

A napaktivitás előrejelzése – az empirikus és numerikus vizsgálatok összekapcsolásának lehetőségei

Gáliková Barbara és Pádár Noémi

Csillagász MSc 2. évfolyam, 3. félév



Témavezető:

Forgácsné dr. Dajka Emese

Egyetemi adjunktus

Eötvös Loránd Tudományegyetem Természettudományi Kar

Csillagászati Tanszék

2023.01.08.

Kivonat

A napaktivitási ciklus előrejelzésének lehetőségei egyre inkább előtérbe kerülnek, mivel a Nap változékonysága befolyásolja az űridőjárást, ami pedig szélsőséges esetekben jelentős károkat okozhat a modern technológiai eszközökben és veszélyeztetheti az űrhajósok egészségét is. Az napaktivitás előrejelzésére kétféle lehetőség adódik: (i) napfolt adatbázisokból kinyert adatok segítségével; és (ii) dinamómodellek használatával. Jelen munkával a célunk, hogy egy majdani előrejelzési modell elkészítését megalapozzuk, melyhez az empirikus adatokból nyert információkat szeretnénk kombinálni egy dinamómodellel. Az empirikus vizsgálatok esetében a Greenwich Photoheliographic Results (GPR) és a Debrecen Photoheliographic Data (DPD) napfolt-adatbázisokat használjuk, míg a numerikus simulációkat a SURYA nevű FORTRAN nyelven megírt dinamókód segítségével futtatjuk. A dolgozatban az észlelési adatok segítségével szeretnénk empirikus eloszlásfüggvényeket megadni, illetve az eloszlások vizsgálata hozzásegíthet minket az aktivitási ciklus jellegzetességeinek megértéséhez, esetleges kapcsolatok felfedezéséhez. A numerikus vizsgálatok során pedig szeretnénk feltérképezni a különböző paraméterek változtatásának hatásait, így lehetőséget teremtve arra, hogy úgy randomizáljuk ezeket a paramétereket, hogy felhasználjuk az észlelésből kapott eloszlásokat.

Tartalomjegyzék

1. Motiváció, célkitűzés	3
2. Bevezetés a problémakörbe	3
2.1. Napaktivitás és annak előrejelzése	3
2.2. Napdinamómodellek	10
3. Alkalmazott módszerek	15
3.1. Napfolt adatbázisok és a feldolgozás	15
3.2. A SURYA kód	17
4. Eredmények	20
4.1. Valós adatokból kapott eredmények	20
4.2. Modellszámítás eredményei	29
5. Összegzés és kitekintés	38
Köszönetnyilvánítás	41
Hivatkozások	42
Függelék	46

1. Motiváció, célkitűzés

A dolgozat megírását az motiválta, hogy szerettünk volna egy olyan modellt megvizsgálni, ahol a numerikus modellparamétereket az észlelésekből kapott adatok alapján finomítjuk, kalibráljuk. Ennek megfelelően a dolgozat is két nagyobb témát ölel fel: (i) a napaktivitást és a hozzá tartozó jelzőszámokat; és (ii) a Nap globális mágneses terét modellező átlagtér elméleteket. Ezeket kapcsolja össze az aktivitás előrejelzésének lehetősége, melynek kapcsán erről is ejtünk pár szót. A dolgozat tagolása is ezt követi, így először a napaktivitásról és annak előrejelzéséről lesz szó. Ezt követően betekintést nyújtunk a dinamómodellekbe, különös tekintettel a Babcock–Leighton modellre. Miután az elméleti részeket áttekintettük, az alkalmazott módszerek fejezetben leírjuk, hogy milyen észlelési adatokat használunk fel, milyen módon dolgozzuk fel azokat, illetve milyen numerikus dinamómodellt választottunk. Ezután részletesen áttekintjük az empirikus úton és modellszámításból kapott eredményeket, így megtéve az előkészületeket arra, hogy a numerikus kód paramétereit hangolni tudjuk az észlelésekből kapott eredmények alapján.

2. Bevezetés a problémakörbe

2.1. Napaktivitás és annak előrejelzése

A napaktivitás legkönyebben "észrevehető" jelensége talán a Nap felszínén megfigyelhető sötét területek, azaz a napfoltok. Az első napfolt megfigyeléseket – melyeket szabad szemmel végeztek – körülbelül 2000 évvel ezelőtt, Kínában jegyezték le (Clark és Stephenson, 1978; Wittmann és Xu, 1987). Ezek a megfigyelések, illetve a későbbiek is elég rendszertelenek voltak, és nagyban függtek az időjárástól, a folt méretétől, a megfigyelés körülményeitől. Az első rendszeres megfigyeléseket a Napon látható sötét területekről Galileo Galilei készítette, aki be is bizonyította, hogy a foltok a Nap felszínén vannak, nem pedig előtte elhaladó bolygók. Az első tudományos kutatási eredményt Christian Horrebow közölte 1776-ban, amikor a jegyzeteiben említést tett a napfoltok lehetséges periodikus viselkedéséről (erről részletesebben a Hathaway (2015) cikkben olvashatunk). Mindezek ellenére a napfolt ciklusról Heinrich Schwabe számolt be először 1844-ben, 18 évnyi megfigyelés alapján. Megfigyelései szerint lennie kell egy körülbelül 10 éves – ma már tudjuk, hogy ez egy körülbelül 11 éves ciklust jelent, 14 hónapos szórással – aktivitási ciklusnak (Schwabe, 1844). Schwabe felfedezése alapján Johann Rudolf Wolf vezette be a napfolt-relatívszámot (R), mely definíció szerint a következő:

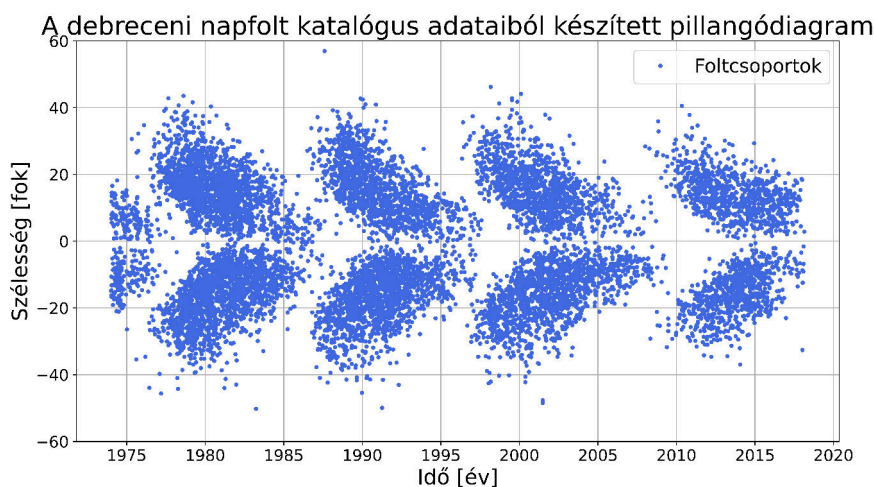
$$R = k(10g + n) \quad (1)$$

ahol k a megfigyelőre vonatkozó korrekciós tényező, g a Nap felszínén megfigyelhető napfoltcsoportok száma, n pedig a Napon látható összes folt száma. Ez a szám jellemzi leginkább a napfolttevékenységet, de fontos megjegyezni hogy ez a szám matematikai formában adja csak

meg az aktivitás erősségét, hiszen a kétszer nagyobb R nem jelent kétszer foltosabb napfelszínt (Wolf, 1861).

A fentebb olvasható kutatástörténetben a napfoltok felfedezésére és kezdetleges megfigyelésükre helyeztük a hangsúlyt, mert ma már nagyon szerteágazó a napfoltok kutatása és vizsgálata, így a jelenkori kutatástörténetet már lehetetlen lenne bemutatni pár mondatban.

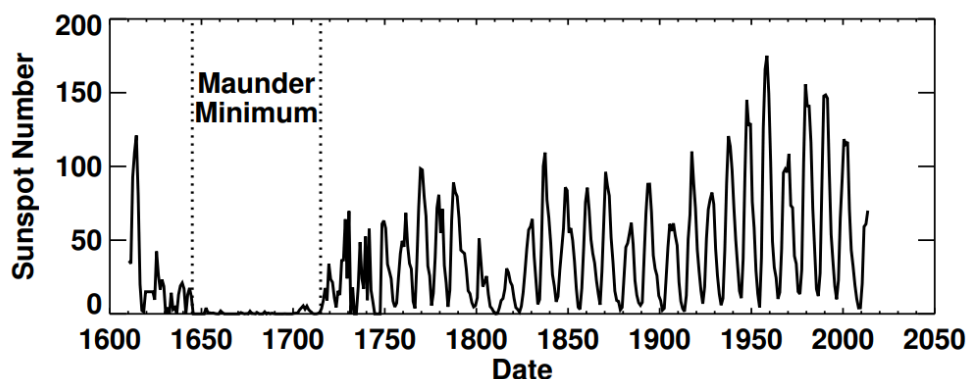
A következőkben pár szót ejtünk a napaktivitás időbeli fejlődéséről is. Definíció szerint egy napfolt-ciklus két napaktivitási minimum között eltelt időt jelent, melyet például a napfolt-relatívszám időbeli változása alapján tudunk megállapítani. A hosszútávú észlelések azt mutatják, hogy egy ciklus periódusa változhat az egymást követő időszakokban, de nemcsak az időtartam, hanem az amplitúdó is ingadozhat. További érdekessége a ciklusoknak, hogy nem egy egyszerű szinuszos alakkal írhatóak le, mivel a minimumtól maximumig eltelt idő általában rövidebb, mint a maximumtól minimumig eltelt idő (Hathaway, 2015). Ha nemcsak a napfolt-relatívszám változását vizsgáljuk az időben, hanem a foltok megjelenési helyzetét is, akkor az úgynevezett Spörer-törvényt figyelhetjük meg, amelyet Richard Christopher Carrington fedezett fel. A törvény szerint a napfoltok a ciklus elején az egyenlítőtől távolabb jelennek meg, majd a ciklus előrehaladtával a foltok egyre kisebb szélességeken tűnnek fel (Carrington, 1858). A Spörer-törvény alapján, ha az idő függvényében ábrázoljuk a napfoltok szélesség szerinti eloszlását, akkor megkapjuk a napaktivitás újabb fontos diagramját, az úgynevezett pillangódiagramot (Hathaway, 2015).



1. ábra. Egy körülbelül 45 éves időtartam alatt látjuk a napfoltok szélesség szerinti eloszlását, a pillangódiagram elnevezés pedig a diagram formájából adódik.

A hosszútávú változások vizsgálata is további kulcsfontosságú információval szolgál az előrejelzések szempontjából. A már említett amplitúdóbeli és ciklushosszbeli változások mellett további extrémumok is megfigyelhetők a napaktivásban. Ezek közé tartozik például a Maunder Minimum, ami egy extrém alacsony aktivitású időszak volt 1645 és 1715 között, illetve a ciklusamplitúdók trendjében – időnként láthatóak kisebb erősségű ciklusok is – egy folyamatos növekedés figyelhető meg a Maunder Minimum után (Hathaway, 2015). A Maunder Minimum

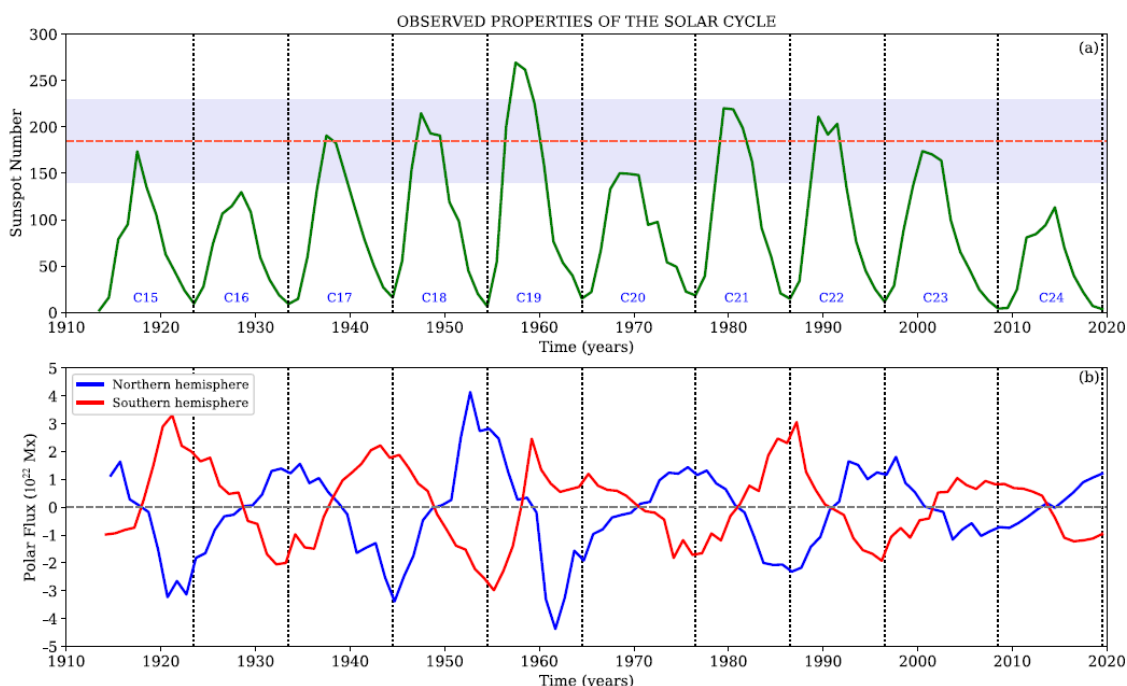
során alig észleltek napfoltot a Nap felszínén, azonban egyes kutatók mégis felfedeztek egy gyenge ciklikus változást ezen időszak alatt is. Ezzel azt sikerült bizonyítaniuk, hogy a mágneses ciklus ekkor is jelen volt, csak túl gyenge formában (lásd összefoglaló cikk Beer, Tobias és Weiss (1998)).



2. ábra. Az ábrán is jól látható, hogy a Maunder Minimum során valóban kevés napfoltot észleltek (Hathaway, 2015).

Az eddigiek alapján látható, hogy a napaktivitási ciklus előrejelzése nem egyszerű feladat, de szükséges, mivel a naptevékenység és a hozzá köthető változások hatással vannak a földi életre is (Hathaway, 2015). Ez a változékonyság a szoláris sugárzás változó fluxusában, a Nap mágneses terében és a napszélben is megnyilvánul. Extrém esetekben a flarek és koronakidobódások szélsőséges perturbációkat idéznek elő az űridőjárásban. Ezen jelenségek hatással lehetnek a műholdak működésére és az űrhajósok egészségére, megzavarhatják a navigációs hálózatainkat, a nagyfrekvenciás rádiókommunikációt, az elektromos hálózatokat és azon légi járatokat, amelyek sarki útvonalakon közlekednek. Egy ilyen esemény például a szakirodalomban Carrington-eseményként ismert napkitörés vagy fehér fler, amit Carrington jegyzett le 1859-ben. Ekkor Carrington a napfoltok tanulmányozása közben egy sötét folt belsejében egy fehér, fényes részre lett figyelmes. Maga a jelenség rövid ideig volt megfigyelhető, és Carrington később azt is lejegyezte, hogy a jelenséget követően erős sarki fény volt megfigyelhető. Emiatt Észak-Amerikában és Európában is sok távíróvezeték órákra használhatatlanná vált, ugyanis az esemény következtében indukált áramok gyakorlatilag lehetetlenné tették a jel megkülönböztetését a zajtól. Az Amerikai Egyesült Államokban például néhány távirda úgy próbálta meg csökkenteni ezt a hatást, hogy az akkumulátorerőt növelték. Az indukált és a direkt áramerősség együttes eredményeként viszont mindenfelé szikrák pattogtak, ami miatt nem egy távirda kigyulladt, és legalább egy embert megrázott az áram (Muller, 2014). Az előbb felsoroltakból is jól látható, hogy kulcsfontosságú az űridőjárás megértése és előrejelzése, mivel a jelen társadalom erősen függ a modern technológiáktól, így ezek megvédése különösen fontos kutatási területnek számít (National Research Council, 1997; National Research Council, 2013; National Science and Technology Council, 2019; Krausmann és tsai., 2017; Schrijver és tsai., 2015).

