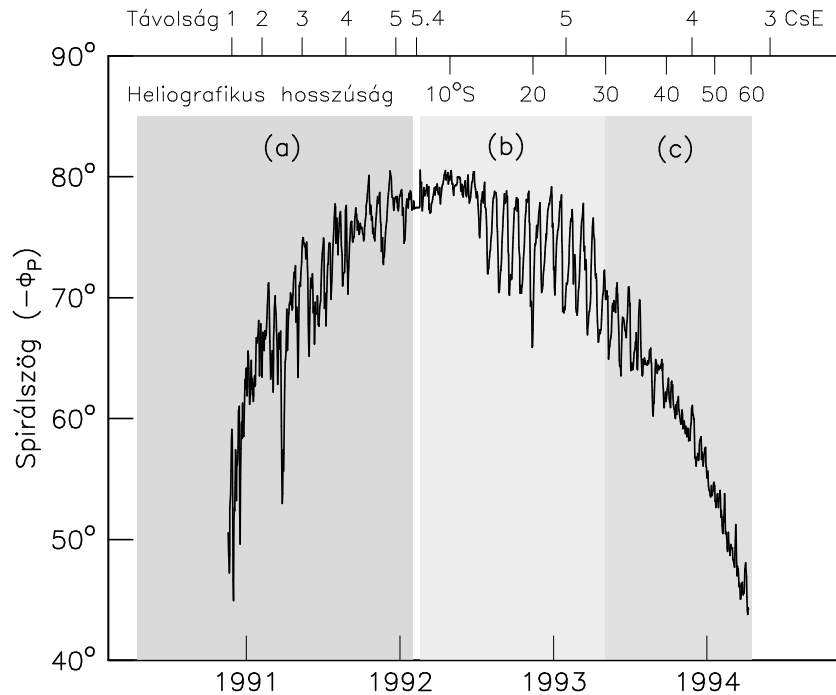
befolyásolja. Azonban, ahogy már részletesen tárgyaltuk, az áramlepel eltolódása magával vonja a pólusoknál mérhető mágneses tér nagyságának észak-déli aszimmetriáját. A mágneses tér nagysága már hatással van a részecskék fluxusára, amelyek terjedésére a mágneses irregularitásokon való szóródás jellemző, mert a szórási szabad úthossz a modellek szerint a giro-rádiusszal skálázik. A témában nem járatos olvasó számára meg kell jegyezni, hogy az irregularitásokon való szóródás nem tévesztendő össze a Coulomb ütközésekkel, amelynek szabad úthossza 1 CsE nagyságrendű, tehát elhanyagolható.

Az energikus részecskék fluxusának észak-déli aszimmetriáját tehát nem közvetlenül az áramlepel eltolódása, hanem a mágneses térerősségnek a két pólusnál mérhető aránya határozza meg. Ennek mérésre az Ulysses szonda adott lehetőséget, amely azonban nem tapasztalt lényeges eltérést a két pólusnál (lásd a 4.11 ábrát és a 4.2 táblázatot). Smith et al. (2000) a Föld közelében, tehát az ekliptikában tartózkodó Wind szonda mágneses méréseiből következtetett arra, hogy 1995-ben a déli pólusnál mintegy 30%-kal erősebb volt a tér, mint az északi pólusnál, mert a szonda a negatív mágneses szektorban erősebb teret észlelt, mint a pozitívban. Ez az érv feltételezi, hogy a mágneses térerősség radiális komponense a szélességtől függetlenül állandó, ami igaznak tűnhet a (4.6) fejezetben leírtak alapján. Az egyenlítői mérések extrapolálása a pólusokig a napszél szuperradiális expanziója miatt lehetséges, amely kiegyenlíti a mágneses térerősségben a Naphoz közeli tartományokban esetleg tapasztalható különbségeket. Azonban, ha a kiegyenlítődség valóban hatásos kis heliografikus szélességeken a lassú napszélben is, akkor az áramlepel két oldalán sem várhatunk különbséget a mágneses térerősségben, ellentétben a Wind megfigyelésekkel. Megjegyzendő, hogy a mágneses fluxus sűrűségének szétterülését az Ulysses szonda csak a gyors napszélben bizonyította, a lassú napszélben a fluktuációk nagyok ahhoz, hogy konkrét megállapításokat nyerjünk (lásd a 4.13 ábrát). Ami az Ulysses méréseket illeti, Smith et al. (2000) a déli és északi pólusokon mért közel azonos térerősséget azzal magyarázta, hogy a két mérés között mintegy egy év telt el. Közben, amikor a szonda az egyenlítőnél járt, a déli pólusnál a térerősség nagyobb lehetett, és/vagy az északi pólusnál a térerősség kisebb lehetett, mint a fél évvel korábban, illetve a fél évvel később végzett mérésnél. Vagyis, időbeli változást feltételezve kialakulhatott egy észak-déli aszimmetria. Természetesen ezt a feltételezést sem megerősíteni, sem megcáfolni nem tudjuk, nem tudhatjuk, hogy mit mért volna az Ulysses, ha más helyen tartózkodott volna. Sajnos a feltételezést sokan kritikátlanul elfogadták, és azóta széles körben elterjedt az a vélekedés, hogy az Ulysses szonda 1995-ben megfigyelte a mágneses térerősség észak-déli aszimmetriáját. Véleményem szerint a részecskefluxusokban megfigyelt észak-déli aszimmetriára nem kielégítő a magyarázat, amiről egy cikket nyújtottam be (Erdős and Balogh, 2010). Megjegyzendő, hogy a mágneses térerősség erőltetettnek tűnő időbeli változásához hasonló mértékű változást a részecskefluxusban is feltételezhetünk. Ebben az esetben, mivel az időbeli változás csatolódik az Ulysses pályamozgásához, az energikus részecskék fluxusában könnyen kaphatunk hamis észak-déli aszimmetriát.

4.9 Eltérés a Parker spiráltól

Eddigiekben azt vizsgáltam, hogy a Nap felszínéhez közel milyen a mágneses tér előjele és nagysága. Az Ulysses szonda mérési eredményeinek kiértékelésénél feltételeztük, hogy a mágneses tér iránya a Naphoz közel radiális, és a távolabbi tartományokba a

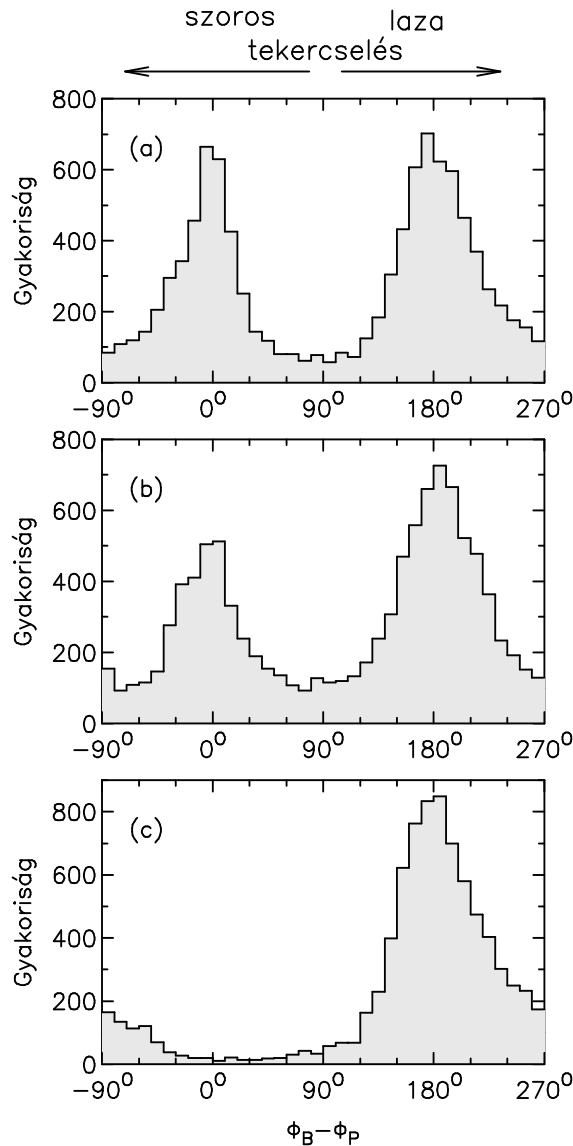
mágneses tér a radiálisan kifelé fújó napszélbe befagyva jut el a (2.14) egyenlettel meghatározott módon (Parker, 1958). A (2.14) egyenlet helyességét már korán ellenőrizték a Föld pályája mentén (Ness and Wilcox, 1964), és első közelítésben az elmélet és megfigyelések azonosságát tapasztalták. Később a vizsgálatokat kiterjesztették nagyobb távolságokra (Thomas and Smith, 1980, Burlaga et al., 1982), de ezek a vizsgálatok is az ekliptika síkjához közeli tartományokra korlátozódtak. Az Ulysses szondával vált lehetővé a mágneses erővonalak nagyléptékű geometriájának megfigyelésére az ekliptikán kívül, nagy heliografikus szélességeken (Forsyth et al., 1996b).



4.16 ábra. A heliografikus mágneses tér várható spirálszöge az Ulysses pályája mentén, a szonda helyzetéből és a napszél sebességének a szondával mért értékéből számolva.

Először vizsgáljuk meg a mágneses erővonalak spirálszögét. Parker modellje szerint ideális esetben az erővonalaknak az RT síkra vetítésekor az erővonalak és a radiális irány között bezárt Φ_P spirálszögre a (4.2) kifejezés érvényes, ahol r és θ a megfigyelő helyzetét jellemzi (távolság a Naptól és a heliografikus szélesség), ω a Nap forgássebessége, w_R és w_T a napszélsebesség radiális és azimutális komponense, az utóbbit el szokták hanyagolni. A Φ_P spirálszög tehát a megfigyelő helyzetének függvénye, ezért lassan változik az Ulysses pályája mentén. Erre a lassú változásra ráakodik egy rövidebb időskálájú változás a napszél sebességének időbeli változása miatt. A (4.16) ábra mutatja a spirálszög időbeli változását az Ulysses szondára a fellövéstől 1994 áprilisáig, amikor a szonda már jelentősen eltávolodott az ekliptikától, a 60°-os déli szélességig. Az ábrán a felső vízszintes tengelyen feltüntettem az Ulysses pályájának számunkra fontos adatait, a Naptól mért távolságot és a heliografikus szélességet. Említettem korábban (a 4.6 fejezetben), hogy a Parker spirál szöge a Földpálya mentén tipikusan 45°, ez jól látszik a fellövést követő időre (1990. vége). Kifelé haladva a spirálszög nő, a maximumot a Jupiterrel való találkozáskor éri el (1992.

február). Utána a spirálszög csökken, részben azért, mert az Ulysses megint közeledik a Naphoz, másrészt azért, mert a heliografikus szélesség nő. A napszél sebességváltozása miatti moduláció jól látszik az 1992. év második felétől az 1993. év első feléig terjedő időszakban. Ebben az időszakban a Nap forgásával visszatérő gyors napszélnyalábok egy 26 napos periódusú hullámot okoztak a napszél sebességében (lásd a 4.6 ábra alsó paneljét). Ez a hullámozás a (4.2) egyenlet alapján a spirálszögben is megfigyelhető. A (4.16) ábra mutatja tehát azt az elméleti spirálszöget, amellyel a mért térerősség vektorok Φ_B azimut szögét kell összehasonlítani, amely a B_R és B_T komponensek arányából a (4.1) képlettel határozható meg. Ideális esetben $\Phi_B - \Phi_P = 0^\circ$ vagy 180° , az előbbi pozitív mágneses polaritásra (Naptól kifelé mutató térerősség), az utóbbi negatív mágneses polaritásra vonatkozik.



4.17 ábra. Az Ulysses szondával mért mágneses tér spirálszögének (Φ_B) eltérése az elméleti Parker szögtől (Φ_P). Egyórás átlagokból készült eloszlásfüggvények, 10° -os lépésekben, a heliografikus szélesség szerint három időszakra bontva: (a) ekliptikában, (b) $6^\circ\text{S} - 30^\circ\text{S}$, (c) $30^\circ\text{S} - 60^\circ\text{S}$ szélességeken végzett mérésekre.

A vizsgált pályaszakaszt három részre bontottam. Az első (a)-val jelölt rész az Ulysses szonda ekliptikában töltött idejét, a Földtől a Jupiterig való utazását fedi le. A (b) és (c) pályaszakaszok már az ekliptikán kívül, a déli féltekén végzett mérésekre vonatkoznak. A (b) szakasz a déli 6°–30°-os, a (c) szakasz a déli 30°–60°-os szélességi tartományt fedi le. A köztük lévő határ abból a szempontból jelent mérföldkövet, hogy az Ulysses ekkor vesztette el a mágneses szektorokat és lépett be az unipoláris (negatív polaritású) gyors napszélbe, lásd a (4.4) fejezetet. A (4.17) ábra a spirálszög eltéréseinek eloszlását mutatja az elméleti modelltől a fenti pályaszakaszokra, a spirálszögben 10°-os lépésű hisztogramban ábrázolva. Az eloszlásfüggvényekhez a mágneses tér mérések egy órás átlagait használtam. Ideális esetben az értékeknek a 0° (pozitív mágneses szektorban) vagy a 180° (negatív mágneses szektorban) érték körül kell csoportosulniuk. Ha a mért értékek ettől balra térnek el, akkor ez azt jelenti, hogy a spirális alakú mágneses erővonalak szorosabban vannak feltekeredve, mint a Parker modellből várható. Hasonlóan, ha az eltérés jobbra mutat, az erővonalak lazábban vannak feltekerve a modellhez képest.

A (4.17) ábrán látható, hogy az eloszlásfüggvények csúcsai a Parker modellnek megfelelő helyeken vannak. Mivel az eloszlásfüggvények valószínűségi sűrűségként értelmezhetők, megállapíthatjuk, hogy a mágneses térerősség vektorok legvalószínűbb iránya követi az elméleti modellt. Ezt az állítást kvantitatívan is megvizsgáltam (Forsyth et al., 1996b), az eredményeket (4.3) táblázat összegezi. Ugyanakkor az eloszlásfüggvények alakjában aszimmetria tapasztalható. Emiatt az átlagos értékek szignifikánsan eltérnek a modelltől. Különösen szembeötlő az unipoláris térben végzett megfigyelés (c panel). A 180°-nál elhelyezkedő csúcs jobb oldali „szoknyája” túlnyúlik a 270°-os értéken és az ábra bal oldalán folytatódik, ez azért látszik jól, mert azon a helyen különben a pozitív mágneses szektorokból származó értékekkel keverednének, de azok ebben az esetben hiányoznak. Az átlagos eltérés a Parker spiráltól 13°-os, a lazább feltekeredés irányában (4.3 táblázat).

Szélesség tartomány	Legvalószínűbb érték, fok	Átlag, fok
Pozitív polaritás		
(a) ekliptikában	-3 ± 2	$-5,58 \pm 0,52$
(b) 6°S – 30°S	$+1 \pm 2$	$-2,78 \pm 0,61$
Negatív polaritás		
(a) ekliptikában	-5 ± 2	$+4,87 \pm 0,46$
(b) 6°S – 30°S	$+1 \pm 2$	$+4,61 \pm 0,47$
(c) 30°S – 60°S	$+1 \pm 2$	$+13,55 \pm 0,57$

4.3 táblázat. A spirálszög eltéréseinek statisztikai jellemzői az elméleti Parker modelltől.

Az unipoláris térben, a déli féltekén végzett megfigyelések (c időszak) szerint tehát az átlagos mágneses tér iránya szignifikánsan, 13°-kal eltér az elméleti értéktől, a mérések szerint a mágneses erővonalak csavarodása lazább, mint a Parker spirálé. Ez az eredmény alátámasztani látszik Smith és Bieber (1993) korábbi, ekliptikában végzett megfigyeléseit, amelyek szerint a déli féltekére jellemző mágneses polaritású erővonalak lazábban csavarodnak, míg az északi féltekére jellemző polaritásúak

szorosabban csavarodnak, mint a Parker spirál, függetlenül a napciklus számának páros vagy páratlan voltától (tehát függetlenül a Nap mágneses pólusváltásától). A mágneses erővonalak alakjának lehetséges észak-déli aszimmetriája fontos lehet az energikus részecskék terjedése szempontjából és magyarázatot szolgáltathat a részecskék fluxusának az előző alfejezetben ismertetett észak-déli aszimmetriájára (Simpson et al., 1996, Heber et al., 1996a,b). Azonban későbbi, 1996-1997-ben végzett Ulysses megfigyelések, amelyekben már nem vettem részt, megmutatták (Forsyth et al., 2002), hogy az északi féltekén a pozitív polaritású mágneses erővonalak is laza csavarodásúak, ellentétben Smith és Bieber (1993) állításával.

Gyorsabb napszélben az erővonalak lazábban vannak feltekerve. A napszél sebességének esetleges pontatlan, alábecsült ismerete azonban nem magyarázhatja a spirálszög 13° -os eltérését a várttól, mert akkora eltéréshez nagyságrendileg 1000 km/s többletsebességre lenne szükség. Hasonlóan nem okozhat ekkora hibát a napszél w_T azimutális sebességének az elhanyagolása sem amely $10\text{-}20 \text{ km/s}$ nagyságrendű, szemben a szükséges 400 km/s értékkel. Felmerülhet még egy lehetőség, a Nap differenciális rotációja (2.4 fejezet). Az elméleti Parker spirálszög (4.2) egyenlet szerinti számításakor a Nap ω szögsebességére az egyenlítői forgást feltételeztem. Az unipoláris térben (c időszak) végzett mérésekre a feltevés jogosnak látszik, mert az erővonalak koronalyukból származnak, amely általában az egyenlítői forgás sebességével mereven forog a Nappal. Azonban a fotoszférában ismert jelenség a differenciális rotáció, ezért Smith et al. (1997) megvizsgálta, milyen mértékű változást okozna, ha az erővonalak talppontja mégsem a koronalyuk sebességével, hanem a heliografikus szélességre jellemző fotoszférikus sebességgel mozogna. Részletes vizsgálat megmutatta, hogy a differenciális rotáció szerepet játszhat, de korántsem okoz akkora változást az erővonalak alakjában, amely magyarázná az Ulysses megfigyeléseket. Megjegyzendő azonban, hogy a differenciális rotáció hatása felerősödhet, ha a napszél esetleges nem-radiális expanzióját is figyelembe vesszük. A napszél nem-radiális, egyenlítő felé elhajló expanzióját a (4.6) fejezetben tárgyaltam, mint lehetőséget a mágneses fluxus szétterülésének magyarázatára. A nem-radiális expanzió azt jelenti, hogy közel a Naphoz az erővonalak letérnek a (2.11) ábrán mutatott kúpról úgy, hogy talppontjuk a Napon magasabb heliografikus szélességre kerül mint a szondáé. Ebben az esetben az erővonal talppontjának még nagyobb heliografikus szélessége még lassúbb forgását eredményezne. A kérdés további vizsgálatokat igényel.

A fenti érvek, beleértve a differenciális rotáció hatását is, nem magyarázzák a (c) eloszlásfüggvény aszimmetrikus alakját. A legvalószínűbb okot az átlagos mágneses térre ráakódó Alfvén hullámokban kell keresnünk. Az Ulysses szonda a déli koronalyukból származó plazmában nagy amplitúdójú, kis frekvenciájú (nagyságrendileg órás periódusú) hullámokat talált (Smith et al., 1995b). Minimum variancia vizsgálat megmutatta, hogy a hullámvektorok iránya közel radiális, míg a mágneses térerősség vektorok változása arra közel merőleges, a TN síkban fekszik (a változások azimutális és meridionális irányúak). A hullámok amplitúdója nagy, nagyságrendileg $\delta B/B \approx 1$, ami a spirálszög változására $\arctan(\delta B/B) \approx 45^\circ$ nagyságrendű fluktuációt ad. Nyilvánvaló, hogy ilyen nagymértékű fluktuációknál már az $\arctan$ függvény nemlineáris jellege érvényesül. Ez kvalitatíve megmagyarázza a (c) eloszlásfüggvény aszimmetriáját.

