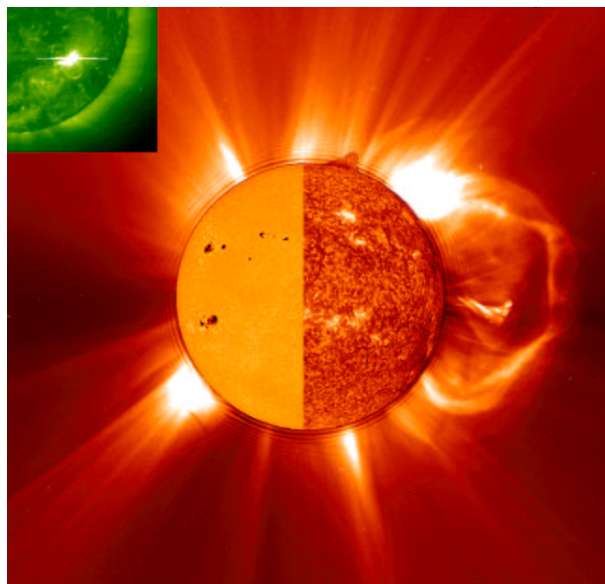


AKADÉMIAI DOKTORI ÉRTEKEZÉS

van Driel-Gesztelyi Lídia

A naptevékenység három dimenzióban



**BUDAPEST
2002**

Tartalom

1. Bevezetés	3
1.1. A Nap felépítésének áttekintése	3
1.1.1. A Nap belső szerkezete	3
1.1.2. A fotoszféra	7
1.1.3. A kromoszféra	9
1.1.4. A korona	10
1.1.5. A napszél	12
1.2. Napaktivitás	14
1.2.1. Napfoltok	14
1.2.2. Aktív vidékek fejlődése	17
1.2.3. A napciklus és a dinamó mechanizmus	18
1.2.4. Napkitörések	20
1.2.5. Koronakitörések	24
1.2.6. Kapcsolat a mágneses fejlődés és aktivitás között	26
2. A kutatás során alkalmazott módszerek	27
3. A napfolt sajátmozgások értelmezése	29
3.1. Aszimmetriák - a Coriolis erő hatása	29
3.2. 3-D deformáció - elektromos áramok és örvények	34
3.2.1. Elektromos áramok hatása	35
3.2.2. Örvények deformáló hatása	41
3.4. Összeütköző aktív vidékek - felemelkedő U-hurok	44
4. A mágneses átkötődés szerepe a flerekben	50
4.1. Flerező aktív vidékek topológiai vizsgálata	50
4.2. Flerek vizsgálata 3 dimenzióban	54
4.3. Hűvös és forró flerhurkok vizsgálata	55
4.4. Egy röntgen jet vizsgálata a fotoszférától a koronáig	60
4.5. Rádió zajvihar oka - nagy számú kis energiájú mágneses átkötődés	61
4.6. Fehér flerek vizsgálata	65
5. Koronakitörések vizsgálata	69
5.1. Táguló szigmoidális flerhurkok vizsgálata	69
5.2. Egy koronakitörés vizsgálata 3 dimenzióban	74
6. Egy aktív vidék hosszútávú fejlődése	77
6.1. A mágneses tér fejlődése	78
6.2. A fler- és korona kitörés aktivitás fejlődése	80
6.3. A korona-hurkok mágneses feszültségének változása	81
6.4. A korona mágneses helicitás tartalmának fejlődése	82
6.5. Az aktív vidék helicitás háztartása	83
6.5.1. A differenciális rotáció által keltett helicitás	84
6.5.2. A CME-k által elvitt helicitás	84
6.5.3. A helicitás egyenlege	86
6.6. A korona plazma paramétereinek fejlődése	87
6.7. Egy alkalmazás: a korona fűtési modellek tesztelése	89
Köszönetnyilvánítás	92
Irodalomjegyzék	93

1 Bevezetés

A Nap, amely egy közönséges fősorozati csillag, a csillagászat “rozette-i köve”, mivel eléggé közel van Földünkhöz ahhoz, hogy felszínét, légköri jelenségeit, sőt még láthatatlan belső rétegeinek szerkezetét és fizikai viszonyait is viszonylag jó felbontással tanulmányozhassuk. A nagy térbeli felbontású szoláris adatok olyan jelenségek vizsgálatát teszik lehetővé, amelyek megfigyelése más, távoli csillagokon lehetetlen, bár nyilvánvaló, hogy a csillagok nagy részén is a Napéhoz hasonló folyamatok zajlanak le. Számos bizonyíték van a csillagokon is a naplégköri rétegekhez hasonlóan fotoszféra, kromoszféra, korona és csillagszél létezésére, valamint csillagfoltok, flarek, aktív kromoszféra és korona jelenlétére. A Nap a csillagászat egésze szempontjából döntő fontosságú megfigyelésekre nyújt lehetőséget.

Az alábbiakban először röviden áttekintem a Nap főbb jellemzőit és szerkezetét, majd bővebben tárgyalom a napaktivitás jellemzőit, hangsúlyt helyezve azokra a jelenségekre, amelyekkel magam is foglalkoztam.

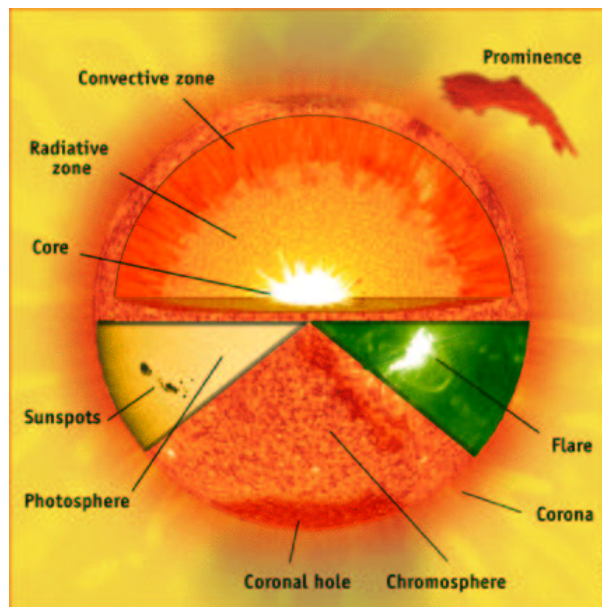
1.1 A Nap felépítésének áttekintése

1.1.1 A Nap belső szerkezete

A 1. ábra mutatja a Nap belsejének és légkörének szerkezetét. A központi rész, a mag amely a sugárnak mintegy 25 %-áig terjed, a Nap energiájának forrása. Efölött helyezkedik el a Nap belsejének kétharmadát kitevő sugárzási zóna, ahol a magban keletkezett energia sugárzás formájában halad a külső rétegek felé. A külső egyharmad rész a konvektív zóna, ahol az energia szállítását egy turbulens konvektív folyamat veszi át.

A Nap legfontosabb adatait az 1. táblázat mutatja. Méretét távolságából és szögmeretéből, tömegét a bolygók mozgásából, korát meteoritok korából határozták meg, azok nehéz rádióaktív elemgyakorisága alapján. Ezek az adatok képezik az ún. standard napmodell alapját, amely megadja, hogyan változnak különféle fizikai paraméterek, pl. a nyomás, sűrűség és hőmérséklet a Nap középpontjától a felszínéig. Két módon lehet a Nap belsejét megfigyelni, és ellenőrizni a standard modell helyességét: a napneutrínó fluxus mérésével és a naposzillációk vizsgálatával.

A Nap magjában magreakciók (fúzió) termelik az energiát. A domináns folyamat a proton-proton (pp) lánc. Elsőként két proton deuteronná olvad össze. A folyamat során egy pozitron és egy neutrínó keletkezik. A pp lánc következő lépése az, hogy a deutron egy protonnal egy hélium izotópot (${}^3\text{He}$) alkot, amely gammasugárzás kibocsátásával jár. Végül két héliummag fúziója hozza létre a leggyakoribb hélium izotópot, az alfarészecskét (${}^4\text{He}$), két protont kibocsátva a folyamat során. Az elemi folyamat során termelt energia 4.3×10^{-12} J. A pp láncon kívül a hélium izotópok között lezajló másodlagos magreakciók ${}^8\text{B}$ neutrínót hoznak létre, amely, bár ritka, a Földről mérhető, mert energiája elég nagy ahhoz (> 0.8 MeV),



1. ábra: A Nap belsejének és légkörének fő tagozódása a közepétől kifelé haladva: mag, radiatív zóna, konvektív zóna, majd a felszín és a légkör rétegei: fotoszféra, kromoszféra és korona, jellegzetes jelenségeikkel (pl. napfolt, protuberancia, fler, koronalyuk - a SOHO napfizikai űrlaboratórium felvételeiből).

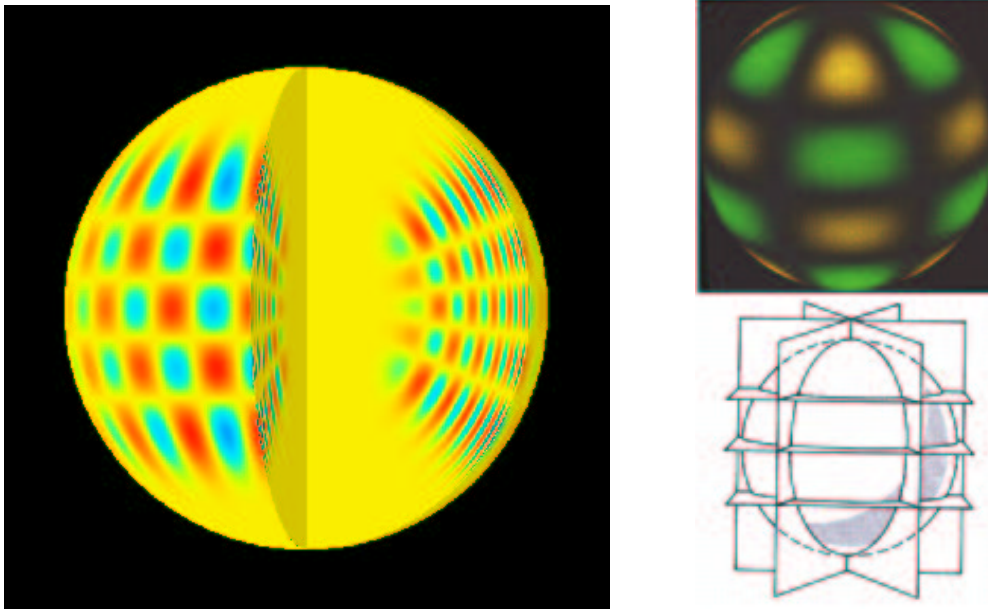
hogy kölcsönhatásba lépjen a klór egy közös izotópjával, argont hozva létre. Óriási tudományos érdeklődés eredményeképpen nagy erőfeszítések történtek a neutrínófluxus minél pontosabb meghatározására. De még a jelenlegi legjobb mérések is (Super Kamiokande) csak a felét detektálják az elméletileg várt neutrínószámoknak. A rejtély legvalószínűbb magyarázata az, hogy a neutrínók oszcillálnak az ún. elektron neutrínó és a müon vagy tauon neutrínó 'íz' között. Épülő neutrínó detektorok (pl. a kanadai Sudbury Neutrino Experiment) néhány éven belül választ adhatnak erre a kérdésre.

A Napról tudjuk, hogy (rendkívül bonyolult módon) oszcillációkat mutat, amelyeket a felszínhez közeli turbulens konvekció hatásának tulajdonítanak. A napfelszín foltokban radiális mozgást mutat kb. 1 km s^{-1} amplitúdóval, 5 perchez közeli periódusokkal, és egy-egy ilyen oszcilláló terület kb. 30 percig marad fenn. Az oszcillációt elsőként a hatvanas években figyelték meg a Mount Wilson Observatóriumban fotoszferikus abszorpciós vonalak kis mértékű hullámhossz (Doppler) eltolódásából (Leighton, Noyes & Simon, 1962). Jelenleg a BiSON, IRIS és GONG világhálózatok és a SOHO űrlaboratórium MDI műszere szolgáltatnak egyre pontosabb és hosszabb időszakot lefedő naposzcillációs méréseket.

A Nap egy rezonáns üreghez hasonlóan viselkedik, mivel az akusztikus, vagy

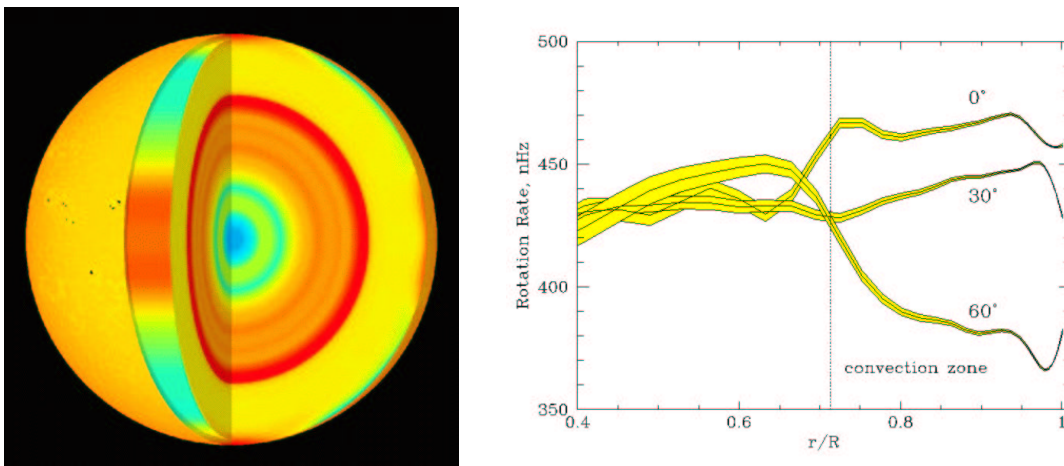
1. táblázat: A Nap legfontosabb adatai

Tömeg	2×10^{30} kg
Kor	$4.5 \times 10^9 \pm 2\%$ év
Sugár	6.9×10^8 m
Sűrűség (mag)	151.3 kg m^{-3}
Hőmérséklet (mag)	$> 15 \times 10^6$ K
Hőmérséklet (felszín)	5700 K
Elemgyakoriság (tömeg %-a)	73 % H, 25 % He és 2 % nehezebb elemek
Spektrál típus	G2V
Közepes távolság	1.5×10^{11} m



2. ábra: Akusztikus hullám (p-módus) rezonanciái a Nap belsejében. A bal oldalon ábrázolt állóhullám sferikus harmonikus adatai: $n=14$, $l=20$, $m=16$. Az ellentétes színek (piros és kék ill. sárga és zöld) ellentétes irányú elmozdulást jeleznek. A sferikus harmonikusok közül n a csomópontok száma a sugár mentén, l a harmonikus fok, a felszíni csomópontok száma, azaz a Napot az egyenlítővel párhuzamosan átmetsző síkok száma, míg m az azimutális szám, amely a napot az egyenlítőre merőlegesen átmetsző síkok (ill. a megfelelő csomópontok) számát adja meg (lásd jobb oldali ábra, ahol $l=6$ és $m=3$).

hanghullámok csapdába esnek: visszaverődnek a felszínhez közel a nagy sűrűségcsökkenés, míg a mélyben a hangsebesség növekedése miatt, amely a hőmérséklet növekedésének tulajdonítható ($v_{hang} \sim T^{1/2}$). Az oszcillációkat a Nap belseje akusztikus módusainak szuperpozíciójaként értelmezzük (2. ábra).



3. ábra: Baloldali kép: Naprotáció ahogy a SOHO űrlaboratórium MDI műszere eredményei alapján ma ismerjük. A gömbből kivágott cikk mentén látjuk a Nap belső forgási sebességének mélységtől való függését. A vörös és sárga az átlagosnál gyorsabb, a kék szín átlagosnál lassúbb forgási sebességet jelöl. Jobboldali kép: A Nap forgási sebessége a sugár függvényében, 0° , 30° , és 60° -os heliografikus szélességen.

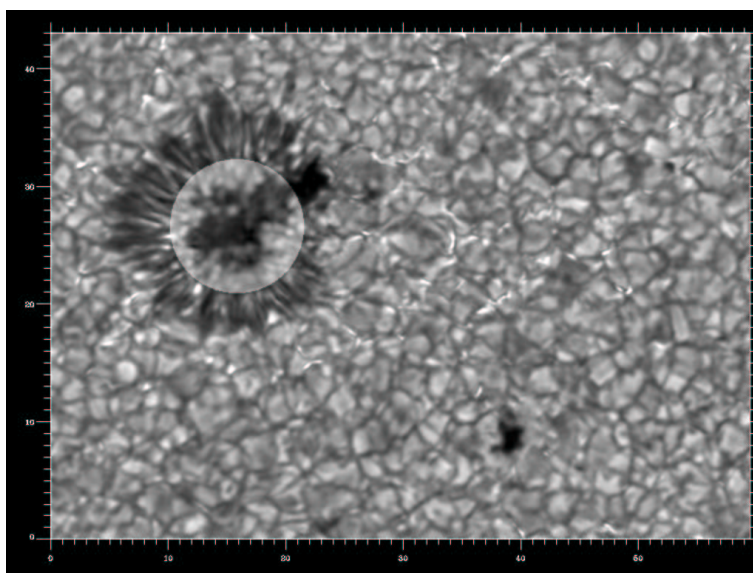
A napozscillációs mérésekkel, amit helioszeizmológiának hívunk, jobban megismerhetjük a Nap belsejének fizikai állapotát. Az oszcillációk a standard napmodell másik ellenőrzési lehetőségét adják, mivel információt szolgáltatnak pl. a Nap belsejének hőmérsékletéről, kémiai összetételéről és mozgásáról a magtól a felszínig. Többek között a következő felfedezések tulajdoníthatók az ilyen jellegű vizsgálatoknak:

- Az aktív zónában a naprotáció felszínén észlelt szögsebessége igen csekély radiális változást mutat a teljes konvekciós zónán keresztül (3. ábra).
- A konvekciós zóna alján egy keskeny réteg van, ahol a forgási sebesség erősen megváltozik. A réteg neve tachoklína, vastagsága a Nap sugarának mindössze néhány százaléka.
- A konvektív zóna alja $R_{Nap} = 0.713$ -nál van.

- A tachoklína az a réteg, ahol a Nap differenciális rotációja átvált a mag merev rotációjára.
- Szeizmikus tomográfiával a Nap túlsó oldalán levő aktív vidékeket sikerült kimutatni.

1.1.2 A fotoszféra

A fotoszféra egyik legmeglepőbb tulajdonsága átlátszatlansága. Az átlátszatlanság a diszkrét színeképvonalakban történő, valamint az ultraibolya és infravörös napszínképben történő folytonos abszorpció kombinációjának tulajdonítható, amelyben az utóbbi játssza a döntő szerepet. A fotoszféra másik fő jellegzetessége a szélsőtédés. Ez a fotoszféra alsó és felső rétegei közötti hőmérséklet változásnak tulajdonítható: a hőmérséklet párszáz kilométeren belül 6400 K-ről 4400 K-re csökken. A fotoszféra felső részét 'hőmérsékleti minimum réteg'-nek hívjuk, mert e fölött a hőmérséklet újra emelkedni kezd.



4. ábra: A Nap fotoszférája: granulációs szerkezet és napfolt. A napfolt umbra részleteit felerősítve ábrázolták. A Dutch Open Telescope-pal La Palmán 1999 szept. 14-én 7:53 UT-kor készült felvétel.

A fotoszférában granulációs szerkezet figyelhető meg a konvektív mozgások felszíni megjelenéseként: a granulákban a plazma kb. 2 km s^{-1} -es sebességgel felfelé (a Naptól kifelé) mozog, míg a granulák közötti sötétebb sávokban lefelé áramlik (4. ábra). A granulák átlagos mérete kb. 1500 km (1.5 ívmásodperc 1 CsE távolságról),

élettartamuk 10-20 perc. A granulák alakja és mérete napfoltok környékén megváltozik, radiális irányban megnyúlnak az erősödő horizontális mágneses tér hatására. A napfolt umbrájában a konvekciót a mágneses tér megváltoztatja, de nem állítja le: az umbrában a 4. ábrán felerősített részletek, a fényes pontok jelzik a létezését. A granulák közötti sötétebb sávok a granuláknál kb. 100^0 -kal hűvösebbek.

Egy másik, az előbbinél lényegesen nagyobb és mélyebb konvekció is zajlik a Napon, amit szupergranulációnak nevezünk. A szupegranulák tipikus átmérője 30000 km. Az anyag a középpontjukból mozog kifelé, magával sodorván az útjába eső gyenge mágneses tereket, amelyek összegyűlnek a szupergranulák szélei mentén, ahol lefelé irányuló mozgás figyelhető meg.

A fotoszférában levő legszembeütőbb képződmények a napfoltok (4. ábra), amelyekről később, a napaktivitásról szóló fejezetben (és a disszertáció egészében) bővebben lesz szó. A napfoltok átlagos sugara 1800-2500 km közé tehető, és összterületük bármely adott időpontban legfeljebb 1%-át fedi le a napfelszínnek. Míg a fotoszferikus össz sugárzás egy kb. 5700 K hőmérsékletnek felel meg, a napfolton belül a hőmérséklet csak 4000 K.

A napfoltok két fő részre tagolhatók: a sötét mag, vagy umbra minden folt lényeges része, míg a körülötte levő szálas szerkezetű penumbra a foltfejlődés során általában valamivel később jelenik csak meg és a legkisebb foltok körül hiányzik. A penumbra szálas szerkezete az umbránál fényesebb és megközelítőleg sugárirányú (4. ábra). A napfoltok dinamikus képződmények: az umbrában és a penumbrában horizontális kifelé irányuló anyagáramlások figyelhetők meg kb. 2 km s^{-1} sebességgel, amelyet Evershed áramlásnak hívunk. A kromoszféraiban egy ellentétes irányú Evershed áramlás van jelen, melynek sebessége kb. 20 km s^{-1} .

A múlt század 20-as éveiben a napperemhez közeli napfolt képeken feltűnt az umbra aszimmetrikus elhelyezkedése a penumbrán belül (ún. Wilson hatás), amelyet úgy értelmeztek, hogy az umbra mélyebb, mint a környező penumbra. Ez a jelenség az umbra alacsonyabb hőmérsékletének tulajdonítható: a H^- gyakoriság, így az opacitás is kisebb, mint a fotoszférában, tehát az umbrában mélyebbre látunk. Érdekes módon a Wilson hatás nem minden umbrában figyelhető meg.

A napfoltok ellentétes mágneses polaritású foltcsoportok részeként jelennek meg a napfelszínen. A foltpárok az egyenlítővel csaknem párhuzamosan helyezkednek el. A naprotáció irányában elől levő (vezető) folt valamivel közelebb van az egyenlítőhöz, mint a foltpár követő foltja (Joy szabálya).

A napfoltok környékén ún. fotoszferikus fáklyamezőket figyelhetünk meg, amelyek sok-sok apró fényes pontból állnak és hőmérsékletük mintegy 300 K-nel magasabb a fotoszféráénál.

Hale (1908) kimutatta, hogy a napfoltokban erős mágneses tér van jelen, amelyet a Fraunhofer színeképek fotoszferikus eredetű színeképvonalainak Zeeman felhasadása révén mérhetünk meg. A Zeeman felhasadás oka az, hogy az elektronnak az atommag körüli forgása áramot, és az annak megfelelő mágneses teret kelt. Ha külső

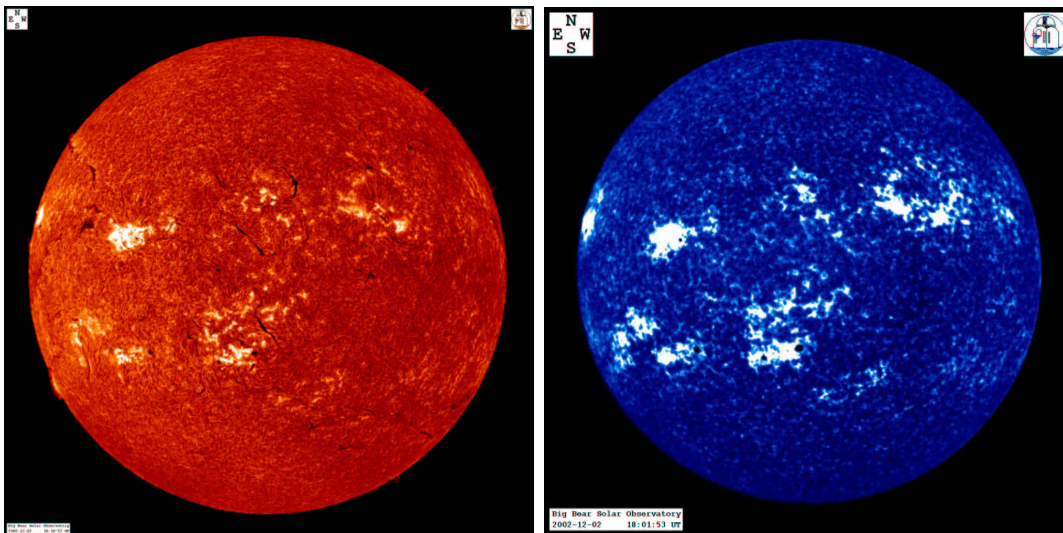
mágneses tér van jelen, az kölcsönhatásba kerül az elektron mágneses terével, amely hozzáad vagy elvon energiát az adott színképvonalat létrehozó fotontól, három fő komponenset hozván létre (az eredeti vonal is megmarad). Amikor a mágneses tér az észlelő irányába mutat, a színképvonal két külső komponense cirkulárisan polarizált, és a központi vonal eltűnik, míg az észlelő irányára merőleges mágneses tér esetén mindhárom komponens jelen van. A napfoltokban mért legerősebb mágneses tér kb. 0.4 T, vagy a napfizikában általánosan használt egységben 4000 Gauss. A mágneses tér nemcsak a napfoltokban, de jóval kevésbé koncentráltan a napfelszínen mindenütt jelen van (ún. mágneses szőnyeg). A mágneses tér kiterjed, és bár jóval nagyobb bizonytalansággal, de mérhető is a napléggör magasabb rétegeiben, a kromoszférában és a koronában.

1.1.3 A kromoszféra

A kromoszféra egy keskeny napléggöri réteg, amely a hőmérsékleti minimum réteg fölött helyezkedik el. Nevét napfogyatkozások alkalmával megfigyelt vörös színéről kapta (Norman Lockyer 1869-es leírása nyomán). Amikor spektrohéliográfokkal a teljes napkorong megfigyelésére lehetőség nyílt, nyilvánvalóvá vált, hogy a kromoszféra jóval bonyolultabb szerkezetű a fotoszféránál. A kromoszféra megfigyelésére leggyakrabban használt színképvonalak a $H\alpha$ és a CaII H és K vonalai. Megjegyzendő, hogy mivel a $H\alpha$ vonal fotoelektromos hatás alatt áll (azaz fotoszferikus fotonok létrehoznak vagy kioltanak $H\alpha$ fotonokat hidrogén atomok gerjesztésével vagy rekombinálásával), a $H\alpha$ vonal a fotoszferikus sugárzástól függ, így a kromoszféra hőmérsékletéről nem szolgáltat információt. Ezzel szemben a CaII H és K vonalai, amelyek ütközési kölcsönhatás eredményei, jól mutatják az adott területek hőmérsékletét (5. ábra).

A napfoltok a kromoszférában is megfigyelhetőek maradnak, körülöttük fényes kromoszferikus fáklyamezők helyezkednek el. A jellegzetes szálas szerkezet jól látszik a $H\alpha$ vonalban, míg a CaII K vonalában fényes hálószerű szerkezet látható (5. ábra). Ez a kromoszferikus háló a fotoszferikus szupergranulák hálózatát jeleníti meg, és a határvonalai mentén levő mágneses tereknek tulajdonítható. A hálózat mentén jet-szerű dinamikus képződmények figyelhetők meg, amelyek elérhetik a 10000 km-es magasságot is, míg átmérőjük csupán 1000 km. A kromoszféra legjellegzetesebb képződményei a protuberanciák, amelyek a kromoszférából jóval kiemelkednek, benyúlva az alsó koronába. A protuberanciák környezeténél sűrűbb és hűvösebb anyaga csavarodott mágneses terek erővonalainak mélyedéseiben 'ülve' képes a gravitációval dacolva a koronában maradni.

A kromoszféra és a korona között van egy keskeny réteg, az átmeneti réteg, amelyben a hőmérséklet gyorsan emelkedik kb. 20000 K-ről 2 millió K-re. Amikor a Napot olyan színképvonalakban figyeljük meg, amelyek a felső kromoszférában (pl. He I), az átmeneti rétegben (pl. O V), és a koronában (pl. Mg IX) kelet-



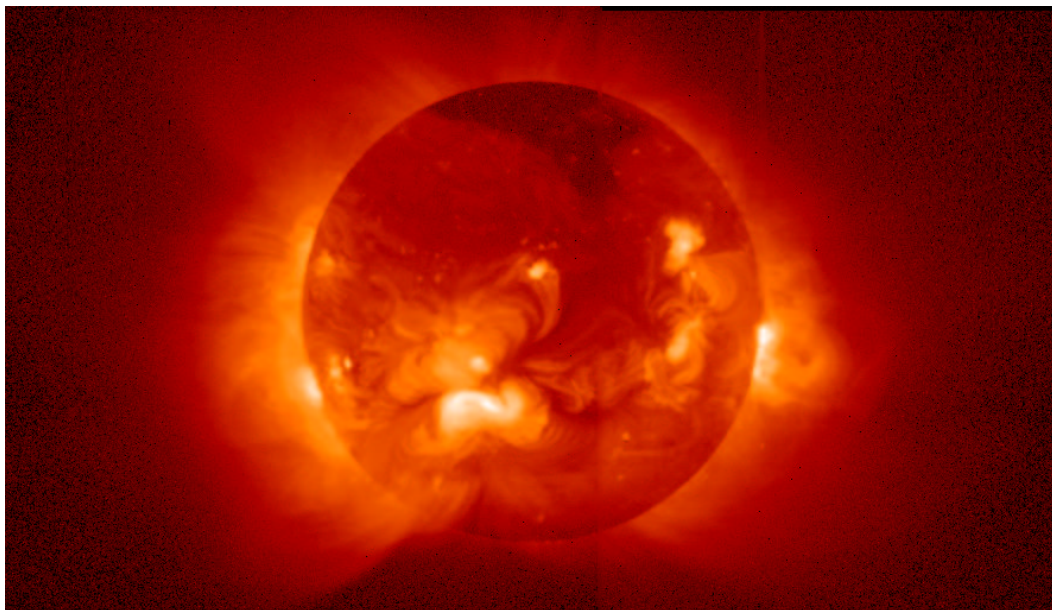
5. ábra: 2002 december 2-án a Big Bear Observatóriumban készült felvételek mutatják a kromoszféra szerkezetét a $H\alpha$ (bal oldali kép) és a CaII K vonalában (jobb oldali kép). A $H\alpha$ képen a sötét napfoltok, fényes fáklyamezők és hosszú sötét protuberanciák jól megfigyelhetők. A CaII K felvételen a kromoszferikus hálózat és az aktív vidékek sokkal nyilvánvalóbbak mint a $H\alpha$ képen, viszont a protuberanciák alig látszanak.

keznek, tapasztaljuk, hogy a fotoszferikus szupergranulákat követő kromoszferikus hálózat jól látszik az első két színképvonalban, viszont a koronában elmosódottá válik. Ez annak tulajdonítható, hogy a mágneses tér nagyobb magasságokban hirtelen, ernyőszerűen kiterjed.

1.1.4 A korona

A Nap légkörének külső része, a korona, napfogyatkozások során fehér halóként jelenik meg. A korona egyébként nem látszik, mert a fotoszféránál 10^{-6} -szor, az ég fényességénél legalább 10^{-3} -szor gyengébben sugároz. Egy napfogyatkozás alkalmával 1869-ben Young és Harkness felfedezte a koronából származó első emissziós vonalat (5304 \AA), amelyet nem sikerült ismert elemekkel azonosítani, így koroniumnak nevezték el. Később egy másik erős emissziós vonalat találtak a vörös színképtartományban 6350 \AA -ön és az ezt követően 16 további ismeretlen elemet fedeztek fel. Végül 1939-ben Grotian-nak sikerült meghatároznia, hogy a vörös koronavonal a nyolcszorosan ionizált vas atomtól származik, amely szerinte 500000 fokos hőmérsékleten keletkezik. Ez azt jelentette, hogy a korona váratlanul és (ak-

koriban különösen) megmagyarázhatlan módon a fotoszféránál lényegesen magasabb hőmérsékletű. Egy új, máig megoldatlan probléma született: mi fűti a koronát? A lehetséges válaszok közül a legvalószínűbb az áramokat hordozó, feszültségekkel teli turbulens mágneses tér valamint az MHD hullámok disszipációja. Ezekről az új eredmények között lesz részletesebben szó.



6. ábra: A Nap lágyröntgen koronája. Az északi pólus körül egy nagy koronalyuk, a délkeleti félgömbön egy S-alakú (szigmoidális) koronahurok figyelhető meg. Ez utóbbi erős áramok jelenlétét jelzi. 1992 május 8-án készült felvétel (Yohkoh/SXT).

A ritka fogyatkozásokon kívül a koronát a fényes napkorongot kitakarva koronográfok segítségével lehet megfigyelni. Magas helyekről (pl. a hawaii Mauna Loa) a légköri szórt fény hatása csökken, tehát a koronográfokat általában ilyen környezetbe telepítik. A legkedvezőbb a földi légkörön kívülről végzett megfigyelés, ahogy a SOHO űrlaboratórium LASCO koronográfjai teszik. A koronából érkező fénynek három komponense van: a K(Kontinuierlicht)-korona, az F(Fraunhofer)-korona és az E(emissziós)-korona. A K-korona a fotoszferikus fénynek a koronában levő elektronokon való szóródásából származik (ezt figyeljük meg napfogyatkozások alkalmával és koronográfokkal). Az F-korona a fotoszferikus fény porszemeken való szóródásából ered. A korona millió fokos hőmérsékletén kibocsátott sugárzás (E-korona) jórészt a színek extrém ultraibolya (EUV) és a röntgen tartományába esik, amelyet csak a földi légkörön kívülről lehet észlelni. A hetvenes években a Skylab felvételei teremtették meg az első lehetőséget a korona fejlődésének huzamosabb követésére, majd az SMM, Hinotori, később a teljes napciklust lefedő Yohkoh

észlelések szolgáltatottak alkalmat a koronaaktivitás hosszú távú kutatására (6. ábra). Jelenleg a TRACE mesterséges hold és a SOHO űrlaboratórium műszerei közül az EIT készít különböző EUV hullámhosszakon felvételeket, valamint két spektrográf (SUMER és CDS) vizsgálja a forró színekvonalak viselkedését.

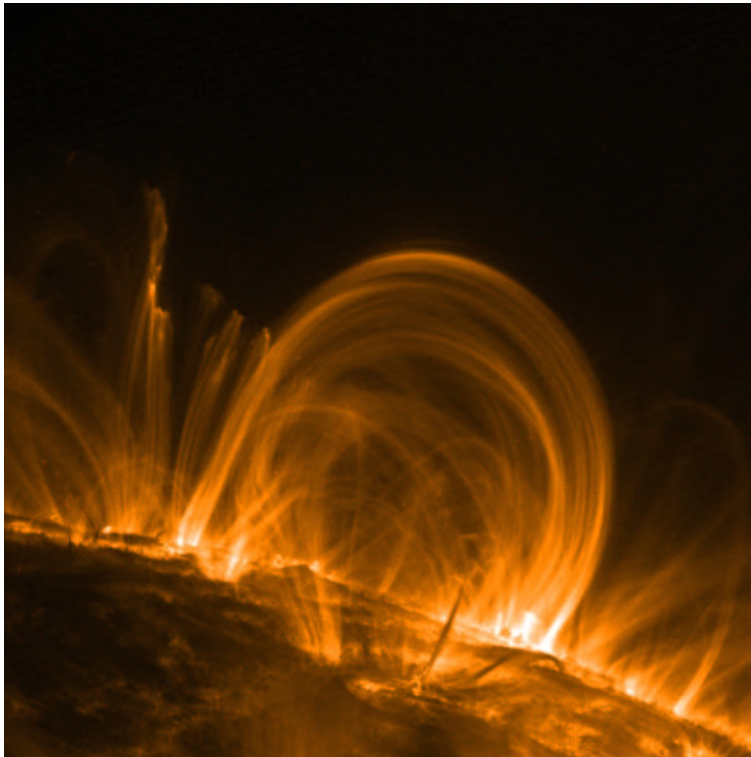
A napkorona jellegzetes képződményei az ellentétes mágneses polaritásokat összekötő koronahurkok, amelyek nemcsak aktív vidékeken belül, de különböző aktív vidékek között is kapcsolatokat teremtenek. A 7. ábra mutat egy tipikus TRACE felvételt egy aktív vidék korona hurkairól a napperem fölött megfigyelve. Másik fontos jellemzője a koronának az ún. koronalyukak léte, amelyek az átlagos korona hőmérsékletnél hűvösebb és alacsonyabb plazmasűrűségű területek (a 6. ábrán a Nap északi pólusa körül látható egy nagy koronalyuk). A mágneses tér a koronalyukakban dominánsan radiális irányú, a bolygóközi tér irányában nyitott, így lehetővé teszi nagy sebességű részecskék szabad kiáramlását.

A napkorona a naplégkör legdinamikusabb része, ahol az alakzatok, a hurkok fényessége és kapcsolódásuk állandó változásban vannak. Ez az a hely, ahol a magnetohidrodinamika törvényei az adott fizikai viszonyok között lehetővé teszik a mágneses tér átkötődését és hatékony, gyors disszipációját, amely a térben levő szabad energiákat átalakítja hővé és gyorsított részecskék energiájává. A korona viszonyai között és a koronaalakzatok jellegzetes hosszúságskáláját figyelembevéve ($10^5 - 10^6$ km) a mágneses tér disszipációjához millió évek kellenek. A mágneses átkötődési folyamat, az elméleti elképzelések szerint, egy keskeny áramrétegekben mehet végbe, ahol a mágneses gradiens igen nagy, és az ideális MHD viszonyok (végtelen vezetőképesség) érvényüket veszítik, és ahol a rövid jellegzetes hosszúságskála a hatékony disszipációt biztosítja. A mágneses átkötődés az elképzelések szerint fontos szerepet játszik a pl. napkitörések, jetek, mikroflerek létrejöttében valamint a korona fűtésében. Mindezekről a disszertáció további részeiben még sok szó esik majd.

1.1.5 A napszél

A napszél létezése elsőként azért merült fel, mert ez tűnt a a legkézenfekvőbb magyarázatnak az üstökös-csóvák irányára és alakjára (amelyek nem magyarázhatóak sugárnyomás hatásával), a Föld sarkai körüli gyenge, de folytonosan létező sarkifény létre, valamint az erős sarkifények 27 napos periódusú megjelenésére. Az üstökös-csóvák alapján a napszél sebességére néhány száz km s^{-1} -os sebességet valószínűsítettek (Biermann, 1951, 1952, 1957).

A napszél elméletét Parker (1958, 1959) alapozta meg, aki kimutatta, hogy egy több millió fokos gáz hidrodinamikai egyenleteiből könnyen belátható, hogy a folytonos (szuperszonikus) tágulás természetes tulajdonság. A folytonosan táguló korona plazma magával viszi mágneses terét, amely a Nap közelében várhatóan csaknem sugárirányú.



7. ábra: Extrém ultraibolya kép mutatja egy millió fokos koronahurkok jellegzetes finomszerkezetét ahogy azt a napperem fölött látjuk. A kép 1999 nov. 6-án 2:30 UT-kor a Nap keleti peremén 171 Å hullámhosszon a TRACE amerikai mesterséges holdról készült felvétel 90^0 -kal elforgatva. A koronahurkok forró plazmával töltött mágneses erővonalhurkok, így jó megjelenítői a korona mágneses terének, bár fontos megjegyezni, hogy csak a megfelelő hőmérsékletre fűtött erővonalhurkokat látjuk ilyen módon, nem a *teljes* mágneses szerkezetet.

Néhány évvel Parker alapvető munkáját követően a napszél létét rakétákon, majd a Mariner 2 mesterséges holdon elhelyezett ioncsapdákkal valóban sikerült kimutatni. Távoli rádióforrások szcintillációjából később kifejlesztett módszer lehetővé tette a napszél térbeli viselkedésének földfelszínről való vizsgálatát. Rendkívüli fontosságú a napszél kutatásban az Ulysses űrlaboratórium, amely már 13. éve végez méréseket (többek között) a napszél fizikai állapotáról, térbeli sajátosságairól és időbeli változásáról mind az ekliptikában mind a pólusok irányában.

A napszélnek két fő komponense van: a lassú és a gyors. A lassú (kb. 400 km s^{-1}) napszél főként az ekliptikában kialakuló áramréteggel, az ún. áramlási övvel, míg a gyors szél (kb. 700 km s^{-1}) a koronalyukakkal van kapcsolatban. A naptevékenység maximuma környékén a kép bonyolulttá válik, a Nap globális

mágneses szerkezete nem írható le egy egyszerű kétpólusú mágnessel, a lassú napszél csaknem bárhonnan jöhet (időnként aktív vidékekből is), és a koronalyukak mérete csökken. Az aktív zónán kívül (pl. a pólusok környékén) a gyors napszél dominál. A napszél eredetetének pontos részletei azonban máig nem tisztázottak.

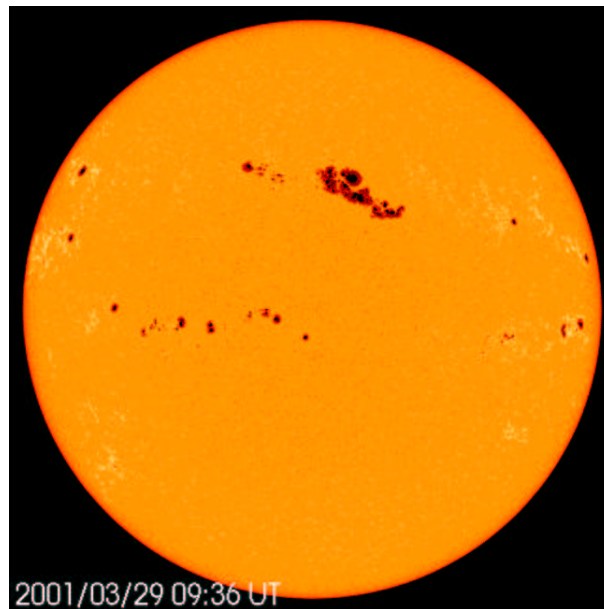
1.2 Napaktivitás

1.2.1 Napfoltok

A Nap orcáján levő sötét foltok létezéséről elsőként Theophrastos (i.e. 373-288), tett említést. Alkalmanként, már i.e. 165 óta, szabad szemmel megfigyeltek sötét foltokat a Napon Kínában, k.b. évtizedenként egyet 180 éven át (Wittman és Xu, 1987, Yau & Stephenson, 1988, Stephenson & Yau, 1989), Oroszországban, ahol az első ilyen említés egy 1371-ből való krónikából való, és a középkori Európában 807 és 1607 között (pl. Grant, 1966). Európában a tudósok eleinte nem sok figyelmet fordítottak az ilyen jellegű megfigyelésekre, mert a Napot Arisztotelesz nyomán tökéletesnek tartották. Keplernek alkalma lett volna a napfoltok felfedezésére 1607-ben, a Merkur napkorong előtti átvonulásának megfigyelésekor. Amikor *camera obscura*-jával egy sötét foltot látott a Napon, biztosra vette, hogy az a Merkur volt, és még középkori folt-megfigyeléseket is Merkur átvonulással próbált magyarázni (Kepler, 1609 újrakiadása 1955-ben). Ha megfigyelte volna a Napot egy nappal korábban vagy később is, ha nem lett volna olyan biztos saját elvárásai helyességében, Kepler lehetett volna a napfoltok felfedezője.