Mint ismert, és ahogy az előbbieken már említettük, a Napon a napfoltok száma ciklikusan



3. ábra. Az ábra (a) paneljén a zöld folytonos vonal a napfoltok idősorát ábrázolja egy 110 éves intervallumon. Ehhez már az új átlagolt napfoltszám adatokat használták fel Clette és tsai. (2015), amelyeket a World Data Center, a Sunspot Index és a Long-term Solar Observations (SILSO) biztosítottak. Az ábra (b) paneljén a poláris fáklya adatokból (Mount Wilson obszervatórium) származtatott poláris fluxusértékek az 1914-2014 közötti intervallumot fedik le, majd ezt kiegészítették a Wilcox Solar Obszervatórium kalibrált poláris mező adataival, így az adatsor kiterjedt a 2019-es év közepéig tartó időszakig. A kék görbe az északi féltekén mért, míg a piros a déli féltekén mért poláris fluxust szemlélteti (Nandy, 2021).

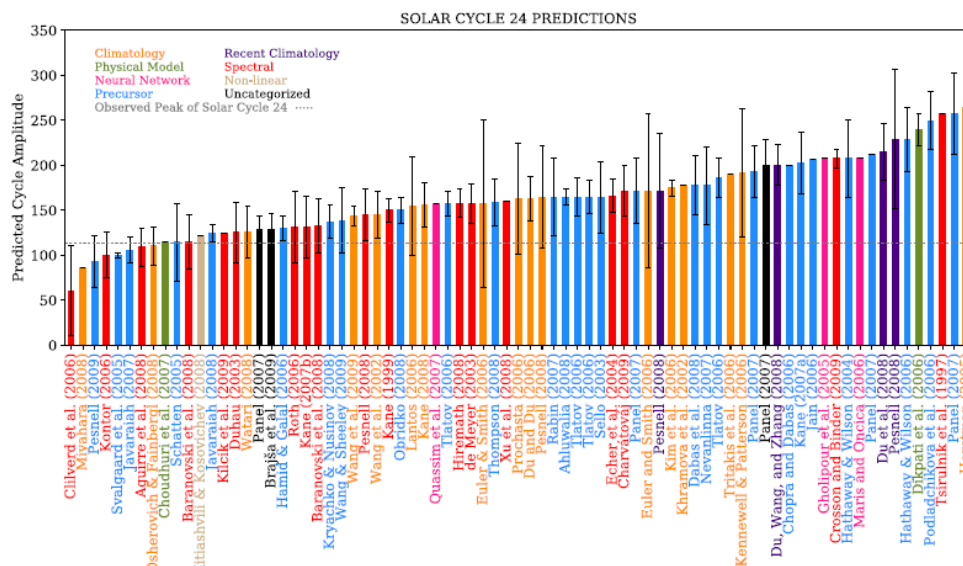
csökken és növekszik egy körülbelül 11 éves periódussal. A nagy minimumok idején ez a ciklikusság nem igazán volt megfigyelhető, de azokon kívül jól követhető a változás. A 3(a) ábrán egy kicsit több mint 100 éves időszakon keresztül látjuk a napfoltszám változását az idő függvényében, az ábráról is könnyen leolvasható, hogy a periódus nem változik drasztikusan. Ezekből az adatokból megkapható egy százados átlagos amplitúdó, amely $184,6 \pm 44,3$ értéket ad. Az ábrán piros szaggatott vonallal van jelölve a klimatológiai átlag, illetve az $\text{átlag} \pm 1\sigma$ tartományt jelöli a képen a halvány sátrózott terület, ahol σ a szórást jelöli. Ezek alapján be tudjuk osztani a napsiklusokat különböző osztályokba: mérsékelt ciklusok, ahol a maximum a sátrózott tartományon belül van; ezen a tartományon belül külön vannak osztályozva aszerint is, hogy az átlagnál kicsit magasabb az amplitúdó (mérsékelt-erős ciklusok), vagy annál kicsit alacsonyabb (mérsékelt-gyenge); amelyek a sátrózott tartomány fölé esnek, azok az erős ciklusok; ez alattiak pedig a gyenge ciklusok. (Nandy, 2021)

A 3(b) ábrán látjuk a Nap poláris fluxusának változását ugyanazon a körülbelül 100 éves intervallumon. Ezen ábra alapját a Mount Wilson Obszervatórium poláris fáklya adatai adták (Muñoz-Jaramillo és tsai., 2012). Ahogy az szemmel is jól látható, a sarki mezők is egy ciklikus változást mutatnak, és polaritást váltanak a napfoltmaximum ideje környékén. Összehasonlítva a napfoltciklus minimum idején mért poláris fluxus amplitúdót a soron következő ciklus erős-

ségével, azt vehetjük észre, hogy a napfoltminimumkor mért erősebb poláris mező általában erősebb soron következő napfoltmaximumra utal. Természetesen ez nem véletlenül van így, mivel a Nap poláris mezőjét a differenciális rotáció tovább erősíti, ezáltal létrehozva a következő napfoltciklust. A legismertebb és egyben legsikeresebb előrejelzési technika, a prekursor módszer alapját képezi az előbb említett ok-okozati összefüggés (Nandy, 2021). Természetesen számos módszer létezik az előrejelzések esetében, melyeket legkönnyebben a felhasznált módszertan alapján lehet osztályozni:

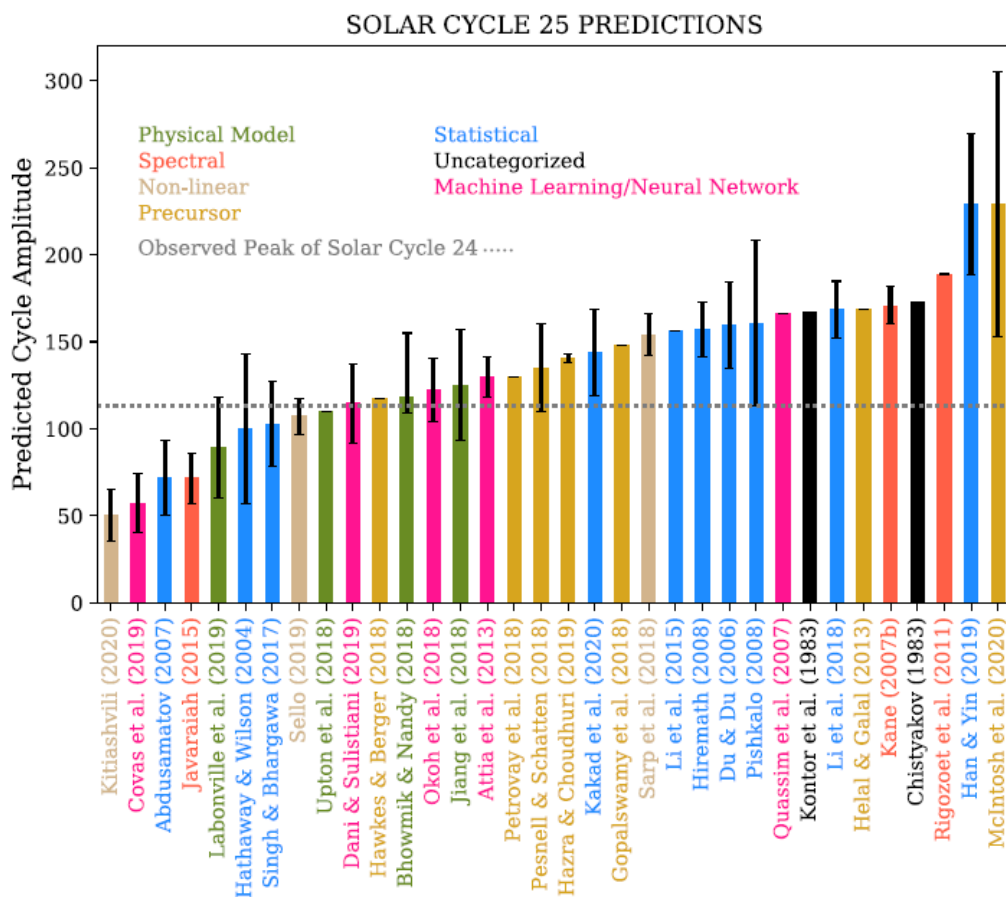
- fizikai modelleken alapuló
- prekursor technikákra alapozott
- nemlineáris modellekre alapozott
- statisztikai
- spektrális módszerekre alapozott
- gépi tanulás és neurális hálózatokra alapozott
- nem kategorizált

Jelen dolgozatban nem térünk ki a különböző módszerekre részletesen, de Nandy (2021) cikkében megtalálható a fent említett technikák részletes tárgyalása. Itt elsősorban az eredményekre szorítkozunk csak, melyek a 4–5. ábrákon láthatóak.



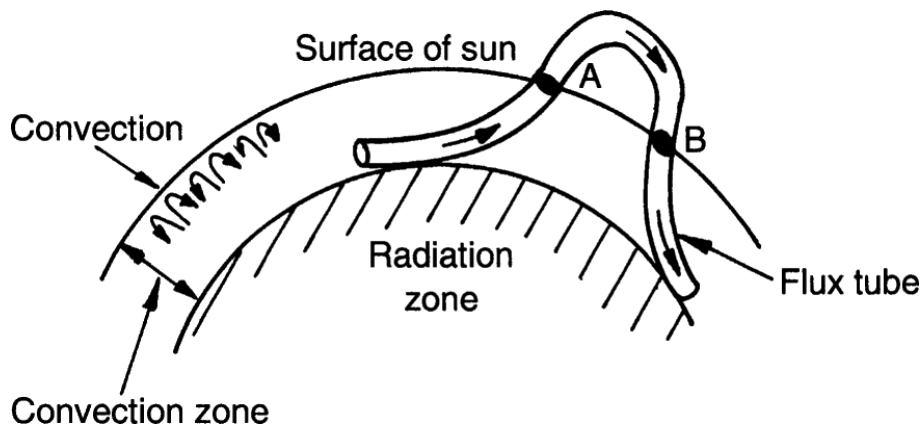
4. ábra. A 24. napciklus amplitúdójának különböző módszerekkel készült előrejelzései. A különböző módszerek eltérő színekkel vannak megjelenítve. Az egyes oszlopok magassága jelzi a jósolt amplitúdót, a szaggatott vonal pedig a megfigyelt amplitúdót szemlélteti. (Nandy, 2021)

A 24. napciklusra, mely az előző ciklus volt, többféle előrejelzés is készült különböző módszerek felhasználásával. Ezek összesítését látjuk a 4. ábrán, ahol a ciklus amplitúdójának meghatározására használt módszer alapján vannak színezve az oszlopdiagramok. Szürke szaggatott vízszintes vonallal jelzik a 24. napciklus megfigyelt maximális amplitúdóját, és könnyen észrevehető, hogy a használt módszerek nagyobb része a megfigyeltnél sokkal erősebb ciklust jósolt. A két különböző dinamómodellen alapuló előrejelzés (Dikpati, de Toma és Gilman, 2006; Choudhuri, Chatterjee és Jiang, 2007) elég ellentétes jóslatot adott, ugyanis az egyik nagyon erős, míg a másik nagyon gyenge ciklust jelzett. Ma már tudjuk, hogy az utóbbi, tehát a nagyon gyenge ciklus jóslata bizonyult helyesnek, de nem nyilvánvaló, hogy mi ennek az oka. A 4. ábrát túlzottan nem is kell szemügyre venni ahhoz, hogy látható legyen, hogy az előrejelzések mennyire nem egyeztek végezetül a valódi, megfigyelt adatokkal. Ez a tény azt sugallja nekünk, hogy a napciklus kiszámíthatóságának megértésén még dolgoznunk kell a továbbiakban is.



5. ábra. A fenti ábrán a 25. napciklus erősségének előrejelzéseit látjuk különböző csapatoktól, akik különböző módszerek felhasználásával jutottak az itt látható eredményekre. Az egyes oszlopok magassága jelzi a jósolt amplitúdót. Az ábrán szaggatott vonallal látjuk a 24. napciklus megfigyelt amplitúdóját (113,3 SSN) (Nandy, 2021).

Hasonló előrejelzés készült a 25. ciklusra is, melynek eredményeit a 5. ábrán látjuk (Nandy, 2021). Ahogy azt az ábráról leolvashatjuk, a 25. napciklus előrejelzései is eléggé eltérnek



6. ábra. Napfoltok születése a Nap konvektív zónájának aljáról feltörő mágneses fluxuscsövek által. A napfoltok az A és B pontokon képződnek. Ábra forrása: (Davidson, 2016).

egymástól, nagy részük viszont a 25. ciklust is erősebbre jósolja, mint amilyen a 24. volt. A különböző módszerekből kapott napfolt-relatívszám átlaga, illetve szórása ($\pm 1\sigma$) $136,2 \pm 41,6$ értéknek adódott. Azt is meg kell említeni, hogy a 25. napciklus előrejelzéseiből nagyjából fele annyi van, mint a korábbi, 24. ciklus estében, és ahogy ezt Nandy (2021) megjegyzi, ez reményt keltő lehet abból a szempontból, hogy jobban megfontolják a különböző kutatócsoportok, hogy mennyire nehéz és bizonytalan tud lenni egy ciklus előrejelzése. Ehhez még adalékként hozzájárulhat egy viszonylag új tanulmány is, ahol Nagy és tsai. (2017) azt vizsgálták meg, hogy különös tulajdonságokkal rendelkező (pl. nagyon nagy terület, átlaghoz képesti nagy dőlésszög) foltok hogyan befolyásolhatják az elkövetkező ciklusok erősségét, és ezzel kapcsolatosan mennyire lehet valójában előrejelezni a napaktivitást.

Az eddigiekben ugyan nem helyeztünk hangsúlyt arra vonatkozóan, hogy pontosan leírjuk, minek köszönhetően jelennek meg a napfoltok a Nap felszínén, de természetesen az aktivitás fizikai folyamatainak megértéséhez nélkülözhetetlen pár gondolatot leírni ezzel kapcsolatban. George Ellery Hale vizsgálatai rámutattak arra, hogy a napfoltok erős mágneses térrel rendelkeznek (Hale, 1908). A jelenlegi megfigyelések és elméletek alapján a napfoltok tulajdonképpen a Nap belsejéből a felszínre törő mágneses fluxuscsövek. Ezek a fluxuscsövek a Nap globális mágneses terét tekintve a toroidális komponensnek felelnek meg, melyek a konvektív zóna alján, a Nap egyenlítőjével párhuzamosan helyezkednek el. Ezen toroidális fluxuscsövekre a perturbatív hatásoknak köszönhetően felhajtóerő hathat, mely a csövet elindítja a felszín felé, ahol a fotoszférát átdöfve megjelenik a napfolt. Ennek a folyamatnak a sematikus ábráját látjuk a 6. ábrán.

Így jobban érthetjük, hogy miért is van szükség annak megismerésére és megértésére, hogy milyen folyamatok hozzák létre a Nap mágneses terét. Emellett az eddigiek alapján láthatjuk, hogy a napciklus előrejelzéséhez a különböző dinamómodellek jelenthetik a kulcsot. Ha értjük, hogy milyen fizikai folyamatok alakítják a napciklust, akkor az előrejelzésekben is sikeresebbek lehetünk. Ezért a következő részben röviden áttekintjük a napdinamó-modelleket, különös

tekintettel a Babcock–Leighton-modellre.

2.2. Napdinamómodellek

Mint ahogy azt az előző fejezetben írtuk, a napaktivitás megértéséhez nélkülözhetetlen megismernünk azokat a fizikai folyamatokat, melyek létrehozzák és fenntartják a Nap mágneses terét. Ezért most a napdinamó-modellek alapjairól lesz szó, ahol a leírás során külön hangsúlyt fogunk helyezni azon részekre, melyek a későbbiekben alkalmazott és használt SURYA nevű numerikus napdinamó kód működésének megértéséhez elengedhetetlenek.

