



**Fotoszférikus fáklyák tér- és időbeli fejlődésének vizsgálata  
a Debreceni Napfizikai Observatórium katalógusa alapján**  
Egyetemi doktori (PhD) értekezés

Elek Anett

Témavezető:

Prof. von Fáy-Siebenbürgen Róbert (Erdélyi Róbert)

DEBRECENI EGYETEM

Természettudományi és Műszaki Tudományi Doktori Tanács

Fizikai Tudományok Doktori Iskola

Debrecen, 2026



Ezen értekezést a Debreceni Egyetem Természettudományi Doktori Tanács, Fizikai Tudományok Doktori Iskola Magfizika programja keretében készítettem a Debreceni Egyetem természettudományi doktori (PhD) fokozatának elnyerése céljából.

Nyilatkozom arról, hogy a tézisekben leírt eredmények nem képezik más PhD disszertáció részét.

Debrecen, 2026. 01. 09.

.....  
a jelölt aláírása

Tanúsítom, hogy Elek Anett doktorjelölt 2018-2026 között a fent megnevezett Doktori Iskola Magfizika programjának keretében irányításommal végezte munkáját. Az értekezésben foglalt eredményekhez a jelölt önálló alkotó tevékenységével meghatározóan hozzájárult. Nyilatkozom továbbá arról, hogy a tézisekben leírt eredmények nem képezik más PhD disszertáció részét. Az értekezés elfogadását javasolom.

Debrecen, 2026.01.09.

.....  
témavezető aláírása



# **Fotoszférikus fáklyák tér- és időbeli fejlődésének vizsgálata a Debreceni Napfizikai Obszervatórium katalógusa alapján**

Értekezés a doktori (Ph.D.) fokozat megszerzése érdekében  
a Fizika tudományágban

Írta: Elek Anett okleveles fizika tanár

Készült a Debreceni Egyetem Fizikai Tudományok doktori iskolája  
Magfizika programja keretében

Témavezető: Prof. von Fáy-Siebenbürgen Róbert (Erdélyi Róbert)

Az értekezés bírálói:

Dr. ....

Dr. ....

A bírálóbizottság:

elnök: Dr. ....

tagok: Dr. ....

Dr. ....

Dr. ....

Dr. ....

Az értekezés védésének időpontja: 2026. .... .



## KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Először is szeretném külön megköszönni témavezetőimnek, Prof. von Fáy-Siebenbürgen Róbertnek (publikációs nevén: Erdélyi Róbert, Sheffield Egyetem) és Dr. Korsós Mariannának (Sheffield Egyetem) a segítségüket. Folyamatos motivációjuk, felbecsülhetetlen szellemi támogatásuk és különféle segítségük nélkül ez a disszertáció aligha jöhetett volna létre. Hálás köszönetemet fejezem ki Dr. Mausumi Dikpatinak (High Altitude Observatory), Dr. Gyenge Norbertnek (Sheffield Egyetem), és Dr. Belucz Bernadettnek (Eötvös Loránd Tudományegyetem) is, akikkel rendkívül hasznos megbeszéléseket folytathattam, és akik szellemi útmutatásukkal, valamint rendületlen támogatásukkal végig mellettem álltak PhD tanulmányaim során.

Szerencsésnek érzem magam, hogy ilyen kiváló mentorokkal és támogatókkal dolgozhattam együtt. Rengeteg időt és energiát szántak rám az elmúlt évek során, és valódi inspirációt nyújtottak számomra. Végtelen hálával tartozom családomnak és közeli barátaimnak is.

Szeretném még kifejezni hálámat minden támogató szervezetnek és intézménynek, amely anyagilag hozzájárult tanulmányaimhoz.

# Absztrakt

A fotoszférikus fáklyák a Nap fotoszféráján megfigyelhető fényes, kiterjedt mágneses régiók. Ezeken a területeken a mágneses erővonalak sokkal kisebb fluxuscsövekbe koncentrálódnak, mint amelyek a napfoltokat alkotják. Ahogy a napfoltok, úgy a fáklyák is a Nap globális mágneses terének fejlődését jelző nyomkövetőkként szolgálnak. Munkám során a napkoronagon megjelenő nagyszámú fáklya tér és idő szerinti eloszlását vizsgáltam, melyhez a Debreceni Napfáklya Adatbázis adatait elemeztem 2010. május 1. és 2014. december 31. között.

A fáklyák idő- és térbeli elemzése a következőket tárta fel: (i) az alacsonyabb szélességeken vannak olyan Carrington-hosszúságok, ahol a fáklyák sűrűbben jelennek meg. Ezek az aktív hosszúságok jelenlétére utalhatnak. (ii) Magasabb szélességeken úgynevezett keresztmintázatokat fedeztünk fel a fáklyák szélességi koordinátáinak az idő függvényében történő ábrázolásánál. Ezeket a keresztmintázatokat valószínűleg a szupergranulák határain megjelenő fáklyák okozzák. Ezen eredményeimet egy egyszerű szintetikus modell és egy bonyolultabb dinamói szimuláció is alátámasztotta.

(iii) Különböző periodikus oszcillációkat mértem a fáklyák idősoraiban. A rövid periódusok azonosíthatók a Carrington-rotációval (27.3 nap) és néhány harmonikusával (kb. 13.5 és 9 napos periódusok), ami az úgynevezett globális szélességi oszcilláció jelenlétére utal. A hosszabb periódusok összhangban vannak a Rieger-típusú periódusokkal és a mágneses Rossby-hullámokkal, melyek képesek befolyásolni a Nap aktivitását rövidebb és hosszabb időintervallumokban. Különösen érdemes megjegyezni, hogy ezek a hosszabb periódusok (kb. 150-450 nap) csökkenő tendenciát mutatnak a Nap egyenlítőjétől a pólusok felé mindkét féltekén.

(iv) Végül, de nem utolsó sorban, a fáklyák hosszúsági koordinátáinak eloszlását és fejlődését elemezve két fő aktív hosszúságpárt azonosítottam, amelyeken úgynevezett "aktív fészkek" is megfigyelhetők.



# Tartalomjegyzék

<b>Ábrák jegyzéke</b>	<b>3</b>
<b>Táblázatok jegyzéke</b>	<b>9</b>
<b>1. Bevezetés</b>	<b>10</b>
1.1. Nap . . . . .	10
1.2. Fáklyák . . . . .	14
1.2.1. Fáklyamodellek . . . . .	21
1.3. Motiváció . . . . .	25
<b>2. Az adatbázis bemutatása</b>	<b>30</b>
2.1. Debreceni Fáklya Katalógus . . . . .	30
<b>3. A fáklyák időbeli fejlődésének vizsgálata</b>	<b>37</b>
3.1. A fáklyák térbeli tulajdonságai . . . . .	38
3.2. A keresztmintázatok megjelenése . . . . .	42
3.3. A szoláris fáklyák tulajdonságainak értelmezése MHD szimulációval . . . . .	48
3.4. A szoláris fáklyák periodikus viselkedése . . . . .	52
<b>4. A fáklyák idősoraiiban megjelenő periódusok részletesebb vizsgálata</b>	<b>55</b>

4.1.	A napfáklyák átlagos szélességeinek elemzése idősor analízissel az északi és déli féltekén . . . . .	56
4.1.1.	Mért rövid periódusok a szélességi fok irányában .	59
4.1.2.	Mért hosszú periódusok a szélességi fok irányában	60
4.2.	A fáklyák idősorainak elemzése 5 fokos szélességi tartományokban . . . . .	60
4.3.	A fáklyák eloszlása szinoptikus térképeken . . . . .	62
<b>5.</b>	<b>Eredmények összefoglalása</b>	<b>68</b>
5.1.	A 3. fejezet legfontosabb eredményei . . . . .	68
5.2.	A 4. fejezet legfontosabb eredményei . . . . .	71
5.3.	További kutatások a jövőre nézve . . . . .	73
<b>6.</b>	<b>Summary</b>	<b>75</b>
	<b>Irodalomjegyzék</b>	<b>79</b>

# Ábrák jegyzéke

1.1.	A Nap szerkezetének illusztrációja. Forrás: ESA. . . . .	11
1.2.	Gyakorlatban a fáklyák és a plázsok ugyanazok. A fotoszférában megfigyelhető fényes kiterjedt hálózatokat fáklyának, míg a kromoszférában plázsoknak nevezzük. . . . .	15
1.3.	Chapman (1970) fáklyamodelljének vázlata: A fáklyakontasztokat a $\mu$ függvényében számították ki úgy, hogy kiszámolta annak a sugárzásnak a kibocsátott intenzitását, amely áthaladt a többszörös (fáklya és fotoszférikus) atmoszférán.	22
1.4.	Chapman (1979) fáklyamodelljének vázlata: 1.3 ábrán látható fáklyamodelljének továbbfejlesztett vázlata. A sárga vonal a $\log(\tau) = 0.0$ réteget jelöli, amely a fáklyán be van süllyedve és a mágneses tér erőssége a magasság ( $z$ ) függvényében változik. . . . .	23
1.5.	A mágneses erővonalak koncentrációja a két fekete vonal között helyezkedik el. Ezek a mágneses erővonalak a két szomszédos granula között vannak beszorítva, amit a vastag sárga vonalak jelölnek. A két kék vonal közrefogja azt a régiót, ahol a folytonos sugárzás domináns része keletkezik. A fluxusköteg egyik oldalán (jellemzően a Nap pereméhez közelebb eső oldalon) kialakul egy "forró fal." Ez a forró fal a plazma magasabb hőmérsékletű területe, amelynek sugárzása a megfigyelő irányából nézve fényesebbnek tűnik. A napfáklyákban megfigyelhető fényesség tehát ebből a forró falból ered. . . . .	26

- 2.1. Descart és polárkoordináta-rendszerek ábrázolása . . . . . 35
- 2.2. A bal oldali ábra a SAM programcsomag által azonosított fáklyákat mutatja a napkorongon, míg a jobb oldali ábra a HMIDD fáklyakatalógusát szemlélteti, amelyet szintén a SAM programcsomag generált. A katalógus a következő információkat tartalmazza: a megfigyelés időpontját (feltüntetve a jobb oldali ábra bal felső sarkában), valamint egy táblázatot, amelyben szerepel a fáklya indexe, a vetített és korrigált területe, a heliografikus szélesség ( $B$ ), a heliografikus hosszúság ( $L$ ), a Nap középső meridiánjától mért távolság ( $LCM$ ), a pozíciószög ( $P$ ), a napkorong középpontjától mért távolság ( $r$ ), valamint a fáklyák átlagos mágneses télerőssége  $G$ -ban megadva ( $B$ ). A kérdéses napon készült teljes katalógus elérhető [itt](#). . . . . 36
- 3.1. A fáklyák tér-időbeli fejlődése a HMIDD katalógus adatai alapján. a) panel: Az  $x$  tengelyen a 2010.05.01 és 2014.12.31 közötti időszak látható, míg az  $y$  tengely a fáklyák szélességi pozícióját jelöli. Az adatok 2 óránkénti mintavételezéssel készültek. A fáklyák négy különböző területkategória szerint lettek csoportosítva: kisebb mint 2 MSH (a Nap területének milliomod része), 2–4 MSH, 4–10 MSH, valamint nagyobb mint 10 MSH. A kategóriákhoz tartozó színjelölések az ábra jobb felső sarkában láthatók. Fontos megjegyezni, hogy a 10–40 fok közötti sötétkék sávok nem a fáklyák nagy méretének, hanem a kis területű fáklyák nagy számának és térbeli közelségüknek köszönhetőek. b) panel: Az a) panel egy kinagyított részlete a 2010. június 1. és 2011. június 30. közötti időszakból. Itt sokkal részletesebben látható, hogyan jelennek meg időszakosan párhuzamos vonalpárok. Az összetartozó vonalpárokat ebben az időszakban fehér téglalapokkal emeltem ki. Az ábra forrása: Elek és tsai. (2024). . . . . 39

- 3.2. Eltolódás a napkorong két szélén külön-külön megfigyelt fáklya adatok között. A fáklya adatok tér-időbeli eloszlása 2 órás mintavételezéssel látható 2010.07.01 és 2010.12.31. között. Az itt ábrázolt fáklyák a déli szélességen 0 - 50 fok között találhatóak, mágneses térerősségük 50 G - 150 G, illetve (-50) G - (-150) G közötti. A felső ábrán a napkorong keleti oldalán felbukkanó fáklyák láthatóak (azaz  $LCM < 0$ ), míg az alsó panelen a napkorong nyugati részén megjelenő fáklyákat ábrázoltam (azaz  $LCM > 0$ ). A bal oldali fekete vonal egy fáklyasávot vagy egy fáklyasáv párt jelöl a napkorong keleti oldalán megjelenő időpontban. A jobb oldali fekete vonal jelzi ennek a sávnak a haladását a napkorong nyugati oldala felé. A két vonal közötti időkülönbség pedig körülbelül 10 nap. Az ábra forrása: Elek és tsai. (2024). 40
- 3.3. a) panel: Az aktív hosszúság szintetikus szimulációja a Napon egy tetszőleges időpontban. A b) panel a szimulált fáklyák térbeli eloszlását mutatja, az adatok általában az aktív hosszúság körül helyezkednek el (párhuzamos vonal-párok), mivel a jel-zaj arány magas. A c) panel egy másik példa a szimulált fáklyák térbeli eloszlására, ahol a fáklyák véletlenszerűen helyezkednek el a Nap szimulált felszínén (párhuzamos vonal-párok), de a jel-zaj arány alacsony. Az ábra forrása: Elek és tsai. (2024). . . . . 43
- 3.4. A szimulált fáklyák tér- és időbeli eloszlását mutatja, amikor egy realiztikusabb jel-zaj arány került alkalmazásra. A modell rekonstruálja a párhuzamos vonal-párokat és a keresztező mintázatokat, amelyek a 3.1 a) ábrán is megfigyelhetők. Az ábra forrása: Elek és tsai. (2024). . . . . 44
- 3.5. Panel a): Az 500 G-nál kisebb térerősségű fáklyák tér- és időbeli eloszlása látható 2010.05.01. és 2011.01.01 között. A keresztmintázatok jobban megfigyelhetőek magasabb szélességeken, pl. -60 és -75 fok között. Néhány közülük fekete szaggatott vonallal ki van emelve a b) panelen. Az ábra forrása: Elek és tsai. (2024). . . . . 45

- 3.6. Az ábra a 2010.05.01. és 2014.12.31. közötti időszakban azonosított keresztminták ágainak néhány tulajdonságára vonatkozó mért értékét mutatja a szélesség függvényében. Az a) panelen a keresztminták ágainak hossza Mm-ben van ábrázolva. A diagram felső része az egyenlítő felé haladó fáklya-ágakat ábrázolja, míg az alsó része a déli pólus felé tartókat. A b) panel a keresztminták mért élettartamát mutatja órákban. A reprezentatív élettartamok és hosszak egy része a 3.1. táblázatban is megtalálható. Az ábra forrása: Elek és tsai. (2024). . . . . 47
- 3.7. Az ábrák az  $m = 1$  áramlási mintázatok fejlődését mutatják. A piros (nagy nyomású) területeken az áramlás az óramutató járásával megegyező irányú, míg a kék (alacsony nyomású) régiókban azzal ellentétes. A minta retrográd módon halad a hosszúsági irányban, amit a mágneses Rossby-hullámok jelenléte okoz. Az ábra forrása: Elek és tsai. (2024). . . . . 50
- 3.8. Idő–szélesség diagram egy olyan szimulációból, ahol (a) a konvekciós zóna alján lévő toroidális mező és (b) a felszíni radiális mező időbeli fejlődése látható. Az áramlási mező fő komponense állandó, de időszakosan megjelenik és eltűnik egy inverz áramlási cella, amelynek hatása az  $50^\circ$  szélesség felett érzékelhető. Ezek a sávok hasonlóságot mutatnak a 3.1 ábrán azonosított aktív hosszúsági vonalpárokkal. Az ábra forrása: Elek és tsai. (2024). . . . . 51
- 3.9. Az összegzett negatív mágneses terek idősorának gyors Fourier-transzformációja a  $30\text{--}35$  fok közötti szélességi sávban, a Nap északi féltekéjén. A periódusok években vannak megadva. Az ábra forrása: Elek és tsai. (2024). . . . . 53

- 4.1. Az a) és b) panelek az átlagos szélességi értékek ( $B_{\text{avg}}$ ) elemzését mutatják az északi és déli féltekén. Az I) alpane-  
leken a  $B_{\text{avg}}$  idősorai láthatók. A II) alpanelek a megfelelő  
idősorok wavelet spektrum analízisét (WPS) jelenítik meg.  
Az  $y$  tengely az észlelt periódusokat (napokban) mutatja.  
A csíkozott fekete vonalak a cone of influence területeit  
határolják, ahol a periódusok értelmezhetőség korlátozott.  
A fekete kontúrok a  $2\sigma$  konfidenciaszintet meghaladó régi-  
ókat jelzik. A III) alpanelek a globális wavelet spektrum  
(GPS) eredményeit mutatják, ahol a szaggatott fekete vo-  
nalak szintén a  $2\sigma$  szignifikanciaszintet jelölik. Az ábra  
forrása: Korsós & Elek et al. (2024). . . . . 57
- 4.2. Az 5 fokos szélességi sávokra bontott, kétórás mintavéte-  
lezéssel készült fáklyák összegzett abszolút mágneses flu-  
xusának idősoraiban mért periódusok változása a szélesség  
függvényében. Az ábra forrása: Korsós & Elek et al. (2024). 61
- 4.3. Fáklyák a Carrington-térképen a 2113–2121-es CR ciklus  
ideje alatt (bal oldali panel), ahol a pozitív (piros) és nega-  
tív (kék) mágneses mezők vannak feltüntetve. A jobb oldali  
panel a CR-térkép adatai alapján, a DBSCAN és KDE mód-  
szerekkel származtatott kontúrtérképeket mutatja be. Az  
 $x$ -tengely a Carrington-hosszúságot, míg az  $y$ -tengely a szé-  
lességet jelöli, fokban megadva. Az ábra forrása: Korsós &  
Elek et al. (2024). . . . . 65
- 4.4. Hasonlóan a Fig. 4.3-hez, a fáklyák Carrington-térképen a  
2122-2130 CR alatt (bal oldali panel), ahol a piros és kék  
színek a pozitív, illetve negatív mágneses mezőket jelölik.  
A jobb oldali panel a CR-térkép adataiból a DBSCAN és  
KDE módszerekkel származtatott kontúrtérképeket mutatja.  
Az  $x$ -tengely a Carrington-hosszúságot, míg az  $y$ -tengely a  
szélességet jelöli, fokban megadva. . . . . 66



# Táblázatok jegyzéke

- 3.1. A táblázat a Nap déli féltekéjén, a 2012-es évben azonosított keresztmintázatok ágainak mért és számított jellemző értékeit mutatja be. Az első oszlop a szélességi fokokat tartalmazza. A második és harmadik oszlop a mért élettartamra és hossza vonatkozó adatokat közli; ezek az adatok a 3.6 ábrán is megjelennek. A negyedik oszlop a származtatott sebességértékeket mutatja be. A pozitív sebességértékek pólus irányú mozgást jelölnek (az Egyenlítőől a déli pólus felé), míg a negatív értékek egyenlítő irányú mozgást (a déli pólustól az Egyenlítő felé), hasonlóan a 3.6a ábrán látható hosszúságadatok értelmezéséhez járul hozzá. . . . . . 49
- 4.1. A táblázat a wavelet analízis során azonosított periódusokat mutatja be. Az oszcillációs periódusokat a 4.1 ábrán szereplő  $B_{avg}$  (átlagos szélességi értékek) idősorai alapján határoztuk meg, mind az északi, mind a déli féltekén, a 2010.05.01 és 2014.12.31 közötti időszakra vonatkozóan. A periódusok napokban vannak megadva. Az első oszlop a periódusok osztályozását tartalmazza (rövid, illetve hosszú periódusok). A második oszlop az azonosított periódusok lehetséges oszcillációs mintacsaldját sorolja fel. A „GLO” a globális szélességi oszcillációkra (Global Latitudinal Oscillation) utal, amelyek periódusai a Nap forgási idejével állnak kapcsolatban. Az utolsó két oszlop az északi (harmadik oszlop) és a déli (negyedik oszlop) féltekén detektált periódusokat tartalmazza. A periódusok meghatározása a  $2\sigma$  (95%-os) konfidenciaszint alapján történt. . . . . . 58

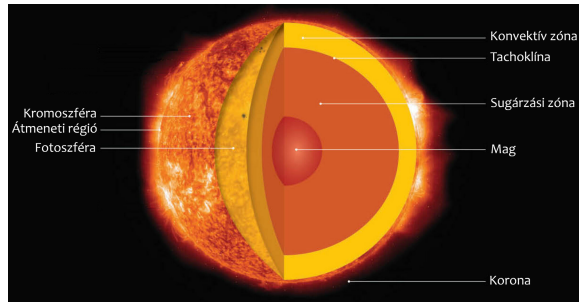
# 1. fejezet

## Bevezetés

### 1.1. Nap

A Nap, bár "csupán" egy átlagos csillag, amely élekciklusának felénél jár, mégis különleges szerepet tölt be: közelsége egyedülálló lehetőséget biztosít számunkra a csillagok szerkezetének tanulmányozására és az asztrofizikai plazmák vizsgálatára, mélyebb megértésére. Napunk a Naprendszer tömegének 99.8%-át teszi ki. Közel 70%-a hidrogénből áll, a fennmaradó rész főként héliumból és kisebb mennyiségben más nehezebb elemekből épül fel, mint például oxigén, vas, magnézium és szilícium. Magjában minden egyes másodpercben  $4.26 \cdot 10^9$  kg tömeg alakul át energiává a termonukleáris reakciók során. Mivel a Nap anyaga plazma, forgása jelentősen eltér a szilárdtest forgástól. Az égitestet alkotó képlékeny anyag miatt a forgás során a különböző szélességi fokokon lévő régiók eltérő sebességgel mozognak. Az egyenlítőnél a forgás a leggyorsabb; itt a Napnak körülbelül 25 napra van szüksége ahhoz, hogy egy teljes kört megtegyen. Ahogy haladunk a sarkok felé, ez a mozgás egyre lassul, így a pólusoknál a forgási idő 35 napra tehető. Ez a jelenség a differenciális rotáció, amely kulcsszerepet játszik a naptevékenységben, mivel a különböző területek közötti sebességkülönbségek befolyásolják a mágneses erővonalak kialakulását és dinamikáját, ezáltal kihatnak a napfoltok, napkitörések és más napfizikai jelenségek előfordulására is.

A Nap sugara ( $R_{\text{sun}}$ ) 695 508 km. Belsejét négy különböző rétegre



1.1. ábra. A Nap szerkezetének illusztrációja. Forrás: ESA.

lehet felbontani: a mag, a felette található sugárzási zóna, a tachoklína és a konvektív zóna. Ezeket a régiókat az 1.1 ábra is szemlélteti. Az egyes régiók alapvető tulajdonságai a következők:

- **Mag:** A mag a Nap sugarának körülbelül 25%-áig terjed. Ebben a régióban a plazma rendkívül sűrű (közel  $1.5 \cdot 10^5 \text{ kg/m}^3$ ) és hatalmas nyomás alatt van, ezért a hőmérséklet eléri a 15 millió kelvint. Ezek az extrém hőmérsékleti és nyomási körülmények teremtik meg a hidrogén nukleáris fúziójához szükséges feltételeket. Az alagút-effektus révén a hidrogén atomok képesek átlépni a Coulomb-gátat, ami lehetővé teszi a fúziós reakciókat. Ezek a folyamatok elegendő energiát szabadítanak fel ahhoz, hogy fenntartsák a Nap teljes sugárzását, amely  $3.8 \cdot 10^{33} \text{ erg/s}$  értékű. A hélium atomok a hidrogén fúziója révén jönnek létre, ami a proton-proton (p-p) lánc vagy a szén-nitrogén-oxigén (CNO) ciklus során történhet. A Nap energia-termelésében a proton-proton (p-p) láncreakció a domináns folyamat.
- **Sugárzási zóna:** A magtól kifelé haladva a következő réteg a sugárzási zóna. Ez a Nap sugarának kb 25% - 70%-áig terjedő részét foglalja el. Nevét a benne zajló sugárzási energiatranszportról kapta. A magban keletkező energia ezen a zónán halad át elsőként, a fotonok kibocsátása és elnyelése, azaz sugárzás formájában. Ebben a fotonok folyamatosan ütköznek és szóródnak a bőségesen jelen lévő szabad elektronok, protonok és atommagok között. A sugárzási zóna anyaga olyan sűrű, hogy több százezer év is eltelik, míg egyetlen foton átjut rajta és eljut a konvektív zónába.

- **Tachoklína:** Egy egészen vékony,  $0.04 R_{sun}$  vastagságú réteg, amely a sugárzási zóna és a konvektív zóna között helyezkedik el. Ez a tachoklínát határoló két zóna alapvetően egymástól eltérő forgási mintázattal rendelkezik: míg a sugárzási zóna szinte merevtestként, addig a konvektív zóna anyaga folyadékszerűen viselkedik. Tehát a tachoklína az az átmeneti réteg, ahol a plazma szilárdtest forgása gyorsan átfordul differenciális rotációba. Az itt jelentkező sebességkülönbségek a háttérületnek számító tachoklínában jelentős nyírást eredményeznek. Ez a nyírási folyamat kulcsfontosságú a napdinamó-mechanizmus szempontjából, amely egyben a Nap globális mágneses terét hozza létre. A differenciális rotáció következtében a Nap különböző szélességein eltérő forgási sebesség nyíró hatást fejt ki a poloidális mágneses térre, amelynek eredményeként az toroidális irányúvá válik.
- **Konvektív zóna:** A Nap belsejének ez a legkülsőbb része, amely a sugár kb 75%-ától kezdődik és egészen a fotoszféráig tart. Itt a hőmérséklet már elég alacsony ahhoz, hogy az ionok és elektronok részben rekombináldjanak. Ennek következtében az energia szállítása ebben a tartományban döntően konvekció útján történik. A belülről érkező fotonok felmelegítik a helyi plazmacsomókat, amelyek konvektív cellákat alkotnak. Mivel ezek a felmelegedett plazmaelemek a környezetükhöz képest magasabb hőmérsékletűek, sűrűségük csökken, így a felhajtóerő a felszín felé emeli őket egészen a fotoszféráig, ahol ismét lehűlnek. A lehűlt, nagyobb sűrűségű anyag ezután visszasüllyed a mélyebb rétegekbe, majd a folyamat ciklikusan megismétlődik.