5. Fluktuációk a napszélben

Laboratóriumi- és űrplazmában egyaránt megszokott jelenség, hogy a közeg nincs egyensúlyi állapotban, hanem változatos formában instabilitások lépnek fel. A napszél plazma sem kivétel ez alól, amely különösen alkalmas a jelenség helyszíni tanulmányozására. A napszél megismerésén túl ez azért is érdekes lehet, mert így távoli, az űrszondák számára hozzáférhetetlen asztrofizikai jelenségekhez hasonló folyamatokat tudunk tanulmányozni. A napszél fluktuációinak vizsgálata tehát túlmutat egy konkrét jelenség megismerésén, és számos más rokon szakterülettel is összefüggésbe hozható. A már említett asztrofizikai szempontok mellett az energikus, töltött részecskék, így a kozmikus sugárzás terjedésének és gyorsulásának megismeréséhez is alapvetően szükséges a fluktuációk ismerete. A napszél rendkívül kis sűrűsége (10 részecske/ cm^3) pedig egyedülálló, földi körülmények között megvalósíthatatlan kísérleti megfigyelések lehetőségét kínálja.

Az Ulysses szonda egyik egyedülálló sajátága, hogy hosszú időt töltött a gyors napszélben (lásd a 4.1 táblázatot). Ez nyilvánvaló előny jelent statisztikai szempontból, ha a gyors napszél tulajdonságait akarjuk tanulmányozni. A gyors napszélben, a pólusok vidékén végzett megfigyelések abból a szempontból is figyelemre méltóak, hogy nincsenek a (2.6) fejezetben bemutatott tranziens jelenségek, együttforgó kölcsönhatási tartományok és koronaanyag kilökődések. Az egyenlítő közelében végzett korábbi méréseknél a napszélnyalábok kölcsönhatása bonyolulttá tette a jelenségek értelmezését.

5.1 Alfvén hullámok

A napszélben a Coulomb szórás ritka, ennek ellenére létezik csatolás a napszél részecskéi között (részecske-hullám kölcsönhatáson keresztül), emiatt a napszél folyadékként viselkedik, a magnetohidrodinamikai (MHD) közelítés sokszor érvényes. Ezért MHD fluktuációk, különösen Alfvén hullámok gyakran figyelhetők meg a helioszférában. Az Alfvén hullámokat a legkönnyebben a mágneses térerősség vektor és a plazmasebesség vektor fluktuációinak korrelációja, vagy antikorrelációja alapján azonosíthatjuk:

$$\delta v = \pm \delta B / \sqrt{4\pi\rho} , \quad (5.1)$$

ahol ρ a plazma sűrűsége (Boyd and Sanderson, 1969). Az Alfvén hullámok a mágneses erővonalak mentén mindkét irányban terjedhetnek, az előjel a Naptól kifelé terjedő hullámokra pozitív, a befelé terjedőkre negatív.

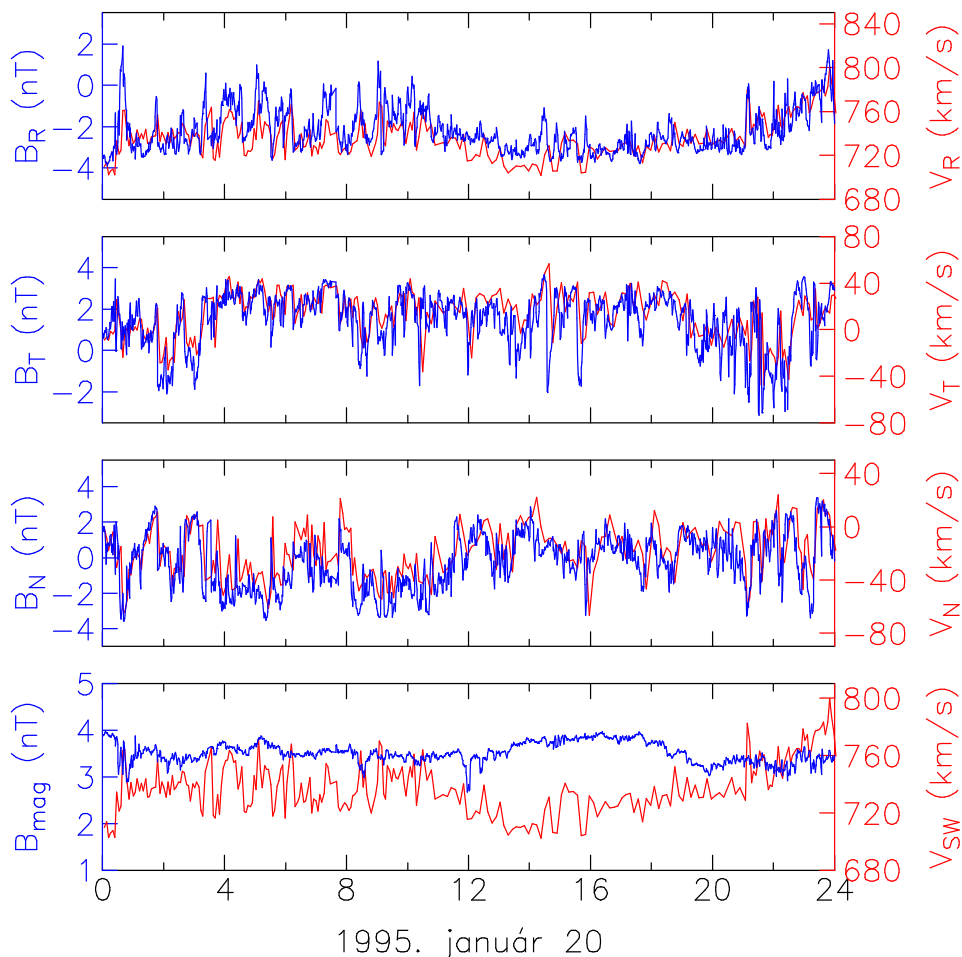
Az Alfvén hullámok terjedési iránya az Elsässer változókkal határozható meg:

$$e^{\pm} = v \pm v_A , \quad (5.2)$$

ahol

$$v_A = B / \sqrt{4\pi\rho} \quad (5.3)$$

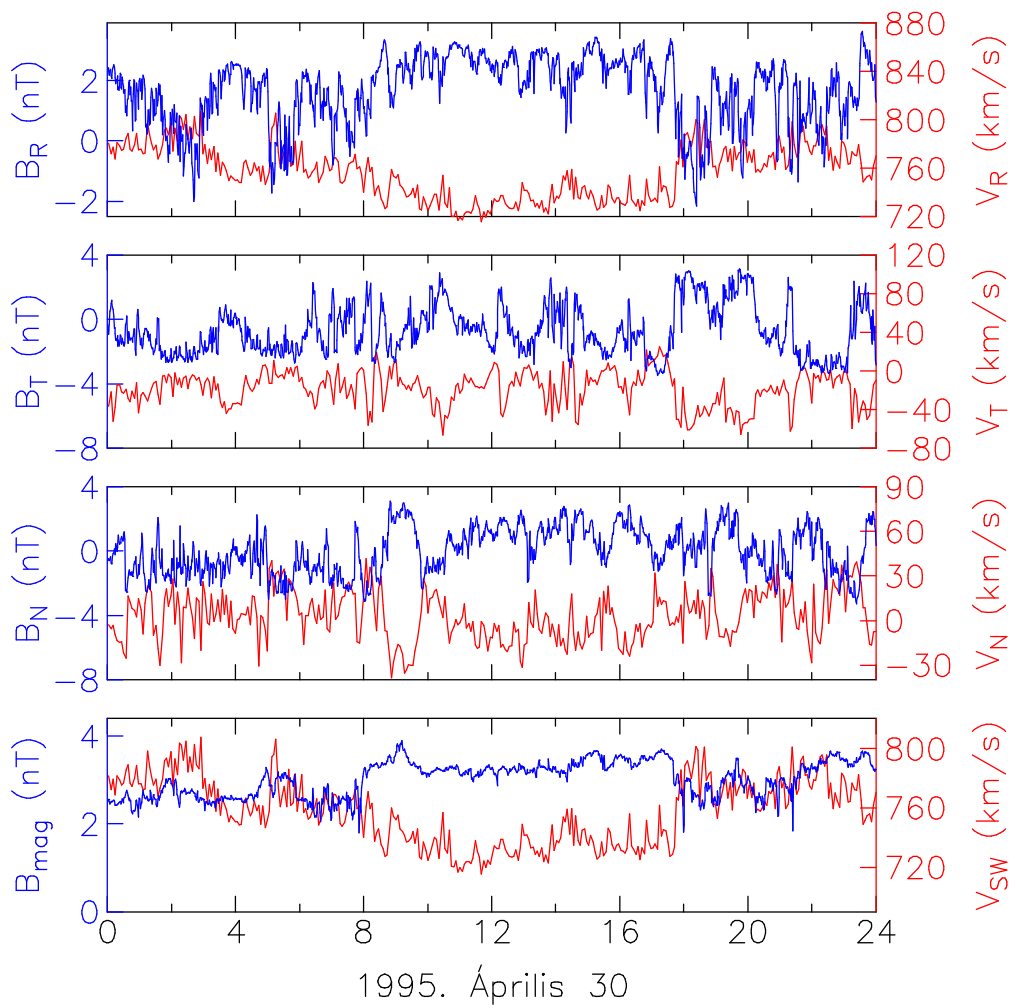
az Alfvén hullámok sebessége. Az $e^\pm$ Elsässer változók spektrális analízisével Tu et al. (1989) megmutatta, hogy a kifelé terjedő hullámok a dominánsak. Az $M_A = v_A/v$ Alfvén Mach szám a bolygóközi térben jóval nagyobb mint 1 (10-es nagyságrendű), a napszél szuper-Alfvénikus. A Naphoz közelebb viszont az áramlás szub-Alfvénikus, az $M_A=1$ helyet Alfvén pontnak hívják, ez néhány R_S (napsugár) távolságban van a Naptól. A kifelé terjedő Alfvén hullámok dominanciájának legvalószínűbb magyarázata az, hogy a hullámok az Alfvén ponton belül, tehát közel a Naphoz keletkeznek. Ellenkező esetben, ha a hullámok az Alfvén ponton kívül keletkeznének, a Nap irányában mozgó hullámok is kifelé haladnának és eljutnának az űrszondához, tehát nem lennének kevesebben, a megfigyelésekkel ellentétben.



5.1 ábra. Mágneses térerősség vektor RTN komponensei és magnitúdója (kék vonalak, jobb oldali skála) és ugyanaz a napszél sebességvektorára (piros vonalak, bal oldali skála). Ulysses mérés a gyors napszélben, amely a két vektor korrelációját mutatja.

Tisztán Alfvén hullámokat általában a gyors napszélben lehet észlelni. Ilyen időszakról számolt be korábban Bruno et al. (1985). A mágneses tér és a plazmasebesség korrelációjával és antikorrelációjával én is találkoztam az Ulysses adatokban. Egy ilyen esetet látható az (5.1) ábrán, ahol a kék vonalak a mágneses térerősség vektor egy perces átlagainak RTN komponenseit és abszolút értékét mutatja egy teljes napon keresztül. A piros vonalak a napszél sebességvektorát mutatják hasonlóan, a skálát (lásd az ábra jobb oldalán) úgy állítottam be, hogy a korreláció a lehető legjobb legyen. A két vektor komponenseinek korrelációja kvantitatív analízis nélkül is meggyőző.

A ritkább eset, a befelé terjedő Alfvén hullám is megfigyelhető volt. Erre láthatunk példát az (5.2) ábrán, ahol a mágneses tér és a napszélsebesség komponensei közötti antikorreláció nyilvánvaló.



5.2 ábra. Mágneses tér és napszélsebesség adatok (az 5.1 ábrával azonos formában), amelyek a két mennyiség antikorrelációját mutatják.

5.2 Turbulencia a napszélben

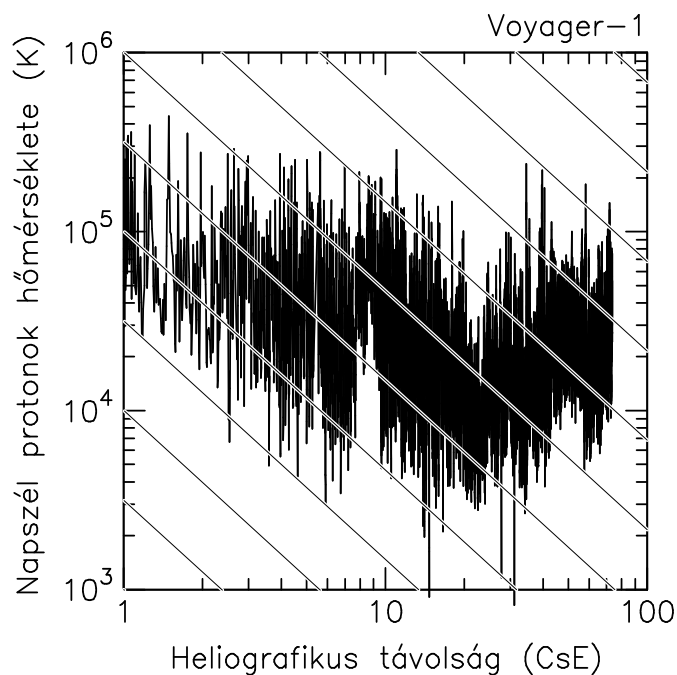
Ha az Ulysses által mért mágneses térerősség vektorok idősorát megnézzük, nyilvánvalóan látszik, hogy nagy amplitúdójú hullámok vannak jelen, amelyek nem monokromatikusak. A hullámok spektrumát meghatározva gyakran tapasztalhatjuk, hogy a fluktuációk spektruma hatványfüggvény, amely kitevőjének értéke sokszor a turbulenciára jellemző Kolgomorov (1941) spektrum kitevőjével közel azonos (lásd az 5.4 ábrát). Ez a turbulencia jelenlétére utal. Nem nyilvánvaló azonban az, hogy létezik-e aktív turbulencia a napszélben? Elképzelhető ugyanis, hogy a turbulens folyamatok a Naphoz közel, a koronában valósulnak meg és a távolabbi megfigyelőhöz csak a napszélbe befagyott állapot kerül. Aktív turbulencia viszont azt jelenti, hogy a különböző hullámhosszú fluktuációk között energiaáramlás játszódik le a napszélben.

Turbulens plazmában a mágneses tér vagy a plazmasebesség spektrumában három hullámhossztartományt különböztethetünk meg. Mindhárom tartományban a spektrum közel hatványfüggvény alakú, de a kitevőjük különböző. A leghosszabb hullámhosszú tartomány az áramlási tartomány, ezek a fluktuációk azok, amelyek energiával táplálják a turbulenciát. A középső tartományt inerciálisnak nevezzük. Itt történik az energia átadása a hosszabb hullámhosszú módusoktól a rövidebb hullámhosszúakig, a jelenséget energiakaskádnak is nevezik. A folyamatot a tejeskává keverésével lehet szemléltetni, ott is megfigyelhető az inhomogenitások egyre rövidebb hullámhosszú módusokba való lebomlása. A tartományt azért nevezik inerciálisnak, mert az energiaátadás mértéke független a hullámhossztól. Ez az oka annak, hogy a fluktuációk energiaspektruma az inerciális tartományban hatványfüggvény alakú, a spektrális kitevő dimenzióanalízissel határozható meg. Izotróp fluktuációkat feltételezve a hatványfüggvény kitevője a Kolgomorov spektrumra jellemző $-5/3$, ennek levezetése számos összefoglaló munkában megtalálható (Erdős, 2003). Ugyanakkor mágnesezett plazmában az izotrópia megkérdőjelezhető, a mágneses tér, és az azok mentén terjedő Alfvén hullámok lerontják a szimmetriát. Kraichnan (1965) érvelése szerint mágnesezett plazmában a fluktuációk energiaspektrumának kitevője $-3/2$. Az Alfvén hullámok jelenléte miatt a Kraichnan modell látszik a helyesnek, azonban a megfigyelések a napszélben mégis a Kolgomorov modellt támasztották alá (lásd később az (5.4) ábrát, valamint az (5.5) ábra középső vonalát). A problémát a Kraichnan modellben az okozhatja, hogy a plazmasebesség és a mágneses tér a napszélben erősen korrelált, ellentétben a modell feltételezésével.

Az inerciális tartományra jellemző energiaátadási folyamat a részecskék giromozgásának sugarával összemérhető hullámhosszokon szakad meg. Ezeken a rövid hullámhosszokon disszipáció lép fel, a harmadik tartományt disszipációs tartománynak hívjuk. Ebben a tartományban a turbulencia fűti a plazmát.

Az aktív turbulencia kérdésének egyik egyszerű megválaszolásához megvizsgáltam a napszél részecskéinek hőmérsékletét, mint a Naptól mért távolság függvényét (Erdős and Balogh, 2005). A napszél hőmérsékletét a részecskék eloszlásfüggvényéből lehet meghatározni, amely Maxwell eloszlással közelíthető. A hőmérséklet a mérési adatokhoz illesztett Maxwell eloszlás egyik paramétere (félérték szélesség) szolgáltatja. A Naptól legmesszebbre eltávolodó szonda, a Voyager-1 napszél hőmérsékleti adatait használtam (J.D. Richardson, MIT szívességéből). Az (5.3) ábra a napszél protonjainak hőmérsékletét mutatja a heliocentrikus távolság függvényében. Ha nincs turbulencia a napszélben, akkor fűtés sincs. Ekkor a napszél adiabatikusan tágul, amely szerint a

hőmérséklete a $T \sim T^{-4/3}$ törvény szerint csökken a távolsággal, a (5.3) ábrán vékony vonalak jelzik az adiabatikus táguláskor várható függvény meredekségét. Az ábrán nyilvánvalóan látszik, hogy a részecskék a mérések szerint jóval lassabban hűlnek, mint az adiabatikus esetben várható lenne. Ez azt jelenti, hogy a napszélben hő termelődik, ez a többlet hő könnyen származhat a turbulenciával fellépő disszipációból. Megjegyzendő, hogy a csillagközi semleges atomok ionizációja is lényeges fűtést okozhat (2.7 fejezet), de ez a folyamat inkább a Naptól távolabbi vidékekre jellemző.



5.3 ábra. Napszél protonok hőmérséklete a heliografikus távolság függvényében a Voyager-1 mérései alapján. Vékony vonalak: adiabatikus esetben várható távolságfüggés.

A (5.3) ábrán bemutatott fűtés valószínűsíti az aktív turbulenciát a napszélben, de az igazi érv a fluktuációk spektrumának időbeli fejlődése, amit a spektrumoknak a Naptól mért távolságtól való függésével lehet meghatározni. Aktív turbulencia hiányában a fluktuációk a napszélbe befagyva utaznak, ebben az esetben a WKB közelítés (Heinemann and Olbert, 1980) alkalmazható, amely szerint a fluktuációk energiája R^{-3} szerint csökken a távolsággal. A megfigyelések ennél meredekebb csökkenést mutatnak (Forsyth et al., 1996c), ami a turbulenciára jellemző, már említett energiaátadási és disszipatív folyamatokra utal. A legmeggyőzőbb érv az aktív turbulenciára azonban a spektrumok alakjának változása a Naptól kifelé áramló plazmában. Aktív turbulencia nélkül a fluktuációk a napszélbe befagyva utaznak kifelé, a spektrum alakja nem változik. A spektrum alakjában egy jellegzetes töréspont van az áramlási és inerciális tartomány határán, mert a két tartományban a spektrális kitevő különböző. Ha a turbulencia aktív, akkor az energia kaszkád miatt a töréspont egyre nagyobb hullámhosszra tolódik el. Ezt az eltolódást az Ulysses mágneses mérésekben sikerült kimutatni a gyors napszélben (Horbury et al., 1996).