A ma elfogadott dinamóelméletek alapját természetesen a megfigyelések szolgáltatták. A napfoltok, vagy aktív területek mágneses vizsgálata vezetett arra a felismerésre, hogy a napciklus valójában nem 11, hanem 22 éves, ha figyelembe vesszük az aktív vidékek mágneses tulajdonságait is (Hale és Nicholson, 1925). A kérdés mostmár az volt, hogy hogyan alakul ki és változik ilyen gyorsan a Nap mágneses tere, melyre több megoldás és elképzelés is született. A dinamó beindulásához és működéséhez szükséges a jól vezető közeg, ami a Nap anyaga esetében adott, illetve, hogy a vezető közeg folyékony legyen azért, hogy benne különböző áramlások jöjhessenek létre (Charbonneau, 2020). A dinamó beindulásához egy gyenge kezdeti mágneses térre is szükség lehet, ami a Nap esetében is adott lehet, hiszen attól a molekulafelhőtől örökölhette, melyből kialakult (pl. Boyer és Levy (1984)). Ha a mágneses térrel átjárt vezető közegben valamilyen áramlás megindul, akkor az indukciótörvény értelmében feszültséget indukál, amely a vezető közegben elektromos áramot kelt. Viszont ezen áramoknak mágneses terük van, mely erősödhet is, így a dinamó működni kezd, és a mágneses tér regenerálódhat. A legalapvetőbb antidinamó-tétel, mely arra vonatkozik, hogy milyen feltételek mellett működik a dinamó az az, hogy a mágneses tér mozgás nélküli véges vezetőképességű folyadékban nem maradhat fenn. Sok vizsgálat történt már arra vonatkozóan, hogy milyen sebességterek mellett működhet a dinamó, és bizonyos sebességeloszlásokról eleve kimutatható, hogy nem képesek működtetni azt, míg más sebességeloszlású esetekben az adott szerkezetű mágneses tér nem jöhet létre dinamó útján. Nevezetes tétel az, hogy hengersizmetrikus mágneses tér, mint amilyen a szabályos dipóltér is, semmilyen dinamóban nem maradhat fenn. Ezt nevezzük Cowling-tételnek (Cowling, 1933; Cserepes és Petrovay, 2001). Általában pont a legegyszerűbb esetek nem valósulhatnak meg ezen dinamómodellek listájáról, így a működő dinamómodellek ennek megfelelően elég bonyolultak (Charbonneau, 2020). A napdinamómodellek esetében nagy áttörést jelentett Parker (1955) munkája, aki bebizonyította, hogy egy forgó gömbhéjban lévő vezetőképes folyadék fenn tud tartani egy mágneses dipólteret. Ennek feltétele, hogy a Nap konvektív zónájában ciklonszerű mozgások legyenek, és legyen differenciális rotáció. Mindezt a hatvanas években sikerült megfelelő elméleti alapokra helyezni az átlagtér elmélettel (Charbonneau, 2020). Ennek segítségével kialakult egy konszenzus, mely szerint a dinamó háttérében álló két fő mechanizmus az α -effektus (amely a toroidális mágneses térből a csavarvonalú áramlások segítségével poloidális teret állít elő) és az Ω -effektus (amely a poloidális mágneses teret a differenciális

rotáció „segítségével” feltekeri, és így létrehozza a toroidális térkomponenst). Természetesen a szétválasztás csak a megértést és a könnyebb leírást segíti, fizikailag a két effektus együtt van jelen. A fentebb leírtak, és a korábban elmondottak alapján is a dinamóelmélet(ek) a mai napig folyamatosan fejlődik(nek). Az imént említett átlagtér elméletnek is több olyan részlete van, ami újfajta megközelítések kidolgozására is ösztönzőleg hatott.

Egy-egy ilyen modell legfontosabb feladata az, hogy visszaadja a Nap mágneses terének a megfigyelések alapján tapasztalt ciklikus regenerációját. Ez a magnetohidrodinamika segítségével írható le, ami a Napban zajló induktív áramlásokat parciális differenciálegyenletek egyszerűsített alakjával adja meg. Ehhez a következőket kell feltennünk a plazmáról (Charbonneau, 2020):

- a részecskék közepes ütközési szabad úthossza rövidebb a többi releváns karakterisztikus úthossznál
- nemdegenerált
- elektromosan semleges

Ezek alapján már felírható a magnetohidrodinamika indukciós egyenlete:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \underbrace{\nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B})}_{\substack{\text{áramlási tér} \\ \text{induktív hatásai}}} - \underbrace{\nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B})}_{\substack{\text{rezisztens} \\ \text{disszipáció}}}, \quad (2)$$

ahol $\mathbf{B}$ a mágneses indukció vektora, t az idő, $\mathbf{u}$ pedig az áramlási tér sebességét adja meg. Az $\eta = \frac{c^2}{4\pi\sigma_e}$ a mágneses diffúzivitás, ahol c a fénysebesség, σ_e pedig az elektromos vezetőképesség. Az előző egyenlet mellé csatolnunk kell a mágneses tér forrásmentességét is, azaz

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3)$$

A plazmában található áramlások megadására a Navier–Stokes-egyenletet használjuk, mely a következőképpen néz ki (Forgács-Dajka és Petrovay, 2002):

$$\underbrace{\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}}_{\text{anyagderivált}} + \underbrace{(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}}_{\text{Coriolis-erő}} + \underbrace{\Omega \times \mathbf{u}}_{\text{centrifugális erő}} + \underbrace{\Omega \times (\Omega \times \mathbf{r})}_{\text{centrifugális erő}} = - \underbrace{\frac{1}{\rho} \nabla p}_{\substack{\text{nyomási} \\ \text{gradiens}}} + \underbrace{\mathbf{g}}_{\substack{\text{nehézségi} \\ \text{gyorsulás}}} + \underbrace{\frac{1}{4\pi\rho} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}_{\text{mágneses feszültség}} + \underbrace{\frac{1}{\rho} \nabla \tau}_{\text{viszkózus feszültség}} \quad (4)$$

A 4. egyenletben Ω a szögsebességvektor, és $\mathbf{r}$ a helyvektor, ρ a sűrűséget, p pedig a nyomást jelenti, míg τ a viszkózus feszültségtenzor. Látható, hogy ezen egyenletekben az ismeretlenek száma több, mint az egyenletek száma, ezért, hogy megoldhassuk ezeket, vagy további egyenleteket kell még csatolnunk (ezek általában a tömeg- és energiamegmaradásból kapott egyenletek és az állapotegyenlet), vagy egyszerűsítő feltételezéseket kell tennünk, hogy csökkentsek az

ismeretlenek számát. Mivel parciális differenciálegyenletekről van szó, ezért a megoldáshoz kezdeti- és határfeltételeket is elő kell írjunk minden fizikai mennyiségnek. Ha minden a rendelkezésünkre áll, akkor koncentrálhatunk a megoldásra. Ehhez megfelelő $\mathbf{u}$ áramlásteret kell még vagy „előállítanunk” vagy előírunk, ami a Nap esetében fenn tudja tartani a $\mathbf{B}$ mágneses tér ciklikus regenerációját.

A legtöbb dinamómodell a következő kényszereknek igyekszik megfelelni (Charbonneau, 2020):

- a féltekék ciklikus, 11 éves félperiódusidővel történő mágneses polaritásváltása,
- a toroidális mágneses mező feltételezett erőssége a konvektív zóna alján, illetve a napfoltciklus során történő egyenlítő felé való sodródása,
- a napfoltokból származó diffúz mágneses tér pólusok felé vándorlása,
- a poloidális és a toroidális mágneses tér polaritásváltásának $\pi/2$ -es fáziskülönbsége,
- a poloidális mágneses tér egyenlítőre való antiszimmetriája,
- a mért poláris térerősség,
- az északi féltekén főként negatív mágneses helicitás, míg a délin főként pozitív, illetve a következő napfoltciklusnál ugyanez fordítva.

Az imént említett egyenletek által leírt fizikai rendszer nagyon bonyolult, ezért további egyszerűsítésekkel élünk, hogy meg tudjuk oldani őket. Ezen egyszerűsített modellek közül az egyik típus az úgynevezett kinematikus dinamómodell, ahol az áramlási teret a 4. egyenlet megoldása helyett mi írjuk elő, a Nap globális mágneses teréről pedig azt feltételezzük, hogy a forgástengelyre szimmetrikus, az egyenlítőre pedig antiszimmetrikus. Ekkor egy (r, θ, ϕ) gömbi koordináta-rendszerben a mágneses tér felbontható egy poloidális és egy toroidális komponensre az 5. egyenlet alapján, ahol a poloidális mágneses térkomponenst egy toroidális vektorpotenciállal, A -val fejezzük ki. Ennek a felbontásnak a látható előnye az, hogy sem A , sem pedig B nem függ közvetlenül ϕ -től (Charbonneau, 2020).

$$\mathbf{B}(r, \theta, t) = \underbrace{\nabla \times \overbrace{(A(r, \theta, t)\hat{\mathbf{e}}_\phi)}^{\text{toroidális vektorpotenciál}}}_{\text{poloidális komponens}} + \underbrace{B(r, \theta, t)\hat{\mathbf{e}}_\phi}_{\text{toroidális komponens}} \quad (5)$$

A mágneses tér ilyen felbontása mellett az áramlási tér szintén felbontható egy poloidális ($\mathbf{u}_p(r, \theta)$) és egy azimutális komponensre a 6. egyenlet szerint. Ezek közül az előbbi a meridionális cirkulációt, utóbbi a differenciális rotációt takarja, ahol $\varpi = r \sin \theta$, Ω pedig a szögsebesség. A 7. egyenlet pedig azt mutatja meg, hogy a poloidális komponens hogyan bontható

tovább egy radiális és egy θ -szerinti komponensre (Charbonneau, 2020).

$$\mathbf{u}(r, \theta) = \underbrace{\mathbf{u}_p(r, \theta)}_{\text{meridionális cirkuláció}} + \underbrace{\varpi \Omega(r, \theta) \hat{\mathbf{e}}_\phi}_{\text{differenciális rotáció}} \quad (6)$$

$$\mathbf{u}_p(r, \theta) \equiv u_r(r, \theta) \hat{\mathbf{e}}_r + u_\theta(r, \theta) \hat{\mathbf{e}}_\theta \quad (7)$$

Mindezekből megkaphatjuk a poloidális, illetve a toroidális mágneses tér csatolt fejlődésegyenleteit. Ehhez a 2. egyenletbe kell behelyettesítenünk az 5. és a 6. egyenleteket, illetve felhasználnunk a 3. kifejezést és a $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ Coulomb-feltételt.

Ahogy már említettük, a dinamó fenntartásához szükséges, hogy a konvektív zónában ciklonszerű mozgások legyenek, melynek alapja, hogy a turbulens konvekció a konvektív zónában a Coriolis-erő miatt nem tengelyesen szimmetrikus, a gravitációs rétegződés miatt pedig anizotrop. Ezen viselkedést legjobban az átlagtér elméletekben tudjuk tárgyalni, ahol feltételezzük, hogy az adott mennyiség felírható egy átlag és egy fluktuáció összegeként (Charbonneau, 2020). Ezért mind a mágneses, mind az áramlási tér kifejezhető egy hosszúságmenti átlagos komponens ($\langle \mathbf{B} \rangle$ és $\langle \mathbf{u} \rangle$) és egy kis fluktuáció ($\mathbf{B}'$ és $\mathbf{u}'$) összegeként, ahol a fluktuációk átlagát nullának vesszük, tehát $\langle \mathbf{B}' \rangle = \langle \mathbf{u}' \rangle = 0$. Ekkor $\langle \mathbf{B} \rangle$ és $\langle \mathbf{u} \rangle$ a globális mágneses, illetve áramlási teret adja meg. Ezen átlagolási és további sorfejtési szabályokat felhasználva megkaphatjuk az úgynevezett $\alpha\Omega$ -dinamó egyenleteket, melyek az átlagos poloidális (8. egyenlet), illetve toroidális tér (9. egyenlet) fejlődését adják meg. A 8. egyenlet baloldali első tagja a teljes diffúziót adja meg, ahol β az úgynevezett turbulens diffúziós együttható (ez a tag a sorfejtés együtthatójaként jelenik meg a mágneses diffúzió mellett). A következő tag a meridionális cirkuláció általi poloidális mágneses tér „szállítását” írja le, ahol $\varpi = r \sin \theta$, végül az utolsó tag maga az α -effektusért felelős. A 9. egyenletben az első két tag adja meg a teljes diffúziót, a következő két tag pedig a mágneses tér meridionális cirkuláció általi szállítását, illetve összenyomását. Az utolsó előtti tag a differenciális rotáció, tehát az Ω -effektus, míg az utolsó azt írja le, hogy az α -effektus hogyan hat A -ra. Ez utóbbit sok modell nem veszi figyelembe.

$$\frac{\partial \langle A \rangle}{\partial t} = \underbrace{(\eta + \beta) \left(\nabla^2 - \frac{1}{\varpi^2} \right) \langle A \rangle}_{\text{turbulens diffúzió}} - \underbrace{\frac{\mathbf{u}_p}{\varpi} \cdot \nabla (\varpi \langle A \rangle)}_{\text{szállítás}} + \underbrace{\alpha \langle B \rangle}_{\alpha\text{-effektus}} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle B \rangle}{\partial t} = & \underbrace{(\eta + \beta) \left(\nabla^2 - \frac{1}{\varpi^2} \right) \langle B \rangle}_{\text{turbulens diffúzió}} + \underbrace{\frac{1}{\varpi} \frac{\partial (\varpi \langle B \rangle)}{\partial r} \frac{\partial (\eta + \beta)}{\partial r}}_{\text{szállítás}} - \underbrace{\varpi \mathbf{u}_p \cdot \nabla \left(\frac{\langle B \rangle}{\varpi} \right)}_{\text{szállítás}} \\ & - \underbrace{\langle B \rangle \nabla \mathbf{u}_p}_{\text{összenyomás}} + \underbrace{\varpi (\nabla \times (\langle A \rangle \hat{\mathbf{e}}_\phi)) \nabla \Omega}_{\Omega\text{-effektus}} + \underbrace{(\nabla \times [\alpha \nabla \times (\langle A \rangle \hat{\mathbf{e}}_\phi)]) \hat{\mathbf{e}}_\phi}_{\alpha\text{-effektus}} \end{aligned} \quad (9)$$

A poloidális és a toroidális mágneses tér fejlődésegyenleteinek megoldásához minden mo-

dell esetében szükségünk van megfelelő határfeltételekre. Mivel meridionális síkot alkalmazunk, ezért változóinkat a következő térrészben adjuk meg: $R_i \leq r \leq R_\odot$ és $0 \leq \theta \leq \pi$. R_i -t általában úgy választják meg, hogy kicsivel a konvektív zóna alja alatt legyen, ahova már a dinamó hatásai nem érnek le. Ezek alapján a következő határfeltételeket lehet felírni:

- $r = R_i$ -nél a konvektív zónát tökéletes vezetőnek tekintjük, így

$$A = 0 \quad \text{és} \quad \frac{\partial(rB)}{\partial r} = 0 \quad (10)$$

- $r \geq R_\odot$ esetén feltesszük, hogy a Napot vákuum veszi körül, tehát $\nabla \times \mathbf{B} = 0$ -nak kell teljesülnie:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \right) A = 0 \quad \text{és} \quad B = 0 \quad (11)$$

- a szimmetriatengelyeken pedig nullának kell lennie a mágneses térnek, hogy a megoldás reguláris maradjon, azaz

$$A = 0 \quad \text{és} \quad B = 0 \quad (12)$$

Az eddig említett modellek egyik népszerű vállfaját képviselik az úgynevezett Babcock–Leighton-modellek, melyek az azonos nevű mechanizmus segítségével hozzák létre a toroidális mágneses térből a poloidálisat. Ennek lényege, hogy a Nap felszínén bipoláris napfoltok találhatók, amik egy ellentétes polaritású vezető és egy követő foltból állnak. A Joy-törvény szerint a foltokat összekötő egyenes az egyenlítővel szöget zár be, ami a szélesség függvényében nő (Hale, Ellerman és tsai., 1919), bár azt érdemes megjegyezni, hogy a szórás elég nagy (Charbonneau, 2020). Ennek köszönhetően a foltokat összekötő fluxusköteg dipólmomentumának van észak-déli irányú vetülete, így a foltok bomlásakor a diffúzióknak köszönhetően a vezető foltok polaritása inkább az egyenlítő felé sodródik, a követőké pedig a pólusok felé. Az így kialakult tér szállításáért a meridionális cirkuláció a felelős (Choudhuri, 2007). Ezután a diffúz mágneses tér dipólmomentumai összeadódnak, ami hozzájárul a globális poloidális mágneses tér kialakulásához. Az imént leírt folyamatot nevezzük Babcock–Leighton-mechanizmusnak, ami időben eléggé változó természetű, amire a Joy-törvény nagy szórásából lehet következtetni. Az utóbbira vonatkozó egyik lehetséges magyarázat a mágneses felhajtóerőből adódó instabilitás. A feltörő fluxusmodellek alapján arra következtethetünk, hogy a Coriolis-erőnek „nincs elég ideje” megfelelő mértékben megcsavarni a fluxuscsöveket, ugyanis minél nagyobb a tér ezekben a csövekben, annál nagyobb a rájuk ható felhajtóerő (Charbonneau, 2020). A Joy-törvény szabályszerűségét más folyamatok is megtörhetik, de ezekre nem fogunk kitérni a jelen dolgozatban. Ha röviden szeretnénk összefoglalni a Babcock–Leighton dinamók működését, akkor ez alapján a toroidális mágneses térkomponens a konvektív zónában (feltételezhetően a tachoklínánál) jön létre a poloidálisból a differenciális rotációnak köszönhetően. Ezzel szemben a Babcock–Leighton-mechanizmus a felszín közelében hat a toroidális fluxuscsöveken, így létrehozva a poloidális mágneses teret.