Kepler elszalasztott lehetőségét és a távcső feltalálását követően a napfoltokat 1610-1611-ben fedezték fel. A felfedezés dicsőségén osztoznak az angol Harriot, az olasz Galilei, a holland Fabricius és a német Scheiner. A napfoltok természete kezdetől fogva vita tárgya volt. Galilei feltételezte, hogy a foltokat a Nap légkörében levő felhők okozzák, Scheiner szerint a Nap körül keringő kis bolygók árnyékainak tulajdoníthatók, míg Herschel úgy képzelte, hogy a foltok lyukak a sötét, szilárd napfelszín fölött elhelyezkedő fényes felhőrétegen. A modern elképzelések akkor kezdhettek csak kialakulni, amikor Hale (1908) erős mágneses terek létezését mutatta ki a napfoltokban. Manapság a napfoltokat nagy területű mágneses tér koncentrációkként értelmezzük, amelyekben a mágneses tér akadályozza a Nap belsejéből friss forró plazmát felhozó konvekciós mozgásokat, emiatt a plazma hőmérséklete ott alacsonyabb, így a folt sötétebb a környező fotoszféránál.

Már a legkorábbi, viszonylag rendszeres napfolt megfigyelések megmutatták, hogy a napfoltok száma időbeli változásokat mutat. Mégis a XIX-ig századig váratott magára az a felfedezés, hogy a napfoltszám egy 11 éves ciklikusságot mutat (Schwabe, 1849). Carrington (1858) vette észre, hogy a napfolt minimum után a napfoltok először magasabb ($30 - 45^\circ$ körüli) szélességeken jelennek meg, majd a ciklus előrehaladtával a foltövezet átlagos szélessége egyre közelebb került az egyenlítőhöz



8. ábra: Napfoltok a Nap fotoszférájában. Az északi félgömbön a centrál meridián közelében a 23. napciklus legnagyobb foltcsoportja (NOAA 9393) látható. A SOHO űrlaboratórium MDI műszerével 2001 március 29-én készült felvétel.

(Spörer-szabály).

A Nap rotációját Fabricius (1611) fedezte fel, aki egymást követő napokon megfigyelve a Napot észrevette a napfoltok szisztematikus elmozdulását. A differenciális rotációt (azaz hogy a rotáció leggyorsabb a Nap egyenlítője mentén, és fokozatosan csökken a pólusok irányában) Scheiner (1630) mutatta ki elsőként. Később Carrington (1863) határozta meg a naprotáció szélesség függését, eredménye igen jól megközelíti a jelenleg is elfogadott értékeket. Azóta a differenciális rotációt számos kutatócsoport vizsgálta különféle módszerek és jellegzetes alakzatok felhasználásával (spektroszkópiai módszerek, valamint különféle mágneses nyomjelzők, pl. napfoltok, fáklyák, filamentek, a zöld korona, korona lyukak stb. nyomon követése, lásd Schröter, 1985). Ahogy már a Nap általános leírása keretében említettem, az utóbbi évtizedekben a Nap oszcillációinak vizsgálata új fejezetet nyitott a napfizikában, lehetőséget teremtve a láthatatlan, felszín alatti rétegek rotációs sebességének vizsgálatára is (Deubner et al, 1979). Helioszeizmológiai vizsgálatok kimutatták, hogy a Nap differenciálisan forog egészen a konvektív zóna aljáig, ahol a tachoklínának elnevezett keskeny rétegben, a differenciális rotáció merev test rotációvá változik (Kosovichev, 1996). A Nap belsőbb rétegei merev testként forognak (Tomczyk, Schou, & Thompson, 1995).

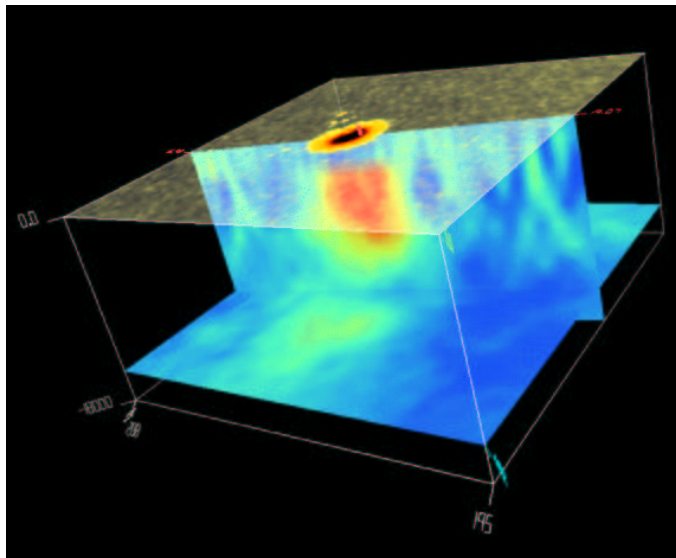
A XX. szd. korai évtizedeiben a napfoltok erős mágneses tereinek felfedezésekor

2. táblázat: A napaktivitás szabályai

Szabály	Leírás
Hale(-Nicholson)	Az északi és déli félgömbön levő bipoláris foltcsoportok vezető foltjai ellentétes mágneses polaritásúak, polaritásukat ciklusonként váltogatva
Joy	A bipoláris foltpárok vezető foltjai valamivel közelebb vannak az egyenlítőhöz, mint a követő foltok. A dőlés szöge függ a heliografikus szélességtől: $\approx 1^\circ$ az egyenlítőnél, $\approx 10^\circ$ nagy szélességeken ($> 30^\circ$).
Spörer	Napfoltcsoportok a ciklus elején magas heliografikus szélességeken, majd a ciklus előrehaladtával az egyenlítőhöz egyre közelebb jelennek meg.

Hale és munkatársai megállapították a napfoltok mágneses polaritásának törvényszerűségeit is (Hale szabály), nevezetesen, hogy (1) a napfoltok döntően mágnesesen bipoláris csoportokban jelennek meg, (2) a polaritás szerint elrendeződés (a rotáció iránya szerint vezető/követő) az északi és déli félgömbön ellentétes irányú, és (3) ez a bipoláris elrendeződés egy adott ciklus során (azaz átlagban 11 évig) megmarad, viszont a következő napciklusban az ellenkezőjére változik. Így mágneses szempontból a napciklus 22 évig tart (Hale et al, 1919, 1925). Hale és munkatársai felfedezéseit követően nyilvánvalóvá vált, hogy a mágneses terek kulcsfontosságú szerepet játszanak a napfoltok fizikájában.

A napfoltokat hosszú ideig a fotoszférikus mozgások kénye-kedvének kitett sekély képződményeknek tartották, később kis hajóknak tekintették őket, amelyek különböző mélységben vannak lehorgonyozva, és mozgásaik e réteg mozgásait tükrözik vissza. Jelenleg a legszéleskörűbben elfogadott nézet az, hogy a napfoltok erős mágneses fluxuscsőveknek a fotoszférával való keretsztmetszetei. A fluxuscsővek, vagy erővonalcsövek a konvektív zóna alatt a tachoklínában levő toroidális mágneses térben gyökeresnek. Az erővonalcső a mágneses felhajtóerő hatására emelkedik a felszínre, és ahol kibukkan, ott egy bipoláris napfoltpár jelenik meg. Ahogy a fluxuscső emelkedik, úgy távolodnak egymástól a fotoszférával való keresztmetszetei, vagyis az ellentétes polaritású napfoltok. A fluxuscövet planárisnak és szimmetrikusnak képzeltek, annak ellenére, hogy a bipoláris foltcsoport foltjainak mozgásában levő aszimmetriákat és irregularitásokat már régóta ismertük (Carrington, 1863; Maunder, 1919). E nézet megdöntésében jelentős szerepet játszottam, amikor kimutattam, hogy a napfoltok sajátmozgása a felemelkedő mágneses erővonalcső geometriájának jó indikátora. A mozgásokban levő aszimmetriák és irregularitások azt jelzik, hogy az aktív vidéket alkotó fluxuscső alakja maga is aszimmetrikus (meg van dőlve) vagy/és görbült, csavarodott. A dőlést a konvektív zónabeli felszállás során a Corolis erő hatása,



9. ábra: Egy napfolt fotoszféra alatti szerkezete (24 000 km mélységig) idő-távolság helioszeizmológiai vizsgálatok (SOHO/MDI) alapján. A mágneses tér jelenléte megváltoztatja a hangsebességet. Az ábrán az átlagnál gyorsabb hangsebességű területek pirosas, a lassúbb területek kékes színekkel vannak jelölve. A 22000 km mélységben levő harmadik sík mutatja a hangsebesség horizontális keresztmetszetét.

míg a csavarodottságot az erővonalak mentén folyó erős áramok, vagy alternatív esetben a konvektív zónabeli nagyléptékű örvények okozzák. Ezeket az állításokat azóta elméleti modellekkel igazolták, és általánosan elfogadottá váltak (lásd a 3. fejezetet). A felemelkedő fluxuscövek 3-D geometriája fontos információkat hordoz a toroidális fluxusrétegben végbemenő folyamatokról (pl. a szisztematikus csavarodottság keletkezése) valamint a konvektív zónabeli felszállás körülményeiről. Ezeket az információkat a helioszeizmológia jelenleg még nem képes szolgáltatni, hiszen csak viszonylag kis mélységig tudja követni a foltok mágneses gyökereit (9. ábra).

1.2.2 Aktív vidékek fejlődése

A napfoltcsoportok fejlődése elválaszthatatlan mágneses terük fejlődésétől. Új napfoltcsoportok általában nagyléptékű, gyenge háttér terek határvonala mentén jelennek meg (Ambrož et al., 1971). A gyenge mágneses terek ezen hálózatában új erős bipoláris tér jelenik meg: egy gyorsan táguló elliptikus “zavar” (Bumba & Howard, 1965), amelyben levő erősebb koncentrációk (a napfoltok) jelentős sajátmozgást mutatnak, az ellentétes mágneses polaritású foltok távolodnak egymástól. Ez a jellegzetes sajátmozgás és a napfoltcsoport ez idő alatti növekedése jelzi, hogy a fotoszféra alatti rétegekből felemelkedő mágneses hurok (erővonalcső) jelenségével és hatásaival

állunk szemben (Cowling, 1946; Parker, 1955).

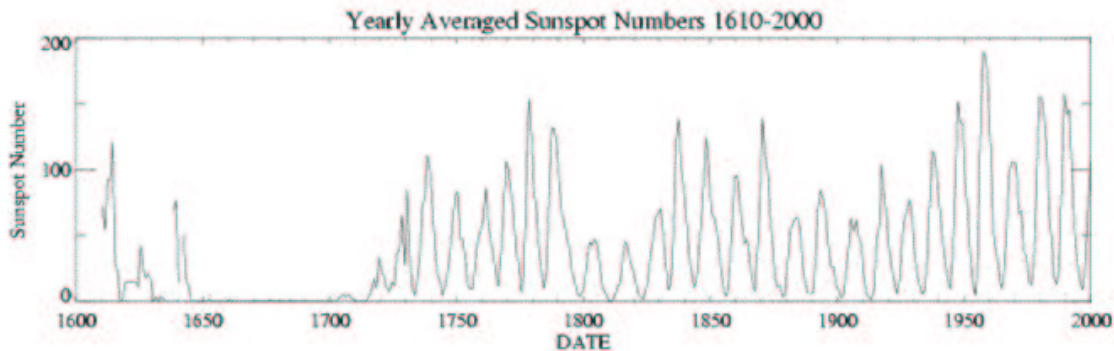
Egy napfoltcsoport, vagy általánosabb nevén egy aktív vidék fejlődése röviden úgy zajlik le (áttekintő cikk: Zwaan, 1985, van Driel-Gesztelyi, 2002), hogy a fotoszferikus elliptikus mágneses zavarral egyidőben a fölötte levő kromoszférában kompakt, fényes fáklyamező jelenik meg. A hidrogén vörös színképvonalában ($H\alpha$, 6182.23 \AA) megfigyelve a Napot az ellentétes mágneses polaritású területeket összekötő növekvő magasságú, rövid élettartamú sötét hurkokat, ún. hurkok protuberancia rendszert, míg ezek fölött a koronában fényes, forró hurkokat figyelhetünk meg, amelyek mentén plazma áramlik lefelé a fotoszféra irányába. A kezdetben kisebb koncentrációkban jelen levő azonos polaritású mágneses terek (kisebb foltok, vagy pórusok) egymás felé mozognak, és fokozatosan nagyobb foltokká olvadnak össze a mágneses ellipszis vezető és követő széleinél. Négy-öt napba telik, míg a mágneses erővonalcső teljes egészében áttöri a fotoszférát, vagyis az aktív vidék teljesen kifejlődik. E rövid növekedési fázist hosszú, akár hónapokig is tartó felbomlási folyamat követi (áttekintő cikk: van Driel-Gesztelyi, 1998). Ennek során a foltok területe és ezzel együtt mágneses összfluxusa fokozatosan csökken, a foltokból radiálisan kifelé áramló kisebb mágneses koncentrációk (angol rövidítéssel MMF-ek) szisztematikus eróziója következtében. A napfolt sötét umbrájában először fényes pontok, majd ún. hidak jelennek meg, amit az umbra feldarabolódása követ. Először a (rotáció irányának megfelelően) követő részben levő foltok tűnnek el, végül, esetleg számos naprotáció után, a legnagyobb vezető folt is szétoszlik. Az ellentétes polaritású mágneses terek határvonala mentén egyre növekvő hosszúságú filamentek jelennek meg, amelyek a differenciális rotáció hatására egyre párhuzamosabbá válnak az egyenlítővel. Kis- és nagyléptékű turbulens áramlások (granulációs és szuperganulációs mozgások) eredményeként az aktív vidék mágneses tere egyre nagyobb területre szóródik szét, mozgásuk véletlenszerű bolyongásos jellege következtében ellentétes polaritású mágneses koncentrációk találkoznak, és mágneses átkötődés során kioltják egymást. Hasonló mágneses kioltás játszódik le egymás közelében fejlődő aktív vidékek mágneses terei között is. Végül az egyre növekvő területű, csökkenő fluxus sűrűségű mágneses tér beleolvad, részévé válik a nagyléptékű gyenge mágneses háttér térnek.

Egy tipikus példát mutatok az aktív vidékek hosszú távú fejlődésére a 6. fejezetben.

1.2.3 A napciklus és a dinamó mechanizmus

Magnetográfokkal kimutatták, hogy a mágneses tér a Nap légkörének minden rétegében (a felszíntől fölfelé: fotoszféra, kromoszféra, átmeneti réteg és korona) jelen van, és a napaktivitás minden megnyilvánulása kapcsolatban van a mágneses terekkel. A mindenütt jelenlevő mágneses tér jelentős időbeli változásokat mutat. Ezen változások időskálája percektől (mágneses átkötődések) hónapokon át (nagyobb aktív

vidékek élettartama) évekig (napsiklus), sőt évtizedekig (ciklus modulációk) terjed (pl. Zwaan, 1987).



10. ábra: A napfolt relatívszámok változásában a napfoltok felfedezése óta tisztán látszik a kb. 11 éves ciklus, valamint egy mintegy 80 éves moduláció jelenléte. A 17. szd.-i hosszabb napfoltmentes időszakot Maunder minimumnak hívjuk.

A naptevékenység (csakúgy mint a csillagaktivitás) ciklikus változását (10. ábra), valamint a napaktivitás szabályait (2. táblázat) egy dinamó mechanizmus működésével próbáljuk magyarázni, amely legvalószínűbb működési helye, SOHO/MDI legutóbbi eredményei alapján, a Nap konvektív zónája alatti tachoklína. Bár még sok a tisztázatlan elméleti probléma ezen a területen, Babcock (1961) modelljének legalapvetőbb javaslatai még ma is érvényesnek tekinthetők. Eszerint, mivel a mágneses tér 'be van fagyva' a plazmába a napbelső viszonyai között, a kezdetben poloidális teret (amely napfolt minimumkor van legtisztábban jelen) a differenciális rotáció az egyenlítővel párhuzamosan felcsavarja, egy enyhén spirális toroidális teret hozván létre. A toroidális mágneses térből a mágneses felhajtóerő hatására erővonalhurkok (ún. Ω -hurkok) emelkednek ki, amelyek elérve a napfelszínt, bipoláris foltcsoportokat alkotnak. A foltcsoportok vezető foltja az egyenlítőhöz közelebb van, mint a követő folt (Joy szabálya, amely egyébként a Coriolis erő hatásának is tulajdonítható). A mágneses tér diffúziója és a heliografikus szélességkülönbség következtében a vezető mágneses terek (amelyek a Nap két féltékén ellentétes irányúak) az egyenlítőnél találkozáva kioltják egymást, míg a követő foltok terét az egyenlítőtől a pólusok felé történő meridionális cirkuláció a pólusokhoz szállítja, ahol szintén mágneses kioltódás történik. Így a pólusok körüli mágneses tér csökken, majd egy-két évvel a napfoltmaximum után a pólusok polaritása megváltozik. Ezen túl az új poloidális tér felépülése történik, a következő napsiklust megalapozván.

3. táblázat: Napkitörések osztályozása

Fontosság	Fler terület (négyzetfok)	GOES besorolás	Intenzitás ($\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)
S	≤ 2	B	10^{-4}
1	2.1 - 5.1	C	10^{-3}
2	5.2 - 12.4	M	10^{-2}
3	12.5 - 24.7	X	10^{-1}
4	≥ 24.8		

1.2.4 Napkitörések

Napkitörések, vagy közhasználatú idegen szóval flerek, a legnagyobb energiájú kitörések a Naprendszerben, amelyek 10^{32} erg-nyi energiát képesek felszabadítani egy óránál rövidebb idő alatt. Fler kernelek általában a látható napfelszín kevesebb, mint 0.1 %-át fedik le, az elektromágneses színek széles tartományában szabadítanak fel energiát, részecskéket gyorsítanak akár a relativisztikus energiák közelébe is, lökéshullámokat keltenek.

Az első fler megfigyelést egymástól függetlenül 1859 szept. 1-én Carrington (1859) és Hodgson (1859) végezték a fehér fényben. Rendszeres napfolt megfigyelés közben történt, hogy hirtelen fényes területek jelentek meg a napfoltcsoportban, amelyek kb. 5 percig tartottak. Nem sokkal e megfigyelés után mágneses vihar kezdődött és kevesebb, mint egy nappal később sarki fényt figyeltek meg közepes szélességeken. Bár akkoriban nehéz volt megérteni, hogy az oly távoli Nap hogyan képes hatással lenni a Földünkre, de az egybeesést megjegyezték és a kapcsolat kutatása megkezdődött.

Az első megfigyelt napkitörés egy ún. fehér fler volt, amely nemcsak színekpvo-nalakban, de a folytonos spektrumban is sugárzásnövekedéshez vezet. Fehér flerek a legenergetikusabb napkitörések közé tartoznak.

A napkitörések által kibocsátott sugárzás ill. felszabadított energia széles sávon változik. Számos osztályozás létezik. Az első a fler $H\alpha$ vonalban megfigyelt területén (3. táblázat) és fényességén (f - halvány, n - normális, b - fényes) alapult. Tehát egy kisebb fler, amely kevesebb, mint 2 heliografikus négyzetfok területű, de nagyon fényes, Sb besorolást kap. Egy újabb, és manapság már gyakrabban használt fler osztályozás a flerek által kibocsátott röntgen sugárzás intenzitásán alapul. A sorozatban felbocsátott GOES geostacionárius mesterséges holdak az 1-8 Å közötti lágyröntgen hullámhossz tartományban mérik a Nap össz-sugárzását, amely a flerek során jelentősen megemelkedik. Az GOES osztályozás a flerek maximum intenzitásán alapszik (3. táblázat). Egy GOES X-fler általában egy 3-4b fontosságú $H\alpha$ flernek felel meg, de az egyezés nem tökéletes.

A flerek nagyon különböző viselkedést mutatnak különböző hullámhosszon megfigyelve. A keményröntgen tartományban általában impulzív és tüskés a fénygörbéjük, míg lágyröntgenben fokozatosan változó lényegesen hosszabban tartó sugárzás észlelhető. Az extrém ultraibolya tartományban a kezdetben tüskés fénygörbe simává válik a fler későbbi fázisai során. Ez az hullámhossztól függő viselkedés a fler különböző fázisait jelzi: a kezdeti impulzív fázis során nagy sebességre és energiákra felgyorsított elektronok bocsátanak ki keményröntgen és rádió sugárzást. A későbbi fokozatosan változó fázis, amelyet lágyröntgenben és EUV hullámhosszakon észlelünk, a plazma felfűtését jelzi a gyorsított elektronok által okozott kromoszférikus párolgás eredményeként.

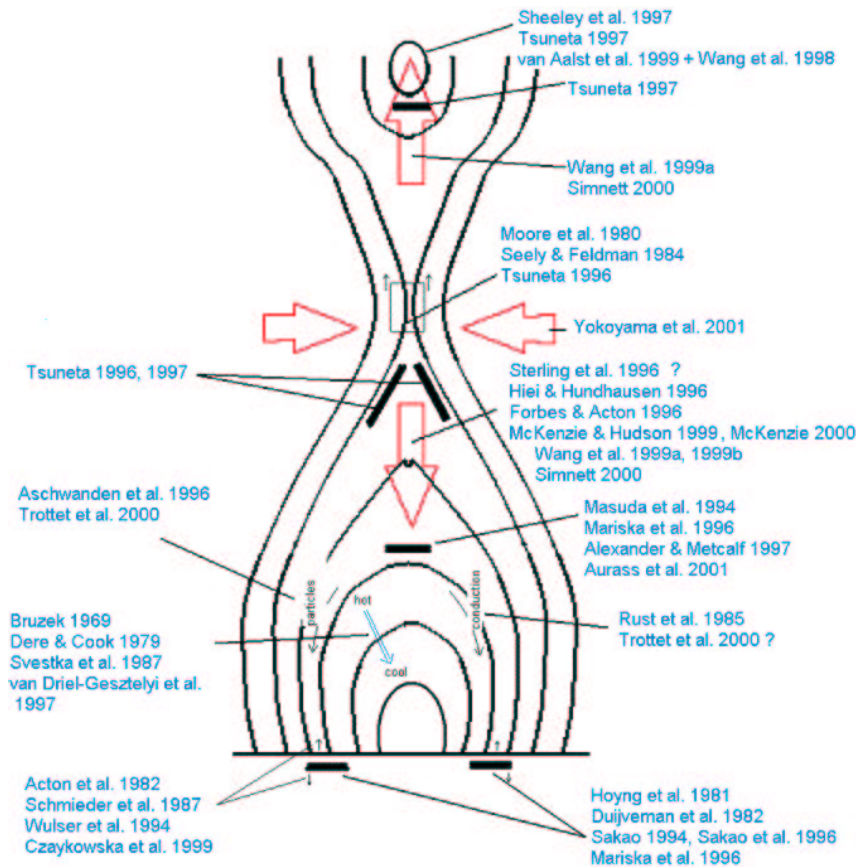
Rendszeres $H\alpha$ megfigyelések már jelezték, hogy flerek főként napfoltok környékén jelennek meg, és hogy minél bonyolultabb a napfoltcsoport mágneses szerkezete, annál több flert produkál. A $H\alpha$ kitörések ellentétes mágneses polaritású területeken helyezkednek el. Mindezek arra utaltak, hogy a flerek oka a mágneses térben keresendő. Ma már tudjuk, hogy a napkitörések általában az aktív vidékek azon részeiben jelennek meg, ahol a komplex mágneses tér erős változáson megy keresztül, pl. új fluxus jelenik meg, vagy nyíró, csavaró mozgások következtében a tér instabillá válik.

Manapság már általánosan elfogadottá kezd válni, hogy a flerek a mágneses térben elektromos áramok formájában tárolt szabad energia hirtelen felszabadulásának következményei, amely a mágneses erővonalak átkötődése következtében megy végbe. Az átkötődés során a mágneses kapcsolatok alapvető változáson mennek keresztül, és a két kapcsolódási szerkezet közötti mágneses energiakülönbség gyorsított részecskék mozgási energiája és hőenergia formájában felszabadul. Ezen elmélet bizonyítására - az átkötődés közvetlen észlelésének hiányában - az elméletileg meghatározott előfeltételek és várható következményeik vizsgálata került előtérbe.

Az elméleti és megfigyelési eredmények kombinációja alapján már sok szempontból kielégítő képet alkothattunk a napkitörések lefolyásáról és okairól, legalább a legegyszerűbb topológiájú esetekben. A 11. ábra mutatja az ún. hosszantartó flerek (LDE) scenárióját, amely jó egyezést mutat a 2-D MHD szimulációk eredményeivel. A kulcsfontosságú cikkek, amelyek a scenárió alapját képezték, a rajz megfelelő helyein vannak feltüntetve (McKenzie, 2002 nyomán).

A napkitörések scenáriója:

- Egy bipoláris aktív vidékben (és a mágneses inverziós vonal mentén levő protuberanciában) nyíró talppontmozgások vagy csavarodott új mágneses fluxus megjelenésének eredményeként a mágneses feszültségek egy kritikus érték közelébe majd fölé emelkednek, ami a mágneses tér tágulásához és a protuberancia emelkedéséhez, majd kilökődéséhez (felrobbanásához) vezet.
- A protuberancia árkádszerű burkoló mágneses erővonalai a felemelkedés során 'kihúzódnak', a protuberancia alatt az ellentétes irányú erővonalak egymáshoz



11. ábra: Kétdimenziós (2-D) flux cső modell a kulcsfontosságú megfigyeléseket szolgáltató cikkek feltüntetésével a megfelelő helyen, McKenzie (2002) nyomán. Bővebb magyarázat a szövegben található.

közül kerülnek, és egy áramréteg keletkezik. Az áramrétegben a vezetőképesség nem végtelen, így egy viszonylag kis térrészben gyors mágneses disszipáció történik. Ellentétesen irányult erővonalak között mágneses átkötődés játszódik le, amelynek eredményeként létrejött új mágneses kapcsolódások (erővonalhurkok) erősen görbültek, így a mágneses feszültségek ezeket kiegyenesíteni igyekezvén nagy sebességgel elhagyják az átkötődés helyét. Ez a folyamat részecskéket gyorsít és lökéshullámok keletkezésével jár együtt. A folyamat (egyre csökkenő intenzitással) folytatódik: újabb és újabb erővonal átkötődés zajlik le a mágneses inverziós vonaltól távolabbra és távolabbra levő erővonalak között, ami az átkötődés helyének emelkedésével jár együtt.

- A felső átkötődött erővonalak kiegyenesedése a felszálló protuberancia gyors

sulásához vezet. Az alsó átkötődött erővonalhurkok először sisakszerűek, majd (a mágneses feszültségek hatására) zsugorodnak és sima hurokszerű formát öltenek. A mágneses átkötődés helyéről lefelé irányuló részecskék és lökéshullámok beleütközvén az átkötődött hurkokba, ott a keményröntgen tartományban és rádióhullámokon sugárzást keltenek. Az átkötődött erővonalak mentén a részecskék lejutnak a kromoszférába, ahol elnyelődve az átkötődött erővonal talppontok felfűtéséhez vezetnek, kromoszférikus párolgást okozva. Ez utóbbi megnöveli a hőmérsékletet és sűrűséget az átkötődött erővonalhurkok mentén, amely forró lágyröntgen koronahurkok megjelenéséhez vezet. A talppontok környékén keményröntgen sugárzást valamint fler talppont fényesedés észlelünk (pl. $H\alpha$ fler szalagok).

- Az átkötődési terület emelkedésével és az átkötődött erővonalak talppontjainak az inverziós vonaltól való távolodásával az új koronahurkok egyre nagyobbak (szélesebbek és magasabbak) lesznek.
- A forró koronahurkok lehülve EUV, majd kromoszférikus hullámhosszakon (pl. $H\alpha$) jelennek meg, és a lehülés közben kismértékben tovább zsugorodnak.
- Idővel a mágneses átkötődés mértéke csökken, a keményröntgen sugárzás az észlelési szint alá süllyed, a flerhurkok és flerszalagok halványodnak, a fler végetér. Egy-egy nagy fler időtartama akár egy teljes napot is elérhet.

Kutatásaim során magam is hozzájárultam a fenti fler scenárió kialakulásához, elsősorban a flerhurkok fokozatos emelkedésével, hűlésével és zsugorodásával kapcsolatos kérdéseket vizsgáltam lágyröntgen, keményröntgen és $H\alpha$ adatok felhasználásával (lásd 4.3. fejezetet).

Azonban a napkitörések gyakran nem ilyen egyszerű mágneses szerkezetű aktív vidékekben jönnek létre, hanem bonyolult, kvadrupoláris konfigurációban. Ilyen esetekben csak a három dimenziós modellezéssel érthetjük meg, hogy mi történik. Kutatásaim fontos részét képezte a mágneses átkötődés szerepének észlelési és modellezési (mágneses extrapoláció és topológia) vizsgálata a napkitörések fizikájában. Számos bizonyítékot szolgáltattam arra, hogy a flerek olyan helyeken, az ún. kváziszeparátrix rétegek közelében jelennek meg, ahol a mágneses tér konnektivitása viszonylag kis távolságon belül jelentősen megváltozik, tehát ahol átkötődés elméletileg lehetséges. Kimutattuk erős áramok jelenlétét a kromoszférikus fler kernelek közelében, továbbá azt, hogy a flerezéshez szükséges szabad mágneses energia elektromos áramok formájában már a frissen felbukkanó mágneses terekben is jelen van. Ezek mind bizonyítékok arra, hogy a flerek során valóban mágneses átkötődés játszódik le, amely a mágneses térben tárolt szabad energia egy részét átalakítja hő- és kinetikus energiává (lásd 4. fejezetet).

Egyre nyilvánvalóbbá válik, hogy a napaktivitás csaknem minden megnyilvánulása kapcsolatban van a mindenütt jelenlévő mágneses tér fejlődésével, változásával.

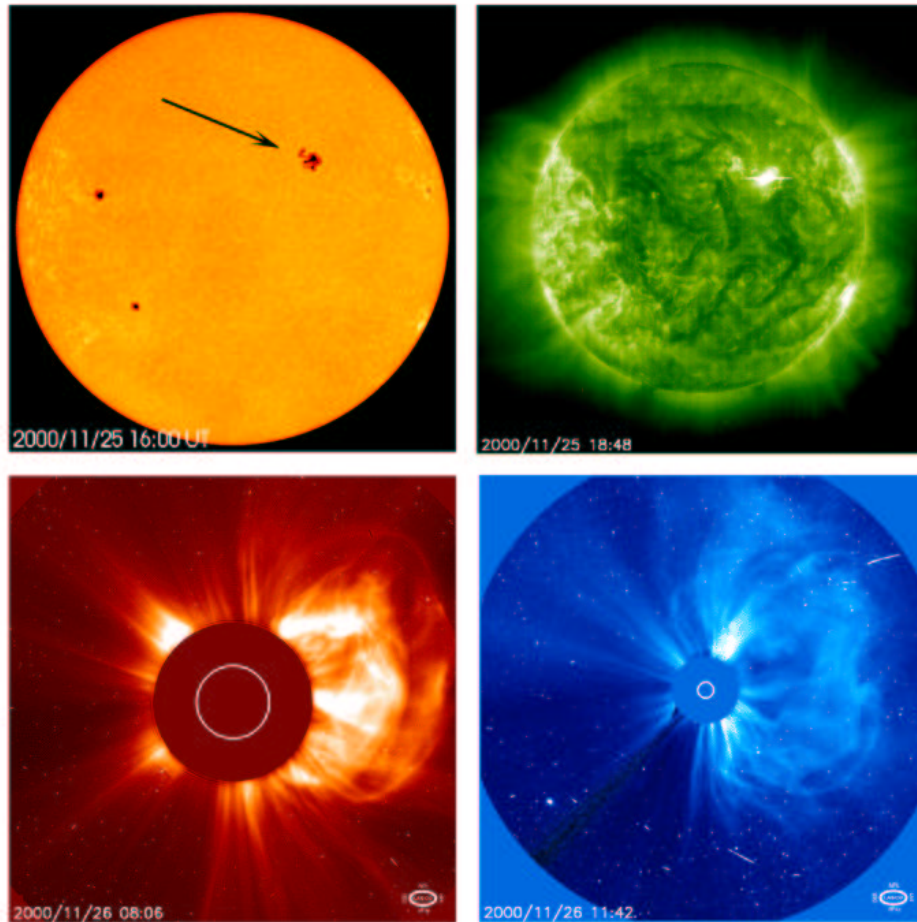
Mivel a napaktivitás jelenségei mögött húzódo mágneses folyamatok, terek nem korlátozódnak csupán a napfelszínre, hanem három dimenzióban az egész napléggökre kiterjednek, ezért a Nap aktív vidékeiben lezajló folyamatokat nehéz megérteni csupán egyetlen szűk tartomány észlelései alapján. Kutatásaim második főbb területe a naptevékenység különféle megnyilvánulásainak (napkitörések, mikroflerek, koronakitörések, protuberanciaaktivitás) tanulmányozása számos hullámhosszon egyidőben készült megfigyelések felhasználásával, továbbá ezek kombinálása mágneses mérésekkel és modellezéssel.

A flerek többségét általában csupán emissziós vonalakban figyelhetjük meg, de a jelentősebb energiájú napkitörések, mint ahogy a XIX. szd.-ban megfigyelt első napkitörés, a folytonos színeképben is észrevehető emisszió növekedést okoznak, amelyet ezért fehér flereknek hívunk. Sugárzási mechanizmusukra számos elmélet létezik, de ezek egyike sem ad teljesen kielégítő magyarázatot. Azonban a jó idő- és térbeli egyezés a fehér fényű és keményröntgen-sugárzás között arra utal, hogy a mágneses átkötődés során gyorsított elektronnyaláb a felelős a mélyről jövő sugárzásért. Azt viszont ma sem értjük, hogy a hasonló energiamennyiséget felszabadító flerek közül az egyik miért, a másik miért nem fehér fler. A fehér flerek fizikájának kutatásához számos munkámmal járultam hozzá az utóbbi évtizedben, mialatt egy nemzetközi munkacsoporttal a Yohkoh japán szoláris mesterséges hold által észlelt fehér flerek katalógusán dolgoztam. A munka még jelenleg is folyamatban van, és sok megfigyelési részlet bizonyítja a mágneses átkötődés során gyorsított elektronnyaláb energiája szerepének fontosságát (4.6. fejezet).

1.2.5 Koronakitörések

A napkitöréseknél lényegesen nagyobb térrészre kiterjedő instabilitások a koronakitörések (angol rövidítéssel CME-k), melyek során tipikusan 10^{23} Mx (10^{15} Wb) mágneses fluxus és 10^{16} g plazma hagyja el a Napot, nagy napkitörésekkel összevethető mennyiségű energia szabadul fel, elsősorban a Napot elhagyó plazma kinetikus energiája formájában (12. ábra). A CME-k folyamán a Napon nagyléptékű mágneses átrendeződés játszódik le, sorozatos mágneses átkötődések következtében. A CME-k jelentős hányada napkitörésekkel, míg egy másik csoportjuk protuberanciák robbanásával kapcsolatos, de vannak olyan CME-k, amelyek mind flerjelenséggel, mind protuberanciarobbanással együtt járnak. A 11. ábra egy ilyen fler-CME esemény szcenárióját mutatja. A napkitörések és koronakitörések közötti hasonlóságok és különbségek kutatása, amely kiváltó mechanizmusaik megértését célozza, nagy lendületet kapott a SOHO űrlaboratórium három LASCO koronográfja működésbe lépése után. Az utóbbi években én is sokat dolgoztam ezen a területen (lásd 5. fejezet).

Koronakitörések és flerek amelyek jelentős részecskegyorsítással járnak együtt, észrevehető hatással vannak Földünkre és életünkre is. Nemcsak csillagászati megfi-



12. ábra: Napfoltcsoport a Nap északnyugati félgömbjén, amely számos nagy flert és ezekkel együtt koronakitöréseket (CME-t) produkált. A SOHO űrlaboratórium műszereivel (MDI, EIT 195 Å, LASCO C2 és C3) készült felvételek. Az alsó két koronográf felvételen a Nap méretét fehér körök jelzik.

gyeléseket forradalmasították a földlégkörön kívülre helyezett műszerek, de életünk minden területén függünk mesterséges holdak működésétől. A Naptól érkező nagy sebességű részecskék hibás ‘utasításokat’ adhatnak a holdakon elhelyezett elektronikus műszereknek. A megnövekedett sugárzás fűti a Föld légkörét, amely kitágulva fékező hatással van a mesterséges holdakra - alacsonyabb pályára húzván őket. Ironikus módon két napfizikai megfigyeléseket végző űrlaboratóriumot tett ily módon fokozatosan tönkre a naptevékenység: a Solar Maximum Mission-t (SMM) és a Skylab-ot.

1.2.6 Kapcsolat a mágneses fejlődés és aktivitás között

Fentebb már említettem, hogy a Napon megfigyelhető minden aktivitási jelenség a mágneses terekkel van kapcsolatban. Mivel az aktív vidékek fejlődési állapotától függ mágneses térük fluxus sűrűsége sőt sok esetben topológiai bonyolultsága is, így aktivitásuk szintje érzékeny barométerként jelzi és követi a mágneses fejlődést. A mágneses tér megjelenése aktivitási jelenségeket vált ki: a fluxuscsovek felszínre emelkedése következtében megjelenő jelentősebb mágneses tér koncentrációk fényesebb és magasabb hőmérsékletű területekként jelennek meg a Nap légkörében, ezek a fészkei a napkitöréseknek és koronakitöréseknek. A fotoszferikus mágneses tér fejlődési állapota és az aktív vidék aktivitása közötti összefüggés általánosan elfogadott a napfizikában, annak ellenére, hogy a kapcsolat *pontos* részletei nem ismertek. E probléma tanulmányozására egy munka-konferencia alatt (Orsay, Franciaország, 1997 október) egy közel húszfős nemzetközi munkacsoportot szerveztem.

Mivel az aktivitási jelenségek bonyolultak, egymással kölcsönhatásban vannak, ezért a mágneses tér aktivitási jelenségekben szerepének jobb megértése érdekében célszerűnek látszott egy egyszerű aktív vidéket végigkísérni születésétől teljes szétoszlásáig, és ebben a csaknem elméleti modellhez hasonló egyszerűségű mágneses elrendezésben tanulmányozni az aktivitás fejlődését a fotoszférától a bolygóközi térig. E célból egy, a legutóbbi naptevékenységi minimum alatt megfigyelt viszonylag elszigetelten, magányosan fejlődő aktív vidéket választottunk, amelyet hat hónapig követtünk nyomon. Tanulmányoztuk (a) a fotoszferikus mágneses tér fluxussűrűsége fejlődését, (b) a fler és CME aktivitás függését az aktív vidékek mágneses jellemzőitől, (c) a koronában jelenlevő mágneses feszültségek fejlődését, (d) az aktív vidék helicititás (mágneses csavarodottság) háztartását, (e) az aktív vidék koronájában a plazmaparaméterek változását a fotoszferikus mágneses tér fluxussűrűségének függvényében, és skálázási szabályokat határoztunk meg e mennyiségek között, (f) a skálázási szabályokat alkalmaztuk 22 különböző koronafűtési modell tesztelésére. Az egyre szélesedő profilú kutatás növekvő nemzetközi érdeklődést keltő eredményeket produkál (6. fejezet).

2 A kutatás során alkalmazott módszerek

Kutatásaim során mindig törekedtem a komplex megfigyelési és elméleti eredmények összekapcsolására, minél magasabb szintű szintézis elérésére. Ez tükröződik az alkalmazott módszerekben: (1) számos hullámhosszon végzett észlelések kiértékelése és ezt követően (2) az észlelési eredmények modellezése és értelmezése.

Tudományos munkásságom első évtizede során elsősorban fotoszferikus napfoltmozgásokat tanulmányoztam a debreceni Napfizikai Observatóriumban valamint a gyulai Megfigyelő Állomáson készült, a teljes napkorongot ábrázoló fotoheliogramok felhasználásával. A napfoltpozíciókat egy Ascorecord koordinátamérő műszer segítségével mértem meg a napképeken, amelyek készítésében aktív részt vállaltam. A pozíciókból heliografikus Carrington-koordinátákat számoltam a debreceni közösen kifejlesztett programcsomag felhasználásával, amely számos korrekciót tartalmaz pl. a légkör differenciális refrakciójára és a távcsövek nagyítórendszerének optikai disztorziójára. A módszer részletes leírása megtalálható a *Debrecen Photoheliographic Results* első kötetében (Dezső et al., 1988).

Az utóbbi évtized során általam feldolgozott észlelések jelentős része három napfizikai űrlaboratóriumon elhelyezett különféle műszerek adataiból származott. Az 1991–2001 között működő japán Yohkoh röntgen hold (Ogawara et al, 1991) felvételei a naplégkör néhány millió fokos koronáját és annak változásait rögzítették nagy tér- és időbeli felbontással. Az 1995 óta működő SOHO (Solar and Heliospheric Observatory, ESA/NASA; Domingo et al, 1995) nevű űrlaboratóriumon számos szoláris műszer működik. A szoláris aktív vidékek fejlődése szempontjából legfontosabb műszerei a SOHO/MDI (Scherrer et al, 1995), mely a teljes napkorong mágneses terét térképezi fel folyamatosan, 96 percenként, míg a SOHO/EIT (Delaboudinière et al., 1995) a kromoszférától a koronáig elhelyezkedő légköri rétegeket észleli négy különböző hullámhosszon. A SOHO/LASCO koronográfok (Brückner et al., 1995) folyamatosan követik a külső napkorona jelenségeit 30 napsugár távolsáig. A NASA TRACE nevű mesterséges holdja (Handy et al, 1999) 1998 óta szolgáltat megfigyeléseket a Nap fotoszférájától az átmeneti rétegen keresztül a koronáig, eddig példa nélkül álló tér- és időbeli felbontással. Az űreszközökön és a földfelszínen elhelyezett műszerek észleléseinek összehangolására számos alkalommal szerveztem nemzetközi megfigyelési kampányokat, és ezt követően irányítottam az adatok feldolgozását nemzetközi munkacsoportok élén. Mindhárom napfizikai űrlaboratórium IDL képfeldolgozó rendszert használ. A napfizikai észlelések redukálására és feldolgozására számos speciális program és programcsomag áll rendelkezésre (SSWIDL), amelyeket a kutatások során rendszeresen és kiterjedten használok pl. többek között a különféle hullámhosszakon és műszerekkel készült észlelések egymásra illesztésére, az észlelési sorozatokból filmek készítésére, plazmaparaméterek meghatározására (hőmérséklet, emisszió mértéke).