5.3 Részecskék szóródása a napszél irregularitásain

A napszél irregularitásai, a turbulencia jelenléte az energikus részecskék terjedése és gyorsulása szempontjából lényeges kérdés. A részecskék mozgásának pontos leírásához a mágneses tér minden térbeli és időbeli skálára kiterjedő ismeretére lenne szükség. Ilyen adat nem áll rendelkezésre, ezért azt a közelítést szokták alkalmazni, hogy a mágneses teret egy kisimított, lassan változó átlagos térrel helyettesítik, a rövidebb skálájú változások hatását pedig fenomenologikusan, a részecskék véletlenszerű mozgásával veszik figyelembe. A galaktikus kozmikus sugárzás naprendszerbeli modulációjának, vagy a szoláris eredetű részecskék terjedésének leírásához a Boltzman egyenletből levezetett transzport egyenletet használják (Parker, 1965), amely a részecskemozgások véletlen elemét diffúziós közelítésben veszi figyelembe. Az egyenletben szereplő diffúziós állandó tenzor, a diffúzió anizotróp. Ennek oka részben az, hogy maguk a mágneses tér fluktuációi is függenek az átlagos tér irányától. Még fontosabb azonban, hogy a részecskék mozgása kötődik az erővonalakhoz, az átlagos erővonalakra merőleges mozgás sokkal nehezebb, mint az erővonalak menti terjedés. A diffúziós állandót a részecskék szórási szabad úthosszával lehet kifejezni. Az anizotróp diffúzió azt jelenti, hogy a szórási szabad úthossz értéke más az erővonalakkal párhuzamos mozgásra (jelöljük $\lambda_{\parallel}$ -sal), mint az erővonalakra merőleges mozgásra ($\lambda_{\perp}$). Fontos megjegyezni, hogy a mágneses tér irregularitásain való szóródás nem tévesztendő össze a részecskék Coulomb ütközésével, amely a napszélplazmában elhagyható, a plazmát továbbra is ütközésmentesnek tekintjük.

A napszélben a mágneses tér fluktuációinak amplitúdója nagy, összemérhető az átlagos tér nagyságával. Ezért a szabad úthossz meghatározása a mágneses tér fluktuációiból nehéz, nem megoldott probléma. Tovább bonyolítja a helyzetet, hogy a mozgó energikus részecskék maguk is gerjesztenek hullámokat a plazmában, a folyamat nem-lineáris. Ez elméleti számításokkor problémát jelent, a hullámok gerjesztését sokszor, jogosan vagy jogtalanul elhanyagolják. Ha a hullámokat a mágneses tér helyszíni méréseiből határozzák meg, ez a probléma már nem jelentkezik, a megfigyelt hullámok tartalmazzák azokat is, amelyeket az energikus részecskék generáltak.

A mágneses tér mérésekből is nehéz a részecskék terjedését modellezni. Itt a nehézséget az jelenti, hogy az űrszonda csak egy pontban méri a térerősség vektorok időbeli változását. Taylor (1938) hipotézisével az időbeli változás a napszél áramvonala menti térbeli változássá alakítható ha feltesszük, hogy az irregularitások a napszélbe befagyva utaznak (tehát a plazmával együttmozgó rendszerben a mágneses tér stacionárius). Ez a feltevés a plazmához képest terjedő hullámokra, például Alfvén hullámokra nem igaz, de a hullámok terjedési sebessége a plazma áramlási sebességéhez képest általában kicsi (lásd a 2.1 táblázatot), ezért a közelítés azokra az esetekre is viszonylag jól használható. Azonban a mágneses tér változását csak egy dimenzióban, a plazma áramvonala mentén mérjük, míg a részecsketerjedés modellezéséhez a mágneses tér korrelációs tenzorát a háromdimenziós térben kellene ismernünk.

Kis amplitúdójú Alfvén hullámokra dolgozták ki a szórási szabad úthossz kvázi-lineáris elméletét (Jokipii, 1966), angol rövidítése QLT (Quasi-Linear Theory). Ebben az esetben a fluktuációk k hullámszáma az átlagos mágneses tér irányával párhuzamos. Az energikus részecskék az átlagos erővonalak mentén csavarmozgást végeznek, amelynek

giro-rádusza r_G , az erővonal menti $v_{\parallel}$ sebességük a teljes sebességhez képest pedig $\mu = v_{\parallel}/v$, ez utóbbi mennyiség a mágneses irányzög koszinuszával azonos. A részecskék az erővonalak menti csavarmozgásuk során a menetemelkedéssel azonos hullámhosszú fluktuációkkal rezonanciába lépnek és szóródnak. A szóródás az erővonalakkal párhuzamos irányban történik. Az elmélet szerint a szórási szabad úthossz

$$\lambda_{QLT} = 3r_G^2 \int_0^1 \frac{\mu(1-\mu^2)}{P_{xx}(k) + P_{yy}(k)} d\mu, \quad (5.4)$$

ahol $P_{xx}(k)$ és $P_{yy}(k)$ a mágneses tér fluktuációi teljesítményének spektruma az átlagos erővonalakra merőleges síkban. A spektrumokat a mágneses tér korrelációs tenzorának Fourier transzformálásával lehet meghatározni:

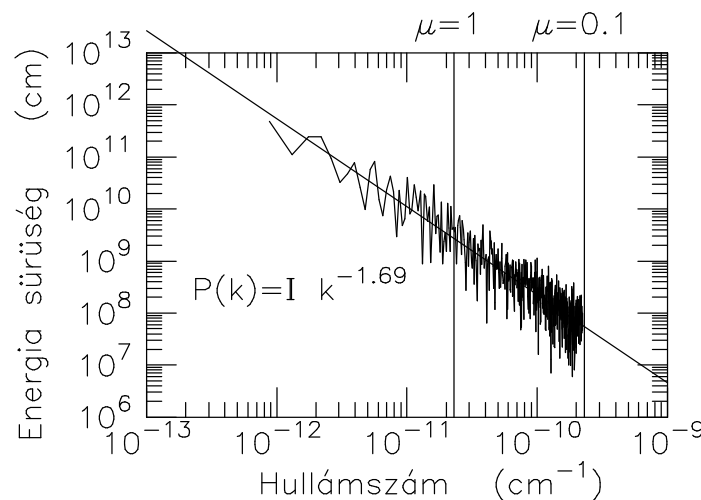
$$P_{ij}(k) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\langle B_i(z) B_j(z+z') \rangle}{B^2} \cdot \exp(ikz') dz', \quad (5.5)$$

ahol az i, j indexek az x, y, z koordináták valamelyikét jelentik (z tengely párhuzamos az átlagos erővonalakkal). Az (5.4) kifejezésben az integrálást a $k = 1/r_G \mu$ helyettesítéssel, vagyis a rezonáns hullámszámmal kell elvégezni.

A megfigyelések szerint a fluktuációk spektruma hatványfüggvénnyel közelíthető:

$$P_{xx}(k) + P_{yy}(k) = (I_{xx} + I_{yy}) \cdot k^{-q}, \quad (5.6)$$

ahol az I_{xx} , I_{yy} , és q paraméterek illesztéssel, a legkisebb négyzetes eltérések módszerével határozható meg.



5.4 ábra. Mágneses térerősség vektorok fluktuációinak az átlagos térre merőleges komponenseinek spektruma. Ulysses mérés 1994. február 24-én.

A fluktuációk spektrumát 1 perces időfelbontású, egymást követő 1024 mágneses térerősség vektorból határoztam meg. Ez azt jelentette, hogy a spektrumokat 17 óránként határoztam meg. A szondával mért időben változó mágneses térerősség vektorokat a Taylor hipotézis alapján térbeli változássá kell átranzformálni, ehhez a művelethez az átlagos erővonalak irányán kívül a napszél sebességére is szükség van. Az (5.5) kifejezéssel a fluktuációk teljesítményének spektruma meghatározható, az (5.4) ábra egy tipikus spektrumot mutat (a mérés 1994. február 24-én történt). A mért spektrumhoz az (5.6) kifejezés alapján hatványfüggvényt kell illeszteni, az (5.4) ábra mutatja az illesztett spektrumot is. A függőleges vonalak azt a hullámszám tartományt jelölik, amelyekkel az 1 MeV energiájú, $0.1 < \mu < 1$ mágneses irányszög-koszinuszú protonok rezonánsak.

A hatványfüggvény alakú spektrumot behelyettesítve az (5.4) kifejezésbe a szórási szabad úthosszra egyszerű kifejezést kapunk:

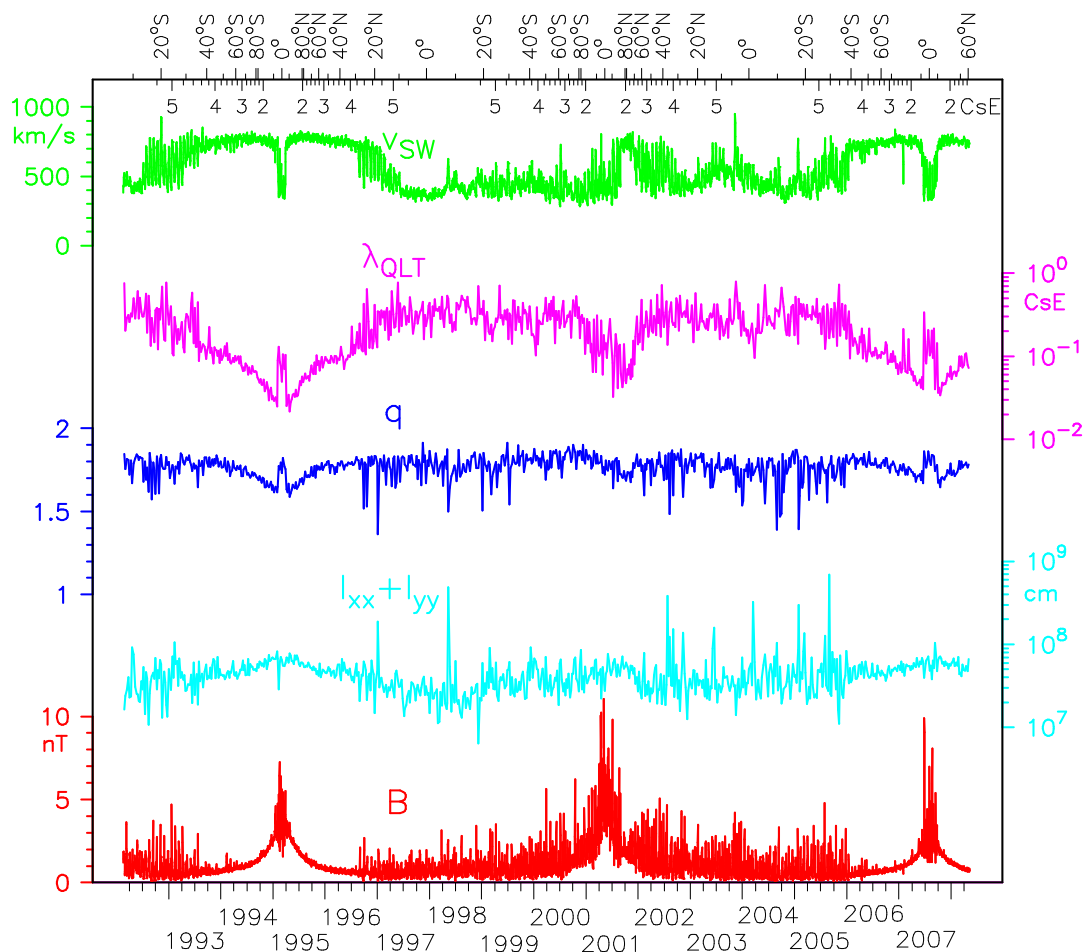
$$\lambda_{QLT} = \frac{3r_G^{2-q}}{I_{xx} + I_{yy}} \int_0^1 \mu^{-q} (1 - q^2) d\mu . \quad (5.7)$$

Az integrál a $q < 2$ tartományban konvergens és analitikusan kiszámítható.

A fent vázolt eljárással meghatároztam az 1 MeV energiájú protonok szórási szabad úthosszát az Ulysses szonda teljes ekliptikán kívüli mérési idejére, kivéve a legutolsó évet, amikor a tartalék antennát lehetett már csak használni (Erdős et al., 1999). Attól az időtől gyakoriak a méréskimaradások, ami a spektrumok számításakor jelentős hibát okoz. Ugyancsak problémát okoz, ha egy spektrum számításához tartozó 17 óras időszakban legalább két hibás mágneses tér adat van. A spektrumok meghatározásánál tehát lényeges volt, hogy a (3.4) fejezetben leírt eljárással megtisztított adatokat használtam.

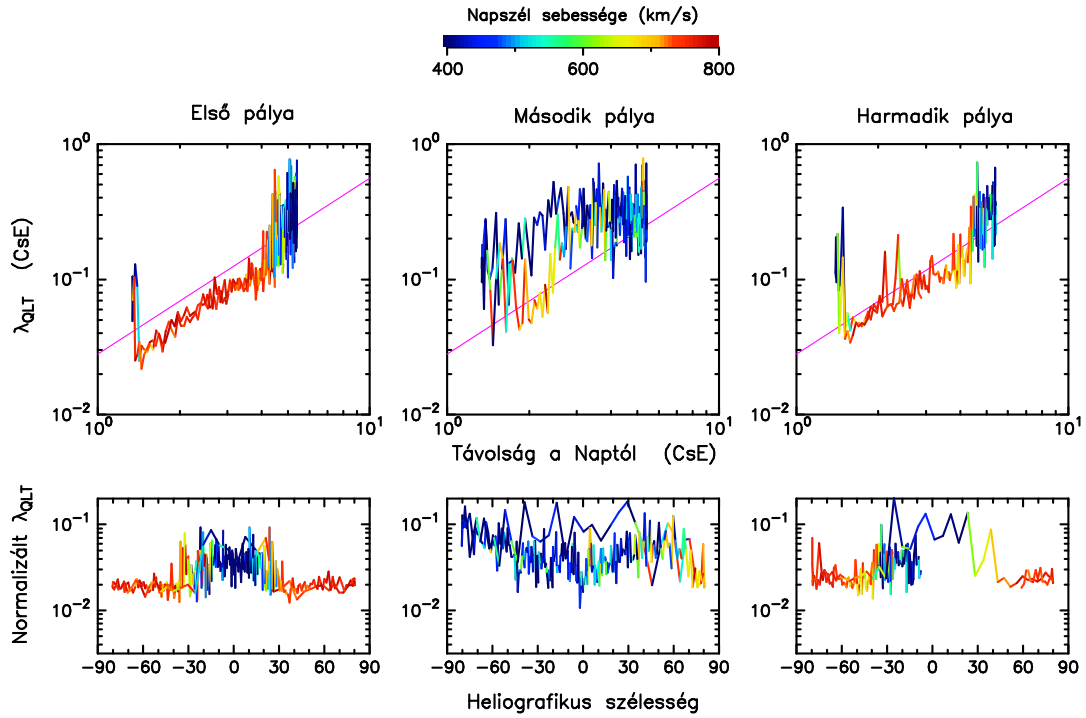
Az (5.5) ábra összegezi az eredményeket. A kvázi-lineáris elmélettel kiszámított 1 MeV energiájú protonok szórási szabad úthosszát fölülről a második vonal mutatja. Megállapíthatjuk, hogy az értékek széles határ között mozognak, de időben szisztematikus változásokat figyelhetünk meg. Ezek a változások részben az Ulysses pályamozgásához kapcsolódnak, részben a napszél sebességével függnek össze. A pályaadatokat a felső vízszintes skáláról olvashatjuk le, kifelé a heliografikus szélesség látható, befelé a Naptól mért távolság. A szabad úthossz leginkább a Naptól mért távolságtól függ, kis távolságnál (1994-95-ben, 2001-ben, és 2007-ben) a szabad úthossz is kicsi. Megfigyelhető egy heliografikus szélességtől való függés is, de ez inkább a napszél sebességének változásainak tulajdonítható. A napszél sebességét a legfelső vonal ábrázolja, ha összevetjük a második vonallal, látható, hogy a gyors napszélben rövidebb a szabad úthossz. Ez különösen jól látszik az első és harmadik gyors szélességi pásztázáskor, 1995-ben és 2007-ben, amikor az egyenlítő közelében az Ulysses rövid időre visszakerült a gyors napszélből a lassúba, ekkor a szabad úthossz is hirtelen rövid időre megnőtt.

Az (5.5) ábrán fölülről a harmadik vonal a spektrális kitevő, negyedik vonal a fluktuációk amplitúdója, és a legalsó vonal a mágneses tér erőssége. Az (5.7) kifejezés szerint a kitevő és az amplitúdó közvetlenül, a mágneses tér pedig a giro-ráduszon keresztül befolyásolja a szórási szabad úthosszat.



5.5 ábra. A napszélplazma paramétereinek megfigyelése az Ulysses szondával és az 1 MeV energiájú protonok szórási szabad úthossza a kvázi-lineáris elmélettel számolva, 1992-től 2007-ig. Fölülről lefelé: napszél sebessége, szabad úthossz, fluktuációk spektrális kitevője, a spektrumok amplitúdója, mágneses tér erőssége. Az Ulysses pályaadatok (heliografikus szélesség és Naptól mért távolság) a felső vízszintes skálán látható.

A szórási szabad úthossz adatokat a Naptól mért távolság szerint rendeztem azzal a céllal, hogy részletesebben megvizsgálja a megfigyelő helyzetéből adódó változásokat. Az (5.6) ábra felső sora mutatja a radiális távolságtól való függést. Az adatokat a Nap körüli keringés szerint három részre osztottam, a baloldali, a középső, és a jobboldali oszlop rendre az első (22-ik ciklus, minimum), a második (22-ik ciklus, maximum), és a harmadik (23-ik ciklus, minimum) Ulysses keringéshez tartozik. A vonalak színkódja a napszél sebességet tükrözi, melynek skálája az ábra tetején látható. Megfigyelhetjük, hogy a szabad úthossz átlaga és szórása is a gyors napszélben sokkal kisebb (piros vonalak), mint a lassú napszélben (kék vonalak). Egy általános trendet állapíthatunk meg, amely szerint a szórási szabad úthossz nő a radiális távolsággal. Ez a növekedés a lassú és a gyors napszélben is hatványfüggvénnyel közelíthető, amelynek kitevője 1,3, a lassú napszél adataihoz illesztett vonalat az ábra feltünteti.



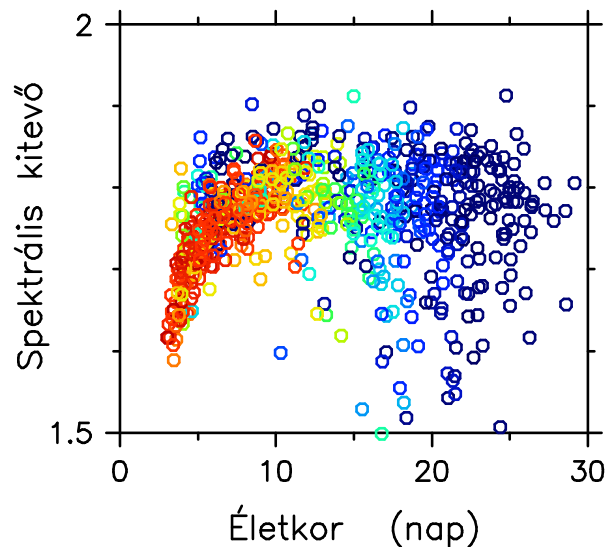
5.6 ábra. Felső sor: az 1 MeV energiájú protonok kvázi-lineáris elmélettel meghatározott szórási szabad úthossza a Naptól mért távolság függvényében. Alsó sor: a szabad úthossz heliografikus szélességtől való függése, normalizálva a radiális távolságra az $R^{1.3}$ hatványfüggvénnyel. A vonalak színe a napszél sebességét jelöli a felső skála szerint. Az adatok három oszlopba való rendezése az Ulysses három Nap körüli keringése szerint történt.