3. Alkalmazott módszerek

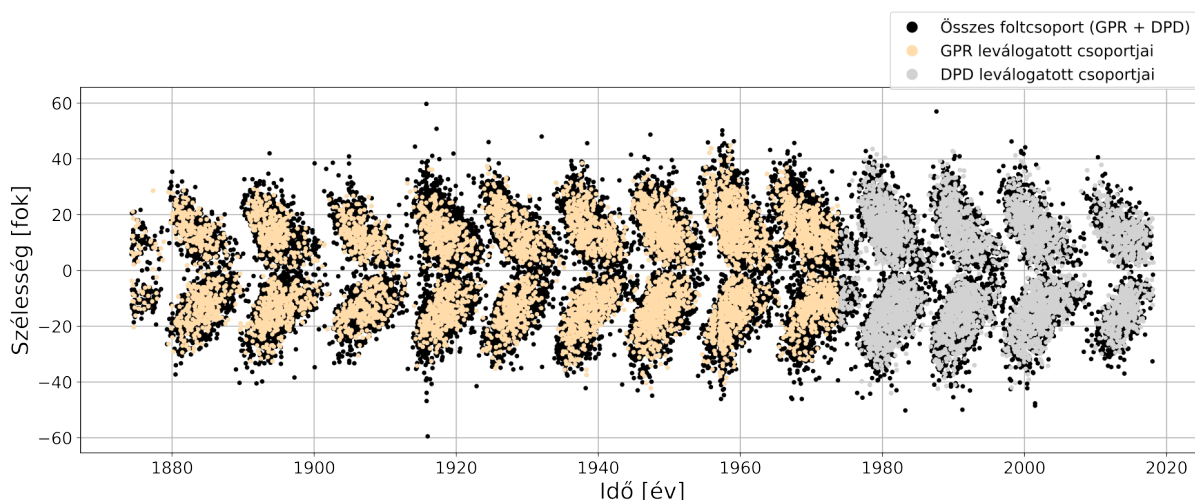
A következőkben áttekintjük a munka során alkalmazott módszereket. Itt is külön részként tárgyaljuk az észlelésekből nyert adatok feldolgozását, illetve a dinamómodell numerikus megvalósítását, melyhez a SURYA kódot használjuk.

3.1. Napfolt adatbázisok és a feldolgozás

Mint ahogy azt korábban említettük a dolgozat fő motivációja az aktivitás előrejelzése. Azt is láttuk, hogy a Napon megfigyelhető aktivitási jelenségek periodikusak, de stochasztikusak is egyben, ami megnehezíti az előrejelzést. Ahhoz, hogy előrejelezzük az napaktivitást, hosszabb adatsorból érdemes kiindulni. Ehhez két adatsort használunk fel, a Greenwich Photoheliographic Results (GPR) és a Debrecen Photoheliographic Data (DPD) napfolt-katalógusok adatait, így közel egy 150 éves idősort kapunk, melynek segítségével már olyan folyamatok, trendek is a szemünk elé tárulhatnak, melyet rövid adatsorok elemzése nem tesz lehetővé. A másik fontos ok, ami miatt ezeket az adatbázisokat használtuk, hogy ezekben nemcsak egy napfolt-relatívszám érték volt feltüntetve, hanem a napfoltcsoportok „életútja” is nyomon követhető, azaz a csoportok területe, helyzete (szélessége) is napról napra meg volt adva.

Az első részletes napfolt katalógus a GPR volt, amely az 1874-1976 közötti időszakot fedile a napfoltcsoportokról gyűjtött adatsorral. A GPR-ról a Willis, Coffey és tsai. (2013), Willis, Henwood és tsai. (2013) és Willis és tsai. (2016), és Erwin és tsai. (2013) cikkekben találunk részletes leírásokat. A GPR nyomtatott és ma már digitalizált formában is létezik. A GPR program 1976-os megszűnésével a Nemzetközi Csillagászati Unió (IAU – International Astronomical Union) 1977-től a Debreceni Napfizikai Observatóriumot (DNO) bízta meg a folytatással, mivel a GPR megszűnésekor a DNO-ban már magas színvonalú és minőségű napfolt megfigyeléseket végeztek, így a GPR-t felváltotta a DPD katalógus (Baranyi, Győri és Ludmány, 2016). A DPD és a GPR tehát napi adatokat tartalmaz a Nap felszínén megfigyelhető napfoltok/napfoltcsoportok méretéről és pozíciójáról. A GPR és a DPD egy átfedő adatbázist képez három év átfedéssel 1974-1976 között, melynek segítségével a két katalógus kalibrálható is egymással. A munkához nem az eredeti GPR adatbázist használtuk fel, hanem a Baranyi, Győri és Ludmány (2016) által a DPD formájára konvertált és átdolgozott verziót, ezzel jelentősen megkönnyítve a két adatbázis közös kezelését. Bár a DPD-ben egyedi foltokról is találunk adatokat, a GPR csak foltcsoportok adatait szolgáltatja, ezért a hosszabb adatsor előnyét szem előtt tartva, mi is a foltcsoportokra vonatkozó adatokkal dolgoztunk.

A dinamókódba két dolgot szeretnénk majd beépíteni a modell finomításának érdekében. Ezek közül az egyik a foltcsoportok területével, a másik a megjelenési szélességükkel kapcsolatos. A területadatokból arra vagyunk kíváncsiak, hogy a valódi adatok alapján mi az a határ, ami felett már nagy foltról beszélünk, illetve, hogy ezek a nagy foltok milyen gyakorisággal és a cikluson belül mikor jelennek meg. A következő lépcső a foltcsoportok megjelenési szélességének vizsgálata. Itt azt szeretnénk kideríteni, hogy az előzőleg meghatározott nagy csoport-



7. ábra. Az ábrán az egyesített adatbázis alapján készített pillangódiagramot látjuk. Fekete pontokkal ábrázoltuk az összes foltcsoportot, és két különböző színnel vannak jelölve a szűrés után megmaradt csoportok. Érdeemes megjegyezni, hogy a DPD leválogatásából származó csoportok eloszlása nem mutat semmilyen különlegességet, azonban a GPR leválogatásából majdnem minden ciklusra elmondható, hogy a leválogatott csoportok alacsonyabb szélességeken jelennek meg, és nagyon ritka esetben látunk színes pontokat a nagyon magas (30° feletti) szélességeken. Lehetséges, hogy ez a GPR alacsonyabb felbontása miatt van, azonban pontos okát még nem sikerült kideríteni.

tok milyen szélességeket részesítenek előnyben a ciklus előrehaladtával. Jelenlegi célunk ezen adatok leszűrése és előkészítése arra, hogy a belőlük kapott eloszlások alkalmasak legyenek a dinamókérdésbe való beépítésre.

A valós észlelési adatok feldolgozásához általunk írt Python kódot használtunk. Mindkét adatsort rendeztük NOAA számok szerint, és azokat a napokat ahol nem volt megadva szélesség (999999 értékűek) nem tároltuk el, mivel itt a területértékek is nullák, ezen szakaszokban a csoport nem volt észlelhető. Mindezekkel a GPR adatsorból 28316, míg a DPD-ből 11236 csoportot kaptunk. Elsőként a foltcsoportok maximális területeinek eloszlását vizsgáltuk. Ehhez az kell, hogy biztosan tudjuk állítani, hogy az adott maximum valóban a foltcsoport maximális területértéke. Ennek eléréséhez szűrést végeztünk az adatsoron, és leválogattuk a csoportokat aszerint, hogy a maximális terület elérése előtt és után is legyen még legalább 2 észlelési adat a csoportról. Így nagyobb bizonyossággal mondhatjuk, hogy valóban a foltcsoport maximális területét sikerült megtalálni. Ez a fajta leválogatás egy kiválasztási effektust is eredményez, mivel így a szűrés egy minimum 5 napos észlelési időkorlátot szab meg a csoportra vonatkoztatva, ezáltal a nagyon kis területű és rövid élettartamú (< 5 nap) foltcsoportok kikerülnek az adatsorból. A szűrés végén a GPR adatokból 6914 csoport, míg a DPD-ből 4920 foltcsoport maradt. Ugyan láthatóan nagyszámú adatot veszítettünk, de ezek ellenére elégséges mennyiségű maradt még így is, hogy statisztikákat, eloszlásokat készítsünk. A nagy adatvesztés több okra is visszavezethető a korábban említett mellett. Egyrészt a foltokat a feltörés időpontjához képest mikor észleltük (kiforduló, beforduló napfoltok), ugyanis, ha például lecsengő fázisban volt már a folt, amikor befordult a látóirányba, akkor azt már nem tudtuk figyelembe venni. Másrészt az időjárás és a

technikai feltételek is változtak, ennek megfelelően például a DPD adatbázisban több kisebb méretű foltot láthatunk, mint a GPR-ben (lásd 4.1. fejezet). Ezeket a kiválasztási effektusokat is szem előtt kell tartanunk, amikor a paraméterek eloszlását vizsgáljuk, de reményeink szerint a modellbe történő beillesztésnél ezek a hatások már nem lesznek olyan jelentősek.

3.2. A SURYA kód

Ahhoz, hogy meg tudjuk mondani, hogy különböző paraméterek hogyan befolyásolják a napdinamó működését, ezen belül is a napfoltok szélesség és terület szerinti eloszlását, egy SURYA nevű FORTRAN kódot futtattunk különböző paraméterek megváltoztatásával. A kódot Choudhuri (2005) készítette, és egy kinematikus Babcock–Leighton-modellen alapul, ahol a dinamó problémát a meridionális cirkuláció jelenléte mellett oldja meg. Ehhez egy kétdimenziós gömbhéjat használnak, ami a kódban egy $n+1$ -szer $n+1$ -es grid formájában van jelen, ahol a sugár szerint $0,55R_\odot < r < R_\odot$ tartományt, míg a szögváltozó szerint $0 < \theta < \pi$ részt ölel fel, és a felbontás alapja, hogy $n + 1 = 129$ értékre van beállítva.

A kód az $\alpha\Omega$ -dinamó egyenleteket (8. és 9.) a következő formában alkalmazza (Chatterjee, Nandy és Choudhuri, 2004):

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{s} (\mathbf{v} \cdot \nabla) (sA) = \eta_p \left(\nabla^2 - \frac{1}{s^2} \right) A + \alpha B \quad (13)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} + \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (rv_r B) + \frac{\partial}{\partial \theta} (v_\theta B) \right] = \eta_t \left(\nabla^2 - \frac{1}{s^2} \right) B + s (\mathbf{B}_p \cdot \nabla) \Omega + \frac{1}{r} \frac{d\eta_t}{dr} \frac{\partial B}{\partial r} \quad (14)$$

A fenti két képletben A a vektorpotenciál, B pedig a toroidális mágneses tér, és $\mathbf{B}_p = \nabla \times (A \hat{\mathbf{e}}_\phi)$. Az $s = r \sin \theta$, $\mathbf{v}$ a meridionális cirkulációt jelöli. Mint látható, a kód a turbulens mágneses diffúziót is két külön komponensre bontja: poloidálisra (η_p) és toroidálisra (η_t). A 13. egyenlet jobb oldalán megjelenik az α -effektus, mely ebben a Babcock–Leighton-dinamóban azt adja meg, hogy hogyan alakul ki a poloidális tér a felszínen található bipoláris napfoltok bomlásából. Ennek az alakját a 15. kifejezés adja meg, ahol α_0 az amplitúdó, r_1 és r_2 azt a réteget határozza meg, ahol α hat, $d_1 = d_2$ pedig ennek a vastagsága.

$$\alpha(r, \theta) = \alpha_0 \cos \theta \cdot \frac{1}{4} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{r - r_1}{d_1} \right) \right] \cdot \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{r - r_2}{d_2} \right) \right] \quad (15)$$

Amik számunkra érdekesek még, azok a diffúziós együtthatók, amiket a 16. és a 17. képletek adnak meg. Itt η_{RZ} a radiatív zónához tartozó diffúzivitás, η_{SCZ} és η_{SCZ1} pedig a konvektív zónához tartozó turbulens diffúzivitás-együtthatók. Az r_{BCZ} és r'_{BCZ} a konvektív zóna aljának különböző pontjait jelöli, r_{TCZ} pedig a konvektív zóna teteje. A d_t annak a rétegnek a vastagságát jelöli, ahol a mágneses diffúzió működik.

$$\eta_p(r) = \eta_{RZ} + \frac{\eta_{SCZ}}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{r - r_{BCZ}}{d_t} \right) \right] \quad (16)$$

$$\eta_t(r) = \eta_{RZ} + \frac{\eta_{SCZ1}}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{r - r'_{BCZ}}{d_t} \right) \right] + \frac{\eta_{SCZ}}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{r - r_{TCZ}}{d_t} \right) \right] \quad (17)$$

A kód többi részéről (mint a differenciális rotáció, a meridionális cirkuláció vagy a sűrűségretegződés) részletes leírás található a Nandy és Choudhuri (2002) és Chatterjee, Nandy és Choudhuri (2004) cikkekben. A program részletes leírása pedig a Choudhuri (2005) SURYA útmutatóban olvasható.

A kódban a mágneses felhajtóerőt úgy implementálják, hogy τ időközönként ellenőrzik, hogy a konvektív zóna alsó részén ($0,71R_\odot < r_i < r_{n/2}$, $r_{n/2} = 0,7785R_\odot$) a toroidális mágneses tér meghalad-e egy $B_{eq} \sim 10^5 G$ kritikus értéket. Ezt az értéket azért választották meg így, mert a különböző fluxusfeltörési modellek alapján a konvektív zóna alján az ekvipartíciós térerősség értéke ekkora (Choudhuri és Gilman, 1987; Caligari, Moreno-Insertis és Schüssler, 1995), és ennél nagyobb értéknél már a fluxuscsőre felhajtóerő fog hatni, mely a csövet a konvektív zóna felsőbb rétegei felé mozgatja. A kódban $B_c = 0,8$ lett megadva annak érdekében, hogy a konvektív zóna alján a toroidális tér maximális értéke 1 legyen, ami a kód esetében az ekvipartíciós térerősségnek felel meg (Karak és Choudhuri, 2013). Ezek alapján a mágneses teret $10^5 G$ egységekben fogjuk megadni. Abban az esetben, ha $B > B_c$, akkor az ott lévő toroidális fluxus egy része feltör a felszínre. Ezt az arányt jelöljük f -fel ($f \in [0, 1]$). Ilyenkor a konvektív zóna alján $(1 - f) \cdot B$ fluxus marad, a másik, $f \cdot B$ rész pedig radiális irányban feltör. Ezt a fluxust a felszínhez közel helyezik el úgy, hogy a fluxusmegmaradás teljesüljön, ezért a konvektív zóna tetején a toroidális mágneses tér értékét $f'B$ -vel növelik meg, ahol f' faktor értéke (Nandy és Choudhuri, 2001):

$$f' = f \cdot \frac{R_i}{R_f} \quad (18)$$

Itt R_i az a pont a konvektív zóna alsó felében, ahonnan eltűnik a fluxus, R_f pedig az a réteg, ahol azt elhelyezik. Ezt a réteget az $nt = n - i$ indexszel definiálják, ami azt adja meg, hogy hány cellával a felszín alatt lesz elhelyezve a mágneses fluxus. Az imént leírt esetekben a program naplózza a „feltörés” idejét, szélességét (θ) és B kitörés előtti utolsó értékét.

A kódban az összes paraméterhez találhatunk egy alapbeállítást, amit Chatterjee, Nandy és Choudhuri (2004) nyomán „standard megoldásnak” veszünk, és ezen értékeket az 1. táblázatban tüntettük fel. Mint azt említettük, célunk az, hogy ezen paraméterek finomhangolásával előrejelzéseket tudjunk adni, ezért elsőként megnéztük, milyen hatással vannak a különböző paraméterek változtatásai a kapott eredményekre, és ezt az alapmodellel fogjuk összehasonlítani. Ebből kifolyólag a paramétereknek általában három értékét vettük figyelembe, ahol ezek közül az egyik a „standard megoldáshoz” tartozó volt. A vizsgált paramétereket később a 3. táblázatba foglaltuk össze.