A Nap belső régióit és a naplégkört a fotoszféra választja el. A fotoszféra az a réteg, ahol a Nap átlátszósága 0%-ról 100%-ra változik, azaz ahol a felszín valóban átlátszatlaná válik. A fotoszférától felfelé haladva jutunk el a Nap légkörének további régióihoz, nevezetesen a kromoszférahhoz, az átmeneti régióhoz és a koronához. Ezeknek a rétegeknek az alapvető tulajdonságai a következők:

- **Fotoszféra:** A Nap fotoszférájának hőmérséklete 4500 és 6000 Kelvin között mozog. A sűrűsége közel  $2 \cdot 10^{-4} \text{ kg/m}^3$ . A fotoszféra tulajdonképpen a Nap felszíne. A gázhalmazállapot miatt nem éles felület, hanem egy kb. 400 km széles zóna. Ez az a réteg, ahonnan

a Nap energiájának jelentős része fény formájában sugárzik ki. A fotoszféra változatos mágneses terének topológiáját a Nap spektrumában megfigyelhető abszorpciós vonalak részletes elemzése segít felfedezni. A mágnesesen érzékeny vonalak Zeeman-hasadása lehetővé teszi a lokális mágneses tér méréseit. Ezen mérések alapján megkülönböztethetünk nyugodt, aktív és poláris mágneses régiókat a Nap felszínén. A nyugodt napfelszín azokat az alacsony mágneses aktivitású területeket jelöli a Nap fotoszférájában, ahol a granuláció dominál. Ezek a granulák konvektív cellák formájában mutatkoznak, amelyek intergranuláris hálózatként jelennek meg. Ugyanakkor a Nap felszínén erősen mágnesezett területek is találhatóak, ahol a mágneses tér lokálisan jelentősen felerősödik. Ezeket aktív régióknak (AR-nak) nevezzük. Ha az AR-ban a mágneses térerősség csak néhány száz Gauss (G) nagyságrendű, akkor ezeket a területeket fátyláknak nevezzük. Abban az esetben, amikor a mágneses tér eléri az 1000–3000 G értéket, napfoltokról beszélünk. Az AR-ek száma és mágneses térerőssége a 11 éves napciklusnak megfelelően változik. A napfizikával foglalkozó kutatók különös figyelmet fordítanak a mágnesesen összetett aktív régiókra, mivel ezek jelentik a forrását a Naprendszer legnagyobb energiájú kitöréseinek, mint például a napkitöréseknek és a koronaanyag-kidobódásoknak (angolul: Coronal Mass Ejection, CME)

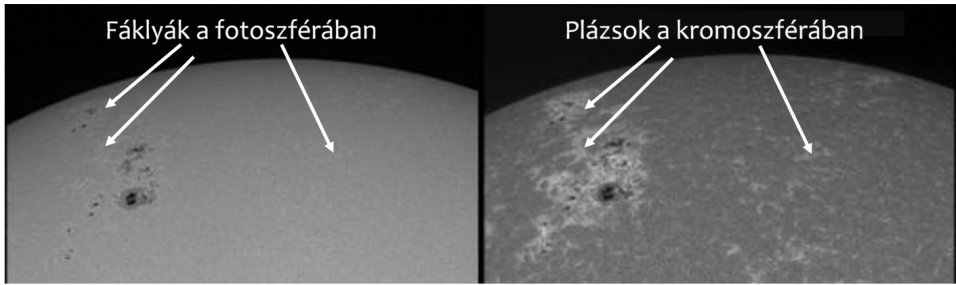
- **Kromoszféra:** A kromoszféra hőmérséklete és plazmasűrűsége jelentősen változik a fotoszféra feletti magasság függvényében. Kezdetben a hőmérséklet a magassággal csökken, a fotoszférában mért körülbelül 6000 K-ről néhány száz kilométeres magasságban körülbelül 4000 K-re esik vissza. Azonban, furcsa módon, a kromoszféra felső régióiban a hőmérséklet ismét növekedni kezd, elérve akár néhány tízezer K-t is. A plazmasűrűség drasztikusan csökken, közelítőleg  $2 \cdot 10^{-4} \text{ kg/m}^3$ -ról kevesebb mint  $1.6 \cdot 10^{-11} \text{ kg/m}^3$ -re. A mágneses fluxuscsövek, különösen az aktív régiókban, a magassággal gyorsan tágulnak, mivel a környező gáznyomás csökken. A kromoszféra általában rejtve marad szemünk előtt, mivel az alatta lévő fotoszféra fényessége elnyomja. A kromoszférikus jellemzők legjobban a  $H\alpha$  vonalban vizsgálhatók, amely a Nap légkörében a hidrogénatomok által kibocsátott specifikus, 656 nm hullámhosszúságú vörös fény. Az

ultraibolya fény más hullámhosszai is segítenek betekintést nyerni a kromoszférába, különösen annak forróbb, magasabb szakaszaiba az átmeneti régió közelében. Ebben a régióban a legfontosabb megfigyelhető jellemzők a filamentumok és prominenciák, amelyek a kromoszférán keresztül emelkednek fel a napkoronába. A legtöbb napkitörés szintén itt, a kromoszférában történik.

- **Átmeneti régió:** Ez a réteg a Nap atmoszférájának rendkívül dinamikus része. A napfizikai terminológiában egy meglehetősen vékony zóna, amely átmenetet képez a kromoszféra és a napkorona között. Ebben a régióban a hőmérséklet nagyon gyorsan nő: néhány tízezer kelvintől akár kétmillió kelvinre is emelkedhet. Ez a drámai hőmérséklet-emelkedés a Nap energiaátviteli folyamatainak megértéséhez kulcsfontosságú.
- **Korona:** A korona a Nap légkörének külső része. A teljes napfogyatkozások során fehér koronaként látható a Nap körül. Ezt a régiót nemcsak napfogyatkozások során, hanem egy speciális eszköz, a koronográf segítségével is vizsgálhatjuk, amely lehetővé teszi a korona folyamatos megfigyelését. A korona általános alakja változásokon megy keresztül a napszél folyamán. A koronában többféle mágneses szerkezet található, mint például a zárt koronahurkok vagy koronalyukak, amelyekből a napszél is származik. A napszelet (Parker, 1958) elsősorban elektronok, protonok és alfa-részecskék alkotják, amelyek kiszabadulnak a Nap erős gravitációjából, és a koronából a csillagközi térbe nyúló mágneses erővonalak mentén áramlanak ki. Az energizált, töltött részecskék áramlása az idő függvényében változik mind sűrűségben, hőmérsékletben és sebességben, különösen impulzív flerek és CME tevékenységek során.

## 1.2. Fáklyák

Az előző fejezetben általánosságban olvashattunk a Napról és annak struktúrájáról. Mostantól azonban figyelmünket kizárólag a fáklyákra (angolul 'faculae') összpontosítjuk, mivel ezek a jelenségek képezik a szakdolgozatunk központi témáját.



1.2. ábra. Gyakorlatban a fáklyák és a plázsok ugyanazok. A fotoszférában megfigyelhető fényes kiterjedt hálózatokat fáklyának, míg a kromoszférában plázsoknak nevezzük.

A fáklyák a fotoszféra folytonos spektrumában figyelhetők meg. A kromoszférában – különösen a Ca II K- és a H $\alpha$ -vonalakban – ezeket a képződményeket plázsoknak nevezzük. A fáklyák és plázsok szoros kapcsolatban állnak egymással; mindkettő fényes, kiterjedt területeket alkot az aktív régiók környezetében, ahogy az a 1.2 ábrán is látható. A fáklyák észlelhetősége szempontjából meghatározó, hogy ezek az apró, fényes képződmények a napperem közelében sokkal jobban megfigyelhetők, ahogyan azt a 2. fejezet 2.2 ábráján is tanulmányozhatjuk. Ennek oka a szélsőtétedés jelensége, amelynek következtében a Nap korongjának közepe fényesebbnek, míg pereme sötétebbnek látszik; ez a vizuális hatás közvetlenül a fotoszféra fizikai tulajdonságaiból ered.

A fotoszféra hőmérséklete kifelé haladva fokozatosan csökken. A napkorong középpontjából érkező fény szinte egyenesen jut el hozzánk, így a mélyebb, forróbb rétegekből származik, ami magasabb fényintenzitást eredményez. Ezzel szemben a napkorong pereméről érkező fény ferde szögben halad, ezért hosszabb utat tesz meg a viszonylag hűvösebb fotoszférikus rétegeken keresztül. Emiatt a perem közelében alacsonyabb a hőmérséklet, és a fényintenzitás is csökken.

A szélsőtétedés jelensége különösen kedvező feltételeket teremt a fotoszférikus fáklyák napperemen történő megfigyeléséhez. Mivel a fáklyák a környező fotoszféránál forróbb és fényesebb képződmények, a peremvidék sötétebb háttere előtt a kontrasztjuk jelentősen megnő. Ez teszi lehetővé, hogy ezeket a struktúrákat a napkorong szélének közelében sokkal könnyebben észleljük, mint a fényesebb központi régiókban.

A fáklyák és a mágneses tér közötti kapcsolat a fotoelektromos magnetográf kifejlesztésének köszönhetően vált mérhetővé az 1950-es évek elején (Thiessen (1952), Kiepenheuer (1953), Babcock (1953)). Ez az eszköz lehetővé tette a spektrális vonalak látóirányú mágneses tér jelenlétében fellépő hullámhossz-eltolódásának mérését. A mérési elv alapja a Zeeman-effektus: ez a jelenség akkor figyelhető meg, amikor külső mágneses tér hatására az atomok energiaszintjei felhasadnak, ami a spektrumvonalak több – például a két  $\sigma$  – komponensre bomlását eredményezi. A későbbiekben fejlesztett eszközökkel egyre pontosabban becsülhetővé vált a mágneses tér erőssége, ezzel is hozzájárulva a fáklyák és mágneses terek közötti összefüggések jobb megértéséhez és tanulmányozásához. Az akkoriban modernnek számító magnetográfokról és az azokhoz kapcsolódó kalibrációs módszerekről Beckers és Schröter (1968) készített egy átfogó, részletes leírást. Azt is részletesen bemutatták, hogy hogyan váltak a magnetográfok elterjedtté a Nap mágneses tereinek detektálásában.

Babcock (1953) két év alatt több mint 450 magnetogramot készített a Mount Wilson obszervatóriumban az Fe I 5250 Å fotoszférikus spektrális vonal felhasználásával. Ezek alapján megállapította, hogy a magas heliografikus szélességeken a mágneses tér általában gyenge, átlagos erőssége mindössze 1 G körüli. Az alacsonyabb szélességeken azonban erősebb mágneses mezőket figyelt meg, amelyek gyakran társultak a Ca-II és H spektroheliogramokon látható világos struktúrákkal, a plázsokkal. Ezt követően Howard (1959) és Leighton (1959) hasonló vizsgálatokat végzett sokkal nagyobb felbontásban, Fe I 5250 Å és Ca I 6103 Å alapú magnetogramokat használva. Ők is megerősítették, hogy a kromoszférikus spektroheliogramokon megfigyelt fényes területek szorosan kapcsolódnak a sűrűbben koncentrált mágneses területekhez (Severny, 1964). Ugyanakkor számos tényező - mint például a térbeli felbontás (Stenflo, 1966), a légköri seeing hatása, illetve a vonalprofilok szisztematikus változásai - továbbra is kérdéseket vetett fel a mágneses térerősség-mérésekben (Sheeley, 1966, 1967; Howard, 1967; Harvey és Livingston, 1969). Ezek a hatások jelentős eltérésekhez vezettek a kisméretű mágneses struktúrák térerősségének meghatározásában (Beckers és Schröter, 1968; Grigorjev, 1969; Harvey és tsai., 1972).

Később, Stenflo (1973) egy innovatív 'vonalarány' technikát javasolt, amely lehetővé tette az erős, feloldatlan mágneses terek detektálását. A módszer megvalósítása a Stokes-profilokra épül, amelyek a fény polarizá-

ciós állapotát írják le ( $I$  - az összes fényintenzitás, fényerő,  $Q$  - a fény lineáris polarizációja vízszintes/függőleges irányban,  $U$  - a fény lineáris polarizációja  $45^\circ$ -kal elforgatva a  $Q$ -hoz képest és  $V$  a fény jobb- vagy bal cirkuláris polarizációja). Stenflo (1973) két olyan spektrális vonalat használt, amelyek különböző érzékenységgel rendelkeznek a mágneses térre, de egyébként azonos atmoszférikus magasságban keletkeznek. Egy ilyen példa az Fe I 5250 Å és az Fe I 5247 Å vonalak párosa, amelyek hasonló vonalerősséget mutatnak, de különböző effektív Landé-faktorokkal ( $g_{eff}$  -faktor) bírnak a fotoszféra alacsonyabb rétegeiben. Ebben a technikában a gyenge mágneses terű régiókban a Stokes V amplitúdók aránya – amely a Stokes I arányára van normalizálva – megfelel a  $g_{eff}$  arányának. Erős mágneses mezők esetén viszont, amikor a nagyobb  $g_{eff}$ -faktorral rendelkező vonal telítődik, a Stokes V amplitúdója nem növekszik tovább a térerősség növekedésével, és az arányok jelentősen eltérnek az elvárttól. Ezen eltérések alapján lehet megállapítani a terület maximum térerősségét. Stenflo (1973) ezen módszer segítségével sikeresen feltérképezte a Nap fotoszférikus hálózatait, ahol 2000 G - 2400 G erősségű mezőket is megfigyelt.

A kilogauss (kG) erősségű mágneses mezők létezését a Nap felszínén további vizsgálatok is megerősítették. Harvey és Hall (Harvey és Hall, 1975) az infravörös Fe I 15648 Å vonal segítségével 1500-2000 G erősségű mezőket észlelt. Később Wiehr (1985) három különböző, de hasonló hőmérséklet-érzékenységű vonalat - Fe I 6302 Å 6336 Å és 6408 Å - használt, amelyekkel 1200-1700 G közötti erősségű mágneses mezőket mértek. Tarbell és Title (Tarbell és Title, 1977), Koutchmy és Stellmacher (Koutchmy és Stellmacher, 1978), illetve Solanki és Stenflo (Solanki és Stenflo, 1984) kutatásai tovább erősítették azt az elméletet, hogy a Nap atmoszférájában a mágneses mezők nem egyenletesen oszlanak el, hanem erősen koncentrált, lokális területeken jelennek meg. A mágneses mezők pontos geometriai jellemzőinek megértése azonban csak később, fejlettebb műszerek és elemzési technikák kifejlesztése után vált lehetővé, amikor már pontosabb képet kaphattunk ezekről a dinamikus struktúrákról.

A 1970-es évek végén megjelentek a Fourier-transzformációs spektrométerek (FTS) (Brault, 1978). A későbbi években ezeket a spektrométereket polariméterekkel is ellátták, lehetővé téve ezzel egyidejűleg a fény teljes intenzitásának (Stokes I) és a cirkuláris polarizációnak (Stokes V) a rögzítését (Baur és tsai., 1980, 1981). Bár az FTS spektrumok térbeli felbontása ál-

talában alacsony volt, a kiemelkedően magas spektrális felbontás, a kiváló jel-zaj arány (SNR) és a széles hullámhossz-lefedettség mégis lehetővé tette számos erős és gyenge színképvonal statisztikai vizsgálatát. Stenflo (Stenflo és tsai., 1984) és munkatársai által végzett vizsgálatok során széles körű, körülbelül 1000 Å–nyi hullámhossztartományt lefedő FTS-spektrumot rögzítettek, amelyek magukban foglaltak számos jól ismert kromoszférikus (pl. Na I D1 5895 Å és D2 5889 Å, H 4861 Å) és fotoszférikus (pl. Fe I 5250 Å, Fe I 5247 Å) spektrális vonalat. A megfigyelési célpontok között szerepeltek a napkorongon jelenlévő fáklyák és plázsok mágneses terei is. A Stokes V spektrumban Stenflo és munkatársai (Stenflo és tsai., 1984) szisztematikus aszimmetriákat figyeltek meg a kék és a vörös eltolódások között több, nem kevert vonalban. Ezek az eredmények arra utaltak, hogy a fáklyák és plázsok mágneses tereinek jelentős változásai vannak, amelyek a látóirányú sebességekben ( $v_{los}$ ) is megjelennek, ami viszont szemben áll az általános hidrosztatikus elméleti modellekkel. Stenflo (Stenflo és tsai., 1984) és munkatársai további megfigyeléseket felhasználva tesztelték a gyenge tér közelítésének érvényességét abban az esetben, ahol az LS-kapcsolódási közelítés - amely az atomi és molekuláris energiaszintek struktúráját írja le közepesen erős elektromágneses mezők hatására - azonban ezek nem működtek megfelelően.

Solanki és Stenflo (1984) kb. 400 darab Fe I spektrális vonal alapján arra a következtetésre jutott, hogy a mágneses mezőkkel kapcsolatos elméletek nem képesek pontosan leírni a Nap atmoszférájának viselkedését. Ez a felismerés elősegítette a spektropolarimetriai inverziós technikák gyors fejlődését, amelyek használata hamarosan széleskörben el is terjedt a napfizikában. Auer és tsai. (1977) az elsők között fejlesztettek ki egy numerikus kódot, amely a legkisebb négyzetek módszerével kinyerte a légköri paramétereket - feltételezve, hogy azok lineárisan változnak az optikai mélységgel (Milne-Eddington közelítés). Ezt követően Keller és tsai. (1990) 1990-ben hasonló inverziós kódot hoztak létre, amellyel a fáklyák és plázsok hőmérsékletét és mágneses terét mérték meg. Eredményeik összhangban álltak a fáklyamodellekkel, mivel kimutatták, hogy a mágneses tér erőssége az optikai mélységgel ( $\tau$ ) csökken: 2000 G-ról ( $\log(\tau) = 0.0$ -nál) 500 G-ra ( $\log(\tau) = -3.0$ -nál). Bár korábbi magnetogramok, amelyek különböző spektrumvonalak alapján készültek, már megállapították ezt a tulajdonságot (mivel különböző vonalak különböző rétegekben képződnek), azonban Keller és tsai. (1990) tanulmánya volt az első, amely megerősítette ezt a

jelenséget.

Az elmúlt években a csillagászati teleszkópok műszerezettsége jelentős fejlődésen ment keresztül. Az egyre jobb minőségű polarizátorok alkalmazása lehetővé tette a teljes Stokes-vektor egyidejű rögzítését, ami alapvető jelentőséggel bír a spektropolarimetriai inverziós kódok fejlődése szempontjából, mélyebb betekintést engedve a Nap légkörének mágneses szerkezetébe. Ennek ellenére – elsősorban a számítási korlátok miatt – az inverziós kódok többsége továbbra is a Milne-Eddington (ME) közelítésen alapul. A Milne-Eddington modell egy egyszerűsített leírást nyújt a csillagászatban és napfizikában, különösen a Nap atmoszférájának viselkedésére. Ez a modell egy egyszerűsített leírást nyújt a sugárzásátvitelről: feltételezi, hogy a forrásfüggvény lineárisan változik az optikai mélységgel ( $\tau$ ), míg az atmoszféra fizikai paramétereit (mint a hőmérséklet, sűrűség és a mágneses térvektor) konstansnak tekinti a spektrumvonal képződési tartományában. Bár a modell jelentős egyszerűsítéseket tartalmaz, a gyakorlatban rendkívül hatékonynak bizonyult a komplex légköri folyamatok kezelhető matematikai leírására, így különösen hasznos a napfoltok, fáklyák és más mágneses jelenségek gyors feltérképezésében.

Martínez Pillet és tsai. (1997) a Vacuum Tower Telescope Advanced Stokes Polarimeter (ASP) műszerével végeztek megfigyeléseket számos aktív régióban, a jól ismert Fe I 6301 Å ( $g_{eff} = 1.5$ ) és Fe I 6302 Å ( $g_{eff} = 2.5$ ) spektrumvonalakat felhasználva. A mérések térbeli felbontása körülbelül 1 ívmásodperc volt. A mágneses tér paramétereinek meghatározásához a Skumanich és Lites Skumanich és Lites (1987) által kifejlesztett Milne-Eddington inverziós kódot alkalmazták. A modell alapfeltevése szerint a látómező (field-of-view, FOV) bármely adott pixelében mért spektrumot két független atmoszféra keveréke határozza meg: egy mágneses és egy nem mágneses komponens. Ezek arányát egy kulcsfontosságú szabad paraméter, az úgynevezett  $\alpha$  kitöltési tényező (filling factor) írja le: a mágneses komponens  $\alpha$ , míg a nem mágneses környezetet  $1 - \alpha$  súllyal veszik figyelembe. A kitöltési tényező alkalmazása elengedhetetlen volt a felbontatlan mágneses mezőkből adódó problémák kezelésére, ami különösen a napperem közelében elhelyezkedő fáklyák esetében kritikus.

Ezzel a módszerrel Martínez Pillet és tsai. (1997) elsősorban a fáklyákban megfigyelt mágneses terek függőleges orientációját tanulmányozták a napkorong középpontjától a perem felé haladva. A meghatározott

dőlésszög-eloszlás módusza körülbelül 10 foknál jelentkezett, míg a teljes szélessége körülbelül 40 foknak adódott. Ezek az eredmények összhangban álltak az elméleti modellekkel és más független megfigyelésekkel, mint például Bernasconi és tsai. (1994) eredményeivel. A mágneses térvektorok azimutjában nem találtak kitüntetett irányt. Mivel az alkalmazott Milne-Eddington-inverzió nem ad közvetlen információt a magasság szerinti változásokról, a mágneses tér vertikális szerkezetére a heliocentrikus szög függvényében végzett vizsgálatokból következtettek. Megállapították, hogy az erősebb mágneses terek ( $> 1$  kG) jellemzően függőleges orientációjúak, míg a gyengébb mezők ( $< 500$  G) esetében a vízszintes és függőleges irányultság hasonló valószínűséggel fordul elő. Azt is megfigyelték, hogy a fáklyákban mért mágneses térerősség eloszlása a napperem felé közeledve csökkenő tendenciát mutat. Ezek az eredmények – korábbi elméleti és megfigyelési tanulmányokkal kiegészülve – megalapozták a fáklyák természetére vonatkozó, máig általánosan elfogadott képet:

- A kis méretű mágneses fluxuscsovek elsősorban erős térrel rendelkeznek, és több mint 90%-ban hozzájárulnak a fotoszféra teljes előjel nélküli mágneses fluxusához (Frazier és Stenflo, 1972).
- A mágneses erővonalak gyorsan tágulnak a fotoszféra feletti magasságokban, némelyikük még a koronát is eléri (Simon és Noyes, 1971).
- Olyan alstruktúrával rendelkeznek, amely 1 ívmásodperces térbeli felbontással még nem oldható fel (Mehlretter, 1974)
- A legkisebb mágneses struktúrák élettartama rövid, gyakran a granulációs időskálákkal egyezik meg, ami a fotoszférikus dinamika gyors változásait tükrözi (Dunn és Zirker, 1973).
- Általánosságban a mágneses erővonalak merőlegesek a fotoszféra felületére, azonban dőlésszögük magasság szerinti változásának pontosabb megértése jobb minőségű adatokat és fejlettebb analitikai módszereket igényel (Martínez Pillet és tsai., 1997).

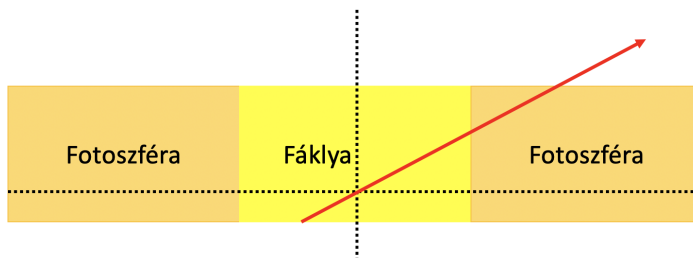
A vékony mágneses fluxuscsovek geometriai szerkezetének jobb megértése csak a megfigyelési technológiák és a számítási képességek folyamatos fejlődésének köszönhetően vált lehetségessé. Ezeken felül sokkal pon-

tosabb numerikus kódokat fejlesztettek ki a légköri paraméterek visszanyerésére a teljes rétegződés függvényében kiválasztott optikai mélységekben. Ennek következtében pontosabb értékeket sikerült elérni mind az intenzitás (Stokes I), mind a cirkuláris polarizáció (Stokes V) spektrumokon megfigyelt aszimmetriák esetében. Ez megerősítette a spektropolariméteres inverziós kódok által leképezett fizikai paraméterek megbízhatóságát. A korábbi kutatásokkal ellentétben a  $\log(\tau_{5000}) = 0.0; -1.0; -2.3$  értékeken alapuló légköri modellek mára lehetővé tették a mágneses erővonalak tágulásának közvetlen megfigyelését (Frutiger és tsai., 2000; Tsuneta és tsai., 2008), ahol a  $\log(\tau_{5000})$  a látható fény optikai mélységét jelöli, a 0.0; -1.0 és -2.3 értékek pedig a fotoszféra egyre magasabb rétegeit képviselik. Azáltal, hogy küszöbértéket alkalmaztak a mágneses térerősség feltérképezésére minden optikai mélységben, Buehler és tsai. (2015) egyezést találtak a mágneses fluxuscsovek és a korábban megalkotott félempirikus vékony fluxuscso modellek között. Továbbá, a mágneses fluxuscsovek középpontjában azt találták, hogy a mágneses erővonalak szinte függőlegesek és a legerősebbek ( $> 1.5 \text{ kG}$   $\log(\tau_{5000}) = 0.0$ -nál) minden optikai mélység esetében.

### 1.2.1. Fáklyamodellek

A korai félempirikus modellek a fáklyákat a mágneses erővonalak függőleges nyalábjaiként írták le, amelyek egy mágneses tértől mentes fotoszférába ágyazódva, hidrosztatikai egyensúlyban léteznek. Ezen modellek finomításának egyik kulcsfontosságú módszere az intenzitáskontraszt változásának vizsgálata volt a napkorong középpontjától a pereméig haladva (center-to-limb variation, CLV), mind a folytonos spektrumban, mind a színekvonalak magjában mérve (Chapman és Sheeley, 1968; Rogerson, 1961).

A CLV-megfigyelésekből nyert előzetes hőmérsékleti információk alapján a hidrosztatikai egyensúly egyenletének integrálásával határozták meg a gáznyomást, az elektronnyomást és az opacitást. Referenciaként a nyugodt Nap atmoszféráját leíró Bilderberg Continuum Atmosphere modellt (Gingerich és de Jager, 1968) használták. Chapman (1970) tovább finomította a hőmérsékleti rétegződést, immár figyelembe véve a fáklyastruktúrák véges geometriai méreteit is. Célja az volt, hogy a modell összhangba kerüljön a napperem közvetlen közelében ( $\mu < 0, 2$ ) mért kontrasztokkal. Az így kidolgozott modell arra az eredményre vezetett, hogy a fáklyák bel-



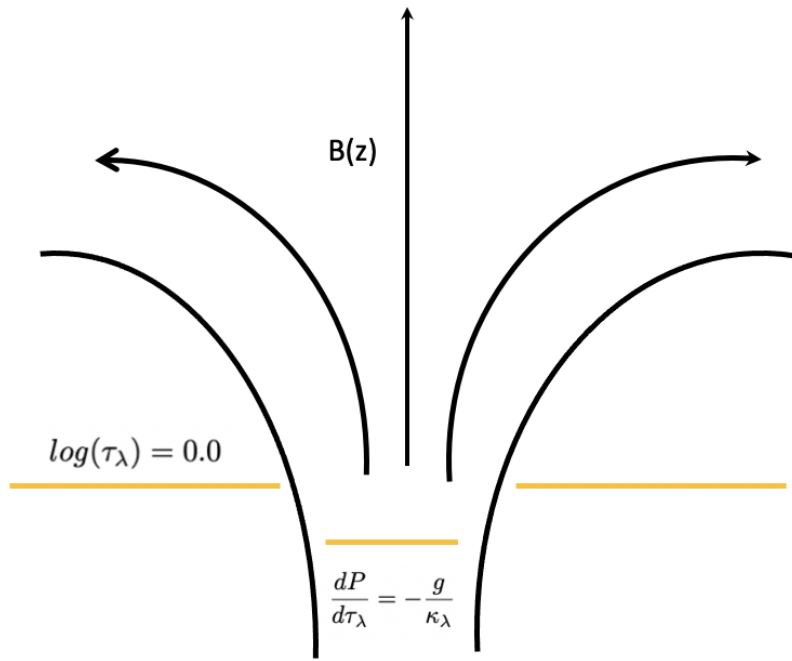
1.3. ábra. Chapman (1970) fáklyamodelljének vázlatja: A fáklyakontrasztokat a  $\mu$  függvényében számították ki úgy, hogy kiszámolta annak a sugárzásnak a kibocsátott intenzitását, amely áthaladt a többszörös (fáklya és fotoszférikus) atmoszférán.

sejében a hőmérséklet mintegy 300 K-nel alacsonyabb, mint a környező fotoszférában.