A radiális függésre a megfigyelt $R^{1.3}$ hatványfüggvénnyel végeztem korrekciót. Az így normalizált adatokon már tanulmányozni lehetett a szórási szabad úthossz heliografikus szélességtől való függését. Az eredmények az alsó sorban láthatók. Itt is megfigyelhetjük, hogy a gyors napszélben a szabad úthossz lényegesen kisebb (majdnem egy nagyságrenddel), mint a lassú napszélben. A meglepő eredmény az, hogy eltekintve a gyors-lassú napszél határán lévő változásoktól, a szabad úthossz nem függ a heliografikus szélességtől. A helyzet hasonlít a mágneses fluxus szélességtől való függetlenségére (4.6 fejezet). Az (5.6) ábrán az alsó sorban a gyors és lassú szélességi pásztázások adatai egyaránt megtalálhatók (két egymásra rajzolt vonalat láthatunk). Figyelemre méltó, hogy a két vonal elég jól fedi egymást, annak ellenére, hogy különböző időben és radiális távolságban volt a megfigyelő.

Az (5.6) ábra alsó sora szerint a szórási szabad úthossz szélességtől való függését egy lépcsőfüggvénnyel kell figyelembe venni, ahol az értékek ugrása a gyors és lassú napszél határán történik. Sajnos ez a felfedezés nem vált általánosan ismertté. A kozmikus sugárzás naprendszerbeli modulációjának modellezésekor a diffúziós állandó szélességtől való függését vagy elhanyagolják, vagy valamilyen kísérletileg nem megalapozott harmonikus függvénnyel számolnak. A lépcsőfüggvény érdekes spekulációkra ad lehetőséget, mert a lépcső helye függ a napciklus fázisától. Napfolt minimum idején a nagyobb szabad úthossz az egyenlítő környéki keskeny tartományra

korlátozódik, míg maximum idején szinte minden szélességre kiterjed, ez megfigyelhetjük az (5.6) ábrán a két szélső és a középső grafikon összevetésével. Kis különbséget tapasztalhatunk a baloldali és jobboldali ábrán is, ami rávilágít a 22-ik és 23-ik napciklus különbségére. A 23-ik napciklusban (jobb oldali ábra) a nagy szabad úthossz nagyobb szélességi tartomány fed le, mint a 22-ik ciklusban (bal oldali ábra). Ez összefügg azzal, hogy a kétfajta mágneses polaritást elválasztó áramlepel (HCS) is nagyobb szélességtartomány fedett le a 23-ik ciklusban, mint a 22-ikben, lásd a 4.4 alfejezet végét.

Az Ulysses megfigyelések szerint tehát napfolt maximum idején a nagyobb szabad úthossz kiterjed a pólusokig, míg napfolt minimum idején az egyenlítő környékére húzódik vissza. A kozmikus sugárzás transzport egyenletének megoldása nélkül is belátható, hogy ez az effektus hozzájárul a kozmikus sugárzás intenzitásának 11 éves periodicitásához. Továbbá ismert, hogy a moduláció a páros és páratlan napciklusokban különböző. Ez a részecskéknek a görbült Parker erővonalakon történő driftmozgásuk miatt van, amely előjelet vált a Nap mágneses terének pólusváltásakor. A páros napciklusokban a protonok a pólusok felől érkeznek a belső naprendszerbe, a páratlan ciklusokban pedig az egyenlítő felől, az elektronokra a helyzet fordított. A pólusokból származó gyors napszél heliografikus szélesség szerinti kiterjedése tehát a páros és páratlan napciklusban különböző hatással lehet az energikus részecskék terjedésére. Ennek a kérdésnek a vizsgálata érdekes jövőbeli feladat tárgyát képezheti.



5.7 ábra. A mágneses tér fluktuációinak spektrális kitevője a napszélplazma életkorának függvényében. Színkód: a napszél sebessége az (5.6) ábra skálája szerint.

A spektrális kitevő nemcsak a szórási szabad úthossz, hanem a turbulencia miatt is fontos paraméter. Az (5.5) ábra középső vonalán látható, hogy értéke inkább a Kolmogorov féle 1.66 kitevőhöz esik közelebb, mint a Kraichnan-féle 1.5 kitevőhöz. Azonban az is látszik, hogy az egyezés a Kolmogorov modellel nem tökéletes, és az eltérések szisztematikusan változnak a szonda pályája és a napszél sebessége szerint. Ennek okának kiderítése további érdekes vizsgálatokra vezethet. A kitevő leginkább a Naptól mért távolságtól és a napszél sebességétől függ. Felmerülhet a kérdés, hogy a két

paramétertől való függés nem helyettesíthető-e eggyel, a napszélplazma áramlásának idejével a Naptól a megfigyelőig, tehát a plazma életkorával. Az (5.7) ábrán a spektrális kitevő látszik a plazma életkorának függvényében. A pontok színe a napszél sebességét jelöli az (5.6) ábrával azonos skála szerint. Az ábra bal oldali adatai szerint a spektrális kitevő nő a plazma öregedésével. Ez összefügghet a turbulencia fejlődésével, amely szerint az áramlási és inerciális tartomány határa idővel a hosszabb hullámhossz felé tolódik el (5.2 fejezet vége). Ez a megállapítás csak a gyors napszélre bizonyítható egyértelműen (piros pontok az ábrán), a lassú napszélben mért kitevők szórása nagy. A spektrális kitevő időbeli fejlődése további érdekes kutatásokra ad lehetőséget.

5.4 Diszkontinuitások

Diszkontinuitások, más szóhasználattal szakadási felületek gyakran figyelhetők meg a napszélben. Jellemzőjük, hogy a plazma paraméterei, főként az abba belefagyott mágneses tér iránya hirtelen megváltozik. Ezek a gyors változások az MHD elmélet keretében nem tárgyalhatók, de az MHD egyenletek összefüggést adnak a szakadási felületek két oldalán megfigyelhető paraméterek értékei között. Az összefüggések alapján lehet a diszkontinuitásokat osztályozni (Landau és Lifshitz, 1986). A lökeshullámokon kívül a két legfontosabb típusuk a rotációs és a tangenciális diszkontinuitás. A diszkontinuitások közül főleg a tangenciális hatással van az energikus részecskék terjedésére. Az Ulysses szondával sikerült megfigyelni egy szoláris részecskeeseményben azt, hogy a szakadási felületek akadály képeznek a részecskék fluxusának terjedésében (Sanderson et al., 2001).

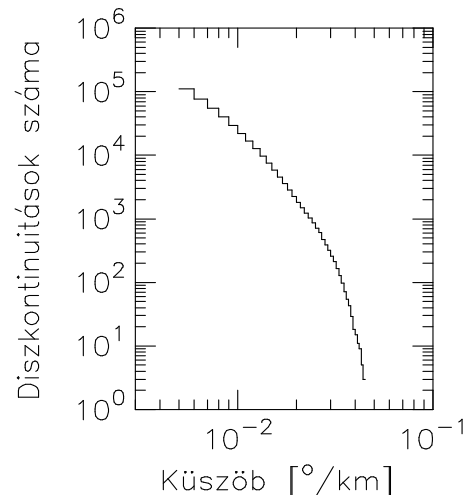
A szakadási felületeken történő áthaladások megfigyelése a napszélben hosszú múltra tekint vissza (Colburn and Sonett, 1966, Burlaga and Ness, 1969, Tsurutani and Smith, 1979). Ezeknek az eseményeknek az azonosítása önkényesen megválasztott módszerek szerint történtek, emiatt a különböző szerzők eredményeit nehéz összehasonlítani. Az események azonosítása rendszerint az űrszondával mért mágneses térerősség vektor irányának gyors megváltozásán alapul. Ezt az eljárást kritizáltam (Erdős et al., 2001, Erdős and Balogh, 2008), és helyette a paraméterek megváltozásának térbeli kiterjedésnek figyelembevételét javasoltam. Az MHD elmélet az átmenetet lépcsőfüggvényként kezeli, ami a természetben nyilván nem valósulhat meg. Az átmenet leírására kinetikus elméletet kell alkalmazni, amely már tartalmazhat térbeli skálájú fizikai mennyiséget, amely összemérhető az átmenet szélességével, ilyen például a részecskék giro-rádiusza. Az események kiválasztásánál tehát a struktúrák térbeli mérete a fontos paraméter, nem pedig az, hogy amikor a struktúrák áthaladnak a szondán a napszél sebességével, a szonda milyen gyors időbeli változásokat tapasztal. A szakadási felületeknek az energikus részecskék mozgására való hatásukkor is nyilván az átmeneti tartomány szélessége a döntő, nem pedig a paramétereknek a szondával megfigyelt változási sebessége.

Az események kiválasztását úgy végeztem, hogy a mágneses tér időbeli változását a már korábban említett Taylor hipotézis alapján átranzformáltam a napszél áramvonal menti térbeli változásokra. A mágneses tér irányának gyors változását akkor tekintettem egy diszkontinuitáson való áthaladásnak, ha a mágneses tér irányszögének gradiense az áramvonal mentén (radiális irány mentén) egy bizonyos küszöböt meghaladt. Az Ulysses mágneses tér mérések legnagyobb időfelbontású (1-2 s) adatait vizsgáltam

1990. októbertől 2006-ig. A szonda fedélzetén mért napszél sebességével a mérési időt átranzformáltam az áramvonal menti távolságra. 10 másodperces csúszó ablakkal a gyors, főleg statisztikai fluktuációkat kisimítottam és ezeken az adatokon meghatároztam a két egymást követő térerősség vektor közötti szög különbségét, amit az áramvonal mentén mért távolsággal osztottam. Az így meghatározott „állásszög gradiens” értékekben meghatároztam az a_{max} lokális maximumot, és ha az egy küszöböt meghaladt, az esemény diszkontinuitáson való áthaladásnak tekintettem. A küszöb értéke $a_c = 0,005^\circ/\text{km}$ volt, ami 6000 km-es távolságon 30° -os elfordulásnak felel. A 16 éves adatokon ezzel a módszerrel 100000 szakadási felületet lehetett azonosítani.

A kiválasztott események száma élesen függ a küszöb értékétől, ezt a függést mutatja az (5.8) ábra. Ezért az események kiválasztásának módszere lényegesen befolyásolja a kapott eredményeket. Az időbeli vagy térbeli változások szerinti kiválasztás is drasztikus különbséget eredményez, ha a gyors és lassú napszélben végzett megfigyeléseket hasonlítjuk össze. Ez látszik az (5.9) ábrán, amely a diszkontinuitások gyakoriságát mutatja a Naptól mért távolság függvényében. A felső panelen az időbeli változások sebessége szerinti esemény azonosítás szerepel, a küszöb értéke $5^\circ/\text{s}$ volt. A függőleges tengely a diszkontinuitások észlelésének frekvenciáját mutatja. A mérési pontok 5 napos időszakonként meghatározott frekvencia értékekre vonatkoznak. Az alsó panel is hasonló módon készült, de az események kiválasztása nem az időbeli, hanem a térbeli változások sebessége alapján történt, a függőleges tengelyen pedig a diszkontinuitások térbeli (erővonalmenti) sűrűsége található.

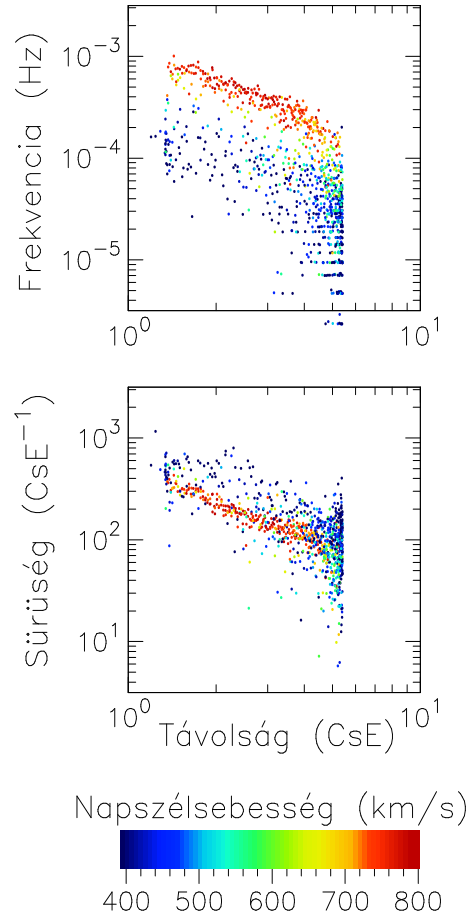
5.8 ábra. Diszkontinuitások számának integrális eloszlása a kiválasztásnál használt küszöb függvényében.



Az (5.9) ábrán mindkét panel jól mutatja, hogy a szakadási felületek száma a Naptól mért távolsággal csökken. Hasonló eredményekre vezettek korábbi vizsgálatok is (Tsurutani et al., 1979). A megfigyelést a diszkontinuitásoknak a turbulencia miatti bomlásával lehet magyarázni. Megjegyzendő, hogy a távolságfüggés a lassú napszélben nem nyilvánvaló, mert a különböző sebességű napszéllyalábok kölcsönhatása miatt a diszkontinuitások száma a Naptól távolabb akár nőhetne is.

Az (5.9) ábrán a felső és alsó panel között jelentős eltérést tapasztalhatunk, ha a napszél sebességétől való függést vizsgáljuk, amely a mérési pontok szinkódja alapján végezhető el. A felső panel szerint a diszkontinuitások a gyors napszélben (tehát főleg a sarkok közelében) sokkal gyakoribbak, mint a lassú napszélben. Azonban, ha az

események kiválasztását a térbeli változások alapján végezzük (alsó panel), ez az állítás nem igaz, a gyors napszélben kicsivel kevesebb a diszkontinuitás, mint a lassúban.



5.9 ábra. Diszkontinuitások száma a Naptól mért távolság függvényében. Felső panel: események kiválasztása a mágneses tér időbeli változásának sebessége alapján, alsó panel: események kiválasztása a térbeli gradiensek alapján. Színkód: napszél sebessége.

A szakadási felületek az átmeneti tartományhoz képest igen nagy kiterjedésűek, és görbületük is általában elhanyagolható. Ezért a szakadási felületeket lokálisan síknak tekinthetjük, amelynek normálisa fontos geometriai paraméter. A diszkontinuitás normálisának meghatározására a minimum variancia módszert (MVA) szokták használni (Sonnerup and Cahill, 1967, Sonnerup and Scheibe, 1998). A módszer lényege, hogy a diszkontinuitást magábfoglaló időszakban meghatározzuk a mágneses tér variancia mátrixát:

$$Q_{ij} = \int \left(B_i(t) - \langle B_i \rangle \right) \left(B_j(t) - \langle B_j \rangle \right) dt, \quad (5.8)$$

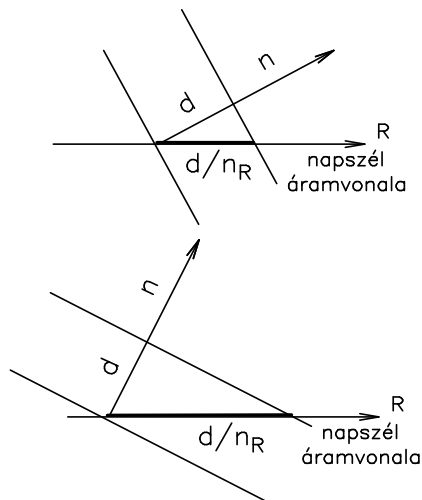
ahol a szögletes zárójel az integrálási időtartamra végzett átlagolást jelenti.

A mátrix főtengelytranszformációja három sajátvektort és hozzájuk tartozó három (beláthatóan pozitív) sajátértéket ad, ezek nagyság szerint rendezve $\lambda_{\min}$, λ_{int} , $\lambda_{\max}$. Szigorúan síkbeli mágneses tér változásokat feltételezve, vagyis ha a térerősség vektorok csak a sík normális mentén változnak, a mágneses térnek abba az irányba eső komponensének állandónak kell lennie ($\text{div } B = 0$ következménye). Ehhez az ideális esethez akkor jutunk a legközelebb, ha a normális irányát a minimális sajátértékhez tartozó sajátvektor irányával azonosítjuk, mert a mágneses térnek abba az irányba eső komponensének a varianciája a legkisebb (ideális esetben a varianciának nullának kellene lennie). Problémát okozhat azonban, ha a mágneses tér más komponensének a varianciája is közel nulla. Ilyen eset például a lökéshullám, ahol az MHD egyenletek szerint ko-planaritásnak kell teljesülnie, vagyis a mágneses erővonalaknak egy síkban kell feküdniük, ezért a síkra merőleges irányú komponens varianciájának is el kell tűnnie.

Az MVA módszert kiterjedten ellenőrizték, köztük a legmeggyőzőbb módon a négy azonos műszerezettségű, egymáshoz közel repülő Cluster szondával végzett mágneses tér mérésekkel (Knetter et al., 2004). A struktúráknak a négy szondán való áthaladási idejéből megbízhatóan meghatározható a szakadási felület normálisa. Az eredményeket összehasonlítva az MVA módszerrel végzett számításokkal arra az eredményre jutottak, hogy az MVA módszer csak nagy (legalább 5-10) $\lambda_{\text{int}}/\lambda_{\min}$ aránynál megbízható. A Cluster mérések egy másik tanulsága, hogy a napszélben megfigyelt diszkontinuitások szinte kizárólag tangenciálisak. Tangenciális diszkontinuitás normálisának meghatározására a keresztszorzat eljárás is alkalmazható, amely szerint a normális irány a szakadási felület két oldalán található mágneses térerősség vektorok keresztszorzatával párhuzamos (mert nincs a mágneses térnek a normálissal párhuzamos komponense).

Minimum variancia és keresztszorzat módszerekkel meghatároztam az összes 100000 eseményre a szakadási felületek normálisát. Ezekből további vizsgálatokra csak azokat tartottam meg, amelyekre a $\lambda_{\text{int}}/\lambda_{\min} > 10$ feltétel teljesült. Az adathalmaz további redukcióját jelentette azoknak az eseményeknek az elutasítása, amelyeknél a diszkontinuitáson két oldalán a mágneses tér elfordulási szöge kisebb volt mint 30° . Az elutasított események száma nagyon nagy volt, de még így is maradt 10000 esemény, amelyekre megbízható statisztikával lehetett a szakadási felületek normálisának az eloszlását vizsgálni.

5.10 ábra. A diszkontinuitások valódi szélessége (d) és látszólagos szélessége (d/n_R) különböző normális és radiális irány közötti szög esetén.



A szakadási felületek kiválasztásának módszere azonban súlyos torzítást okoz. Az (5.10) ábrán két szakadási felület látható, amelyekre az átmeneti tartomány d szélessége azonos, de a szakadási felület n normálisa a napszél áramlási vonalához képest különböző szöget zár be. A szonda az átmeneti tartomány szélességét torzítva és különbözőnek, d/n_R nagyságúnak látja. A normális R irányú (napszél áramlási iránya) n_R komponensére tehát korrekciót kell végezni. A korrekció elvégzése azonban nem egyszerű, “22-es csapdája” problémával állunk szemben. Az esemény kiválasztásához ismerni kell a szakadási felület normálisát, a normálist viszont csak akkor tudjuk meghatározni, ha már kiválasztottuk az eseményt.