Minden egyes futtatás legalább $t_{\max}=1000$ időegység hosszú volt (ami kicsit több, mint

paraméter	jelölés	alapérték
feltörési faktor	f	0,5
feltörés karakterisztikus ideje	τ	$8,8 \cdot 10^5$ s
fluxuscsövek feltörési helyének indexe	nt	$n - 6$
turbulens diffúzivitás együtthatói	η_{SCZ}	$2,6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$
	η_{SCZ1}	$4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$
tachoklína vastagsága	d_t	$0,025 R_{\odot}$

1. táblázat. A SURYA dinamókód általunk vizsgált paramétereit, és azok alapértékeit, amiket Chatterjee, Nandy és Choudhuri (2004) „standard megoldásnak” nevez.

3000 évnek felel meg), ahogy azt Chatterjee, Nandy és Choudhuri (2004) javasolja. Erre azért volt szükség, mert a kód zéró kezdeti feltételében a mágneses tér kvadrupól jellegűnek van megadva, és ennyi idő szükséges ahhoz, hogy dipoláris paritásra relaxáljon.

A kód kimeneti fájljainak feldolgozásához a Python numpy, pandas, és matplotlib moduljait használtuk. A valós adatokkal való összehasonlítás szempontjából a pillangódiagram, illetve a toroidális mágneses tér feltörés előtti értékei voltak számunkra fontosak, és a továbbiakban ezeket fogjuk elemezni.

Mindenekelőtt a pillangódiagramot ábrázoltuk, hogy lássuk a foltok körülbelüli eloszlását, illetve hogy ellenőrizzük, a két félteke ciklusai szinkronban vannak-e. Ehhez a havi összes napfoltszám idősorát ábrázoltuk, ahol egy hónapot 30 napnak vettünk. Ahhoz, hogy ellenőrizzük a mágneses tér paritását, a toroidális mágneses tér konvektív zóna alján lévő értékeit ábrázoltuk szintérikép segítségével a szélesség és az idő függvényében. Az egy paraméterhez tartozó különböző ábrákat ugyanazzal a szintériképpel ábrázoltuk, ami lehetőséget adott arra, hogy összehasonlítsuk a toroidális tér erősségét különböző szélességeken a ciklus során.

Ezután a napfoltszám szélesség szerinti, illetve a napfoltok mágneses terének eloszlását vizsgáltuk, amihez szükségünk volt a napfoltciklusok kezdeti időpontjára. Ehhez először északi és déli féltekére választottuk szét az adatokat, és idő szerint vizsgáltuk, hogy egy havi időszakban (ami 30 napnak felelt meg) hány feltörés következett be a szimuláció utolsó 100 éve alatt. Ezután szerettük volna megkeresni az így kapott idősor minimumait, de mivel elég nagy változások voltak a kapott idősorban, ezért egy csúszóátlaggal továbbsimítottuk az adatsort. Ehhez a 19. képletet használtuk (lásd pl. Petrovay, 2020), ahol N_m a havi összes napfoltszámot (feltörést) jelenti esetünkben, és N az $i = 0$ hónapoz tartozó átlag.

$$N = \frac{1}{24} \left(N_{m,-6} + 2 \sum_{i=-5}^{i=5} N_{m,i} + N_{m,6} \right) \quad (19)$$

A lokális minimumokat ezek után manuálisan határoztuk meg, mert még a csúszóátlagból kapott görbe is túlságosan ingadozott. Ehhez a feltételezett minimumhely körül egy éves intervallumokat adtunk meg mindkét félteke esetében külön-külön, majd ott kerestük meg a minimumhelyet a program segítségével, így lényegében minden ciklus hibája $\pm 0,5$ évnek adódott. Az olyan esetekben, ahol a ciklus minimumának környéke platószerű volt, a következő

ciklus kezdetéhez legközelebbi minimumhelyet vettük. Utána ezen értékek alapján osztottuk fel az adatsort, aminek eredményeképpen 6-8 darab ciklust kaptunk minden paraméterértékre (3. táblázat).

Amikor megkaptuk, hogy a ciklusok milyen hosszúak, mettől meddig tartanak, akkor már a szélesség szerinti eloszlásokat is tudtuk vizsgálni. Mivel a kód szög szerinti felbontása adott, ezért azt használtuk binméretnek is, ami $1, 41^\circ$. A bineket úgy állítottuk be, hogy a modellből kapott szögeértékek pont azok közepére essenek. Ezután az azonos paraméterértékekhez tartozó ciklusokból kapott szög szerinti feltöréseket átlagoltuk, és az így kapott eloszlásokban megkerestük a maximumot, illetve a legnagyobb szélességértéket (pillangódiagram maximális kiterjedését) mindkét félteke esetében, majd a két félteke értékeit átlagoltuk. Ez lehetővé tette, hogy megállapítsuk, hogyan befolyásolja a napdinamó működését az adott paraméter.

Utoljára a napfoltok mágneses térerősségének eloszlását vizsgáltuk, amire azért volt szükség, mert a későbbiekben szeretnénk majd a foltok terület szerinti eloszlását is vizsgálni. Ebben az esetben a toroidális tér konvektív zóna alján lévő, feltörés előtti értékeit (B_{BCZ}) használtuk fel, mivel korábbi tanulmányok már megmutatták, hogy a foltok mágneses fluxusa és területe között lineáris kapcsolat van (Yu. A. Nagovitsyn, 2005; Yu A Nagovitsyn, Tlatov és Nagovitsyna, 2016), ezért azzal a feltételezéssel éltünk, hogy ugyanez igaz a mágneses tér erősségére és a területre is. A foltok mágneses tér értékeit a 3.2. alfejezetben leírtak alapján $1 - f$ -fel normáltunk, majd az adatok abszolút értékének logaritmusát vettük. Az így kapott mennyiség idősorát a szélességi eloszlásnál már meghatározott minimumhelyek segítségével ciklusokra bontottuk, és a ciklusok adatsorait hisztogramon ábrázoltuk, ahol a lépésközt egységesen 0,005-nek választottuk. Ezután azonos paraméterértékhez tartozó eloszlásokat az előző bekezdésben leírtakhoz hasonlóan átlagoltuk, majd ezeknél meghatároztuk az eloszlás maximumhelyét ($\log |B_{BCZ}|$ leggyakoribb értékét), és $\log |B_{BCZ}|$ eloszlásban szereplő legnagyobb értékét. A későbbiekben ez alapján igyekeztünk megállapítani, hogy a dinamó kód paramétereinek változtatása hogyan befolyásolja a foltok mágneses terét.

4. Eredmények

4.1. Valós adatokból kapott eredmények

Elsőként a teljes és a leválogatott adatsort is szétválasztottuk egyedi napfolt ciklusokra, hogy minden ciklust külön-külön is tudjunk elemezni. A ciklusok kezdetének és végének időpontját a SILSO World Data Center (1867-2019) segítségével adtuk meg. Elsőként a ciklusok szerint szétválogatott adatsoron a területértékeket vizsgáltuk. Ahhoz, hogy a GPR és DPD területadatait együttesen tudjuk vizsgálni, szükséges figyelembe venni egy korrekciót. A Győri, Ludmány és Baranyi (2017) tanulmányban részletesen vizsgálták többek között a GPR és DPD napi teljes korrigált területadatai közötti korrelációkat. Ezek vizsgálatára csupán egy 3 éves adatsor állt rendelkezésükre, pontosabban az 1974-1976 közötti időszak, ami alatt átfed a két adatbázis. A

cikk szerzői ezek segítségével a következő összefüggést állapították meg:

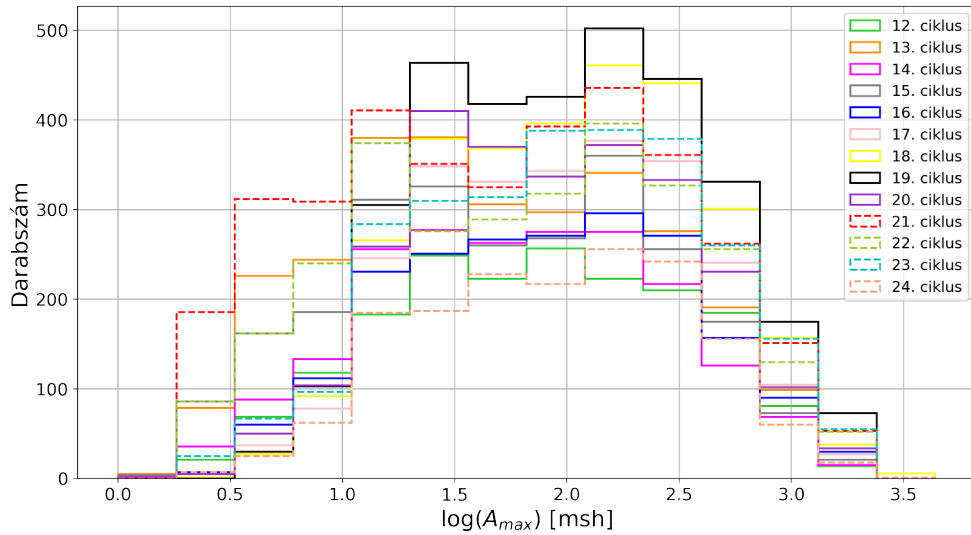
$$A_{\text{GPR}} = (0,997 \pm 0,006)A_{\text{DPD}} \quad (20)$$

ahol A_{GPR} a GPR, A_{DPD} pedig a DPD napi teljes korrigált területértékét jelöli. A területadatokra tehát mi is ezt a korrekciót alkalmaztuk.

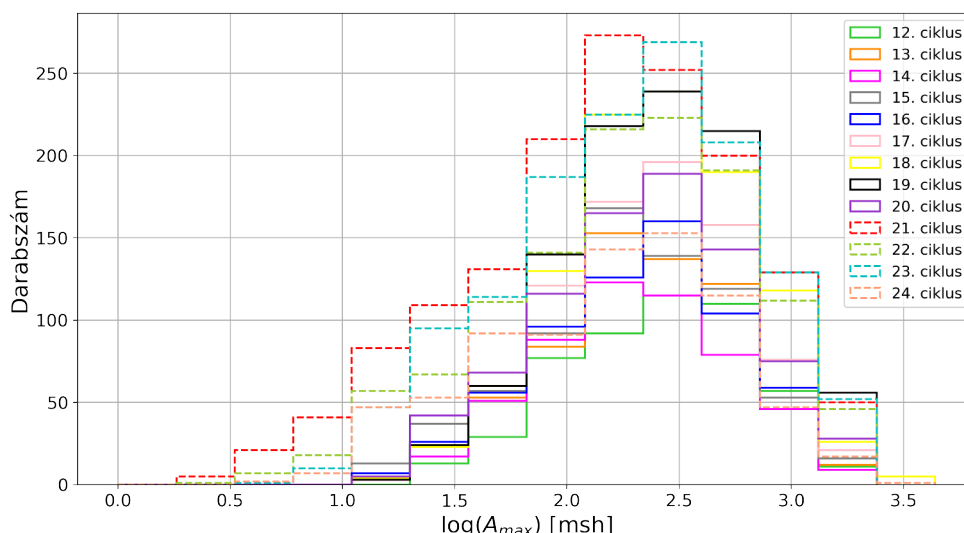
A fentiek szerint szétválogatott ciklusok mindegyikére meghatároztuk az összes foltcsoport maximális területértékét, melyek eloszlását hisztogramokon jelenítettük meg. A maximális területértékek minden ábrán a napfélteke milliomod részében (millionths of solar hemisphere (msh)) vannak megadva. Az adatsorhoz használható optimális binszámot a Sturges-szabály (Sturges, 1926) segítségével határoztuk meg, ez a teljes adatsor méretéből, azaz n -ből számolható:

$$\text{binek száma} = 1 + \lceil \log_2(n) \rceil. \quad (21)$$

A fenti képlettel mindegyik ciklusra meghatároztuk az optimális binszámot, majd ezeket átlagolva 13-at kaptunk. Ezzel azonban még mindig nem azonos az egyes ciklusok binszélessége. Ahhoz, hogy egyforma binszélességet érjünk el, kiszámoltuk minden egyes ciklusra az optimális binszám használatával a binszélességet, és ezekből is átlagot számoltunk, melyre 0,26 adódott a logaritmikus területhisztogramok esetén. Így a binek szélességét 0,26-ra állítottuk be az összes területhisztogramon.



8. ábra. Ezen az ábrán a GPR-ben és DPD-ben található foltcsoportok maximális területértékeinek eloszlását látjuk hisztogramon megjelenítve. Folytonos vonallal a GPR adatai, szaggatottal pedig a DPD adatai jelennek meg. A hisztogramon szemmel is látható, hogy a 19. ciklus produkálta a legtöbb nagyobb területű foltcsoportot, a 21. ciklus pedig magasan a legtöbb kis területűt.

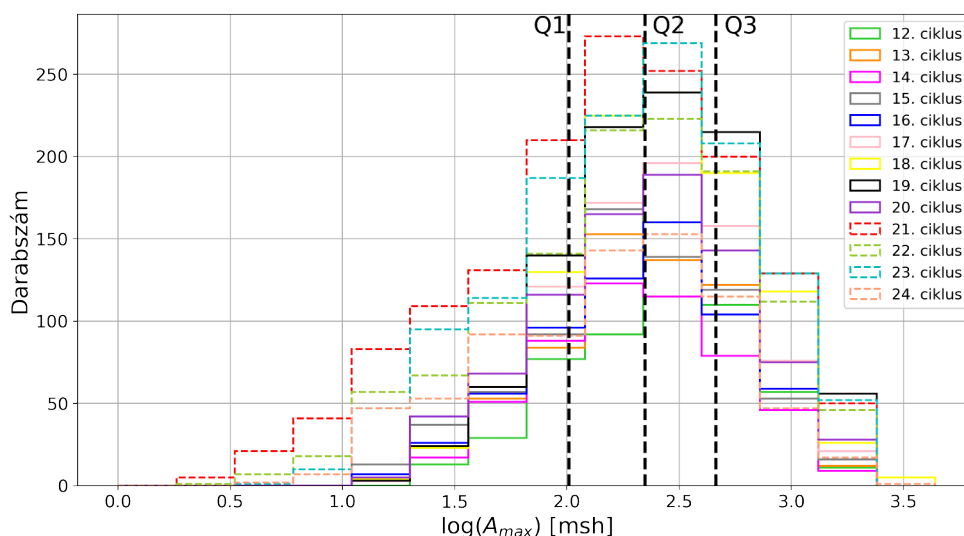


9. ábra. A GPR-ből és DPD-ből leválogatott csoportok maximális területének hisztogramjai. A teljes adatsorhoz képest a különbség szemmel látható, hiszen az eloszlások csúcsa a nagyobb területértékek felé tolódik minden ciklus esetében, tehát valóban a kisebb területű csoportokat veszítettük el a szűrés során.

Bár a GPR és a DPD ma már egy összefésült adatbázist alkot, és a területadatok közötti korrekció is ismert, az adatfeldolgozás során mégis észleltünk eltéréseket a két adatsor között. Az első ilyen különbség, amely a teljes adatsorból készített hisztogramon (8. ábra) is látszik, hogy a távcsövek és észlelési technikák fejlődésének köszönhetően a DPD-ben a GPR-hez képest már sokkal több kisebb területű csoportot is észlelni tudtak. A másik különbség pedig a 9. ábrából és a leválogatott csoportok számából (GPR: 28316 csoportból 6914 maradt, DPD: 11236-ból 4920) vehető észre. Már a szűrés után megmaradt csoportok számából is látszik, hogy arányaiban a DPD-ben sokkal több csoport ment át a megszabott kritériumon, vagyis a GPR adatsorában sokkal kevesebb esetben tudták biztosítani az adott csoportok észlelését és mérését legalább 5 napon keresztül. Mindez betudható a nem megfelelő időjárási körülményeknek, amelyek lehetetlenné tették a napfoltok észlelését, illetve a technika is korlátokat szabhatott bizonyos esetekben. A 9. ábrán pedig jól látható, hogy a szaggatott vonallal jelölt egyedi DPD ciklusok külön-külön is magasban a GPR ciklusai fölé emelkednek, ezzel szintén alátámasztva az előbbieken ismertetett eltéréseket. A DPD készítése során, amennyiben Debrecenből nem volt lehetőségük észleléseket végezni, kiegészítették azokat a világ egyéb pontjain készült észlelésekkel, így biztosítva, hogy rendszeres adatokat tudjanak szolgáltatni a napfoltokról.