Ezeket a korai eredményeket azonban jelentős bizonytalanság terhelte. A műszerek szórt fénye és az alacsony térbeli felbontás miatt a mért CLV-kontrasztértékek nagy szórást mutattak (Schmahl, 1967; Chapman, 1970; Frazier, 1971). Ennek következtében a döntően ezekre az adatokra alapozott fáklyamodellek ellentmondásba kerültek a részletesebb vonalprofil-megfigyelésekkel. Utóbbi mérések ugyanis – például a központi Fraunhofer-vonalak gyengülése révén – egyértelműen azt mutatták, hogy a fáklyákban a hőmérséklet magasabb a környezeténél (Stellmacher és Wiehr, 1971, 1973; Caccin és tsai., 1974).

Chapman (1979) továbbfejlesztette korábbi modelljét (Chapman, 1970) (lásd 1.4 ábra), immár explicit módon bevezetve a mágneses tér rétegződését. A számítás során a vízszintes nyomásegyensúly egyenletében a belső gáznyomáshoz hozzáadta a mágneses tér nyomását is, miközben – egy egyszerűsítő feltételezéssel élve – a mágneses erővonalak görbületéből származó erőket elhanyagolta. Fontos megjegyezni azonban, hogy ezek a korai félempirikus modellek még mindig kizárólag az intenzitásmérésekre (Stokes  $I$ ) támaszkodtak, és a fény polarizációs állapotát leíró többi paramétert ( $Q, U, V$ ) nem vették figyelembe.

Jelentős előrelépést jelentett a fluxuscső-modellek fejlesztésében a polarizációs adatok bevonása, ami elsősorban Stenflo (1975), majd Solanki



1.4. ábra. Chapman (1979) fáklyamodelljének vázlata: 1.3 ábrán látható fáklyamodelljének továbbfejlesztett vázlata. A sárga vonal a  $\log(\tau) = 0.0$  réteget jelöli, amely a fáklyán be van süllyedve és a mágneses tér erőssége a magasság ( $z$ ) függvényében változik.

és Stenflo (1986) munkásságához köthető. Ők a Fourier Transform Spectrometer (FTS) segítségével rögzített, több száz spektrumvonalat tartalmazó adatbázisokat használtak fel. A teljes Stokes-vektor elemzése lehetővé tette a mágneses tér tulajdonságainak sokkal pontosabb és megbízhatóbb meghatározását. Ezek az új típusú, polarimetriai adatokon alapuló modellek mélyebb betekintést nyújtottak a mágneses fluxuscsovek belső szerkezetébe és dinamikájába, jóval összetettebb és valóságosabb képet festve a fáklyákról, mint a korábbi, tisztán intenzitás-alapú megközelítések.

A fáklyák fényességének változását a Nap szélétől a középpontig hosszú ideig különböző elméletekkel próbálták magyarázni (Foukal és tsai.,

1981; Chapman és Klabunde, 1982). Például Solanki (1986) azt találta, hogy a kromoszférában a globális áramlások maximális sebessége a látóirány mentén mindkét irányba 250 m/s volt, amit a szifonáramlások okozhatnak. Ezt a feltételezést Giovanelli és Slaughter (Giovanelli és Slaughter, 1978) is felvetette korábbi munkájukban. Azonban Solanki és Stenflo (Solanki és Stenflo, 1986), Giovanelli és Brown (Giovanelli és Brown, 1977), illetve Giovanelli és Slaughter (Giovanelli és Slaughter, 1978) eredményei között ellentmondások adódtak. Ezen ellentmondások tisztázására Solanki és Stenflo (Solanki és Stenflo, 1986) szimulálta a belépő fénysugár és rácsfelbontás hatásait a Stokes V spektrumokra. Az eredményeik azt mutatták, hogy a spektrális felbontás csökkenése az eredendően aszimmetrikus Stokes V profil spektrális elkenődését okozta, ami látszólagos eltolódásokat eredményezett a hullámhosszokon. Minél rosszabb volt a spektrális felbontás, annál nagyobb volt a vöröseltolódás. A különböző modelleket összehasonlítva megállapították, hogy az egyes ellentmondások a korábbi modellekben a nem ismert mérőeszközhibák miatt áthidalhatók, és az eredmények összeegyeztethetők a Solanki (1986) által mért 250 m/s-os átlagsebesség-határral.

Az empirikus megközelítések mellett elméleti modellek is folyamatosan próbálják feltárni a fáklyák és a kromoszférikus plázsok fizikai hátterét, egyre pontosabb leírást adva a mágneses tér és a gázdinamikai folyamatok közötti összetett kölcsönhatásokról.

Ezen elméleti modellek alapját az egyfolyadékos ideális magneto-hidrodinamika (MHD) elmélete képezi, amely feltételezi, hogy a plazma nagy sűrűsége miatt az ionok és a semleges atomok közötti ütközések gyakorisága elegendően nagy a termikus egyensúly fenntartásához. Ha a plazma vezetőképessége kiemelkedően magas (ideális esetben végtelen), akkor érvényesül az úgynevezett „befagyás tétele”: a mágneses erővonalak mintegy hozzákötődnek az anyaghoz. Ez azt jelenti, hogy a plazma áramlása során magával ragadja az erővonalakat, megváltoztatva a mágneses tér konfigurációját, miközben a tér topológiája – az erővonalak kapcsolódási rendje és fonódása – változatlan marad (Alfvén, 1942).

Ez a folyamat különösen hatékony a kis skálájú mágneses struktúrák esetében, ahol a mágneses térerősség még nem elegendő ahhoz, hogy ellenálljon a konvekció turbulens mozgásának. Ennek következtében a mágneses erővonalak a fotoszférikus granuláció oldalirányú áramlásait követve sodródhatnak, és végül azokon a helyeken koncentrálódnak, ahol a felszíni

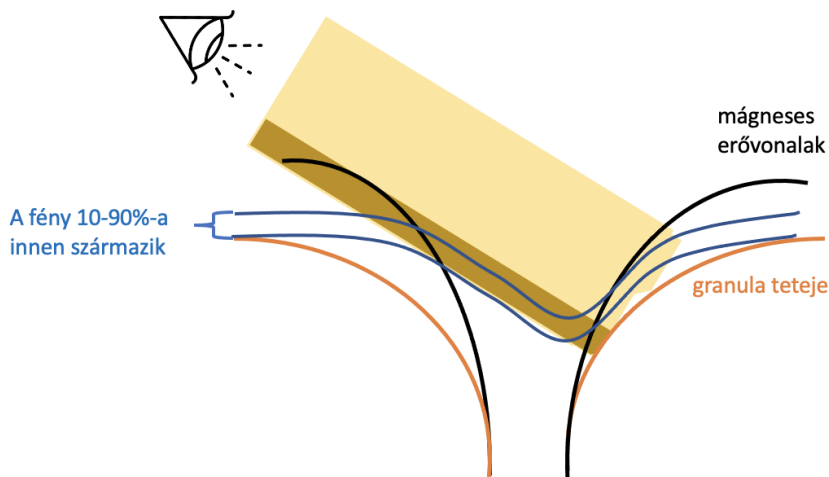
áramlási mezők találkoznak: a granulák közötti sávokban (intergranuláris térben), illetve a nagyobb léptékű szupergranulák határain (Leighton és tsai., 1962; Parker, 1963; Simon és Leighton, 1964). Ezekben a régiókban a mágneses fluxus addig sűrűsödik, amíg ki nem alakul a vízszintes nyomásegyensúly a környező gázzal. Ez a folyamat vezet a diszkrét mágneses elemek, az úgynevezett fluxuscsovek kialakulásához, amelyeket a gáznyomás és a mágneses nyomás egyensúlya tart fenn. Ezt a koncepciót nevezzük fluxuscső-modellnek.

A fluxuscső-modell kulcsfontosságúnak bizonyult a napperemen megfigyelhető fényes fáklyák fizikai magyarázatában is. Spruit (1976) részletesen elemezte a fotoszférába ágyazott fluxuscsovek nyomás- és energiaegyensúlyát. Modellje szerint a mágneses nyomás jelenléte miatt a cső belsejében, adott magasságon, a gázsűrűség és a gáznyomás alacsonyabb, mint a környező fotoszférában. A csökkent sűrűség következtében lecsökken a gáz opacitása (átlátszatlansága) is, ami azt eredményezi, hogy a cső belsejében mélyebb rétegekbe látunk le; ezt a jelenséget nevezzük Wilson-depressziónak. Különösen a kis, 300 km-nél kisebb átmérőjű fluxuscsoveknél a csökkent opacitás lehetővé teszi, hogy a környező, forró granulák oldalfalainak sugárzása behatoljon a cső belsejébe, és felmelegítse annak ritkább plazmáját. Spruit (1976) számításai szerint ez a folyamat nagyjából 100 km-es csőátmérő esetén a leghatékonyabb. Ha egy ilyen fluxuscsovet a napperem közelében, ferde szögből figyelünk meg, mint ahogyan azt a 1.5 ábrán láthatjuk, a látóirányunk a cső ritkább belsején keresztül végül a szemközti, forró granulá- oldalfalba ütközik. Mivel a csőn belül az opacitás kicsi, ezt a forró falat látjuk fényesebbnek a környezeténél. Jelenlegi ismereteink szerint ez az úgynevezett "forrófal-effektus" a felelős a napkorong peremén megfigyelhető fáklyák többletfényességéért.

### **1.3. Motiváció**

A napaktivitás fontos indikátorai közé tartoznak a fotoszférában megfigyelhető fáklyák, melyeknek elhelyezkedésük alapján két fő típusát különböztetjük meg.

Az első csoportot az alacsonyabb szélességi körökön (az aktív övekben) megjelenő fáklyák alkotják. Ezek esetében Chapman és tsai. (1997)



1.5. ábra. A mágneses erővonalak koncentrációja a két fekete vonal között helyezkedik el. Ezek a mágneses erővonalak a két szomszédos granula között vannak beszorítva, amit a vastag sárga vonalak jelölnek. A két kék vonal közrefogja azt a régiót, ahol a folytonos sugárzás domináns része keletkezik. A fluxusköteg egyik oldalán (jellemzően a Nap pereméhez közelebb eső oldalon) kialakul egy "fórró fal." Ez a fórró fal a plazma magasabb hőmérsékletű területe, amelynek sugárzása a megfigyelő irányából nézve fényesebbnek tűnik. A napfáklyákban megfigyelhető fényesség tehát ebből a fórró falból ered.

– majd később, több napciklus adatait elemezve Foukal (1998) és Shapiro és tsai. (2014) is - összetett időbeli kapcsolatot tárt fel a napfoltok és a fáklyák jelenléte között. A fáklyák és a napfoltok közötti kapcsolat összetett, mivel a fáklyák megjelenése nem korlátozódik kizárólag az egyidejűleg létező napfoltok környezetére. Az aktív régiók mágneses mezeje ugyanis jóval lassabban bomlik le, mint a bennük eredetileg kialakult napfoltok. Ennek következtében az aktív régiókból visszamaradó mágneses fluxus még hosszú idővel a foltok elhalványulása után is fáklyákat generálhat az adott régióban. Ez azt jelenti, hogy egy adott időpontban olyan fáklyák is megfigyelhetők, amelyek nem közvetlenül a jelenlegi napfoltokhoz kapcsolódnak, hanem korábbi aktív régiókhoz, ahol a napfoltok már eltűntek.

A fáklyák második csoportját a poláris fáklyák alkotják, amelyek jellemzően  $60^\circ$  fokos Carrington-szélesség feletti régiókban jelennek meg. Ezen fáklyák mágneses terének polaritása megegyezik az uralkodó mágneses tér polaritásával, amint azt Homann és tsai. (1997) is kimutatták. További vizsgálatok rámutattak arra, hogy a poláris fáklyák száma és a poláris mágneses tér erőssége között szoros korreláció figyelhető meg (Sheeley, 1991, 2008; Muñoz-Jaramillo és tsai., 2012). Ezt az összefüggést a következő napciklus amplitúdójának előrejelzésére is felhasználják (Tlatov, 2009; Priyal és tsai., 2014; Janssens, 2021).

A fáklyák térbeli eloszlása és mágneses fluxusa mellett azok várható élettartama is kutatás tárgyát képezi. Számos tanulmány egyetért abban, hogy a nagyobb területű fáklyák általában hosszabb élettartamúak (Cortesi, 1978; Hirayama, 1978). Összességében a fáklyák élettartama néhány perctől több óráig terjedhet. A kisebb fáklyák legfeljebb kb. 16 percig figyelhetők meg (Cortesi, 1978; Hirayama, 1978; Solov'ev és Kirichek, 2019), míg a nagyobb, körülbelül 2 ívmásodperc méretű fáklyák akár 3–5 órán át is fennmaradhatnak (Hirayama, 1978). A poláris fáklyák élettartama ennél is hosszabb lehet, akár 5–6 óráig is megfigyelhetők (Hovis-Afflerbach és Pesnell, 2022).

A fent említett tanulmányok jelentősen elmélyítették a napfáklyák dinamikájával kapcsolatos ismereteinket. E folyamatok megértése kritikus fontosságú, hiszen számos kutatás sikeresen kapcsolta össze a fáklyák viselkedését a Nap globális tulajdonságaival. Például bizonyítást nyert az összefüggés a fáklyamezők globális fejlődése és a napciklus alakulása között (Janssens, 2021). Ez különösen érdekes, mivel a fáklyák jelentősen

befolyásolják a teljes szoláris irradianciát (TSI), melynek hosszú távú ingadozásaiért elsősorban a fotoszférikus mágneses tér felelős. A szoláris irradiancia változékonyságának leírására különböző modelleket fejlesztettek ki, amelyek a Nap felszíni mágneses aktivitásából indulnak ki, ezáltal szolgáltatva a klímamodellek számára szükséges sugárzási bemenő adatokat (Haigh, 2007). Ezekben a modellekben az irradiancia változását általában a napfoltok okozta csökkent intenzitás és a fáklyák miatti megnövekedett besugárzás együttes hatásaként kezelik. Összességében e tanulmányok rávilágítanak arra, hogy az olyan lokális, kis léptékű, ám globálisan elterjedt jelenségek, mint a fáklyák, kulcsszerepet játszanak a Nap globális viselkedésének megértésében.

A Nap mágneses aktivitása több időskálán is megnyilvánul; ezek közül a legismertebb és legjobban dokumentált a 11 éves Schwabe-ciklus (Schwabe, 1844). Ezt a ciklust alapvetően a napfoltok számának periodikus változása jellemzi. A ciklus során azonban jellegzetes térbeli mintázatok is megfigyelhetők: a pillangódiagrammal ábrázolt szélességi vándorlás mellett az aktív régiók hajlamosak bizonyos kitüntetett, úgynevezett aktív hosszúságokon koncentrálni.

Az aktív hosszúságok koncepciója már a 20. század eleje óta intenzív kutatás tárgyát képezi (Losh, 1939; Bogart, 1982), és azóta számos tanulmány támasztotta alá a struktúrák létezését (Bai, 1988, 2003; Gyenge és tsai., 2014, 2016). A megfigyelések azt mutatják, hogy a naptevékenység különböző indikátorai – beleértve a napfoltokat (Berdyugina és Usoskin, 2003; Juckett, 2006), a Nap globális mágneses terét (Benevolenskaya és tsai., 1999; Bumba és tsai., 2000), a koronalyukakat (Ruzmaikin és tsai., 2001; Mursula és Hiltula, 2004), valamint a napkitöréseket (Bai, 1988, 2003; Gyenge és tsai., 2016) – fokozott gyakorisággal fordulnak elő meghatározott aktív hosszúsági tartományokban.

A kutatási eredmények ugyanakkor eltéréseket mutatnak az aktív hosszúságok élettartamát és forgási sebességét illetően, különösen, ha különböző aktivitási indikátorokat hasonlítunk össze. Például Balthasar (2007) hosszú távú vizsgálata kimutatta a napfoltok forgási periódusának változásait, míg Heristchi és Mouradian (2009) a napfoltok számát és a 10.7 cm-es koronális rádiófluxust elemezve arra a következtetésre jutott, hogy a forgási sebesség a 19. és 23. napciklus között fokozatosan növekedett. Több kutatás rámutatott, hogy egy adott aktív hosszúság csupán átmenetileg

létezik, majd idővel új aktív hosszúság jelenik meg. Élettartamuk a legtöbb esetben 10–15 Carrington-rotációra tehető (Castenmiller és tsai., 1986; de Toma és tsai., 2000; Pelt és tsai., 2010; Kostyuchenko és Vernova, 2024), kiterjedésük pedig jellemzően 20 és 60 fok közötti (Bumba és Howard, 1969; Gyenge és tsai., 2014, 2016). Gaizauskas és tsai. (1983) megállapították, hogy ezen aktív hosszúságok fennmaradását az új mágneses fluxusok gyakori, ismétlődő felbukkanása biztosítja. Mindazonáltal a jelenség pontos eredete továbbra is tudományos vita tárgya. Míg egyes kutatók magát az aktív hosszúság létezését is megkérdőjelezzik, elméleti oldalról jelenleg nem áll rendelkezésre olyan szoláris dinamómodell, amely képes lenne kielégítő magyarázatot adni kialakulásukra és fejlődésükre, vagy előre jelezni őket.

Jelen dolgozat célja az aktív hosszúságok létezésének és időbeli fejlődésének vizsgálata az egyik legrészletesebb fáklyaadatbázis, a Debreceni Fáklya Katalógus felhasználásával. A vizsgálat alapjául szolgáló fotoszférikus fáklyamezők a Nap globális mágneses terének kiváló nyomkövetői. A kutatás elsődleges célja mélyebb betekintést nyerni az aktív hosszúságok természetébe és a naptevékenység során betöltött szerepébe, valamint feltárni azok potenciális kapcsolatát olyan kulcsfontosságú szoláris jelenségekkel, mint a Rieger-típusú periódusok és a mágneses Rossby-hullámok.

E jelenségek eredete eltérő: míg a Rieger-típusú periódusok elsősorban a konvektív zónához köthetők, addig a mágneses Rossby-hullámok feltételezett keletkezési helye a Nap mélyebb rétegei, különösen a tachoklína és a konvektív zóna alsó határa, ahol az erős mágneses terek és a differenciális rotáció hatásai dominálnak. Elméleti megfontolások szoros kapcsolatot feltételeznek e két jelenségkör között (Zaqarashvili és Gurgenchashvili, 2018). A jelenlegi elképzelések szerint a Rieger-típusú periódusok a fokozott napkitörési időszakokért felelősek, míg a mágneses Rossby-hullámok az aktív hosszúságok – mint a nagy energiájú kitörések preferált helyszíneinek – tartósságát és térbeli eloszlását szabályozzák (Dikpati és McIntosh, 2020).

## 2. fejezet

# Az adatbázis bemutatása

### 2.1. Debreceni Fáklya Katalógus

Jelen munka a fotoszférikus fáklyák tér- és időbeli változásainak elemzésére összpontosít. Ehhez az elemzéshez a legideálisabb adatforrás a Debreceni Fáklya Katalógus (Baranyi és tsai., 2016), amely két részletes fáklya adatbázist tartalmaz. Az első adatbázis a Solar and Heliospheric Observatory fedélzetén található Michelson Doppler Imager (SOHO/MDI) észleléseiből származik. Ezek az adatok az 1996 és 2010 közötti időszakot fedik le, mely a SOHO/MDI–Debreceni Fáklya Katalógus (SDD) néven ismert. A másik adatbázis a Solar Dynamics Observatory (SDO) fedélzetén található Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) megfigyelésein alapul. Ez az adatkészlet 2010-től 2015-ig terjed, ami SDO/HMI–Debreceni Fáklya Katalógus (HMIDD) néven található meg. Ez a két katalógus nagy jelentőséggel bír, hiszen óránkénti adatokat tartalmaznak a napkorongon megfigyelt fáklyákról, beleértve a fáklyák mágneses terének értékét, méretét, illetve koordinátáit a Napon.

Bár az SDD és a HMIDD katalógusok hasonlóak, van egy kis, mégis fontos különbség: az HMI magasabb térbeli felbontással rendelkezik, mint az MDI. Annak érdekében, hogy az eredményeim konzisztensek legyenek, most csak a HMIDD katalógusból származó adatokra összpontosítottam 2010.05.01 és 2014.12.31 között. Kimaradtak a tanulmányból azok a fáklyák, amelyek túl közel voltak a Nap korongjának széléhez (azaz ahol a Nap

meridiánjától (LCM) mért távolság abszolút értéke 70 foknál nagyobb), hogy a vizsgált mágneses tér értékek valódiak legyenek, hiszen ahogy haladunk a napkorong szélei felé, úgy a látóirányú jelenség egyre erősebb. Ezenkívül nem lettek figyelembe véve azok a fáklyák, amelyek kiemelkedően magas mágneses térerősséggel rendelkeznek. Csupán néhány darab fáklya szerepelt a több tízezres adatbázisban, amelyek mágneses térerőssége 500 G fölött van, így ezeket inkább "outlier"-nek tekintettem, mint nem bízható adatnak. Jelen munkában tehát azokra a fáklyákra összpontosítottam, melyek  $-70 < \text{LCM} < 70$  fok között helyezkednek el és -500 G és 500 G közötti mágneses térerősséggel rendelkeznek. A fáklyaészlelések óránkénti felbontásban találhatóak meg az adatbázisban. Az elemzés pontosságának növelése és az adatredundancia elkerülése érdekében azonban úgy döntöttem, hogy a vizsgálathoz csak minden második órában rögzített adatokat használok fel. Azért ezt a kétórás mintavételezési intervallumot alkalmaztam, hogy minimálisra csökkentsem az egyes fáklyák ismételt számbavételének esélyét. Ez a megközelítés biztosítja, hogy egy adott fáklya – még akkor is, ha élettartama néhány perctől több óráig terjed, vagy elmozdul megfigyelési helyéről – nagy valószínűséggel csak egyszer szerepeljen az adatállományban. Ez különösen fontos a megbízható statisztikai elemzésekhez, valamint a fáklyák térbeli és időbeli fejlődésének pontos nyomon követéséhez.

A HMIDD katalógusban a fotoszférikus fáklyákat a Győri (1998) által 1998-ban kifejlesztett, majd módosított Napfolt Automatikus Mérési (SAM) szoftvercsomaggal azonosították az SDO fedélzetén található Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) észlelésein. A Bovelet és Wiehr (2001) munkája alapján meghatározott intenzitás-küszöbérték és minimális pixel-terület alapján történik a fáklyák azonosítása az SDO/HMI fehér fényű és mágneses tér mérései alapján. A szoftver összeilleszti a fehér fényű képet a megfelelő magnetogrammal, hogy kiszámítsa az átlagos mágneses térerősséget a fehér fényű képeken megállapított fáklya kontúrterületeken belül. Az azonosított fáklyák heliografikus koordinátáit minden egyes fáklya esetében a pixelek csoportjának tömegközéppontjaként számolja ki. Végül a HMIDD katalógus tartalmazza az egyes fáklyák megfigyelésének dátumát és időpontját, méreteit, a Carrington koordinátarendszerben megadott koordinátáit (szélesség  $B$ , hosszúság  $L$ ), valamint az ezekben a régiókban mért átlagos mágneses térerősséget.

A fáklyák pozíciójának hosszú időn keresztül történő mérése és nyomon követése a Nap felszínén a heliografikus koordinátarendszerrel a legpraktikusabb, amelyet Carrington-koordinátarendszernek (Carrington, 1863) is nevezünk. A Carrington-koordinátarendszert a Nap felszínén megfigyelhető jelenségek – például napfoltok és fáklyák – helyzetének pontos követésére használjuk. Richard Carrington, angol csillagász dolgozta ki ezt a rendszert az 1850-es években, hogy elősegítse a naptevékenység folyamatos nyomon követését és tanulmányozását. Ez egy a Nappal együtt forgó heliografikus koordinátarendszer, amely öt kulcsfontosságú koordinátát tartalmaz:  $L_0$ ,  $B_0$ ,  $P$ ,  $L$  és  $B$ , ahogyan azt a 2.1b ábra szemlélteti.

A koordináták jelentése a következő:

- $L_0 = 0$  egy nemzetközileg elfogadott referenciapont, amelyet a Carrington-koordinátarendszer középmeridiánjaként is ismerünk. Ez a meridián először 1854. január 1-én, Greenwich-i idő szerint délben haladt át a napkorong látszólagos közepén. Minden szinodikus Carrington-rotáció (27.27 nap) 1854. január 1-től számolva, greenwichi idő szerint 12:00 órakor kezdődik. A középmeridián hosszúsága  $360^\circ$ -ról  $0^\circ$ -ra csökken minden teljes forgás megtétele során.
- $B_0$  a Nap korongjának heliografikus szélessége. Ez  $\pm 7.25^\circ$  között változik, mivel a Nap forgástengelye ebben a foktartományban ingadozik az ekliptika síkjához képest egy év során.  $B_0$  értéke nullával egyenlő egyszer júniusban, és egyszer decemberben.
- A pozíciósszög,  $P$ , szintén változik az év folyamán, mivel ez a paraméter az ekliptikára vetíti a Föld egyenlítőjét.  $P \pm 23.37^\circ$  között változik egy év alatt.

Manapság a  $P$ ,  $B_0$  és  $L_0$  aktuális értékeit a nap-megfigyelések FITS formátumú fájljainak fejlécében adják meg, amelyeket közvetlenül használhatunk a  $B$  és  $L$  értékek kiszámítására. Egy releváns FITS fájlban a pozíciós adatok Descartes  $(x, y)$  koordinátarendszerben vannak megadva (lásd a 2.1a ábrát), azonban számunkra a heliografikus koordinátarendszer célszerűbb a fáklyák pozíciójának méréséhez. Ezért a SAM szoftver átváltja a Descartes koordinátákat poláris  $(r, \theta)$  koordinátákká a következő két egyenlet alapján:

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad \theta = \arctan y/x. \quad (2.1)$$

A napkorong közepétől való szögtávolság ( $\rho$ ) meghatározása pedig a következőképpen történik:

$$\sin \rho = \frac{r}{R}. \quad (2.2)$$

Itt az  $R$  a nap látszólagos sugara, amely a FITS fejléc fájlban is tárolva van. Az  $r$  a korong közepétől való távolságot jelent, amelyet az Eq. (2.1) egyenletből lehet kiszámítani.