Az észlelési eredmények modellezésére gyakran használtam mágneses extrapoláci-

ót a lineáris erőmentes közelítésben. Az extrapolációs módszer a fotoszférában mért mágneses teret használva határfeltételként, a koronában levő mágneses tér erősségét és irányát határozza meg a tanulmányozott térfogat minden pontjában. Az általam használt módszert, amely a mágneses tér harmonikus komponenseinek Fourier-analízisén alapul, Kostas Alissandrakis (University of Ioannina) fejlesztette ki, majd Pascal Démoulin (Observatoire de Paris) fejlesztette jelentősen tovább az elmúlt évtized során. A módszert Pascal Démoulin alkalmazta az aktív vidékek topológiai jellemzőinek meghatározására, így pl. az ún. szeparátor-felszínek feltérképezésére, amelyek mentén a mágneses kapcsolódások drasztikus változáson mennek át. Ez utóbbi módszert használtuk számos napkitörés analízise során.

3 A napfolt sajátmozgások értelmezése

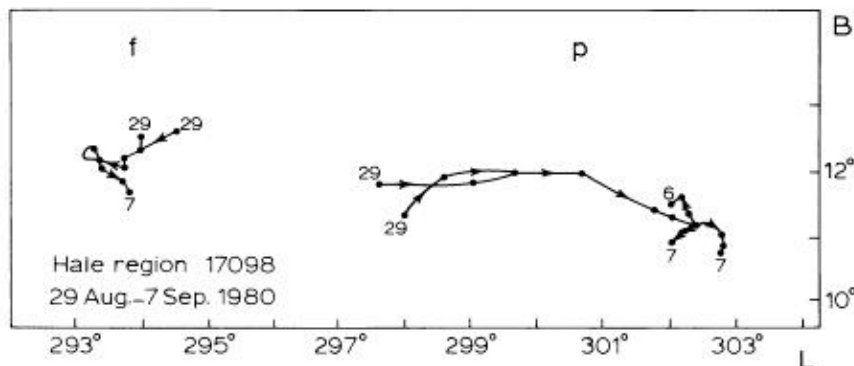
3.1 Aszimmetriák - a Coriolis erő hatása

Összefoglalás: Kimutattam, hogy a napfolt-sajátmozgásokban levő régóta ismert aszimmetria (nevezetesen, hogy a vezető folt általában gyorsabban mozog nyugatra, mint a követő folt kelet felé) annak tulajdonítható, hogy maga a fotoszférában megjelenő erővonalcső aszimmetrikus: keleti irányba meg van dőlve. Ezt alátámasztottam annak a felfedezésével, hogy a fotoszferikus mágneses tér eloszlása szintén aszimmetrikus (van Driel-Gesztelyi & Petrovay, 1990). Ez utóbbi vizsgálatot később egy új, megfelelőbb adatsoron (Hawaii vektormagnetogramok) megismételtem és megerősítettem (Cauzzi, Moreno-Insertis & van Driel-Gesztelyi, 1996; van Driel-Gesztelyi, 1997; Cauzzi & van Driel-Gesztelyi, 1998). Évekkel később német, spanyol és amerikai kutatócsoportok MHD szimulációs vizsgálatokkal elméletileg beigazolták eredményeimet (Moreno-Insertis, Caligari & Schüssler, 1994; Caligari, Moreno-Insertis & Schüssler, 1995, Abnett, Fisher, & Fan, 2001). Kimutatták, hogy a fotoszferikus aszimmetria természetes magyarázata az, hogy a Nap konvektív zónájában radiálisan kifelé mozgó (felszálló) fluxuscső frontális része a forgási energia megmaradása miatt a forgás irányával ellentétes irányban ‘lemarad’, azaz a cső valóban elhajlik kelet felé.

Napfolt mozgások első pillantásra kaotikusnak tűnhetnek, főként egy bonyolult mágneses szerkezetű aktív vidékben. Hogy megértsük őket, hogy felfedezzük a bennük rejlő rendszert, követnünk kell a foltcsoport fejlődését kezdetétől, azonosítanunk kell az mágnesesen összetartozó bipoláris párokat, és ezek mozgását kell megvizsgálnunk. Ezt követően a mozgásokban jelenlevő általánosan érvényes tendenciák könnyebben megmutatkoznak.

Egy viszonylag egyszerű bipoláris foltcsoport esetében a legjellegzetesebb mozgás az ellentétes polaritású foltok egymástól való távolodása, amely a napfoltpárt létrehozó mágneses erővonalhurok fokozatos felemelkedésének tulajdonítható. Viszont ez a jellegzetes sajátmozgás aszimmetrikus: a vezető folt gyorsabban mozog nyugati irányba mint a követő folt keleti irányba (13. ábra), amely már csaknem 140 éve ismert tény (Carrington, 1863; Maunder, 1919). Ez az aszimmetrikus sajátmozgás a fiatal (keletkező, azaz felemelkedőben levő) napfoltcsoportok esetében (látszólagosan) gyorsabb forgási sebességhez vezet (pl. Balthasar & Wöhl, 1980; Ternullo, Zappala, & Zuccarello 1981). Ez a környező fotoszférához képest gyorsabb mozgás lassul a foltcsoport öregedésével (Tuominen & Vitonen, 1987; Gesztelyi & Pap, 1987). A sajátmozgásban levő aszimmetria okának sokáig a mélyebb, a felszínnél gyorsabban forgó (hipotetikus) rétegekkel való együttforgást tételezték fel. Az elképzelések szerint a foltcsoportok mágneses tere kezdetben ezekben a gyorsan forgó rétegekben gyökerezik, majd fokozatosan “lefűződik” erről, aminek eredményeként a foltcsoport forgási sebessége egyre közelebb kerül a fotoszféra forgási sebességéhez.

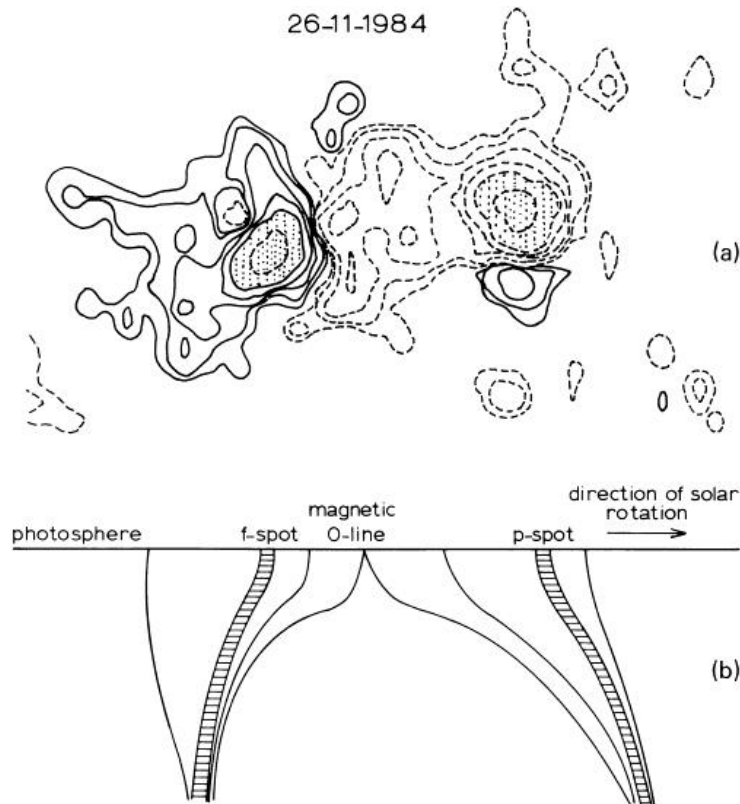
Alapvetően más megközelítése a problémának, ha belátjuk, hogy a napfolt párok



13. ábra: Példa egy napfoltcsoport fő foltjainak sajátmozgására. Az ábrán jól megfigyelhető az ellentétes polaritású foltok mozgásában levő aszimmetria; a vizsgálat nyolc napja alatt a vezető (p) folt öt heliografikus fokot mozdult el nyugat felé, míg a követő folt keleti irányú elmozdulása mindössze 0.5-1 foknyi. A mozgások a Carrington koordináta rendszerben vannak ábrázolva. A 12° (északi) szélességen egy heliografikus fok kb. 11900 km-nek felel meg.

a mágneses erővonalcsőnek a fotoszférával való keresztmetszeténél jelennek meg. Ahogy az erővonalcső emelkedik fel a konvektív zónából, az aktuális keresztmetszet helye, így ezzel együtt a napfoltok pozíciója is változik. A sajátmozgások gyakorlatilag az erővonalcső alakjától és felemelkedési sebességétől függenek. Természetesen, egy mágneses erővonalaköteg deformálódik a közvetlenül a fotoszféra alatti rétegekben levő megnövekedett felhajtóerő hatása alatt: a felszínhez képest merőlegesebbé válik, tehát nem merev testként emelkedik fel. Továbbá, fotoszférikus anyagáramlások is befolyásolhatják a foltok mozgását. Viszont a fluxuscső fotoszférával való egymást követő keresztmetszeteinek helyét a mélyebb rétegekben levő fluxuscső alak, és az abból eredő mágneses felhajtóerő határozza meg, továbbá, nagy számú bipoláris napfoltpár sajátmozgásának vizsgálatával megszabadulhatunk az esetleges felszíni anyagmozgások hatásától, így kiszűrhetjük a foltcsoportokat létrehozó mágneses erővonalcsövek jellemző alakját.

A fenti gondolatsort követve Petrovay Kristóffal közös cikkemben (van Driel-Gesztelyi & Petrovay, 1990) javasoltam, hogy a napfoltpárok sajátmozgásában levő aszimmetria oka az, hogy a felemelkedő mágneses erővonalcső *alakja* aszimmetrikus: a cső keleti irányban meg van dőlve (a naprotációval ellentétes irányban). Egy másik felfedezés, nevezetesen, hogy bipoláris napfolt csoportokban a mágneses tér eloszlása is aszimmetrikus, vagyis a mágneses inverziós vonal közelebb van a követő mágneses polaritás súlypontjához, mint a vezetőéhez (14. ábra), támasztotta alá az új értelmezést (van Driel-Gesztelyi & Petrovay, 1990). Ez utóbbi vizsgálathoz 95 bipoláris napfoltcsoportban a látóirányú mágneses tér eloszlását



14. ábra: (a) Okayama Obszervatórium magnetogram, amelyen az aszimmetrikus mágneses tér eloszlás jól megfigyelhető, és (b) oldalirányú metszet, amely a felszín alatti mágneses tér szerkezetet mutatja. Az ábrán jól látszik, hogy a vezető (p) folthoz tartozó erővonalcső jobban elhajlik a fotoszférára merőleges iránytól, mint a követő (f) folthoz tartozó erővonalcső, tehát bipoláris napfoltpárt alkotó mágneses hurok meg van dőlve a nap forgási irányával ellentétes (keleti) irányban.

vizsgáltam meg, Okayama és Tokyo Obszervatóriumokban 1983 és 1987 közötti észleléseket felhasználva (4. táblázat, 15. ábra). Az aszimmetriát a következő képlettel írhatjuk le:

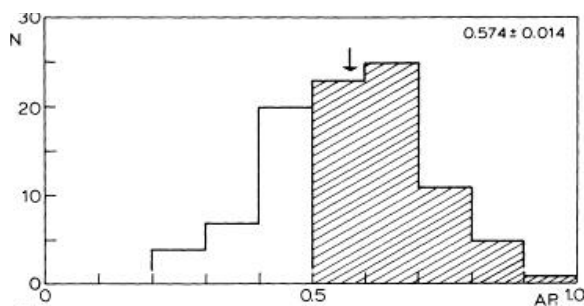
$$AP_i = X_p / (X_p + X_f),$$

ahol X_p és X_f a vezető (p) és követő (f) mágneses polaritások súlypontjának távolsága a mágneses inverziós vonaltól. Az vizsgálat egy kicsi, de szignifikáns aszimmetriát mutatott ki, $AP_i = 0.574 \pm 0.014$. Viszont az Okayama magnetogramok nem voltak ideálisak az ilyen jellegű vizsgálatokra, mivel a publikált térképeken csupán látóirányú mágneses tér eloszlását lehetett vizsgálni. Ennek az a hátránya, hogy a Nap középponti részét kivéve vetületi hatásoknak van kitéve. Így szükségesnek látszott a vizsgálat megismétlése vektor magnetogramokon, amelyeken a mágneses

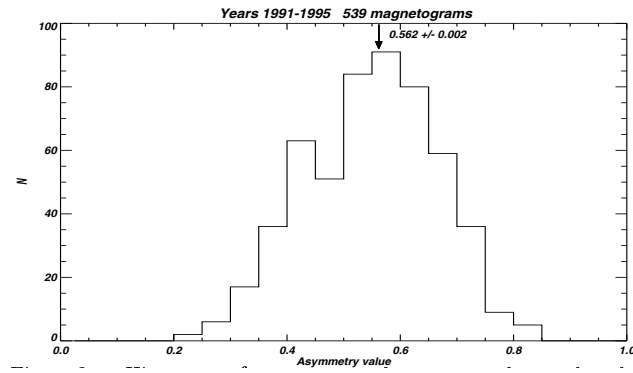
4. táblázat: A mágneses tér eloszlására Okayama Observatórium magnetogramokon mért átlagos aszimmetria értékek

Év	AP_i	Adatok száma
1983	0.602 ± 0.033	20
1984	0.529 ± 0.029	26
1985	0.616 ± 0.025	23
1986	0.557 ± 0.026	07
1987	0.573 ± 0.035	19
1983-87	0.574 ± 0.014	95

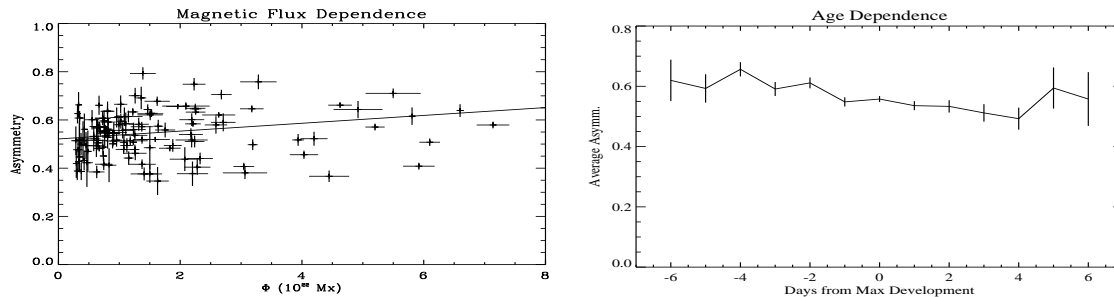
vektor mindhárom komponense ismert (a hibahatáron belül, mely két nagyságrenddel nagyobb a transzverzális, mint a látóirányú komponensre), tehát a fotoszférára merőleges, vetületi hatásoktól mentes B_z komponens meghatározására lehetőséget nyújt.

15. ábra: Az első aszimmetria paraméter eloszlása $AP_i = X_p/(X_p + X_f)$ Okayama Observatórium magnetogramokon 1983-1987 között.

Gianna Cauzzi-val és Fernando Moreno-Insertis-szel egy ilyen jellegű vizsgálatot végeztem el vektormagnetogramokon, amelyeket a Hawaii Stokes Polarimeter-rel a Mees Observatóriumban készítettek 1991 októbertől és 1995 júniusáig között. A vizsgálatra 132 egyszerű bipoláris foltcsoportot választottunk, amelyekről összesen 539 mágneses térkép állt rendelkezésre. A mágneses vektor mérésekből B_z térképeket számoltunk, és meghatároztuk ezek mindegyikén az aszimmetria paramétert. A korábbi eredményt megerősítve egy kicsi, de szignifikáns aszimmetriát találtunk: $AP_i = 0.54 \pm 0.03$, amely a mágneses erővonalcső keleti irányú dőlésére mutat (Cauzzi, Moreno-Insertis & van Driel-Gesztelyi, 1996; Cauzzi & van Driel-Gesztelyi, 1998). Azt is kimutattuk, hogy az aszimmetria csökken a napfoltcsoport korával és növekszik a napfoltcsoport mágneses fluxusával. Az aszimmetria paraméter a



16. ábra: A mágneses tér aszimmetriájának eloszlása 132 bipoláris aktív vidék 539 vektor mágneses térképén.

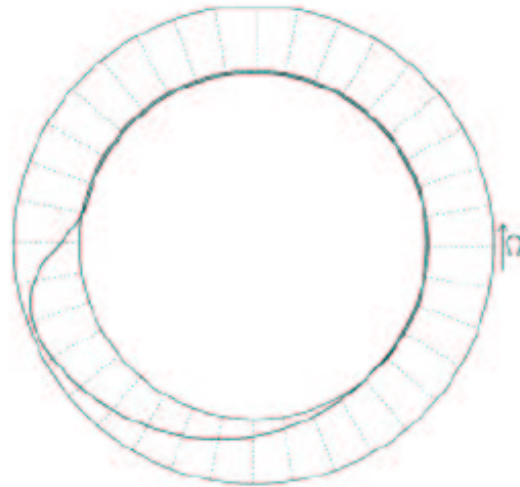


17. ábra: Bal oldali ábra: a mágneses aszimmetria függése az aktív vidék mágneses összfluxusától (az aktív vidék fejlődési csúcspontján). Jobb oldali ábra: Az aszimmetria függése az aktív vidék korától (az aktív vidék fejlődési csúcspontjának napjától napokban kifejezve). A csökkenés meredeksége $-0.011/\text{nap}$.

hibahatáron belül a korábban meghatározottal (0.574 ± 0.014) azonos, viszont a korábbi vizsgálat egy, az aktív vidék korával *növekvő* aszimmetriát mutatott. Mivel a van Driel-Gesztelyi & Petrovay (1990) által vizsgált adatsorban a vetületi hatások egy szisztematikus kelet-nyugat különbséghez vezettek, a kor-függés vizsgálata pedig egyre nyugatabbra levő foltcsoportok adatait jelenti, így egy szisztematikus növekvő vetületi hatás megjelenéséhez vezet az aszimmetria korfüggésében. Ezt a feltételezést a hawaii adatsoron ellenőriztük, és a látóirányú mágneses tér eloszlás aszimmetriája valóban korral növekvő tendenciát mutatott, ellentétben a fotoszférára merőleges (B_z) mágneses térvektor térképeinek aszimmetria fejlődésével.

Vékony erővonalcsövek konvekciós zónabeli felemelkedésének magnetohidrodinamikai (MHD) szimulációi, amelyek jónéhány évvel a van Driel-Gesztelyi & Petrovay (1990) cikk után készültek, jól mutatják a keleti irányú elhajlás megjelenését, és teljes mértékben igazolják a napfolt sajátmozgások általunk javasolt értelmezését

(18. ábra; Moreno-Insertis, Caligari & Schüssler, 1994; Caligari, Moreno-Insertis & Schüssler, 1995; Caligari, Schüssler & Moreno-Insertis, 1997; Abbett, Fisher & Fan, 2001). A szimulációs vizsgálatok szerint a hurok alakú erővonalcső a forgó közegben való sugárirányú mozgás közben a forgási momentum megmaradása miatt (vagyis a Coriolis erő hatására) a forgással ellentétes irányban az erővonalcső 'lábaihoz' képest lemarad, vagyis a hurok deformálódik, kelet felé elhajlik. A szimulációk szerint az aszimmetria erősödik növekvő mágneses fluxussal, és csökken az aktív vidék korával, amelyek jó egyezésben állnak az észlelési eredményeinkkel (17. ábra; Cauzzi & van Driel-Gesztelyi, 1998). Az a tény, hogy az aszimmetria csökken az aktív vidék korával, minden valószínűség szerint a fotoszferikus plazmamozgások hatásának tulajdonítható, amelyek lassan elmoszák a gyenge mágneses terek eredeti, felbukkanás utáni eloszlását.



18. ábra: A pólus irányából nézve az egyenlítői síkban felszálló mágneses erővonalcső alakja a magnetohidrodinamikai szimulációkban (Caligari et al., 1995). Az aszimmetria a vezető és követő fluxuscső rész között nyilvánvaló.

3.2 3-D deformáció - elektromos áramok és örvények

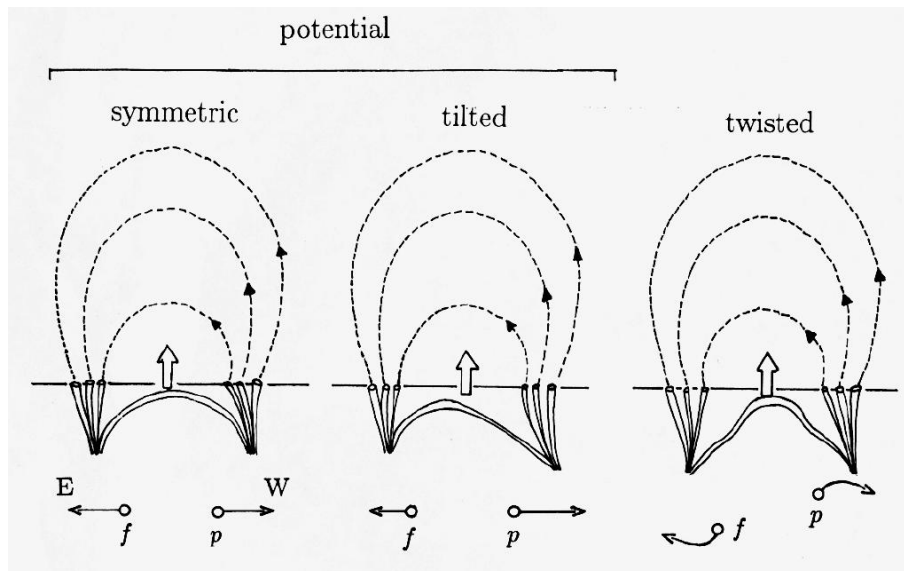
Összefoglalás: Kimutattam, hogy a napfolt sajátmozgásokban jelentkező irregularitások, nevezetesen, hogy a bipoláris napfolt pár gyakran nem radiálisan ellentétes, hanem párhuzamos görbült pályák mentén távolodik egymástól a fotoszférában, azt jelzik, hogy a keletkező aktív vidéket alkotó felszálló fluxuscső alakja a síkban levőtől eltérő, görbült, csavarodott (van Driel-Gesztelyi & Leka, 1994a,b; van Driel-Gesztelyi et al, 1994b; van Driel-Gesztelyi, 1997). A görbült alak vagy (*a*) az erővonalak mentén folyó erős áramoknak

tulajdonítható (az áramok mágneses tere hozzáadódik az eredeti térhez, amely az eredetileg síkban levő erővonalhurkot deformálja; Leka et al., 1994; Leka, van Driel-Gesztelyi & Canfield, 1994; Leka et al, 1996;), vagy (b) a konvektív zónában levő örvények külső deformációs hatására jön létre (López Fuentes et al., 2000; van Driel-Gesztelyi et al., 2000c; López Fuentes et al., 2001; Mandrini et al, 2002a,b; López Fuentes et al., 2003). Az (a) eset létezésének bebizonyítása jelentős, nagy visszhangot keltő felfedezés, mivel azt jelzi, hogy a mágneses tér erős elektromos áramokat, azaz jelentős szabad energiát hordozva jelenik meg a fotoszférában (Leka et al., 1996), ellentétben azzal a korábbi nézettel, hogy a flereket tápláló szabad energiát a mágneses tér megjelenése *után* fotoszferikus talppont mozgások keltik. A (b) esetben is folynak áramok a mágneses erővonalak mentén, viszont (azonos fluxuscsőalak esetén) ellentétes irányban, mint az (a) esetben. Az örvények külső deformációs hatására a fluxuscső belsejében a *deformációt ellensúlyozó* áramok keletkeznek. Tehát (a) és (b) eseteket megkülönböztethetjük a napfolt-sajátmozgásokból következtetett alak deformáció és a vektor-mágneses terekből számolt áramok vizsgálatából.

3.2.1 Elektromos áramok hatása

Sokáig megoldatlan kérdés volt a bonyolult, irreguláris napfolt mozgások oka. Egy bipoláris napfoltpár gyakran nem radiálisan ellentétes, hanem párhuzamos görbült pályák mentén távolodik egymástól a fotoszférában. Tanaka (1991), van Driel-Gesztelyi & Leka (1994), van Driel-Gesztelyi et al., (1994b) javasolták, hogy ez annak tulajdonítható, hogy az aktív vidéket alkotó felszálló fluxuscső alakja a síkban levőtől eltérő, görbült, csavarodott (19c. ábra). A görbült alak az erővonalak mentén folyó erős áramoknak tulajdonítható. Ez egy tetszetős kép, amit viszont *bizonyítani* kellett.

K.D. Leka PhD dolgozata és az ehhez kapcsolódó cikkek (amelyekben jelentős szerepet játszottam, esősorban a szoláris aktív vidék fejlődésével és sajátmozgásával kapcsolatos munkákban) produkálta erre az első általánosan elfogadott bizonyítékot. A dolgozat témája egy aktív vidék (NOAA 7260) mágneses fejlődésének vizsgálata volt hawaii vektor magnetogramok alapján, amelyet több hullámhosszon való észlelések egészítettek ki (fehér fény, $H\alpha$, lágyröntgen). NOAA 7260 egy, fejlődése csúcspontján túllevő bipoláris foltcsoport volt egy óriási vezető folttal (területe a látható napkorong 400×10^{-6} -od része volt) és kisebb szétszórt követő foltokkal, amikor a követő polaritású részben jelentős mennyiségű új mágneses fluxus bukkant fel, amely gyorsan egy δ -konfigurációvá fejlődött (ellentétes polaritású foltok közös penumbrában helyezkedtek el). A munka első lépéseként a hét napos fejlődés során feltérképeztük mind az 50 új bipoláris napfoltpárt, amely a δ -konfigurációt alkotta, rögzítve felbukkanásuk időpontját (Leka et al., 1994a). Az ehhez szükséges folyamatos észleléseket a hawaii Mees Observatórium MCCD $H\alpha \pm 10 \text{ \AA}$ vonalszárnyban készített felvételei, a Yohkoh űrlaboratórium lágy röntgen távcsövének aspektus kamerája, amely az un. G-sávban 30 \AA -ös átteresztési hullámsávban észlelt, a Kitt

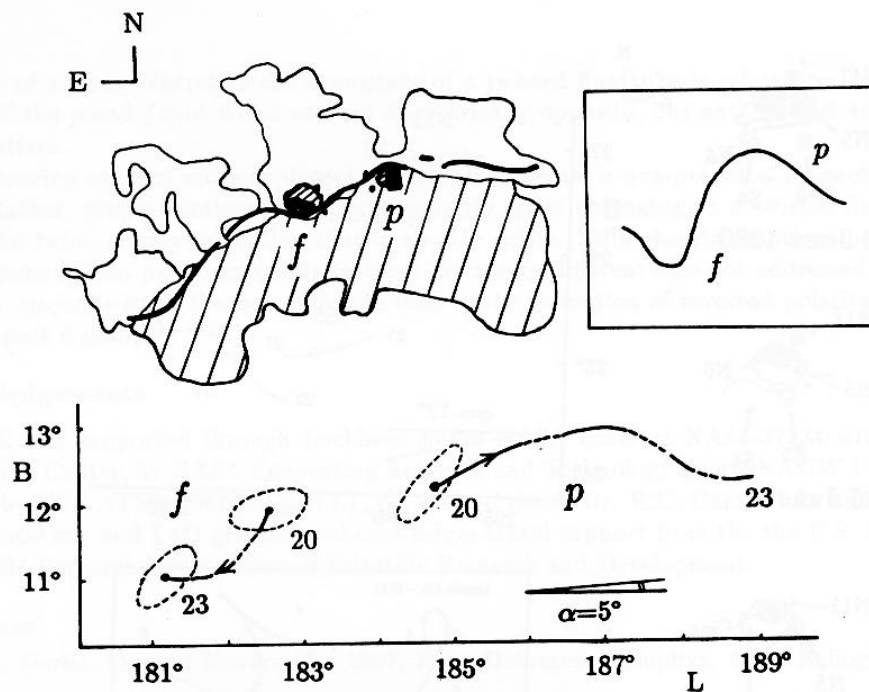


19. ábra: A napfolt sajátmozgások értelmezésének összefoglalása: a bipoláris foltpár (a) egy egyenesbe eső szimmetrikus távolodása síkban levő, a fotoszférára merőleges szimmetrikus erővonalcső felemelkedését jelzi, míg a (b) az egy egyenesbe eső aszimmetrikus távolodás megdőlt erővonalcsövet, a (c) nem egy egyenesbe eső távolodás síktól eltérő, csavarodott 3-D geometriát, tehát a mágneses erővonalak mentén folyó elektromos áramok jelenlétét jelzik (van Driel-Gesztelyi & Leka, 1994).

Peak Observatórium fehér fényű felvételei, valamint a japán NAOJ és Hida Observatóriumok fehér fényben és a $H\alpha$ vonalban készült felvételei felhasználásával biztosítottuk. Ez a rendkívül munkaigényes morfológiai analízis képezte a későbbi kvalitatív vizsgálat alapját.

A munka következő lépése (és a PhD dolgozat fő célja) a fotoszférában megjelenő mágneses fluxus és a mágneses erővonalak mentén folyó elektromos áramok kapcsolatának meghatározása volt: az áramok a mágneses térrel együtt a fotoszféra alatti rétegekből jönnek fel, vagy a mágneses tér áramok nélkül érkezik a fotoszférába és az áramokat később mágneses talppontmozgások keltik? Az analízishez megint óriási mennyiségű adatot gyűjtöttünk és dolgoztunk fel: hawaii Mees Observatórium HSP (Mickey, 1985) és IVM (Mickey et al., 1996) vektormagnetogramjait, a Yohkoh SXT lágyröntgen képeket, valamint a morfológiai analízishez használt összes anyagot. A különböző forrásból származó (és a naplégkör különböző magasságú rétegeit reprezentáló) megfigyeléseket mind gondosan azonos skálára hoztuk és összeillesztettük.

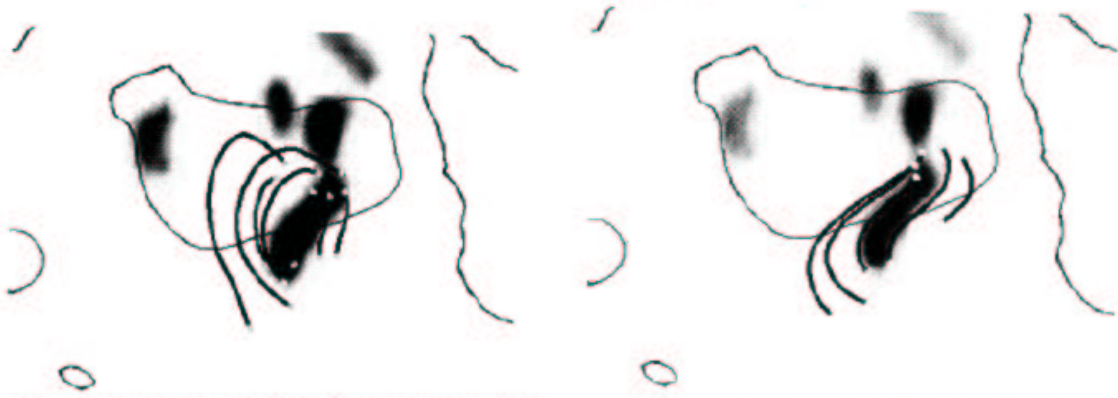
Az 50 bipoláris foltpárból kiválasztottuk a legjobban észlelt ötöt, amire a következő kritériumok voltak érvényesek: (1) a bipoláris foltpár felbukkanását követő 12 órában vektor magnetogram állt rendelkezésünkre, (2) a bipoláris foltpár mágneses



20. ábra: Példa a csavarodott 3-D fluxuscső geometria megjelésére a napfolt-sajátmozgásokban: a Hale AR No. 16918 fő foltjainak mozgása nagyon hasonlít a 19c. ábra sematikus ábrázolásra (van Driel-Gesztelyi et al, 1994).

fluxusa növekedett az észlelési időszak alatt, (3) fotoszferikus, kromoszferikus és koronaészlelések rendelkezésre álltak, (4) a bipoláris folt pár felbukkanásának ideje és mágneses kapcsolata nagy biztonsággal ismert volt. Ezt követően, kimértük a napfolt pozíciókat és meghatároztuk a sajátmozgásokat (22. ábra). Extrapoláltuk a vektor-magnetogramokat a potenciális (minimum energia állapot, nulla áram, nulla mágneses szabad energia) és a lineáris erőmentes közelítésben ($\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$; $\alpha = \text{konstans}$), majd a extrapolált mágneses erővonalakat összehasonlítottuk a kromoszféra ($H\alpha$) finomszerkezetével és a koronában (lágyröntgen) megfigyelt hurkok alakjával (21. ábra). Majd elektromos áramokat (felszínre merőleges elektromos áramsűrűséget, J_z) számoltunk 14 vektormagnetogramon ($I = \sum J_z dS = (1/\mu_0) \sum (\nabla \times B_{hor}) dS$; ahol B_{hor} a horizontális mágneses tér komponens, amely a vektor magnetogramok minden pontján mért három mágneses vektorkomponensből lett számolva, és S a felszín; Leka, 1995).

Az analízis kimutatta, hogy (1) a keletkező bipoláris folt párokhoz kapcsolódó kromoszferikus ($H\alpha$) és korona alakzatok (finomszerkezet és hurkok alakja) nem egyeznek a potenciális extrapolációval (21. ábra) (2) a napfolt sajátmozgások síkban

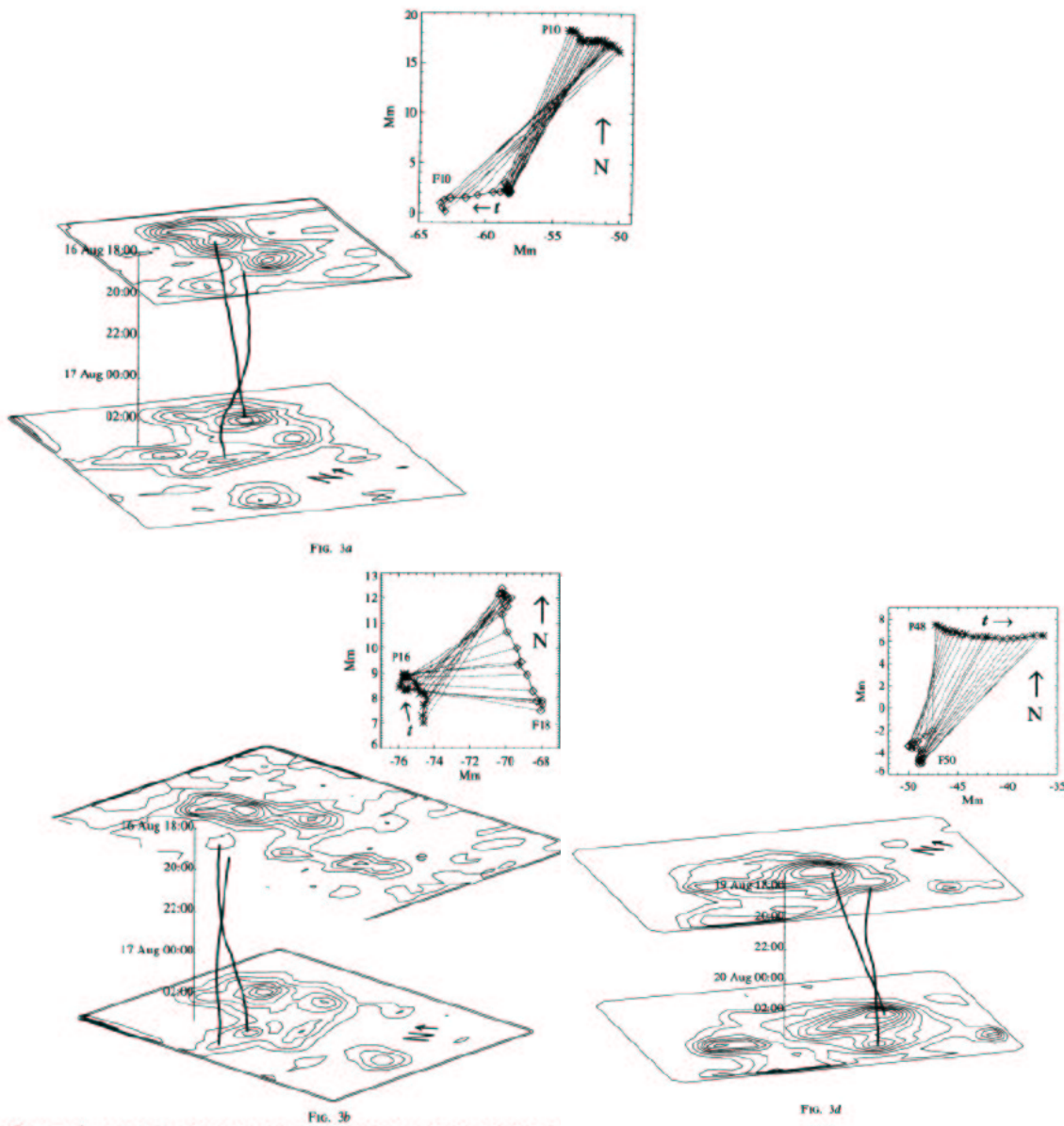


21. ábra: Lágyröntgen koronahurok egy keletkező bipoláris foltpár között összehasonlítva potenciális mágneses extrapoláció (amikor áramok nem folynak az erővonalak mentén) erővonalaiival (bal oldali ábra). A koronahurok alakja jelentősen különbözik az extrapolált erővonalakétól. Viszont jó egyezés van a lineáris erőmentes közelítésben extrapolált erővonalak alakjával és talppontjaival ($\alpha = -0.3 \text{ Mm}^{-1}$; jobb oldali ábra). Ez utóbbi jelentős áramok jelenlétét jelzi a koronahurok mágneses erővonalai mentén.

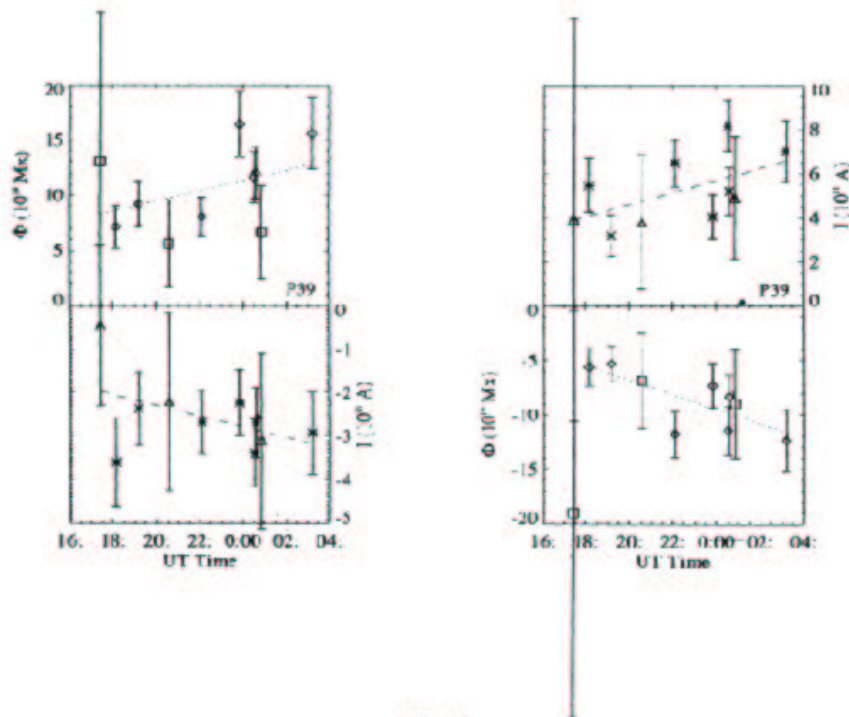
levőtől eltérő, csavarodott fluxuscső geometriával egyeztetethők csak össze (pl. 22. ábra), (3) a fiatal foltpárok mágneses terében erős vertikális áramok vannak jelen (pl. 23. ábra), (4) a napfolt sajátmozgások, a morfológiai sajátosságok és az elektromos áramok mind *ugyanolyan irányú* csavarodottságot jeleznek a felemelkedő mágneses erővonalcsőben, és hogy (5) a megfigyelt fotoszferikus talppontmozgások elégtelenek a megfigyelt áramok keltésére, tehát az áramoknak a mágneses térrel együtt kell érkezniük a fotoszféra alatti rétegekből.

Ezzel a munkával *megdöntöttük a korábbi paradigmát*, miszerint a mágneses tér potenciális, árammentes állapotban érkezik a fotoszférába, és a flerezéshez szükséges szabad energiát (áramokat) fotoszferikus plazmamozgások eredményeként létrejövő mágneses erővonal talppontmozgások keltik. *Bebizonyítottuk*, hogy a mágneses tér nem-potenciális állapotban, áramokat hordozva érkezik a fotoszférába, magával hozva a flerezéshez szükséges szabad energiát. Ez jó egyezésben áll elméleti elvárásokkal (McClymont & Fisher, 1989; Melrose, 1992) és azzal a megfigyeléssel, hogy új megjelenő mágneses tér és annak kölcsönhatása az előzetesen létező mágneses terekkel okozza a napkitörések túlnyomó többségét.

Az egymástól független összehangzó érvek, amivel bebizonyítottuk, hogy a mágneses tér nem-potenciális állapotban érkezik a fotoszférába, visszafordítva, egyben azt is alátámasztották, hogy a napfolt sajátmozgásokból valóban reálisan kikövetkeztetjük a felemelkedő mágneses erővonalcső 3-D geometriáját. A görbült alak



22. ábra: Napfolt sajátmozgások háromdimenziós ábrázolása: egy bonyolult foltcsoportban (NOAA AR 7260) azonosított mágnesesen összetartozó ellentétes polaritású napfoltpárok mozgása a hagyományos módon két dimenzióban ábrázolva (keretezett kisebb ábrák, ahol az egyidőben készült mérések össze vannak kötve), valamint térben ábrázolva a fejlődő napfoltcsoport két különböző időpontban készült fotoszferikus intenzitáskontúr képei között. A 3-D sajátmozgás jól mutatja a felszálló fluxuscövek csavarodott alakját.



23. ábra: Mágneses fluxus és elektromos áram az idő függvényében egy bipoláris foltpár vezető (negatív polaritású) és követő (pozitív polaritású) foltjaira. Az áram együtt nő a folt mágneses fluxusával, és visszafelé extrapolálva nulla mágneses térnél nulla az áram is, amelyet úgy értelmezhetünk, hogy a mágneses tér áramokat hordozva, vagyis nem-potenciális állapotban bukkan fel a fotoszféra alatti rétegekből. Az, hogy pozitív mágneses térben negatív áramot mérünk, azt jelenti, hogy az α paraméter negatív, a mágneses fluxuscső negatív irányban csavarodott (balkékszabály).