Az események eredeti kiválasztása az

$$a_{\max} > a_c \quad (5.9)$$

feltétel szerint történt. A feltételnek eleget tevő eseményekre MVA- és keresztszorzat eljárással meghatároztam a szakadási felületeknek a normálisát. Ezután a feltételt módosítottam az

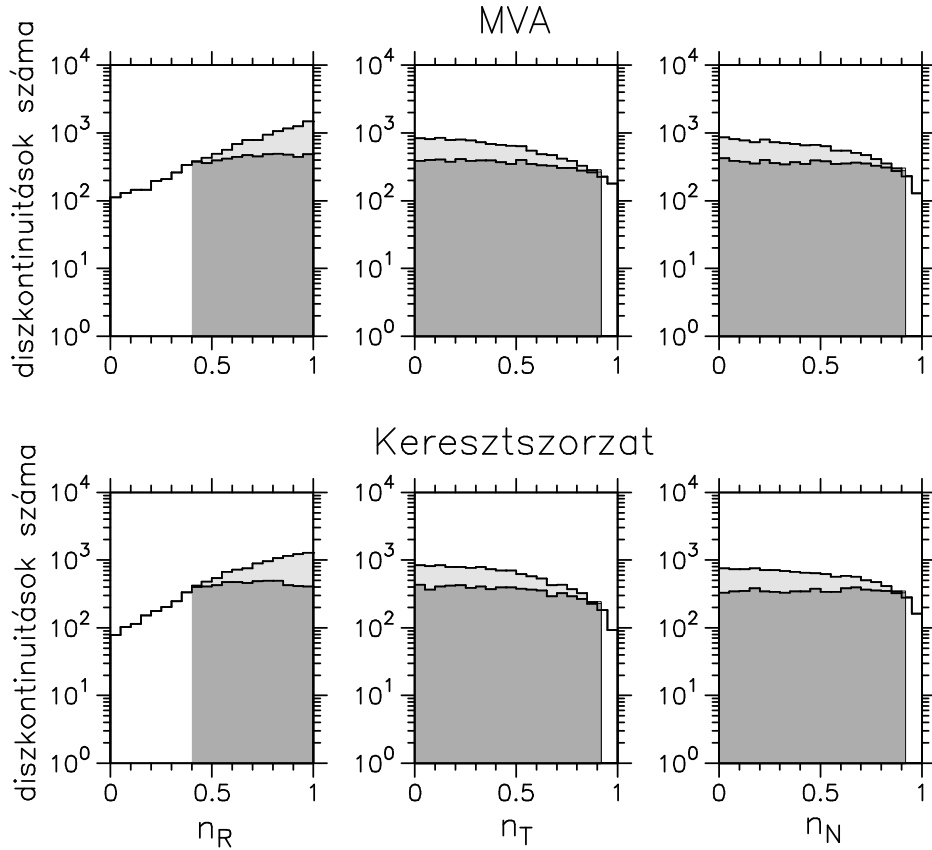
$$a_{\max} / n_R > a_c / n_{R0} \quad (5.10)$$

egyenlőtlenséggel, ahol $0 < n_{R0} < 1$ önkényesen megválasztott konstans. Az (5.10) feltételnél a küszöb ugyan magasabb, de a feltétel már elvégzi a korrekciót a szakadási felület normálisára. Az (5.9) feltétellel előzetesen kiválasztott események közül kidobtam azokat, amelyek nem teljesítették az (5.10) feltételt, ekkor a maradék eseményekre a kiválasztás már a diszkontinuitások valódi szélessége alapján történt. Azonban az új feltétel csak akkor használható, ha $n_R > n_{R0}$, mert ekkor az (5.10) egyenlőtlenség szigorúbb feltételt jelent, mint az (5.9) egyenlőtlenség. Ellenkező esetben, ha $n_R < n_{R0}$, az (5.10) feltétel nem használható, mert lehetnek olyan események, amelyek kielégítenék az (5.10) feltételt, de nem szerepelnek az (5.9) feltétellel előzetesen kiválasztott események között.

Az $n_{R0} = 0,4$ értéknél az (5.10) feltétellel tovább szigorított kiválasztással az események száma 6700-ra redukálódott. Az eredeti adathalmazból, 100000 eseményből tehát meglehetősen sokat szelektáltam ki, de a maradék még mindig elegendő statisztikát biztosított a szakadási felületek normálisa eloszlásának vizsgálatához. Az (5.11) ábra első, második, és harmadik oszlopa rendre a normális R , T , N komponensének eloszlását mutatja. A felső sorban a minimum variancia módszerrel, az alsó sorban a keresztszorzat módszerrel meghatározott normálisok eloszlásfüggvényei láthatók. A felső vonalak az (5.9) feltétellel kiválasztott eseményekre vonatkozó eloszlásfüggvényeket mutatják. Megállapíthatjuk, hogy a legtöbb szakadási felület normálisa közel párhuzamos a radiális iránnyal, ez egybevág azzal az általánosan elfogadott nézettel.

A szakadási felületek normálisának radiális irányú dominanciáját kritizáltam (Erdős and Balogh, 2008), mert véleményem szerint az csak a hibás eseménykiválasztás következménye. Ha egy diszkontinuitás normálisa közel radiális irányú, a szondán gyorsabban halad keresztül, élesebbnek látjuk a mágneses tér változását, mint egy ferde normálisú diszkontinuitásnál (lásd az 5.10 ábrát). Emiatt a közel radiális normálisú diszkontinuitások az (5.9) feltétellel történő kiválasztáskor túlréprezentáltak. Ha az

események kiválasztását a szakadási felületeknek nem a látszólagos, hanem a valóságos szélessége alapján végezzük, más eredményt kapunk. Az (5.11) ábrán az alsó vonalak mutatják a valódi szélességgel, az (5.10) feltétellel kiválasztott diszkontinuitások normálisa komponenseinek eloszlását. Ezeket a görbéket csak az $n_R > n_{R0}$ tartományban lehetett meghatározni, amelyet az ábrán sötétszürke színnel jelöltem. Megfigyelhetjük, hogy legalábbis az $n_R > n_{R0}$ tartományban a szakadási felületek normálisának iránya izotrópiát mutat.



5.11 ábra. Szakadási felületek eloszlása a felületek normál vektora komponenseinek függvényében. Felső panelek: normálisok meghatározása minimum variancia módszerrel. Alsó panelek: normálisok meghatározása keresztszorzat módszerrel. Felső és alsó vonalak: események kiválasztása a diszkontinuitások látszólagos, illetve valódi szélessége alapján.

Az (5.11) ábrán megfigyelhetjük, hogy az MVA- és a keresztszorzat módszerrel meghatározott eloszlásfüggvények közel azonosak. Ez indirekt módon azt sugallja, hogy a diszkontinuitások túlnyomó többsége tangenciális (mert csak azokra használható a keresztszorzat eljárás). Ez az eredmény egybevág a Cluster szondákkal végzett megfigyelések eredményével (Knetter et al., 2004).

6. Mágneses erővonalak széttartása

6.1 Részecskék mágneses térre merőleges mozgása

Ismeretes, hogy a helioszférában a mágneses tér nagymértékben befolyásolja az energikus részecskék terjedését. A mágneses tér jelenős mértékben fluktuáló, ezért a részecskék mozgását diffúziós közelítésben szokták modellezni. A diffúzió anizotróp, mert más folyamatok felelősek a részecskéknek az erővonalakkal párhuzamos vagy merőleges szóródására. Az (5.3) fejezetben az erővonalakkal párhuzamos diffúzió egyik modelljével foglalkoztam, ebben a fejezetben az erővonalakra merőleges mozgás egyik lehetséges okát vizsgálom.

Számos olyan jelenséggel találkoztunk a helioszférában, amikor az erővonalakra merőleges diffúzió jelentős. A külső helioszférában a spirális alakú mágneses erővonalak közel az azimutális irányig fel vannak csavarodva, ezért a galaktikus kozmikus sugárzás részecskéi gyakorlatilag csak az erővonalakra merőleges mozgással tudnak a belső tartományokba eljutni. Egy másik, az Ulysses által felfedezett jelenség az, hogy az energikus részecskék fluxusa nagy szélességeken is mutatta a Nap forgása okozta modulációt (Simpson et al., 1995, McKibben et al., 1995b, Kunow et al., 1995, Keppler et al., 1995). Ez azért különös, mert a visszatérő gyors és lassú napszéllyalábok (CIR) alacsonyabb heliografikus szélességekre voltak korlátozva. Egy lehetséges magyarázat, hogy a részecskék a merőleges diffúzió miatt elhagyják a Parker spirál erővonalakat, és így jutnak el magasabb szélességekre.

A nagy skálára átlagolt mágneses tér jó közelítéssel Parker spirál alakú (2.14 egyenlet, 2.11 ábra). Ebben az inhomogén térben a töltött részecskék driftmozgást végeznek (Kivelson and Russell, 1995), amely merőleges a mágneses erővonalakra. Azonban a driftmozgás szerepe az erővonalakra merőleges mozgásban kicsi, különösen a kis energiájú részecskék kötődnek az erővonalakhoz (Jokipii et al., 1993). Fontosabb az erővonalak véletlenszerű bolyongása, amit Jokipii (1966) javasolt először. Egy másik lehetőség az erővonalak keveredése. Ebben az esetben az erővonalak nem mozognak, de össze vannak keveredve. Az erővonalak alakját egy tál spagettivel lehet szemléltetni, amikor két egymást érintő spagetti az érintési ponttól távolabb messze kerülhet egymástól (miközben a spagetti sűrűsége a tálban állandó). A részecskék jelentősen eltávolodhatnak az átlagos erővonalaktól, ha feltesszük, hogy egy kis perturbáció a részecskéket képes egy szomszédos erővonalra áthelyezni (Németh, 2005).

Az erővonalak lehetséges keveredésének fontos eleme az erővonalak széttartása. Azt az egyszerű kérdést tesszük fel, hogy egy pontban két szomszédos erővonal közel marad-e egymáshoz, vagy eltávolodik-e egymástól az erővonal távolabbi szakaszán? Az erővonalak széttartását az Ulysses mágneses tér adatokon vizsgáltam meg (6.4 fejezet). A (6.2) és (6.3) fejezetekben a széttartás számításához szükséges matematikai alapokat ismertetem, amelyet Kóta (1995) dolgozott ki.

6.2 Spinor formalizmus

A spinor formalizmust korábban az általános relativitáselmélet és részecskefizika számára fejlesztették ki. Újabban Kóta (1995) a módszert plazmafizikai számításokra alkalmazta. A módszer lényege a mágneses erővonalakhoz igazodó görbült koordináták bevezetése. Minden erővonal minden pontjához egy triádot rögzítünk, amelynek tengelyeit jelöljük az l , p , q egységvektorokkal. Az erővonalakat az egyszerűség kedvéért sztatikusnak tekintjük. Az l tengely párhuzamos a lokális mágneses térrel, az erővonalra merőleges síkot pedig, amelyet a p és q vektorok feszítenek ki, komplex síknak tekintjük, egységvektorai az m és komplex konjugáltja, $\bar{m}$. Az így bevezetett egységvektorok komponensei az euklideszi térben ($i = 1,2,3$):

$$\begin{aligned} l_i &= B_i / B \\ m_i &= (p_i + iq_i) / \sqrt{2} \\ \bar{m}_i &= (p_i - iq_i) / \sqrt{2} \end{aligned} \quad (6.1)$$

Ebben a görbevonallú koordináta-rendszerben a vektorokat nem három valós szám, hanem egy valós és egy komplex szám jellemzi. A triád (6.1) definíciója nem egyértelmű. A tengelyeket az erővonal körül tetszőlegesen elforgathatjuk, amely a komplex mennyiségekben egy fázisszorozót vezet be. A fizikai mennyiségek azonban nem függhetnek a koordináta-rendszer választásától, a helyzet hasonló a térelméletek mértékinvarianciájához. Ezért egy önkényes mellékfeltételt kell bevezetnünk, amely választásánál figyelembe lehet venni praktikus szempontokat. A következő mellékfeltételt fogjuk alkalmazni:

$$\frac{\partial p_i}{\partial x_j} q_i l_j = 0 \quad , \quad (6.2)$$

ahol az egy tagban kétszer előforduló azonos indexekre összegzést kell végezni, ez a szabály érvényes a továbbiakban is.

Vektorok mágneses térrel párhuzamos és merőleges komponenseit a (6.1) egységvektorokkal való skalár szorzatok adják. Speciálisan, a térbeli deriváltak alakja:

$$\begin{aligned} D_{\parallel} &= l_i \frac{\partial}{\partial x_i} \\ D_{\perp} &= m_i \frac{\partial}{\partial x_i} \\ \bar{D}_{\perp} &= \bar{m}_i \frac{\partial}{\partial x_i} \end{aligned} \quad (6.3)$$

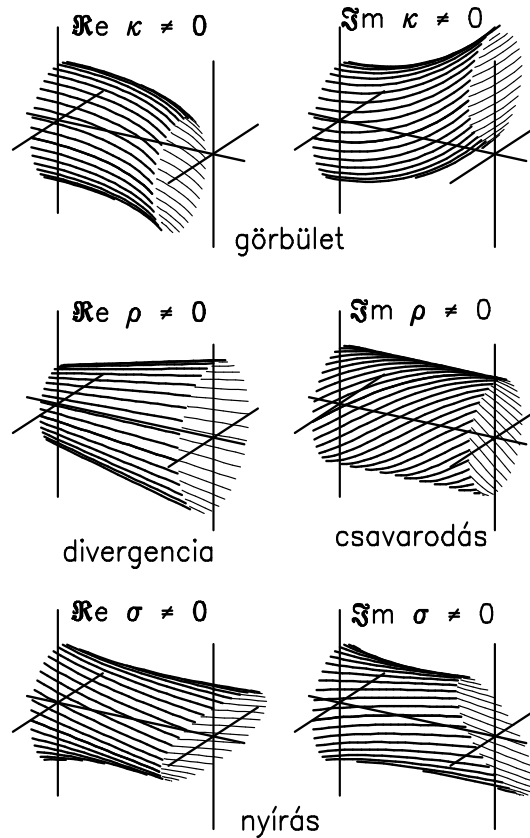
Ezek az operátorok nem-kommutatívak (az l , m , $\bar{m}$ egységvektorok a hely függvényei). Belátható, hogy a kommutátorok maguknak a (6.3) operátoroknak a lineáris kombinációi:

$$D_{\parallel} D_{\perp} - D_{\perp} D_{\parallel} = \kappa D_{\parallel} + \bar{\rho} D_{\perp} + \sigma \bar{D}_{\perp} \quad , \quad (6.4)$$

ahol a lineáris kombináció együtthatóit görbületi együtthatóknak nevezzük:

$$\begin{aligned}\kappa &= -\frac{\partial l_i}{\partial x_j} m_i l_j \\ \rho &= -\frac{\partial l_i}{\partial x_j} m_i \bar{m}_j \quad . \\ \sigma &= -\frac{\partial l_i}{\partial x_j} m_i m_j\end{aligned}\tag{6.5}$$

Az operátorok kommutátora függ a mellékfeltétel választásától. A mellékfeltétel (6.2) alakjának választása azért volt célszerű, mert ebben az esetben a (6.4) egyenletben a jobb oldalon az operátorok homogén függvénye áll, ami leegyszerűsíti a további számításokat. Ellenkező esetben a jobb oldal még egy taggal, egy helytől függő függvénnyel bővül (a mellékfeltétel (6.2) választásánál belátható, hogy a függvény eltűnik).

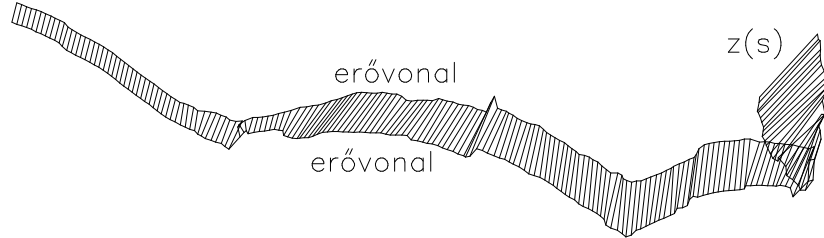


6.1 ábra. Erővonal kötegek, amelyek a κ , ρ , σ görbületi együtthatók által létrehozott inhomogenitásokat illusztrálják (rendre a felső, középső, alsó sorok).

A görbületi együtthatók, amelyek a hely függvényei és értékük komplex, a mágneses tér inhomogenitásának lehetséges módusaihoz kapcsolódnak. A (6.1) ábra szemlélteti a lehetséges módusokat: κ az erővonalak görbülését, ρ reális része az erővonalak divergenciáját vagy konvergenciáját adja, míg az imaginárius rész az erővonalak

csavarodását írja le. σ az erővonalak nyírásához köthető, ez a módus felelős az erővonalak széttartásáért.

6.3 Mágneses erővonalak széttartása



6.2 ábra. A mágneses erővonalak szeparációját leíró $z(s)$ függvény illusztrációja.

Tekintsünk két szomszédos erővonalat, az egyiket válasszunk ki egy pontot. Jelöljük a másik erővonal távolságát a kiválasztott ponttól z -vel. Távolság alatt a másik erővonal dőléspontjának z koordinátáját értjük a kiválasztott pontra merőleges síkban. z nyilván komplex szám, mert az erővonalra merőleges síkban értelmezett. A z távolság függ a kiválasztott pont helyzetétől. Térjünk át a kiválasztott pontról egy másikra ugyanazon az erővonalon, amelyik az erővonal mentén s távolságra (ívhosszra) van a kiválasztott ponttól (s valós szám), és határozzuk meg a másik erővonal távolságát az új pontban. A kérdés tehát a $z(s)$ függvény meghatározása, ami megadja a két erővonal széttartását. Belátható (Newman and Penrose, 1962), hogy a $z(s)$ függvényt a következő egyenlet határozza meg:

$$\frac{dz}{ds} = -\bar{\rho}z - \bar{\sigma}z \quad (6.6)$$

Látható, hogy a görbület (κ) nem játszik szerepet. A másik két együttható hatását érdemes megvizsgálni úgy, hogy speciális esetként az egyik együtthatót nullának, a másikat konstansnak vesszük.

Ha $\sigma = 0$, $\rho = konst$, a (6.6) egyenlet megoldása

$$z = z_0 e^{-\text{Re}(\rho)s} e^{i \text{Im}(\rho)s} \quad (6.7)$$

amely reprodukálja a (6.1) ábra középső sorát: ρ valós része az erővonalak divergenciáját/konvergenciáját (előjelétől függően) adja, ρ imaginárius része pedig az erővonalak csavarodását adja.