A következő lépésben a SAM segítségével kiszámíthatjuk a fáklyának a két heliografikus koordinátáját ( $B$  és  $L$ ) az alábbi egyenletek segítségével. A fáklya heliografikus szélessége ( $B$ ) a következőképpen adódik:

$$\sin B = \cos \rho \sin B_0 + \sin \rho \cos B_0 \sin \theta. \quad (2.3)$$

Ezután úgy kaphatjuk meg a fáklya heliografikus hosszúságát ( $L$ ), ha először meghatározzuk a heliografikus távolságot ( $l$ ) a központi meridiántól. Az  $l$  kiszámításához az alábbi egyenletet alkalmazzuk:

$$\sin l = \frac{\cos \theta \sin \varrho}{\cos B}, \quad (2.4)$$

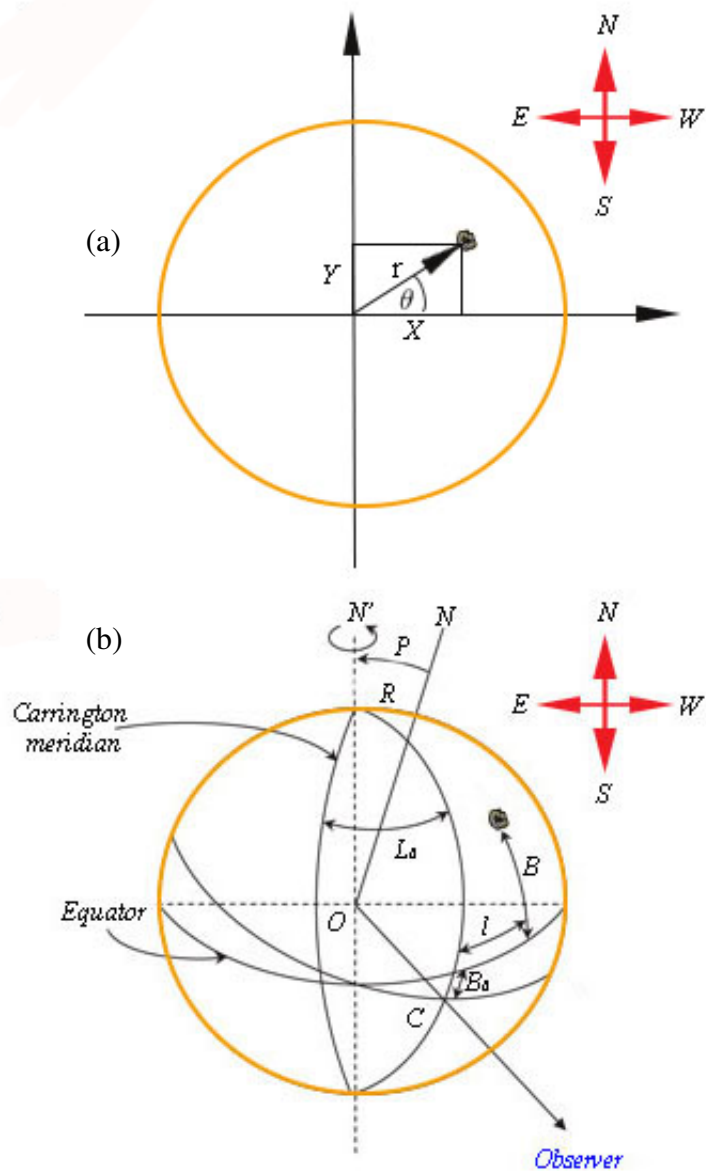
és végül összeadjuk a mért  $L_0$  értéket és a kiszámított  $l$  értéket, hogy megkapjuk a valódi heliografikus hosszúság értékét:

$$L = L_0 + l. \quad (2.5)$$

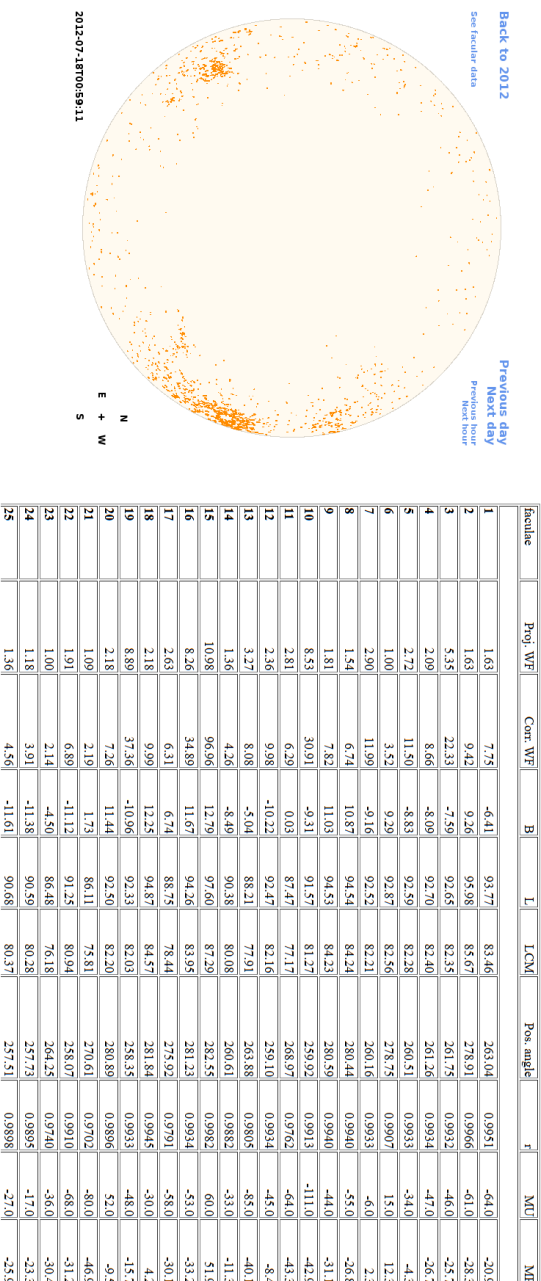
Miután a SAM segítségével a fáklyák megfigyelési adatainak fent leírt feldolgozása elkészült, az elkészült HMIDD katalógus pontos és részletes információt nyújt az összes megfigyelhető fáklya helyzetéről, területéről és átlagos becsült mágneses térerősségéről. A HMIDD katalógus 2010-től 2014 végéig tartalmaz adatokat 60 perces felbontással. A katalógus struktúrája, amely a 2.2 ábrán is látható, a következő:

- A megfigyelés ideje, mint például a bal felső sarokban a 2.2 ábrán.
- Fáklya index
- A fáklya vetített és korrigált területei

- Heliografikus szélesség,  $B$
- Heliografikus hosszúság,  $L$
- A Nap meridiánjától mért távolság,  $LCM$
- Pozíciósszög,  $P$
- A napkorong középpontjától mért távolság,  $r$
- A fáklyák átlagos mágnesestér értéke G-ban megadva,  $B$



2.1. ábra. (a) A Descart  $(x, y)$  és a polár  $(r, \theta)$  koordináta-rendszerek, valamint (b) a fáklyák heliografikus szélessége  $B$  és hosszúsága  $L$  a napkorongon.  $P$  jelöli a pozíciósszöget.  $P$ -t a Föld északi pontjától kezdve mérjük a korongon, és ez  $\pm$  keleti/nyugati irányt mutat.  $B_0$  és  $L_0$  a Nap korong középpontjának heliografikus szélességét és hosszúságát jelöli. Forrás: Korsós Marianna



2.2. ábra. A bal oldali ábra a SAM programcsomag által azonosított fáklyákat mutatja a napkorongon, míg a jobb oldali ábra a HMIDD fáklyakatalógusát szemlélteti, amelyet szintén a SAM programcsomag generált. A katalógus a következő információkat tartalmazza: a megfigyelés időpontját (feltüntetve a jobb oldali ábra bal felső sarkában), valamint egy táblázatot, amelyben szerepel a fáklya indexe, a vetített és korrigált területe, a heliografikus szélesség ( $B$ ), a heliografikus hosszúság ( $L$ ), a Nap középső meridiánjától mért távolság ( $LCM$ ), a pozíciószög ( $P$ ), a napkorong középpontjától mért távolság ( $r$ ), valamint a fáklyák átlagos mágneses térerőssége  $G$ -ban megadva ( $B$ ). A kérdéses napon készült teljes katalógus elérhető [itt](#).

## 3. fejezet

# A fáklyák időbeli fejlődésének vizsgálata

### Absztrakt

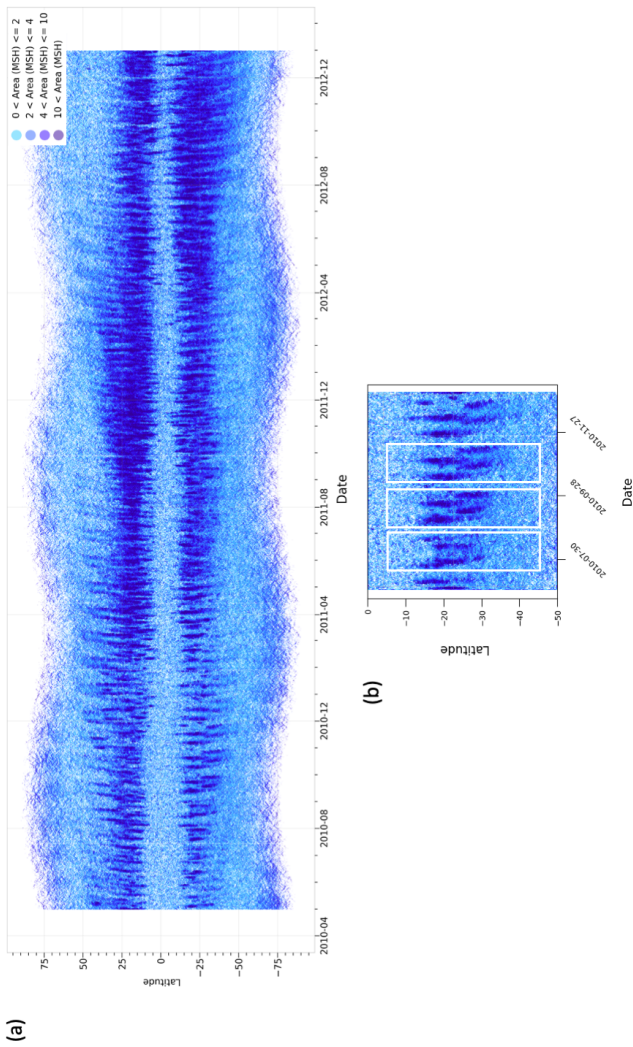
A fáklyák a Nap fotoszférájában megfigyelhető fényes mágneses régiók. Ezek a területek kis skálájú mágneses fluxuscsövek sűrű csoportosulásaiból állnak, ellentétben a napfoltok nagy léptékű, koncentrált mágneses szerkezetével. A napfoltokhoz hasonlóan a fáklyák is a globális szoláris mágneses tér fejlődésének kiváló nyomkövetői. Jelen munka célja a fáklyák tér- és időbeli eloszlásának részletes vizsgálata a napkorongon. Ehhez a Debreceni Fáklyaadatbázis adatait elemeztem a 2010. május 1. és 2014. december 31. közötti időszakban. A vizsgálat során az alábbi főbb eredményekre jutottam: (i) Alacsonyabb szélességeken vannak olyan Carrington hosszúságok, ahol a fáklyák nagyobb koncentrációt mutatnak. Ez az aktív hosszúság jelenlétére utalhat. (ii) Magasabb szélességeken, a fáklyák hosszúsági koordinátáit az idő függvényében ábrázolva, jellegzetes, úgynevezett keresztmintázatokat (crossing patterns) azonosítottam. Ezeket a mintázatok valószínűleg a szupergranulációs cellák határain megjelenő fáklyák eredményezik. (iii) Az adatsorban különböző periodikus oszcillációkat azonosítottam, a rövid, 4-12 napos periódusoktól egészen a hosszabb távú kvázi-biennális oszcillációig. A megfigyelési eredményeket kollégáim segítségével egy egyszerű szintetikus modellel, valamint egy összetettebb dinamó-szimulációval is

alátámasztottuk.

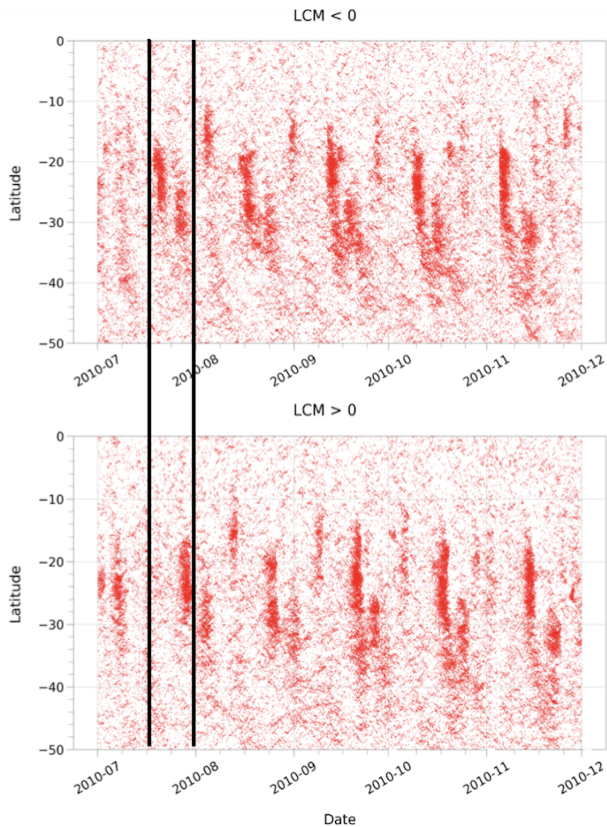
### 3.1. A fáklyák térbeli tulajdonságai

A 3.1 a) ábra a napfáklyák szélességi körök mentén való megjelenését mutatja 2010.05.01. és 2014.12.31. között. Az adatok mintavételezése 2 óránként történt, a fáklyák pedig különböző területértékek alapján lettek csoportosítva: kisebb mint 2 MSH (a Nap területének milliomod része), 2–4 MSH, 4–10 MSH, valamint 10 MSH-nál nagyobb értéktartományokra. Fontos megjegyezni, hogy a 10–40 szélességi fok közötti sötétebb terület a 3.1 a) ábrán nem a méretet jelzi, hanem sokkal inkább annak az eredménye, hogy több kisebb fáklya közvetlenül egymás mellett jelenik meg. A magasabb szélességeken megfigyelhető periodikus ingadozások egyfajta szinuszgörbére emlékeztető alakzatot mutatnak, amely a Nap egyenlítője és az ekliptika között bezárt szög  $-7$  és  $+7$  fok közötti ingadozásával magyarázható (Győri, 2012). Mivel az SDO műhold Föld körüli pályán kering, ez az effektus megjelenik az általa végzett mérésorozatokban is. Továbbá, ha figyelmesen megvizsgáljuk a 3.1 a) ábrát, akkor függőleges elrendezésű, erősebb, párhuzamos vonalpárokat is megfigyelhetünk  $-40$  és  $+40$  fok közötti szélességeken. Ezek a vonalpárok a 3.1 b) ábrán még tisztábban kirajzolódnak, ahol a jobb szemléltetés érdekében fehér téglalapokkal elkülönítve emeltem ki őket a 2010.06.01. és 2011.06.31. közötti időszakból.

Egy keleti oldalon és egy nyugati oldalon megfigyelt vonalpár között körülbelül 10 napos eltolódás azonosítható, amelyet a 3.2 ábrán a két fekete függőleges vonal szemléltet. Pontosabban, a 3.2 ábra a fáklyák tér-időbeli eloszlását mutatja 2011. szeptember és december között, 2 órás mintavételezéssel. A megjelenített fáklyák mágneses térerőssége  $50\text{ G} - 150\text{ G}$ , illetve  $(-50)\text{ G} - (-150)\text{ G}$  között van, és a  $0-50$  fok közötti szélességekhez tartoznak. A felső panelen a napkorong keleti oldalán felbukkanó fáklyák láthatók (azaz  $\text{LCM} < 0$ ), míg az alsó panelen a napkorong nyugati részén megjelenő fáklyákat ábrázoltam (azaz  $\text{LCM} > 0$ ). A bal oldali fekete vonal egy fáklyasávot vagy egy fáklyasáv-párt jelöl a napkorong keleti oldalán való megjelenés időpontjában, míg a jobb oldali vonal ennek a sávnak a haladását mutatja a napkorong nyugati oldala felé. A két vonal közötti időkülönbség körülbelül 10 nap, ami az aktív hosszúság jelenségével le-



3.1. ábra. A fáklyák tér-időbeli fejlődése a HMIDD katalógus adatai alapján. a) panel: Az  $x$  tengelyen a 2010.05.01 és 2014.12.31 közötti időszak látható, míg az  $y$  tengely a fáklyák szélességi pozícióját jelöli. Az adatok 2 óránkénti mintavételezéssel készültek. A fáklyák négy különböző területkategória szerint lettek csoportosítva: kisebb mint 2 MSH (a Nap területének milliomod része), 2–4 MSH, 4–10 MSH, valamint nagyobb mint 10 MSH. A kategóriákhoz tartozó színjelölések az ábra jobb felső sarkában láthatók. Fontos megjegyezni, hogy a 10–40 fok közötti sötétkék sávok nem a fáklyák nagy méretének, hanem a kis területű fáklyák nagy számának és térbeli közelségüknek köszönhetőek. b) panel: Az a) panel egy kinagyított részlete a 2010. június 1. és 2011. június 30. közötti időszakból. Itt sokkal részletesebben látható, hogyan jelennek meg időszakosan párhuzamos vonalpárok. Az összetartozó vonalpárokat ebben az időszakban fehér téglalapokkal emeltem ki. Az ábra forrása: Elek és tsai. (2024).



3.2. ábra. Eltolódás a napkorong két szélén külön-külön megfigyelt fáklya adatok között. A fáklya adatok tér-időbeli eloszlása 2 órás mintavételezéssel látható 2010.07.01 és 2010.12.31. között. Az itt ábrázolt fáklyák a déli szélességen 0 - 50 fok között találhatóak, mágneses térerősségük 50 G - 150 G, illetve (-50) G - (-150) G közötti. A felső ábrán a napkorong keleti oldalán felbukkanó fáklyák láthatóak (azaz  $LCM < 0$ ), míg az alsó panelen a napkorong nyugati részén megjelenő fáklyákat ábrázoltam (azaz  $LCM > 0$ ). A bal oldali fekete vonal egy fáklyasávot vagy egy fáklyasáv párt jelöl a napkorong keleti oldalán megjelenő időpontban. A jobb oldali fekete vonal jelzi ennek a sávnak a haladását a napkorong nyugati oldala felé. A két vonal közötti időkülönbség pedig körülbelül 10 nap. Az ábra forrása: Elek és tsai. (2024).

het összefüggésben. Az aktív hosszúságokat elsősorban a napfoltcsoportok hosszúság menti, nem homogén térbeli eloszlásával azonosítják, pl. (Gyenge és tsai., 2017). Mivel a fotoszférikus fáklyák gyakran a napfoltcsoportok köré koncentrálnak, jelennek meg, feltételezhető, hogy a fáklyák is hasonló jelenségeket mutatnak (Elek és tsai., 2017).

A fáklyák tér- és időbeli eloszlásán alapuló, megfigyelt párhuzamos vonalpárok és az aktív hosszúságok közötti kapcsolat további megerősítésére szintetikus szimulációkat futtattam kollégáim segítségével a következő feltételezések alapján:

- A véletlenszerű eloszlású fáklyák csak a Nap pereméhez közel jelennek meg, hogy visszaadják az SDO műhold által végzett megfigyeléseket. A napkorong közepe felé haladva ugyanis a fotoszférikus fáklyák észlelése, ahogy azt már korábban kifejtettem, a fáklyák tulajdonságaiból adódóan nehezebbé válik.
- A fáklyák általában két aktív hosszúság közelében jelennek meg. A második aktív hosszúság az elsőtől 180 fokkal eltérő pozícióban található (Gyenge és tsai., 2016).
- A fáklyák szélességi eloszlása - évtizedes időskálán - követi a napfoltcsoportok szélességi migrációját, azaz a fáklyák is kirajzolják a pillangódiagramot.
- Néhány fáklya a szupergranulák határai mentén jelenik meg, azok áramlását követve.
- Néhány napfáklya véletlenszerűen is megjelenik a Nap felszínén. Az aktív hosszúság körül koncentrálnak, illetve a véletlenszerűen eloszló fáklyák számának aránya változtatható; ezt az arányt különböző zaj-jel arányokkal modelleztük.

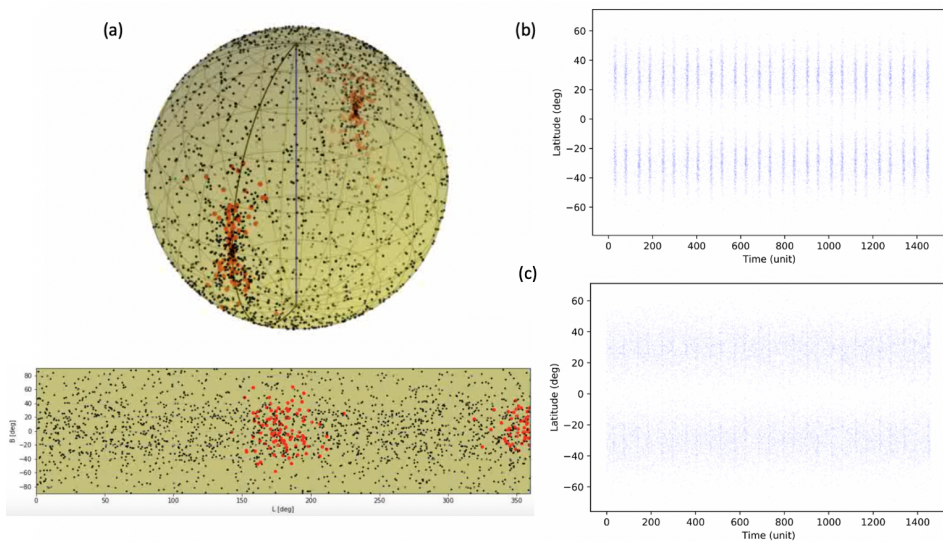
A fent említett feltételezéseket akkor tekinthetjük alkalmazhatónak, ha a fáklyák szimulált térbeli eloszlása hasonló tulajdonságokat mutat, mint a megfigyelt tulajdonságok. A napfáklyák generálása az aktív hosszúság mentén normál eloszlással történt, tetszőlegesen a  $0^\circ$  és  $180^\circ$  hosszúságok környezetében. A normál eloszlás alkalmazásához a következő paraméterek lettek beállítva:  $\mu_1 = 0$ ,  $\sigma_1 = 25$ , valamint  $\mu_2 = 180$ ,  $\sigma_2 = 25$ . A szórás az

aktív hosszúság vastagságát reprezentálja a  $\mu$ -tól számított  $\pm$  tartományban (Gyenge és tsai., 2017), ahol  $\mu$  az adott aktív hosszúság középpontját jelöli.

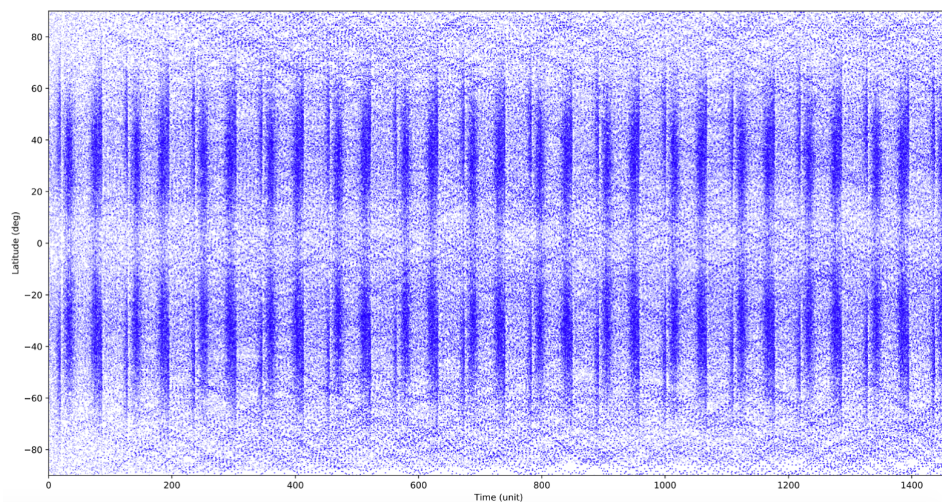
Az aktív hosszúság körül koncentrálódó fáklyák aránya a többi fáklyához képest változhat, ahogyan az a 3.3 a) ábrán látható. Következő lépésként magas és alacsony zaj–jel arányokat alkalmaztam, hogy tovább vizsgáljam a fáklyák tér- és időbeli eloszlását. Hasonlóan a 3.2 ábrához, a 3.3 b) – c) ábrákon is ugyanazokat a vizualizációs technikákat használtam a különböző zaj–jel arányok hatásának szemléltetésére. A magas zaj–jel arány – ahol a jel az aktív hosszúságot jelenti – erőteljesebben kiemeli az aktív hosszúság jelenlétét, amint az a 3.3 b) ábrán megfigyelhető. Ezzel szemben az alacsony jel–zaj arány kissé megnehezíti az aktív hosszúságok azonosítását, ahogyan azt a 3.3 c) ábra mutatja. A 3.3 b) – c) ábrák alapján arra a következtetésre jutottam, hogy ez a szintetikus szimulációs modellezés is hasonló párhuzamos vonalpárokat eredményez, mint amelyeket a 3.2 ábrán a fáklya-adatok esetén találtam. Ez a szimuláció konzisztens és alátámasztó példaként szolgál arra, hogy a megfigyelt párhuzamos vonalpárok valóban az aktív hosszúságok jelenlétét jelezhetik. Ezek a hosszúsági zónák egymástól körülbelül 180 fokra helyezkednek el, és az aktív hosszúságokon a fáklyák megjelenése sokkal markánsabb, mint az egyéb hosszúsági tartományokban. Ezzel az egyszerű modellel a 3.4 ábrán a keresztmintázatok is láthatóvá válnak a magasabb szélességi fokokon, hasonlóan a 3.1 és 3.2 ábrákon bemutatott fáklya-adatokhoz a  $|60-70|^\circ$  szélességi tartományban. Ezek a keresztmintázatok a szupergranulációs szerkezetekhez köthetők, amelyekről a következő szakaszban írok részletesebben. A fent leírtak alapján elmondható, hogy a szintetikus szimuláció megerősítette az aktív hosszúságokra vonatkozó eddigi tudományos ismereteket, valamint alátámasztotta a párhuzamos vonalpárokra vonatkozó feltételezéseimet is, amelyeket a 3.1 ábra kapcsán fogalmaztam meg.

## 3.2. A keresztmintázatok megjelenése

Érdekes keresztmintázatok (angolul *criss-cross pattern*, azaz X-minta) figyelhetők meg a magasabb szélességi tartományokban, ahogyan azt az előző 3.1 szakaszban ismertettem. Annak érdekében, hogy ezek a minták egyértelműbben kivehetők legyenek, a 3.5 ábrán kinagyítva ábrázoltam az 500 G-



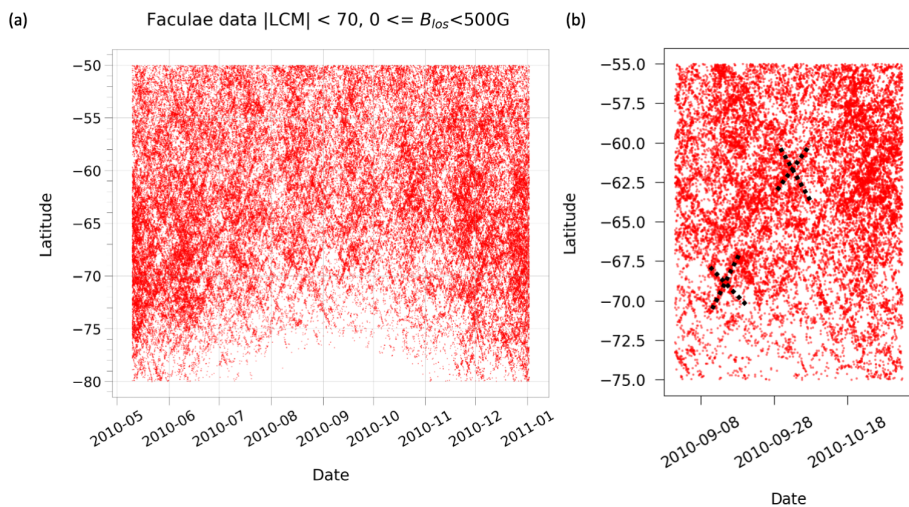
3.3. ábra. a) panel: Az aktív hosszúság szintetikus szimulációja a Napon egy tetszőleges időpontban. A b) panel a szimulált fáklyák térbeli eloszlását mutatja, az adatok általában az aktív hosszúság körül helyezkednek el (párhuzamos vonalpárok), mivel a jel-zaj arány magas. A c) panel egy másik példa a szimulált fáklyák térbeli eloszlására, ahol a fáklyák véletlenszerűen helyezkednek el a Nap szimulált felszínén (párhuzamos vonalpárok), de a jel-zaj arány alacsony. Az ábra forrása: Elek és tsai. (2024).