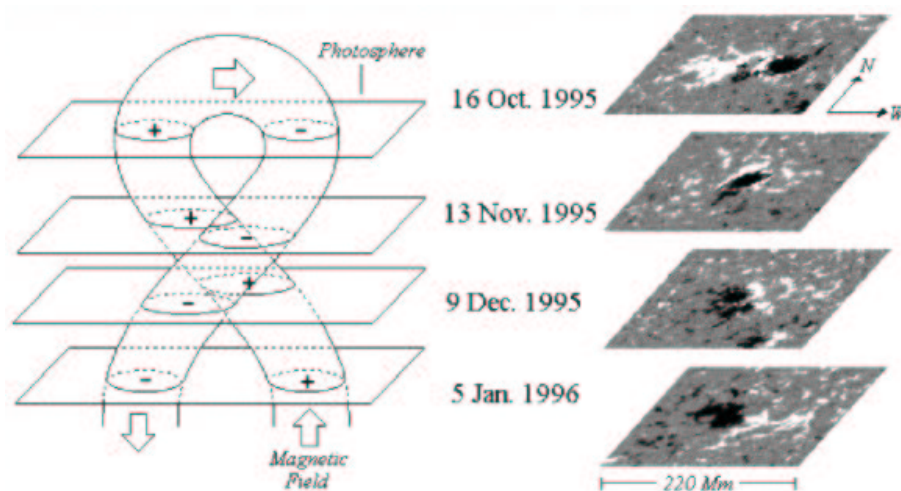
erővonalak mentén folyó erős áramoknak tulajdonítható, mivel azok, egy bizonyos stabilitási határértéket elérvén (kink instabilitás), az eredetileg síkban levő erővonalhurkot deformálják.

Hasonló analízist végzett el azóta Wang és Abramenko (2000) Huairou vektormagnetogramokon. A NOAA 7321 számú keletkező aktív vidéket követték három napon át. Eredményeik megerősítették a Leka et al., (1996) cikkünk fő eredményét, miszerint az elektromos áramok lineáris növekedést mutatnak a mágneses fluxussal. Míg japán kutatók *sajátmozgás vizsgálatokat* és $H\alpha$ morfológiát használtak fel annak a bizonyítására, hogy a mágneses tér csavarodott állapotban érkezik a konvektív zónából a fotoszférába (pl. Ishii et al., 2000; Kurokawa et al., 2002).

Elméleti számítások és magnetohidrodinamikai szimulációk azt jelzik, hogy *minden* a fotoszférában megjelenő jelentősebb fluxuscső csavarodott kell, hogy legyen. Schüssler (1979) majd később Longcope et al. (1996) kimutatták, hogy a csavarmentes fluxuscövek a konvektív zónában felszállásuk alatt szétesnek, tehát nem jutnak el a felszínig. Moreno-Insertis & Emonet (1996) viszont kimutatták, hogy a csavarodottság megvédi a felszálló fluxuscöveket a alattuk keletkező örvények romboló hatásától.

Az utóbbi 5 évben a mágneses fluxuscövek csavarodottságával kapcsolatos kutatások nagy lendületet kaptak, és számos elméleti munka tárgyalja a csavarodottság szerepét pl. a δ -napfoltcsoportok keletkezésében (Linton et al., 1999; Fan et al., 1999), az S-alakú (szigmoidális) koronahurkok formálódásában (Titov & Démoulin, 1999; Magara & Longcope, 2001) és különféle aktivitási eseményekben (pl. koronakitörések; Low, 1996; Démoulin et al., 2002a; lásd a 6.5 fejezetet).

3.2.2 Örvények deformáló hatása



24. ábra: NOAA 7912 fejlődése négy naprotáció alatt. Az ábra jobb oldali részén Kitt Peak obszervatóriumban készült magnetogramok mutatják a mágneses tér változását (a látómező kb. 220 Mm; fehér - pozitív, fekete - negatív polaritás). Megjelenésekor az aktív vidék fordított polaritású volt a déli félgömbre és a 22. napciklusra érvényes Hale-szabályhoz képest, majd 80-100 nap alatt fokozatosan csaknem 180° -ot fordult, és normális polaritású aktív vidékké vált. Az ábra bal oldalán az észlelésekből következtetett fluxuscső geometria rajza van. A metsző síkok helyzete a fotoszferikus sík hozzávetőleges helyét mutatja a magnetogramok készítése idején.

Viszont nem minden erővonalcső deformáció tulajdonítható az erős áramok ha-

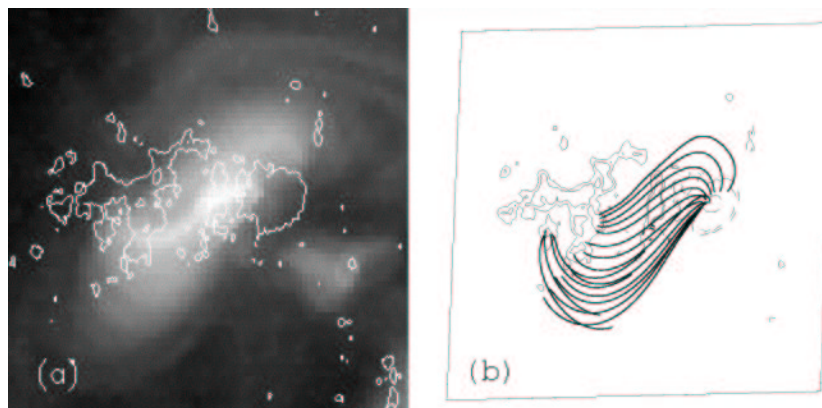
tásának. Az alakváltozás a konvektív zónában levő örvények külső deformációs hatására is létrejöhet. Ilyen nagyléptékű örvényekkel felszállása közben találkozhat a mágneses erővonalcső. Ezt a problémát Marcelo López Fuentes PhD projektje keretében vetettük alapos vizsgálat alá (López Fuentes, 2002). Az én szerepem a munkában főként az aktív vidékek fejlődésével, napfolt sajátmozgással, valamint ennek értelmezésével volt kapcsolatos, így az alábbiakban elsősorban ezek eredményeire koncentrálok.

A projekt első lépéseként a NOAA 7912-es számú aktív vidék hosszútávú fejlődését tanulmányoztuk (López Fuentes et al, 2000; van Driel-Gesztelyi et al., 2000; López Fuentes et al., 2001). Az aktív vidék megjelenésekor fordított polaritású volt a déli félgömbre és a 22. napciklusra érvényes Hale-szabályhoz képest, amely szerint a naprotáció irányában elől levő (vezető) foltok pozitív, a követő foltok negatív polaritásúak. Az aktív vidék mágneses tere négy egymást követő naprotáció alatt megfigyelhető maradt (1995 októbere és 1996 januárja között). Ez idő alatt a mágneses polaritások egymás körül kb. 180^0 -kal elfordultak, így az aktív vidék normális Hale-polaritásúvá vált (24. ábra). Mi ezt a mágneses fejlődést egy, a klasszikus Ω -alaku fluxuscsőalakhoz képest erősen deformálódott, 180^0 -kal elcsavarodott fluxuscsőalakkal magyaráztuk (24. ábra, bal oldali rajz).

A deformáció egyik lehetséges oka az erős elektromos áramok következtében létrejövő kink-instabilitás, amelyet az előző fejezetben tárgyaltam. A kink instabilitás esetében a fluxuscső helikus deformációja és az erővonalak mentén folyó áramok iránya *ugyanolyan* előjelű kell, hogy legyen, hiszen ebben az esetben a belső csavarodottság egy bizonyos határérték fölött, részben a fluxuscső alakjának a csavarodottságává válik (Linton et al., 1999). A mágneses fejlődésből következtetett fluxuscsőalak egy *negatív* csavarodottságú balkezes helix. Tehát a következő lépés az, hogy a fluxuscső belső csavarodottságának irányát meghatározzuk, amit az erővonalak mentén folyó áramok irányával lehet jellemezni. Ezt Kitt Peak magnetogramok mágneses extrapolációjával lehet elérni, oly módon, hogy a modellezett erővonalak a legjobb egyezésben legyenek a észlelt koronahurkok alakjával (hiszen a koronahurkok magas hőmérsékletű plazmát tartalmazó mágneses fluxuscsővek). A 25. ábra mutatja az eredményt. Az ábra bal oldalán egy Yohkoh SXT felvételt látunk, amely 1995 október 16-án készült a NOAA 7912-es aktív vidékről. A koronahurkok S (szigmoid) alakját a lineáris erőmentes extrapolációval ($\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$; $\alpha = \text{konstans}$) *pozitív* α paraméterrel tudtuk a legjobban megközelíteni ($\alpha = 0.03 \text{ Mm}^{-1}$).

Ez az eredmény azt jelenti, hogy az aktív vidéket alkotó mágneses fluxuscső belső csavarodottsága *pozitív*, míg a mágneses fejlődésből következtetett fluxuscsőalak egy *negatív* csavarodottságú balkezes helix. Tehát a fluxuscső deformált alakját nem tulajdoníthatjuk az erős elektromos áramok következtében létrejövő kink-instabilitásnak.

A deformáció másik lehetséges oka az, hogy a toroidális fluxusrétegből kiemel-



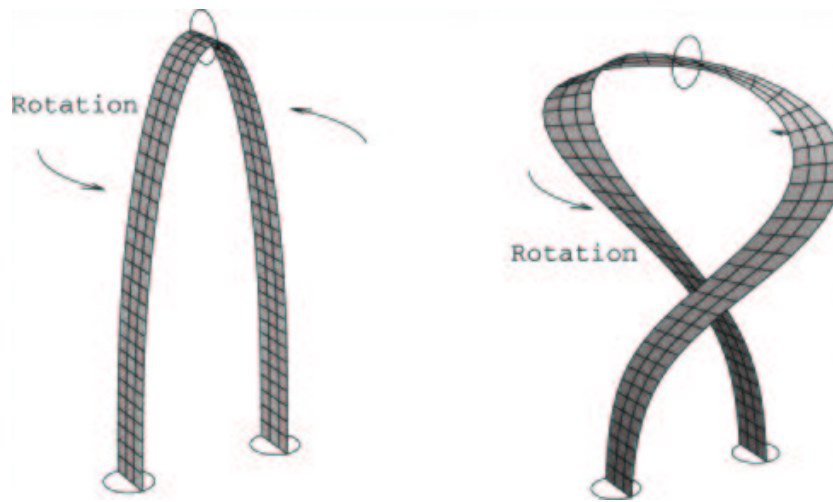
25. ábra: Az aktív vidéket alkotó mágneses fluxuscső belső csavarodottságának (az erővonalak mentén folyó áramok mértékének és irányának) meghatározása: (a) Yohkoh SXT felvétel 1995 október 16-án S-alakú (szigmoidális) lágyröntgen koronahurkokat mutat az aktív vidék fölött. (b) A koronahurkokkal jó egyezést mutató mágneses extrapoláció (Kitt Peak magnetogramon) a lineáris erőmentes megközelítésben, pozitív áramokat jelez ($\alpha = 0.03 \text{ Mm}^{-1}$).

kedő, eredetileg normális Ω -alakú fluxushurok a konvektív zónában való felszállása során nagyléptékű külső örvényekkel találkozott, amelyek a fluxushurkot tengelye körül elcsavarták. A *negatív* (balkezes) helikus deformáció, a helicitás megmaradási törvénye értelmében *pozitív* belső csavarodottsághoz vezet az erővonalcsőben, vagyis pozitív áramokat indukál. Ez az értelmezés tökéletes egyezést mutat analízisünk eredménnyével.

Érdekes kérdés, hogy milyen gyakoriak az ilyen nagy mértékű deformációt mutató fluxuscsővek aktív vidékekben, és mi a leggyakoribb oka a deformációnak: kink instabilitás vagy külső konvektív zónabeli örvények hatása?

Két napciklust lefedő Kitt Peak mágneses szinoptikus térképeken (27. ábra) azonosítottunk minden olyan aktív vidéket, amelyben a NOAA 7912-es vidékhez hasonlóan (még ha kisebb mértékben is) a mágneses polaritások egymás körüli elfordulást mutattak. Azt találtuk, hogy a jelentősebb fluxustartalmú ($\geq 10^{21} \text{ Mx}$) aktív vidékek kb. 10%-a tartozik ebbe a kategóriába. Szinoptikus térképek naponkénti magnetogramokból készülnek, egy naprotációt fednek le, és a mágneses konfigurációt minden heliografikus hosszúságsáv esetében centrál meridián átmenetkor rögzítik. A polaritások pozícióját minden térképen kimértük, majd a néhány naprotáció alatt mutatott mágneses fejlődés alapján meghatároztuk az aktív vidékeket alkotó fluxuscsővek deformációjának irányát (bal- vagy jobbkezes helix).

Ezután tanulmányoztunk 22 ilyen elforduló aktív vidéket, amelyre vektormágneses adatokból számolt α paraméter értékek álltak rendelkezésre, hogy a deformáció



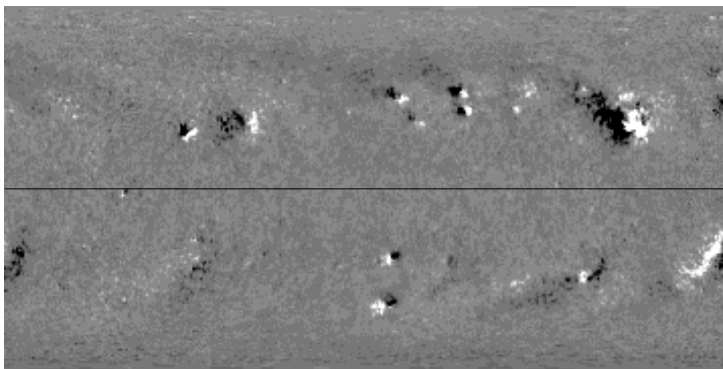
26. ábra: A felszálló mágneses fluxuscső fejlődésének két fázisa a konvektív zónában (a szalagként rajzolt fluxuscső valódi keresztmetszetet a körök jelzik); (a) a fluxuscső egyszerű hurok alakú nem sokkal a toroidális fluxusrétegből való kiemelkedése után (b) nagyléptékű külső örvények a csövet tengelye körül elcsavarják. A *negatív* (balkezes) helix deformáció, a megmaradási törvények értelmében, *pozitív* belső csavarodottsághoz vezet az erővonalcsőben, vagyis pozitív áramokat indukál.

eredetét meghatározzuk. A 22 aktív vidék 35%-a esetében volt a fluxuscső külső és belső csavarodottsága azonos irányú, tehát kb. az esetek egyharmada volt összeegyeztethető a kink instabilitás hatásával. Az esetek 36%-a volt összeegyeztethető a Coriolis erő deformáló hatásával a konvektív zónában való felszállás során. De a véletlenszerűen eloszló forgási irány, valamint a kelet-nyugati (toroidális) irányon való gyakori túllépés azt sugallta, hogy az esetek többségében a deformációk konvektív zónabeli mély nagyléptékű örvények okozták (López Fuentes et al., 2003; Mandrini et al., 2002a,b).

Ezek a megfigyelések és modellek, meglepően, azt is sugallják, hogy a mágneses felhajtóerő akár hónapokig is hatékony maradhat, ami az erővonalcsövek lassú, hosszútávú emelkedéséhez vezet. Erre a konklúzióra a 6. fejezetben még visszatérek.

3.3 Összeütköző aktív vidékek - felemelkedő U-hurok

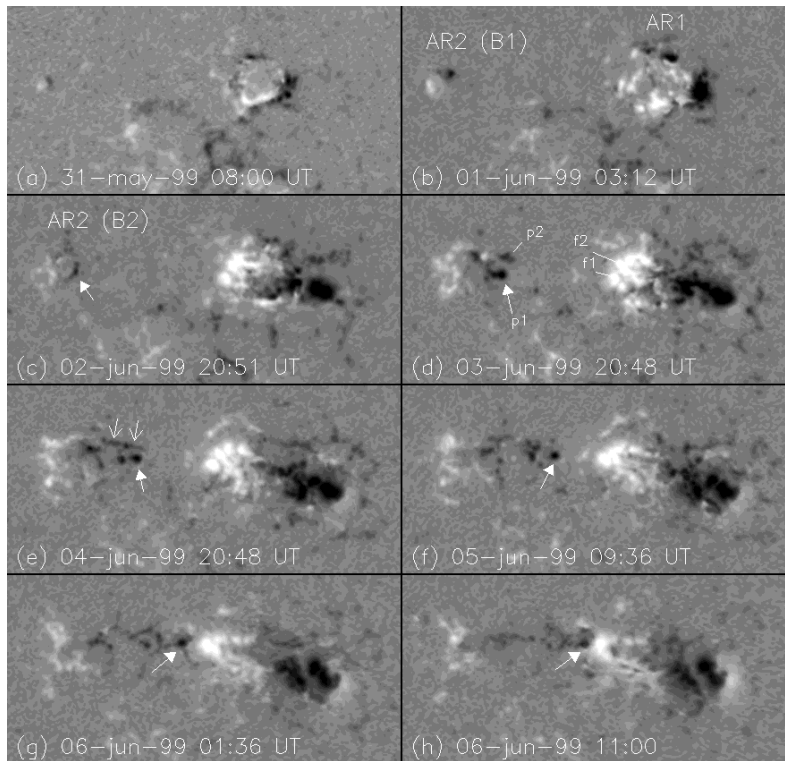
Összefoglalás: Az elméletileg korábban megjósolt, speciális geometriájú, ú.n. U-hurok létezésére az első közvetlen észlelési bizonyítékot nekem sikerült találnom két aktív vidék (NOAA 8562 és 8567) fejlődését vizsgálva SOHO/MDI-magnetogramok felhasználásával. Kimutattam, hogy különböző napfoltcsoportokhoz tartozó ellentétes mágneses polaritású foltok ütközése és mágneses 'kioltódása', amelyet nem kísér jelentős fleraktivitás, U-



27. ábra: Tipikus szinoptikus mágneses térkép (Kitt Peak Observatórium). A térkép az 1997 november 28-án kezdődő 1930-as számú Carrington rotációt mutatja. Fehér szín jelöli a pozitív, fekete szín a negatív mágneses tereket. Bipoláris aktív vidékek ellentétes polaritású fluxuskoncentrációkként jól felismerhetőek.

hurkok felemelkedésének tulajdonítható. A két aktív vidék ebben az esetben (legalább részben) ugyanabból a toroidális fluxuscsőből származott, amelyet egy kiterjedt Parker-instabilitás két közeli helyen felszállásra készítetett a toroidális fluxusrétegből. A két felemelkedő, Ω alakú mágneses hurok felemelkedésre készíti (magával húzza) az őket a felszín alatt összekötő (U alakú) mágneses fluxusköteget is. Az U-hurkok jelentős szerepet játszhatnak a Nap mágneses háztartásában és magyarázatot adhatnak erős fotoszférikus mágneses terek hirtelen, eddig megmagyarázatlan, eltűnésére (van Driel-Gesztelyi, Malherbe & Démoulin, 2000b).

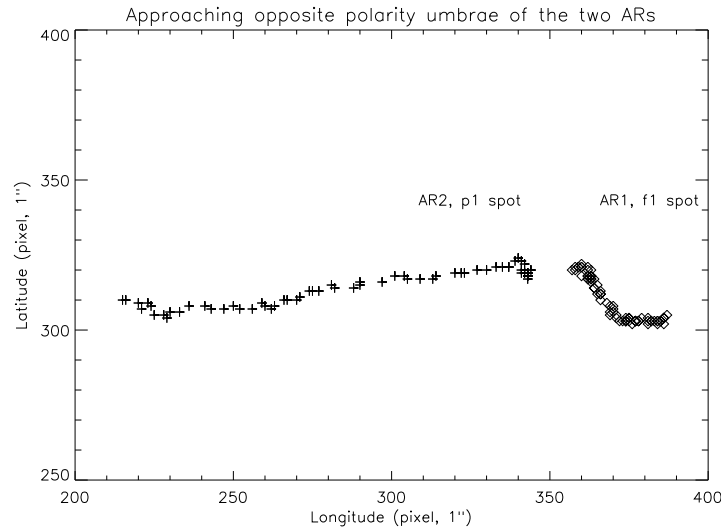
A Napon a mágneses fluxus felemelkedését Ω -hurkok formájában képzeljük el a toroidális fluxusrétegből. Elméletileg azonban más fluxuscső geometriák, pl. U-hurkok létezése is várható (Parker, 1984b; Spruit, Title & van Ballegooijen, 1987). Ahogy az Ω -hurkok fogalma nélkülözhetetlen az aktív vidékek keletkezésének megértésében (lásd az előbbi fejezeteket), úgy az U-hurok fogalma nélkülözhetetlen az aktív vidékek felbomlásának megértésében (Zwaan, 1992). U-hurkok keletkezhetnek pl. két Ω -hurok között, amelyek ugyanabból a toroidális fluxuscsőből emelkedtek ki, vagy konvektív zónabeli mágneses átkötődés eredményeképpen Ω -hurkok ellentétes polaritású lábai között. A mágneses U-hurkok az Ω -hurkok ellentétei: lábai a fotoszférában vannak, míg maga a hurok a konvektív zónában van beágyazódva. Elnevezésük mindkét esetben fotoszférához képesti alakjuknak felel meg. Ω -hurkok, miközben egyre csökkenő sűrűségű rétegekbe jutnak felszállásuk közben, nyomás egyensúlyban maradásuk érdekében, lábai mentén képesek a felesleges plazmától megszabadulni. Ezzel szemben az U-hurkokban a sűrű plazma a hurok konkáv részében csapdába esik (Parker, 1984b), és, különösen amikor a fluxuscső a felszín közelében gyorsan csökkenő sűrűségű rétegbe érkezik, az egyetlen mód a nyomáse-



28. ábra: NOAA 8562 (AR1) és NOAA 8567 (AR2) aktív vidékek fejlődése hét nap alatt (SOHO/MDI magnetogramok). Nyilak mutatják AR2 gyorsan mozgó vezető foltját (p1), amely, értelmezésünk szerint az AR1-et és AR2-t a fotoszféra alatt összekötő U-hurok felemelkedésének tulajdonítható. A mágneses koncentrációknak a mozgásuk irányában megnyúlt alakja (kettős nyíl az (e) képen), valamint az umbrák láncolata (h) egy, a fotoszféra síkjához laposszögben hajló fluxuscső geometriát sugallnak AR2 vezető részében. B1 az első bipoláris foltpár, amely AR2-ben megjelent, B2 ugyanazon a helyen jelent meg 2.5 nappal később (c).

gyensúly megőrzésére a fluxuscső nagymértékű kitágulása, ami a tér gyengüléséhez vezet. A gyenge mágneses teret a konvektív mozgások könnyen deformálják, a horizontális részekből kis Ω -hurkok emelkednek ki, amikből az agyag a közbülső konkáv részekbe folyik (Parker, 1966; Mouschovias, 1974). Ez utóbbi nehéz részek mágneses átkötődéssel lefűződnek, és a plazmacsomagok a Nap belsejébe süllyednek, lassan megszabadítván az U-hurkot a felesleges plazmától, és lehetővé téve számára a fotoszféra áttörését. A fotoszférában mindez nem okoz feltűnő jelenséget: az U-hurokból kiemelkedő apró Ω -hurkok egy gyenge, kevert mágneses polaritású teret keltenek, amely a Nap mágneses szőnyegében észrevétlen marad (Spruit, Title & van Ballegooijen, 1987). Viszont amint az U-hurok ebben a tengerikígyó-szerű

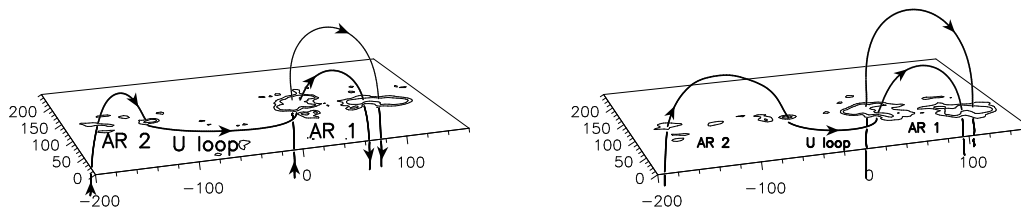
formában áttöri a fotoszférát, lábaiból (amelyek egymástól távol, két különböző aktív vidékben is lehetnek) egyidőben mágneses fluxus tűnik el.



29. ábra: A nagyobb aktív vidék (AR1) követő foltja és a kisebb aktív vidék vezető foltja 0.35 km s^{-1} -es sebességgel mozgott egymás felé. A két folt heliografikus szélesség menti azonos mérvű mozgása különös jelenség, amire az őket felszín alatt összekötő U-hurok felemelkedése természetes magyarázatot ad.

Bár az U-hurok tengerikígyóját még senki sem figyelte meg, mágneses fluxus hirtelen eltűnésére aktív vidékekből számos példa van (pl. Wallenhorst & Howard, 1982; Wallenhorst & Topka, 1982; Simon & Wilson, 1985; Topka et al., 1986, Rabin et al., 1984). A megfigyelések azt mutatják, hogy az eltűnő mágneses tér, amely naponta az aktív vidék mágneses összfluxusának 10%-át is elérheti, a mágneses diffúzió minden nyoma nélkül tűnik el. Ezeket a rejtélyes mágneses fluxus eltűnéseket általában mágneses hurok visszahúzódnak tulajdonították. Megjegyzendő, hogy egy Ω -huroknak a ritka koronából a sűrű konvektív zónába való visszahúzódnakhoz kivételes fizikai viszonyok és igen jelentős mágneses feszültség szükséges, amely általában csak a nagyon kicsi, erősen görbült hurkok esetében van jelen. Low (1996) rámutatott, hogy rejtélyes mágneses fluxus eltűnések sokkal természetesebb magyarázata az U-hurok felemelkedése. Létükre viszont csak közvetlen bizonyítékok léteztek. Az U-hurok létezésére az első közvetlen észlelési bizonyítékot nekem sikerült találnom két aktív vidék (NOAA 8562 és 8567) fejlődését vizsgálva SOHO/MDI-magnetogramok felhasználásával.

Két, egymáshoz közeli aktív fejlődését vizsgáltuk több, mint egy hétig, megjelenésüktől kifordulásukig (NOAA 8562 (AR1) és NOAA 8567 (AR2)). A vizsgálathoz SOHO/MDI mágneses méréseket használtunk fel. A SOHO úrlaboratórium MDI



30. ábra: A két aktív vidék fluxuscsővének topológiája június 3.-án és 5.-én az emelkedő U-hurokkal a két aktív vidék között. A rajz mutatja, hogy a nagyobb aktív vidék (AR1) mágneses fluxusának csak egy része (kb. negyede) volt az U-hurok része.

magnetográfja (Scherrer et al., 1996) 96 percenként készít látóirányú magnetogramokat a teljes napkorongról. Ezek felhasználásával eddig példa nélkül álló időbeli felbontással folyamatosan követhetjük figyelemmel az aktív vidékek fejlődését. A Nap forgásából eredő vetületi hatások kiküszöbölésére az aktív vidék minden egyes mágneses térképét a centrál meridiánhoz forgattam el. Az elforgatás a standard differenciális rotáció profilját is figyelembe vette. Ezekből filmet készítettem, valamint a napfolt sajátmozgás és mágneses fluxus mérések is ezeken a magnetogramokon készültek.

Két bipoláris napfolt pár jelent meg a napfelszínen 2000 május 30-án egymástól kb. 120000 km távolságban 11-12 óra különbséggel. A folt párok ellentétes polaritású foltjai távolodtak egymástól, majd a mozgások lassultak és a mágneses diffúzió jelei mutatkoztak, amikor egy második, jelentősebb, fluxus injekció kezdődött mindkét folt csoportban: AR1-ben június 1-én kb 12 UT-kor, AR2-ben június 2.-án 21 UT-kor (28. ábra). Az új folt csoportokban az ellentétes polaritású foltok a szokásos módon távolodtak egymástól, pl. AR2 *p1* vezető foltja nyugat (enyhén észak-nyugat) felé mozgott. Viszont sebessége nem mutatta a szokásos csökkenést, hanem csaknem állandó maradt a 0.3 km s^{-1} szinten, egészen addig, amíg bele nem ütközött az AR1 *f1* követő foltjába, amely kisebb sebességgel észak-kelet felé mozgott (29. ábra). Az összeütközés a napperem közelében történt, de még ott is nyilvánvalóan látszott a mágneses terek kölcsönös kioltódása. A mintegy 2×10^{21} Mx mágneses fluxus kioltódása óriási mágneses energiákat kellett volna, hogy felszabadítson, viszont a néhány megfigyelt fler egyike sem haladta meg a C1.3 GOES és Sn H α szintet. Tehát az ellentétes polaritású mágneses terek eltűnését nem lehetett mágneses disszipációnak tulajdonítani.

A megfigyelést azzal magyaráztuk, hogy a két látszólag független aktív vidék ellentétes mágneses polaritású foltjainak ütközése és flermentes mágneses kioltódásuk

egy U-hurok felemelkedésének tulajdonítható (30. ábra). A két aktív vidék feltehetően részben ugyanabból a toroidális fluxuscsőből emelkedett ki, és mivel közel voltak egymáshoz, a két Ω -hurok közötti U-hurok, amelyet magukkal húztak, sosem vált teljesen horizontálissá. A látszólagos mágneses kioltódás nem más, mint az U-hurok utolsó konkáv részének a fotoszférát való áttörése. A javaslatot öt egymástól független érveléssel támasztottuk alá:

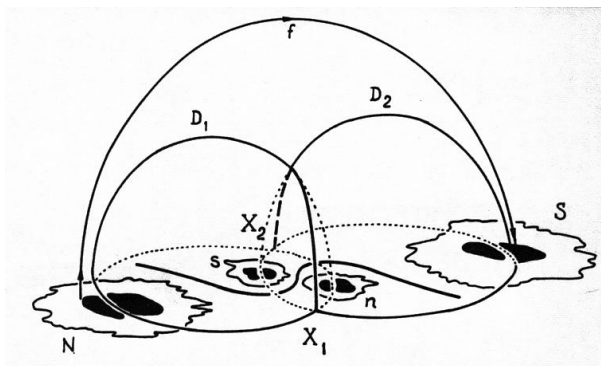
- AR2-ben $p1$ folt állandó sebességű sajátmozgása egy szokatlan fluxuscső geometriát jelez, amely különbözik az Ω -hurokétól (v.ö. 13. ábra). U-hurok-geometria esetében gyorsuló mozgást várhatnánk, de a nehéz plazmától való megszabadulás problémája fékezi a fluxuscső felszállási sebességét.
- AR2 vezető foltjai oválisak, mozgásuk irányában elnyúltak voltak, ami egy, a fotoszférával laposszöget bezáró fluxuscső geometriát sugalltak, amelyet U-hurok esetében várnánk.
- AR2-ben az ellentétes polaritású foltok egymástól való távolsága háromszor akkora volt, mint a hasonló fluxustartalmú foltcsoportok átlagos mérete. Mivel az Ω -hurok lábainak szeparációját a mágneses feszültség és a mágneses felhajtóerő egyensúlya határozza meg, így a szokásosnál lényegesen nagyobb szeparáció egy zavart Ω -hurok geometriára mutat.
- Feltételezve, hogy AR1 és AR2 független egymástól, az, hogy ellentétes polaritású foltjaik (nemcsak $p1$ & $f1$, hanem $p2$ & $f2$ stb.) centrálisan összeütközzenek, egy kis valószínűségű esemény, amely viszont természetesen magyarázható az U-hurok scenárióval.
- Az ütközést követő ‘mágneses kioltódás’ nem járt jelentős fleraktivitással. A néhány kisebb fler feltehetőleg a fragmentálódott U-hurok egyes részei között kialakult áramrétegekben végbement kisebb mágneses disszipációs folyamatoknak tulajdonítható.

Ez a megfigyelés szolgáltatta az U-hurok létezésének első közvetlen bizonyítékát.

4 A mágneses átkötődés szerepe a napkitörésekben

4.1 Flerező aktív vidékek topológiai vizsgálata

Összefoglalás: A flerező aktív vidékek számos hullámhosszon (mágneses tér, $H\alpha$, lágyröntgen) való megfigyelését kombinálva topológiai sajátosságaik vizsgálatával, több esetben bizonyítékot szolgáltatottam arra, hogy a napkitörések (flek) olyan helyeken, az ún. szeparátrix és kvázi-szeparátrix rétegek közelében jelennek meg, ahol a mágneses tér konnektivitása viszonylag kis távolságon belül jelentősen megváltozik, tehát ahol átkötődés elméletileg is lehetséges. Kimutattam, hogy a napfoltok mozgása, amely a mágneses konfiguráció fejlődését hozza magával, a kvázi-szeparátrix réteg vastagságának változásához vezet, amely befolyásolja pl. a mikroflerek (fényes, pontszerű röntgenaktivitások) gyakoriságát és intenzitását. Mindezekkel erős bizonyítékokat szolgáltatottam arra, hogy a flek során valóban mágneses átkötődés játszódik le (Démoulin et al., 1993; van Driel-Gesztelyi et al., 1996a, 1996b, 1996c; Mandrini et al., 1996; Démoulin et al., 1996b; Mandrini et al., 1997; Schmieder et al., 1997a).

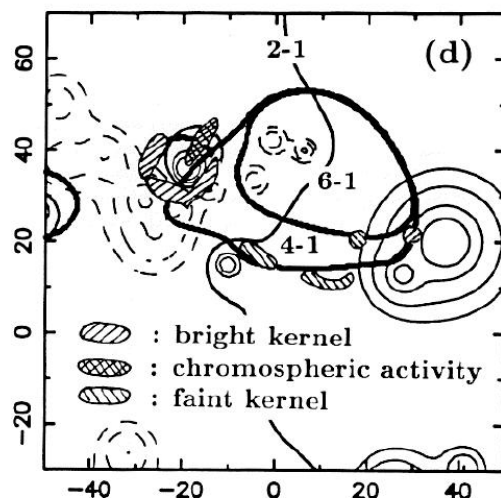


31. ábra: Három dimenzióban mágneses átkötődés a szeparátor mentén jöhet létre, amely szeparátrix felszínének metszővonalá. Szeparatrixok az aktív vidékekben különböző mágneses kapcsolódású térrészeket elválasztó kupola-szerű felületek (Hénoux & Somov, 1987).

A flekben történő nagy mennyiségű energiafelszabadulás legkézenfekvőbb magyarázata a gyors mágneses átkötődés. A mágneses átkötődés a mágneses kapcsolódásokban létrejövő változás, amely általánosítható három dimenzióra is. Két dimenzióban (2-D) az átkötődés egy X-pont konfigurációban zajlik le (11. ábra). Három dimenzióban (3-D) az X-pont általánosítása a szeparátor, amely szeparátrix felszínének metszővonalá. Szeparatrixok az aktív vidékekben topológiailag különböző térrészeket elválasztó kupola-szerű felületek, amelyek két oldalán a mágneses kapcsolódások alapvetően különbözőek. Amikor a mágneses konfigurációt fotoszferi-

kus talppont mozgások deformálják, a szeparátrix felületeken elektromos áramok (áramrétegek) keletkeznek (Vekstein & Priest, 1992). Ez a folyamat kis hosszúság-skálájú mágneses változásokat és véges vezetőképességet hoz a szeparátrixok mentén létre, amelyek a hatékony mágneses disszipáció feltételei. Metszővonaluk, a szeparátor mentén négy különböző kapcsolódású mágneses erővonal-csoport találkozik, így ez az a hely, ahol mágneses átkötődés létrejöhet, mágneses energiát szabadítván fel (31. ábra).

A szeparátrix felszínének meghatározása észlelt mágneses konfigurációkban nagyszámú mágneses erővonal meghatározását és analízisét igényli. Továbbfejlesztve Gorbachev & Somov (1989) módszerét, Démoulin et al. (1992) fejlesztett ki egy automatikus eljárást a szeparátrixok helyének kiszámítására. A módszer fotoszféra alatti mágneses források (amelyek a megfigyelt napfoltokat képviselték) extrapolációján alapult a lineáris erőmentes közelítésben. A módszert sikeresen alkalmazták az 1980 április 6.-i fler analízise során (Mandrini et al., 1991). Kimutatták, hogy a négy megfigyelt H α flerszalag valóban a szeparátor közelében helyezkedett el.

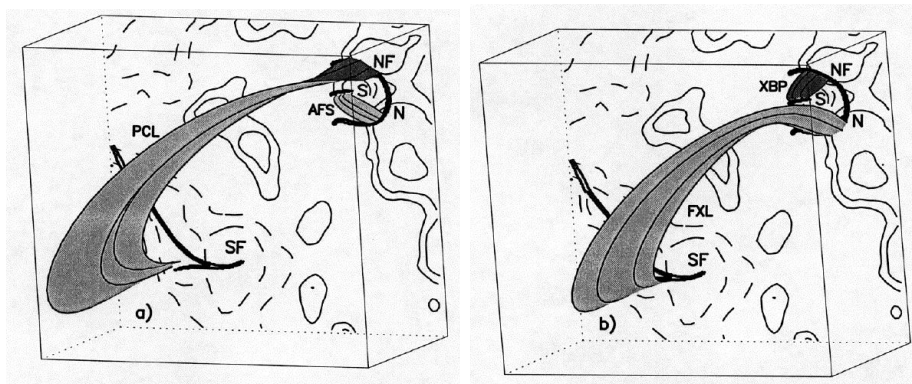


32. ábra: Megfigyelt kromoszferikus aktivitás (fler kernelek) a szeparátrix felületek kromoszférával való keresztmetszete mentén (vastag vonalak) jelentek meg a NOAA 2511 aktív vidékben.

A módszer második alkalmazása két, egymáshoz közel fejlődő flerező aktív vidékben történt. A 2511 és 2512 számú aktív vidékek fejlődését már két korábbi cikkben analizáltuk debreceni fehér fényben készült ftohéliogrammok és a rajtuk mért napfolt mozgások, valamint meudoni, az MSDP képalkotó spektrográffal a H α vonalban készült észlelések alapján (Schmieder et al., 1991, van Driel-Gesztelyi et al., 1993). A fler topológia vizsgálatra a Marshall Space Flight Center (MSFC) vektor

magnetogramjait kombináltuk $H\alpha$ felvételekkel. 1980 június 13 és 15 között követtük a mágneses topológia és a fler aktivitás fejlődését. E három nap során a flerek főként a nagyobb bipoláris foltcsoport középső részén megjelenő újabb mágneses fluxus környékén jelentek meg, de a flerek során távoli (gyengébb) kifényesedések voltak észlelhetők a nagyobb foltcsoport más helyein, sőt még a kisebb foltcsoportban is. Az elmélet és a kifejlesztett analízis módszer nagy sikereként könyvelhettük el, hogy a vizsgált öt flerhez kapcsolódó minden kromoszferikus aktivitás, még a szomszédos foltcsoportban észlelt gyenge kifényesedések is, a számított szeparátrix felszínnek a kromoszférával való metszövonal közelében jelentek meg (32 ábra; Démoulin et al., 1993).

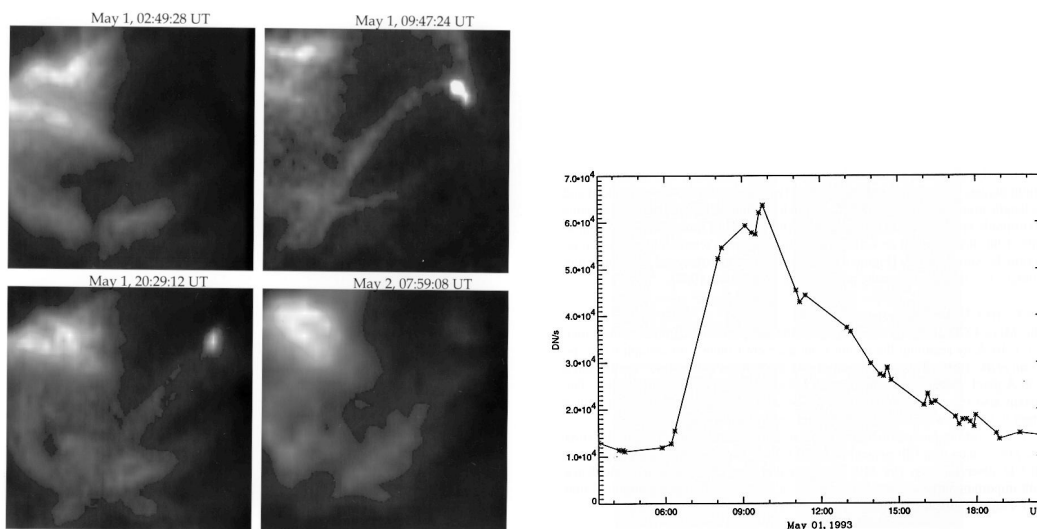
A mágneses átkötődés 3-D elméletében a következő jelentős lépés a szeparátrix fogalmának általánosítása volt. Priest & Démoulin (1995) kimutatták, hogy a szeparátrix felszínnek nullától különböző vastagságúak, és mágneses átkötődés elméletileg lehetséges az ilyen ún. kvázi-szeparátrix rétegekben (QSL), ahol a mágneses tér konnektivitása viszonylag kis távolságon belül jelentősen megváltozik. Egy QSL mentén a fotoszferikus talppontmozgások által keltett áramok jelenlétében az erővonalak átcsúszhatnak a plazmán, kapcsolatot cserélve. Démoulin et al. (1996a) kidolgozott egy algoritmust a QSL-ek feltérképezésére. A módszert elsőként mi alkalmaztuk észlelésekre (Driel-Gesztelyi et al., 1996a, 1996b, 1996c; Mandrini et al., 1996).



33. ábra: Az 1993 május 1.-én megfigyelt röntgen fényes pont (XBP) és a hozzá kapcsolódó mágneses topológia. A hawaii vektor magnetogramok extrapolációjával meghatározott erővonal kapcsolatok szalagokként vannak jelölve, a kvázi-szeparátrix rétegeknek a kromoszférával való metszövonalait vastag vonallal rajzoltuk. A szcenárió: az új bipoláris mágneses tér (AFS) felemelkedő erővonalai nekinyomódnak az előzetesen létező hosszú koronahurok (PCL) erővonalainak, ott áramréteget keltenek, amely mágneses átkötődéshez vezet. Az új mágneses kapcsolatok, a rövid XBP és a hosszú FXL hurkok, kifényesednek.

A 7493-as számú aktív vidék szétoszlófélben volt, amikor kisebb új bipoláris mágneses tér (mintegy 10^{20} Mx) jelent meg a vezető részében 1993 május 1.-én. Egy nemzetközi észlelési kampány során gyűjtött megfigyelések segítségével követni tudtuk a mágneses tér fejlődését (Potsdam és Hawaii vektor magnetogramok), és az ehhez kapcsolódó kromoszferikus (Hida obszervatórium, Japán, francia MSDP Tenerifén a német VTT-n, Mees obszervatórium, Hawaii, M CCD műszer) és korona aktivitást (Yohkoh/SXT). A kromoszférában az új bipoláris fluxuspárt összekötő hurok protuberanciát, és kisebb anyagkidobásokat figyeltünk meg. A koronában az új mágneses tér közelében egy flerező röntgen fényes pont látszott mintegy 16 óráig. A különböző forrásokból származó észleléseket azonos térbeli skálára hoztuk és gondosan egymáshoz illesztettük.