A 9. ábrán látható eloszlások segítségével azt akartuk meghatározni, hogy milyen területi-méreteket szabhatunk meg a kicsi, az átlagos és a nagy foltcsoportoknak. Ezt azért szerettük volna megnézni, mert ahogy azt már korábban is említettük egyes nagy területtel rendelkező foltok erősen beolvasolhatják az elkövetkező ciklusok erősségét (Nagy és tsai., 2017). Ehhez az összes ciklus eloszlását kvartilisek segítségével 4 részre bontottuk, majd a ciklusokhoz tartozó megfelelő kvartilisekből átlagot számoltunk, és ezek segítségével húztuk meg a területhatárokat. Az

így meghatározott kvartiliseket látjuk az adatsoron bejelölve a 10. ábrán. A kvartilisek segítségével kapott területlimiteket és az oda besorolható foltszoportok számát pedig a 2. táblázatban találjuk.

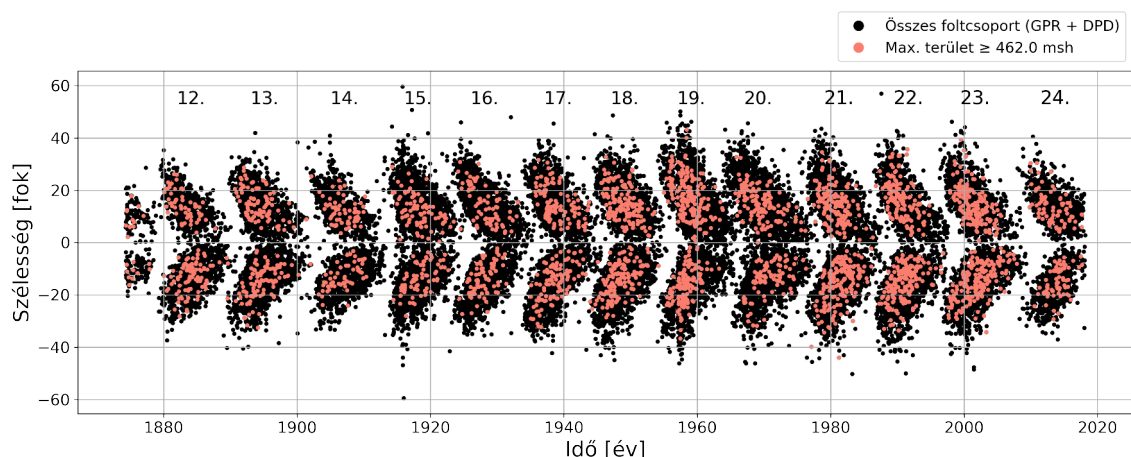


10. ábra. A maximális területértékek eloszlása a leválogatott adatsorból meghatározott kvartilisekkel. A Q1 kvartilis alatt kicsi, a Q1 és Q3 között átlagos, míg a Q3 feletti csoportok esetében nagy foltszoportokról beszélünk.

	Terület limit	Darabszám
<i>Kicsi</i>	$A_{\max} < 102 \text{ msh}$	GPR: 1402, DPD: 1575
<i>Átlagos</i>	$102 \text{ msh} \leq A_{\max} < 462 \text{ msh}$	GPR: 3658, DPD: 2190
<i>Nagy</i>	$A_{\max} \geq 462 \text{ msh}$	GPR: 1854, DPD: 1155

2. táblázat. A kvartilisek alapján kapott területlimitek és az ezek alapján kapott foltszoportok száma a leválogatott adatsorból, külön feltüntetve a GPR és DPD esetére is.

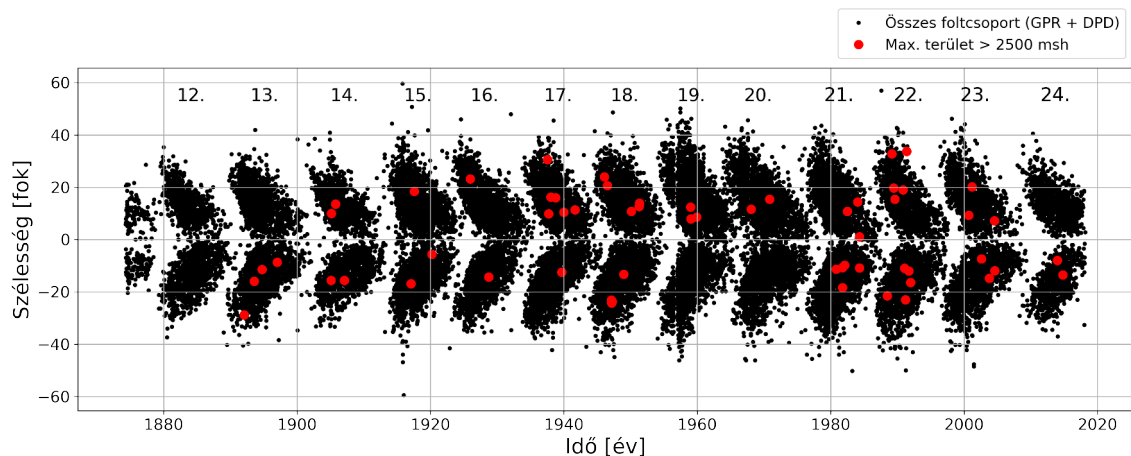
A 2. táblázatban lévő nagy csoportokra vonatkozó területlimit alapján pillangódiagramot készítettünk, hogy könnyebben átlátható legyen, hogy a ciklus mely szakaszában és milyen szélességeken jelennek meg ezek a csoportok.



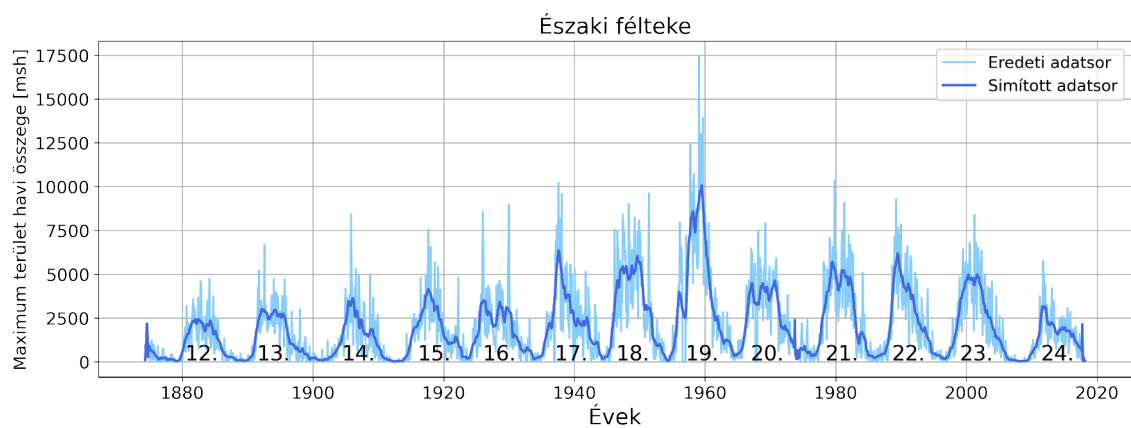
11. ábra. A pillangódiagramon a kvartilisek alapján nagynak számító foltcsoportokat látjuk színes pontokkal és a háttérben feketével a teljes adatsor csoportjait.

A 11. ábrán nagyon szembeűnő, hogy a kvartilisek alapján nagynak számító csoportokból nagyon sok van, és szám szerint látjuk az adatokat a 2. táblázatban is. Nagy és tsai. (2017) egy fluxustranszport dinamómodell (Lemerle, Charbonneau és Carignan-Dugas, 2015) segítségével tanulmányozták, hogy az ún. betyár napfoltok milyen hatással vannak a soron következő napciklusra. A "betyár" jelző extrém fizikai tulajdonságokra utal, mint például a nagy fluxus és szégszeparáció, illetve a nagy dőlésszög a Joy-törvénnyel ellentétes irányban. Az ilyen napfoltokról Nagy és tsai. (2017) kiderítették, hogy akár egyetlen betyár napfolt is jelentős hatásokat gyakorolhat a ciklus további fejlődésére, növelheti, vagy csökkentheti a következő ciklus amplitúdóját. Szélsőséges esetekben akár le is állíthatják a dinamót, ezzel egy nagy minimumot előidézve, ezeken felül pedig aszimmetriákat is okozhatnak a két félteke között (Nagy és tsai., 2017). Ezek alapján mi is szeretnénk volna megvizsgálni, hogy mikor és hol jelennek meg a valódi adatok alapján az ilyen betyár napfoltok. Ennek vizsgálatához egy általunk önkényesen megszabott területhatárt jelöltünk ki, és pillangódiagramon ábrázoltuk ezeket a betyár foltcsoportokat is. Az általunk kijelölt területhatár 2500 msh (ez az érték nagyjából megegyezik a Nagy és tsai. (2017) tanulmányban betyárként emlegetett napfoltok területértékével), és az e határérték feletti csoportokat látjuk a 12. ábrán.

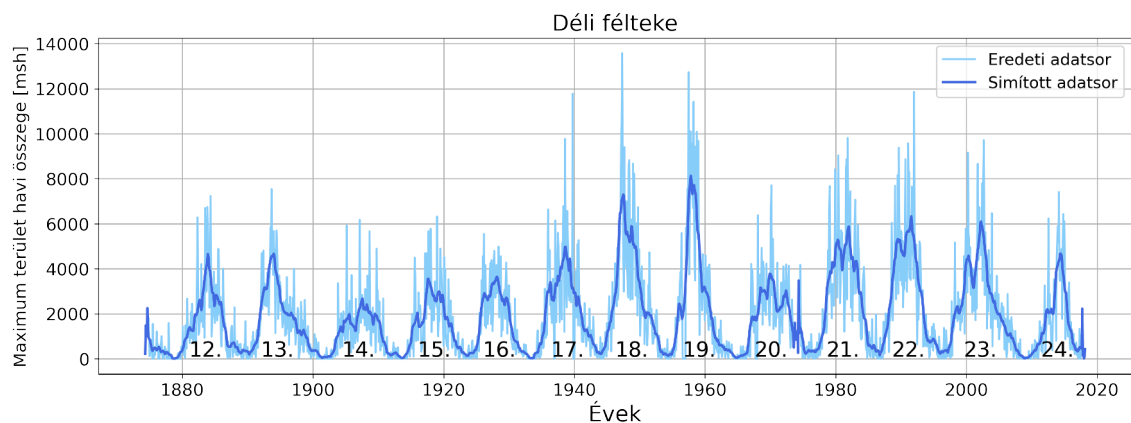
A betyár foltok esetében még azt szeretnénk volna kideríteni, hogy a teljes adatsor területértékeiből meghatározott domináns félteke mutat-e valamilyen összefüggést a betyár foltok területéből kapott domináns féltekével. Ehhez elsőként szétválasztottuk a teljes adatsort két féltekére, majd minden foltcsoport maximum területértékeit havonta összeadtuk és ábrázoltuk az idő függvényében. Mivel az így kapott adatsor nagy ingadozásokat mutatott, 13 havi mozgóátlaggal simítottunk az adatsoron, amihez a 19. képletet használtuk fel. Jelen esetben a képletben található N_m a maximális terület havi összegét jelöli, N pedig az ily módon megkapott mozgóátlag. Tehát az északi félteke adatsorát látjuk a 13. ábrán, a déli féltekét pedig a 14. ábrán.



12. ábra. A pillangódiagramon a betyár foltcsoportok piros pontokkal és háttérben a teljes adatsor feketével. Különös, hogy a 12. ciklus során egyáltalán nem jelent meg ilyen nagy területű csoport, és több olyan ciklust is látunk, amelyek során csak az egyik féltekén bukkantak fel.

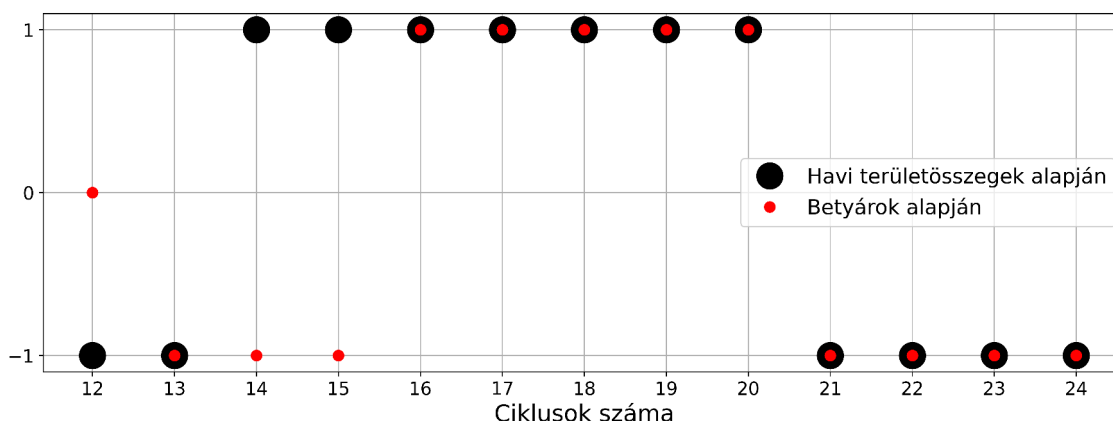


13. ábra. Az északi féltekén megjelenő napfoltcsoportok maximális területeinek havi összegei halvány kék színnel és a 13 havi mozgóátlaggal simított adatsor sötétebb kék színnel.



14. ábra. A déli féltekén felbukkanó foltcsoportok maximális területeinek havi összegei halvány kék színnel és a 13 havi mozgóátlaggal simított adatsor sötétebb kék színnel.

Majd a 13. és a 14. ábrákon bemutatott adatsor havi területösszegeit felösszegeztük nap-

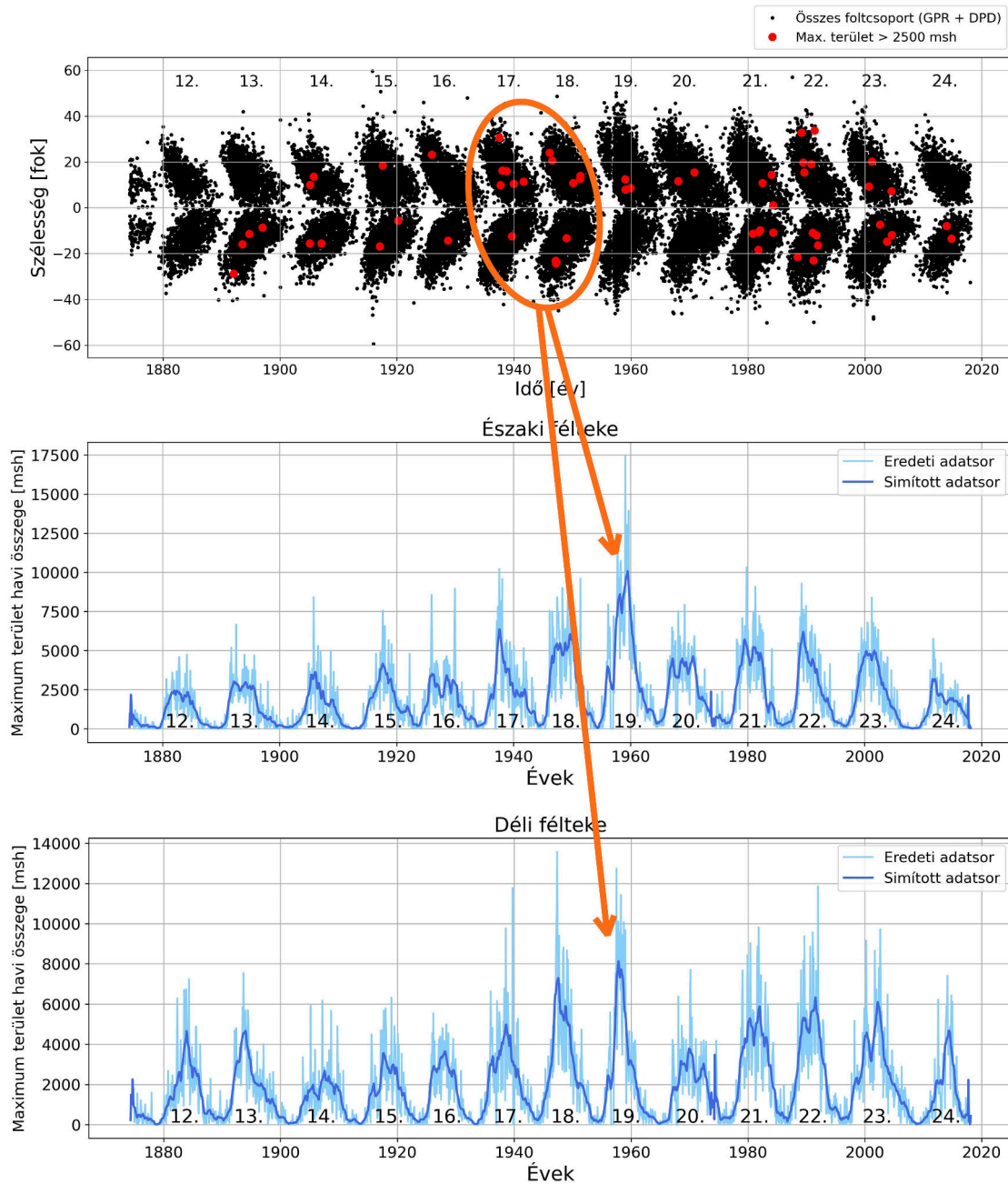


15. ábra. Az ábrán plusz eggyel jelöltük az északi félteke dominanciáját, mínusz eggyel pedig a délit. Fekete pontokkal látjuk az összes foltcsoport felösszegzett területértékei alapján kapott féltekei dominanciát a ciklusok függvényében, piros pontokkal pedig a betyárok dominanciáját. A 0 jelöli azt az esetet, amikor a ciklus során nem jelent meg betyár napfolt.

ciklusok szerint („integráltuk” a teljes ciklusra a görbe alatti területet), külön az északi és a déli féltekére is. Az adott ciklusokban a két féltekére kapott értékeket kivontunk egymásból, így megkaptuk, hogy abban a ciklusban az összes foltcsoport figyelembevételével melyik félteke volt a domináns. Majd ezt követően a 12. ábrán piros pontokkal jelölt betyár napfoltok maximális területértékeit két féltekére bontva ciklusonként szintén összeadtuk, majd kivontuk egymásból a két féltekére kapott értéket, ezzel megkapva, hogy a betyárok melyik féltekén domináltak az adott ciklus során. Annak érdekében, hogy ezt könnyebb legyen átlátni, a dominanciákról készült szemléletes ábrát látjuk a 15. ábrán.