3.4. ábra. A szimulált fáklyák tér- és időbeli eloszlását mutatja, amikor egy realisztikusabb jel–zaj arány került alkalmazásra. A modell rekonstruálja a párhuzamos vonalpárokat és a keresztező mintázatokat, amelyek a 3.1 a) ábrán is megfigyelhetők. Az ábra forrása: Elek és tsai. (2024).

nál kisebb pozitív mágneses térrel rendelkező, magasabb szélességi körökön elhelyezkedő fáklyák eloszlását 2010.05.01. és 2011.01.01. között. A 3.5 a) ábrát közelebbről vizsgálva valóban felismerhetők ezek a keresztező minták, például a  $-60$  és  $-75$  fok közötti szélességi tartományban. Néhány ezek közül szaggatott fekete vonallal kiemelve látható a 3.5 b) ábrán. Ezek a fáklyák tér-időbeli eloszlása során megjelenő keresztmintázatok valószínűleg néhány fotoszférikus plazmamozgás lenyomatát reprezentálják.

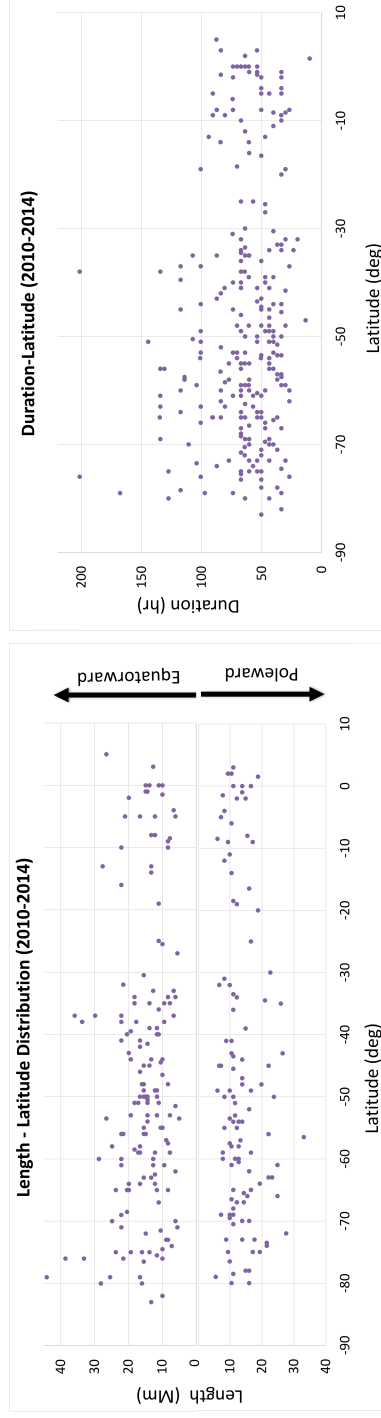
A fotoszférikus plazmamozgások lenyomatainak lehetséges okait kutatva több mint 250 darab, a 2010.05.01. és 2014.12.31. közötti időszakban megjelenő keresztmintázat élettartamát, hosszát és sebességét mértem és elemeztem. A vizsgált mintázatok hosszúsága és élettartama a 3.6 a) – b) ábrákon látható. A diagramokról leolvasható, hogy a keresztminták jellemzően 30 és 130 óra közötti ideig élnek, átlagos élettartamuk körülbelül 50 óra. Méretüket tekintve túlnyomórészt 5 és 30 Mm közötti hosszúsággal rendelkeznek, az átlagos hosszúságuk megközelítőleg 15 Mm. Az élettartamukból és hosszukból számított sebességek 30 és 150 m/s közötti értékeket mutatnak.



3.5. ábra. Panel a): Az 500 G-nál kisebb térerősságú fáklyák tér- és időbeli eloszlása látható 2010.05.01. és 2011.01.01 között. A keresztmintázatok jobban megfigyelhetők magasabb szélességeken, pl. -60 és -75 fok között. Néhány közülük fekete szaggatott vonallal ki van emelve a b) panelen. Az ábra forrása: Elek és tsai. (2024).

Kiegészítésként a 3.1 táblázatban összeállítottam a keresztminták mért és számított paramétereit a 2012-es évből. A 3.1 táblázatban a pozitív és negatív sebességértékek a fáklyák pólus–egyenlítő irányú mozgását jelentik. Ezeket az irányokat a 3.5 a) - b) ábrán látható idő–távolság diagramon is azonosítani lehet. Továbbá szeretném megjegyezni, hogy az előjelek az alkalmazott dinamószimuláció konvencióihoz igazodnak (amelyekről a következő részben írok részletesebben): a sebesség pozitív, ha a mozgás az északi pólustól a déli pólus felé történik, és negatív, ha ellenkező irányú. A táblázatban megjelenő sebességértékeket ennek megfelelően a Nap déli féltekéjén található fáklyák alapján számítottam, így az egyenlítő felé irányuló mozgásokat negatív, míg a déli pólus felé irányuló mozgásokat pozitív sebességgel vettem figyelembe.

A mért élettartamok, hosszak és sebességértékek alapján ezek a keresztminták valószínűleg a szupergranulák határai mentén elhelyezkedő fáklyákra utalhatnak (Keller és tsai., 2004; Priest, 2014). Tehát a fáklyák nem elszigetelten, hanem csoportosan, úgynevezett fáklyamezőkben jelennek meg. Így valójában, amikor a keresztmintázatot megjelenítő fáklyákról beszélünk, nem egyetlen fáklya útjáról van szó, hanem egymás mellett és egymás után – térben és időben – felbukkanó fáklyák sorozatáról. Egy-egy fáklya élettartama csupán néhány perc, esetleg óra, de a fáklyamezőkben ezek folyamatosan megújulnak: egymást követve újabb és újabb fáklyák jelennek meg. A mágneses fluxuscsöveket, amelyekből a fáklyák kialakulnak, a szupergranulációs cellákban zajló áramlások a cellák szélei felé szállítják. Ott a fáklyák „ösvényekké” rendeződnek, amelyek kirajzolják a szupergranulák határait. Egy szupergranula cellájának tipikus mérete körülbelül 30 Mm, de 20 és 70 Mm között változhat (Hirzberger és tsai., 2008; Rieutord és Rincon, 2010). Ezek a méretek hasonlóak az általam becsült 5–30 Mm hosszúságú értékekhez. Hirzberger és tsai. (2008) és Nordlund és tsai. (2009) szerint a szupergranulák fejlődése körülbelül fél naptól 4 napig tarthat, méretfüggően. Az általam mért élettartamok 30 és 130 óra közé esnek. A szupergranulák pólustól az egyenlítő felé irányú áramlási sebessége 20–30 m/s (Rieutord és Rincon, 2010), míg a keresztminták esetében kapott sebességek 30 és 150 m/s között mozognak. A keresztmintázatok ezen mért tulajdonságai összhangban vannak a szupergranulák jellemzőivel, ami arra utal, hogy ezek a mintázatok valójában a fáklyák által kirajzolt nyomjelzők lehetnek, amelyek a szupergranulák dinamikáját tükrözik. Összefoglalva tehát, az X mintázatok tulajdonképpen szupergra-



3.6. ábra. Az ábra a 2010.05.01. és 2014.12.31. között közötti időszakban azonosított keresztminták ágainak néhány tulajdonságára vonatkozó mért értékét mutatja a szélesség függvényében. Az a) panelen a keresztminták ágainak hossza Mm-ben van ábrázolva. A diagram felső része az egyenlítő felé haladó fálya-ágakat ábrázolja, míg az alsó része a déli pólus felé tartókat. A b) panel a keresztminták mért élettartamát mutatja órákban. A reprezentatív élettartamok és hosszak egy része a 3.1. táblázatban is megtalálható. Az ábra forrása: Elek és tsai. (2024).

nulák peremén húzódó keskeny ösvényeket jelölnek ki, amelyeken a fáklyák “élnek”. Ezek a kis ösvények körbeölelik a szupergranulákat, így érthető, hogy a fáklyák által megjelenített mintázat hasonló értékeket mutat, mint a szupergranulák. Természetesen ezek a rövid szakaszok nem minden esetben rajzolnak jól kivehető X mintázatokat. Ez függhet a szupergranulák egymáshoz képesti elhelyezkedésétől, méretétől, illetve számától is. Mindezek tükrében belátható, hogy a fáklyák a szupergranulák nyomkövetőiként is értelmezhetők, ahogyan azt már Muller (1983) is felvetette.

### **3.3. A szoláris fáklyák tulajdonságainak értelmezése MHD szimulációval**

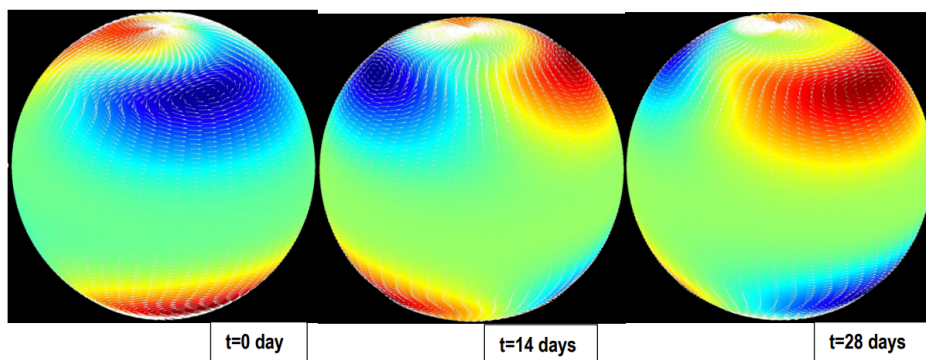
Annak érdekében, hogy jobban megértsük a fáklyák rövid távú tér- és időbeli fejlődésének okait és változásait a Napon, elengedhetetlen a globális áramlások vizsgálata a magnetohidrodinamika (MHD) keretein belül. Az egyik lehetséges magyarázat szerint a sarki régiókban az egy- és kéthullámszámú mély konvekció dominál. Gilman (1975) szerint ezeknek a módusoknak a felszíni konvekciós mintázatai jellemzően olyan struktúrákat hoznak létre, amelyek eltolódnak a forgási tengelyhez képest.

A 3.7 ábra a Nap globális differenciális rotációjának MHD-alapú fejlődését mutatja, valamint a magas szélességeken kialakuló toroidális mezők  $m = 1$  áramlási mintázatait ( $m$  azimutális hullámszám). Ezek az áramlások az óramutató járásával megegyező és ellentétes irányú örvényléseket mutatnak. Mindkét esetben ezek a nem tengelyszimmetrikus mintázatok olyan hosszúsági irányban értelmezhető fázissebességgel rendelkeznek, amely közel áll a Nap forgási sebességéhez, ezért hosszabb ideig fennmaradhatnak a forgó rendszerben.

A horizontális sebességek ennek eredményeként akár 100–200m/s értéket is elérhetnek, és mivel ezek a sebességek közel megegyeznek a forgó rendszerhez képest, a sarki régiókban a meridionális áramlás oda-vissza irányúnak tűnhet, körülbelül 15 napos periódussal. Az átlagos meridionális cirkuláció sebessége kb. 5–10 m/s, de időszakosan akár 10–20-szor erősebb áramlások is megjelenhetnek, amelyek befolyásolhatják a poláris mágneses tér fejlődését (Hathaway és Upton, 2014).

2012			
Latitude	élettartam (hr)	hossz (km)	sebesség (m/s)
-78.0	36.92	16004.48	120.42
-80.0	63.77	16004.48	69.71
-75.0	53.70	16004.48	-82.79
-83.0	50.34	13245.09	-73.08
-82.0	33.56	9933.82	-82.21
-71.0	50.34	2207.15	-121.80
-78.5	117.47	11037.58	26.10
-75.5	67.13	11589.45	-47.96
-43.0	50.34	19867.64	-109.62
-45.0	50.34	6622.55	36.54
-70.0	43.63	16004.48	101.89
-70.0	110.76	24834.55	-62.28
-54.0	70.48	14348.85	-56.55
-50.0	33.56	11589.45	-95.92
-49.0	40.28	6070.67	41.87
-50.0	63.77	15452.61	-67.31
-41.0	67.13	8830.06	36.54
-41.5	30.21	14348.85	-131.95

3.1. táblázat. A táblázat a Nap déli féltekéjén, a 2012-es évben azonosított keresztmintázatok ágainak mért és számított jellemző értékeit mutatja be. Az első oszlop a szélességi fokokat tartalmazza. A második és harmadik oszlop a mért élettartamra és hossza vonatkozó adatokat közli; ezek az adatok a 3.6 ábrán is megjelennek. A negyedik oszlop a származtatott sebességértékeket mutatja be. A pozitív sebességértékek pólus irányú mozgást jelölnek (az Egyenlítőől a déli pólus felé), míg a negatív értékek egyenlítő irányú mozgást (a déli pólustól az Egyenlítő felé), hasonlóan a 3.6a ábrán látható hosszúságadatok értelmezéséhez járul hozzá.

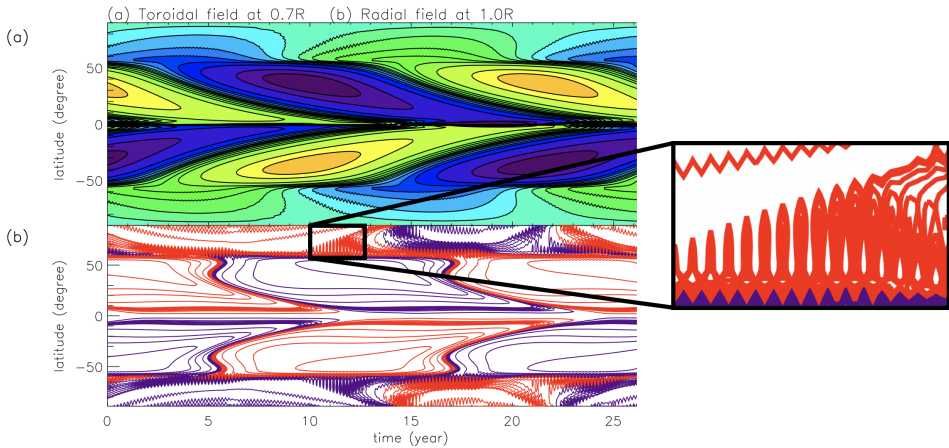


3.7. ábra. Az ábrák az  $m = 1$  áramlási mintázatok fejlődését mutatják. A piros (nagy nyomású) területeken az áramlás az óramutató járásával megegyező irányú, míg a kék (alacsony nyomású) régiókban azzal ellentétes. A minta retrográd módon halad a hosszúsági irányban, amit a mágneses Rossby-hullámok jelenléte okoz. Az ábra forrása: Elek és tsai. (2024).

Ezek az örvénylő mozgások — a Nap differenciális rotációjának dinamikus fejlődéséből eredően — megváltoztathatják a kialakuló rotációs mintázatot. Ha a differenciális rotáció csak  $m = 0$  azimutális komponensből állna, a poláris minta nem mutatna dőlést a forgástengelyhez képest. A megfigyelt dőlés tehát arra utal, hogy a minta tartalmaz  $m = 1$  nem tengelyszimmetrikus komponenst is. Ebből következik, hogy a meridionális cirkuláció is tartalmazhat ilyen irányfüggő ( $m = 1$ ) áramlásokat. Ezek az áramlások 180 fokra egymástól ellentétes irányban örvénylenek, így hosszúságtól függően vagy erősítik, vagy gyengítik a tengelyszimmetrikus áramlásmintázatot. Ez egy olyan periodikusan váltakozó összetevőt eredményez, amely befolyásolhatja a mágneses tér, például a fáklyák szállítását a pólus felé és attól el.

A poláris régiókban a differenciális rotáció gyengébb, így egy teljes körülfordulás körülbelül 35 napot vesz igénybe. Emiatt 35 naponta megjelenhet egy ellentétes irányú cella — ez jól korrelál a fáklyák rövid távú időbeli fejlődésében megfigyelt periódusokkal. Ha a 3.1 ábrán a  $|75|^\circ$  szélességek körül megjelenő sávokat megszámláljuk, kb. 10–11 sávot találunk évente.

A fenti geometriai érvelés alapján az időben változó meridionális cirkuláció hatása az  $m = 1$  örvényekre jól illusztrálható egy tengelyszim-



3.8. ábra. Idő–szélesség diagram egy olyan szimulációból, ahol (a) a konvekciós zóna alján lévő toroidális mező és (b) a felszíni radiális mező időbeli fejlődése látható. Az áramlási mező fő komponense állandó, de időszakosan megjelenik és eltűnik egy inverz áramlási cella, amelynek hatása az  $50^\circ$  szélesség felett érzékelhető. Ezek a sávok hasonlóságot mutatnak a 3.1 ábrán azonosított aktív hosszúsági vonalpárokkal. Az ábra forrása: Elek és tsai. (2024).

metrikus fluxus-transzport dinamóban. Ezt úgy valósítottuk meg, hogy az  $m = 0$  meridionális áramlást időben periodikussá tettük, amelynek amplitúdóját a forgástengely dőlésének mértéke határozta meg. A meridionális cirkuláció így arányossá válik a  $\cos(\text{szélesség})$  és az  $U$  szorzatával, ahol  $U$  az adott szélességi körön mért abszolút lineáris forgási sebesség. Például 60 fokos szélességnél  $U = \cos(60^\circ) \cdot 2 \text{ km/s} = 1 \text{ km/s}$ , és ennek 10%-a adja a 100 m/s relatív sebességet, így a meridionális komponens kb. 50 m/s lesz. Ez alapján egy inverz áramlási cella megjelenése és eltűnése várható, körülbelül 17–35 napos ciklussal. Bár az átmeneti áramlási sebesség elérheti a 100 m/s-ot, az időátlag csak néhány m/s — hasonlóan az elsődleges pólus felé irányuló áramlási mintához az alacsonyabb szélességeken.

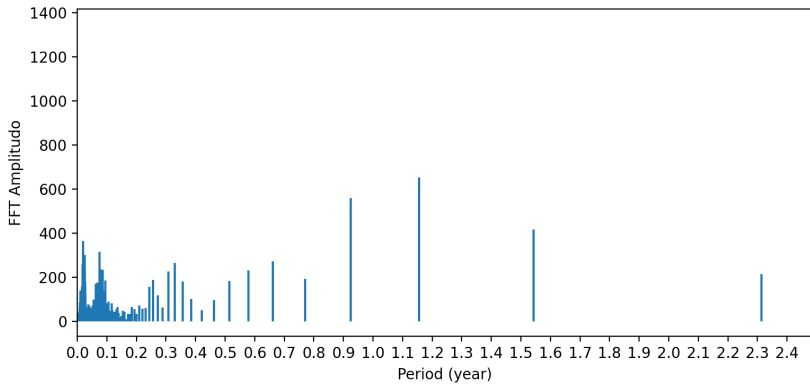
Felmerül a kérdés, mi okozhatja a differenciális forgástengely elfordulását a heliografikus pólustól? Ha valóban létezik egy eltérő, poláris forgástengely, akkor az  $m = 0$  és  $m = 1$  mozgások egyaránt jelen lehetnek a rendszerben. Ebben az esetben a dőlt mintázat ugyanazzal a periódussal fo-

rogna, mint a helyi rotáció - azaz úgy tűnne, mintha más hatás nem is lenne jelen. Az  $m = 1$  mágneses Rossby-hullámok azonban szintén lehetségesek. Ezek visszafelé haladó módon terjednek, és saját nem tengelyszimmetrikus áramlási mintázattal rendelkeznek. A 3.7 ábra egy ilyen mintát mutat be. Ha a dőlést mágneses Rossby-hullámok okozzák, akkor a minta a hullám sebességével forog, ami módosítja ugyan a periódust, de nem jelentősen.

A poláris megfigyelések további információt nyújthatnak az  $m = 1$  örvények létezéséről és azok szerepéről az időszakos inverz áramlási cellák kialakításában. A globális mágneses tér szimulációi pedig jól mutatják, hogy az ilyen cellák jelenlétében keresztmintázatok jöhetnek létre a poláris mezőkben. Ezt durva közelítéssel úgy lehet modellezni, hogy a tengelyszimmetrikus dinamóhoz periodikusan megforduló meridionális áramlást adunk a sarkvidéki régiókban. Az ilyen típusú fluxus-transzport szimulációk eredményeit a 3.8 ábra szemlélteti. Ebben az esetben a 150 m/s amplitúdójú inverz áramlási cella egy hónapig jelenik meg, majd eltűnik. A numerikus szimulációkat Belucz és tsai. (2015) alapján végeztük, ahol az elsődleges áramlási cella mindkét féltekén  $60^\circ$ -ig terjed, míg a másodlagos cella kéthetente vált irányt. Az elsődleges áramlás csúcssebessége 15 m/s, míg a fordított celláé akár 150 m/s is lehet, rövid, körülbelül tíznapos időtartamban. A turbulens diffúziót, a differenciális rotációs profilokat és a felszíni poloidális forrásokat Belucz és tsai. (2015) módszerei alapján alkalmaztuk.

### **3.4. A szoláris fáklyák periodikus viselkedése**

Ebben a részben arra keresem a választ, milyen ismétlődő mintázatok — azaz periódusok — bújnak meg a fáklyák időbeli viselkedésében. Ehhez a 2010.05.01 és 2014.12.31 közötti időszak adatait használtam fel, amelyeket kétórás időközönként rögzítettek. Minden vizsgált időpillanatban összegeztem a negatív mágneses terű fáklyák mágneses térértékeit egy-egy 5 fokos szélességi tartományon belül. Ezeket az idősorokat gyors Fourier-transzformációt alkalmaztam. Ez a módszer lehetővé tette számomra, hogy azonosítsam a domináns periódusokat mind az alacsonyabb, mind a magasabb szélességi tartományokban — például 0–5 fok, 5–10 fok között, és így tovább.



3.9. ábra. Az összegzett negatív mágneses terek idősorának gyors Fourier-transzformációja a 30–35 fok közötti szélességi sávban, a Nap északi féltékéjén. A periódusok években vannak megadva. Az ábra forrása: Elek és tsai. (2024).

Az 5 fokos szélességi tartományokban összeadott negatív mágneses tér adatok gyors Fourier-transzformáción (FFT) alapuló elemzésének eredményeit a 3.9 ábra mutatja be. Számos periódust azonosítottam, amelyek időtartama néhány naptól akár éves nagyságrendig terjed. Az azonosított periódusok az alábbi csoportokba sorolhatók:

- A 2.3, 1.5, 1.2, 0.9, 0.5–0.8, és  $\sim 0.3$  éves periódusok végig jelen vannak a  $-90^\circ$  és  $90^\circ$  fok közötti teljes szélességi tartományban. Valójában ezek a periódusok az ún. Rieger-típusú periódusokkal azonosíthatók (pl. 110–115 nap =  $\sim 0.3$  év, 150–160 nap =  $\sim 0.4$  év, lásd Gurgenshvilvi és tsai. (2021)), valamint a 0.5–4 éves kvázi-biennális oszcillációkkal (Inceoglu és tsai., 2019).
- 25–30 napos periódusok is kimutathatók a  $-90^\circ$  és  $90^\circ$  közötti szélességeken. Ezek a periódusok a differenciális rotációhoz kapcsolhatóak.
- Kb.  $-45^\circ$  és  $+45^\circ$  között — vagyis az alacsonyabb szélességeken — további rövidebb, 4–12 napos periódusokat is detektáltunk. Ezek a periódusok valószínűleg az aktív hosszúságok jelenlétével hozhatóak összefüggésbe. Érdekes módon hasonló rövid periódusokat 2010

és 2015 között Oloketuyi és tsai. (2019) is azonosított az alacsony energiájú napkitörések (B- és C-osztályú flerek) idősoraiban.

## 4. fejezet

# A fáklyák idősoraiban megjelenő periódusok részletesebb vizsgálata

### Absztrakt

A 3. fejezetben bemutatott szoláris fáklyák idősorainak átfogó elemzése során párhuzamos vonalpárok formájában megjelenő fáklyasávokat figyeltem meg. Ezen vonalpárok jelenléte a fáklya idősoradataiban arra utal, hogy kapcsolat állhat fenn a fáklyák megjelenése és az úgynevezett aktív hosszúság között. A 3. fejezetben ismertetett egyszerű szintetikus modell, valamint egy összetettebb dinamó-szimuláció segítségével sikerült megalapozni ezt a hipotézist. Emellett röviden kitértem arra is, hogy az aktív hosszúság kapcsolatban állhat más globális jelenségekkel, például a mágneses Rossby-hullámokkal.

A 3. fejezetben bemutatott vizsgálat során azt találtam, hogy a szélességi körök mentén: (i) rövid periódusok azonosíthatók, amelyek megegyeznek a Carrington-rotáció (27.3 nap) és annak néhány harmonikusának (kb. 13.5 és 9 nap) periódusaival. Ezek a megfigyelések a globális szélességi oszcilláció (GLO) jelenlétére utalnak. Az északi féltekén egy gyenge, 7 napos periódusú GLO is kimutatható; (ii) hosszabb periódusokat is azonosítottam, amelyek összhangban vannak a Rieger-típusú periódusokkal,

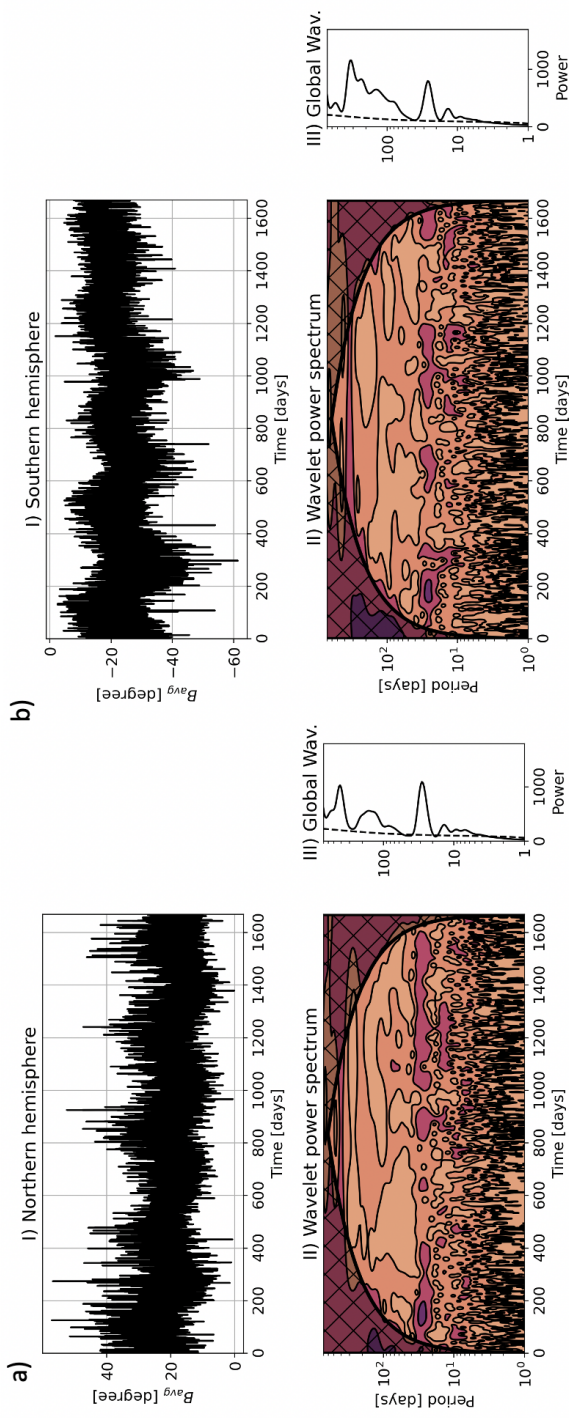
valamint a mágneses Rossby-hullámokkal. Érdeemes kiemelni, hogy ezek a hosszabb periódusok (kb. 150–450 nap) csökkenő tendenciát mutatnak az egyenlítőtől a pólusok felé haladva, mindkét féltekén.