Kimutattuk, hogy a flerező röntgen fényes pont (XBP) egy rövid koronahurok, amely az új és korábban létező ellentétes polaritású mágneses tereket köti össze. A potsdami és hawaii vektor magnetogramok extrapolációjával (a potenciális közelítésben) meghatározott erővonal kapcsolódások alapján arra következtettünk, hogy az XBP az új bipoláris fluxuspár természetes divergáló sajátmozgása (vagyis az új negatív pólusnak a korábban is létező pozitív mágneses térhez való közeledése) mágneses átkötődést indukált közöttük. Az átkötődés előtti és utáni mágneses kapcsolatokat a 33. ábra mutatja.



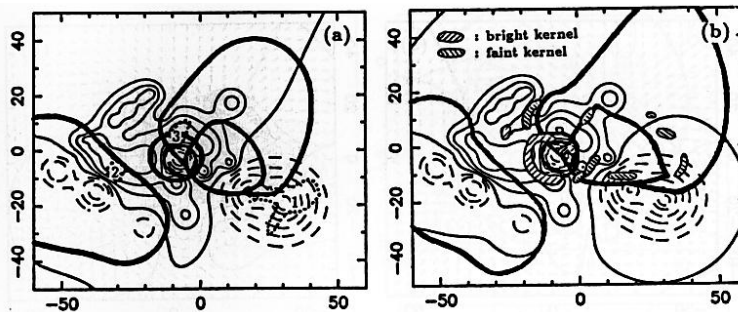
34. ábra: Az 1993 május 1.-én megfigyelt röntgen fényes pont (XBP) fényességének változása a flermentes időszakokban Yohkoh/SXT észlelések alapján.

Az XBP röntgen fényessége kétféle változást mutatott létezésének 16 órája alatt: (1) hirtelen kifényesedések, flerek jelentek meg, és (2) a flereken kívüli időszakokban

a keletkezését követő gyors kifényesedését lassú halványodás követte (34. ábra). A flerezés az időnkénti gyors mágneses átkötődésnek volt tulajdonítható, míg a lassú fényességváltozás oka az új negatív pólus és a korábban is létező pozitív mágneses tér között kialakult kvázi-szeparátrix réteg vastagság változása volt. A QSL jellemző vastagsága mintegy 100 méter volt az XBP létezésének elején, míg erős megvastagodása ($\geq 10^5$) az XBP elhalványodásához vezetett. A nyugodt időszakokbani röntgen fényesség a QSL-ek menti lassú mágneses átkötődéssel végbemenő kvázisztatikus energia felszabadulásnak volt tulajdonítható. A fler események akkor és ott következtek be, amikor és ahol a QSL vastagsága egy kritikus érték alá csökkent, amely az áramsűrűség növekedésén keresztül gyors mágneses átkötődéshez vezetett.

Megjegyzendő, hogy a kvázi szeparátrix rétegek a szeparátrixok azon szakaszaival esnek egybe, ahol átkötődés valóban létre is jön, tehát a flerek első pillantásra bizonyultak tűnő topológiájának sokkal pontosabb megértését teszik lehetővé.

4.2 Bizonyíték az elektromos áramok jelenlétére



35. ábra: A NOAA 5555-ös aktív vidék potsdami mágneses térképei a szeparátrix felszíneknek a kromoszférával való metszővonalaiival (vastag vonalak) és a (a) vektor mágneses adatokból számolt erős áramok helyeivel (2-es és 3-as számmal jelölve), valamint (b) a kromoszferikus fler kernelek helyeivel 1989 június 23-án. A fler kernelek a szeparátrixok mentén jelennek meg, mint ahogy ezt már az előző fejezetben kimutattuk. E vizsgálat újdonsága az, hogy a koncentrált áramok is a szeparátrix felszínek kromoszférával való metszővonalai mentén találhatóak (van Driel-Gesztelyi et al., 1994a).

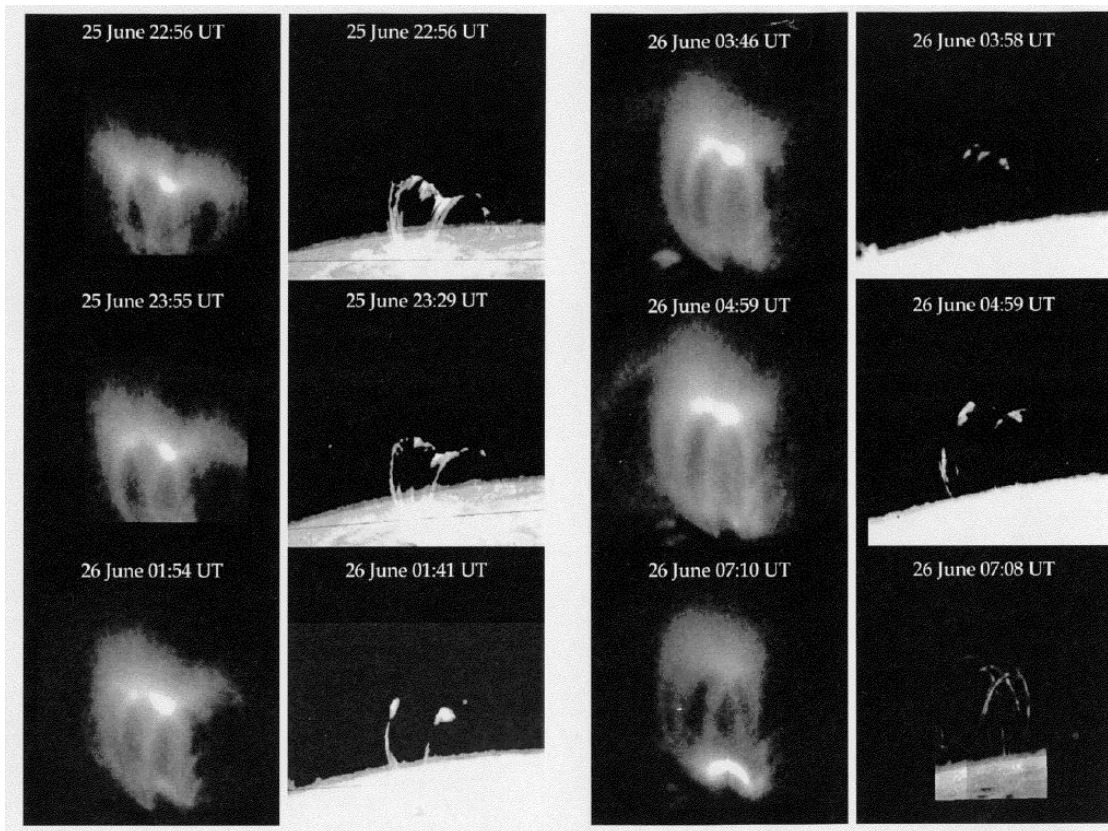
Összefoglalás: Elméleti várakozások szerint a flerek során mágneses átkötődés révén felszabaduló energia a mágneses tér szabad energiájából származik, amely a mágneses erővonalak mentén folyó elektromos áramok formájában van jelen. Ezt bizonyítja, hogy a NOAA 5555 aktív vidékben számos fler esetében valóban sikerült kimutatnom erős áramok jelenlétét a flerek legfényesebb részei közelében a kromoszférában, amelyek szeparátrixok

találkozásánál helyezkedtek el. Egy másik aktív vidékben (NOAA 7205) kimutattam, hogy az áramokat részben új mágneses fluxus hozta fel a fotoszféra alatti rétegekből, részben a már jelenlevő foltok mozgása keltette. A legjelentősebb fleraktivitás a legerősebb áramok megjelenésével egyidőben volt észlelhető. Debreceni napfoltmozgások, potsdami és hawaii vektor-mágneses mérések, meudoni $H\alpha$ -felvételek és Yohkoh lágyröntgen-észlelések analízise alapján rámutattam, hogy a fleraktivitás számos feltétel *együttes* hatásának a következménye: napfoltmozgások, erős elektromos áramok, a mágneses topológia komplexitása és kereszteződő szeparátrix-rétegek jelenléte mind szükséges hozzá (Schmieder et al., 1993; van Driel-Gesztelyi et al., 1994a; 1997a).

4.3 Hűvös és forró fler-hurkok vizsgálata

Összefoglalás: Kimutattam, hogy három, a Nap peremén megfigyelt hosszú időtartamú fler esetében az egyidőben megfigyelt posztfler-hurkok magassága a hőmérsékletüktől függ: a 10–20 ezer fokos $H\alpha$ -hurkok (Pic du Midi, Wroclaw, Hiraiso, Mitaka, Hida, Norikura Observatóriumok észlelései alapján) a néhány millió fokos lágyröntgen-hurkok (Yohkoh/SXT) alatt vannak, amelyek fölött észleljük a még forróbb és részben nemtermális keményröntgen-forrást (Yohkoh/HXT). Mindezek magassága fokozatosan növekszik az idő során (egy ilyen fler 10–20 óráig tart). Kimutattam, hogy az egyre növekvő flerhurkok folytonos, egyre magasabban létrejövő mágneses átkapcsolódás következményei. Az egyedi forró röntgenhurkok lehülve $H\alpha$ posztfler hurokprotuberanciákként jelennek meg a kromoszférában. A forró (néhány millió fokos) és a hűvös (kb. tízezer fokos) hurkok magasságkülönbségét tanulmányozva kimutattam, hogy a hűlés során a flerhurkok zsugorodnak. Ezek az eredmények fontos bizonyítékot szolgáltattak a flerek mágneses átkötődési elmélete számára (Schmieder et al., 1996a, 1996b, van Driel-Gesztelyi et al., 1996d; Harra-Murnion et al., 1997; Malherbe et al., 1997; Wiik et al., 1997; van Driel-Gesztelyi et al., 1997c; Malherbe et al., 1998; Harra-Murnion et al., 1998.)

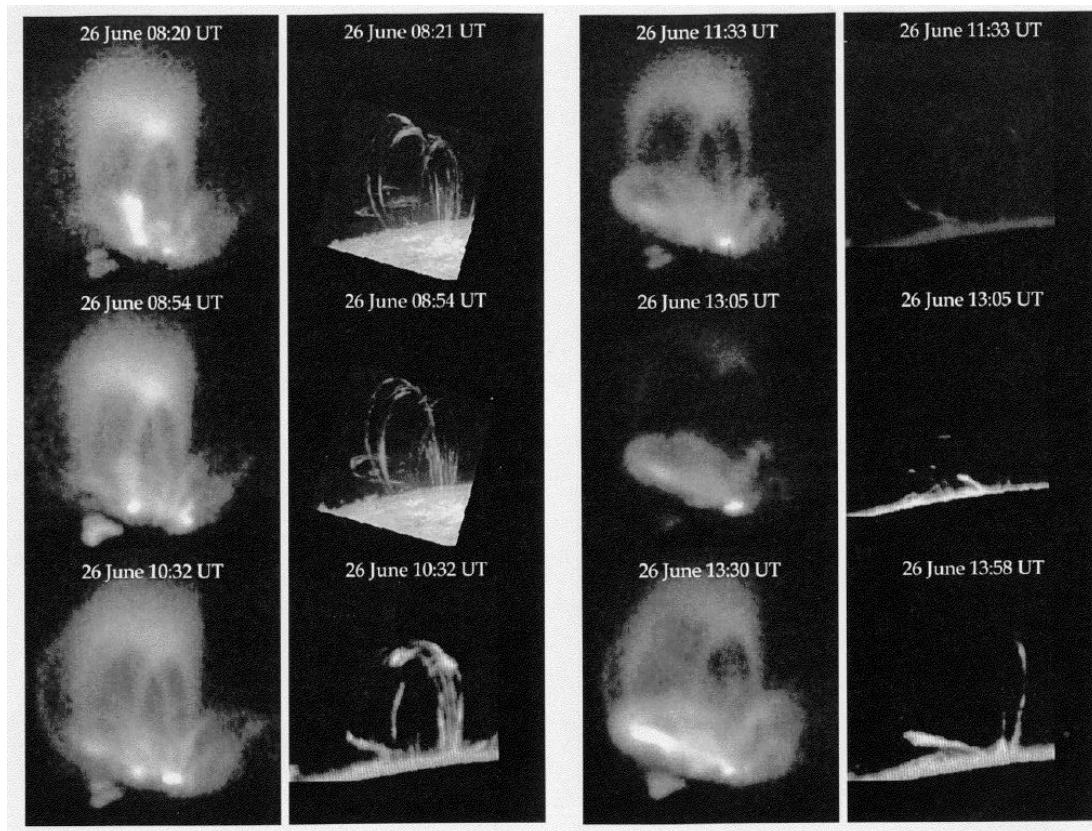
A $H\alpha$ vonalban nagy energiájú flereket követően a fényes flerszalagokat összekötő hurkokat figyelhetünk meg. A régóta ismert $H\alpha$ poszt-fler hurkok fölött eleinte a koronában hosszan tartó kifényesedést, később a javuló térbeli felbontású röntgen észlelések alapján forró koronahurkokat találtak (áttekintő cikkek: Švestka, 1996; Schmieder, 1992). Mind a forró (10^6 K), mind a hűvös (10^4 K) posztfler hurkok jónéhány óráig megfigyelhetőek maradnak, és idővel jelentősen megnövekednek, míg intenzitásuk csökken. Mivel a forró flerhurkok sokkal gyorsabban lehülnek a hurokrendszer élettartamánál, nyilvánvaló, hogy valami módon energia betáplálás biztosítja a hurokrendszer hosszú létezését. A poszt-fler hurokrendszert manapság a hosszú időtartamú flerek fokozatosan leszálló szakaszában is folytatódó mágneses átkötődés bizonyítékának tekintjük: a mágneses inverziós vonaltól távolabbra és távolabbra levő erővonalak átkötődése magasabban és magasabban történik, így a létrejövő újabb átkötődött hurkok az előzőknél nagyobbak lesznek (Sturrock, 1968; Kopp & Pneuman, 1976; Forbes & Malherbe, 1986; Forbes & Acton, 1996). Az



36. ábra: Posztfler-hurkok fejlődése lágryöntgenben és $H\alpha$ -ban a Nap nyugati pereme fölött egy hosszú időtartamú X3.9 GOES osztályú fler során 1992 június 25- és 26.-án. A röntgen (Yohkoh/SXT) és a $H\alpha$ (Hida, Pic du Midi, Valašské Meziříčí, Wrocław és La Palma észlelések) gondosan egymáshoz lettek illesztve.

átkötődéskor a koronában gyorsított elektron-nyaláb az erővonalak mentén lejut a kromoszférába, ahol kromoszférikus párologást okozva megnöveli a hőmérsékletet és sűrűséget az átkötődött erővonalhurkok mentén, amely forró lágryöntgen koronahurkok megjelenéséhez vezet. A talppontok környékén észleljük a $H\alpha$ fler szalagokat (lásd a 1.2.4 fejezetet és a 11. ábrát). A létrejövő forró koronahurkok lehűlve megjelennek a $H\alpha$ vonalban. Figyelembevétel a hűléshez szükséges időt, nyilvánvaló, hogy egy adott időpontban megfigyelt forró röntgen hurkoknak magasabbnak kell lenniük, mint az ugyanakkor létező és korábbi átkötődésből származó hűvös $H\alpha$ hurkoknak. Számos korábbi megfigyelés támasztja alá ezt a scenáriót (pl. Moore et al, 1980; Švestka et al., 1987; Hanaoka et al, 1986), de nem mindenki ért vele egyet: Feldman & Seely (1995) szerint a forró és hűvös hurkoknak semmi közük sincs egymáshoz.

Az 1992 június 25-én 20:11 UT-kor maximumot elért X3.9 GOES osztályú fler

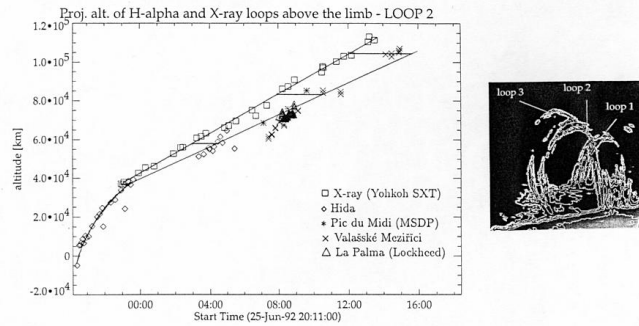


37. ábra: A 36. ábra folytatása az 1992 június 25- és 26.-i hosszú időtartamú fler késői szakaszában.

5. táblázat: A flerhurkok 10^6 K-ről 10^4 K-re hűléséhez szükséges mért és számolt időtartamok

idő (UT)	Megfigyelések		Elmélet
	Δt	$n_e^{f_{orro}} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	Δt_{sz}
23:00	≈ 10 perc	$7 - 8 \times 10^{10}$	10 perc
04:00	1-2 óra	$2 - 3 \times 10^{10}$	30 perc
08:00	1-2 óra	10^{10}	1 óra
13:00	2 óra	$6 - 7 \times 10^9$	2 óra

során keletkezett, mintegy 19 óráig tartó poszfler-hurokrendszer kitűnő lehetőséget szolgáltatott az ilyen jellegű vizsgálatokra, mivel mind röntgen (Yohkoh/SXT), mind $H\alpha$ (Hida, Pic du Midi, Valašské Meziříci, Wrocław és La Palma adatok)



38. ábra: Az egyik forró, millió fokok lágyröntgen (Yohkoh/SXT) és $H\alpha$ hőmérsékletekre (10^4 K) lehült posztfler hurrok (Hida, Pic du Midi, Valašské Meziříčí és La Palma észlelések) napperem fölötti magasságának fejlődése. Abban az esetben, ha a posztfler-hurkok nem zsugorodnak a hűlés során, a magasság görbék közötti vízszintes távolság adná meg a lehüléshez szükséges időt. Azonban, ahogy a 5. táblázat mutatja, az elméletileg számolt hűlési idők ennél lényegesen rövidebbek. Az megfigyelések és elméleti számítások közötti eltérés azt jelzi, hogy a fler hurkok a hűlés során zsugorodnak.

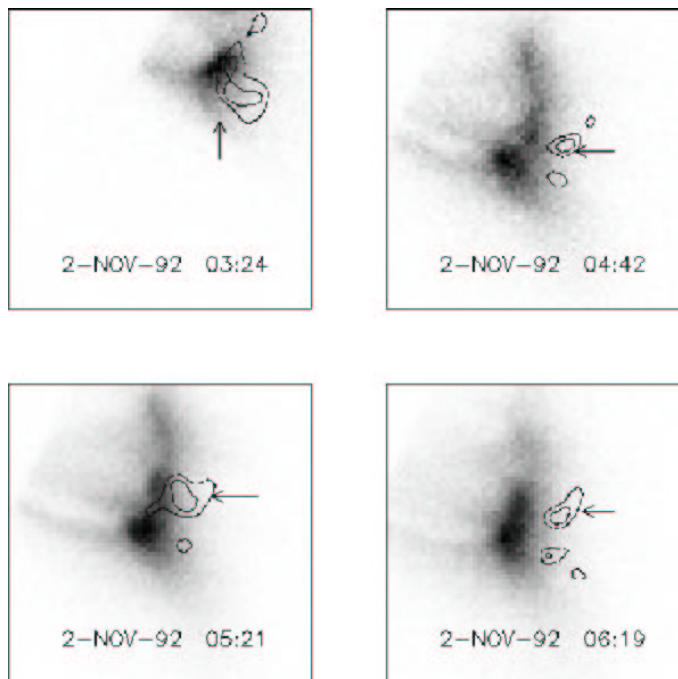
hullámhosszakon jó észlelések álltak rendelkezésre egy koordinált észlelési kampány eredményeként.

Sajnos, Yohkoh nem észlelt a fler kezdetét követő első három órában, de a leszálló ág későbbi 16 órája alatt jó lágyröntgen észlelési sorozatot szolgáltatott. Viszont $H\alpha$ észlelések közvetlenül az impulzív fázis után kezdődtek Japánban (Hida Observatórium), majd egyre nyugatabbra levő obszervatóriumok folytatták az észlelést: Valašské Meziříčí az akkori Csehszlovákiában, Wrocław Lengyelországban, a Lockheed kutatócsoport La Palmán, a Kanári szigeteken és a meudoni csoport Pic du Midi-n Franciaországban. Az összegyűjtött adatok az eddigi leghosszabb párhuzamos röntgen- $H\alpha$ észleléssorozatai egy posztfler-hurrok rendszernek (van Driel-Gesztelyi et al., 1997d).

A 36. és 37. ábrákról jól látszik, hogy a fler teljes fejlődése alatt alapvetően három fő hurrok-rendszer volt megkülönböztethető, és hogy a röntgen és $H\alpha$ hurkok alakja egymáshoz nagyon hasonló volt, főként, amikor a $H\alpha$ hurkokat a valamivel korábbi röntgen hurkokhoz hasonlítottuk.

Sajnos, a különböző eredetű észlelések különböző problémákat hordoztak (pl. a posztfler-hurkok talppontjai nem estek mindig a látómezőbe), így a kombinált adatsor kiértékelése bizonyos kompromisszumokat igényelt. Szerencsére, a fler a Nap nyugati szélé közelében történt, így a napperem minden felvételen jelen volt. Tehát a röntgen és $H\alpha$ hurkok magasságának fejlődését a legcélszerűbb volt a napperemtől kimérni. A magasság mérések hibája ebben az esetben főleg a $H\alpha$ képek skálája

pontosságától és az expozíciós idő helyes megválasztásától függött (a túlexponált lemezeken a napkorong kiterjedtebb). A hibát mintegy 10%-ra becsültük.



39. ábra: Az 1992 nov. 2.-án megfigyelt hosszú időtartamú fler lágyröntgen felvételei (Yohkoh/SXT) a kemény röntgen távcső (Yohkoh/HXT) legalacsonyabb energiasávjába eső (13.9-22-7 keV) L csatornában megfigyelt emisszió kontúrjaival (a kontúrszintek a maximum 75 és 90%-át képviselik). Az L csatornában észlelt sugárzás jórészt termális eredetű.

A mérésekből kitűnt, hogy a posztfler-hurkok magassága a fler elején gyorsan, 8-10 km s⁻¹-os sebességgel nőtt. Az első négy óra során a növekedés sebessége exponenciálisan csökkent az 1.1 km s⁻¹ szintre, amely a fejlődés további részében (mintegy 14 óra hosszat) állandó maradt.

A három hurokrendszer kissé különböző fejlődést mutatott a forró és hűvös hurkok magasságkülönbségét illetően. Ez valószínűleg valamivel különböző elektronsűrűségüknek, és változó láthatóságuknak volt tulajdonítható.

A két különböző szűrővel (Al1 és Al12) készült lágyröntgen felvételek intenzitásarányából (Hara et al., 1992) meghatároztam a flerhurkok hőmérsékletét (T) és emisszió mértékét (EM), amelyből (feltételezve, hogy a hurkok cilindrikusak, és látóirányú vastagságuk 4000 km) meghatároztuk plazmasűrűségüket a teljes leszálló ágra ($n_e^{forro} \simeq 7 - 8 \times 10^{10} - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 23:00 UT körül, és $n_e^{forro} \simeq 6 - 7 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 13:00 UT körül). A fler kezdetén a hőmérséklet $6.5 \times 10^6 \text{ K}$ volt. Ezek

után, figyelembe véve hővezetést és kisugárzási hővesztéseget, kiszámítottuk a hurkok elméletileg várható hűlési idejét, tehát hogy egy forró röntgen flerhurok mennyi idő elteltével jelenik meg $H\alpha$ posztfler hurokprotuberanciaként. Az eredményeket a 5. táblázat tartalmazza.

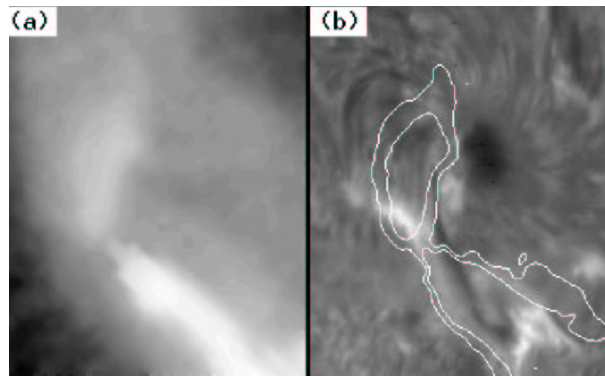
Abban az esetben, ha a flerhurkok nem zsugorodnak a hűlés során, a magasság-grafikonok közötti vízszintes távolság adná meg a lehűléshez szükséges időt. Mivel a röntgen és a $H\alpha$ hurkok eleinte csaknem ugyanolyan magasak, majd magasságkülönbségük idővel növekszik, ez azt jelenti, hogy a hurkok eleinte nagyon gyorsan, később egyre lassabban hűlnek. Az elméleti modellek szerint a hővesztés gyorsasága a plazmasűrűségtől függ. Valóban, mint fentebb említettem, a meghatározott plazmasűrűség idővel csökkent. Azonban, ahogy az 5. táblázat mutatja, az elméletileg számolt hűlési idők, főként a fler korai szakaszában, ennél lényegesen rövidebbek. A megfigyelések és elméleti számítások közötti eltérés azt jelzi, hogy a posztfler-hurkok a hűlés során zsugorodnak. Ennek oka a hűlés során bekövetkező sűrűség növekedése lehet (Švestka et al., 1987).

A vizsgálatot megismételtük két másik hosszú időtartamú flerre, amelyek szintén a nap pereménél jelentek meg 1992 június 28-án és november 2.-án (Harra-Murnion et al., 1997, 1998). Az eredmények jórészt megerősítették korábbi eredményeinket. A vizsgálat fő újdonsága az volt, hogy a lágyröntgen és $H\alpha$ mellett a Yohkoh/HXT kemény röntgen távcső legalacsonyabb energiasávjába eső (13.9-22-7 keV) L csatornában megfigyelt sugárzás helyét is sikerült meghatároznunk (39. ábra). Bár a flerek impulzív szakaszában a lágyröntgen hurok fölötti keményröntgen forrás létét már korábban kimutatták (Masuda et al., 1994), a flerek leszálló ágában ilyen kemény röntgenforrás létre ez volt az első bizonyíték. Bár az L csatornában észlelt sugárzás jórészt termális eredetű, (≈ 20 MK), léte a flerek leszálló ágában is fenntartott mágneses átkötődi folyamatnak erős bizonyítéka. Szeretném megjegyezni, hogy a terminológia 'posztfler-hurok' helyett a fizikai realitásnak sokkal jobban megfelelő 'flerhurok' elnevezést kellene használni, mert ezen megújuló forró hurkok együttese maga a hosszú időtartamú fler.

4.4 Egy röntgen jet vizsgálata a fotoszférától a koronáig

Összefoglalás: Yohkoh lágyröntgen, MSDP $H\alpha$ -képkalkotó spektrográfiával végzett, valamint hawaii vektor-mágneses mérések és VLA rádióészlelések felhasználásával vizsgáltam a NOAA 7912 aktív vidékben észlelt röntgen jet-aktivitás hatását a koronára és a hűvösebb kromoszférikus rétegekre. Azt találtam, hogy a jethez kapcsolódó viszonylag jelentéktelen $H\alpha$ -fler is jelentős mértékben megváltoztatta a kromoszférikus finomszerkezetet, illetve a mágneses inverziós vonal mentén levő filament szerkezetét és helyzetét, tehát ez a jelentéktelennek látszó aktivitás nagyléptékű mágneses átrendeződésre vezetett (van Driel-Gesztelyi et al., 1997e, 1998b; Schmieder et al., 1998; Rudawy et al., 1999).

Röntgen jetek és a kromoszférában megfigyelt anyagkilövellések általában csak



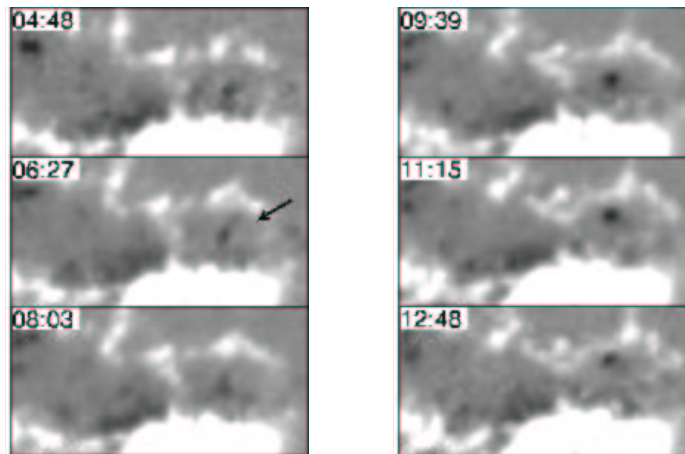
40. ábra: A NOAA 7912 aktív vidékből kiinduló röntgen jet kezdőpontja és az alatta levő $H\alpha$ kromoszféra szerkezete. A bal oldali kép 1995 október 19-én 10:27 UT-kor készült a Yohkoh/SXT lágyröntgen távcsövével, míg a jobb oldali kép $H\alpha$ vonalcentrumban készült a francia MSDP képalkotó spektrográffal 10:58 UT-kor. A $H\alpha$ képen a röntgen jet kontúrjai is láthatók.

kisebb kromoszférikus flerekkel járnak együtt, míg a koronára lényegesen nagyobb hatással vannak. Jetek olyan mágneses tér szerkezetben jönnek létre, ahol erős mágneses feszültségek párosulnak kismértékű mágneses komplexitással. A jetek talppontjainál egy kisebb ellentétes polaritás található monopoláris környezetben. A jetek keletkezésének elmélete szerint mágneses átkötődés játszódik le a beágyazódott ellentétes polaritás és a távolra kötődő monopoláris környezet erővonalai között (Shibata et al., 1996).

1995 október 19-én két röntgen jetet figyeltünk meg a Yohkoh/SXT-vel 10:29 és 16:59 UT-kor. Mindkét jet jelentős rádió aktivitással párosult (III-as és V-ös típusú kitörések), míg a lágyröntgen tartományban mindössze két kisebb GOES osztályú (B3.2 és B1.3), és $H\alpha$ -ban 1B és 1N osztályú flereket rögzítettek. A jetek a NOAA 7912 számú aktív vidékben jelentek meg, ahol egy nagy napfolt körül a penumbra szálainak az óramutató járásával megegyező irányú örvényszerű szerkezete és S-alakú (szigmoidális) koronahurkok erős áramok jelenlétét jelezték. A jet a napfolt penumbrája körül csavarodó protuberanciától indult ki, amelynek környezetében vegyes mágneses polaritások voltak. Az MSDP képalkotó spektrográf a filament mentén nagy sebességeket detektált. A jetek lágyröntgenben elérték a 700 km s^{-1} sebességet és a $2.5 - 3 \times 10^5 \text{ km}$ hosszát. A Nançay rádióhéliográf III-as típusú kitörést észlelt 10:25 és 10:30 UT között a 236 és a 327 MHz frekvenciákon, amely nyitott erővonalak mentén haladó nagy sebességű elektron-nyaláb jelenlétét mutatta a koronában, azaz a jet mentén. A második jet idején az amerikai VLA-val nem észleltünk III-as típusú kitörést, de V-ös típusú rádiósugárzás jelenléte a 30-80 MHz tartományban jelezte elektron-nyaláb jelenlétét.

4.5 Rádió zajvihar oka: nagy számú kis energiájú mágneses átkötődés

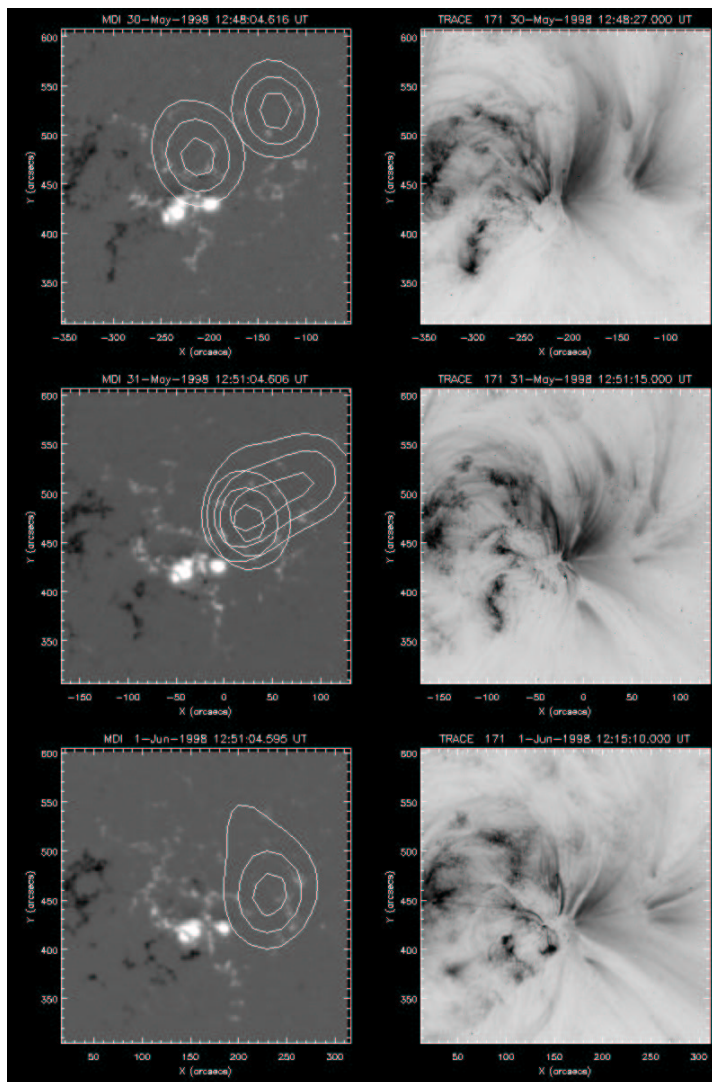
Összefoglalás: Kimutattam, hogy a méteres hullámhosszakon észlelt nemtermikus rádió zajvihar oka a napfolt felbomlási folyamatát kísérő, a napfoltból radiálisan kifelé mozgó viszonylag kis fluxust képviselő bipoláris jellegű mágneses koncentrációk aktivitása. SOHO/MDI magnetogramok, TRACE extrém ultrabolya felvételek, nançay-i metrikus rádióészlelések és mágneses extrapoláció felhasználásával kimutattam, hogy a nagyszámú mozgó mágneses koncentráció, közelítvén a napfoltot övező mágneses gyűrűhöz, ott mágneses átkötődést indukál annak mágneses elemeivel. Ez a mágneses átkötődési folyamat táplálja a napfolt fölötti napokig tartó rádiózajvihart (Bentley et al., 2000).



41. ábra: SOHO/MDI Magnetogramok mutatják a mágneses tér fejlődését a NOAA 8227 vezető foltja körül május 30-án. A térképek 96 percenként készültek, látómezejük 100×50 ívmásodperc. A foltból radiálisan kifelé mozgó kisméretű mágneses koncentrációk (MMF) a napfoltbomlás jelei.

Nemtermikus elektron populációk a bolygóközi térben (pl. Lin, 1997) és aktív vidékekben mindenütt előfordulnak, még az un. nyugodt időszakokban is (pl. Klein, 1998). Az aktív vidékek koronahurkainak csapdájában levő nemtermikus elektronok méteres rádióhullámhosszakon megfigyelt zajviharakat, általában órákig, sőt napokig tartó szélessávú kontinuum rádiósugárzást bocsátanak ki, amelyre rövid (< 1 s) keskenysávú kitörések szuperponálódnak. Viszont azt, hogy milyen mechanizmus szolgáltatja állandó gyorsításukat, ma sem értjük teljesen.

A NOAA 8227-es számú aktív vidék 1998 május végén és június elején a napkorongon való átvonulása alatt egy nemzetközi észlelési kampány célpontja volt.



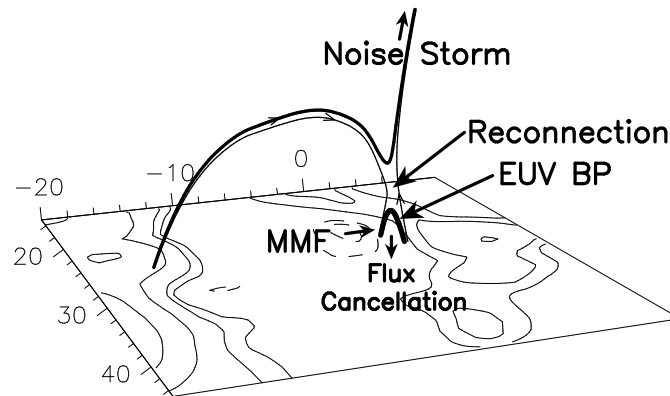
42. ábra: A magnetogramokra rajzolt kontúrok a méteres hullámhosszakon (410 MHz) észlelt rádió zajviharok helyeit mutatják a NOAA 8227 aktív vidék fölött május 30 és június 1 között (Nançay rádióhéliográf; bal oldali képek). A jobb oldalon TRACE 171 Å felvételek mutatják a korona szerkezetét. A rádió észlelések 12:08:34 és 13:12:34 UT-kor készültek május 30-án, 12:29:30 és 12:50:50 UT-kor május 31-én, és 12:10:40 UT-kor június 1-én; a kontúr szintek a maximális intenzitás 50, 70 és 90%-ai. A rádió észlelések 128 másodpercig lettek integrálva, így a kitörés és zajvihar komponensek nem válnak szét. A skála a napkorong középpontjától mért ívmásodpercben van megadva.

Három napfizikai űrlaboratórium, Yohkoh, SOHO és TRACE követte fejlődését, valamint a földfelszínről, többek között, a Nançay Rádióhéliográf (NRH; Kerdraon & Delouis, 1997) is. Mi a május 29 és június 1 között megfigyelt metrikus rádió zajvihar eredetének vizsgálatára koncentráltunk, SOHO/MDI magnetogramok, TRACE (Handy et al, 1999) fehér fényben és extrém ultraibolyában (EUV) készült felvételek, és rádiómérések felhasználásával. Az én szerepem ebben a munkában elsősorban a napfoltbomlással kapcsolatos mágneses jelenségek analízise és a különféle hullámhosszakon végzett észlelések közötti kapcsolat megteremtése és értelmezése volt.

Az aktív vidéknek ez volt a második átvonulása a Nap látható felgömbjén, tehát már bomlófélben volt. Vezető foltjai még mindig elég jelentős méretűek voltak és jól fejlett penumbra-ba voltak beágyazódva. Az aktív vidék követő részében már nem voltak foltok jelen. A vezető foltok bomlása jeleként a foltok körül radiálisan kifelé mozgó kisméretű mágneses koncentrációk (MMF) voltak megfigyelhetők (41. ábra). Az MMF-ek mágneses fluxust szállítanak a foltból az azt övező mágneses gyűrűbe. Az MMF-ek különös mágneses jelenségek, mert (1) bipoláris jellegűek, és (2) összfluxusuk több, mint amennyi a folt mágneses fluxusvesztése. Ennek egyik lehetséges magyarázata az, hogy a foltból leváló fluxuscsovek tengerikígyó-szerű geometriájúak, és egyetlen fluxuscső a fotoszférában többször is felbukkanva, a fluxusmérésekben többszörösen megjelenik (Harvey & Harvey, 1973). Más elképzelések szerint az MMF-ek egy része a penumbra Evershed áramlásának folytatása, és nem igazán a napfoltbomlás jele (Martínez Pillet, 2002). A 41. ábrán egy, a fő folttal ellentétes mágneses polaritású MMF közelíti meg a folt körüli mágneses gyűrűt.

A NOAA 8227-es számú aktív vidék vezető foltja körül erős MMF aktivitás volt megfigyelhető (41. ábra), elsősorban ÉNy-i irányban. Ugyanekkor, az legerősebb MMF aktivitás fölött metrikus rádió zajvihar volt megfigyelhető (42. ábra). Ahogy a következő napok során változott a napfolt körüli legerősebb MMF aktivitás helye, úgy tolódott el a zajvihar helyzete is (42. ábra). Ez az MMF aktivitás és a magas koronában lezajló elektrongyorsítási folyamatok közötti kapcsolatot sugallt.

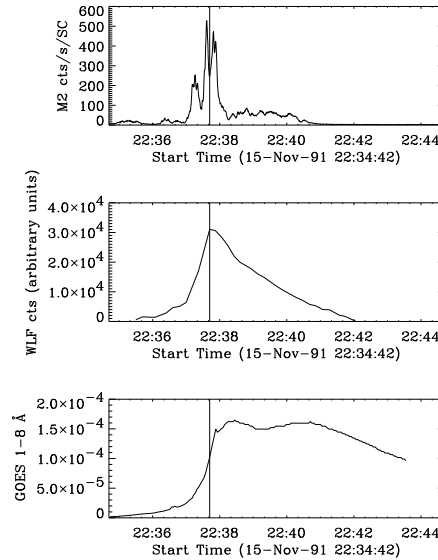
Mágneses extrapolációval (MDI magnetogramon, potenciális közelítésben) vizsgáltuk a felbomló aktív vidék mágneses szerkezetét. A modell erővonalai jó egyezést mutattak a TRACE koronahurkokkal. A nyitott (azaz távolban záródó) erővonalakat találtunk a napfoltot körülvevő gyenge mágneses gyűrű külső határánál. A mágneses topológia alapján a 43. ábrán összefoglalt scenáriót javasoltuk a vezető folt fölötti rádió zajvihar magyarázatára. A foltot övező gyűrűvel ellentétes polaritású MMF-nek a gyűrűhöz való közelítése következtében mágneses átkötődés jön létre. Az átkötődés egy új, rövid mágneses kapcsolatot (hurkot) hoz létre az MMF és a gyűrű között. A másik új kapcsolódás a nagy foltot köti az aktív vidék követő részéhez. Az átkötődés során létrejövő elektrongyorsítás táplálja a rádió zajvihart (43. ábra). Hangsúlyozom, hogy ez a scenárió az *elemi* eseményt írja le. Egy folt körül nagy számú MMF található, így az MMF-ek és a foltot övező gyűrű között számos helyen létrejön mágneses átkötődés, folytonos, alacsony energiájú aktivitást produkálván.



43. ábra: A rajz az alapvető mágneses kapcsolatokat mutatja, amelyek szerepet játszottak a mágneses átkötődésben. A nagy napfolt a bal oldalon van, a mozgó mágneses koncentráció (MMF) közepén, míg a foltot övező mágneses gyűrű a jobb oldalon látható. Mágneses átkötődés az MMF-nek a gyűrűhöz való közelítése következtében jön létre. Az átkötődés egy új, rövid mágneses kapcsolatot (hurkot) hoz létre az MMF és a gyűrű között. A másik új kapcsolódás a nagy foltot köti az aktív vidék követő részével.