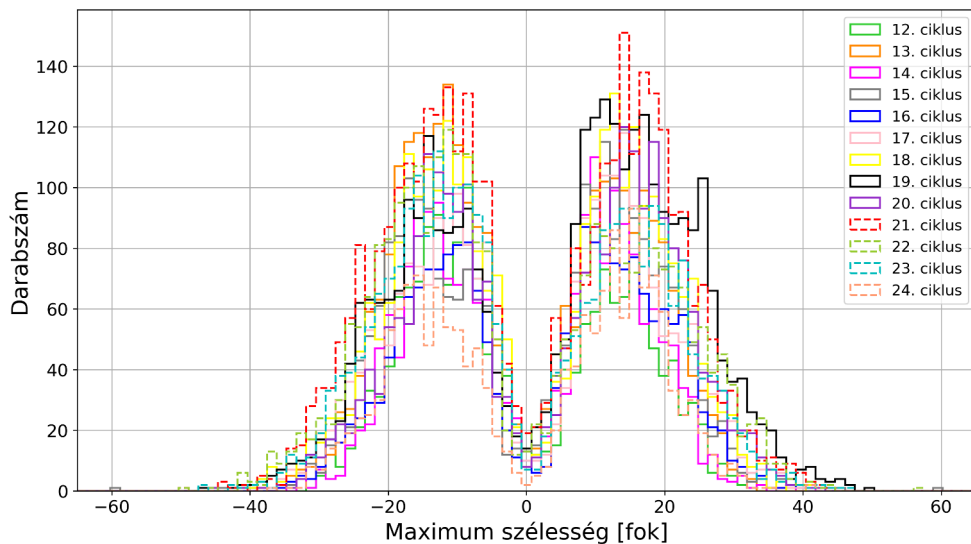
Azt reméltük, hogy a 15. ábrán valamilyen különlegesebb, esetleg nem várt összefüggést fogunk látni, ám eléggé egyező eredményeket kaptunk. Bár látunk két különleges ciklust, amelyek a dominanciákat vizsgálva aszimmetriát mutatnak a két félteke között (14. és a 15. ciklus), de mindezeket együttvéve még konkrét korrelációt, vagy antikorrelációt nem tudunk biztosra mondani, mivel a ciklusok többségében megegyező féltekei dominanciát adtak az adatok. Azt gondoljuk, hogy érdemes lenne részletesebb vizsgálatokat is végezni ezekről a betyár napfoltokról, legfőképp a két aszimmetriát mutató ciklus miatt. Még annyit megjegyeznénk, hogy a félteke dominancia alapján viszont látható egy esetleges hosszabb ciklus jelenléte, ami megegyezhet a szekuláris Gleisberg ciklussal (lásd még Forgács-Dajka, Major és Borkovits, 2004 cikkét).

Tüzetesebben megvizsgálva a 12., a 13. és a 14. ábrát, észre lehet venni még egy különös dolgot a betyár csoportokkal kapcsolatban. A könnyebb átláthatóság kedvéért a 3 ábrát egymás alá rendezve látjuk a 16. ábrán.

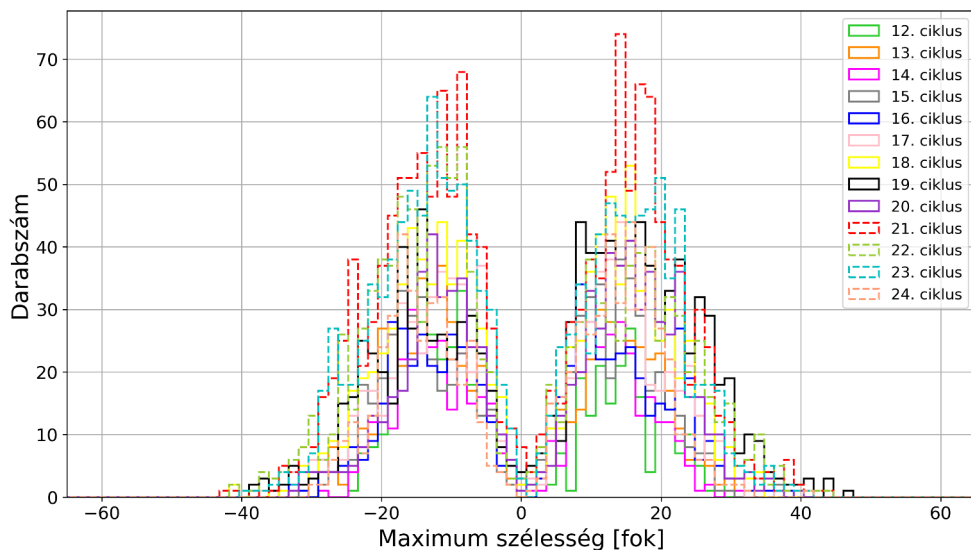


16. ábra. A legfelső ábrán látjuk, hogy a 17. és 18. ciklus során több betyár foltcsoport is megjelent, viszont a 19. ciklus során csak 3 darab. Ennek ellenére ha az alsó két ábrát nézzük, azt látjuk, hogy a 19. ciklus mutatkozott a legerősebbnek a területeket illetően, vagyis a valós adatok vizsgálata alapján is valószínűnek tűnik, hogy a felbukkanó betyár napfoltok erősíthetik a soron következő napciklust.

A területadatok vizsgálata után a megjelenési szélességek elemzése következett. Ezen vizsgálathoz is a ciklusokra szétbontott adatsort használtuk. Az egyedi ciklusok mindegyikére meghatároztuk az összes foltcsoport maximális megjelenési szélességét, majd ezek eloszlását is hisztogram segítségével ábrázoltuk. A szélesség szerinti hisztogramoknál $1,41^\circ$ -os binszélességet használtunk, amely meghatározását a 3.2. alfejezetben tárgyaltuk. Ezeket fogjuk bemutatni az alábbiakban.



17. ábra. A GPR és DPD foltcsoportjaira meghatározott maximális szélességek hisztogramja. Folytonos vonalakkal vannak jelölve a GPR, míg szaggatott vonalakkal a DPD ciklusai. Az aszimmetria a két félteke között minden ciklusnál megfigyelhető, különösen nagy a 12. ciklus esetében, míg vannak olyanok, ahol alig szembetűnő (például a 16. és a 18. ciklusnál).



18. ábra. Az ábra a GPR és DPD leválogatott csoportjaiból meghatározott maximális szélességek eloszlását mutatja. A két félteke közötti aszimmetria itt is megfigyelhető, azonban van olyan eset, például a 19. ciklusnál, ahol az aszimmetria megfordul az összes foltot tartalmazó adatsorhoz képest (lásd: 17. ábra). A leválogatott adatsorból itt is látszik, hogy a DPD ciklusai darabszámban magasan a GPR ciklusai felett vannak.

A szélesség-hisztogramokat elsősorban a modell által produkált hisztogramokkal szeretnénk majd összehasonlítani. A valós adatokból készült szélesség-hisztogramok alapján elmondhatjuk, hogy látunk foltcsoportokat megjelenni az egyenlítőhöz közel, sőt még az egyenlítőn is. A 18. ábrán látható leválogatott csoportok hisztogramján látszik, hogy a 17. ábrán található

összes foltcsoporthoz képest a foltcsoportok kisebb szélességtartományra koncentrálnak, tehát a magasabb szélességeken kisebb csoportok jellemzőek, ugyanakkor a betyár foltcsoportok közül mégis páran egészen magas szélességeken jelennek meg (lásd: 12. ábra).

4.2. Modellszámítás eredményei

Ebben az alfejezetben a SURYA kód különböző paraméterértékekkel való futtatásokból származó eredményeit fogjuk ismertetni. Megnézzük, hogy ezek milyen hatással vannak a ciklusok periódusidejére, majd ezután a pillangódiagramra és a toroidális tér konvektív zóna alján lévő eloszlására fókuszálunk. Legvégül elemezzük, hogy hogyan változnak a napfoltok (feltörések) szélesség szerinti, illetve mágneses tér szerinti eloszlásai a paraméterek különböző értékei mellett.

paraméter	paraméter értéke	ciklus periódusidejének átlaga pillangódiagramból [év]			ciklusok száma
		északi félteke	déli félteke	átlag	
f	0,1	12,3	12,4	12,4	7
	0,5	12,3	12,2	12,3	7
	0,8	12,3	12,3	12,3	7
τ [s]	$8 \cdot 10^4$	12,3	12,3	12,3	7
	$8,8 \cdot 10^5$	12,2	12,3	12,3	7
	$8,8 \cdot 10^6$	12,4	12,3	12,4	7
nt	$n - 22$	12,4	12,4	12,4	7
	$n - 12$	12,2	12,2	12,2	7
	$n - 6$	12,1	12,01	12,1	7
	$n - 2$	11,0	11,0	11,0	8
η_{SCZ} [cm ² s ⁻¹]	$1 \cdot 10^{12}$	-	-	-	-
	$2,1 \cdot 10^{12}$	12,1	12,1	12,1	7
	$2,6 \cdot 10^{12}$	12,4	12,4	12,4	7
	$3,1 \cdot 10^{12}$	12,5	12,5	12,5	7
	$5 \cdot 10^{12}$	-	-	-	-
	$9 \cdot 10^{12}$	-	-	-	-
η_{SCZ1} [cm ² s ⁻¹]	$4 \cdot 10^9$	12,7	12,4	12,6	7
	$4 \cdot 10^{10}$	12,6	12,4	12,5	7
	$4 \cdot 10^{11}$	-	-	-	-
d_t [$R_\odot$]	0,0025	14,8	14,7	14,8	6
	0,009	14,2	14,2	14,2	6
	0,025	12,4	12,4	12,4	7

3. táblázat. A dinamó kód általunk vizsgált paraméterei és azok értékei. A 3-5. oszlopig a ciklusok periódusidejének átlaga található az északi és a déli féltekére külön-külön, illetve utóbbi kettő átlaga, a 6. oszlopban pedig az átlagszámításokhoz használt ciklusok száma. A táblázatban található minden periódusidő hibáját $\pm 0,5$ évnél vettük (3.2. alfejezet). η_{SCZ} és η_{SCZ1} bizonyos értékeinél azért nem szerepelnek adatok a 3-6. oszlopban, mert az adott diffúzitás értékeknél nem tudott kialakulni foltokat létrehozó dinamómechanizmus.

A 3.2. alfejezetben leírt paraméterek és vizsgált értékeik a 3. táblázatban találhatóak. Jól lát-

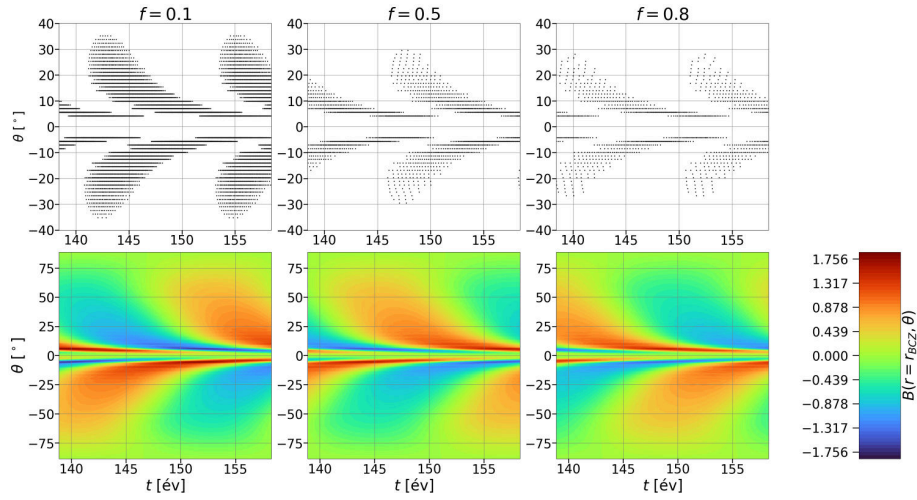
ható, hogy a különböző értékekhez tartozó ciklusok periódusidő f , τ , η_{SCZ} és η_{SCZ1} esetében csak jóval hibahatáron belül ($\pm 0,5$ év) térnek el, így nem lehet egyértelműen kijelenteni, hogy befolyásolják a ciklushosszt. A feltörési faktor esetében nem is vártunk mást, hiszen Nandy és Choudhuri (2001) már megmutatta, hogy a paraméter növelésével $f = 0,05$ környékén szaturálódik a periódusidő. Ami τ -t, η_{SCZ} -t és η_{SCZ1} -et illeti, nem egyértelmű, hogy változik-e a periódusidő. Viszont a fluxuscsövek feltörési helyének indexének (nt) és a tachoklína vastagságának (d_t) változtatásával egyértelműen változik a napfoltciklus hossza is. Az nt növekedésével a periódusidő csökken, tehát a felszínhez minél közelebb kerül elhelyezésre a felhajtóerő által felemelt fluxuscső, annál rövidebb a ciklus. A d_t esetében pedig azt lehet látni, hogy a tachoklína vastagságának növelésével a periódusidő nagy mértékben csökken.

A következőkben először általánosságban szeretnénk elemezni az általunk kapott eredményeket. Elsőként a pillangódiagrammal és a hozzá tartozó toroidális mágneses tér konvektív zóna alján található értékével fogunk foglalkozni, amihez a 19., 23., 25., 27., 29. és 31. ábrák tartoznak, ahol előbbi a felső, utóbbi pedig az alsó paneleken található. Általánosságban elmondható, hogy a legtöbb pillangódiagram az egyenlítőre szimmetrikus a hozzá tartozó toroidális mágneses tér paritása pedig az egyenlítőre antiszimmetrikus. Ez alól van néhány kivétel, ahol vagy nincsenek szinkronban a féltekék (pl. $\eta_{SCZ} = 2,1 \cdot 10^{22} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$), vagy nem is alakul ki napfoltciklus (pl. $\eta_{SCZ1} = 4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$).