Továbbá a fáklyák hosszúsági koordinátáinak eloszlását és fejlődését vizsgálva két fő aktív hosszúságpárt sikerült azonosítanom, amelyek mentén úgynevezett „aktív fészkek” is megfigyelhetők.

## 4.1. A napfáklyák átlagos szélességeinek elemzése idősor analízissel az északi és déli féltekén

A 3. fejezetben bemutatott szoláris fáklyák idősorainak további vizsgálatát végeztem el. Első lépésként kiszámítottam a fáklyákhoz tartozó átlagos szélességi koordináták értékeit, amelyeket  $B_{avg}$  jelöléssel láttam el. Az idősorokat külön-külön elemeztem az északi és a déli féltekén. Ez a módszer lehetővé tette számomra, hogy nyomon kövessem a  $B_{avg}$  változását a négyéves megfigyelési időszak alatt, és felismerjem a két félteke közötti lehetséges eltéréseket. Az így kapott  $B_{avg}$  idősorokat a 4.1a és 4.1b ábrák I. paneljei mutatják be.

Már első ránézésre is észlelhetők periodikus mintázatok a  $B_{avg}$  értékekben mindkét féltekén. Ezeket az oszcillációkat globális szélességi oszcillációként (GLO) azonosítottam. Az oszcillációk időbeli jellemzőinek részletesebb feltárásához a Torrence és Compo (1998) által fejlesztett wavelet elemző szoftvert alkalmaztam, amely segítségével elvégeztem a  $B_{avg}$  wavelet spektrum analízisét (WPS) Morlet wavelet-profil felhasználásával. A WPS eredményei a 4.1 a és 4.1 b ábrák II. paneljein láthatók. Emellett elvégeztem a hozzájuk kapcsolódó globális wavelet spektrum analízist (GPS) is, amely a 4.1 a és 4.1 b ábrák III. paneljein található. A GPS és WPS elemzések alapján az északi és déli félteke  $B_{avg}$  idősoraiban talált,  $2\sigma$  szignifikanciaszintű GLO-periódusokat két csoportba soroltam: rövid (néhány naptól a Carrington-rotáció időtartamáig terjedő) és hosszú (a Carrington-rotációt meghaladó) periódusok kategóriájába. A ténylegesen mért periódusértékeket mindkét félteke esetében a 4.1 táblázat foglalja össze.



4.1. ábra. Az a) és b) panelek az átlagos szélességi értékek ( $B_{avg}$ ) elemzését mutatják az északi és déli féltekén. Az I) alpaneleteken a  $B_{avg}$  idősorai láthatók. A II) alpanelek a megfelelő idősorok wavelet spektrum analízisét (WPS) jelenítik meg. Az y tengely az észlelt periódusokat (napokban) mutatja. A csíkozott fekete vonalak a cone of influence területeit határolják, ahol a periódusok értelmezhetőség korlátozott. A fekete kontúrok a  $2\sigma$  konfidenciaszintet meghaladó régiókat jelzik. A III) alpanelek a globális wavelet spektrum (GPS) eredményeit mutatják, ahol a szaggatott fekete vonalak szintén a  $2\sigma$  szignifikanciaszintet jelölik. Az ábra forrása: Korsós & Elek et al. (2024).

Idő	Lehetséges hullám család	Északi félgömb $B_{avg}$ [nap]	Déli félgömb $B_{avg}$ [nap]
Rövid - periódus	GLO	7.2	
	GLO	9.3	9.1
	GLO	13.6	13.4
	Carrington rotáció	27.7	27.2
Hosszú - periódus	Rieger-típusú periódus	80	83
	Rieger-típusú periódus	161	149
	mágneses Rossby-hullám		235
	mágneses Rossby-hullám	409	321

4.1. táblázat. A táblázat a wavelet analízis során azonosított periódusokat mutatja be. Az oszcillációs periódusokat a 4.1 ábrán szereplő  $B_{avg}$  (átlagos szélességi értékek) idősorai alapján határoztuk meg, mind az északi, mind a déli féltekén, a 2010.05.01 és 2014.12.31 közötti időszakra vonatkozóan. A periódusok napokban vannak megadva. Az első oszlop a periódusok osztályozását tartalmazza (rövid, illetve hosszú periódusok). A második oszlop az azonosított periódusok lehetséges oszcillációs mintacsaldját sorolja fel. A „GLO” a globális szélességi oszcillációkra (Global Latitudinal Oscillation) utal, amelyek periódusai a Nap forgási idejével állnak kapcsolatban. Az utolsó két oszlop az északi (harmadik oszlop) és a déli (negyedik oszlop) féltekén detektált periódusokat tartalmazza. A periódusok meghatározása a  $2\sigma$  (95%-os) konfidenciaszint alapján történt.

### 4.1.1. Mért rövid periódusok a szélességi fok irányában

A fáklyák idősoraiban több rövid periódus is azonosítható. Ezek a rövid periódusok mindkét féltekén megjelennek, kivéve egy  $\sim 7.2$  napos periódust, amely kizárólag az északi féltekén figyelhető meg. A legdominánsabb periódus a 27.3 napos Carrington-rotációval esik egybe (Svalgaard és Wilcox, 1975; Henney és Harvey, 2002; Haneychuk és tsai., 2003), ami alátámasztja azt a feltételezést, hogy a fáklyák – hasonlóan a napfoltokhoz – gyakrabban jelennek meg a Nap bizonyos hosszúsági koordinátáin, ahogyan azt korábbi tanulmányok is megerősítették (e.g., Castenmiller és tsai., 1986; Brouwer és Zwaan, 1990; McIntosh és tsai., 2017).

Továbbá, a  $P_1 \approx 27.3$  napos periódus harmonikusai is megfigyelhetők, például  $P_2 \approx 13.5$  nap,  $P_3 \approx 9$  nap és  $P_4 \approx 7$  nap. A  $\sim 13.5$  napos periódusról korábbi kutatások is beszámoltak, amelyek a teljes UV-sugárzás és az aktív régiók területének változásait vizsgálták (Donnelly és Puga, 1990; Pap és tsai., 1990; Bobova és Stepanian, 1994). Ez a kéthetente ismétlődő jelenség a Nap globális mágneses terének változásaiban is kimutatható, például a Wilcox Solar Observatory (Das és Nag, 1999) és a SOHO mérései alapján (Boberg és tsai., 2002). A 13.5 napos periódus valószínűleg a Nap két, egymástól 180 fokra elhelyezkedő aktív hosszúságának ismétlődő megjelenésével hozható összefüggésbe (Castenmiller és tsai., 1986; de Toma és tsai., 2000). A  $\sim 9$  napos periódusról más tanulmányok is beszámolnak, különösen a koronalyukak háromszög alakú elrendeződésével kapcsolatban, amelyek a Nap felszínén hozzávetőlegesen 120 fok-os szöget zárnak be egymással (Prabhakaran Nayar és tsai., 2001; Temmer és tsai., 2007; Lei és tsai., 2008; Chowdhury és tsai., 2013). Míg a 7 napos harmonikus – a 27.3, 13.5 és 9 napos oszcillációkkal együtt – gyakran kapcsolatba hozható napviharokkal és geomágneses aktivitással, különösen az alacsony naptevékenységi időszakokban, amikor a nagy kiterjedésű koronalyukakból származó gyors napszéláramok elérik a Föld mágneses mezejét (Kotzé, 2015; Li és tsai., 2021).

Összegzésképpen, a mért  $P_1 \approx 27.3$ ,  $P_2 \approx 13.5$ ,  $P_3 \approx 9$  és  $P_4 \approx 7$  napos periódusok arra utalnak, hogy a Nap szinte ideális rezonátorként viselkedhet, ahol  $P_n = P_1/n$  ( $n = 2, 3, \dots$ ), és ezek a periódusok kulcsfontosságúak lehetnek a Nap háromdimenziós oszcillációs inhomogenitásainak diagnosztizálásában.

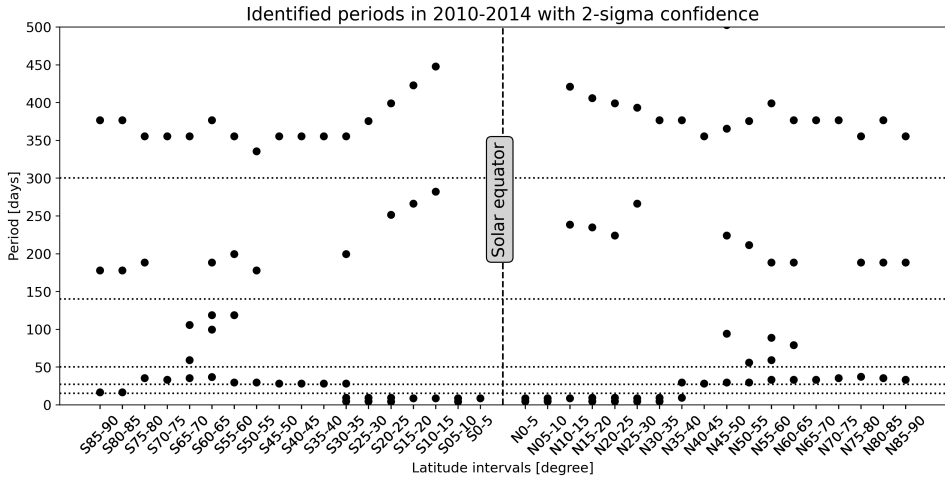
### **4.1.2. Mért hosszú periódusok a szélességi fok irányában**

Másfelől, a hosszú periódusok nem mutatnak olyan egyértelmű hasonlóságot a két napféltéken, mint amit a rövid periódusok esetében megfigyelhettünk. Ugyanakkor elmondható, hogy mind az északi, mind a déli féltéken megjelennek a Rieger-típusú periódusok, valamint a mágneses Rossby-hullámok családjába tartozó periódusok, amint azt a 4.1 táblázat is szemlélteti. A Rieger-típusú periódusok jellemzően 150–160 nap, illetve 185–195 nap közötti időtartamokra esnek, és az erős mágneses fluxus periódikus megjelenésével állnak kapcsolatban a Nap felszínén (Rieger és tsai., 1984; Gurgensashvili és tsai., 2016). Dimitropoulou és tsai. (2008) szerint azonban a *Geosynchronous Operational Environmental Satellites* (GOES) röntgenmegfigyeléseinek elemzése alapján már az 50–120 napos periódusok is e perióduscsalád részének tekinthetők. Ez alapján elmondható, hogy a 4.1 táblázatban szereplő 80 és 161 napos periódusok az északi féltéken, valamint a 83 és 149 napos periódusok a déli féltéken szintén a Rieger-típusú periódusok jelenlétére utalnak.

A déli féltéken ezen felül 235 és 321 napos periódusokat is azonosítottam, míg az északi féltéken egy még hosszabb, ~409 napos periódus is megfigyelhető volt. Ezek az értékek jól illeszkednek a mágneses Rossby-hullámokkal foglalkozó szakirodalomban megadott tartományba, amely jellemzően 240 naptól akár 2.4 évig terjedhet (Dikpati és McIntosh, 2020). Ezek az eredmények arra utalnak, hogy a hosszú periódusú szélességi ingadozások a mágneses Rossby-hullámok jelenlétének lehetséges jelei lehetnek. Fontos hangsúlyozni, hogy a mágneses Rossby-hullámok és a Rieger-típusú periódusok között szoros kapcsolat állhat fenn, ahogyan azt például Gurgensashvili és tsai. (2016) és Korsós és tsai. (2023) részletesen tárgyalták munkáikban.

## **4.2. A fáklyák idősorainak elemzése 5 fokos szélességi tartományokban**

Annak vizsgálatára, hogy az előzőleg azonosított rövid és hosszú periódusok miként oszlanak el Carrington-szélesség szerint az északi és déli féltéken, összegeztem az előjel nélküli mágneses fluxusokat 5 fokos széles-



4.2. ábra. Az 5 fokos szélességi sávokra bontott, kétórás mintavételezéssel készült fáklyák összegzett abszolút mágneses fluxusának idősoráiban mért periódusok változása a szélesség függvényében. Az ábra forrása: Korsós & Elek et al. (2024).

segi tartományokban. Itt is kétórás mintavételezést alkalmaztam, hasonlóan a korábbi elemzésekhez. Ezt követően – a 4.1 fejezethez hasonlóan – wavelet analízist végeztem a szoláris fáklyák előjel nélküli, teljes mágneses fluxusának 2010.05.01 és 2014.12.31 közötti idősorain.

A 4.2 ábra azokat a periódusokat mutatja be, amelyeket az 5 fokos szélességi tartományokban azonosítottam. Az ábrán az  $y$ -tengely a periódusokat napokban, míg az  $x$ -tengely a binelt szélességi intervallumokat fokokban jeleníti meg. A 'S' betű a déli, míg az 'N' betű az északi félteke szélességi sávjait jelöli. Ezeknek az 5 fokos szélességi tartományoknak az elemzése számos érdekes és jelentős eltérést tárt fel a periódusok eloszlásában a két pólus között, az alábbiak szerint:

- A  $\sim 3$ – $9$  napos periódusok szinte csak az S40 és N40 szélességi sávokban jelennek meg. Az S40–N40 szélességi tartomány jól ismert napaktívítási régió, ahol a legtöbb naptevékenység – például napfoltok, napkitörések és fáklyák – koncentrálnak. Úgy tűnik, hogy a mért néhány napos periódus a  $\sim 27.3$  napos Carrington-forgás harmonikusaihoz tartozik.

- A Nap egyenlítőjétől távolabbi szélességi régiókban, az S40–90 és N40–90 közötti tartományokban ~13 és 35 nap közötti oszcillációs periódusokat azonosítottam, amelyek a differenciális rotációra jellemző időskálákat tükrözik.
- Az S60–75 és N50–65 fokos szélességi sávokban ~50–130 napos periódusok figyelhetők meg. Fontos kiemelni, hogy ezek a periódusok csak ebben a keskeny, kb. 15 fokos szélességi sávban jelentkeznek.
- A ~160–300 napos tartományban a periódusértékek fokozatosan csökkennek a 300 nap körüli értéktől 160 napig, ahogy az egyenlítőől a poláris régiók felé haladunk. A periódusok éles csökkenése az aktív övben tapasztalható, míg magasabb szélességeken viszonylag állandóak maradnak.
- Végül, de nem utolsósorban, hasonló mintázatú változás figyelhető meg a periódusok ~300–500 napos tartományon belüli ingadozásában is.
- A szélességi ingadozások periódusainak eloszlásában nincs jelentős vagy nyilvánvaló különbség az északi és a déli félteke között.

A fent említett eredmények alapján arra következtethetünk, hogy a 150 napnál nagyobb periódusú szélességi oszcillációk amplitúdójának csökkenése az aktív övben a legerősebb. Figyelemre méltó, hogy szintén ez az a régió, ahol a differenciális rotáció forgási sebessége nem változik jelentősen (lásd Beck (2000)-es áttekintő cikkének 1. ábráját). Másrészt a  $\sin B=(0.45-1)$  tartományban, azaz a magasabb szélességeken, ahol a differenciális rotációs sebesség sokkal jelentősebben változik, az azonosított fáklyák napi átlagolt szélességi periódusai nem változnak nagymértékben a szélességtől függően az egyes periódus-sávokon belül, kivéve az ~50-150 napos periódustartományt (lásd 4.2 ábra).

### **4.3. A fáklyák eloszlása szinoptikus térképeken**

A 4.1 fejezetben tárgyalt időszerelemzés alapján megállapítható, hogy a differenciális rotáció, az aktív hosszúságok, a Rieger-típusú periódusok és a

mágneses Rossby-hullámok között szoros összefüggés van. A globális mágneses tér fejlődése valószínűleg kulcsszerepet játszik ebben a kapcsolatban, ahol a fáklyák jelzőként szolgálnak. Ez a helyzet hasonló egy áramlási laboratóriumi kísérlethez, ahol a folyadékba helyezett festett tesztreszcsek megfigyelésével kaphatunk átfogóbb képet az áramlás viselkedéséről (lásd pl. Elek és tsai. (2024), ahol ezt az analógiát a jelen kontextusban tárgyalták).

Most a fotoszférikus fáklyák szinoptikus térképeire összpontosítjuk figyelmünket, a 2010.05.01 és 2014.12.31 közötti időszakra, hasonlóan de Toma és tsai. (2000) munkájához, akik a Nap mágneses terének 1996 és 1998 közötti szinoptikus térképeit elemezték. Az itt vizsgált, körülbelül 4.5 éves időszak térképei az SDO/HMI – Debreceni Fáklya Adatbázisból származnak, amint azt a 4.3–4.4 ábrák szemléltetik.

A 4.3–4.4 ábrák bal oldali panelje a 2113–2130-as Carrington-rotációk (CR) alatt megfigyelt szoláris fáklyák szinoptikus térképeinek sorozatát mutatja. A piros pontok a pozitív mágneses térrel rendelkező fáklyákat, a kék pontok pedig a negatívakat jelzik. A jobb oldali panel a fáklyák szinoptikus térképeiből generált kontúrtérképeket ábrázolja. Ezek a térképek a DBSCAN (Density-Based Spatial Clustering of Applications with Noise; Ester és tsai. (1996)) és a KDE (Kernel Density Estimation; Sheather (2004)) módszerek alkalmazásával készültek. A DBSCAN algoritmussal külön-külön csoportosítottam a pozitív és negatív fáklyákat térbeli koordinátáik alapján. Először meghatároztuk a szomszédos fáklyák közötti maximális távolságot (itt 1 fok), valamint a minimálisan szükséges mintaszámot (10 fáklya), amely többszöri tesztelés alapján bizonyult optimálisnak. Ezt követően a KDE-t alkalmaztam az egyes klaszterek valószínűségi sűrűségfüggvényének becslésére. A KDE nem-paraméteres módszerként Gauss-féle kernellel simítja az adatokat, közelítve a klaszterek eloszlását.

A 4.3–4.4 ábrák bal oldali paneljein a kontúrvonalak a pozitív és negatív mágneses terű fáklyák legjellemzőbb előfordulási területeit jelölik a PDF alapján. A piros és kék kontúrok rendre a pozitív és negatív régiókat mutatják. A klaszterek súlypontjai adják a Carrington-hosszúsági és -szélességi koordinátákat, amelyeket később azonosított fáklyaklaszterek középpontjaként használunk.

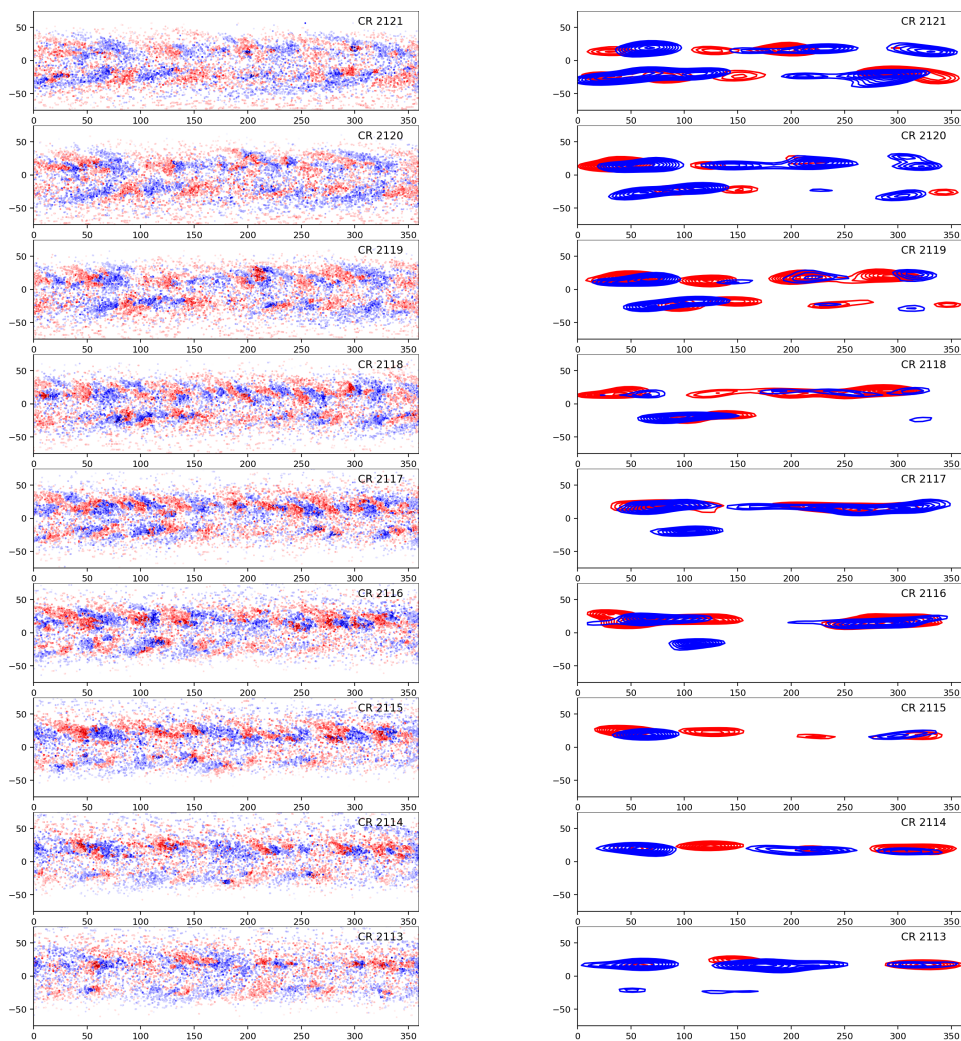
A legjelentősebb fáklyarégiók hosszúsági eloszlását a 4.3–4.4 ábrák alapján ábrázoltam a klaszterek súlypontjainak hosszúsági koordiná-

táit Carrington-rotáció függvényében. Az eloszlás vizsgálatára K-means klaszterezést alkalmaztam (Hartigan és Wong, 1979), hogy kiderítsem, az eloszlás véletlenszerű vagy rendezett-e. Az algoritmus az adatokat a legközelebbi klaszterközpontokhoz rendeli, miközben minimalizálja a belső szórást. Az iteráció addig tart, míg a klaszterközepponatok stabilizálódnak.

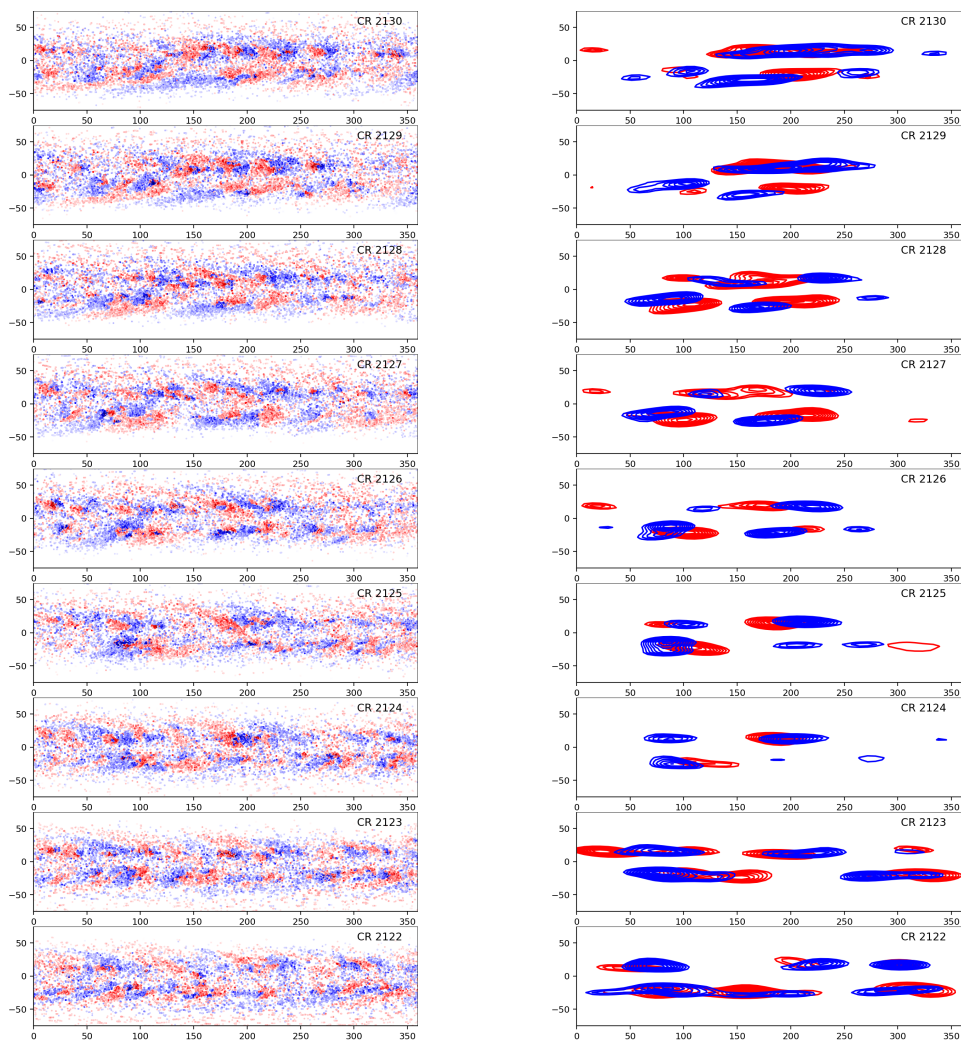
A K-means eredményeként négy elkülönülő klasztert azonosítottam, amelyeket a 4.5 ábra mutat be. A 0. klaszter (sötétlila) a 170–240 fok, az 1. (sötétkék) a 40–100 fok, a 2. (zöld) a 240–330 fok, a 3. (sárga) pedig a 100–170 fok hosszúsági tartományt fedi le. Az 1-es és 2-es klaszter sűrűbb, központjaik körülbelül 180 fokra helyezkednek el egymástól, ami összhangban van az aktív hosszúságpár fogalmával. A négy klaszter mindegyikében további sűrű csomósodások figyelhetők meg, ún. aktív fészkek formájában. Például a 0. klaszter aktív fészkei a CR2095–2110, CR2112–2134 és CR2135–2150 rotációkhoz köthetők. Ezen fészkek élettartama jellemzően 15–20 Carrington-rotáció, azaz kb. 409–546 nap. Ezek a periódusok jól összhangban vannak a klasszikus mágneses Rossby-hullámok jellemző értékeivel (Ruždjak és tsai., 2023).

A négy hosszúsági klaszter és az aktív fészkek tovább erősítik az aktív hosszúságok és a mágneses Rossby-hullámok közötti kapcsolat lehetőségét (Raphaldini és tsai., 2023). E kutatási irányt eredetileg a szoláris tachoklína felfedezése inspirálta, amely egy vékony, stabil nyíróréteggént képes erős mágneses mezők létrehozására és fenntartására (Zaqarashvili és tsai., 2007).