Ha $\rho = 0$, $\sigma = konst$, a (6.6) egyenlet kétdimenziós:

$$\frac{d}{ds} \begin{pmatrix} \text{Re}(z) \\ \text{Im}(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\text{Re}(\sigma) & \text{Im}(\sigma) \\ \text{Im}(\sigma) & \text{Re}(\sigma) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Re}(z) \\ \text{Im}(z) \end{pmatrix} \quad (6.8)$$

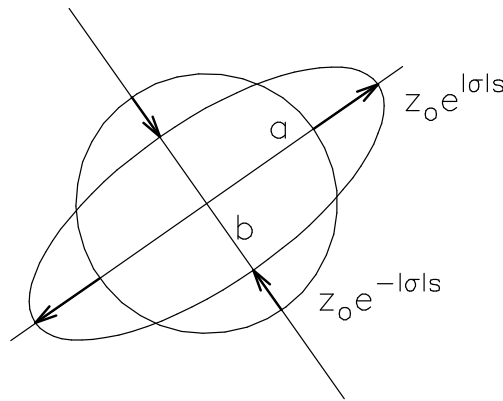
A (6.8) egyenlet két független megoldása (jelöljük z_1 –gyel és z_2 –vel):

$$z_{1,2} = z_0 e_{1,2} e^{\lambda_{1,2}s} = z_0 e_{1,2} e^{\pm |\sigma|s}, \quad (6.9)$$

ahol e_1 és e_2 a (6.8) egyenletben szereplő mátrix sajátvektorai, λ_1 és λ_2 a sajátértékek. A sajátértékek a következő egyenlet megoldásai:

$$\begin{vmatrix} -\operatorname{Re}(\sigma) - \lambda & \operatorname{Im}(\sigma) \\ \operatorname{Im}(\sigma) & \operatorname{Re}(\sigma) - \lambda \end{vmatrix} = 0, \quad (6.10)$$

vagyis látható, hogy értékük $\pm |\sigma|$. A sajátvektorok egymásra merőlegesek. A (6.9) megoldásokból látszik, hogy a z_1 , illetve a z_2 erővonalak közötti távolság exponenciálisan nő, illetve csökken az erővonalak mentén mért s távolsággal. A (6.3) ábra azt illusztrálja, hogy egy kör keresztmetszetű erővonalköteg ellipszissé torzul növekvő s -sel. Az ellipszis nagytengelye exponenciálisan növekszik az erővonal menti távolsággal.



6.3 ábra. Erővonalköteg keresztmetszetének fejlődése az erővonalak mentén. A nagytengelyhez tartozó két erővonal exponenciálisan távolodik egymástól.

A görbületi együtthatók hatása az erővonalak széttartására tehát a következő. κ nem okoz változást az erővonalak távolságában, nincs széttartás. Ez eset valósul meg akkor, ha a fluktuációk síkhullámok, amelyeknek a hullámvektora párhuzamos az átlagos mágneses tér irányával. Az ilyen tulajdonságú mágneses térre az angol nyelvű irodalomban elterjedt a „slab” modell elnevezés. Az (5.3) fejezetben ismertetett kvázilineáris elmélet is a „slab” modellt használja, ez azt jelenti egyben, hogy a QLT elméletben a mágneses erővonalak nem szeparálódnak.

Naivan azt gondolhatnánk, hogy az erővonalak csak akkor tarthatnak szét, ha a mágneses tér erőssége csökken, ami negatív ρ görbületi együtthatónál valósul meg (6.1 ábrán a középső sor bal oldala). Ez az eset nem túl érdekes a számunkra, mert a tér erőssége nem csökkenhet a végtelenségig. Azonban létezik erővonal szeparáció még akkor is, ha a tér erőssége állandó. Ez a helyzet analóg a káosszal, ahol részecskék

trajektóriáját vizsgálják a fázistérben. Ha a fázistérben egy kör időbeli fejlődését követjük, akkor a körnek a Liouville tétel miatt azonos keresztmetszetű zárt görbévé kell fejlődnie. Kaotikusnak akkor nevezzük a rendszert, ha két egymáshoz közeli trajektória időben exponenciálisan eltávolodik egymástól. Ez úgy valósulhat meg, hogy a kör ellipszissé torzul, miközben területe állandó marad. Ha az ellipszis excentricitása az időben exponenciálisan nő, a rendszert kaotikusnak mondjuk. A trajektóriák egymástól való eltávolodásának sebességét az exponens argumentumában az idő szorzótényezője szabja meg, amit Liapunov exponensnek hívunk.

A mágneses erővonalakkal is hasonló a helyzet, mint a káósszal. Ha a σ görbület együttható nem nulla, a kör keresztmetszetű erővonalköteg ellipszis keresztmetszetű köteggé fejlődik az erővonalak mentén (6.3 ábra). A (6.6) egyenlet (6.9) megoldásán látszik, hogy a Liapunov exponens szerepét a σ görbületi együttható abszolút értéke veszi át. A következő fejezetben az Ulysses mágneses tér adatokon azt fogom megvizsgálni, hogy létrejön-e erővonal szeparáció a napszélben?

6.4 Mágneses erővonalak széttartása a napszélben

Az erővonalak széttartásának meghatározásához a (6.6) egyenletet kell numerikusan megoldanunk (Erdős et al., 1997). Ehhez először a (6.5) kifejezés segítségével ki kell számítanunk a görbületi együtthatókat. Szükségünk van tehát a mágneses térerősség vektorok derivált tenzorára. Azonban hasonló problémával állunk szemben, mint amelyet már az (5.3) fejezetben tárgyaltam. A Taylor hipotézissel az időben mért mágneses tér vektorokat áttanszformálhatjuk a napszél áramlása mentén mért térbeli változásokra, de ez kevés a teljes derivált tenzor meghatározásához, ezért további feltételezéssel kell élnünk. Feltesszük, hogy a fluktuációk síkhullámok, a hullámvektorukat jelöljük k -val. Ebben az esetben a (6.5) kifejezésben szereplő derivált tenzort a

$$\frac{\partial l_i}{\partial x_j} \approx \frac{1}{(w, k)} \frac{\Delta l_i}{\Delta t} k_j \quad (6.11)$$

kifejezéssel közelíthető, ahol (w, k) a plazma sebességvektorának és a hullámvektornak a skaláris szorzata, Δl a mágneses tér irányú egységvektor változása Δt idő alatt. Behelyettesítve a (6.5) egyenletekbe, a görbületi együtthatók numerikusan közelítőleg kiszámíthatók:

$$\begin{aligned} \kappa &= -\frac{(\Delta l, m)}{(w, k)\Delta t} (l, k) \\ \rho &= -\frac{(\Delta l, m)}{(w, k)\Delta t} (\bar{m}, k) \\ \sigma &= -\frac{(\Delta l, m)}{(w, k)\Delta t} (m, k) \end{aligned} \quad (6.12)$$

A (6.12) együtthatókkal a (6.6) egyenlet numerikusan megoldható, feltéve hogy megadjuk a k hullámvektor irányát. Kör keresztmetszetű erővonal kötegből kiindulva a

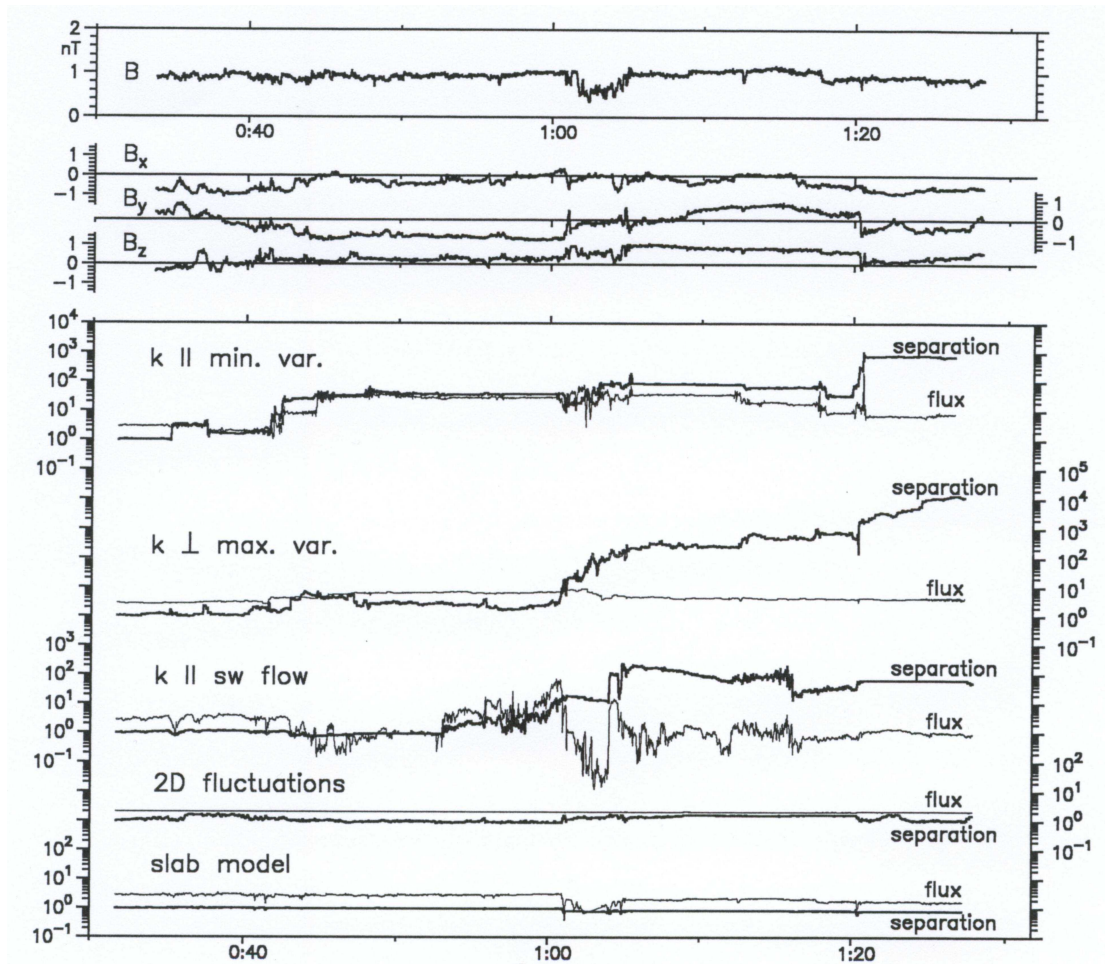
keresztmetszet ellipszissé fajul, amelynek meghatározhatjuk az a nagytengelyét és a b kistengelyét, mint az erővonal mentén mért s ívhossz függvényét. Az erővonalak szeparációját a középponttól mért átlagos távolsággal jellemezhetjük:

$$\text{szeparáció} = \sqrt{(a^2 + b^2)/2} . \quad (6.13)$$

Az ellipszis területéből meghatározhatjuk az erővonal köteg mágneses fluxusát:

$$\text{fluxus} = \pi abB , \quad (6.14)$$

ahol B a tér erőssége. A mágneses fluxusnak az erővonal mentén állandónak kell lennie, ezt a mennyiséget a numerikus számítás pontosságának és az alkalmazott közelítések jogosságának ellenőrzésére fogom használni.



6.4 ábra. Mágneses erővonalak szeparációja, az Ulysses mágneses tér mérésekből (felső panelek) öt modell alapján számolva. A modellekből meghatározott mágneses fluxus a modellek feltételezéseinek és a számítások pontosságának ellenőrzését szolgálja.

Az erővonalak szeparációját a legnagyobb időfelbontású (1-2 másodperces) Ulysses mágneses tér mérési adatokon határoztam meg (Erdős et al., 1997). A számítások során

egy perces csúszó ablakkal minimum variancia analízist is végeztem (lásd az (5.4) fejezetben az (5.8) egyenlet diszkusszióját). A (6.4) ábrán 1994. július 10-én egy egyórás időtartamra végzett számítások eredményét mutatom be. Az ábrán a felső panelekben a mágneses tér erőssége és komponensei láthatók. A hullámvektor irányára különböző, összesen öt modellt próbáltam ki. A (6.4) ábra az öt modellre számított szeparáció és fluxus időbeli fejlődését mutatja.

Az öt modell feltételezéseinek leírása és a számítások eredményeinek értékelése, az ábrán felülről lefelé haladva a következő.

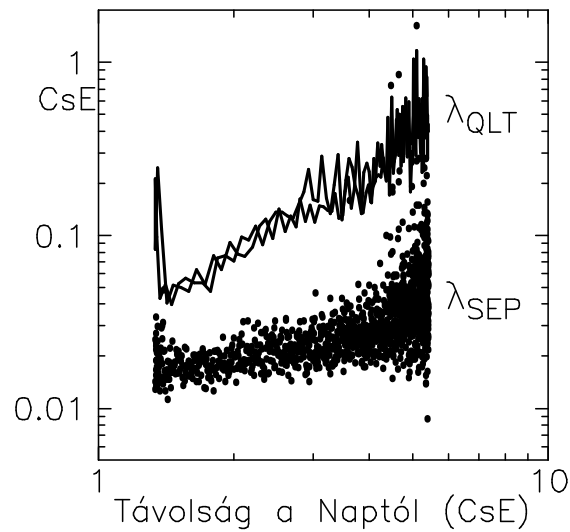
1. Feltételeztem, hogy a k hullámvektor párhuzamos a minimum variancia irányával. Ebben az esetben az erővonalak szeparációja az idővel jelentős mértékben nő, de a mágneses fluxus megmaradása nem teljesül.
2. Feltételeztem, hogy a k hullámvektor merőleges a maximum variancia irányára. A hullámvektor a maximum variancia körül elforgatható, ezért a hullámvektor irányát úgy tettem egyértelművé, hogy lokálisan a $\text{div } B = 0$ feltétel teljesüljön. Ebben az esetben a szeparáció jelentős (az egy órás időtartam alatt az eltávolodás négy nagyságrendű), ugyanakkor a fluxus megmaradása elfogadható mértékben teljesül.
3. Feltételeztem, hogy a k hullámvektor párhuzamos a napszél áramlási irányával (radiális irány). Ebben a modellben az a racionalitás, hogy elterjedt az a nézet, amely szerint a napszélben a hullámok főleg a radiális irányban terjednek (Smith et al., 1995b). A mágneses fluxus megmaradása az öt modell közül ekkor sérül a legjobban.
4. A mágneses tér x irányú (radiális) komponensét mesterségesen konstansnak vettem, vagyis a mágneses térerősség komponensei csak a másik két dimenzióban változnak. Ezt a modellt azért szokták használni, mert ekkor a $\text{div } B = 0$ feltétel maradéktalanul teljesül. Ennek következtében a számítás szerint a fluxus valóban megmarad, bizonyítva, hogy az eljárás során a numerikus hibák nem jelentősek. A modell kis szeparációt eredményezett.
5. Feltételeztem, hogy a k hullámvektor párhuzamos az átlagos mágneses tér irányával („slab” modell). A (6.5) fejezetben már említettem, hogy a „slab” modellben nincs erővonal szeparáció, ezt a számítás jól reprodukálta. A mágneses fluxus megmaradása itt is teljesül.

A 4. és 5. modellt főleg azért próbáltam ki, hogy megvizsgáljam, mennyire teljesül a mágneses fluxus (4. modellben) és a szeparáció (5. modellben) megmaradása, vagyis a (6.6) egyenlet megoldásban jelentkező numerikus hibák nagyságára voltam kíváncsi. Az első három modell közül csak a 2. számú modellben maradt meg a mágneses fluxus, ezért a továbbiakban azt a modellt használtam.

A (6.4) ábrán a 2. modellben ($k \perp \text{max. var. feliratú vonal}$) a szeparáció két alkalommal növekszik meg rövid idő alatt. Az első röviddel 1:00 óra után következett be. Megvizsgálva a mágneses tér adatokat (felső panelek) látható, hogy abban az időben egy mágneses depresszió haladt át a szondán, amikor a mágneses tér erőssége néhány perces skálán jelentősen lecsökkent. A másik alkalom 1:20 időben volt, amikor egy

szakadási felület haladt át a szondán (a mágneses térerősség vektorok három komponensében látszik a hirtelen változás, tehát a tér hirtelen irányt váltott). A (6.4) fejezetben megmutattam, hogy az erővonalak szeparációját a σ görbületi együttható okozza. A (6.12) kifejezésből leolvasható, hogy σ akkor a legnagyobb, ha párhuzamos az m egységvektorral, ami merőleges az erővonalak irányára (l -re). Tehát σ akkor nagy, ha k merőleges a mágneses térre. Ez a feltétel tangenciális diszkontinuitáskor jól teljesül. A mágneses depresszió is kedvező az erővonalak szeparációja szempontjából, mert a mágneses tér gradiense közel merőleges az erővonalakra (Erdős and Balogh, 1996).

6.5 ábra. Az 1 MeV energiájú protonoknak a kvázi-lineáris elmélettel számolt szórási szabad úthossza (λ_{QLT}) és a mágneses erővonalak szeparációjának karakterisztikus távolsága (λ_{SEP}) a Naptól mért távolság függvényében.



Az Ulysses szonda első ekliptikán kívüli keringésének mágneses tér mérési adatait elemeztem az 1992 és 1998 közötti időszakban (Erdős et al., 1999). Ebben az időben a szonda hosszú időt, a mérési idő nagyobb részét a gyors napszélben töltötte, ez (5.5) ábra felső paneljéről leolvasható. A mérési szakaszt négy órás intervallumokra bontottam, és egy perces időfelbontású mágneses térerősség vektorokon az előző fejezetekben ismertetett eljárással meghatároztam az erővonalak szeparációját. A szeparáció λ_{SEP} karakterisztikus távolságát az erővonalak mentén mért ívhosszal jellemeztem, amely ívhosszon az erővonalak közötti távolság e -szeresére nőtt. A (6.5) ábrán a pontok az így meghatározott λ_{SEP} karakterisztikus távolságokat mutatják, a megfigyelőnek a Naptól mért távolságának függvényében. Látható, hogy a szeparáció karakterisztikus távolsága enyhén nő a heliocentrikus távolság függvényében. Összehasonlítás céljából a (6.5) ábrán berajzoltam az 1 MeV-es protonoknak a mágneses erővonalakkal párhuzamos szórási szabad úthosszát, amelyet az (5.3) fejezetben ismertetett kvázi-lineáris elmélettel határoztam meg. A λ_{SEP} mennyiség a részecskéknél az erővonalakra merőleges mozgását jellemzi, de a merőleges szórási szabad úthossz meghatározása a λ_{SEP} karakterisztikus távolságból nem megoldott probléma. Annyit azonban megállapíthatunk, hogy az erővonalak szeparációs távolsága lassabban nő a heliocentrikus távolsággal mint a párhuzamos szórási szabad úthossz, ezért a külső helioszférában a merőleges diffúzió szerepe megnőhet a párhuzamos diffúzióhoz képest. Az erővonalakra merőleges diffúzió az űrfizika egyik nagyon nehéz problémája, amelyben egyelőre csak lassú haladás tapasztalható.

7. Összefoglalás

A napszél felfedezése az űrkorszak hajnalán gyökeresen megváltoztatta a távolabbi környezetünkről alkotott ismereteinket. A napszél a Naptól radiálisan irányban szuperszonikus sebességgel kifelé áramló, elektromosan semleges, mágnesezett plazma. Ez a szuperszonikus sebességű áramlás a Nap-Föld távolság körülbelül százszorosáig létezik. A napszél által a csillagközi térbe kifújott buborékot helioszférának nevezzük.

A napszél fizikai paraméterei, köztük a mágneses térerősség vektorok széles időskálán változékonyságot mutatnak. A hosszú idejű változások okát elsősorban a Napban kell keresnünk, a szuperszonikus sebességű kifelé áramlás miatt az esetleges külső hatások nehezen tudnának a belső naprendszerbe eljutni. A helioszféra helyszíni vizsgálata tehát közelebb vihet a Napon lejátszódó jelenségek megértéséhez. Ugyanakkor a helioszféra kutatása gyakorlati jelentőséggel is bír, mert a Nap hatással van a földi környezetre, az időben változó hatásokat divatos elnevezéssel űridőjárásnak hívjuk. Az űrbe telepített technikai eszközök egyre növekvő száma indokoltá teszi a Nap-Föld kapcsolatokat közvetítő közegnek a kutatását. A Nap extrém hosszú időskálájú változása pedig felveti a földi természetes eredetű, nem emberi tevékenységből származó klímaváltozásokkal való összefüggés lehetőségét is, ez a kérdés azonban vita tárgyát képezi.

A rövidebb idejű változások vizsgálata az űrfizika fontos területe. Az Ulysses szondával nagy heliografikus szélességeken végzett mágneses tér mérések kedvező lehetőséget kínáltak a mágneses tér fluktuációinak tanulmányozására. Ezek a mérések a sarki koronalyukból származó gyors napszélben történtek, ahol a mérések kiértékelését zavaró tranziens jelenségek hiányoznak. A fluktuációk vizsgálata összefügg a kozmikus sugárzás terjedésének jobb megértésével is.