4.6 Fehér ferek vizsgálata optikai, lágy- és keményröntgen hullámhosszakon

Összefoglalás: Elkészítettük a Yohkoh űrlaboratórium által észlelt fehér ferek katalógusát, amely egyedülálló, a földi légkör zavaró hatásaitól mentes fehér fler-észleléssorozat. Ezt követően elvégeztük az azonosított közel 30 fehér fler analízisét fehér fényben (a G sávban 431 nm körül), lágyröntgenben (0.25–4 KeV között), és a keményröntgen-tartományban (14 és 93 keV között L, M1, M2, H energiasávokban) egyidőben készült képsorozatok vizsgálatával. A fehér ferek tulajdonságait (pl. impulzivitás, a keményröntgen-spektrum keménysége (M2/M1 arány), korona plazmanyomás, lágyröntgen-energia) összehasonlítottuk a fehér ferekhez sok tekintetben hasonló, de a fehér fényben emissziót nem produkáló 34 fler jellemzőivel. Azt találtuk, hogy a fler energiája fontos szerepet játszik: minden fler, amely az 1–8 Å között 10^{-4} -nél több energiát sugároz ki, fehér fler. Az egyedi flercsomók analízise kimutatta, hogy a fehér fényű és a kemény röntgensugárzás között jó, de nem tökéletes a korreláció. A ferek kezdeti, impulzív szakaszában e két sugárzás kis időeltolódással, de együtt változik, míg a fler leszálló ágában a fehér fényű emisszió sokkal lassabban csökken, mint a kemény röntgensugárzás. A fehér ferekben jelentősen magasabb korona plazmanyomást találtam, mint a hasonló keményröntgen-spektrumú (M2/M1) ferekben, amelyek nem sugároztak fehér fényben. Az elméletileg megjósolt, a fler impulzív szakasza kezdetén várt kromoszfrikus opacitásnövekedésre (ú.n.

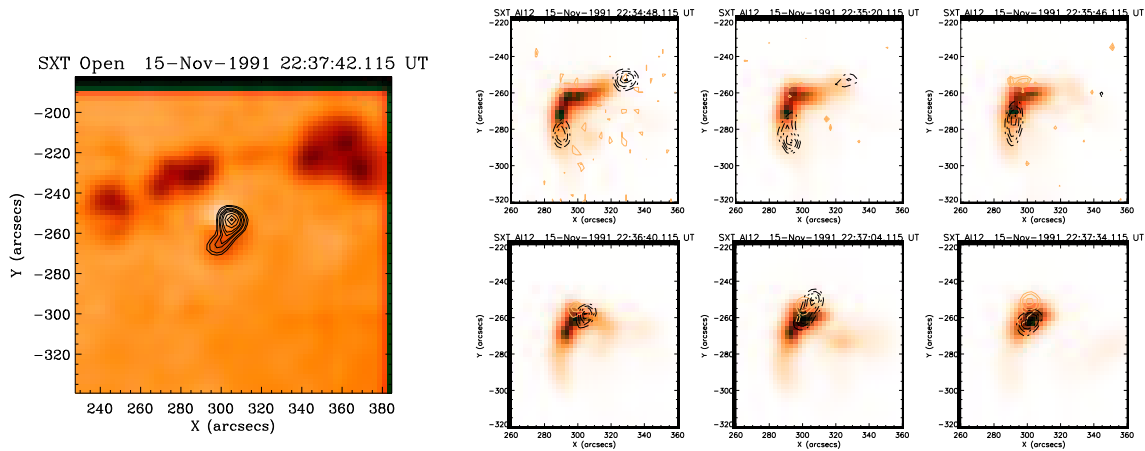


44. ábra: Az 1991 nov. 15-én észlelt fehér fler integrált fénygörbéje kemény röntgenben (M2 energiasáv; felső görbe), fehér fényben (középső görbe), és lágyröntgenben (GOES, alsó görbe).

“fekete flerek”) nem találtam bizonyítékot (van Driel-Gesztelyi et al, 1994c; Hudson, van Driel-Gesztelyi & Kosugi, 1994; van Driel-Gesztelyi et al., 1994d; Matthews, Brown & van Driel-Gesztelyi, 1996; Matthews, Brown & van Driel-Gesztelyi, 1998; Matthews et al., 2000, 2002).

Az általában jó időbeli egyezés a kemény röntgenkitörés és a fehér fényű kontinuum emisszió megjelenése között arra a következtetésre vezetett, hogy a mágneses átkötődés által gyorsított elektronnyaláb, amely a kromoszférában lefékeződve és elnyelődve a kemény röntgensugárzást okozza, a felelős a még mélyebbről jövő kontinuum emisszióért is. Míg ez az értelmezés jól magyarázza a fehér fényű emisszió impulzív fázisát, a maximum után már nem ilyen jó az egyezés: a fehér flerek gyakran csak fokozatosan halványodnak, míg a kemény röntgensugárzás intenzitása gyorsan csökken (44. ábra).

A Yohkoh/SXT lágyröntgen távcső aspektus kamerája (Tsuneta et al., 1991) 431 nm-nél (a G-sávban) 3 nm sávszélességgel készített a fehér fényben napfelvételeket tipikusan 10-12 másodpercenként. Ezekkel egyidejűleg röntgen észlelések készültek a Yohkoh/HXT (Kosugi et al., 1991) kemény röntgentávcsővel és a Yohkoh/SXT-vel különböző szűrőkkel (Be, AlMnMg, Al12) lágyröntgenben is. A kemény röntgentartományban az észlelések négy energiatartományban készültek: $L = (13.9-22.7 \text{ keV})$; $M1 = (22.7-32.7 \text{ keV})$; $M2 = (32.7-52.7 \text{ keV})$; $H = (52.7-92.8 \text{ keV})$.



45. ábra: Baloldali kép: 1991 nov. 15-én észlelt fehér fler (Yohkoh/SXT aspektus kamerával a készült felvétel) keményröntgen kontúrokkal. Jobboldali kép: a fehér fler (folytonos szürke kontúrok), lágyröntgen képek és keményröntgen (szaggatott kontúrok) sugárzásának fejlődése. Nyilvánvaló, hogy az egybeesés a kontinuum és a keményröntgen sugárzás között jó, de nem tökéletes.

Az aspektus kamera működésének 14 hónapja alatt (1991 októbere és 1992 novembere között) igen nagy számú fler-észlelés történt. A fehér flereket a következő kritériumokat kielégítő mintában kerestük: (1) Yohkoh fler-módban volt (HXT csak ekkor észlelt mind a négy energiatartományban); (2) a csúcscsapódási szám az HXT L sávjában > 50 , vagy (3) a csúcscsapódási szám az HXT L sávjában > 20 , és az $M1$ sávban ugyanakkor a becsapódási szám $> L$, vagy $\approx L$. Több, mint 60 fler elégítette ki ezeket a kritériumokat. A 63 fler mindegyikéről fehér fényben és lágyröntgenben filmeket készítettünk, és megvizsgáltuk, hogy fehér fler volt-e, vagy sem. Ilyen módon 29 fehér flert találtunk. Azok a flerek, amelyek a fenti kritériumokat kielégítették, de nem mutattak fehér fényben emissziót (34 fler), alkották az összehasonlító flercsoportot. Példaként, a 45. ábra mutatja az egyik Yohkoh fehér flert különböző hullámhosszakon.

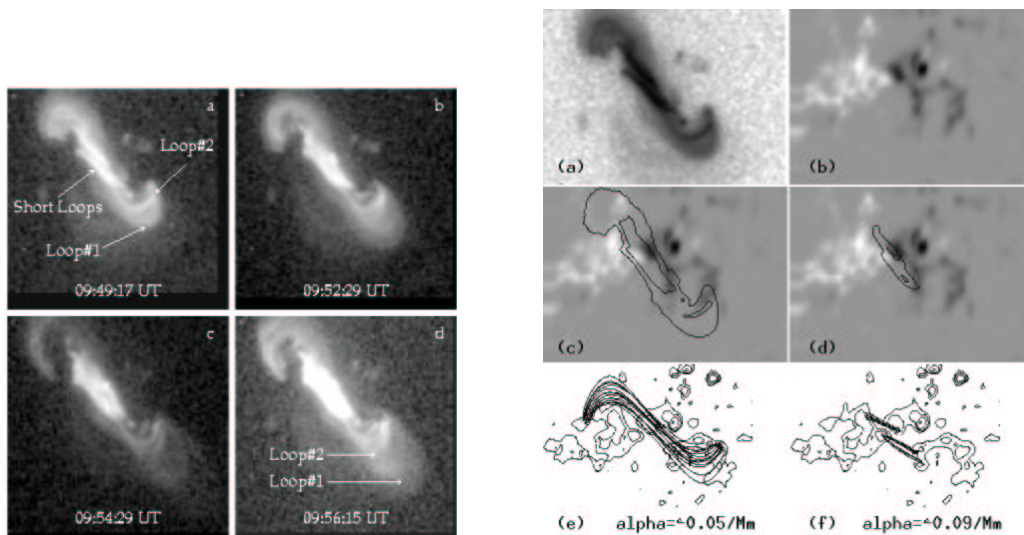
A legkisebb energiájú fehér fler egy C7.8 GOES osztályú fler volt, és azt találtuk, hogy a fehér flerek aránya a nem fehér flerekhez képest a növekvő GOES osztállyal nőtt, míg elérte az X osztályt, amelybe tartozó mind a 7 észlelt fler egyben fehér fler is volt. A fehér flerekben jelentősen magasabb korona plazmianyomást találtunk, mint a hasonló keményröntgen-spektrumú ($M2/M1$) flerekben, amelyek nem sugároztak fehér fényben. A munka, a 29 fehér fler részletes analízise, a fehér flerek és az összehasonlító csoport különféle fizikai paramétereinek összehasonlítása még mindig folyamatban van.

Elméleti számítások (Hénoux et al., 1990; Abouadarham et al., 1990) azt jelezték, hogy bizonyos körülmények között, fehér ferek kezdetén egy átmeneti elsötétedés jelenhet meg a fotoszférában a kifényesedés megkezdődése előtt. A jelenség az elektronnyaláb által a kromoszféra alsó rétegeiben okozott nem-termális ionizációnak tulajdonítható, amely megnöveli a negatív hidrogén ionok (H^-) számát. A H^- ionok viszont megnövelik az alsó kromoszféra opacitását, amely átmenetileg elnyeli a fotoszférából érkező fény egy részét. Az elektronnyaláb hamarosan fűteni kezdi a mély légköri rétegeket, így a sötétedés fényesedésbe megy át. Hasonló jelenségeket csillagferek kezdetekor már megfigyeltek (pl. Rodonó et al., 1979). A sötét folt a kemény röntgensugárzás impulzív fázisának elején, a későbbi fehér fler helyén, vagy annak közelében, várhatóan k.b. 20 másodpercig tarthat. A Yohkoh fehér ferek vizsgálata a várakozásokat nem igazolta be (van Driel-Gesztelyi et al., 1994d), ami esetleg a fehér fényben készített felvételek elégtelen időbeli felbontásnak (10-12 sec), és a Yohkoh fler-módus késői beindulásának tulajdonítható.

5 Koronakitörések vizsgálata

5.1 Táguló szigmoidális flerhurkok vizsgálata

Az 1994. október 25-én észlelt koronakitörés egy kisebb napkitörés megjelenésével indult, melyet az S alakú (szigmoidális) flerhurkok (Yohkoh/SXT) látványos tágulása követett kb. 200 km s^{-1} -os sebességgel. A flert követően két koronalyuk (alacsony plazmasűrűségű és hőmérsékletű koronaterület) megjelenését figyelhettük meg az aktív vidéktől (NOAA 7792) jelentős távolságban, a Nap különböző féltékén. Kimutattam, hogy a táguló mágneses flerhurkok óriási transzekvatoriális hurkokkal ütköztek, amely nagyléptékű mágneses átkötődéshez és a korona átrendeződéséhez, az erővonalak részben nyitottá válásához vezetett. Hawaii vektor magnetogramok extrapolációjával kimutattam, hogy a fent említett és egy másik hasonló CME esetében (amely a NOAA 7912-ben 1995. október 14-én volt megfigyelhető) az S alakú táguló korona hurkok jelentős szabad mágneses energiataralommal rendelkeznek, vagyis erős elektromos áramokat hordoztak. Csavarodottságuk a stabilitás határértéke fölé nőtt, aminek következtében egyensúlyukat elvesztették és tágulni kezdtek. Ezek az észlelések és a modellezésük bizonyítékot szolgáltatott az erővonalhurkok mágneses csavarodottságának (helicitásának) alapvető szerepére a koronakitörések létrejöttében (Manoharan et al., 1996a, 1996b; van Driel-Gesztelyi et al., 1997b, 2000a; 2002a).

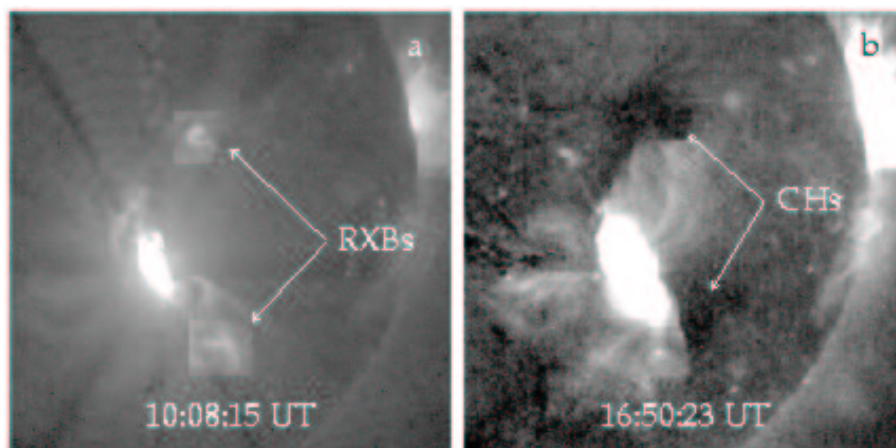


46. ábra: Baloldali kép: A NOAA 7792 számú aktív vidékben megfigyelt S-alakú (szigmoidális) koronahurkok tágulása Jobboldali kép: mágneses extrapoláció erős mágneses feszültségeket jelez a szigmoidális koronahurkokban.

A NOAA 7792 aktív vidék a Nap középpontjának a közelében volt (D06, Ny11), amikor egy hosszú időtartamú fler kezdődött benne 1994 október 25-én 09:49 UT-kor. A GOES lágyröntgen fluxus csúcspontját kb. 10:08-kor érte el, a fler C4.7-es GOES osztályú volt, tehát kisebb flernek minősült. Ezután a röntgenfluxus lassan csökkent, és 5-6 órával később visszatért a fler előtti szintre. A Yohkoh/SXT teljes térbeli felbontással (2.24"/pixel) készített felvételeket a flerező aktív vidékről. Mivel (meglepő módon) a fler-módusú észlelés nem indult be, így a részletképeken kívül teljes napképek is készültek a fler lefolyása során, amely lehetővé tette a fler és koronakitörés nagyleptékű következményeinek vizsgálatát.

Az észlelés indulásakor a Yohkoh/SXT lágyröntgen képeken az aktív vidékben kétféle horonahurkot figyelhettünk meg: hosszabb S-alakú (szigmoidális) hurkokat, amelyek az aktív vidék mágneses terének periferikus részeit kötötték össze, és az aktív vidék közepén fényes, rövid koronahurkokat. A hosszú szigmoidális hurkok tágulni kezdtek ($v = 200 - 300 \text{ km s}^{-1}$; 46. ábra).

A Mees obszervatóriumban (Hawaii) készült vektor magnetogramok (Stokes) mágneses extrapolációjával (a lineáris erőmentes megközelítésben, $\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$, $\alpha = \text{konstans}$) kimutattuk, hogy az S-alakú mágneses erővonal kapcsolatot csak a potenciális megoldástól jelentősen eltérő modellel lehet illeszteni, ami erős áramok jelenlétét mutatja. A hosszú S-alakú koronahurkokra a modell illesztés $\alpha = -0.05 \text{ Mm}^{-1}$ -t adott, míg a belső, rövid koronahurkokra még ennél is magasabb nem-potencialitást ($\alpha = -0.09 \text{ Mm}^{-1}$) találtunk (van Driel-Gesztelyi et al., 1997b).



47. ábra: Yohkoh/SXT lágyröntgen felvételek 1994 október 25.-én. (a) A flerező aktív vidéktől távol, a Nap különböző félgömbjein korona kifényesedések jelentek meg (RXBs). (b) A kifényesedések helyén koronalyukak keletkeztek, amelyek napokig fennmaradtak. Koronalyukakban a mágneses tér sugárirányú, a bolygóközi tér felé nyitott, a hőmérséklet és plazmasűrűség a környező koronáénál kisebb.

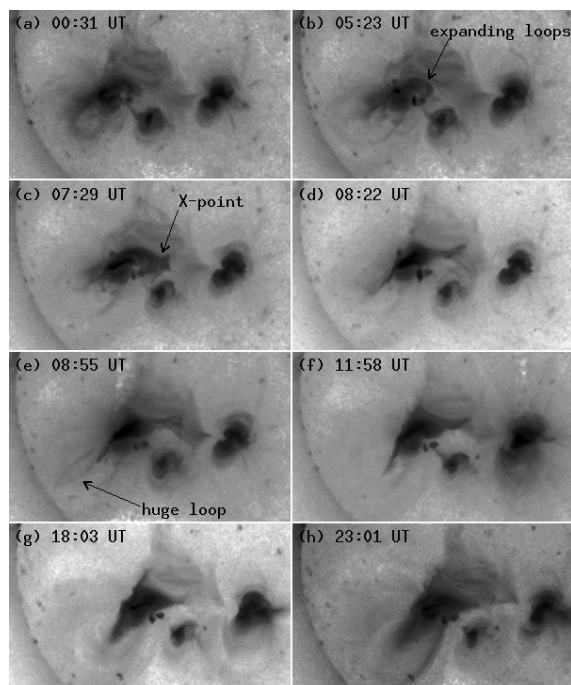
A fler kezdete után 10-15 perccel a napkorong mintegy 1/3-át kitevő területen a következő jelenségeket figyeltük meg:

- Metrikus rádióhullámhosszakon a nem-termális rádió kontinuum fokozatos növekedését követően erős rádiókitörést észlelt a Nançay rádiótávcső a Nap déli félgömbjén. A kitörés, amely mintegy 15 percig tartott, a táguló koronahurkokkal térben és időben jó egybeesést mutatott (Manoharan et al, 1996a,b).
- Kb. 10:06 UT-kor, a fler és a koronahurkok tágulása kezdete után mintegy 17 perccel, két, az aktív vidéktől távol eső területen (20 ill. 15 heliografikus fok távolságra az ÉNy ill. DNy irányban) korona kifényesedés jelent meg (RXB, lásd 47. ábra). Ezek a távoli kifényesedések legalább 15 percig fennmaradtak. A kifényesedések un. nyugodt szoláris területek fölött jelentek meg, amelyeknek gyenge, egymáséval ellentétes mágneses polaritása volt.
- A következő Yohkoh-nappalok során a két fényes terület helyét keletkező koronalyukak vették át (CH; 47b. ábra), amelyek legalább három napig fennmaradtak. Az aktív vidék és a koronalyukak szélei között fényes koronahurkok formálódtak.

Mivel a SOHO űrlaboratóriumot csak 1995 végén bocsátották fel, űrbeli koronograf észlelések még nem álltak e fler idején rendelkezésre. Viszont a kitörés különböző frekvenciákon mért rádiósugárzásának vizsgálatából arra a következtetésre jutottunk, hogy a fler egyben koronakitörés is volt (van Driel-Gesztelyi et al, 2000a). A rádiósugárzás frekvenciája a plazmasűrűségtől függ, amely a Naptól való távolság négyzetével csökken. Az Ulysses URAP (Stone et al, 1992) 50 kHz és 1 MHz közötti frekvenciákon történt mérései az intenzitásváltozásban jól észrevehető maximum eltolódást mutattak. A kHz-es sugárzás az alsó koronában, a MHz-es sugárzás kb. 20 napsugárnyi távolságban keletkezik (Bougeret et al., 1984), így a rádiókitörés maximumának eltolódása a koronában kifelé mozgó zavart, koronakitörést (CME-t) jelzett.

Az észlelések értelmezésére a következő scenáriót javasoltuk:

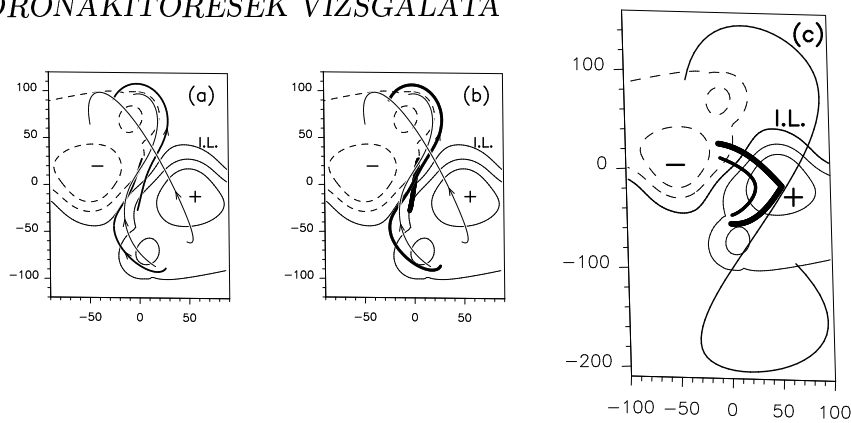
- A metrikus rádiókitöréseket akkor észleltük, amikor a táguló szigmoidális flerhurkok a magasabb koronában transzekvatoriális óriás koronahurkokkal találkoztak, amelyek ellentétes mágneses polaritású nyugodt szoláris vidékeket kötöttek össze. A találkozó koronahurkok között mágneses átkötődés jött létre, amely részecskegyorsításhoz, így rádiókitöréshez vezetett.
- A magas koronában történt mágneses átkötődés az átkötődött koronahurkok talppontjainak a fűtéséhez, így kifényesedéséhez vezetett (RXB, 47. ábra), valamint új, mágneses kapcsolatok (és fűtött koronahurkok) megjelenéséhez az aktív vidék és a monopoláris nyugodt szoláris területek között. Megjegyzendő, hogy az utóbbi új koronahurkokat csak mágneses átkötődés hozhatta létre!



48. ábra: Yohkoh/SXT lágyröntgen felvételek 1995 október 14.-én. A NOAA 7912 számú aktív vidékben is S-alakú (szigmoidális) koronahurkok tágulása figyelhető meg. A koronahurkok kiterjedése 05 UT után indult meg. A kitáguló hurkok 7:29 UT-re elérték a szomszédos aktív vidékek mágneses terét. Az X-pont keletkezése mágneses átkötődés megindulását sugallja. A táguló koronahurkok sűrűsége, így fényessége is, csökken, de 08:55-kor még gyengén látszott az egyik óriásira kiterjedt hurok az aktív vidéktől délkeletre. Az aktív vidék közepétáján rövid, fényes koronahurkok figyelhetőek meg, a NOAA 7792-hoz hasonlóan. A fordított fényességek használatával a gyengébb fényességű koronahurkok jobban megjeleníthetők.

- A mágneses átkötődés csak az erővonalak egy részének kapcsolódását változtatta meg. A transzekvatoriális hurok maradék erővonalait a kifelé mozgó CME magával húzta, egészen addig, míg a napszélbe kerülve a bolygóközi tér felé gyakorlatilag nyitottak lettek. A nyitott erővonalak mentén a korona gyorsan kiürült és hűlt, amely koronalyukak formálódását eredményezte.

Hasonló szigmoidális koronahurok felfúvódását figyeltünk meg a Yohkoh/SXT felvételein 1995 október 14.-én a NOAA 7912 számú aktív vidékben (48. ábra). Az esemény a GOES lágyröntgen fluxusban C1.6-os osztályú hosszú időtartamú flerként lett regisztrálva. A lágyröntgen fluxus csak kb. 24 óra elteltével tért vissza a fler előtti értékére, amely hosszú mágneses átrendeződési folyamatot jelez. Ebben az esetben a bizonyíték arra, hogy a fler egyben CME is volt, egy ún. mágneses felhő



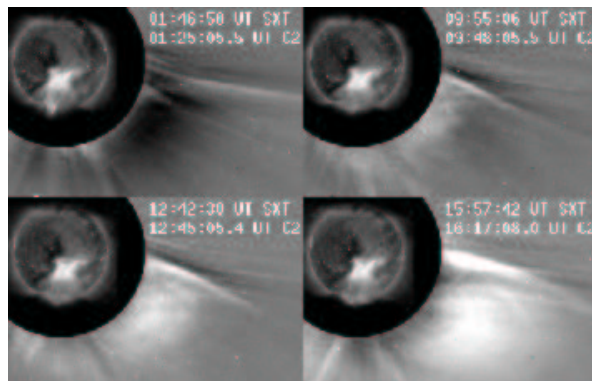
49. ábra: Az S-alakú (szigmoidális) koronahurkok erős mágneses feszültségeket tartalmazó J-alakú mágneses erővonalak átkötődésével jöttek létre. Az átkötődés rövid erővonalhurkokat eredményezett a J alakú erővonalak belső végei között, amelyek az előző ábrákon levő rövid, fényes koronahurkoknak felelnek meg. Mivel az átkötődés előtti összhelicitásból a hosszabb átkötődött hurok többet örököl, így a hosszú szigmoidális hurkok helicitása a stabilitási határérték fölé kerülhet, ami felfúvódásukhoz vezet. (a) Átkötődés előtti mágneses kapcsolatok; (b) új kapcsolódások; (c) táguló szigmoidális hurok. *I.L.* jelzi a mágneses inverziós vonalat.

megjelenése az interplanetáris térben. A felhő október 18-20 között haladt át a Föld térségén, ahol a WIND űrlaboratórium magnetométere tisztán mérte mágneses terének helikus jellegét. A mágneses felhőt jól lehetett modellezni egy jobbkezes irányban csavart fluxuscsővel, amely pozitív helicitásnak felel meg (Lepping et al, 1997). A NOAA 7912-ben a koronahurkok ugyanilyen irányú csavarodottságot mutattak, ahogy ezt korábban kimutattuk (25. ábra), amely nagyban valószínűsíti kapcsolatukat.

De miért kezdenek el ezek a szigmoidális koronahurkok tágulni? Mint ahogy mágneses extrapolációval kimutattuk, ezekben az aktív vidékekben a mágneses tér erősen nem-potenciális állapotban van. Javaslatunk szerint (49. ábra) az S-alakú (szigmoidális) koronahurkok erős mágneses feszültségeket tartalmazó J-alakú mágneses erővonalak átkötődésével jöttek létre. Az átkötődés rövid erővonalhurkokat eredményezett a J alakú erővonalak belső végei között, amelyek a 46. és 48. ábrákon levő rövid, fényes koronahurkoknak felelnek meg. Mivel az átkötődés előtti összhelicitásból a hosszabb átkötődött hurok többet örököl, így a hosszú szigmoidális hurkok helicitása a stabilitási határérték fölé kerülhet, ami felfúvódásukhoz vezet.

Ez a két fler-CME észlelés alátámasztja Low (1996) korábbi javaslatát, miszerint a mágneses csavarodottság, vagy más szóval mágneses helicitás fontos szerepet játszik a CME-k kiváltásában. Erre a következtetésre még a későbbi fejezetben visszatérünk (6. fejezet), megerősítve az itt állítottakat.

5.2 Egy koronakitörés komplex vizsgálata

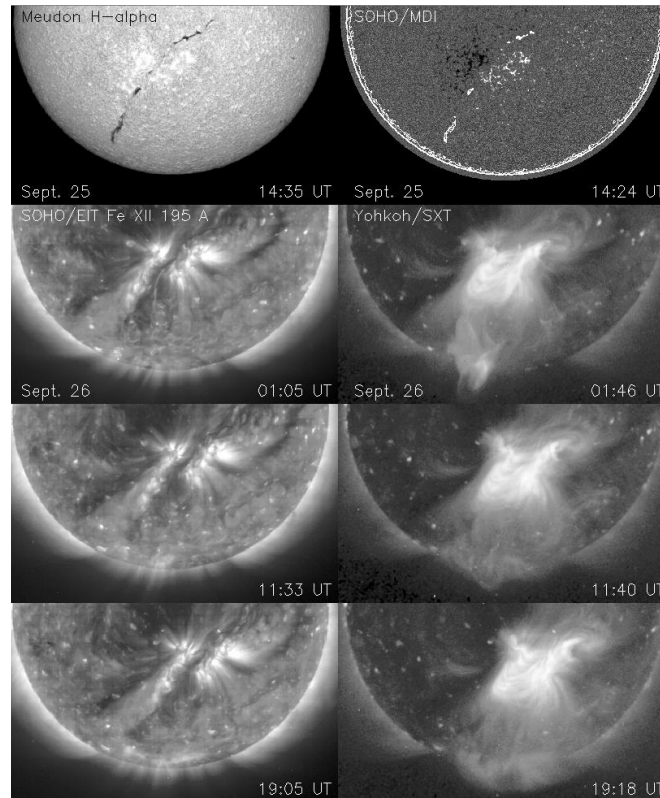


50. ábra: Az 1996 szeptember 25-26.-i CME fejlődése a SOHO/LASCO C2 koronográf látómezejében. Az alsóbb koronában lezajló változásokat a koronográf képekbe illesztett Yohkoh/SXT lágyröntgen képek mutatják.

Összefoglalás: Tíz különböző műszer (Yohkoh, SOHO/MDI, CDS, EIT, LASCO C1-C3, Nobeyama rádiótávcső, MSDP $H\alpha$ -képkalkotó spektrográf és meudoni $H\alpha$ spektroheliográf) észleléseit felhasználva végigkísértem egy filament felrobbanását a kromoszférától 30 napsugár távolságig (1996. szept. 25–27 között), ezzel egy minden korábbinál teljesebb képet alkottam a Földünkre is hatással levő események kialakulásáról és fejlődéséről. Kimutattam, hogy a korona tágulása már a filament felrobbanása előtt megindul, és hogy a koronában nagy sebességgel kifelé mozgó gázbuborék (a koronakitörés, vagy CME legfényesebb része) nincs szükségszerűen kapcsolatban a felrobbanó filamenttel, tehát nem állítható, mint korábban gondolták, hogy a filament “hajtja” a CME-t, és az sem, hogy ez megfordítva igaz lenne. Az analízis eredménye szerint az elsődleges a mágneses tér nagyléptékű instabilitása, átrendeződése, amelynek különféle megnyilvánulásait és következményeit észleljük a naplégkör különféle rétegeiben. Mágneses extrapolációval (a lineáris erőmentes közelítésben) kimutattuk, hogy a CME-t megelőzően a mágneses térben jelentős feszültség volt jelen. A feszültségeket az ellentétes mágneses koncentrációknak az inverziós vonal felé való mozgása tovább növelte egészen addig, amíg az egyensúly felborult, és a mágneses tér tágulni kezdett, ami végül elindította a koronakitörést. Hasonló mágneses változások jellegzetes előfutárai a CME-knek. (Schmieder et al., 1997b, van Driel-Gesztelyi et al., 1998a, Schmieder et al., 2001, 2002; van Driel-Gesztelyi et al., 2002b).

1996 szeptember 25-26.-án a Nap dényugati pereme fölött a SOHO/LASCO koronográfok egy koronakitörés fejlődését mutatták (50. ábra). A CME első jelei szept. 25.-én 23:25 UT-kor jelentek meg a koronográf képeken. Egy, a nyugati-délnyugati peremen levő palackszerű fénysugárnyaláb, amely bipoláris mágneses terek fölötti magas koronában jellegzetes jelenség, és a lassú napszél egyik forrása, 06:35 UT

után fokozatosan kifényesedett. Kb. 09:12 UT-kor egy fényes hurok jelent meg a C2 koronográf látómezejében, amely fokozatos gyorsulást mutatva a C2, majd a C3 koronográf látómezejében, elérte a 470 km s^{-1} -os sebességet a naptól $29R_{\odot}$ távolságra. Ez a sebesség a térbeli sebesség vetülete. A valódi térbeli sebesség ennél lényegesen nagyobb abban az esetben, ha a CME a látóirányban, vagy ahhoz közeli irányban mozog. Természetesen a CME expanziója is befolyásolja a koronográf felvételeken mért sebességeket. A CME a 205° -os pozíciószög (az északi pólustól az óramutató járásával ellentétes irányban mérve) körül 140° -os nyílásszögben jelent meg.



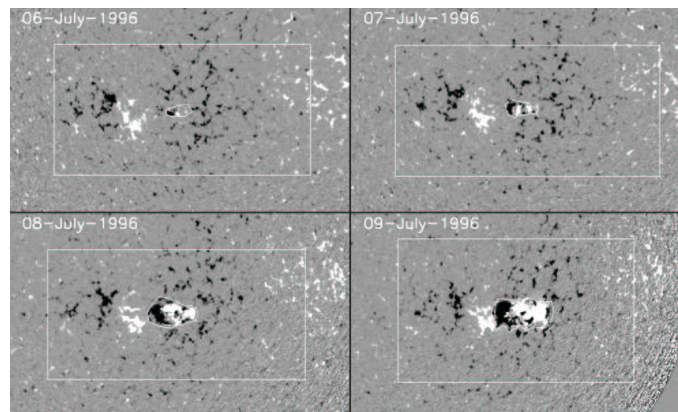
51. ábra: Az 1996 szeptember 25-26.-i CME alacsonyabb naplégköri eseményei és következményei. A hosszú protuberancia déli része eltűnt, középső része millió fokok hőmérsékletre fűtődött fel, és EUV emisszióban megjelent (EIT kép szept. 26-án 01:05 UT-kor). Lágyröntgenben sisak alakú átkötődött koronahurkok jelentek meg (Yohkoh/SXT 01:46 UT), majd forró röntgen hurkok formálódtak a déli pólus mágneses inverziós határvonala fölött (Yohkoh/SXT). A forró hurkok talppontjai fényes szalagként jelennek meg EUV-ban (SOHO/EIT).

A Nap látható félgömbjén egyetlen aktív vidék volt jelen, amely jól látszik a koronográf képek közepére illesztett lágyröntgen koronaképeken a 51. ábrán. E

centrál meridián közelében levő aktív vidék a harmadik visszatérése (azaz negyedik rotációja) volt a NOAA 7978 számú aktív vidéknek, amelyet a következő (6.) fejezetben részletesen tanulmányozunk. A CME megjelenésekor már mágneses tere erősen széteszlóban volt, napfoltok már nem voltak benne megfigyelhetők. A mágneses inverziós vonal mentén egy hosszú protuberancia helyezkedett el, amely a CME során eltűnt, és csak napok múltán jelent meg újra. A protuberancia eltűnése a High Altitude Observatory Hawaii-on működő CHIP nevű távcsövével a He 10830 Å-ös vonalában percenként készített felvételeken jól követhető volt. A CME előtt legalább egy órával turbulens mozgások kezdődtek a protuberancia déli, a Nap pólusához közel levő részén, amely végül szept. 25.-én 23:45-re eltűnt ebből a hullámhossz 'ablakból'. A Nobeyama rádiótávcsővel miliméteres hullámhosszakon a protuberanciát lassú felemelkedése közben még 30 perccel tovább meg lehetett figyelni. A protuberancia eltűnése csak részleges volt, az aktív vidék közepén levő, a fényes koronahurkok alatti része csak magas hőmérsékletre fűtődött, de nem hagyta el a Napot. A felmelegedett protuberancia fényes szalagként megjelent EUV és lágyröntgen hullámhosszakon a SOHO/EIT és Yohkoh/SXT felvételeken (51. ábra). A protuberanciának az aktív vidéktől északra eső része nem mutatott észrevehető változást.

A protuberancia felrobbanását követően a koronában jelentős változások játszódtak le. Lágyröntgenben sisak alakú, mágneses átkötődésre utaló koronahurkok jelentek meg (Yohkoh/SXT 01:46 UT) az eltűnt filament helyén, majd forró röntgen hurkok formálódtak a Nap déli pólusának mágneses inverziós határvonala fölött (Yohkoh/SXT). A forró hurkok talppontjai fényes szalagként jelennek meg EUV-ban (SOHO/EIT). Az EUV fényes szalag egyre növekedett nyugati irányban, jelezvén egy lassú, csaknem 24 óráig tartó mágneses átrendeződési folyamat lefolyását.

A protuberancia alatt a fotoszférában kisebb mágneses változások zajlottak csak le. Az mágneses inverziós vonal mentén, a protuberancia alatt, ellentétes mágneses polaritású fluxuskoncentrációk találkoztak és kioltották egymást, vagy csak egyszerűen mozogtak a mágneses inverziós vonal felé. Ez utóbbiról ismeretes, hogy növeli a mágneses térben levő feszültségeket. De ezek a mágneses változások egyike sem képviselt akkora energiaszabadítást, vagy feszültség növekedést, amely felelőssé lenne tehető az instabilitás előidézéséért. Az aktív vidék mágneses terének extrapolációja a koronában jelentős mágneses feszültségeket jelzett (55. ábra). Ha a feszültség közel van a stabilitási határértékhez, akkor az instabilitás kiváltásához kis mennyiségű adalék is elegendő. A stabilitását veszített protuberancia elhagyta a Napot, és a bolygóközi tér irányában részben nyitottá váló mágneses tér alatta átkötődött, forró hurkokat formálva (v.ö. 11. ábra). A CME nagyléptékű mágneses átrendeződést eredményezett, amelynek a protuberanciारobbanás csak egyik szimp-tómája volt. A CME *oka* a mágneses tér instabilitása volt, amelyet halmozódó mágneses feszültségek eredményeztek.



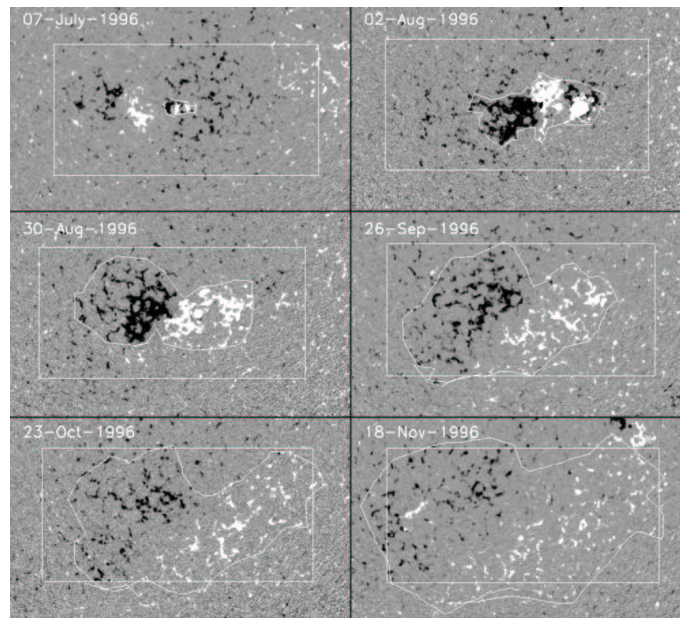
52. ábra: SOHO MDI mágneses térképek mutatják a NOAA 7978 számú aktív vidék fejlődését a mágneses fluxus növekedési fázisa során. A kontúrok az aktív vidék mágneses terének határvonalát jelzik. Ezen a kontúron, valamint a nagyobb téglalap alakú területen belül történtek az aktív vidék mágneses fluxusmérései a mágneses térképeken (v.ö. az 53. és 54. ábrákkal).

6 Egy aktív vidék hosszútávú fejlődése

Aktív vidékek aktivitásának fejlődése érzékenyen követi a vidék mágneses fejlődését. Általánosan elfogadott, hogy a mágneses tér fontos szerepet játszik pl. a flar és CME aktivitásban, a korona fűtésében, tehát a mágneses fejlődés kell, hogy befolyásolja mindezeket az aktivitási jelenségeket. A kvantitatív viszonyok meghatározásának egyik módja, hogy követünk egy egyszerű bipoláris szerkezetű aktív vidéket keletkezésétől mágneses terének teljes széteséséig, és a mágneses paraméterek függvényében tanulmányozzuk különféle aktivitási paramétereinek változását.

1996 második felében, a naptevékenységi minimum alatt, egy aktív vidék jelent meg a Napon, amely csaknem elméleti modellekhez hasonló, egyszerű bipoláris mágneses szerkezetével és magányos, más mágneses terektől való viszonylag elszigeteltségével csaknem tökéletes alanyként kínálkozott ilyen jellegű vizsgálatokra. NOAA 7978 a Nap látható féltékéjén keletkezett 1996 júliusában és mágneses tere jól megfigyelhető maradt legalább hat naprotáción keresztül. A második és harmadik rotációban új NOAA számokat kapott az aktív vidék (NOAA 7981 és NOAA 7986), valamint a negyedik rotációtól (mivel már nem tartalmazott napfoltokat) nem volt NOAA száma, de azt hangsúlyozván, hogy ugyanarról az aktív vidékről van szó, én a júliusi megjelölését fogom használni bármely rotációbani visszatéréséről beszélek.

NOAA 7978 júliustól októberig az egyetlen jelentős aktív vidék volt a Napon, így egydimenziós adatsorokat, vagyis a Nap csillagszerű méréseit is fel lehetett használni ezen aktív vidék vizsgálatára (Orlando et al., 2000). Erős és tiszta rotációs mo-



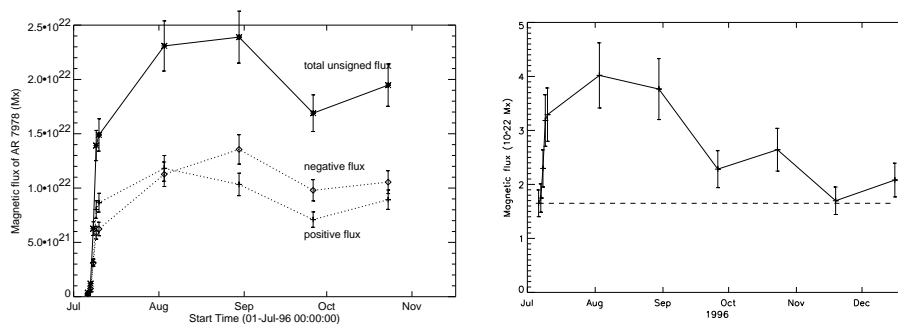
53. ábra: SOHO/MDI mágneses térképek mutatják a NOAA 7978 számú aktív vidék fejlődését hat naprotáción keresztül centrál meridián átmenetkor. A 54. ábrán mutatott mágneses fluxusmérések az itt feltüntetett két kontúrsorozaton belül készültek.

duláció a lágyröntgen tartományban csillagfolt modellező programok tesztelésére nyújtott lehetőséget (Oláh et al., 2000).

Egy nemzetközi munkacsoport élén sok kérdésre kiterjedő, átfogó vizsgálatát végeztem el ennek a tipikusnak tekinthető aktív vidéknek, amelynek főbb eredményeit az alábbiakban foglalom össze.