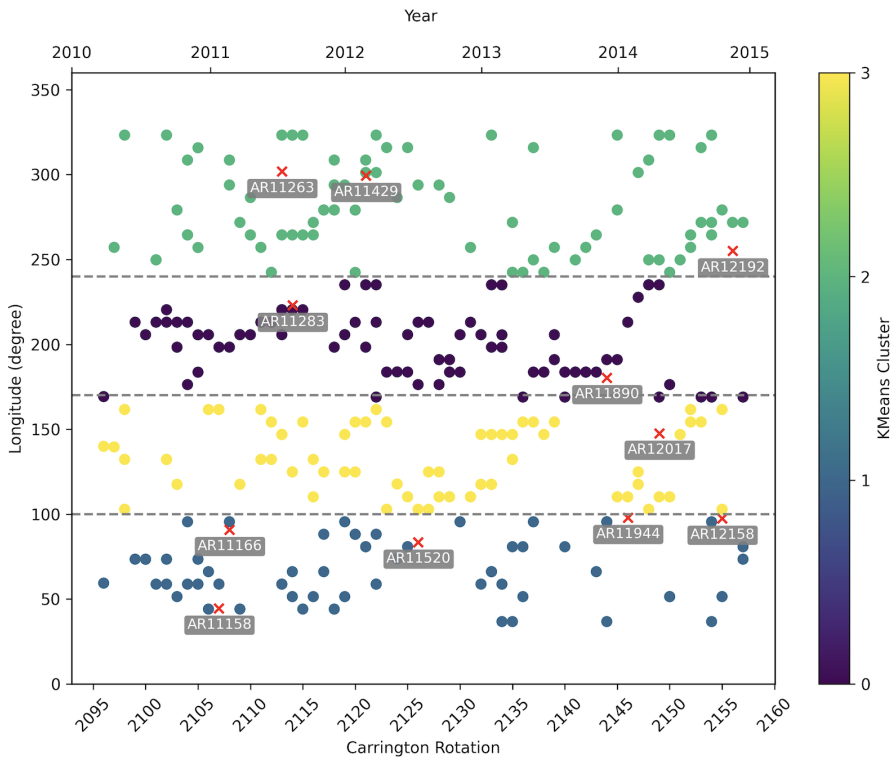
A 4.5 ábra további vizsgálatához feltüntettem az X-osztályú legnagyobb intenzitású flereket produkáló aktív régiók pozícióját is az adott időszakból. Ezeket piros kereszttel és NOAA-azonosítóval jelöltem. Vizuális összevetés alapján ezek gyakran az aktív fészkek középpontjában vagy azok végén helyezkednek el. Ez összhangban van Dikpati és McIntosh (2020) eredményeivel, akik szerint a legerősebb napkitörések előfordulása összefügghet a mágneses Rossby-hullámokkal. Utóbbiak felelősek lehetnek az aktív hosszúságok kialakulásáért, ahol a mágneses fluxus megjelenése sokkal intenzívebb, így ezek előnyben részesített helyszínei lehetnek a komplex és aktív régiók kialakulásának a Nap felszínén (Gurgenashvili és tsai., 2016; Archontis és Syntelis, 2019; Korsós és tsai., 2023). Nem utolsósorban, a 4.5 ábrán látható ferde vonalak a differenciális rotáció miatt bekövetkező aktív hosszúságok eltolódására utalhatnak.



4.3. ábra. Fáklyák a Carrington-térképen a 2113–2121-es CR ciklus ideje alatt (bal oldali panel), ahol a pozitív (piros) és negatív (kék) mágneses mezők vannak feltüntetve. A jobb oldali panel a CR-térkép adatai alapján, a DBSCAN és KDE módszerekkel származtatott kontúrtérképeket mutatja be. Az  $x$ -tengely a Carrington-hosszúságot, míg az  $y$ -tengely a szélességet jelöli, fokban megadva. Az ábra forrása: Korsós & Elek et al. (2024).



4.4. ábra. Hasonlóan a Fig. 4.3-hez, a fáklyák Carrington-térképen a 2122-2130 CR alatt (bal oldali panel), ahol a piros és kék színek a pozitív, illetve negatív mágneses mezőket jelölik. A jobb oldali panel a CR-térkép adataiból a DBSCAN és KDE módszerekkel származtatott kontúrtérképeket mutatja. Az  $x$ -tengely a Carrington-hosszúságot, míg az  $y$ -tengely a szélességet jelöli, fokban megadva.



4.5. ábra. A DBSCAN és KDE által meghatározott kontúrok hosszúsági koordinátáit ábrázoljuk a Carrington-rotációk függvényében. Ezeket a pozíciókat a K-Means algoritmussal csoportosítottuk. A színskála a K-means klaszterezés során azonosított hosszúsági klaszterek osztályozási sorrendjét mutatja. A 0-s érték (sötétlila) a legerősebb, legdominánsabb klasztert jelöli, amelyben a legnagyobb koncentráció figyelhető meg, és amely a 170–240 fok közötti hosszúsági tartományra esik. Az 1-es érték (sötétkék) a második legerősebb klasztert jelenti a 40–100 fok közötti régióban, míg a 2-es érték (zöld) a harmadik legerősebb klasztert fedi le, amely a 240–330 fok közé esik. Végül a 3-as érték (sárga) a legkevésbé domináns klasztert jelzi, amely a 100–170 fok hosszúsági tartományt öleli fel. Továbbá, piros keresztek jelzik azon aktív régiók helyzetét, amelyek a vizsgált 4.5 éves időszak alatt X-osztályú kitöréseket produkáltak. Az ábra forrása: Korsós & Elek et al. (2024).

## 5. fejezet

# Eredmények összefoglalása

Munkám során a napkorongon megjelenő fáklyák tér és időbeli eloszlását vizsgáltam a Debreceni Napfáklya Adatbázis segítségével, 2010.05.01. és 2014.12.31. között. Kutatásom fő célja az volt, hogy részletes elemzéssel tovább vizsgáljam az aktív hosszúság létezését a fáklyaadatok alapján, valamint mélyebben megértsem az aktív hosszúság szerepét és jelentőségét a naptevékenységben. Továbbá célom volt feltárni az aktív hosszúság, a Rieger-típusú periódusok és a mágneses Rossby-hullámok lehetséges kapcsolatát. Ebben az utolsó fejezetben összefoglalom a 3. és 4. fejezetek eredményeit, valamint kitérek a jövőbeni terveimre is, amelyeket a kutatás további részleteinek feltárása érdekében szeretnék megvalósítani.

### 5.1. A 3. fejezet legfontosabb eredményei

Ebben a fejezetben a fáklyák szélességi körök mentén való megjelenését vizsgáltam a 2010.05.01. és 2014.12.31. közötti időszakban. Az adatokat 2 óránként mintavételeztem a Nap központi meridiánja (LCM) mentén,  $-70$  és  $+70$  fok közötti tartományban. A vizsgálat során kizárólag a  $-500$  G és  $+500$  G közötti mágneses térerősséggel rendelkező fáklyákra koncentráltam. Az elemzés során az alábbi eredményeket kaptam:

- Az 3.1. ábrán az alacsony szélességeken megjelenő, váltakozó erősségű párhuzamos vonal párokat azonosítottam a fotoszférikus fáklyák

tér- és időbeli fejlődése során. Ezek a párhuzamos vonalpárok körülbelül 10 napos időeltolódással jelennek meg a napkoron nyugati oldalán a keleti oldalhoz képest, ahogyan azt a 3.2. ábra is szemlélteti. Ez a 10 napos időintervallum hozzávetőlegesen megfelel annak az időtartamnak, amely alatt egy adott aktív régió az  $LCM = -70$  foktól (keleti oldal) áthatad az  $LCM = +70$  fokig (nyugati oldal). Ebből kifolyólag ezek a vonalpárok összefüggésbe hozhatók az úgynevezett aktív hosszúság létezésével, amelyeken a napfoltok, fotoszférikus fáklyák vagy más naptevékenységek sűrűbben fordulnak elő vagy ismétlődő módon jelennek meg az idő előrehaladtával. Ezt a hipotézist először egy egyszerű kinetikai modellel, majd egy együttműködés keretében — bonyolultabb numerikus szimulációsorozat segítségével — dinamómodellel is ellenőriztük és megerősítettük a váltakozó vonalpárok és az aktív hosszúságok koncepciója közötti kapcsolatot.

- Érdekes keresztmintázatokat figyeltem meg a magasabb szélességi fokokon, különösen a  $\pm 60$  és  $\pm 75$  fok közötti tartományban, ahogyan azt például a 3.6. ábra is bemutatja. Az ilyen keresztirányú mintázatok élettartamát, hosszát és sebességét több mint 250 esetben mértem és elemeztem a 2010.05.01. és 2014.12.31. közötti időszakban.

Ezek a mintázatok valószínűleg a szupergranulák határainál található mágneseszen inaktív területekről kiinduló fáklyák jelenlétéből erednek (Keller és tsai., 2004). A szupergranulák általában körülbelül 30 Mm nagyságúak, de méretük 20 és 70 Mm között változhat (Hirzberger és tsai., 2008; Rieutord és Rincon, 2010). Ezek az értékek hasonlóak azokhoz a hosszértékekhez, amelyeket a keresztmintázatok esetében mértem, és amelyek az 5–30 Mm-es tartományba esnek. Hirzberger és tsai. (2008) és Nordlund és tsai. (2009) szerint egy szupergranula kialakulása — méretétől függően — fél naptól akár négy napig is eltarthat. A keresztmintázatok élettartama az általam mért adatok alapján 30 és 130 óra között van, ami összhangban van a szupergranulák által mutatott élettartammal.

Továbbá, a szupergranulák függőleges (azaz pólus irányú) áramlása jellemzően 20–30 m/s körüli (Rieutord és Rincon, 2010), míg a keresztmintázatok latitudinális sebességére 30 és 150 m/s közötti értékeket kaptam. A két sebességtartomány között egyértelmű és erős hasonlóság mutatkozik. Fontos azonban megjegyezni, hogy bár az

egyezés meggyőző, nem tökéletes, és további részletes vizsgálatot igényel — ez a jövőbeni kutatási terveim között is szerepel.

- A 2010.05.01 és 2014.12.31. közötti időszakban megfigyelt szoláris fáklyák adatait elemezve elsősorban 0.3 és 2 év közötti periódusok jelentek meg markánsan az 5 fokos szélességi sávokra binelt fáklya-idősorokban. Pontosabban: 2.3, 1.5, 1.2, 0.9, 0.5–0.8 és körülbelül 0.3 éves periódusokat azonosítottam a  $-90$  és  $+90$  fok közötti szélességi tartományban. Ezzel párhuzamosan rövidebb, 4–12 napos periódusokat is kimutattam a  $-45$  és  $+45$  fok közötti szélességeken. Ezek a rövid periódusok szorosan kapcsolódhatnak az aktív hosszúságok jelenlétéhez. Hasonló időskálájú periódusokat már korábban is megfigyelték a 2010 és 2015 közötti időszakban, különösen az alacsony energiájú napkitörési osztályok idősoraiban (Oloketuyi és tsai., 2019).

A fenti eredmények alapján megállapítottam, hogy a fáklyák – a napfoltokhoz hasonlóan – nem tengelyszimmetrikus hosszúsági eloszlást mutatnak. Ez a vizsgálat azt is jelzi, hogy a fáklyák hosszúsági térbeli eloszlását kevésbé befolyásolja a differenciális rotáció okozta folyamatos eltolódás, amit az aktív hosszúságok jelenléte is alátámaszt. Ez arra utalhat, hogy az aktív hosszúságokon megjelenő fáklyák valószínűleg a tachoklína közelében gyökerező, erős mágneses erővonalakhoz kapcsolódnak, így a differenciális forgás hatása kevésbé érvényesül rajtuk.

Ha ez igaz, akkor ez egy nem-tengelyszimmetrikus dinamófolyamat jelenlétét jelezheti, ami más megfigyelésekkel is összhangban van. Egyéb lehetséges magyarázatok között szerepelhet a forgástengelytől eltérő maradvány mágneses mező, vagy egy a Napétól eltérő, differenciális szögforgású dipólusmező jelenléte. Az is elképzelhető, hogy maga a dinamó olyan mágneses mezőket generál és tárol, amelyek sokkal hosszabb ideig nem fordulnak meg, mint az évtizedes napciklus; ezek akár évszázados vagy évezredek időskálán is stabilak maradhatnak (Dikpati és tsai., 2006).

Újabb észlelés-alapú bizonyítékok is alátámasztják a szoláris poloidális mezők hosszú távú aszimmetriáját, miszerint a mágneses mező egyes komponensei nem fordulnak meg minden egyes új napciklussal (Mursula, 2023). A fenti feltételezések igazolásához és a fáklyák kapcsolatának pontosabb megértéséhez további - a Nap globális mágneses mezejéhez kapcsolódó

- kutatások szükségesek. A jövőbeli űrmissziók jelentősen hozzájárulhatnak ahhoz, hogy megerősítsék vagy épp cáfolják a jelenlegi nézeteket a témában.

## 5.2. A 4. fejezet legfontosabb eredményei

A 3. fejezetben röviden tárgyaltam a fáklyák idősorában mért periódusok lehetséges forrásait. A periódusokat gyors Fourier-transzformációval határoztam meg. Megfigyeltem, hogy a 0.3–2 év közötti időtartamú kvázibiennális oszcillációk különösen kiemelkedően jelentkezők. Feltételeztem, hogy ezek a periódusok összefüggésbe hozhatók a Rieger-típusú periódusokkal, illetve a mágneses Rossby-hullámok jelenlétével. Emellett rövidebb - 4–12 napos - aktivitási ciklusokat is azonosítottam, elsősorban a -45 és +45 fok közötti szélességeken, amelyek potenciálisan kapcsolódhatnak az aktív hosszúságokhoz. Ezen különböző periódusok közötti lehetséges kapcsolatok részletes vizsgálatára azonban eddig nem került sor. Éppen ezért a 4. fejezetben bemutatott munkám célja az volt, hogy részletesen feltárjam és elemezzem a differenciális rotáció időskálái, az aktív hosszúság jelenléte, a Rieger-típusú periódusok, valamint a mágneses Rossby-hullámok közötti összefüggéseket.

Az első lépésben a 2010.05.01. és 2014.12.31. közötti időszak két-órás felbontású adatait vizsgáltam újra. A feldolgozás során minden egyes megfigyelési időpontra meghatároztam a fáklyák átlagos szélességi koordinátáját ( $B_{avg}$ ), külön az északi és a déli féltekére. Ez lehetővé tette, hogy a két féltekén külön-külön végezzek wavelet-analízist, amint azt a 4.1 ábra szemlélteti. A 4.1 táblázatban bemutatott eredmények alapján mindkét féltekén kimutathatók rövid és hosszú távú periódusok, amelyek a következők:

- Figyelemre méltó, hogy a rövid távú periódusok esetében az azonosított értékek mindkét féltekén hasonlóan bizonyultak, különösen a meghatározó  $\sim 27.3$  napos periódus, amely a Carrington-periódussal egyezik meg. Emellett mindkét féltekén megfigyeltem ennek a jellegzetes periódusnak a felharmónikusait is — körülbelül 13.5 és 9 napos periódusokat —, amelyek feltehetően kapcsolatba hozhatók az aktív hosszúságokon megjelenő aktív fészkekkel, amint azt Cas-

tenmiller és tsai. (1986); de Toma és tsai. (2000); Elek és tsai. (2024) tanulmányai is sugallják.

- Ezzel ellentétben az északi és déli féltekén a ~80 és 409 nap közötti hosszú távú periódusok jelentősebb eltéréseket mutattak a rövid távú periódusokhoz képest, amint azt a 4.1 táblázat is szemlélteti. Fontos kiemelni, hogy ezek a hosszú periódusok jól illeszkednek a Rieger-típusú periódusokhoz, illetve a mágneses Rossby-hullámok ismert perióduscsoportjába.

Annak érdekében, hogy jobban megértssem a fáklyák idősaiban rejlő rövid és hosszú távú periódusok eloszlását a különböző szélességi tartományokban, wavelet-spektrum analízist végeztem az előjel nélküli teljes mágneses fluxus adatsoron. Az elemzést minden egyes 5 fokos szélességi sávban végrehajtottam, a déli 90 foktól az északi 90 fokig. A mért periódusok az egyes 5 fokos szélességi tartományokban a következőképpen alakultak:

- A ~3–9 napos periódusok különösen kiemelkedőek voltak az alacsonyabb szélességi sávban, a déli 40 fok és az északi 40 fok közötti tartományban. A magasabb szélességi övezetekben, amelyek a déli 40–90 fok és az északi 40–90 fok közötti régiót ölelik fel, ~13 és 35 napos periódusokat figyeltem meg. Ezenkívül a déli 60–75 fok és az északi 50–65 fok közötti magasabb szélességi sávokban körülbelül 50–130 nap közötti periódusokat detektáltam (lásd a 4.2 ábrát).
- A Rieger-típusú periódusok és a mágneses Rossby-hullámok esetében fokozatos periódushossz-csökkenést figyeltem meg az egyenlítői övezettől a pólusok felé haladva mindkét féltekén. A Rieger-típusú periódusok körülbelül 300 napról 160 napra, míg a mágneses Rossby-hullámok 500 napról 300 napra rövidülnek az egyenlítőtől a pólusok irányába, amint azt a 4.2 ábra is szemlélteti.

Az aktív hosszúságok jelenlétének, a Rieger-típusú periódusoknak és a mágneses Rossby-hullámok periódusainak összefüggéseit jobban megérteni, a de Toma és tsai. (2000) által alkalmazott vizsgálati módszert követtem. Céлом az volt, hogy megvizsgáljam, vajon kimutatható-e jelentős

koncentráció a pozitív és negatív mágneses polarítású fáklyák eloszlásában a vizsgált, mintegy 4.5 éves időszak szinoptikus térképein. Ennek érdekében a Density-Based Spatial Clustering of Applications with Noise (DBSCAN) és a Kernel Density Estimation (KDE) módszereit alkalmaztam. Ezután a folyamat után meghatároztam az azonosított pozitív és negatív mágneses polarítású fáklyaklaszterek hosszúsági és szélességi súlypontjait. Végül a középponti hosszúsági koordináták időbeli eloszlását a K-Means klaszterező algoritmus segítségével azonosítottam, ahogyan azt a 4.5 ábra is szemlélteti. Az elemzés során a következő eredményeket kaptam:

- A K-Means módszer alkalmazásával négy elkülönülő klasztert sikerült azonosítani a hosszúsági koordináták között, amelyeket két párba lehet csoportosítani: az első pár a 0. és 1. klaszter, a második pár pedig a 2. és 3. klaszter. Az egy-egy páron belüli klaszterek körülbelül 180 fokra helyezkednek el egymástól, ami összhangban áll az aktív hosszúsági párok jelenlétével. Mindegyik aktív hosszúság mentén aktív fészkek jelennek meg, amelyek átlagosan 15–20 Carrington-rotáción (vagyis 410–550 napon) keresztül maradnak fenn. Ez megegyezik a klasszikus mágneses Rossby-hullámok életciklusával (Ruždjak és tsai., 2023).
- Figyelemre méltó az is, hogy egy vagy több aktív fészkek megjelenése egybeesik a vizsgált időszak legintenzívebb napkitöréseinek (X-osztályú flerek) előfordulásával.

### **5.3. További kutatások a jövőre nézve**

Kutatási eredményeim összességében megerősítik azt a koncepciót, hogy az aktív hosszúság, a Rieger-típusú periódusok és a mágneses Rossby-hullámok valószínűleg összefüggnek egymással. Továbbá, megfigyelési bizonyítékokat is szolgáltatam korábbi vizsgálatokból származó feltételezések alátámasztására, melyek szerint a napkitöréseknek otthont adó aktív fészkek valószínűleg kapcsolatban állnak az aktív hosszúságok helyzetével. Az aktív hosszúságok több Carrington-rotáción keresztül történő fennmaradása, valamint a Rieger-típusú periódusok és a mágneses Rossby-hullámok

dinamikája azt is sugallja, hogy ezeknek a jelenségeknek potenciális szerepük lehet a hosszabb távú napkitörés-előrejelzési módszerek fejlesztésében. Más szóval: ezek az aktív hosszúságok segíthetnek összekapcsolni a hosszabb távú (hetekre vagy hónapokra szóló) előrejelzéseket a rövidebb távú (órás vagy napos) prognózisokkal.

A pontos megfigyelések alapján az aktív hosszúságok megjelenése előrejelzést nyújthat a mágnesesen komplex aktív régiók kialakulásáról. Ezeket a régiókat további monitorozás alá kell vonni annak érdekében, hogy feltárjuk a kitörés előtti potenciáljukat. Azonban további kutatások szükségesek e hipotézisek alátámasztásához, valamint az aktív hosszúságok, a Rieger-típusú periódusok, a mágneses Rossby-hullámok és a mágnesesen komplex aktív régiókban zajló napkitörési aktivitás közötti kapcsolatok mélyebb megértéséhez. E célból a jövőben szeretném kiterjeszteni kutatásomat a SOLIS fotoszférikus és kromoszférikus mágneses szinoptikai térképek további elemzésére, amelyek a 23. és 24. napciklust fedik le. Ezeknek a vizsgálatoknak az eredményei jelentős mértékben hozzájárulhatnak azokhoz a dinamóelméletekhez, amelyek a Nap dinamikus belső szerkezetének háromdimenziós, nem tengelyszimmetrikus modelljeinek fejlesztését célozzák.

## 6. fejezet

### Summary

During my PhD research, I examined the spatial and temporal distribution of faculae appearing on the solar disk using the Debrecen Faculae Database for the period between 1 May 2010 and 31 December 2014. The main objective of my research was to investigate the existence of active longitudes based on the faculae data, and to gain a deeper understanding of their role and significance in solar activity. In addition, my aim was to explore the possible connections between active longitudes, Rieger-type periods, and magnetic Rossby waves.

Photospheric faculae are bright, extended structures that appear on the Sun's visible surface. They are usually most easily observed near the limb, or edge, of the solar disk. Faculae are also magnetic features, but their magnetic fields are concentrated in much smaller bundles than those found in sunspots. Unlike sunspots, which appear only within the activity belts, faculae can be observed at almost any latitude from pole to pole. For this reason, after sunspots, they represent the second most significant manifestation of the evolution of the global solar magnetic field, commonly referred to as the solar dynamo.

During the spatial and temporal analysis of photospheric faculae spanning from 1 May 2010 to 31 December 2014, I identified alternating parallel bands of strong and weak facular occurrence at solar latitudes below  $50^\circ$ , within the activity belt. These parallel bands show an approximate 10-day offset between their appearance on the eastern and western sides of the

solar disk. This time interval corresponds to the period during which an active region moves from the eastern limb to the western limb. This behavior indicates that the alternating bands are closely related to the presence of active longitudes — preferred longitudinal zones where sunspots, photospheric faculae, and other forms of solar activity occur more frequently or reappear over time. The connection between active longitudes and the alternating bands was first tested using a simple kinetic model, and later confirmed, in collaboration with colleagues, through more advanced dynamo simulations. Both approaches consistently supported the link between the alternating bands and the concept of active longitudes, which is discussed in more detail in Elek et al. (2024).

At higher latitudes, around  $\pm 60^\circ$  and  $\pm 75^\circ$ , I identified distinctive criss-cross patterns. I measured more than 250 such events, finding lifetimes of 30–130 hours, lengths of 5–30 Mm, and velocities of 30–150  $\text{m s}^{-1}$ . These values are broadly comparable to those expected for supergranules in terms of size, evolutionary timescales, and flow speeds. This leads to the conjecture that faculae forming these criss-cross patterns may be located at the boundaries of supergranules. Although the agreement is not perfect, especially with respect to velocities, the interpretation remains plausible and merits further investigation. Further details can be found in Elek et al. (2024).

When I analyzed the two solar hemispheres separately, as presented in Elek et al. (2024), I also identified both short- and long-term periodicities in the facular time series. The short-term periods were nearly identical in both hemispheres. The most dominant period was the  $\sim 27.3$ -day cycle corresponding to the Carrington rotation. I also detected higher harmonics at approximately 13.5 and 9 days. These repeated signals indicate that facular activity tends to reappear at preferred longitudes, suggesting the presence of recurring magnetic structures such as active nests embedded within active longitude regions. In contrast, the longer-term periodicities, ranging approximately between 80 and 409 days, differed noticeably between the two hemispheres. This hemispheric variation implies that the processes controlling these long-term oscillations may operate differently or may respond differently to changes in the underlying magnetic field. It is important to highlight that these long periods align well with the known ranges of Rieger-type periodicities (approximately 80–300 days) and magnetic Rossby waves

(typically longer than 300 days).

To examine how these periodicities vary with latitude, I carried out a wavelet analysis of the unsigned magnetic flux in  $5^\circ$  latitudinal bands from  $-90^\circ$  to  $+90^\circ$ . This allowed me to study the oscillatory behavior systematically across the solar surface. In the lower-latitude regions, between south  $40^\circ$  and north  $40^\circ$ , the strongest and most distinct periodicities fell within the 3–9 day range. At mid- and high latitudes, between south  $40^\circ$ – $90^\circ$  and north  $40^\circ$ – $90^\circ$ , I identified additional periodicities around 13 and 35 days. At still higher latitudes, particularly between south  $60^\circ$ – $75^\circ$  and north  $50^\circ$ – $65^\circ$ , I found characteristic periods between roughly 50 and 130 days. For oscillations longer than 130 days, I observed a clear latitudinal dependence: the lengths of these periods gradually decreased from the equatorial region toward the poles in both hemispheres. This consistent trend suggests a large-scale physical process influencing facular behavior across a wide range of latitudes. Further details can be found in Korsos, Elek et al. (2024).

I also applied a Kernel Density–based clustering technique to identify how faculae group together at preferred longitudinal locations over the investigated 4.5-year period. These populated regions or clusters at certain preferred longitudes reflect areas where the magnetic flux emerges more strongly compared to other parts of the Sun. When the emerging magnetic flux is particularly strong in these active longitudes, it can lead to the formation of more complex and intense magnetic structures, such as magnetically complex sunspots. These sunspots are capable of producing large and energetic solar eruptions, which can cause serious disruptions to modern technological systems. Each identified cluster of solar faculae had a typical lifetime of about 15–20 Carrington rotations (approximately 410–550 days). I found that the most energetic solar eruptions originated from magnetically complex active regions that emerged in the same longitude as the facular cluster, either in the middle or toward the end of the cluster’s lifetime. As a result, active longitudes help to identify where magnetically complex active regions — capable of producing major solar eruptions — are likely to emerge. This information is valuable for more advanced space weather prediction models, as it can help extend the prediction window and improve forecasting capability (Korsos, Elek et al. (2024)).

Further work is required to confirm and refine the above findings. Extending this analysis across additional solar cycles or applying it to other

magnetic data sets would help determine the long-term stability and evolution of active longitudes. A more comprehensive understanding of how these longitudinal structures form, develop, and persist would have significant implications for advancing solar dynamo theory, particularly in the context of modeling three-dimensional, nonaxisymmetric magnetic behavior in the solar interior. Such progress would also support the development of improved space weather forecasting tools, ultimately enhancing our ability to predict major solar eruptions.