Láthattuk, hogy a helioszféra kutatása több aspektusból is fontos, más tudományterületek fejlődését is elősegítő téma. Ennek ellenére az Ulysses szonda fellövése előtt a helioszférának csak egy kétdimenziós szeletében végeztek méréseket, a helyszíni megfigyelések az ekliptika síkjára korlátozódtak. Az Ulysses szonda jelentősége tehát abban rejlik, hogy a méréseket a helioszférában kiterjesztettük a háromdimenziós térbe. Az Ulysses szonda hosszú, 18 évet meghaladó működése pedig lehetőséget adott a napszélvel összefüggő változások vizsgálatára is. Ez a lehetőség felértékelődött, mert kiderült, hogy a legutolsó, 23-ik ciklus nagyon elhúzódó, az összehasonlítás a 22-ik ciklus adataival rávilágíthat a Nap hosszútávú változásainak okára.

A helioszféra vizsgálatát az Ulysses szonda mágneses tér méréseire alapoztam. A mágneses térerősség vektorok legnagyobb időfelbontásban másodpercenként álltak rendelkezésre. A mágneses tér jó közelítéssel a napszélbe befagyva érkezik a megfigyelőhöz. Fizikai szempontból azonban nem az az érdekes, hogy egy struktúra milyen gyorsan halad át a szondán, hanem az, hogy mekkora a struktúra mérete. A kutatásaimban ezt több alkalommal figyelembe vettem, és inkább a struktúrák térbeli méretét határoztam meg. A mágneses tér mérések mellett ehhez szükség volt a napszél sebességének durvább időfelbontású adataira is.

A napszélbe befagyott mágneses tér fontos hírvivő a Nap koronájának állapotáról. A befagyás néhány Nap sugár távolságban történik, ezen a képzeletbeli gömbön mérhető mágneses teret a napszél forrásterének nevezzük. A forráster a Nap fotoszférájának mágneses terének méréséből is meghatározható, modellszámítás alapján. A két mennyiség összehasonlítása a munkámnak fontos elemét képezte. Ehhez a Wilcox Solar Observatory forrásterre vonatkozó szinoptikus térképeit használtam.

Az Ulysses szondával végzett mérések, köztük csak a mágneses tér mérésére korlátozódóak is szerteágazó, széles területet felölelő kutatási témák. Ez a munka csak csapatban, több kutató együttműködésében valósítható meg. Az elért eredmények közül a következőket tekintem olyanoknak, amelyek elérésében jelentős mértékben közreműködtem.

A Nap helioszférába kiterjedő mágneses tere az északi és déli féltekén egymással ellentétes polaritású, a két polaritást a helioszférában elválasztó felület (HCS) hullámos alakú és a Nappal közel együtt forog. A helioszférában tartózkodó megfigyelő a Nap forgása során váltakozva a felület felett és alatt helyezkedik el, az így megfigyelhető ellentétes mágneses polaritású heliografikus hosszúságszakaszokat mágneses szektoroknak nevezzük. Az Ulysses szonda 1992-től megkezdte a déli pólus felé tartó útját. Ebben az időben megfigyeltem, hogy a mágneses szektorok a Nap egyenlítői forgássebességével hosszú időn keresztül visszatértek, majd 1992. nyarától a szektorok a Naphoz rögzített koordináta-rendszerben kelet felé sodródtak. Ez az egyenlítői forgásnál 2 nappal hosszabb forgási periódusnak felel meg. Ebben az időben az Ulysses egyre nagyobb heliografikus szélességre mozgott. Rámutattam, hogy a szektorok visszatérésének megnövekedett periódusa nem a fotoszféra szélességtől függő differenciális rotációja miatt történt, hanem egy koronaanyag kilökődés (CME) rendezte át a mágneses tér topológiáját a koronában. A szektorok kelet felé sodródása egybeesett visszatérő gyors napszélnyalábok (CIR) megjelenésével.

Megfigyeltem, hogy a szonda 1993. májusában, a déli 30°-os heliografikus szélességnél elvesztette a mágneses szektorokat, és belépett az unipoláris, negatív mágneses térbe, amely a déli pólus koronalyukából származó gyors napszélre volt jellemző. Megmutattam, hogy az eltűnő, pozitív szektor lassú napszélből származott, a szektor eltűnésével az Ulysses a lassú napszelet is elvesztette. Összehasonlítást végeztem a fotoszférikus mérésből modellezett forrásterrel és megállapítottam, hogy a szektorok elvesztése fél évvel korábban történt, mint a forráster alapján várható lenne. Ez a kétféle megfigyelés 10°-os heliografikus szélesség szerinti eltérését jelenti. A szektorok 1993-as elvesztésével analóg helyzet állt elő a következő napciklusban, szintén a napciklus leszálló ágában, 2005-ben. A két esetet összehasonlítva jelentős különbségek fedezhetők fel, köztük az, hogy a HCS hullámossága a 23-ik ciklusban nagyobb volt (40°-os), mint a 22-ik ciklusban (30°-os). A különbségek összefügghetnek a 23-ik ciklus különleges, elhúzódozó jellegével.

A 22-ik ciklus maximumában, 2001-ben megfigyeltem a Nap pólusváltását. Megállapítottam, hogy a pólusváltás a helioszférikus áramlepel (HCS) inklinációjának növekedésével és átfordulásával történt, nem pedig a pólusok közelében esetleg megjelenő ellentétes mágneses polaritású szigetek területének növekedésével, amelyeket nem tapasztaltam. Meglepő megfigyelés volt, hogy a napfoltmaximum idején is a mágneses szektorok hosszú időn keresztül visszatértek. A pólusváltás ideje

jelentősen eltért a forrástér modellekből meghatározott időhöz képest, amely egy évvel korábbra tette a póluscserét.

Az Ulysses Naphoz közeli pályaszakaszát, amikor a déli pólustól az északiig terjedő utat gyorsan, egy év alatt teszi meg, gyors szélességi pásztázásnak hívjuk. Az első ilyen alkalommal az energikus részecskék fluxusában észak-déli aszimmetriát találtak. A megfigyelést a helioszférikus áramlepel (HCS) 10° -os déli irányú átlagos eltolódásával magyarázták. Az Ulysses szondával megfigyelt szektorátmenetek helyének elemzésével meghatároztam a HCS átlagos eltolódását az első és a harmadik szélességi pásztázások során. Megállapítottam, hogy mindkét esetben az áramlepel néhány fokos szöggel déli irányban tolódott el. Az azonos irányban történő eltolódás azért meglepő, mert a két megfigyelés a Nap ellentétes mágneses polaritásánál történt. Az eltolódás kis mértéke összeegyeztethetetlen a részecskefluxus mérések magyarázatánál hivatkozott 10° -os eltolódással. A HCS eltolódásának kis mértékét a mágneses térerősség pólusoknál mért értékei is alátámasztják.

A mágneses erővonalak átlagos alakját a helioszférában Parker már 1963-ban elméletileg meghatározta. Az Ulysses szonda mágneses méréseivel nyílt először alkalom az elméleti modell ellenőrzésére nagy heliografikus szélességeken. A szonda első keringésekor a 60° -os déli szélesséig vizsgáltam a mágneses tér nagyléptékű geometriáját. Megállapítottam, hogy a mágneses térerősség vektorok azimutális irányának legvalószínűbb értéke megegyezik a Parker modell jóslatával. Ugyanakkor az átlagos azimutális szög eltér a modelltől. A legnagyobb eltérést az unipoláris térben tapasztaltam 30° - 60° déli heliografikus szélességen, ahol az eltérés 13° -os volt a spirális erővonalak lazább csavarodásának irányában. A megfigyelések szerint az azimutális szög szerinti eloszlásfüggvények aszimmetrikus alakúak, ez okozza az átlagos értékek eltérését a modelltől. Az eltérés legvalószínűbb okának a radiálisan kifelé terjedő nagy amplitúdójú Alfvén hullámok hatását javasoltam.

Az Ulysses szonda teljes ekliptikán kívüli méréseire egy perces időfelbontású adatokból meghatároztam a mágneses tér fluktuációinak spektrumait. Az energikus részecskék szórásának kvázi-lineáris elméletével a spektrumokból meghatároztam a részecskék szórási szabad úthosszát. Megállapítottam, hogy a szabad úthossz a Naptól mért távolsággal nő, $1,3$ kitevőjű hatványfüggvény szerint. A távolságfüggésre korrekciót végezve megvizsgáltam a heliografikus szélességtől való függést, amely a gyors és lassú napszél határán lépcsőfüggvénnyel írható le, különben független a szélességtől. A szórási szabad úthossz a gyors napszélben rövidebb, mint a lassúban. Ez az eredmény felhasználható a kozmikus sugárzás naprendszerbeli modulációjának realisztikusabb modellezéséhez. A moduláció napciklustól való függéséhez ebben az esetben a pólusokból származó gyors napszél heliografikus szélesség szerinti kiterjedése is hozzájárul, amely a napciklus szerint hullámzik.

A napszélben gyakran lehet magnetohidrodinamikai szakadási felületekkel találkozni, amelyekben a plazma paraméterei, elsősorban a mágneses térerősség vektor rövid skálán változik. Kritizáltam azt a gyakorlatot, amely a szakadási felületek kiválasztását a mágneses térerősség vektor időbeli változásának sebességén alapul, és helyette a struktúrák térbeli méretének alapján történő kiválasztást javasoltam. Az Ulysses mágneses tér mérések legjobb időfelbontású adatain vizsgáltam a szakadási felületek gyakoriságát. A szakadási felületek száma csökken a heliografikus távolsággal, ez a struktúráknak a turbulencia miatti elbomlásával magyarázható. Megmutattam, hogy a

térbeli változásokon alapuló esemény szelekció szerint a gyors napszélben ritkábbak a szakadási felületek, mint a lassú napszélben, ez az eredmény ellentétes az általánosan használt időbeli változásokon alapuló módszer eredményével. Minimum variancia és keresztszorzat eljárásokkal meghatároztam a szakadási felületek normálisát. Megállapítottam, hogy az események kiválasztásának hibás gyakorlata miatt a radiális normálisú szakadási felületek túlreprezentáltak, a valóságban a normálisok irányeloszlása összeegyeztethető az izotrópiával.

Egymáshoz közeli mágneses erővonalak az erővonalak mentén eltávolodhatnak egymástól. Egy elegáns matematikai apparátus, a spinor formalizmus alapján módszert dolgoztam ki az erővonalak eltávolodásának mágneses tér mérésekből történő meghatározására. Ulysses adatokon megmutattam, hogy az eltávolodás az erővonalak ívhosszával exponenciálisan nő. Az eltávolodást azzal az ívhosszal jellemezhetjük, amely során a két erővonal közti távolság e -szeresére nő. Az erővonalak szeparációja az energikus részecskéknek a mágneses térre merőleges szóródásához járulhat hozzá. Az Ulysses megfigyelések szerint a szeparációs távolság a Naptól mért távolsággal nő, de a növekedés kisebb mértékű, mint a kvázi-lineáris elméletből meghatározott szórási szabad úthossz. Ez azt valószínűsíti, hogy a részecskéknek az erővonalakra merőleges diffúziója a külső helioszférában relatíve megnőhet. Ez a kérdés további elméleti vizsgálatokat igényel.

Köszönetnyilvánítások

Köszönettel és hálával tartozom első főnökömnek és tanítómesteremnek, Somogyi Antalnak, aki bevezetett a kozmikus sugárzás kutatásába és támogatta külföldi tanulmányutaimat. Hasonlóan köszönettel tartozom későbbi munkahelyi vezetőimnek, köztük Varga Andrásnak, Szegő Károlynak, és jelenlegi igazgatómnak, Szőkefalvi Nagy Zoltánnak a kutatásaimhoz biztosított háttérért és támogatásért.

Kutatásaim alapját az Ulysses szondán repült magnetométer adatai adták. A munkába a londoni Imperial College egyetemen a British Science and Engineering Council anyagi támogatásával létrejött egyéves munkavállalással kapcsolódtam be. Hálásan köszönöm a magnetométer vezető kutatójának, az Imperial College nyugalmazott professzorának Balogh Endrének önzetlen támogatását, hasznos tanácsait, folyamatos segítségét és barátságát. A disszertáció eredményei két évtizedes folyamatos együttműködésünk gyümölcsei.

Az Ulysses magnetométer kutatócsoport tagjainak segítése is nélkülözhetetlen volt munkámhoz. Külön kiemelném Bob Forsyth segítségét, aki az adatok elsődleges feldolgozását végezte, valamint a hasznos diszkussziókat Ed Smith kutatóval. Az Ulysses szonda más műszerei között leginkább a SWOOPS napszél detektor és a SWICS napszél ion kompozíció műszer adatait használtam, D. McComas és J. Geiss kutatóknak jár ezért köszönet. A Wilcox Solar Observatory napszél forrásterének szinoptikus térképeit T. Hoeksema bocsátotta rendelkezésemre.

Munkatársaimnak a KFKI RMKI Kozmikus Fizikai Főosztályán köszönöm a jó szakmai és baráti légkört, amely jelentősen hozzájárult az eredmények eléréséhez. Hasznos szakmai beszélgetések Tátrallyay Mariellával, Király Péterrel, Kecskeméty Károllyal segítettek a látóköröm kiszélesítését. Földy Lajosnak a számítástechnikai problémák megoldásában nyújtott segítségéért vagyok hálás. Külön köszönöm Kóta József segítségét, aki mint egyes munkák társszerzője közvetlenül is hozzájárult az elért eredményekhez.

Kutatásaim anyagi háttérét a Magyar Tudományos Akadémián kívül számos szervezet és alapítvány biztosította, köztük három OTKA szerződés (OTKA T 016952, T 30078, K 62617), a Magyar-Brit Kormányközi Tudományos és Technológiai (TéT) Alapítvány szerződése (GB-5/98), valamint a Magyar Űrkutatási Iroda témapályázatai. Az International Space Science Institute (Bern) Visiting Scientist Programme keretében támogatta az általam vezetett, „Plasma Turbulence and the propagation of charged particles in the Heliosphere” című nemzetközi kutatócsoport munkáját.

Végül, köszönöm családomnak a türelmet, amellyel elviselte a kutatómunka során gyakran előforduló elfoglaltságokat, távolmaradásokat. Mindenekelőtt feleségemnek, Panninak vagyok ezért hálás.

Rövidítések jegyzéke

Rövidítés	Angol elnevezés	Magyarázat
CIR	Co-rotating Interaction Region	Együttforgó kölcsönhatási tartományok
CME	Coronal Mass Ejection	Koronaanyag kilökődés
CsE		Csillagászati Egység (Nap-Föld távolság)
ESA	European Space Agency	Európai Űrügynökség
FGM	FluxGate Magnetometer	Indukciós magnetométer
HCS	Heliospheric Current Sheet	Áramlepel (ellentétes mágneses polaritású tartományokat elválasztó felület a helioszférában)
JPL	Jet Propulsion Laboratory	Sugárhajtómű Laboratórium
MHD	MagnetoHydroDynamics	Magnetohidrodinamika
MVA	Minimum Variance Analysis	Minimum variancia analízis
NASA	National Aeronautics and Space Administration	Az USA Nemzeti Légügyi és Űrhajózási Hivatala
QLT	Quasi-Linear Theory	Energikus töltött részecskéknek a napszél irregularitásain való szóródásának kvázi-lineáris elmélete
RTG	Radio-isotope Thermoelectric Generator	Rádioaktív izotópos termoelektromos áramgenerátor
RTN	Radial Tangential Normal	A helioszférában használt koordináta-rendszer tengelyei
VHM	Vector Helium Magnetometer	Vektor hélium magnetométer

Hivatkozások

Axford, W.I., Leer., E., Skadron, G.: Acceleration of cosmic rays by shock fronts, *Proc. 15th Int. Conf. Cosmic Rays*, **11**, 132, 1977.

Babcock, H.D., The Sun's Polar Magnetic Field: *Astrophysical Journal*, **130**, 364, 1959.

Babcock, H.W.: The topology of the Sun's magnetic field and the 22-year cycle, *Ap. J.*, **133**, 572-587, 1961.

Balogh, A., Beek, T.J., Forsyth, R.J., Hedgecock, P.C., Marquedant, R.J., Smith, E.J., Southwood, D.J., Tsurutani, B.T.: The magnetic field investigation on the ULYSSES mission - Instrumentation and preliminary scientific results, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, **92**, no. 2, p. 221-236, 1992.

Balogh A., Erdős, G., Forsyth, R.J., and Smith, E.J.: The evolution of the interplanetary sector structure in 1992, *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 2331-2334, 1993

Bell, A.R.: Acceleration of cosmic rays in shock fronts, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **182**, 147, 1978.

Birkeland, K.: The Norwegian Aurora Polaris Expedition 1902-1903, Publ. by H. Aschehoug & Co., 1908.

Blandford, R.D., Ostriker, J.P.: Particle acceleration by astrophysical shocks, *Astrophys. J.*, **221**, L29, 1978.

Boyd, T.J.M., Sanderson, J.J.: Plasma dynamics, London, Nelson, 1969. Applications of mathematics series ISBN : 177616113, 1969.

Bruno, R., Bavassano, B., Villante, U.: Evidence for long period Alfvén waves in the inner solar system, *Journal of Geophysical Research*, **90**, p. 4373-4377, 1985.

Burlaga, L., Ness, N.F.: Tangential discontinuities in the solar wind, *Sol. Phys.*, **9**, 467-477, 1969.

Burlaga, L., Sittler, E., Mariani, F., Schwenn, R.: Magnetic loop behind an interplanetary shock - Voyager, Helios, and IMP 8 observations, *Journal of Geophysical Research*, **86**, p. 6673-6684, 1981.

Burlaga, L.F., Lepping, R.P., Behannon, K.W., Klein, L.W., Neubauer, F.M.: Large-scale variations of the interplanetary magnetic field - Voyager 1 and 2 observations between 1-5 AU, *Journal of Geophysical Research*, **87**, 4345-4353, 1982.

Carrington, R.C.: Description of a Singular Appearance seen in the Sun on September 1, 1859, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **20**, 13-15, 1860.

Carrington, R.C.: Observations of the Spots on the Sun, Williams and Norgate, London, 1863.

Christensen-Dalsgaard, J., Däppen, W., Ajukov, S.V., Anderson, E.R., Antia, H.M., Basu, S., Baturin, V.A., Berthomieu, G., Chaboyer, B., Chitre, S. M., Cox, A.N., Demarque, P., Donatowicz, J., Dziembowski, W.A., Gabriel, M., Gough, D.O., Guenther, D.B., Guzik, J.A., Harvey, J.W., Hill, F., Houdek, G., Iglesias, C.A., Kosovichev, A.G., Leibacher, J.W., Morel, P., Proffitt, C.R., Provost, J., Reiter, J., Rhodes Jr., E.J., Rogers, F.J., Roxburgh, I.W., Thompson, M.J., Ulrich, R.K.: The current state of solar modeling. *Science*, **272**, 1286 – 1292, 1996.

Colburn, D.S., Sonett, C.P.: Discontinuities in the solar wind, *Space Sci. Rev.*, **5**, 439-506, 1966.

Eddy, J.A.: The Maunder Minimum, *Science*, **192**, no 4245, pp. 1189-1202, 1976.

Erdős, G.: Wave, and turbulence in the solar wind Turbulence, Waves, and Instabilities in the Solar Plasma. Proceedings of NATO Advanced Research Workshop, Budapest, 2002, (NATO SCIENCE SERIES: II: Mathematics, Physics and Chemistry, 124) (Eds: Erdélyi R, Petrovay K, Roberts B, Aschwanden MJ), Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2003, pp 345-364, 2003.