6.1 A mágneses tér fejlődése

A NOAA 7978 aktív vidék fejlődése 1996 július 4-én kezdődött új fluxus megjelenésével egy bomlófélben levő aktív vidék követő részében, dominánsan negatív mágneses polaritású környezetben. Július 6-ra kialakultak az első nagyobb napfoltok, és a mágneses fluxus növekedése legalább július 10-ig tartott (52. ábra; van Driel-Gesztelyi et al., 1999a). Mialatt az aktív vidék a nap túlsó oldalán tartózkodott, egy második fluxusnövekedési fázis kezdődött, amely a második rotáció alatt is folytatódott néhány napig. Ezt követően megindult az erős mágneses koncentrációk turbulens eróziója. A vezető napfolt, bár egyre csökkenő átmérővel, a harmadik rotáció alatt még jelen volt, de a negyedik rotációtól az aktív vidék foltmentes, un. 'nyugodt' vidékké vált (53. ábra). Azonban, ahogy a későbbiekben



54. ábra: A mágneses fluxus fejlődése a NOAA 7978 aktív vidék mágneses határain belül (bal oldali ábra); az állandó területű téglalap alakú területen (jobb oldali ábra; v.ö. 53. ábrával).

látni fogjuk, ez nem jelent aktivitásmentességet! Az egymást követő rotációk során a konvektív mozgások hatására a mágneses diffúzió csaknem lineárisan növelte az aktív vidék területét ($1.28 \times 10^4 \text{ km}^2 \text{ s}^{-1}$, van Driel-Gesztelyi et al, 2003a).

Egymást követő centrál meridián átmenetek idején megmértem az aktív vidék mágneses összfluxusát (1) az aktív vidék mágneses határain belül (v.ö. 53. és 54. ábrákkal). Az első két rotáció alatti fluxusnövekedés főként a mágneses fluxus tényleges növekedésének tulajdonítható, míg a 3. rotációs kisebb növekedés annak a hatása, hogy a foltonosan növekvő terület hatására több és több mágneses fluxus adódik hozzá méréseinkhez a Nap 'mágneses szőnyeg'-éből. Az összfluxus maximális értéke 2.4×10^{22} Mx volt, amely a nagyobb aktív vidékek közé sorolja NOAA 7978-t. A negatív és pozitív mágneses fluxus az első és a második rotáció során viszonylag kiegyenlített, de később a negatív fluxus 10-15%-os többlete jelenik meg, amely annak volt tulajdonítható, hogy az aktív vidék egy dominánsan negatív polaritású mágneses környezetben keletkezett, és ahogy területe nőtt, e háttér mágneses tér hatása megmutatkozott. A mágneses fluxusnövekedés októberben és decemberben a széteszlóban levő aktív vidék területén történő kisebb mennyiségű új fluxus megjelenésének volt tulajdonítható. A mágneses fluxussűrűség (összfluxus elosztva a területtel) fejlődése jelentősen különbözött a fluxus fejlődésétől: legnagyobb értékét az aktív vidék keletkezése utáni negyedik napon érte el (188 Mx cm^{-2}), és gyors csökkenést mutatott ezután, míg az utolsó rotációkra elérte a $20 \pm 2 \text{ Mx cm}^{-2}$ szintet.

A mágneses fluxus fejlődését kimértem egy állandó, az aktív vidéknél kezdetben lényegesen nagyobb, területet használva is ($1.6 \times 10^{11} \text{ km}^2$; lsd. 53. és 54. ábrákat). Ennek a módszernek az előnye, hogy a háttér fluxus hozzájárulását állandó szinten tartja. Az 54. ábrán látjuk, hogy az állandó területen mért összfluxus a novemberi rotációra jutott vissza a július eleji, vagyis az aktív vidék keletkezése előtti szintre.

6. táblázat: Fler és CME aktivitás NOAA 7978-ben hat naprotáció alatt

Rotáció száma	CMP dátuma 1996	Flerek (GOES osztály)				CME aktivitás	
		X	M	C	B	megfigyelt	észl. szün.-re korrigált
1.	júl. 7	01	02	14	16	08	11
2.	aug. 2	–	–	–	16	05	05
3.	aug. 30	–	–	01	08	02	03
4.	szept. 25	–	–	–	–	05	05
5.	okt. 23	–	–	–	–	03	04
6.	nov. 18	–	–	–	–	03	03

Ebből megállapítható, hogy annyi mágneses fluxus, amely az aktív vidékben felszínre jutott (2.4×10^{22} Mx) öt rotáció alatt kioltódott ezen a 1.6×10^{11} km² területen (van Driel-Gesztelyi et al., 2003b).

SOHO/MDI méréseket jól kalibrált földi vektor mágneses mérésekkel összevetve nemrégiben kimutatták, hogy SOHO MDI műszere 0.64-0.69-szer alulbecsüli a mágneses fluxussűrűséget (Berger & Lites, 2003). Az alulbecslést lineárisnak találták a ≤ 1200 Gauss térerősségekre. Mivel a mérések idején az aktív vidék térerőssége ezt a határt nem haladta meg, így a fent emített számokat (és az 54. ábrán levőket) ≈ 1.45 -tel meg kell szorozni, de a fejlődés jellegén ez semmi változást nem okoz.

6.2 A fler- és koronakitörés-aktivitás fejlődése

Öszefoglalás: A NOAA 7978 aktív vidék hat hónapi fejlődése során a Yohkoh/SXT, SOHO/EIT és LASCO észleléseinek felhasználásával azonosítottunk minden napkitörést és koronakitörést, amely a NOAA 7978-ből indult ki. Amikor megvizsgáltuk a flerek és CME-k gyakoriságát, továbbá a gyakoriság időbeli változását, azt találtuk, hogy a flerezés és a CME-aktivitás a gyors mágneses fluxus-növekedési fázis során volt a legintenzívebb. Ezt követően a flerek száma és energiája gyorsan csökkent, majd a napfoltok eltűnésével a flerezés gyakorlatilag megszűnt. Ezzel szemben a CME-k továbbra is nagy számban (rotációként 4–8) eredtek ebből a széteszló aktív vidékből. Ez meglepő eredmény, amely a flerek és CME-k között alapvető különbséget jelez: flerezéshez nagy mágneses fluxussűrűség és komplexitás szükséges, míg a CME-k kiváltásához ezekre nincs feltétlenül szükség. A CME-k alapvető kiváltó okának a mágneses helicitás kritikus érték fölé emelkedése látszott. (van Driel-Gesztelyi et al., 1999a; Orlando et al., 1999; Orlando et al., 2000; Démoulin et al., 2002a, van Driel-Gesztelyi et al., 2003b).

A 6. táblázatban foglaltam össze a NOAA 7978 sz. aktív vidékben megfigyelt flerek és koronakitörések naprotációkénti számát. A gyors fluxusnövekedési fázis

során produkálta az aktív vidék a legtöbb és legjelentősebb napkitöréseket és koronakitöréseket (CME), többek között egy X2.6-os GOES osztályozású napkitörést, amely egyben CME is volt (Dryer et al., 1998). A táblázatban feltüntetett fler adatok forrása GOES lágyröntgen és optikai fler katalógus, amely, természetesen, csak a Nap látható félgömbjén megjelent flereket tartalmazza. Ezzel szemben a CME-k akkor is jól megfigyelhetőek, amikor forrásvidékük a Nap túlsó felén van. Az alacsony napaktivitási szint miatt (figyelembe véve a CME-k pozícióját) az aktív vidékből származó CME-k a teljes fejlődés (azaz hat hónap) során azonosíthatóak voltak. A CME azonosítást magunk végeztük a SOHO több műszerének (EIT EUV távcső, LASCO C2 és C3 koronográfok) valamint a Yohkoh/SXT lágyröntgen távcső adatainak felhasználásával. A ténylegesen megfigyelt CME-k számát korrigáltuk technikai észlelési szünetekre, feltételezve a CME aktivitás lineáris természetét.

6.3 A korona-hurkok mágneses feszültségének változása

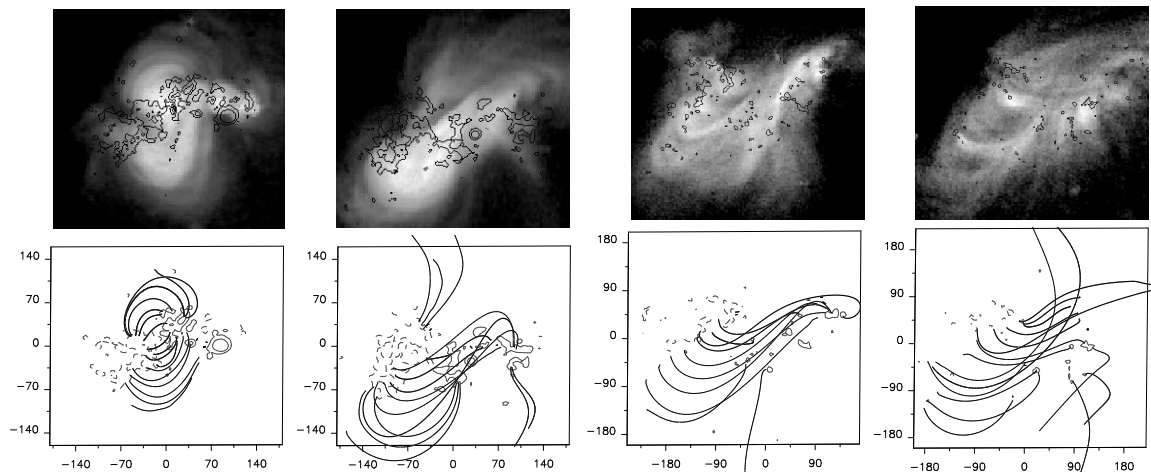
Öszefoglalás: Megvizsgáltuk, hogyan változnak a mágneses feszültségek a koronában az aktív vidék hat hónapos fejlődése során. SOHO /MDI-magnetogramokat extrapoláltunk lineáris erőmentes közelítésben, a modellek paramétereit úgy határoztuk meg, hogy a számolt erővonalak a legjobb egyezést mutassák a megfigyelt lágyröntgen koronahurkokkal. Azt találtuk, hogy a $\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$, ($\alpha = \text{konstans}$), formulával leírt α paraméter, amely a feszültségek nagyságát jellemzi, az első négy naprotáció során nőtt, ezt követően értéke telítődött, ami a CME-gyakoriság alakulásával jó egyezést mutatott (van Driel-Gesztelyi et al, 1999a; Mandrini et al., 2000; van Driel-Gesztelyi, 2000).

7. táblázat: A lineáris erőmentes paraméter változása

CMP dátuma	α északon	α délen
1996	10^{-2} Mm^{-1}	10^{-2} Mm^{-1}
júl. 7	1.0	–
aug. 2	0.75	0.30
aug. 30	1.1	0.75
szept. 25	1.4	1.00
okt. 23	1.4	0.90
nov. 18	–	0.90

Az aktív vidék fejlődése során csaknem mindvégig magas szinten maradó CME aktivitás okait kutatván első lépésként meghatároztuk a koronában levő mágneses feszültségek (potencialitástól való eltérés) fejlődését. SOHO/MDI magnetogramokat extrapoláltunk a lineáris erőmentes megközelítésben és a modellek paramétereit addig változtattuk, amíg a legjobb egyezést értük el a számolt erővonalak és a

megfigyelt lágyröntgen koronahurkok (Yohkoh/SXT) között (55. ábra). A modellezés során az aktív vidék északi és déli részén mindig különböző paraméterekkel tudtuk csak elérni a legjobb helyi egyezést a modell és az észlelések között. Az eredményeket a 7. táblázat foglalja össze. Azt találtuk, hogy a $\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$, ($\alpha =$ konstans), formulával leírt α paraméter, amely a mágneses feszültségek nagyságát jellemzi, az első négy naprotáció során nőtt, ezt követően értéke telítődött, és talán egy kicsit csökkent, ami a CME-gyakoriság alakulásával jó egyezést mutatott (v.ö. 6. táblázattal).



55. ábra: NOAA 7978 Yohkoh/SXT lágyröntgen képei négy különböző naprotáció alatt (felső képek: aug. 3 és 30, szept. 25 és okt. 23) a megfelelő lineáris mágneses extrapolációval modellezett erővonalakkal. Emlékeztetőül: az 5.2. fejezetben tárgyalt CME szept. 25.-én történt.

6.4 A korona mágneses helicitástartalmának fejlődése

Low (1996) javasolta, hogy a CME-k legfontosabb funkciója az, hogy megszabadítják a Napot a felhalmozódott helicitástól. Ezért kézenfekvő következő lépésnek látszott a korona helicitás fejlődésének vizsgálata.

A mágneses helicitás azon kevés globális fizikai mennyiségek egyike, amelyek még a nem-ideális magnetohidrodinamikában is megmaradó mennyiségként kezelhetünk a globális diffúzióénál rövidebb időskálán (Berger, 1984). A mágneses helicitás, leegyszerűsítve, a mágneses tér csavarodottságának a mértéke. A következő térfogati integrállal van meghatározva: $H_m = \int_V \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV$, ahol \mathbf{A} a mágneses vektorpotenciál és $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ a mágneses indukció. A térfogati integrálnak csak akkor van fizikailag

értelme, ha a térfogat mágneses szempontból zárt, vagyis ha $B_n = 0$ a térfogatot határoló S felületen. Ha ez nincs így (pl. egy aktív vidék viszonyai között) akkor egy un. relatív mágneses helicitás számolható, levonván H_m -ből egy B_0 referencia tér helicitását, amelynek B_n eloszlása ugyanolyan a határfelületen, mint a valóságban megfigyelt \mathbf{B} mágneses térnek (Berger and Field, 1984):

$$H_r = \int_V \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV - \int_V \mathbf{A}_0 \cdot \mathbf{B}_0 dV, \text{ with } \mathbf{A}_0 \text{ satisfying } \mathbf{B}_0 = \nabla \times \mathbf{A}_0.$$

Berger (1985) a következő módon írta le a lineáris erőmentes tér relatív mágneses helicitását:

$$H_r = 2\alpha \sum_{n_x=1}^{N_x} \sum_{n_y=1}^{N_y} \frac{|\tilde{B}_{n_x, n_y}^2|}{l(k_x^2 + k_y^2)},$$

ahol \tilde{B}_{n_x, n_y} a mágneses tér komponens B_n Fourier amplitudója, $l = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - \alpha^2}$, $k_x = 2\pi n_x/L$, $k_y = 2\pi n_y/L$ ahol L a számoláshoz használt térfogat horizontális kiterjedése.

Mindezek a képletben szereplő mennyiségek a lineáris extrapolációs modellekben szerepelnek, tehát az előző fejezetben leírt vizsgálatok eredményeként kapott modelleket (beleértve az α paraméter értékét) közvetlenül felhasználhattuk a korona helicitásának meghatározására (55. ábra). Az eredmények a 8. táblázat harmadik oszlopában találhatóak, ahol a két szám alsó ill. felső határt ad meg. Mivel a helicitás nemcsak a lineáris erőmentes paramétertől, de a mágneses fluxus négyzetétől valamint eloszlásától is függ, a korona helicitástartalma gyorsabb csökkenést mutat az aktív vidék fejlődése során, mint az α paraméter.

6.5 Az aktív vidék helicitás háztartása

Öszefoglalás: A következő lépésként meghatároztuk az aktív vidék helicitás háztartását. (a). Az elkészített lineáris erőmentes mágneses modellek térfogati integrálásával kiszámítottuk a koronában levő (relatív) mágneses helicitást mind a hat naprotációra. (b). SOHO/MDI-magnetogramok alapján kiszámítottuk a differenciális rotáció által keltett helicitás mennyiségét rotációról rotációra. (c). Végül, bolygóközi mágneses mérések felhasználásával kiszámítottuk egy átlagos CME által az aktív vidékből elvitt helicitás mennyiségét. A teljes CME szám ismeretében megkaptuk a teljes kidobott helicitás mennyiségét. Eredményként azt kaptuk, hogy a nap felszíni differenciális rotációja nagyon alacsony hatásfokkal kelt mágneses helicitást, míg a koronában észlelt helicitásváltozás és főként a CME-k által elvitt helicitásmennyiség többszöröse annak, ami a differenciális rotációból ered. A hiányzó helicitás a fotoszféra alatti rétegekben (feltehetőleg a tachokínában) kell hogy keletkezzen, és a felemelkedő mágneses fluxushurokkal jut a napfelszínre, a koronába, majd a bolygóközi térbe. Ez jó egyezést mutat azzal a korábbi eredményemmel, hogy a mágneses tér áramokat hordozva jelenik meg a fotoszférában. Egy másik aktív vidékre (AR 8100) elvégzett hasonló vizsgálat a fenti eredményeket megerősítette (Mandrini et al., 2001; Démoulin et al., 2002a, 2002b, Green et al., 2002a, 2002b; van Driel-Gesztelyi et al, 2002c, 2002d, 2003b, 2003c).

Mivel H_r a Nap viszonyai között megmaradó mennyiség, egy adott térfogatban csak a határfelületen történő nyíró és csavaró jellegű mágneses talppontmozgásokkal valamint a határfelületen keresztüli helicitás-bevitellel vagy kivittel változtatható meg (Berger & Field, 1984):

$$\frac{dH_r}{dt} = -2 \int_S [(\mathbf{A}_0 \cdot \mathbf{v}) \mathbf{B} - (\mathbf{A}_0 \cdot \mathbf{B}) \mathbf{v}] \cdot d\mathbf{S},$$

ahol \mathbf{v} a plazma sebessége.

Tehát annak megértéséhez, hogy honnan származik a CME-k által elvitt helicitás, a korona helicitásvátozásán kívül meg kellett határozni a többi mennyiséget is.

6.5.1 A differenciális rotáció által keltett helicitás

Elsőként a differenciális rotáció helicitáskeltő hatását vizsgáltuk meg. Berger (1984, 1988) adott meg egy képletet egy nyíró jellegű fotoszferikus áramlás által keltett relatív helicitás kiszámítására. Berger (1986) kimutatta, hogy a helicitáskeltés az összes (mind az azonos, mind az ellentétes polaritású) fluxuskoncentráció párok egyedi elfordulásának integrálja. Amikor elkezdtünk a problémán dolgozni, észrevettük, hogy az integrál két fő részre bontható: az azonos mágneses polaritású párok elfordulása, amely egy kiterjedt mágneses polarításban belső csavarodottságot kelt, ellentétes előjelű helicitást hoz létre, mint amikor ellentétes polaritású fluxuspárok elfordulását integráltuk ki. Ez utóbbi egy bipoláris foltcsoportban a fluxuscső alakváltozásához vezető helicitással azonos (Démoulin et al., 2002b). Az integrál e két komponense összemérhető nagyságú, míg, mint említettem, előjelük ellentétes, tehát részben kioltják egymást. Tehát a differenciális rotáció egy igen rossz hatásfokkal működő helicitás generátor.

Kimutattuk továbbá, hogy a differenciális rotáció által keltett helicitás nagysága és előjele elsősorban a bipoláris foltpár egyenlítővel bezárt szögétől függ. Az egyenlítővel párhuzamos esetben az északi félgömbön negatív, a déli félgömbön pozitív helicitás keletkezik (Démoulin et al., 2002b). Ezzel szemben az egyenlítőre merőleges napfoltpárok esetén a keletkező helicitás előjele az ellenkezőjére változik (Démoulin et al., 2002b).

SOHO/MDI magnetogramok felhasználásával meghatároztuk a differenciális rotáció által generált helicitást a NOAA 7978 teljes fejlődése során, amelyet a 8. táblázat ötödik oszlopában adok meg rotációkra lebontva. Összehasonlítva a korona helicitás tartalmával, valóban szembetűnő a differenciális rotáció alacsony helicitáskeltő hatékonysága.

6.5.2 A CME-k által elvitt helicitás

A CME-k által elvitt helicitás nem egyszerűen meghatározható mennyiség. Az általunk kidolgozott közvetett módszerrel viszont legalább becslés szinten megadható (Démoulin et al., 2002a). A módszer azon a megfigyelésen alapul, hogy a

8. táblázat: NOAA 7978 mágneses helicitásháztartása naprotációnként. A 3. oszlopban alsó és felső határok vannak megadva, a CME-k által elvitt helicitásmennyiség (6. oszlop) két interplanetáris fluxuscső hosszúságra (0.5 CsE és 2 CsE) lett kiszámolva. Minden mennyiség 10^{42} Mx²-os egységekben van megadva.

Rot. sz.	CMP dátuma 1996	$H_{kor.}$	$\Delta H_{kor.}$	$\Delta H_{d.r.}$	$\Delta H_{m.f.}$ corr.	$\Delta H_{bearamlas}$
	júl. 7	–				
1.				0.2	[22, 88]	[29, 95]
	aug. 3	[5, 11]				
2.			12	3.	[10,40]	[19, 49]
	aug. 30	[17, 23]				
3.			-9.5	3.	[6, 24]	[-7, 11]
	szept. 25	[9, 12]				
4.			-5.5	1.	[10, 40]	[03, 33]
	okt. 23	[4, 6]				
5.			(-1)	0.8	[8, 32]	[06, 30]
	nov. 19	(4)				
6.			–	0.3	[6, 24]	[05, 23]
összesen		–		8.3	[62, 248]	[55, 241]

Föld irányában mozgó CME-k a Föld környezetében ún. mágneses felhőkként észlelhetők (pl. Webb et al., 2000). Egy mágneses felhő áthaladása közben pl. a WIND űrlaboratórium fedélzetén elhelyezett magnetométer térben elforduló irányú mágneses vektort detektál. A mágneses felhők jól modellezhetőek egy egyszerű helikus fluxuscső közelítéssel, amelyek helicitása az in-situ mérési adatok alapján kiszámítható. Mivel a helicitás megmaradó mennyiség, a mágneses felhők helicitása meg kell, hogy egyezzen a felhőket létrehozó CME-k helicitásával.

Berger (1999) adott meg egy képletet az egységnyi hosszúságú helikus fluxuscső relatív mágneses helicitásának meghatározására, amelyet mi numerikusan integrálva egy egyszerűbb formára hoztunk (Démoulin et al., 2002a). A kiszámításhoz szükséges adatok a mágneses felhő tengelymenti térerőssége B_0 és a felhő sugara R - melyek az interplanetáris magnetométerek méréseiből meghatározhatók. Viszont (irányuk végtelenül jellege és egyéb okok miatt) nem minden CME - mágneses felhő halad át valamelyik interplanetáris magnetométeren. A NOAA 7978-ből hat hónap alatt elinduló 31 CME közül csak egyet észlelt a WIND magnetométerrel! Tehát a közvetlen mérések hiányában 18 jól megfigyelt mágneses felhőre (Lepping et al., 1990) határoztuk meg a felhő egységnyi hosszúságának átlagos helicitás tartalmát az átlagos tengelymenti térerősség $B_0 = 2 \times 10^{-4}$ G és az átlagos sugár

$R = 2 \times 10^{12}$ cm ismeretében. Most már csak az a kérdés marad, hogy milyen hosszú a mágneses felhőben levő fluxuscső: mágneses átkötődéssel lefűződött-e a Napról (DeVore, 2000), vagy még mindig kapcsolódik-e a Naphoz (pl. Richardson, 1997). Két hosszúságot határoztunk meg ennek megfelelően, csillagászati egységben kifejezve: 0.5 CsE és 2 CsE, és erre a két szélső értékre kapott helicitás egy átlagos CME-re $H_r \approx 2 \times 10^{42} \text{ Mx}^2$ (0.5 CsE hossza) ill. ennek négyszerese a 2 CsE fluxuscső hossz esetén. Ha ezeket az átlagos helicitás mennyiségeket megszorozzuk a NOAA 7978-ből kiindult CME-k számával, egy jó becslést kapunk arra, hogy az aktív vidék teljes élettartama során mennyi helicitástól szabadította meg a Napot. A CME-ben elvitt helicitás rotációnkénti bontásban a 8. táblázat hatodik oszlopában található. A két szám a 0.5 ill. 2 CsE fluxuscső hosszal számolt összhelicitás értékeket mutatja.

6.5.3 A helicitás egyenlege

A korona egy adott térfogatára a helicitás egyenlege a következő módon írható fel:

$$\Delta H_{\text{bearamlas}} = \Delta H_{\text{korona}} - \Delta H_{\text{diff.rot.}} + N \cdot H_{\text{CME}},$$

A jobboldalon levő mennyiségeket mind meghatároztuk, tehát ezek alapján kiszámíthatjuk az egyetlen ismeretlent: hogy mennyi helicitást hoznak a csavarodott, áramokat hordozó fluxuscövek magukkal a fotoszféra alatti rétegekből. Megjegyzendő, hogy $\Delta H_{\text{bearamlas}}$ tartalmazza a felszíni nyíró és csavaró jellegű mozgásokat, amelyek egy áramokat hordozó fluxuscső felemelkedésekor a fotoszférában láthatók, mivel ezek a mozgások csupán a deformált fluxuscső különböző magasságokban levő keresztmetszeteit tükrözik (lásd a napfolt sajátmozgások értelmezéséről szóló fejezetet, valamint Démoulin & Berger 2003). A naprotációnként kiszámított $\Delta H_{\text{bearamlas}}$ mennyiségeket a 8. táblázat utolsó sorában tüntettem fel. A két számot a 0.5 ill. 2 CsE fluxuscsőhosszal számolt CME helicitásértékeket figyelembevéve kaptuk, amelyeket alsó és felső határnak tekinthetünk. A számok jelzik, hogy az első két rotáció során jelentős helicitásbeáramlás kellett, hogy történjen az aktív vidékbe a fotoszféra alatti rétegekből. Valóban, mindkét rotáció során jelentős új mágneses fluxus megjelenését regisztráltuk, és mint ahogy fentebbi eredményeim mutaták, minden új fluxus áramokat is hoz magával. Viszont a későbbi rotációk során még mindig elég jelentős helicitás beáramlást jeleznek a számítások. Ez két forrásból jöhet: (1) a fluxuscső lassú folyamatos felemelkedéséből, amely még a bomlási fejlődési fázis alatt is folytatódik, mint ahogy korábbi eredményeim már jelezték, vagy (2) a foltcsoportot alkotó fluxuscső fotoszféra alatti helicitás tartalékaiból torziós Alfvén hullámok révén (Longcope & Welsch, 2000). Ez utóbbi esetben a korona helicitása minden CME után újratöltődik, amely mindaddig lehetséges, amíg a fluxuscső fotoszféra alatti helicitástartalékai ki nem merülnek, vagy a konvektív mozgások teljesen szét nem zilálják a fluxuscsővet.

6.6 A korona plazma paramétereinek fejlődése

Öszefoglalás: Az analízis másik jelentősebb iránya az aktív vidékben a koronális plazmaparaméterek (hőmérséklet, sűrűség, nyomás) időbeli változásának és ezeknek a fotoszférikus mágneses fluxussűrűségtől való függésének vizsgálata volt. Meghatároztuk a korona hőmérséklet és az emisszió mértékének jellemző értékeit minden rotációban (Yohkoh /SXT és BCS adataiból). Meghatároztuk a skálázási törvényeket a hőmérséklet, az emisszió mértéke, az elektronsűrűség, gáznyomás és a mágneses fluxussűrűség között. Eredményeink azt mutatták, hogy a plazmaparaméterek mindegyike hatványfüggvénye a mágneses fluxussűrűségnek (van Driel-Gesztelyi et al., 1999b, 2001, 2003a).

9. táblázat: A skálázási szabályok hatványfüggvényeinek kitevői

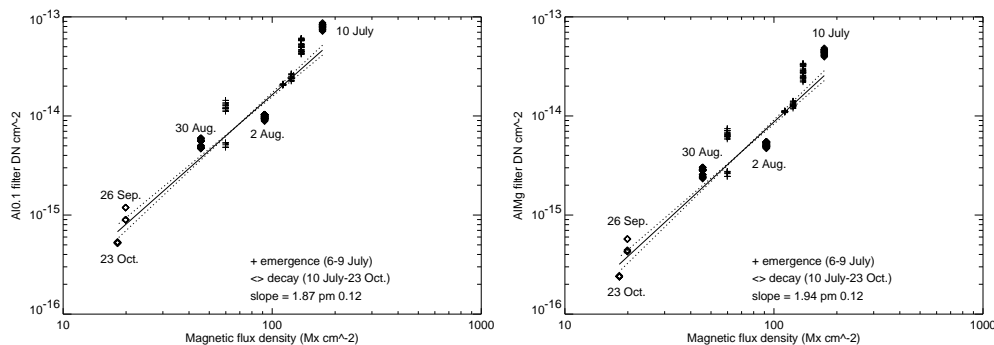
Paraméter	Jelölés	Műszer & kitevő			
		MDI			
mágneses terület	\hat{A}	-1.02 ± 0.18	$-1.00^{+0.15}_{-0.3}$		
		SXT		BCS	
átlagos hőmérséklet	\hat{T}	0.29 ± 0.02	$0.29^{+0.02}_{-0.02}$	0.35 ± 0.11	$0.43^{+0.12}_{-0.14}$
emisszió mértéke	\widehat{EM}	1.22 ± 0.11	$1.09^{+0.26}_{-0.24}$	1.19 ± 0.60	$1.43^{+0.53}_{-0.98}$
átlagos sűrűség	\hat{N}	0.87 ± 0.07	$0.80^{+0.15}_{-0.13}$	0.85 ± 0.30	$0.96^{+0.28}_{-0.49}$
átlagos nyomás	\hat{P}	1.15 ± 0.07	$1.09^{+0.15}_{-0.13}$	1.20 ± 0.32	$1.39^{+0.30}_{-0.51}$

A napkorona milliós hőmérsékletének fenntartása csak állandó fűtéssel lehetséges. A betáplált energia nagyságrendekkel növeli a plazma hőmérsékletét és sűrűségét. A jelenlegi koronafűtési elméletek túlnyomó többsége megegyezik abban, hogy a fűtéshez szükséges energia mágneses eredetű, viszont abban még nincs általános egyetértés, hogy milyen fizikai folyamat alakítja át a mágneses energiát hővé. Mivel a fűtési fluxus közvetlenül nem mérhető, közvetett módszerekkel törekszünk meghatározására az UV és röntgenfluxus, a hőmérséklet és plazmasűrűség mérések alapján. Mindezen fizikai mennyiségek az energia betáplálás következményeként változnak. Tehát hogy továbblépünk ezen a területen, fontos annak a megállapítása, hogyan függnek ezek a fizikai mennyiségek a mágneses tértől. Ezek után, a megállapított összefüggéseket alkalmazva koronafűtési modellek tesztelésére, közelebb juthatunk a domináns koronafűtési mechanizmus meghatározásához. A NOAA 7978 aktív vidék vizsgálatának következő lépéseként tehát megvizsgáljuk koronális plazmaparamétereinek (hőmérséklet, sűrűség, nyomás) időbeli változását és ezeknek a fotoszférikus mágneses fluxussűrűségtől való függését.

Mivel NOAA 7978 az egyetlen jelentős aktív vidék volt a Napon fejlődése során, így jó minőségű, fejlődésének megfelelően pl. egyre növekvő látómezejű lágyröntgen felvételek készültek róla a Yohkoh/SXT (Tsuneta et al., 1991) távcsővel, és

még a térbeli felbontás nélkül észlelő Yohkoh/BCS (Culhane et al., 1991) röntgen spektrográf adatai is használható adatokat szolgáltatottak plazma paramétereinek tanulmányozásához.

Yohkoh/SXT teljes térbeli felbontású ($2.46''/\text{pixel}$) lágyröntgen részletképeket felhasználva két szűrővel (Al.1 és AlMgMn) készült felvételek intenzitásarányából (Hara et al., 1992) meghatároztam az aktív vidék hőmérsékletét (T) és emisszió mértékét (EM) teljes fejlődése során centrálmeridián-átmenetei alkalmával. Ezt követően meghatároztuk T és EM átlagát az egész aktív vidékben ($\langle T \rangle_{AR}$ and $\langle EM \rangle_{AR}$). Ez utóbbira azért volt szükség, mert ily módon a jel-zaj arányt javítva a vizsgálatot az aktív vidék késői, gyengébb sugárzást kibocsátó, szakaszára is kiterjeszthettük, valamint a BCS pontszerű méréseivel jobban összehasonlítható eredményeket kaphattunk. Hasonló átlagokat számoltunk a két különböző szűrővel kapott teljes intenzitásokról. Az átlagos mágneses fluxussűrűséget (\bar{B} ; a teljes mágneses fluxus elosztva az aktív vidék mágneses területével) SOHO/MDI magnetogramokból határoztam meg, mint ahogy arról már a 6.1. fejezetben szó volt.



56. ábra: A NOAA 7978 aktív vidék lágyröntgen sugárzás intenzitása az átlagos fotoszferikus mágneses fluxussűrűség (\bar{B}) függvényében a Yohkoh/SXT vékony alumínium (Al.1) és AlMgMn szűrőjével mérve. A logaritmikus skálán való linearitás hatványfüggvény kapcsolatot jelez e mennyiségek között (v.ö. 9. táblázattal).

Ahogy 56. és 57. ábrák mutatják, az SXT és BCS adatokból meghatározott átlagolt hőmérséklet és emisszió mértéke, valamint az SXT két szűrőjével kapott fluxusértékek jól leírhatók az átlagos fotoszferikus mágneses fluxussűrűség hatványfüggvényeként:

$$\begin{aligned} \langle T \rangle_{AR} &\propto \bar{B}^{\hat{T}}, \\ \langle EM \rangle_{AR} &\propto \bar{B}^{\widehat{EM}}. \end{aligned}$$

Ez az összefüggés az aktív vidék teljes fejlődése során érvényes marad, a növekedési fázistól, amikor \bar{B} növekszik, a bomlás hosszú folyamata (és \bar{B} lassú csökkenése) során.

Az aktív vidék mágneses területe, ahogy azt egyre jobban szétszóródó mágneses terének határai meghatározzák (lásd a 52. és 53. ábrákon), szintén a \bar{B} hatványfüggvénye:

$$A \propto \bar{B}^{\hat{A}},$$

ahol $\hat{A} \approx -1.0$, jelezvén, hogy a mágneses fluxus csaknem állandó. A koronahurkok kiterjednek ahogy az aktív vidék területe nő. Feltételeztük, hogy a koronahurkok félhosszúsága, L az aktív vidék horizontális kiterjedésével (\sqrt{A}) arányos:

$$L \propto \sqrt{A} \propto \bar{B}^{\hat{A}/2}.$$

Ez utóbbi állítás nem nyilvánvaló, de az aktív vidéknek a napperemnél való tartózkodása idején az emisszió mértékének a magasságtól való függését öt naprotációon keresztül meghatározva sikerült bebizonyítanunk, hogy a plazma gravitációs rétegződése a vártnál kisebb szerepet játszik az aktív vidék vertikális kiterjedésében, és a plazmasűrűség a magassággal való exponenciális csökkenéséből meghatározott skálamagasság az aktív vidék fejlődése során valóban \sqrt{A} -val arányos (van Driel-Gesztelyi et al., 2003a, appendix).

Ezután az EM-re és a vertikális kiterjedésre vonatkozó törvényszerűségek kombinálásával meghatároztuk az elektronsűrűségnek a mágneses tértől való függését:

$$\langle N_e \rangle_{\text{AR}} \propto \bar{B}^{\hat{N}}.$$

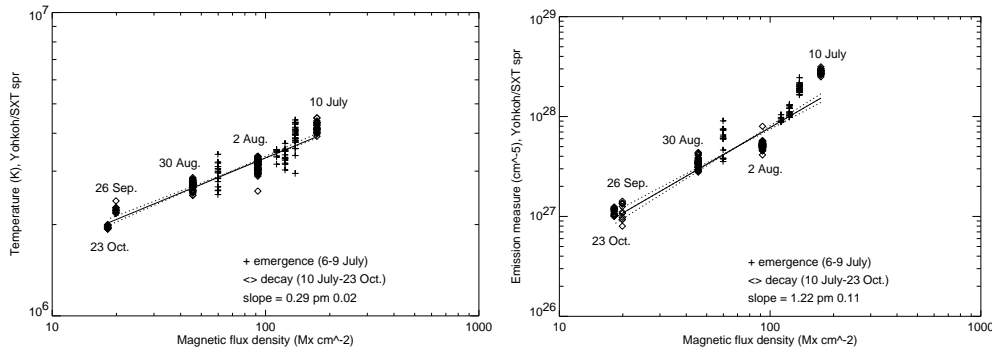
Majd ez utóbbi összefüggést kombinálva a hőmérsékletre vonatkozóval, felhasználva az ideális gáztörvényt, megkaptuk a nyomásnak a mágneses tértől való függését:

$$\langle P \rangle_{\text{AR}} \propto \bar{B}^{\hat{P}}.$$

A 9. táblázatban adtam meg a különféle fizikai paraméterekre vonatkozó skálázási szabályokra kapott hatványkitevőket. Két különböző statisztikai módszert használtunk a hatványkitevőknek az észlelésekből való meghatározásakor, az egyik feltételezi, hogy az adatok egy normális Gauss-eloszlást követnek, míg a másik, nem-paraméteres módszer ennél általánosabb érvényességű. A jelzett hibahatárok a normális eloszlás esetén $\pm 3\sigma$, amely 99% megbízhatósági szintet képvisel, míg a nem-paraméteres módszer esetén a hibahatárok 90%-os megbízhatósági szintet jelölnek, mivel ebben az esetben a hibák eloszlása nem szükségszerűen szimmetrikus.

6.7 Egy alkalmazás: a korona fűtési modellek tesztelése

Öszefoglalás: Mindezekből meghatároztuk a koronafűtés függését a mágneses fluxus-sűrűségtől, majd a kapott törvényszerűséget felhasználtuk arra, hogy teszteljünk 22 koronafűtési modellt. Azt találtuk, hogy azok a modellek egyeztek jobban megfigyeléseinkkel, amelyek az áramokat hordozó, feszültségekkel teli és turbulens mágneses tér disszipációjával



57. ábra: A NOAA 7978 aktív vidék hőmérsékletének (baloldali ábra) és emisszió mértékének (jobboldali ábra) függése az átlagos fotoszferikus mágneses fluxussűrűségtől (\bar{B}) hatványfüggvény kapcsolatot jelez e mennyiségek között (v.ö. 9. táblázattal).

magyarázták a korona fűtését, míg az MHD hullámok disszipációján alapuló modellekkel jóval rosszabb egyezést találtunk (Démoulin et al., 2003).

A termális skálázási törvényszerűségek fő paraméterei a koronahurkok félhosszúsága (L) és a talppontjaiknál levő nyomás (P_0), vagy a maximális hőmérséklet T_{max} , amelyek meghatározzák az átlagos fűtés szintet. A fentiekben (6.6. fejezet) meghatározott összefüggéseket felhasználhatjuk a korona fűtési szintjének a fotoszferikus mágneses fluxussűrűségtől való függésének meghatározására.

Az észlelésekből meghatározott plazma hőmérséklet (\widehat{HT}) és nyomás egymástól csaknem független, így meghatározhatjuk az átlagos fűtési szintet a hőmérséklet és a nyomás (\widehat{HP}) függvényeként a két műszer adataiból a két statisztikai módszert használva:

$$\widehat{HT}_{SXT} = 2.03 \pm 0.19$$

vagy $2.01^{+0.31}_{-0.17}$

$$\widehat{HP}_{SXT} = 1.84 \pm 0.11$$

vagy $1.74^{+0.22}_{-0.17}$

$$\widehat{HT}_{BCS} = 2.24 \pm 0.42$$

vagy $2.51^{+0.52}_{-0.51}$

$$\widehat{HP}_{BCS} = 1.90 \pm 0.42$$

vagy $2.14^{+0.40}_{-0.65}$

A legtöbb koronafűtési modell által megadott egységnyi térfogaton belüli fűtési szintet a következő általános formában fejezhetjük ki:

$$H_m \propto B^a L^b N_e^c V^d R^e,$$

ahol B a koronában levő mágneses tér, L a koronahurkok hosszúsága, N_e az elektronsűrűség, V horizontális sebesség a korona alapjánál és R a koronahurkok sugara, vagy a mágneses vagy áramlási tér tranzverzális skálahosszúsága. B helyett a fotoszferikus mágneses fluxussűrűséget (\bar{B}) használva, L , N_e , V és R -nek \bar{B} -től való függésének ismétetében a fűtési szint a következő formában írható:

$$H_m \propto \bar{B}^{\widehat{Hm}},$$

ahol \widehat{Hm} a fűtési modelltől függ. A lágyröntgen észlelésekből meghatározott \widehat{Hm} értékeket a hibahatárokon belül összehasonlítva a modellekből számolt \widehat{Hm} értékekkel most már megvizsgálhatjuk, hogy mely modellek összeegyeztethetőek az észlelésekkel, és melyeket zárnak ki vizsgálataink.

A 22 megvizsgált korona fűtési modell közül, (figyelembevéve a fotoszféra fölött a mágneses fluxuscsövek kitágulását) három csoportba tartozó modellek esnek a 90%-os megbízhatósági határon belül:

- modellek, amelyek az energia sztochasztikus felépülését tételezik fel, véletlenszerű fotoszferikus csavaró és nyíró talppontmozgások által (Sturrock & Uchida 1981; Berger, 1991; Galsgaard & Nordlund, 1997; Parker, 1988; Berger, 1993)
- modellek, amelyek áramrétegekben az áramok exponenciális növekedését tételezik fel folytonos talppontmozgások következtében (van Ballegoien, 1986; Henrix et al., 1996; Galsgaard & Nordlund, 1996)
- modellek, amelyek MHD turbulenciát tartalmaznak (Dmitruk & Gómez, 1997; Heyvaerts & Priest, 1992; Inverarity et al., 1995; Inverarity & Priest, 1995).

Az észlelési eredményeinkből kapott fűtési szintek viszont nem egyeztethetők össze a hullámfűtési modellekből kapott fűtési szintekkel. Eredményünk jó egyezést mutat Schrijver & Aschwanden (2002) eredményeivel, akik a koronafűtési mechanizmusokat a Nap és csillagok röntgensugárzásának mért és modellezéssel megállapított értékeinek összehasonlításából következtettek a legvalószínűbb koronafűtési mechanizmusokra.

A NOAA 7978 aktív vidék hosszútávú fejlődésének tanulmányozása itt nem ér véget. A következő lépésként megvizsgáljuk a kibocsátott sugárzás változását a mágneses tér fejlődésének függvényében 18 különféle hullámhosszon a kromoszfératól a koronáig. E vizsgálatra számos forrásból gyűjtöttünk adatokat: Yohkoh, SOHO (EIT, CDS, CELIAS), GOES, SOLSTICE űreszközökről valamint földfelszíni 10.7 cm-es rádióadatokat DRAO-ból, Kanadából. Az előzetes eredmények azt mutatják, hogy az aktív vidék által kibocsátott egységnyi területre eső sugárzás hatványfüggvénye az átlagos fotoszferikus mágneses fluxussűrűségnek. A hatványkitevő az adott sugárzás keletkezési magasságától (azaz hőmérsékletétől) függ, a koronában 2 körüli, míg az átmeneti rétegben és a magas kromoszférában 1 körüli értékeket találtunk (van Driel-Gesztelyi et al, 2001). Ez a vizsgálat azt célozza, hogy kiderítsük, vajon a naplégkör különféle rétegeit ugyanaz a mechanizmus fűti-e, vagy sem.

A napaktivitás, pl. a korona fűtése, a röntgen fényes pontok, fterek, jetek, koronakitörések, az aktív vidékek fejlődése mind-mind a mágneses tér változásának megnyilvánulásai. A fentiekben megpróbáltam rávilágítani kölcsönös kapcsolataik alapvető jellegére. Meg vagyok győződve arról, hogy a napaktivitás egyre jobb megértését a globális vizsgálatok nagyban elősegítik, így a jövőben is ezen az úton szeretnék továbbhaladni, összekötve a Nap háromdimenziós megfigyelését elméleti modellezéssel.