# Irodalomjegyzék

- H. Alfvén. *Nature*, 150(3805):405, 1942.
- V. Archontis és P. Syntelis. The emergence of magnetic flux and its role on the onset of solar dynamic events. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 377(2148):20180387, July 2019. doi: 10.1098/rsta.2018.0387.
- L. H. Auer, J. N. Heasley, és L. L. House. *Sol. Phys.*, 55(1):47, 1977.
- H. W. Babcock. *ApJ*, 118:387, 1953.
- T. Bai. Hot Spots for Solar Flares Persisting for Decades: Longitude Distributions of Flares of Cycles 19-23. *Astrophys. J.*, 585(2):1114–1123, March 2003. doi: 10.1086/346152.
- Taeil Bai. Distribution of Flares on the Sun during 1955–1985: „Hot Spots” (Active Zones) Lasting for 30 Years. *Astrophys. J.*, 328:860, May 1988. doi: 10.1086/166344.
- H. Balthasar. Rotational periodicities in sunspot relative numbers. *Astron. Astrophys.*, 471(1):281–287, August 2007. doi: 10.1051/0004-6361:20077475.
- T Baranyi, L Győri, és A Ludmány. On-line tools for solar data compiled at the debrecen observatory and their extensions with the greenwich sunspot data. *Solar Physics*, 291(9):3081–3102, 2016.
- T. G. Baur, L. L. House, és H. K. Hull. *Sol. Phys.*, 65(1):111, 1980.
- T. G. Baur, D. E. Elmore, R. H. Lee, C. W. Querfeld, és S. R. Rogers. *Sol. Phys.*, 70(2):395, 1981.

- John G. Beck. A comparison of differential rotation measurements - (Invited Review). *Solar Phys.*, 191(1):47–70, January 2000. doi: 10.1023/A:1005226402796.
- J. M. Beckers és E. H. Schröter. *Sol. Phys.*, 4(2):142, 1968.
- Bernadett Belucz, Mausumi Dikpati, és Emese Forgács-Dajka. A Babcock-Leighton Solar Dynamo Model with Multi-cellular Meridional Circulation in Advection- and Diffusion-dominated Regimes. *Astrophys. J.*, 806(2):169, June 2015. doi: 10.1088/0004-637X/806/2/169.
- Elena E. Benevolenskaya, A. G. Kosovichev, és P. H. Scherrer. Structure and Dynamics of Interconnecting Loops and Coronal Holes in Active Longitudes. *Solar Phys.*, 190:145–151, December 1999. doi: 10.1023/A:1005270318209.
- S. V. Berdyugina és I. G. Usoskin. Active longitudes in sunspot activity: Century scale persistence. *Astron. Astrophys.*, 405:1121–1128, July 2003. doi: 10.1051/0004-6361:20030748.
- P. N. Bernasconi, C. U. Keller, és J. O. Stenflo. In K. S. Balasubramaniam és G. W. Simon, editors, *Solar Active Region Evolution: Comparing Models with Observations*, volume 68 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 131, 1994.
- Fredrik Boberg, Henrik Lundstedt, J. Todd Hoeksema, Philip H. Scherrer, és Wei Liu. Solar mean magnetic field variability: A wavelet approach to Wilcox Solar Observatory and SOHO/Michelson Doppler Imager observations. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107(A10):1318, October 2002. doi: 10.1029/2001JA009195.
- V. P. Bobova és N. N. Stepanian. Variations of the magnetic fields of the sun and the earth in 7-50 day periods. *Solar Phys.*, 152(1):291–296, June 1994. doi: 10.1007/BF01473217.
- R. S. Bogart. Recurrence of Solar Activity - Evidence for Active Longitudes. *Solar Phys.*, 76(1):155–165, February 1982. doi: 10.1007/BF00214137.
- B. Bovelet és E. Wiehr. A New Algorithm for Pattern Recognition and its Application to Granulation and Limb Faculae. *Solar Phys.*, 201(1):13–26, June 2001. doi: 10.1023/A:1010344827952.

- J. W. Brault. In G. Godoli, editor, *Future solar optical observations needs and constraints*, volume 106, page 33, 1978.
- M. P. Brouwer és C. Zwaan. Sunspot Nests as Traced by a Cluster Analysis. *Solar Phys.*, 129(2):221–246, October 1990. doi: 10.1007/BF00159038.
- D. Buehler, A. Lagg, S. K. Solanki, és M. van Noort. *A&A*, 576:A27, 2015.
- V. Bumba és R. Howard. Solar Activity and Recurrences in Magnetic-Field Distribution. *Solar Phys.*, 7(1):28–38, April 1969. doi: 10.1007/BF00148402.
- V. Bumba, A. Garcia, és M. Klvaňa. Longitudinal Distribution of Solar Magnetic Fields and Activity During the Ending and Starting Periods of Activity Cycles. *Solar Phys.*, 196(2):403–419, October 2000. doi: 10.1023/A:1005226228739.
- B. Caccin, R. Falciani, és A. Donati-Falchi. *Sol. Phys.*, 35(1):41, 1974.
- R. C. Carrington. On the Motion of the Solar System in Space. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 23:203, April 1863. doi: 10.1093/mnras/23.6.203.
- M. J. M. Castenmiller, C. Zwaan, és E. B. J. van der Zalm. Sunspot Nests - Manifestations of Sequences in Magnetic Activity. *Solar Phys.*, 105(2): 237–255, June 1986. doi: 10.1007/BF00172045.
- G. A. Chapman. *Sol. Phys.*, 14(2):315, 1970.
- G. A. Chapman. *ApJ*, 232:923, 1979.
- G. A. Chapman és D. P. Klabunde. *ApJ*, 261:387, 1982.
- G. A. Chapman és J. Sheeley, N. R. Chapman and sheeley (1968) című cikk. *Sol. Phys.*, 5(4):442, 1968.
- G. A. Chapman, A. M. Cookson, és J. J. Dobias. Solar Variability and the Relation of Facular to Sunspot Areas during Solar Cycle 22. *Astrophys. J.*, 482(1):541–545, June 1997. doi: 10.1086/304138.
- Partha Chowdhury, Rajmal Jain, és Arun K. Awasthi. Periodicities in the X-Ray Emission from the Solar Corona. *Astrophys. J.*, 778(1):28, November 2013. doi: 10.1088/0004-637X/778/1/28.

- S. Cortesi. Facules polaires. *Astronomischen Mitteilungen Eidgen. Sternwarte Zurich*, 362, January 1978.
- T. K. Das és T. K. Nag. A 14-day periodicity in the mean solar magnetic field. *Solar Phys.*, 187(1):177–184, June 1999. doi: 10.1023/A:1005183911985.
- Giuliana de Toma, Oran R. White, és Karen L. Harvey. A Picture of Solar Minimum and the Onset of Solar Cycle 23. I. Global Magnetic Field Evolution. *Astrophys. J.*, 529(2):1101–1114, February 2000. doi: 10.1086/308299.
- Mausumi Dikpati és Scott W. McIntosh. Space Weather Challenge and Forecasting Implications of Rossby Waves. *Space Weather*, 18(3):e02109, March 2020. doi: 10.1029/2019SW002109.
- Mausumi Dikpati, Peter A. Gilman, és Keith B. MacGregor. Penetration of Dynamo-generated Magnetic Fields into the Sun’s Radiative Interior. *Astrophys. J.*, 638(1):564–575, February 2006. doi: 10.1086/498682.
- M. Dimitropoulou, X. Moussas, és D. Strintzi. Enhanced Rieger-type periodicities’ detection in X-ray solar flares and statistical validation of Rossby waves’ existence. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 386(4):2278–2284, June 2008. doi: 10.1111/j.1365-2966.2008.13203.x.
- R. F. Donnelly és L. C. Puga. 13-DAY Periodicity and the Center-To-Dependence of Ultraviolet Extreme Ultraviolet and X-Ray Emission of Solar Activity. *Solar Phys.*, 130(1-2):369–390, December 1990. doi: 10.1007/BF00156800.
- R. B. Dunn és J. B. Zirker. *Sol. Phys.*, 33(2):281, 1973.
- A. Elek, N. Gyenge, M. B. Korsós, és R. Erdélyi. Spatial inhomogeneity in solar faculae. *Proceedings of the International Astronomical Union*, 13 (S335):17–19, 2017. doi: 10.1017/S174392131701136X.
- Anett Elek, Marianna B. Korsós, Mausumi Dikpati, Norbert G. Gyenge, Bernadett Belucz, és Robertus Erdélyi. Exploring Spatial and Temporal Patterns in the Debrecen Solar Faculae Database: Part I. *Astrophys. J.*, 964(2):112, April 2024. doi: 10.3847/1538-4357/ad2520.

- Martin Ester, Hans-Peter Kriegel, Jörg Sander, és Xiaowei Xu. A density-based algorithm for discovering clusters in large spatial databases with noise. In *Proceedings of the Second International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining*, KDD'96, page 226–231. AAAI Press, 1996. doi: 10.5555/3001460.3001507.
- P. Foukal, T. J. Duvall, és B. Gillipsie. *ApJ*, 249:394, 1981.
- Peter Foukal. What Determines the Relative Areas of Spots and Faculae on Sun-like Stars? *Astrophys. J.*, 500(2):958–965, June 1998. doi: 10.1086/305764.
- E. N. Frazier és J. O. Stenflo. *Sol. Phys.*, 27(2):330, 1972.
- Edward N. Frazier. Multi-Channel Magnetograph Observations. III: Faculae. *Solar Phys.*, 21(1):42–53, December 1971. doi: 10.1007/BF00155772.
- C. Frutiger, S. K. Solanki, M. Fligge, és J. H. M. J. Bruls. *A&A*, 358:1109, 2000.
- V. Gaizauskas, K. L. Harvey, J. W. Harvey, és C. Zwaan. Large-scale patterns formed by solar active regions during the ascending phase of cycle 21. *Astrophys. J.*, 265:1056–1065, February 1983. doi: 10.1086/160747.
- J. J. Gilman. Flow of covalent solids at low temperatures. *Journal of Applied Physics*, 46(12):5110–5113, December 1975. doi: 10.1063/1.321567.
- O. Gingerich és C. de Jager. Gingerich és de jager (1968) című cikk. *Sol. Phys.*, 3(1):5, 1968.
- R. G. Giovanelli és N. Brown. *Sol. Phys.*, 52(1):27, 1977.
- R. G. Giovanelli és C. Slaughter. *Sol. Phys.*, 57(2):255, 1978.
- V. M. Grigorjev. *Sol. Phys.*, 6(1):67, 1969.
- E. Gurgenashvili, T. V. Zaqarashvili, V. Kukhianidze, A. Reiners, R. Oliver, A. F. Lanza, és T. Reinhold. Rieger-type periodicity in the total irradiance of the Sun as a star during solar cycles 23-24. *Astron. Astrophys.*, 653:A146, September 2021. doi: 10.1051/0004-6361/202141370.

- Eka Gurgenchashvili, Teimuraz V. Zaqarashvili, Vasil Kukhianidze, Ramon Oliver, Jose Luis Ballester, Giorgi Ramishvili, Bidzina Shergelashvili, Arnold Hanslmeier, és Stefaan Poedts. Rieger-type Periodicity during Solar Cycles 14-24: Estimation of Dynamo Magnetic Field Strength in the Solar Interior. *Astrophys. J.*, 826(1):55, July 2016. doi: 10.3847/0004-637X/826/1/55.
- N. Gyenge, T. Baranyi, és A. Ludmány. Migration and Extension of Solar Active Longitudinal Zones. *Solar Phys.*, 289(2):579–591, February 2014. doi: 10.1007/s11207-013-0424-3.
- N. Gyenge, A. Ludmány, és T. Baranyi. Active Longitude and Solar Flare Occurrences. *Astrophys. J.*, 818(2):127, February 2016. doi: 10.3847/0004-637X/818/2/127.
- N. Gyenge, T. Singh, T. S. Kiss, A. K. Srivastava, és R. Erdélyi. Active longitude and coronal mass ejection occurrences. *The Astrophysical Journal*, 838(1):18, mar 2017. doi: 10.3847/1538-4357/aa62a8. URL <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/aa62a8>.
- L. Győri. Study of Differences Between Sunspot and White Light Facular Area Data Determined from SDO/HMI and SOHO/MDI Observations. *Solar Phys.*, 280:365–378, October 2012. doi: 10.1007/s11207-012-9987-7.
- Lajos Győri. Automation of Area Measurement of Sunspots. *Solar Phys.*, 180(1-2):109–130, June 1998. doi: 10.1023/A:1005081621268.
- Joanna D. Haigh. The Sun and the Earth's Climate. *Living Reviews in Solar Physics*, 4(1):2, October 2007. doi: 10.12942/lrsp-2007-2.
- V. I. Haneychuk, V. A. Kotov, és T. T. Tsap. On stability of rotation of the mean magnetic field of the Sun. *Astron. Astrophys.*, 403:1115–1121, June 2003. doi: 10.1051/0004-6361:20030426.
- J. A. Hartigan és M. A. Wong. A k-means clustering algorithm. *JSTOR: Applied Statistics*, 28(1):100–108, 1979.
- J. Harvey és D. Hall. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 7, page 459, 1975.

- J. Harvey és W. Livingston. *Sol. Phys.*, 10(2):283, 1969.
- J. Harvey, W. Livingston, és C. Slaughter. In *Line Formation in the Presence of Magnetic Fields*, page 227, 1972.
- D. H. Hathaway és L. Upton. The solar meridional circulation and sunspot cycle variability. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 119(5):3316–3324, May 2014. doi: 10.1002/2013JA019432.
- Carl J. Henney és John W. Harvey. Phase Coherence Analysis of Solar Magnetic Activity. *Solar Phys.*, 207(2):199–218, June 2002. doi: 10.1023/A:1016265629455.
- D. Heristchi és Z. Mouradian. The global rotation of solar activity structures. *Astron. Astrophys.*, 497(3):835–841, April 2009. doi: 10.1051/0004-6361/200809582.
- T. Hirayama. A Model of Solar Faculae and Their Lifetime. *Pub. Astron. Soc. Japan*, 30:337–352, January 1978.
- Johann Hirzberger, Laurent Gizon, Sami K. Solanki, és Thomas L. Duvall. Structure and Evolution of Supergranulation from Local Helioseismology. *Solar Phys.*, 251(1-2):417–437, September 2008. doi: 10.1007/s11207-008-9206-8.
- T. Homann, F. Kneer, és V. I. Makarov. Spectro-Polarimetry of Polar Faculae. *Solar Phys.*, 175(1):81–92, September 1997. doi: 10.1023/A:1004971002384.
- B. Hovis-Afflerbach és W. Dean Pesnell. Two New Methods for Counting and Tracking the Evolution of Polar Faculae. *Solar Phys.*, 297(4):48, April 2022. doi: 10.1007/s11207-022-01977-8.
- R. Howard. Howard (1959) című cikk. *ApJ*, 130:193, 1959.
- R. Howard. Howard (1967) című cikk. *ARA&A*, 5:1, 1967.
- F. Inceoglu, R. Simoniello, R. Arlt, és M. Rempel. Constraining non-linear dynamo models using quasi-biennial oscillations from sunspot area data. *Astron. Astrophys.*, 625:A117, May 2019. doi: 10.1051/0004-6361/201935272.

- Jan Janssens. Prediction of the amplitude of solar cycle 25 using polar faculae observations. *Journal of Space Weather and Space Climate*, 11: 3, January 2021. doi: 10.1051/swsc/2020081.
- David A. Juckett. Long Period (0.9 5.5 Year) Oscillations in Surface Spherical Harmonics of Sunspot Longitudinal Distributions. *Solar Phys.*, 237 (2):351–364, September 2006. doi: 10.1007/s11207-006-0071-z.
- C. U. Keller, O. Steiner, J. O. Stenflo, és S. K. Solanki. *A&A*, 233(2):583, 1990.
- C. U. Keller, M. Schüssler, A. Vögler, és V. Zakharov. On the Origin of Solar Faculae. *Astrophys. J. Lett.*, 607(1):L59–L62, May 2004. doi: 10.1086/421553.
- K. O. Kiepenheuer. *ApJ*, 117:447, 1953.
- Marianna B. Korsós, Mausumi Dikpati, Robertus Erdélyi, Jijia Liu, és Francesca Zuccarello. On the Connection between Rieger-type and Magneto-Rossby Waves Driving the Frequency of the Large Solar Eruptions during Solar Cycles 19-25. *Astrophys. J.*, 944(2):180, February 2023. doi: 10.3847/1538-4357/acb64f.
- Marianna B. Korsós, Anett Elek, Francesca Zuccarello, és Robertus Erdélyi. Exploring spatial and temporal patterns in the debrecen solar faculae database: Part ii. *ApJ*, 975(2):248, November 2024. doi: 10.3847/1538-4357/ad83bb.
- I. G. Kostyuchenko és E. S. Vernova. The Rotation Rate of the Active Longitude and Sunspot Groups on It and Other Characteristics of Sunspot Groups at the End of the Descending Branch of Solar Cycle 24. *Geomagnetism and Aeronomy*, 63(8):1210–1217, January 2024. doi: 10.1134/S001679322308011X.
- P. B. Kotzé. Spectrum analysis of short-period K index behaviour at high and mid-latitudes. *Annales Geophysicae*, 33(1):31–37, January 2015. doi: 10.5194/angeo-33-31-2015.
- S. Koutchmy és G. Stellmacher. *A&A*, 67(1):93, 1978.

- Jiuhou Lei, Jeffrey P. Thayer, Jeffrey M. Forbes, Eric K. Sutton, és R. Steven Nerem. Rotating solar coronal holes and periodic modulation of the upper atmosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 35(10):L10109, May 2008. doi: 10.1029/2008GL033875.
- R. B. Leighton. *ApJ*, 130:366, 1959.
- R. B. Leighton, R. W. Noyes, és G. W. Simon. *ApJ*, 135:474, 1962.
- Jie Li, Shuqing Wang, Shuhui Li, Zifan Xu, és Jun Yang. Analysis of ionosphere response during high-speed solar wind stream in early August 2020. *Astrophys. Space Sci.*, 366(8):73, August 2021. doi: 10.1007/s10509-021-03969-9.
- Hazel Marie Losh. Distribution of sun-spots in longitude. *Publications of Michigan Observatory*, 7(5):127–145, January 1939.
- V. Martínez Pillet, B. W. Lites, és A. Skumanich. *ApJ*, 474(2):810, 1997.
- Scott W. McIntosh, William J. Cramer, Manuel Pichardo Marcano, és Robert J. Leamon. The detection of Rossby-like waves on the Sun. *Nature Astronomy*, 1:0086, March 2017. doi: 10.1038/s41550-017-0086.
- J. P. Mehlretter. *Sol. Phys.*, 38(1):43, 1974.
- Andrés Muñoz-Jaramillo, Neil R. Sheeley, Jie Zhang, és Edward E. DeLuca. Calibrating 100 Years of Polar Faculae Measurements: Implications for the Evolution of the Heliospheric Magnetic Field. *Astrophys. J.*, 753(2): 146, July 2012. doi: 10.1088/0004-637X/753/2/146.
- R. Muller. The dynamical behavior of facular points in the quiet photosphere. *Solar Phys.*, 85(1):113–121, May 1983. doi: 10.1007/BF00148262.
- K. Mursula. Hale cycle in solar hemispheric radio flux and sunspots: Evidence for a northward-shifted relic field. *Astron. Astrophys.*, 674:A182, June 2023. doi: 10.1051/0004-6361/202345999.
- K. Mursula és T. Hiltula. Solar Wind at 1 AU: Review of Long-term Properties. In *35th COSPAR Scientific Assembly*, volume 35, page 2817, January 2004.

- Åke Nordlund, Robert F. Stein, és Martin Asplund. Solar Surface Convection. *Living Reviews in Solar Physics*, 6(1):2, December 2009. doi: 10.12942/lrsp-2009-2.
- Jacob Oloketuyi, Yu Liu, és Mingyu Zhao. The Periodic and Temporal Behaviors of Solar X-Ray Flares in Solar Cycles 23 and 24. *Astrophys. J.*, 874(1):20, March 2019. doi: 10.3847/1538-4357/ab064c.
- Judit Pap, W. Kent Tobiska, és S. David Bouwer. Periodicities of Solar Irradiance and Solar Activity Indices - Part One. *Solar Phys.*, 129(1): 165–189, September 1990. doi: 10.1007/BF00154372.
- E. N. Parker. Interaction of the Solar Wind with the Geomagnetic Field. *Physics of Fluids*, 1:171–187, May 1958. doi: 10.1063/1.1724339.
- E. N. Parker. *ApJ*, 138:552, 1963.
- J. Pelt, M. J. Korpi, és I. Tuominen. Solar active regions: a nonparametric statistical analysis. *Astron. Astrophys.*, 513:A48, April 2010. doi: 10.1051/0004-6361/200913193.
- S. R. Prabhakaran Nayar, V. Sanalkumaran Nair, V. N. Radhika, és K. Revathy. Short-Period Features of the Interplanetary Plasma and Their Evolution. *Solar Phys.*, 201(2):405–417, July 2001. doi: 10.1023/A:1017599621110.
- Eric Priest. *Magnetohydrodynamics of the Sun*. 2014. doi: 10.1017/CBO9781139020732.
- Muthu Priyal, Dipankar Banerjee, Bidya Binay Karak, Andrés Muñoz-Jaramillo, B. Ravindra, Arnab Rai Choudhuri, és Jagdev Singh. Polar Network Index as a Magnetic Proxy for the Solar Cycle Studies. *Astrophys. J. Lett.*, 793(1):L4, September 2014. doi: 10.1088/2041-8205/793/1/L4.
- Breno Raphaldini, Mausumi Dikpati, és Scott W. McIntosh. Information-theoretic Analysis of Longitude Distribution of Photospheric Magnetic Fields from MDI/HMI Synoptic Maps: Evidence for Rossby Waves. *Astrophys. J.*, 953(2):156, August 2023. doi: 10.3847/1538-4357/ace320.

- E. Rieger, G. H. Share, D. J. Forrest, G. Kanbach, C. Reppin, és E. L. Chupp. A 154-day periodicity in the occurrence of hard solar flares? *Nature*, 312(5995):623–625, December 1984. doi: 10.1038/312623a0.
- Michel Rieutord és François Rincon. The Sun’s Supergranulation. *Living Reviews in Solar Physics*, 7(1):2, December 2010. doi: 10.12942/lrsp-2010-2.
- J. Rogerson, John B. Rogerson (1961) című cikk. *ApJ*, 134:331, 1961.
- Domagoj Ruždjak, Roman Brajša, Ivica Skokić, Davor Sudar, és Arnold Hanslmeier. On the Periodicities in Solar Rotation and Activity Determined from Sunspot-Group Data and Possible Connection with Rossby-Like Waves. *Solar Phys.*, 298(3):39, March 2023. doi: 10.1007/s11207-023-02114-9.
- A. Ruzmaikin, J. Feynman, M. Neugebauer, és E. J. Smith. Preferred solar longitudes with signatures in the solar wind. *J. Geophys. Res.*, 106(A5): 8363–8370, May 2001. doi: 10.1029/2000JA000392.
- G. Schmahl. *ZAp*, 66:81, 1967.
- Heinrich Schwabe. Sonnenbeobachtungen im Jahre 1843. Von Herrn Hofrath Schwabe in Dessau. *Astronomische Nachrichten*, 21(15):233, February 1844. doi: 10.1002/asna.18440211505.
- A. Severny. *Space Sci. Rev.*, 3(4):451, 1964.
- A. I. Shapiro, S. K. Solanki, N. A. Krivova, W. K. Schmutz, W. T. Ball, R. Knaack, E. V. Rozanov, és Y. C. Unruh. Variability of Sun-like stars: reproducing observed photometric trends. *Astron. Astrophys.*, 569:A38, September 2014. doi: 10.1051/0004-6361/201323086.
- Simon J. Sheather. Density estimation. *Statistical Science*, 19(4):588–597, 2004. ISSN 08834237. URL <http://www.jstor.org/stable/4144429>.
- J. Sheeley, N. R. *ApJ*, 144:723, 1966.
- J. Sheeley, N. R. *Sol. Phys.*, 1(2):171, 1967.

- Jr. Sheeley, N. R. Polar Faculae: 1906–1990. *Astrophys. J.*, 374:386, June 1991. doi: 10.1086/170129.
- Jr. Sheeley, N. R. A Century of Polar Faculae Variations. *Astrophys. J.*, 680(2):1553–1559, June 2008. doi: 10.1086/588251.
- G. W. Simon és R. B. Leighton. *ApJ*, 140:1120, 1964.
- G. W. Simon és R. W. Noyes. In R. Howard, editor, *Solar Magnetic Fields*, volume 43, page 663, 1971.
- A. Skumanich és B. W. Lites. *ApJ*, 322:473, 1987.
- S. K. Solanki. *A&A*, 168:311, 1986.
- S. K. Solanki és J. O. Stenflo. *A&A*, 140(1):185, 1984.
- S. K. Solanki és J. O. Stenflo. *A&A*, 170(1):120, 1986.
- A. A. Solov'ev és E. A. Kirichek. Structure of solar faculae. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 482(4):5290–5301, February 2019. doi: 10.1093/mnras/sty3050.
- H. C. Spruit. *Sol. Phys.*, 50(2):269, 1976.
- G. Stellmacher és E. Wiehr. *Sol. Phys.*, 18(2):220, 1971.
- G. Stellmacher és E. Wiehr. *A&A*, 29:13, 1973.
- J. O. Stenflo. *Arkiv för Astronomi*, 4:173, 1966.
- J. O. Stenflo. *Sol. Phys.*, 32(1):41, 1973.
- J. O. Stenflo. *Sol. Phys.*, 42(1):79, 1975.
- J. O. Stenflo, S. Solanki, J. W. Harvey, és J. W. Brault. *A&A*, 131(2):333, 1984.
- L. Svalgaard és J. M. Wilcox. Long Term Evolution of Solar Sector Structure. *Solar Phys.*, 41(2):461–475, April 1975. doi: 10.1007/BF00154083.
- T. D. Tarbell és A. M. Title. *Sol. Phys.*, 52(1):13, 1977.

- Manuela Temmer, Bojan Vršnak, és Astrid M. Veronig. Periodic Appearance of Coronal Holes and the Related Variation of Solar Wind Parameters. *Solar Phys.*, 241(2):371–383, April 2007. doi: 10.1007/s11207-007-0336-1.
- G. Thiessen. *Nature*, 169(4291):147, 1952.
- A. G. Tlatov. The Minimum Activity Epoch as a Precursor of the Solar Activity. *Solar Phys.*, 260(2):465–477, December 2009. doi: 10.1007/s11207-009-9451-5.
- Christopher Torrence és Gilbert P. Compo. A practical guide to wavelet analysis. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 79(1):61 – 78, 1998. doi: 10.1175/1520-0477(1998)079<0061:APGTWA>2.0.CO;2.
- S. Tsuneta, K. Ichimoto, Y. Katsukawa, S. Nagata, M. Otsubo, T. Shimizu, Y. Suematsu, M. Nakagiri, M. Noguchi, T. Tarbell, A. Title, R. Shine, W. Rosenberg, C. Hoffmann, B. Jurcevich, G. Kushner, M. Levay, B. Lites, D. Elmore, T. Matsushita, N. Kawaguchi, Y. Suematsu, S. Tsuneta, K. Ichimoto, T. Shimizu, M. Otsubo, Y. Katsukawa, M. Nakagiri, M. Noguchi, T. Tamura, Y. Kato, H. Hara, M. Kubo, I. Mikami, H. Saito, T. Matsushita, N. Kawaguchi, T. Nakaoji, K. Nagae, S. Shimada, N. Takeyama, és T. Yamamuro. *Sol. Phys.*, 249(2):197, 2008.
- E. Wiehr. *Astron. Astrophys.*, 149(1):217, 1985.
- T. V. Zaqarashvili, R. Oliver, J. L. Ballester, és B. M. Shergelashvili. Rossby waves in „shallow water” magnetohydrodynamics. *Astron. Astrophys.*, 470(3):815–820, August 2007. doi: 10.1051/0004-6361:20077382.
- Teimuraz V. Zaqarashvili és Eka Gurgenchashvili. Magneto-Rossby waves and seismology of solar interior. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 5:7, February 2018. doi: 10.3389/fspas.2018.00007.