Erdős, G. and Balogh, A.: Statistical properties of mirror mode structures observed by Ulysses in the magnetosheath of Jupiter, *J. Geophys. Res.*, **101**, 1-12, 1996.

Erdős, G., and Balogh, A.: The symmetry of the Heliospheric Current Sheet as observed by Ulysses during the fast latitude scan, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 245-248, 1998.

Erdős, G., and Balogh, A.: In situ observations of magnetic field fluctuations, *Adv. Space Res.*, **35**, 625-635, 2005.

Erdős, G., and Balogh, A.: Density of discontinuities in the heliosphere, *Adv. Space Res.*, **41**, 287-296, 2008.

Erdős, G., and Balogh, A.: North-South asymmetry of the location of the heliospheric current sheet revisited, *J. Geophys. Res.*, in press, 2010.

Erdős, G., Balogh, A., Kóta, J.: Separation rate of the magnetic field lines observed by Ulysses at high latitude, *Adv. Space Res.*, **19**, No 6, 843-846, 1997.

Erdős, G., Balogh, A., Kóta J.: Scattering mean free path of energetic protons in the Heliosphere, *Proceedings 26th International Cosmic Ray Conference*, Salt Lake City 1999, Vol **6**, pp 316-319, 1999.

Erdős, G., Balogh, A., Kóta, J.: Decay of magnetic field irregularities observed by Ulysses, *SPACE SCIENCE REVIEWS*, **97**, 221-224, 2001.

Fisk, L. A.: Motion of the footpoints of heliospheric magnetic field lines at the Sun: Implications for recurrent energetic particle events at high heliographic latitudes, *Journal of Geophysical Research*, **101**, Issue A7, p. 15547-15554, 1996.

Forsyth, R.J., Balogh, A., Horbury, T.S., Erdős, G., Smith, E.J., Burton, M.E.: The heliospheric magnetic field at solar minimum: Ulysses observations from pole to pole, *ASTRONOMY & ASTROPHYSICS*, **316** : 287-295, 1996a

Forsyth, R.J., Balogh, A., Smith, E.J., Erdős, G., McComas, D.J.: The underlying Parker spiral structure in the Ulysses magnetic field observations, 1990-1994, *Journal of Geophysical Research*, **101**, Issue A1, p. 395-404, 1996b.

Forsyth, R.J., Horbury, T.S., Balogh, A., Smith, E.J.: Hourly variances of fluctuations in the heliospheric magnetic field out of the ecliptic plane, *Geophysical Research Letters*, **23**, Issue 5, p. 595-598, 1996c.

Forsyth, R.J.; Balogh, A.; Smith, E.J.: The underlying direction of the heliospheric magnetic field through the Ulysses first orbit, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, Volume 107, Issue A11, pp. SSH 19-1, CiteID 1405, DOI 10.1029/2001JA005056, 2002.

Frandsen, A.M.A., Connor, B.V., van Amersfoort, J., Smith, E.J.: The ISEE-C vector helium magnetometer, *IEEE Transactions on Geoscience Electronics*, vol. **GE-16**, July 1978, p. 195-198, 1978.

Galilei, G.: *Istoria e dimonstrazioni alle macchie solari e loro accidenti*, Roma, 1615.

Gloeckler, G., and Geiss, J.: Interstellar and Inner Source Pickup Ions Observed by SWICS on ULYSSES, *Space Sci. Rev.*, **86**, Issue 1/4, 127-159, 1998.

Gosling, J.T., Baker, D.N., Bame, S.J., Feldman, W.C., Zwickl, R.D., and Smith, E.J.: Bidirectional Solar Wind Electron Heat Flux Events, *J. Geophys. Res.*, **92**, (A8), 8519–8535, 1987.

Hale, G.E., Ellerman, F., Nicholson, S.B., Joy, A.H.: The Magnetic Polarity of Sun-Spots, *Astrophysical Journal*, **49**, p.153, 1919.

Heber, B., Droge, W., Kunow, H., Müller-Mellin, R., Wibberenz, G., Ferrando, P., Raviart, A., and Paizis, C.: Spatial variation of >106 MeV proton fluxes observed during the Ulysses rapid latitude scan: Ulysses COPIN/KET results, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 1523-1516, 1996a.

Heber, B., Droge, W., Ferrando, P., Haasbroek, L.J., Kunow, H., Müller-Mellin, R., Paizis, C., Potgieter, M.S., Raviart, A., and Wibberenz, G.: Spatial variation of >40 MeV/n nuclei fluxes observed during the Ulysses rapid latitude scan, *Astron. Astrophys.* **316**, 538–546, 1996b.

Hedgecock, P.C.: A correlation technique for magnetometer zero level determination, *Space Science Instrumentation*, vol. **1**, Feb. 1975, p. 83-90, 1975.

Heinemann, M., Olbert, S.: Non-WKB Alfvén waves in the solar wind, *Journal of Geophysical Research*, **85**, p. 1311-1327, 1980.

Hodgson, R.: On a curious Appearance seen in the Sun, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. **20**, p.15-16, 1859.

Hoeksema, J.T.: The Large-Scale Structure of the Heliospheric Current Sheet During the ULYSSES Epoch, *Space Sci. Rev.*, **72**, 137-148, 1995.

Horbury, T.S., Balogh, A., Forsyth, R.J., Smith, E.J.: The rate of turbulent evolution over the Sun's poles, *Astronomy and Astrophysics*, **316**, p.333-341, 1996.

Hoyt, D.V., Shatten, K.H.: Group Sunspot Numbers: A New Solar Activity Reconstruction, *Solar Physics*, **181**, Issue 2, p. 491-512, 1998.

Huber, M.C.E., Foukal, P.V., Noyes, R.W., Reeves, E.M., Schmahl, E.J., Timothy, J.G., Vernazza, J.E., Withbroe, G.L.: "Extreme-ultraviolet observations of coronal holes: Initial results from Skylab", *Astrophys. J. Lett.*, **194**, L115–L118, 1974

Hudson, P.D.: Reflection of charged particles at plasma shocks, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, **131**, 23, 1965.

Jokipii, R.J.: Cosmic-ray propagation. Charged particles in a random magnetic field, *The Astrophys. J.*, **146**, no 2, 480-487, 1966.

Jokipii, R.J., and Kóta, J.: The polar heliospheric magnetic field, *Geophysical Research Letters*, **16**, p. 1-4, 1989.

Jokipii, J.R., Kota, J., Giacalone, J.: Perpendicular transport in 1- and 2-dimensional shock simulations, *Geophysical Research Letters*, **20**, no. 17, p. 1759-1761, 1993.

Jones, G.H., Balogh, A., Smith, E.J.: Solar magnetic field reversal as seen at Ulysses, *Geophysical Research Letters*, **30**, Issue 19, pp. ULY 2-1, CiteID 8028, DOI 10.1029/2003GL017204, 2003.

Kahler, S.: "Skylab", in *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, (Ed.) Murdin, P., p. 2238, Institute of Physics Publishing, Bristol, 2000.

Keppler, E., Franz, M., Korth, A., Reuss, M.K., Blake, J.B., Seidel, R., Quenby, J.J., Witte, M.: Observations of Energetic Particles with EPAC on Ulysses in Polar Latitudes of the Heliosphere, *Science*, **268**, Issue 5213, pp. 1013-1016, 1995.

Kivelson, M.G., and Russell, C.T.: Introduction to space physics, Cambridge University Press, 1995.

Knetter, T., Neubauer, F.M., Horbury, T., Balogh, A.: Four-point discontinuity observations using Cluster magnetic field data: A statistical survey, *Journal of Geophysical Research*, **109**, Issue A6, CiteID A06102, 2004.

Kolmogorov, A.: The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds' Numbers, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, vol.**30**, p.301-305, 1941.

Kóta, J.: Drift - the Essential Process in Losing Energy, *Proc.16th International Cosmic Ray Conference*, Tokyo, Japan, Vol. **3.**, p.13, 1979.

Kóta, J.: Transport Coefficients in Stochastic Magnetic Fields, *Proc. 24th International Cosmic Ray Conference*, Vol. **4**, edited by N. Iucci and E. Lamanna, p.333, 1995.

Kóta, J., Jokipii, J.R.: Effects of drift on the transport of cosmic rays. VI - A three-dimensional model including diffusion, *Astrophysical Journal*, Part 1, vol. **265**, p. 573-581, 1983.

Kóta, J., Jokipii, J.R.: Corotating Variations of Cosmic Rays Near the South Heliospheric Pole, *Science*, **268**, Issue 5213, pp. 1024-1025, 1995.

Kraichnan, R.H.: Inertial-Range Spectrum of Hydromagnetic Turbulence, *Phys. Fluids*, **8**, 1385-1387, 1965.

Krimigis, S.M., Decker, R.B., Hill, M.E., Armstrong, T.P., Gloeckler, G., Hamilton, D.C., Lanzerotti, L.J., Roelof, E.C.: Voyager 1 exited the solar wind at a distance of ~ 85 AU from the Sun, *Nature*, **426**, 45-48 doi:10.1038/nature02068, 2003.

Krimsky, G.F.: *Dok. Akad. Nauk. SSSR*, **234**, 1306, 1977.

Kunow, H., Dröge, W., Heber, B., Müller-Mellin, R., Röhrs, K., Sierks, H., Wibberenz, G., Ducros, R., Ferrando, P., Rastoin, C., Raviart, A., Paizis, C.: High energy cosmic-ray nuclei results on Ulysses: 2. Effects of a recurrent high-speed stream from the southern polar coronal hole, *Space Science Reviews*, **72**, Issue 1-2, pp. 397-402, 1995.

Landau, L.D., és Lifsic, E.M.: Folytonos közegek elektrodinamikája, *Elméleti Fizika VIII.*, Tankönyvkiadó, Budapest, 1986.

Leighton, R.B.: A magneto-kinematic model of the solar cycle, *Ap. J.*, **156**, 1-26, 1969.

Maunder, E.W.: Note on the Distribution of Sun-Spots in Heliographic Latitude, 1874-1902, *MNRAS*, **64**, 747-761, 1904

McKibben, R.B., Connell, J.J., Lopate, C., Simpson, J.A., Zhang, M.: Cosmic ray modulation in the 3-D heliosphere, *Space Sci. Rev.*, **72**, 367-378, 1995a.

McKibben, R.B., Simpson, J.A., Zhang, M., Bame, S., Balogh, A.: ULYSSES Out-of-Ecliptic Observations of ``27-day" Variations in High Energy Cosmic Ray Intensity, *Space Science Reviews*, **72**, Issue 1-2, pp. 403-408, 1995b.

Mursula, K., and Hiltula, T.: Bashful ballerina: Southward shifted heliospheric current sheet, *Geophys. Res. Lett.*, **30**, (No 22), SSC-2-1-4, doi:10.1029/2003GL018201, 2003.

Mursula, K., and Hiltula, T.: Systematically asymmetric heliospheric magnetic field: Evidence for a quadrupole mode and non-axisymmetry with polarity flip-flops, *Solar Phys.*, **224**, 133-143, 2004.

Németh, Z.: Transport across complex magnetic environment, *Advances in Space Research*, **35**, Issue 4, p. 653-659, 2005.

Ness, N.F., and Burlaga, L.F.: The large-scale heliospheric magnetic field (Abs.), *Eos. Trans. AGU*, **74**, Suppl., 241, 1993.

Ness, N.F., Wilcox, J.M.: Solar Origin of the Interplanetary Magnetic Field, *Physical Review Letters*, **13**, Issue 15, pp. 461-464, 1964.

Neugebauer, M., and Snyder, C.W.: Solar Plasma Experiment, *Science*, **138**: 1095–1097, 1962.

Newman, E. and Penrose, R.: *J. Math. Phys.*, **3**, 566, 1962.

Nolte, J.T., Krieger, A.S., Roelof, E.C., Gold, R. E.: High coronal structure of high velocity solar wind stream sources, *Solar Physics*, **51**, p. 459-471, 1977.

Parker, E.N.: Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields, *Astrophysical Journal*, **128**, p.664, 1958.

Parker, E.N.: The passage of energetic charged particles through interplanetary space, *Planetary and Space Science*, **13**, p.9, 1965.

Pneuman, G.W., Kopp, R.A.: Gas-Magnetic Field Interactions in the Solar Corona, *Solar Physics*, **18**, Issue 2, pp.258-270, 1971.

Pogorelov, N.V., Heerikhuisen, J., Zank, G.P., and Borovikov, S.N.: Influence of the Interstellar Magnetic Field and Neutrals on the Shape of the Outer Heliosphere, *Space Sci. Rev.*, **143**, 31–42, 2009,

Richardson, J.D., Kasper, J.C., Wang, C., Belcher, J.W., Lazarus, A.J.: Cool heliosheath plasma and deceleration of the upstream solar wind at the termination shock *Nature*, **454**, 63–66, 2008.

Rosenberg, R.L., and Coleman, P.J.: Heliographic Latitude Dependence of the Dominant Polarity of the Interplanetary Magnetic Field, *J. Geophys. Res.*, **74**, No 24, 5611-5622, 1974.

Sanderson, T.R., Erdős, G., Balogh, A., Forsyth, R.J., Marsden, R.G., Gosling, J.T., Phillips, J.L., Tranquille, C.: Effect of magnetic discontinuities on the propagation of energetic particles: Ulysses observations of the onset of the March 1991 solar particle event, *Journal of Geophysical Research*, **105**, Issue A8, p. 18275-18284, 2001.

Schwabe H.S.: Sonnenbeobachtungen im Jahre 1843, *Astron. Nachrichten*, **21**, 234, 1844.

Simpson, J.A., Anglin, J.D., Bothmer, V., Connell, J.J., Ferrando, P., Heber, B., Kunow, H., Lopate, C., Marsden, R.G., McKibben, R.B., Muller-Mellin, R., Paizis, C., Rastoin, C., Raviart, A., Sanderson, T.R., Sierks, H., Trattner, K.J., Wenzel, K.-P., Wibberenz, G., Zhang, M.: Cosmic Ray and Solar Particle Investigations Over the South Polar Regions of the Sun, *Science*, **268**, Issue 5213, pp. 1019-1023, 1995.

Simpson, J.A., Zhang, M., and Bame, S.: A Solar Polar North-South Asymmetry for Cosmic Ray Propagation in the Heliosphere: The Ulysses Pole-to-Pole Rapid Transit, *The Astrophys. J.*, **465**, L69-L72, 1996.

Smith, E.J.: Interplanetary magnetic field over two solar cycles and out to 20 AU, *Adv. Space Res.*, **9**, 159, 1989.

Smith, E.J. and Balogh, A.: Decrease in heliospheric magnetic flux in this solar minimum: Recent Ulysses magnetic field observations, *Geophysical Research Letters*, **35**, Issue 22, CiteID L22103, 2008.

Smith, C.W., Bieber, J.W.: Multiple spacecraft survey of the north-south asymmetry of the interplanetary magnetic field, *Journal of Geophysical Research*, **98**, no. A6, p. 9401-9415, 1993.

Smith, E.J., Tsurutani, B.T., Rosenberg, R.L.: Observations of the interplanetary sector structure up to heliographic latitudes of 16 deg - Pioneer 11, *Journal of Geophysical Research*, **83**, p. 717-724, 1978.

Smith, E.J., Winterhalter, D., and Slavin, J.A.: Recent Pioneer 11 observations of the distant heliospheric magnetic field, in *Proc. Of the 6th Int. Solar Wind Conf.*, NCAR/NT-306, edited by V.J. Pizzo, T.E. Holzer and D.G. Sime, p. 581, NCAR, Boulder, 1988.

Smith, E.J., Neugebauer, M., Balogh, A., Bame, S.J., Erdős, G., Forsyth, R.J., Goldstein, B.E., Phillips, J.L., and Tsurutani, B.T.: Disappearance of the heliospheric sector structure at Ulysses; *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 2327-2330, 1993.

Smith E.J., A. Balogh, M.E. Burton, Erdős, G., and Forsyth, R.: Results of the Ulysses fast latitude scan: Magnetic field observations; *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 3325-28, 1995a

Smith, E.J., Neugebauer, M., Balogh, A., Bame, S.J., Lepping, R.P., Tsurutani, B.T.: ULYSSES Observations of Latitude Gradients in the Heliospheric Magnetic Field: Radial Component and Variances, *Space Science Reviews*, **72**, Issue 1-2, pp. 165-170, 1995b.

Smith, E.J., Burton, M.E., Balogh, A., Forsyth, R., Lepping, R.P.: Radial and azimuthal components of the heliospheric magnetic field - ULYSSES observations, *Advances in Space Research*, **20**, p. 47, 1997.

Smith, E.J., Jokipii, J.E., Kóta, J., Lepping, R.P., and Szabó, A.: Evidence of a north-south asymmetry in the heliosphere associated with a southward displacement of the heliospheric current sheet, *Astrophys. J.*, **533**, 1084, 2000.

Sonnerup, B.U.O., Cahill, L.J., Jr.: Magnetopause Structure and Attitude from Explorer 12 Observations, *Journal of Geophysical Research*, **72**, p.171, 1967.

Sonnerup, B.U.Ö., Scheible, M.: Minimum and Maximum Variance Analysis, In: Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data / Götz Paschmann and Patrick Daly (eds.). *ISSI Scientific Reports Series*, ESA/ISSI, Vol. **1**, p. 185-220, 1998.

Stone, E.C., Cummings, A.C., McDonald, F.B., Heikkila, B.C., Lal, N., Webber, W.R.: Voyager 1 Explores the Termination Shock Region and the Heliosheath Beyond, *Science*, **309**, Issue 5743, pp. 2017-2020, 2005.

Suess, S.T., McComas, D.J., Hoeksema, J.T.: Prediction of the heliospheric current sheet tilt - 1992-1996, *Geophysical Research Letters*, **20**, no. 3, p. 161-164, 1993.

Svalgaard, L.: Interplanetary magnetic sector structure, 1926-1971, *J. Geophys. Res.*, **77**, 4027-4034, 1972.

Taylor, G.I.: *Proc. R. Soc. Lond.*, **A164**, 476, 1938.

Terasawa, T.: Energy spectrum and pitch angle distribution of charged particles reflected by MHD shock waves of fast mode, *Planet. Space Sci.*, **27**, 193, 1979.

Thomas, B.T., Smith, E.J.: The Parker spiral configuration of the interplanetary magnetic field between 1 and 8.5 AU, *Journal of Geophysical Research*, **85**, p. 6861-6867, 1980.

Thompson, M.J., Toomre, J., Anderson, E.R., Antia, H.M., Berthomieu, G., Burtonclay, D., Chitre, S.M., Christensen-Dalsgaard, J., Corbard, T., De Rosa, M., Genovese, C. R., Gough, D.O., Haber, D.A., Harvey, J.W., Hill, F., Howe, R., Korzennik, S.G., Kosovichev, A.G., Leibacher, J.W., Pijpers, F.,P., Provost, J., Rhodes, E.J., Jr., Schou, J., Sekii, T., Stark, P.B., Wilson, P.,R.: Differential Rotation and Dynamics of the Solar Interior, *Science*, **272**, Issue 5266, pp. 1300-1305, 1996.

Tsurutani, B.T., Smith, E.J.: Interplanetary discontinuities - Temporal variations and the radial gradient from 1 to 8.5 AU, *Journal of Geophysical Research*, **84**, p. 2773-2787, 1979.

Tu, C.-Y., Marsch, E., Thieme, K.M.: Basic properties of solar wind MHD turbulence near 0.3 AU analyzed by means of Elsasser variables, *Journal of Geophysical Research*, **94**, p. 11739-11759, 1989.

Wang, Y.-M., Sheeley, N.R., Jr.: Solar Implications of ULYSSES Interplanetary Field Measurements, *Astrophysical Journal Letters*, **447**, p.L143, 1995.