Köszönetnyilvánítás

I would like to thank my husband, Wim, for his love and unfailing support, which made it possible for me to continue doing science independently of availability of funding wherever in the World we have lived and worked. Köszönöm Luca lányomnak, hogy feltétlen szeretetével biztosította azt az érzelmi háttérrel, ami az életet és nagylélegzetű munkákat könnyebbé teszi. Köszönöm barátaimnak, Oláh Katalinnak, Jurcsik Hannának, Rostás Sándornak és Kővári Zsoltnak a sok-sok segítséget, a közös munkát, és a kellemes estétet... Working with Pascal Démoulin has always been a very inspiring experience. I would like to thank him for the days-long discussions which resulted in my best scientific results. I would like to thank Cristina Mandrini, my other long-time collaborator and friend for all her support to me and for the common work I greatly enjoyed. I would also like to thank for moral and financial support I received while working in different countries: from Kees Zwaan in The Netherlands, Saku Tsuneta and Yoshiyaki Nakada in Japan, Brigitte Schmieder in France, Stefaan Poedts in Belgium, Len Culhane and Louise Harra in Britain, valamint Dezső Lóránt, Szeidl Béla és Balázs Lajos Magyarországon. Last, but not least, I would like to thank all my (more than 100) co-authors for their work and for sharing with me the intellectual adventure of doing scientific research, which greatly enriched my work and life.

7 Irodalomjegyzék

- Abbett, W.P., Fisher, G.H., & Fan, Y., 2001, *Astrophys. J.*, **546**, 1194.
- Aboudarham, J., Hénoux, J.-C., Brown, J.C., van den Oord, G.H.J., van Driel-Gesztelyi, L., & Gerlei, O., 2000, *Solar Phys.* **130**, 243.
- Acton, L.W., et al., 1982, *Astrophys. J.*, **263**, 409.
- Alexander, D. Metcalf, T.R., 1997, *Astrophys. J.*, **489**, 442.
- Ambroz, P., Bumba, V., Howard, R., Sýkora, J.: 1971, Solar Magnetic Fields. ICSE Symp. No. 43, kiadó: R. Howard, Dordrecht, Reidel, 696.
- Aschwanden, M.J., et al., 1996, *Astrophys. J.*, **470**, 1198.
- Aurass, H., Vršnak, B., & Mann, G., 2002, *Astron. Astrophys.*, **384**, 273.
- Babcock, H.D., 1961, *Astrophys. J.*, **133**, 572.
- Balthasar, H., & Wöhl, H.: 1982, *Astron. Astrophys.*, **92**, 111.
- Bentley R.D., Klein K.-L., van Driel-Gesztelyi L., Démoulin P., Trottet G., Tassetto P., Marty G., 2000, *Solar Phys.* **193**, 227.
- Berger, M.A., 1984, *Geophys. Astrophys. Fluid. Dynamics*, **30**, 79.
- Berger, M.A., 1985, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **59**, 433.
- Berger, M.A., 1986, *Geophys. Astrophys. Fluid. Dynamics*, **34**, 265.
- Berger, M.A., 1988, *Astron. Astrophys.* **201**, 355.
- Berger, M.A. 1991, *Astron. Astrophys.* **252**, 369.
- Berger, M.A. 1993, *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 705.
- Berger, M.A., 1999, in *Geophys. Monograph* **111**, AGU, 1.
- Berger, M.A., & Field, G.B., 1984, *J. Fluid. Mech.*, **147**, 133.
- Berger, T.A., & Lites, B.W., 2002, *Solar Phys.*, beküldve.
- Biermann, L., 1951, *Zs. f. Ap*, **29**, 174.
- Biermann, L., 1952, *Zs. f. Naturforsch*, **7a**, 127.
- Biermann, L., 1957, *Observatory*, **107**, 109.

- Bougeret, J.L., King, J.H., Schwenn, R., 1984, *Solar Phys.* **90**, 401.
- Bruzek, A., 1969, *Solar Frares and Space Research*, ed.: C. de Jager & Z. Švestka, North-Holland, Amsterdam, 61.
- Brückner, G.E., et al., 1995, *Solar Phys.*, **162**, 357.
- Bumba, V. Howard, R., 1965, *Astrophys. J.*, **141**, 1492.
- Caligari, P., Moreno-Insertis, F., & Schüssler, M.: 1995, *Astrophys. J.*, **441**, 886.
- Caligari, P., Schüssler, M., & Moreno-Insertis, F.: 1997, A.S.P. Conf. Ser. **118**, 76.
- Carrington, R.C.: 1858, *M.N.R.A.S.* **19**, 1.
- Carrington, R.C.: 1859, *M.N.R.A.S.* **20**, 13.
- Carrington, R.C.: 1863, Observations of the Spots on the Sun from November 9, 1853, to March 24, 1861. “Williams & Norgate, London és Edinburg.
- Cauzzi, G., Moreno-Insertis, F., & van Driel-Gesztelyi, L.: 1996, ASP Conference Series **109**, “Cool Stars, Stellar Systems and the Sun”, Pallavicini & Dupree eds., 121.
- Cauzzi G., & van Driel-Gesztelyi, L.: 1998, K.S. Balasubramaniam, J.W. Harvey, D.M. Rabin (eds.) “Synoptic Solar Physics” ASP Conference Series, **140**, 105.
- Cowling, T.G.: 1946, *M.N.R.A.S.* **106**, 446.
- Culhane, J.L. et al, 1991, *Solar Phys.*, **136**, 89.
- Czaykowska, A., De Pontieu, B., Alexander, D., & Rank, G., 1999, *Astrophys. J.*, **521**, L75.
- Delaboudinière, J.-P., et al., 1995, *Solar Phys.*, **162**, 291.
- Démoulin P., & Berger, M.A., 2003, *Solar Phys.*, beküldve.
- Démoulin, P., Hénoux, J.-C., & Mandrini, C., 1992, *Solar Phys.*, **139**, 105.
- Démoulin, P., van Driel-Gesztelyi, L., Schmieder, B., Hénoux, J.C., Csepura, G., and Hagyard, M.: 1993, *Astron. Astrophys.* **271**, 292.
- Démoulin, P., Hénoux, J.-C., Priest, E.R., & Mandrini, C., 1996a, *Astron. Astrophys.* **308**, 643.

- Démoulin, P., Mandrini, C.H., van Driel-Gesztelyi, L., Priest, E.R., Hénoux, J.C., & Schmieder, B.: 1996b, R.D. Bentley and J.T. Mariska (eds): “Magnetic reconnection in the Solar Atmosphere” ASP Conference Series, **111**, 49.
- Démoulin P., Mandrini C.H., van Driel-Gesztelyi L., Thompson B., Plunkett S., Kővári Zs., Aulanier G., & Young A., 2002a, *Astron. Astrophys.* **382**, 650.
- Démoulin P., Mandrini C.H., van Driel-Gesztelyi L., López Fuentes M.C., & Aulanier G.: 2002b, “The magnetic helicity injected by shearing motions”, *Solar Phys.* **207**, 87-110.
- Démoulin P., van Driel-Gesztelyi L., Mandrini C.H., Klimchuk J., & Harra L.K.: 2003, *Astrophys. J.* **586**, megjelenés alatt.
- Dere, K.P. & Cook, J.W., 1979, *Astrophys. J.*, **229**, 772.
- Deubner, F.-L., Ulrich, R.K., & Rhodes, E.J., Jr.: 1979, *Astron. Astrophys.*, **72**, 177.
- DeVore, C.R., 2000, *Astrophys. J.* **539**, 944.
- Dezső, L., Kovács, Á., & Gerlei, O., 1988, “Debrecen Photoheliographic Results”, *Publ. Debrecen Obs. Heliographic Series*, **1**. 11.
- Dmitruk, P. & Gómez, D.O., 1997, *Astrophys. J.* **484**, L83.
- Domingo, V., Fleck, B., & Poland, A.I., 1995, *Solar Phys.*, **162**, 1.
- Dryer, M. et al., 1998, *Solar Phys.*, **181**, 159.
- Duijveman, A., Hoyng, P., & Machado, M., 1982, *Solar Phys.*, **81**, 137.
- Fabricius, J.: 1611 június, “Narratio in maculis in Sole observatis et apparente earum cum Sole conversione”, Wittemberg.
- Fan, Y., Zweibel, E.G., Linton, M.G., & Fisher, G.H. 1999, *Astrophys. J.*, **521**, 460.
- Feldman U. & Seely J.F. 1995, *Astrophys. J.*, **450**, 902.
- Forbes, T.G., & Malherbe, J.-M., 1986, *Astrophys. J.* **302**, L67.
- Forbes, T.G., & Acton, L.W., 1996, *Astrophys. J.* **459**, 330.
- Galsgaard, K. and Nordlund, A., 1996, *J. Geophys. Res.* **101**, (A6), 13445.
- Galsgaard, K. and Nordlund, A., 1997, *J. Geophys. Res.* **102**, (A1), 219.

- Gesztelyi, L., Pap, J.: 1987, *Publ. Astron. Inst. Czechosl.* No. 66, in L. Hejna and M. Sobotka (eds.): "The Sun", *Proc. European Reg. Astron. Meeting of the ICsE*, Prague, **1**, 77.
- Gorbachev, V.S., & Somov, B.V., 1988, *Solar Phys.* **117**, 77.
- Grant, R.: 1966, "History of physical astronomy from the earliest ages to the middle of the nineteenth century." Az 1852-es londoni kiadás újranyomtatása. The Sources of Science, No. 38, Johnson Reprint Corp., New York, London.
- Green L.M., López Fuentes M.C., Démoulin P., Mandrini, C.H., & van Driel-Gesztelyi, L.: 2002a, Proc. SOLSPA-2001 Euroconference 'Solar Cycle and Space Weather', 24-29 September 2001, Vico Equense (Italy); ESA SP Series (SP-477), ISBN 92-9092-749-6, 43.
- Green L.M., López Fuentes M.C., Mandrini C.H., Démoulin P., van Driel-Gesztelyi L., & Culhane J.L.: 2002b, *Solar Phys.* **208**, 43.
- Hale, G.E.: 1908, *Astrophys. J.*, **28**, 315.
- Hale, G.E., Ellerman, F., Nicholson, S.B., Joy, A.H.: 1919, *Astrophys. J.*, **49**, 153.
- Hale, G.E., Nicholson, S.B.: 1925, *Astrophys. J.*, **62**, 270.
- Hanaoka, Y., Kurokawa, H., & Saito, S., 1986, *Solar Phys.*, **105**, 133.
- Handy, B.N., et al., 1999, *Solar Phys.*, **187**, 229.
- Hara, H., Tsuneta, S., Lemen, J.R., Acton, L.W., & McTierman, J.M., 1992, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **44**, L135.
- Harra-Murnion, L.K., Plunkett, S.P., Helsdon, S.F., Phillips, K.J.H., van Driel-Gesztelyi, L., Schmieder, B., Rompolt, B., & Akioka, M.: 1997, *Adv. Space Res.* **20**, No. 12, 2333.
- Harra-Murnion L.K., Schmieder B., van Driel-Gesztelyi L., Sato J., Plunkett S.P., Rudawy P., Rompolt B., Akioka M., Sakao T., & Ichimoto K.: 1998, *Astron. Astrophys.* **337**, 911.
- Harvey, K.L., & Harvey, J.W., 1973, *Solar Phys.*, **28**, 61.
- Hendrix, D.L., Van Hoven, G., Mikić, Z. & Schnack, D.D., 1996, *Astrophys. J.* **470**, 1192.
- Hénoux, J.-C., & Somov, B.V., 1987, *Astron. Astrophys.* **185**, 306.

- Hénoux, J.-C., Aboudarham, J., Brown, J.C., van den Oord, G.H.J., van Driel-Gesztelyi, L., & Gerlei, O., 2000, *Astron. Astrophys.*, **233**, 577.
- Heyvaerts, J. and Priest, E.R., 1992, *Astrophys. J.*, **390**, 297.
- Hiei, E., & Hundhausen, A.J., 1996, *Proc. Magnetodynamic Phenomena in the Solar Atmosphere - Prototypes of Stellar Magnetic Activity* ed. Y. Uchida, T. Kosugi & H.S. Hudson, Kluwer, 125.
- Hodgson, R.: 1859, *M.N.R.A.S.* **20**, 15.
- Hoyng, P., et al, 1981, *Astrophys. J.* **246**, L155.
- Hudson, H.S., van Driel-Gesztelyi, L., and Kosugi, T.: 1994, S. Enome and T. Hirayama (eds): *Proc. of Kofu Symposium "New Look at the Sun with Emphasis on Advanced Observations of Coronal Dynamics and Flares"*, NRO and NAO, Japan, 397.
- Inverarity, G.W., Priest, E.R. and Heyvaerts, J., 1995, *Astron. Astrophys.* **293**, 913.
- Inverarity, G.W., Priest, E.R., 1995, *Astron. Astrophys.* **296**, 395.
- Ishii, T., Kurokawa, H., & Takeuchi, T., 2000, *Publ. Astron. Soc. Japan* **52**, 337.
- Kepler, J.: 1955, "Gezammelte Werke", Max Caspar, Vol. XVII, München.
- Kerdran. A., & Delouis, J.-M., 1997, G.Trottet (ed.) 'Coronal Physics from Radio and Space Observations', *Lecture Notes in Physics*, **483**, Springer-Verlag, Berlin, 192.
- Klein, K.-L., 1998, C. Alissandrakis & B. Schmieder (ed) 'Three Dimensional Structure of Solar Active Regions', *A.S.P. Conf. Ser.* **155**, 182.
- Kopp, R.A., & Pneuman, G.W., 1976, *Solar Phys*, **50**, 85
- Kosovichev, A. G. 1996, *Astrophys. J.* **469**, L64.
- Kosugi, T., et al., 1991, *Solar Phys.* **136**, 37.
- Kurokawa, H., Wang, T., & Ishii, T., 2002, *Astrophys. J.*, **572**, 598.
- Leighton, R.B., Noyes, R.W., Simon, G.W., 1962, *Astrophys. J.*, **135**, 474.
- Leka, K.D., 1995, PhD Thesis, University of Honolulu, Hawaii.

- Leka, K.D., van Driel-Gesztelyi, L., Nitta, N., Canfield, R.C., Mickey, D. L., Sakurai, T., & Ichimoto, K.: 1994a, *Solar Phys.* **155**, 301.
- Leka, K.D., van Driel-Gesztelyi, L., Anwar, B., Canfield, R.C., Hudson, H.S., Metcalf, T.R., Mickey, D.L., and Nitta, N and Kurokawa, H.: 1994b, Y. Uchida, T. Watanabe, K. Shibata and H.S. Hudson (eds.): “X-Ray Solar Physics from Yohkoh”, Frontiers Science Ser. No. 10., Universal Academy Press, Inc. Tokyo, Japan, 25.
- Leka, K.D., van Driel-Gesztelyi, L., and Canfield, R.C.: 1994c, K.S. Balasubramaniam and G.W. Simon (eds): Solar Active Region Evolution: Comparing Models with Observations, *ASP Conference Series* **68**, 145.
- Leka, K.D., Canfield, R.C., McClymont, A.N. and van Driel-Gesztelyi, L.: 1996, *Astrophys. J.* **462**, 547-560.
- Lepping, R.P., Burlaga, L.F., & Jones, J.A., 1990, *J. Geophys. Res.* **95**, 11957.
- Lepping, R.P., et al., 1997, *J. Geophys. Res.* **102**, (A7), 14049.
- Lin, R.P., 1997, G.Trottet (ed.) ‘Coronal Physics from Radio and Space Observations’, *Lecture Notes in Physics*, **483**, Springer-Verlag, Berlin, 93.
- Linton, M.G., Fisher, G.H., Dahlburg, R.G., & Fan, Y. 1999, *Astrophys. J.*, **522**, 1190.
- Longcope, D.W., & Welsch, B.T. 2000, *Astrophys. J.*, **545**, 1089.
- Longcope, D.W., Fisher, G.H., & Arendt, S.: 1996, *Astrophys. J.* **464**, 999.
- López Fuentes M.C., 2002, PhD Thesis, University of Buenos Aires, Argentina.
- López Fuentes M.C., Démoulin P., Mandrini C.H., & van Driel-Gesztelyi, L., 2000, *Astrophys. J.*, **544**, 540.
- López-Fuentes, M., Mandrini, C.H., P. Démoulin P., & van Driel-Gesztelyi, L., 2001, Magnetic Fields across the H-R Diagram, ASP Conf. Ser., ISBN: 1-58381-088-9, ASP Conf. Ser., **248** 131.
- López Fuentes, M.C., Démoulin, P., Mandrini, C.H., Pevtsov, A.A., & van Driel-Gesztelyi L., 2003, *Astron. Astrophys.* **397**, 305.
- Low B.C., 1996, *Solar Phys.* **167**, 217.
- Magara, T., Longcope, D.W., 2001, *Astrophys. J.* **559**, 55.

- Malherbe, J.-M., Tarbell, T., Wiik, J.E., Schmieder, B., Frank, Z., Shine, R.A., & van Driel-Gesztelyi, L., 1997, *Astrophys. J.* **482**, 535.
- Malherbe, J.-M., Tarbell, T., Wiik, J.E., Schmieder, B., Frank, Z., Shine, R.A., & van Driel-Gesztelyi, L., 1998, *Astrophys. J.* **495**, 502.
- Mandrini, C., Démoulin, P., Hénoux, J.-C., Machado, M.E., 1991, *Astron. Astrophys.* **250**, 541.
- Mandrini, C., Rovira, M.G., Démoulin, P., Hénoux, J.-C., Machado, M.E., & Wilkinson, L.K., 1993, *Astron. Astrophys.* **272**, 609.
- Mandrini, C., Démoulin, P., van Driel-Gesztelyi, L., Schmieder, B., Cauzzi, G., & Hofmann, A.: 1996, *Solar Phys.* **168**, 115.
- Mandrini, C., Démoulin, P., Bagalá, L.G., van Driel-Gesztelyi, L., Hénoux, J.C., Schmieder, B., & Rovira, M.G.: 1997, *Solar Phys.* **174**, 229.
- Mandrini, C.H., van Driel-Gesztelyi, L., Thompson, B., Plunkett, S., Démoulin, P., & Aulanier, G.: 2000, *Geofísica Internacional*, **39**, No. 1, 73.
- Mandrini, C.H., P. Démoulin P., van Driel-Gesztelyi, L., Thompson, B., Plunkett, S., Kóvári, Zs., & Aulanier, G.: 2001, Magnetic Fields across the H-R Diagram, ISBN: 1-58381-088-9, ASP Conf. Ser., **248**, 139.
- Mandrini, C.H., López-Fuentes, M.C., Démoulin P., & van Driel-Gesztelyi, L.: 2002a, Proc. SOLSPA-2001 Euroconference ‘Solar Cycle and Space Weather’, 24-29 September 2001, Vico Equense (Italy); ESA SP Series (SP-477), ISBN 92-9092-749-6, 27-30.
- Mandrini, C.H., López Fuentes, M.C., Démoulin, P., van Driel-Gesztelyi L., & Pevtsov, A.A.: 2002b, “On the origin of peculiar active regions”, Proc. Euroconference és ICsE Coll. 188 “Magnetic Coupling of the Solar Atmosphere”, ESA SP-505, megjelenés alatt.
- Manoharan, P.K., van Driel-Gesztelyi, L., Pick, M., & Démoulin, P.: 1996a, *Astrophys. J.* **468**, L73.
- Manoharan, P.K., van Driel-Gesztelyi, L., Pick, M., and Démoulin, P.: 1996b, R.D. Bentley and J.T. Mariska (eds): “Magnetic reconnection in the Solar Atmosphere” ASP Conference Series, **111**, 398.
- Mariska, J.T., Sakao, T., & Bentley, R.D., 1996, *Astrophys. J.* **459**, 815.
- Martínez Pillet, V., 2002, *Astron. Nachr.* **323**, 342.

- Masuda, S., 1994, Ph.D. Thesis, University of Tokyo
- Masuda S., Kosugi T., Hara H., Tsuneta S., Ogawara Y., 1994, *Nature* **371**, 495.
- Matthews, S.A., Brown, J.C., & van Driel-Gesztelyi, L.: 1996, R.D. Bentley & J.T. Mariska (eds): “Magnetic reconnection in the Solar Atmosphere” ASP Conference Series, **111**, 304.
- Matthews, S.A., Brown, J.C., & van Driel-Gesztelyi, L.: 1998, *Astron. Astrophys.* **340**, 277.
- Matthews, S.A., van Driel-Gesztelyi L., Hudson H.S., & Nitta N.: 2000, Proc. HESSI Workshop “High Energy Solar Physics - Anticipating HESSI”, ed. R. Ramaty & N. Mandzhavidze. ISBN: 1-58381-033-1, ASP Conf. Series, **206**, 239.
- Matthews, S.A., van Driel-Gesztelyi, L., Nitta, N., & Hudson, H.S.: 2002, Multi-Wavelength Observations of Coronal Structure and Dynamics – Proc. of Yohkoh 10th Anniversary Meeting. P.C.H. Martens and D. Cauffman (eds.). COSPAR Colloquia Series, Pergamon, Elsevier Science, 289.
- Maunder, E.W.: 1919, *M.N.R.A.S.*, **79**, 451.
- McClymont, A.N., & Fisher, G.H., 1989, in Proc. Yosemite Conf. eds. J. Waite, J. Burch & R. Moore (Geophys. Monogr. 54; Washington DC: AGU), 219.
- McKenzie, D.E., 2002, *Solar Phys.* **195**, 381.
- McKenzie, D.E., 2002, Multi-Wavelength Observations of Coronal Structure and Dynamics – Proc. of Yohkoh 10th Anniversary Meeting. P.C.H. Martens and D. Cauffman (eds.). COSPAR Colloquia Series, Pergamon, Elsevier Science, 155.
- McKenzie, D.E., & H.S. Hudson, 1999, *Astrophys. J.* **519**, L93.
- Melrose, D.B., 1992, *Astrophys. J.*, **387**, 403.
- Mickey, D.L.: 1985, *Solar Phys.*, **97**, 223.
- Mickey, D.L., Canfield, R.C., LaBonte, B.J., Leka, K.D., Waterson, M.F., & Weber, H.M.: 1996, *Solar Phys.*, **168**, 229.
- Moore, R., et al., 1980, Proc. *A Monograph from Skylab Solar Workshop II*, ed. P.A. Sturrock, 341.
- Moreno-Insertis, F., Caligari, P., & Schüssler, M., 1994, *Solar Phys.*, **153**, 449.

- Moreno-Insertis, F., & Emonet, T., 1996, *Astrophys. J.* **472**, L53.
- Mouschovias T.C., 1974, *Astrophys. J.* **192**, 37.
- Ogawara, Y., et al., 1991, *Solar Phys.*, **136**, 1.
- Oláh, K., van Driel-Gesztelyi L., Kóvári, Zs., & Bartus, J., 1998, *Astron. Astrophys.* **344**, 163.
- Orlando, S., van Driel-Gesztelyi L., Thompson, B., Khan, J., & Foing, B.H., 1999, "Variable Stars as Essential Astrophysical Tools", NATO Science Series: C Mathematical and Physical Sciences, Ed. C. Ibanoglu, **544**, 783.
- Orlando, S., Khan, J., van Driel-Gesztelyi L., Thompson, B., Fludra, A., & Foing, B.: 2000, *Adv. Space Res.* 25(9), 1913.
- Parker, E.N.: 1955, *Astrophys. J.*, **121**. 491.
- Parker, E.N.: 1958, *Astrophys. J.*, **128**. 664.
- Parker, E.N.: 1959, *J. Geophys. Res.*, **64**. 1675.
- Parker E.N., 1966, *Astrophys. J.*, **145**, 811.
- Parker, E. N., 1984a, *Astrophys. J.*, **280**, 423.
- Parker, E. N., 1984b, *Astrophys. J.*, **283**, 343.
- Parker, E.N., 1988, *Astrophys. J.*, **330**, 474.
- Priest, E.R., & Démoulin, P., 1995, *J. Geophys. Res.* **100**, (A12) 23443.
- Rabin D., Moore R., & Hagyard M.J., 1984, *Astrophys. J.*, **287**, 404.
- Richardson, I.G., 1997, in *Coronal Mass Ejections*, Geophys. Monograph **99**, AGU, 189.
- Rodonó, M., Pucillo, M., Sedmak, G., & de Biase, G.A., 1979, *Astron. Astrophys.*, **76**, 242.
- Rudawy, P., van Driel-Gesztelyi, L., Cader-Sroka, B., Mein, P., Mein, N., Schmi-eder, B., Malherbe, J-M. and Rompolt, B.: 1999, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **139**, 89.
- Rust, D.M., Simnett, G.M., & Smith, D.F., 1985, *Astrophys. J.*, **288**, 401.
- Sakao, T., 1994, Ph.D. Thesis, University of Tokyo

- Sakao, T., 1996, Proc. *Magnetodynamic Phenomena in the Solar Atmosphere - Prototypes of Stellar Magnetic Activity* ed. Y. Uchida, T. Kosugi & H.S. Hudson, Kluwer, 169.
- Scheiner, C.: 1626-1630, "Rosa Ursina sive Sol ex admirando facularum et macularum suarum phaenomeno varius." Bracciano.
- Scherrer P.H., Bogart R.S., Bush R.I., et al., 1995, *Solar Phys.* **162**, 129.
- Schmieder, B., 1992, in Z. Šveska, V. Jackson & M.E. Machado (ed.) *Lecture Notes in Physics*, **399**, 1.
- Schmieder, B., Forbes, T.G., Malherbe, J.-M., & Machado, M., 1987, *Astrophys. J.*, **317**, 956.
- Schmieder, B., Hénoux, J.-C., van Driel-Gesztelyi, L., & Simnett, G.M., 1991, *Astron. Astrophys.* **244**, 533.
- Schmieder, B., van Driel-Gesztelyi, Hofmann, A., Démoulin, P., Hénoux, J.-VC., & Hagyard, M., 1993, *Adv. Space Res.* **13**, (9)129.
- Schmieder, B., Heinzel, P., van Driel-Gesztelyi, L., & Lemen, J.R., 1996a, *Solar Phys.* **165**, 303.
- Schmieder, B., Heinzel, P., van Driel-Gesztelyi, L., & Wiik, J.E., 1996b, Proc. ICsE Coll. 153., Y. Uchida, T. Kosugi & H.S. Hudson (eds.): "Magnetodynamic Phenomena in the Solar Atmosphere – Prototypes of Stellar Magnetic Activity" Kluwer Academic Publishers, The Netherlands, 211.
- Schmieder, B., Aulanier, G., Démoulin, P., van Driel-Gesztelyi, L., Roudier, T., Nitta, N., & Cauzzi, G.: 1997a, *Astron. Astrophys.*, **325**, 1213.
- Schmieder B., van Driel-Gesztelyi L., Wiik J.E., Kucera T., Thompson B., De Forest C., Saint Cyr, C. & Simnett G.: 1997b, Proc. Fifth SOHO Workshop, "The Corona and Solar Wind near Minimum Activity", (ESA SP-404, September 1997), 663.
- Schmieder B., van Driel-Gesztelyi L., Mein, N., Mein, P., Willson, R., & Raoult, A., 1998, "Solar Jets and Coronal Plumes", (ESA SP-421, May 1998), 157.
- Schmieder, B., van Driel-Gesztelyi L., Delannée, C., Simnett, G., & Wiik, J. E., 2001, Proc. Recent Insights into the Physics of the Sun and Heliosphere: Highlights from SOHO and other Space Missions, ICsE Symp. No. 203, ed. P. Brekke, B. Fleck & J.B. Gurman; 310.

- Schmieder B., van Driel-Gesztelyi L., Aulanier G., Démoulin P., Thompson B., De Forest C., Wiik J.E., Saint Cyr C., Simnett G., & Vial J.C., 2002, *Adv. Space Res.*, **29**(10), 1451.
- Schrijver, C.J. & Aschwanden, M.J., 2002, *Astrophys. J.*, **566**, 1147.
- Schröter, E.H.: 1985, *Solar Phys.*, **100**, 141.
- Schüssler, M.: 1979, *Astron. Astrophys.*, **71**, 79.
- Schwabe, M.: 1849, *Astron. Astrophys.* **21**, 234.
- Seely, J.F., & Feldman, U., 1984, *Astrophys. J.*, **280**, L59.
- Sheeley, Jr., N.R., Wang, Y.-M., et al., 1997, *Astrophys. J.*, **484**, 472.
- Simnett, G.M., 2000, in Proc. HESSI Workshop *High Energy Solar Physics - Anticipating HESSI*, ed. R. Ramaty & N. Mandzhavidze. ISBN: 1-58381-033-1, ASP Conf. Series, **206**. 43.
- Shibata, K., Shimojo, M., Yokoyama, T., & Ohyama, M., 1996, Proc. *Magnetic Reconnection in the Solar Atmosphere*, ed. R.D. Bentley & J.T. Mariska, ASP Conference Series, **111**, 29.
- Simon G.W., & Wilson P.R., 1985, *Astrophys. J.*, **295**, 241.
- Spruit, H.C., Title, A.M., & van Ballegoijen, A.A., 1987, *Solar Phys.* **110**, 115.
- Stephenson, F.R., & Yau, K.K.C.: 1989, *Q.J.R. Astr. Soc.* **30**, 65.
- Sterling, A.C., Harra-Murnion, L.K., Hudson, H.S., Lemen, J.R., 1996, *Astrophys. J.*, **464**, 498.
- Stone, R.G., et al., 1992, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **92**, 291.
- Sturrock, P.A., 1968, K.O. Kiepenheuer (ed.) "Structure and Development of Solar Active Regions", *IAU Symp.* **35**, 471.
- Sturrock, P.A. & Uchida, Y., 1981, *Astrophys. J.*, **246**, 331.
- Švestka Z.F., 1989, *Solar Phys.*, **121**, 399.
- Švestka Z.F., 1996, *Solar Phys.*, **169**, 403.
- Švestka, Z.F., et al., 1987, *Solar Phys.*, **108**, 237.
- Tanaka, K.: 1991, *Solar Phys.*, **136**, 133.

- Ternullo, M., Zappala, R.A., & Zuccarello, F.: 1981, *Solar Phys.* **74**, 111.
- Titov, V.S., & Démoulin, P., 1999, *Astron. Astrophys.* **351**, 707.
- Tomczyk, S., Schou, J., & Thompson, M.J. 1995, *Astrophys. J.* **448**, L57.
- Topka K.P., Tarbell T.D., & Title A.M., 1986, *Astrophys. J.* **306**, 304.
- Trottet, G., et al., 2000, Proc. HESSI Workshop *High Energy Solar Physics - Anticipating HESSI*, A ed. R. Ramaty & N. Mandzhavidze. ISBN: 1-58381-033-1, SP Conf. Series, **206**. 419.
- Tsuneta S., 1996, *Astrophys. J.* **456**, 840.
- Tsuneta S., 1997, *Astrophys. J.* **483**, 507.
- Tsuneta S., et al., 1991, *Solar Phys.* **136**, 37.
- Tuominen, J., & Vitanen, H.: 1987, in R. Durney and S. Sofia (eds), *The Internal Solar Angular Velocity*, 83.
- van Aalst, M.K., Martens, P.C.H., & Belien, A.J.C., 1999, *Astrophys. J.* **511**, L125.
- van Ballegooijen, A.A., 1986, *Astrophys. J.* **311**, 1001.
- van Driel-Gesztelyi, L., 1997, Advances in the Physics of Sunspots, eds. B. Schmieder, J.C. del Toro Iniesta, & M. Vázquez, ASP Conf. Ser. **118**, 81.
- van Driel-Gesztelyi L., 1998, C. Alissandrakis and B. Schmieder (eds.) “Three Dimensional Structure of Solar Active Regions”, Proc. 2nd ASPE, ASP Conf. Ser., **155**, 202.
- van Driel-Gesztelyi L., 2000, I. Jankovics & J. Kovács (eds.), 2000, Proc. Workshop on “The Sun and Sun-like stars”, Publ. Gothard Obs., 95.
- van Driel-Gesztelyi L., 2002, Proc. Euroconference és ICsE Coll. 188 “Magnetic Coupling of the Solar Atmosphere”, ESA SP-505, megjelenés alatt.
- van Driel-Gesztelyi, L., & Leka, K.D., 1994, K.S. Balasubramaniam & G.W. Simon (eds): Solar Active Region Evolution: Comparing Models with Observations, *ASP Conf. Series* **68**, 138.
- van Driel-Gesztelyi, L., & Petrovay, K., 1990, *Solar Phys.* **126**, 285.
- van Driel-Gesztelyi, L., Csepura, G., Nagy, I., Gerlei, O., Schmieder, B., Rayrole, J., & Démoulin, P., 1993, *Solar Phys.* **145**, 77.

- van Driel-Gesztelyi, L., Hofmann, A., Démoulin, P., Schmieder, B., Csepura, G., 1994a, *Solar Phys.* **149**, 309.
- van Driel-Gesztelyi, L., Hofmann, A., Démoulin P., Schmieder, B., and Csepura, G.: 1994b, G. Belvedere, M. Rodono, B. Schmieder & G. Simnett (eds.): Poster Papers, Proc. Catania Solar Physics Meeting, 11-15 May 1993, Catania Astrophysical Observatory Special Publ. 115.
- van Driel-Gesztelyi, L., Hudson, H.S., Anwar, B., & Hiei, E., 1994c, *Solar Phys.* **152**, 145.
- van Driel-Gesztelyi, L., Hudson, H.S., Anwar, B., and Hiei, E., 1994d, S. Enome and T. Hirayama (eds): Proc. of Kofu Symposium “New Look at the Sun with Emphasis on Advanced Observations of Coronal Dynamics and Flares”, NRO and NAO, Japan, 375.
- van Driel-Gesztelyi, L., Schmieder, B., Cauzzi, G., Mein, N., Hofmann, A., Nitta, N., Kurokawa, H., Mein, P., & Staiger, J., 1996a, *Solar Phys.* **163**, 145.
- van Driel-Gesztelyi, L., Schmieder, B., Démoulin, P., Mandrini, C., Cauzzi, G., Hofmann, A., Nitta, N., Kurokawa, H., Mein, N., & Mein, P., 1996b, Proc. ICsE Coll. 153., Y. Uchida, T. Kosugi & H.S. Hudson (eds.): “Magnetodynamic Phenomena in the Solar Atmosphere – Prototypes of Stellar Magnetic Activity” Kluwer Academic Publishers, The Netherlands, 459.
- van Driel-Gesztelyi, L., Schmieder, B., Démoulin, P., Mandrini, C., Cauzzi, G., Hofmann, A., Nitta, N., Kurokawa, H., Mein, N., & Mein, P., 1996c, M. Saniga (ed.): JOSO Annual Report ‘95, Astronomical Institute Tatranská Lomnica, Slovakia, 124.
- van Driel-Gesztelyi, L., Wiik, J.E., Schmieder, B., Kitai, Tarbell, T., Anwar, B., & Funakoshi, Y., 1996d, R.D. Bentley & J.T. Mariska (eds): “Magnetic reconnection in the Solar Atmosphere” ASP Conf. Series, **111**, 359.
- van Driel-Gesztelyi, L., Csepura, G., Schmieder, B., Malherbe, J.M., & Metcalf, T., 1997a, *Solar Phys.* **172**, 151.
- van Driel-Gesztelyi, L., Manoharan, P.K., Pick, M., & Démoulin, P., 1997b, *Adv. Space. Res.* **19**, No. 12, 1883.
- van Driel-Gesztelyi, L., Wiik, J.E., & Schmieder, B., 1997c, Z. Mouradian & M. Stavinschi (eds.) Proc. NATO Advanced Research Workshop “Theoretical and Observational Problems Related to Solar Eclipses”, NATO ASI Series C, **494**, 85.

- van Driel-Gesztelyi, L., Wiik, J.E., Schmieder, B., Kitai, R., Tarbell, T., Anwar, B., & Funakoshi, Y., 1997d, *Solar Phys.* **174**, 151.
- van Driel-Gesztelyi, L., Baranyi T., Mein, N., Cader-Sroka B., Rudawy, P., Mein, P., Rompolt, B., Schmieder, B., Malherbe, J.-M., Willson, R.F., Kile, J.N., & Raoult, A., 1997e, A. Antalová and A. Kučera (eds.) JOSO Annual Report '97, Astronomical Institute, Tatranská Lomnica, Slovakia, 103.
- van Driel-Gesztelyi, L., Schmieder B., Aulanier, G., Démoulin, P. Martens, P.C.H., Zarro, D., De Forest C., Thompson B., Saint Cyr, C., Kucera T., Burkepile, J.T., White, O.R., Hanaoka, Y., & Nitta, N.: 1998a, D. Webb, D. Rust & B. Schmieder (eds.) "New Perspectives on Solar Prominences" ICsE Coll. 167, ASP Conf. Series, **150**, 366.
- van Driel-Gesztelyi, L., Willson, R.F., Kile, J.N., Raoult, A., Mein, N., Rudawy, P., Cader, B., Rompolt, B., Schmieder, B., Mein, P., & Malherbe, J.-M., 1998b, R.A. Donahue and J. A. Bookbinder (eds.) The Tenth Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, ASP Conf. Ser. **154**, 707.
- van Driel-Gesztelyi L., Mandrini, C.H., Thompson, B., Plunkett, S., Aulanier, G., Démoulin, P., Schmieder, B., & DeForest, C., 1999a, B. Schmieder, A. Hofmann, & J. Staude, Proc. 3rd ASPE: Magnetic Fields and Oscillations, ASP Conf. Ser., **184**, 302.
- van Driel-Gesztelyi L., Thompson B., Démoulin, P., Orlando, S., Bocchialini K., Oláh K., Kővári, Z., DeForest, C., Khan J., Fludra A., & Mandrini C., 1999b, Proc. SOHO-8 Workshop "Plasma Dynamics and Diagnostics in the Solar Transition Region and Corona", ESA SP-446, October 1999, 663.
- van Driel-Gesztelyi L., Manoharan P.K., Démoulin P., Aulanier G., Mandrini C.H., López-Fuentes M., Schmieder B., Orlando S., Thompson B., & Plunkett S.: 2000a, *J. Atm. Solar-Terr. Phys.* **62/16**, 1437.
- van Driel-Gesztelyi, L., Malherbe, J.-M., & Démoulin P., 2000b, *Astron. Astrophys.*, **364**, 845.
- van Driel-Gesztelyi, L., Kővári, Zs., López-Fuentes, M., Mandrini, C.H., and P. Démoulin P., 2000c, Proc. 1st Solar & Space Weather Euroconference "The Solar Cycle and Terrestrial Climate", Santa Cruz de Tenerife, Tenerife, Spain, 25-29 September 2000 (ESA SP-463, December 2000), 451.
- van Driel-Gesztelyi, L., Démoulin, P., Ireland, J., Thompson, B., J., Fludra, A., Oláh, K., Kővári, Zs., Harra L.K., Mandrini, C.H., Bocchialini, K., & Orlando, S., 2001, Proc. Recent Insights into the Physics of the Sun and Heliosphere:

- Highlights from SOHO and other Space Missions, ICsE Symp. No. 203, ed. P. Brekke, B. Fleck & J.B. Gurman; 514.
- van Driel-Gesztelyi L., Schmieder B., & Baranyi, T., 2002a, *Adv. Space Res.* **29**(10), 1489.
- van Driel-Gesztelyi L., Schmieder B., & Poedts S., 2002b, Proc. SOLSPA-2001 Euroconference ‘Solar Cycle and Space Weather’, 24-29 September 2001, Vico Equense (Italy); ESA SP Series (SP-477), ISBN 92-9092-749-6, 47.
- van Driel-Gesztelyi, L., Démoulin, P., Mandrini, C.H., Green, L.M., López-Fuentes, M., & Poedts, S., 2002c, Proc. Space Weather Workshop: “Looking towards a European Space Weather Programme”, ESA SP Series (SP-), megjelenés alatt.
- van Driel-Gesztelyi, L., Démoulin, P., Mandrini, C.H., Thompson, B., Plunkett, S., Kővári, Zs., Aulanier, G., Young, A., López-Fuentes, M., & Poedts, S., 2002d, Multi-Wavelength Observations of Coronal Structure and Dynamics – Proc. of Yohkoh 10th Anniversary Meeting. P.C.H. Martens and D. Cauffman (eds.). COSPAR Colloquia Series, Pergamon, Elsevier Science, 143.
- van Driel-Gesztelyi L., Démoulin P., Mandrini C.H., Harra L.K., & Klimchuk J., 2003a, *Astrophys. J.* **586**, megjelenés alatt.
- van Driel-Gesztelyi, L., Démoulin, P., & Mandrini, C.H., 2003b, Second Franco-Chinese Meeting on Solar Physics, ‘Understanding Active Phenomena, Progress and Perspectives’, eds. J.-C. Hénoux & C. Fang, World Publishing Corporation, megjelenés alatt.
- van Driel-Gesztelyi, L., Démoulin, P., & Mandrini, C.H.: 2003c, 34th COSPAR Scientific Assembly, E2.1-D0.2. Magnetic Helicity at Sun, in the Solar Wind and Magnetospheres, *Adv., Space Res.*, beküldve.
- Vekstein, G., & Priest, E.R., 1992, *Astrophys. J.* **384**, 333.
- Wallenhorst S.G., & Howard R., 1982, *Solar Phys.* **76**, 203
- Wallenhorst S.G., & Topka K.P., 1982, *Solar Phys.* **81**, 33.
- Wang, T., & Abramenko, V.I., 2000, *Astron. Astrophys.* **357**, 1056.
- Wang, Y.-M., et al., 1998, *Astrophys. J.* **498**, L165.
- Wang, Y.-M., et al., 1999a, *Geo. Res. Letters* **26**, 1203.
- Wang, Y.-M., et al., 1999b, *Geo. Res. Letters* **26**, 1349.

- Webb, D.F., Cliver, E.W., Crooker, N.U., St. Cyr, O.C., & Thompson, B.J., 2000, *Geophys. Res. Lett.* **105**, A4, 7491.
- Wiik, J.E., van Driel-Gesztelyi, L., Schmieder, B., & Heinzel, P.: 1997, *Adv. Space Res.* **20**, No. 12, 2345.
- Wittmann, A.P., & Xu, Z.T., 1987, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **70**, 83.
- Wülser, J.-P., et al., 1994, *Astrophys. J.* **424**, 459.
- Yau, K.K.C., & Stephenson, F.R.: 1988, *Q.J.R. Astr. Soc.* **29**, 175.
- Yokoyama, T., Akita, K., Morimoto, T., Inoue, K., & Newmark, J., 2001, *Astrophys. J.* **546**, L69.
- Zwaan, C., 1985, *Solar Phys.* **100**, 397.
- Zwaan, C.: 1987, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **25**, 83.
- Zwaan C., 1992, Thomas J.H., Weiss N.O. (eds.) *Sunspots: Theory and Observations*. Kluwer, The Netherlands, 75.