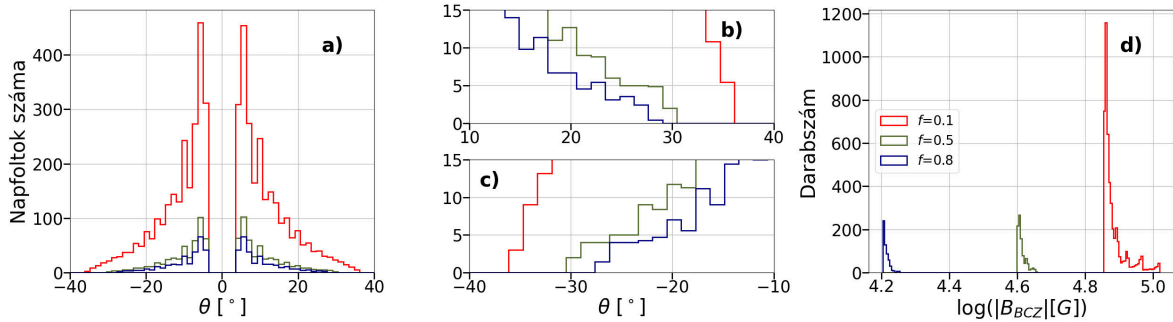
A pillangódiagramból kapott szélességi eloszlások a foltok mágneses terének eloszlásával együtt a 20., 24., 26., 28., 30. és 32. ábrákon találhatóak. Az a) panelen a szélességi eloszlásokat ábrázoltuk, amik minden esetben egy szimmetrikus bimodális eloszlást mutatnak. Itt az esetenkénti két félteke közötti aszimmetria inkább a ciklusok önkényes szétválogatásának köszönhető, mint a kódból származó pillangódiagram tényleges aszimmetriájának. Az is megfigyelhető az ábrákon, hogy az egyenlítő körül egy $\pm 3 - 4$ fokos sávban egyáltalán nem találhatóak napfoltok. Az ábrák b) és c) panelei az eloszlások lecsengő részét, vagyis a farkakat mutatják a két féltekén kinagyítva. A d) panel a $\log(|B_{BCZ}|)$ eloszlását adja meg, ahol az eloszlás egy hatványfüggvénnyel írható le.

Elsőként az f paraméter esetében vizsgáljuk meg a pillangódiagram és a hozzá tartozó toroidális mágneses tér időbeli fejlődését, amik a 19. ábrán láthatóak. A fenti paneleken szembe-tűnő, hogy f növelésével a pillangódiagram egyre ritkásabb, és alacsonyabban is jelennek meg összességében a foltok. Ennek megfelelően pedig láthatjuk az alsó panelek szintérékepein ahogy a toroidális tér is egyre gyengébb a konvektív zóna alján, különösen az egyenlítő környékén.

A feltörési faktorhoz tartozó adatokból számolt hisztogramok a 20. ábrán láthatóak. A 21. ábrán ábrázoltuk, hogy a különböző paraméterértékek esetében mekkora az eloszlás maximuma, azaz hogy mennyi a maximális feltörések száma azon a helyen, ahol a legtöbb folt tör fel. Emellett ábrázoltuk hogy mekkora a pillangódiagram maximális szélessége, ami azt jelenti, hogy mekkora a maximális kiterjedése a pillangódiagramnak, milyen magas szélességeken figyelhetők meg még feltörések. Az f paraméter esetében az látjuk, hogy ahogy nő a feltörési faktor értéke, egyre kisebb kiterjedésű a pillangódiagram, és egyre kisebb az a szám, ami maxi-



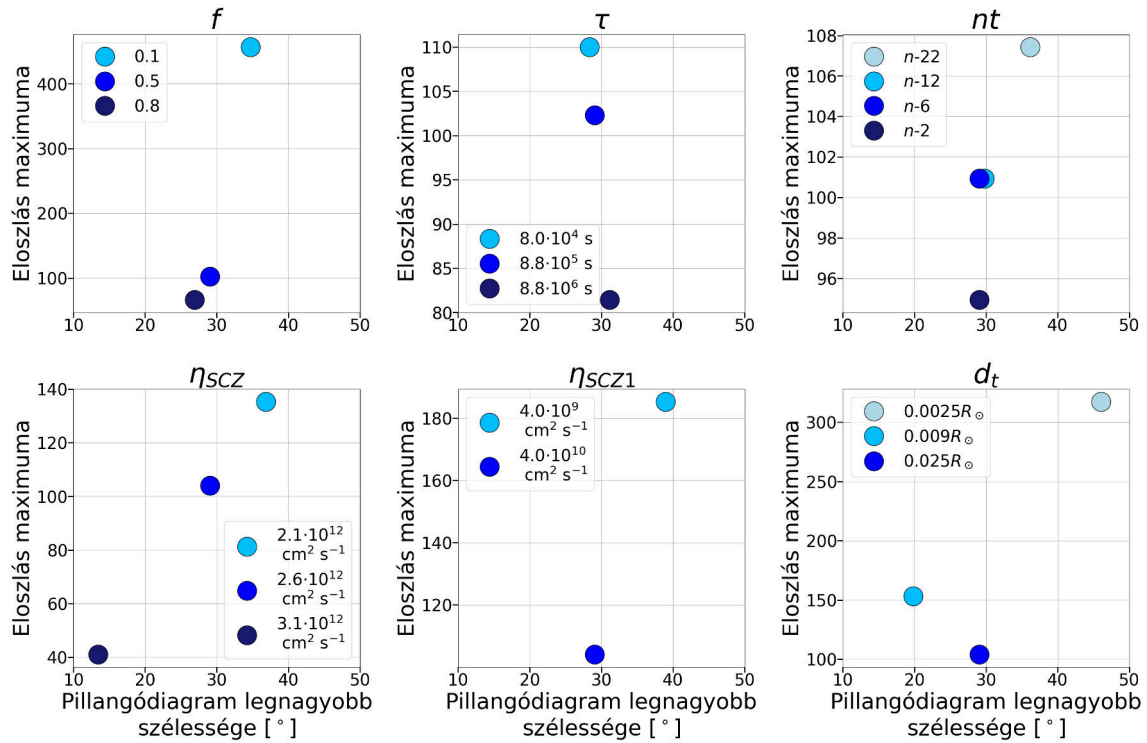
19. ábra. Az f feltörési faktor különböző értékeihez tartozó pillangódiagramok (felső három panel), és a B_{BCZ} toroidális tér időbeli fejlődése a konvektív zóna alján (alsó három panel) egy 20 éves intervallumban ábrázolva a futtatások végén.



20. ábra. A napfoltok (feltörés) szélesség szerinti eloszlása (a, b, és c panel) és mágneses térük abszolútértékének a logaritmusának eloszlása (d panel) az f feltörési paraméter különböző értékei mellett. Az adott paraméterhez kapott eloszlást több ciklus hisztogramjának átlagából határoztuk meg.

málisan jellemzi a feltörések számát. Tehát ebben az esetben egy antikorrreláció figyelhető meg. A 22. ábra f panele a mágneses tér eloszlásának jellemzőit mutatja különböző paraméterértékek mellett. Ezen az ábrán a vízszintes tengely azt mutatja, hogy milyen maximális toroidális tér értéknél történt a futtatás során feltörés, ami jelezheti, hogy milyen „betyár” napfoltok jelenhetnek meg az adott numerikus futásban. A függőleges tengely pedig arról ad információt, hogy milyen térerősség értéknél tört fel a legtöbb folt, azaz az eloszlás maximumhelyét mutatja. Ezek alapján a feltörési faktor f értékének növekedése csökkenti a $\log(|B_{BCZ}|)$ maximumának értékét, és hasonlóan egyre kisebb térerősségértékkel találjuk a maximális feltörési nagyságot az f növekedésével. Ez alapján egy antikorrreláció figyelhető meg, vagy fordított arányosság.

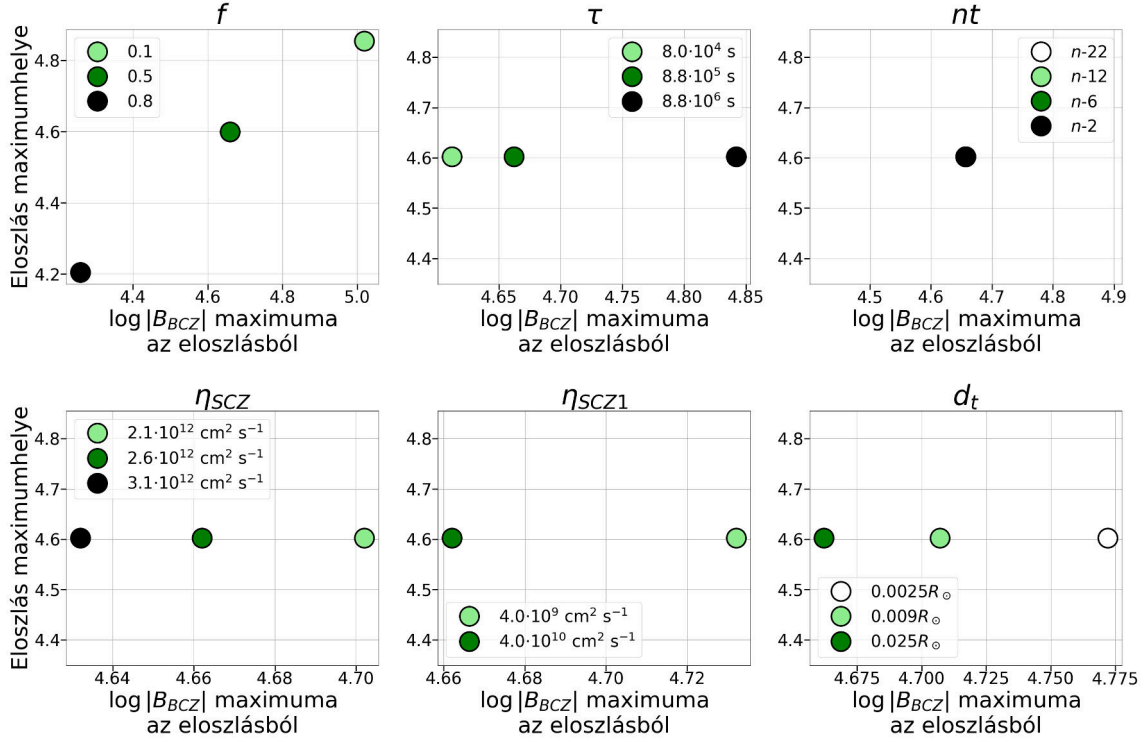
A τ karakterisztikus feltörési időhöz tartozó pillangódiagramok és a toroidális tér időbeli fejlődései a 23. ábrán láthatóak. A paraméter növelésével a felső paneleken a pillangódiagram kiterjedése gyakorlatilag változatlan, egyedül a magasabb szélességeken ritkulnak meg a foltok. A τ különböző értékeihez tartozó szélesség szerinti eloszlások a 24. ábra a) panelén, a mágneses



21. ábra. A különböző paraméterek változtatásának hatása a napfoltok szélesség szerinti eloszlására. Az ábrákon a különböző paraméterértékekhez tartozó eloszlások maximumát (a legvalószínűbb szélesség érték száma) láthatjuk az eloszláshoz tartozó legnagyobb szélesség abszolútértékének (pillangódiagram maximális kiterjedése) függvényében. Minél sötétebb egy pont, annál nagyobb a hozzá tartozó paraméterérték, és a **kék** színű pontok jelölik a standard megoldás értékeit.

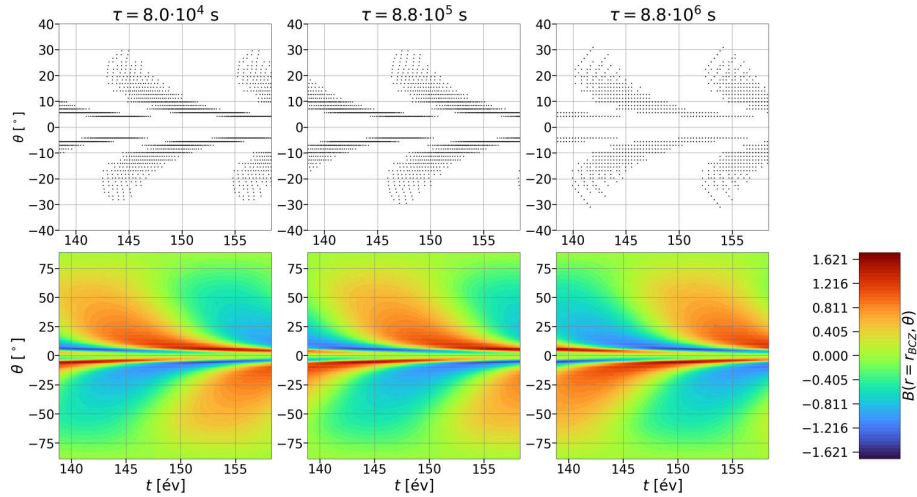
tér erőssége szerinti eloszlások pedig a d) panelén találhatók. A 21. ábra τ panele alapján az állapítható meg, hogy a τ paraméter növelésével kissé nő a pillangó kiterjedése, viszont a feltörések száma csökken. A 22. ábra τ panele alapján azt a következtetést tudjuk levonni, hogy egyre nagyobb értékű feltörések is megfigyelhetők a $\log(|B_{BCZ}|)$ értékeinek változása alapján, míg érdemi változás nem történik a maximumhely, azaz a „preferált” feltörési érték esetében.

A 25. ábrán az nt feltörési helyet meghatározó paraméter pillangódiagramjai láthatók, illetve a toroidális tér időbeli változásai. Az ábra $n = 12$, $n = 6$ és $n = 2$ panelein nem látni számottevő különbséget, viszont $nt = n = 22$ esetén a többenél jóval szélesebb, kiterjedtebb a pillangódiagram. Ennek megfelelően a hozzá tartozó alsó panelen a toroidális tér konvektív zóna alján lévő értékei kissé nagyobbak a magasabb szélességeken, mint a paraméter többi három értékénél. A foltok szélesség szerinti és a mágneses térerősség logaritmusának eloszlása a 26. ábrán figyelhető meg. A 21. ábra nt panelén látható, hogyha egyre mélyebbre tesszük a feltörés helyét, akkor a pillangódiagram kiterjedése nőni fog, azaz egyre magasabb szélességeken is megfigyelhetünk foltokat, és a feltörések maximális száma is nőni fog azzal, ha a feltörő foltokat egyre mélyebbre helyezzük el. Érdekes, hogy az $nt = n = 12$ -höz és $nt = n = 6$ -hoz tartozó pontok majdnem ugyanott helyezkednek el az ábrán. A 22. diagram nt panelén pedig a $\log(|B_{BCZ}|)$ eloszlásból kapott eredményeket találjuk, ahol azt láthatjuk, hogy ezekre a vizsgált



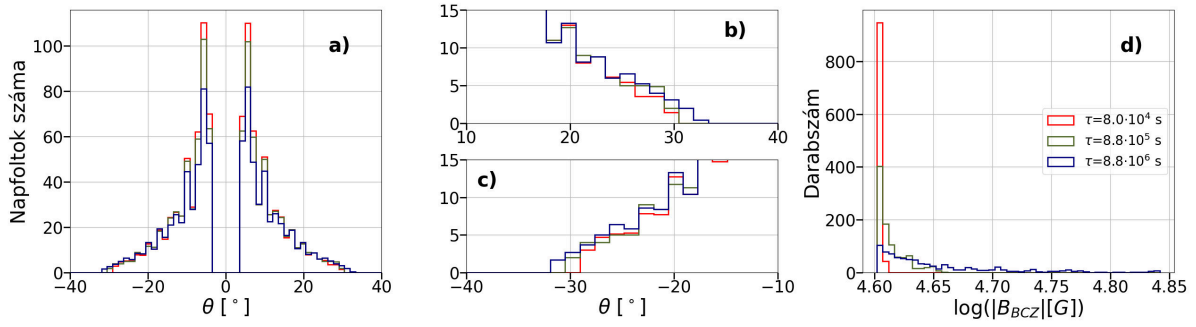
22. ábra. A különböző paraméterek változtatásának hatása a toroidális mágneses tér konvektív zóna alján lévő, feltörés előtti értékeinek a logaritmusának ($\log |B_{BCZ}|$) eloszlására. Az ábrákon a különböző paraméterértékekhez tartozó eloszlások maximumhelyét (a legvalószínűbb $\log |B_{BCZ}|$ érték) láthatjuk az eloszláshoz tartozó legnagyobb $\log |B_{BCZ}|$ függvényében. Minél sötétebb egy pötty, annál nagyobb a hozzá tartozó paraméterérték, és a zöld színnel jelölt pöttyök az standard megoldáshoz tartozó értékeket jelölik.

mennyiségekre nincs hatása az nt paraméter változtatásának.

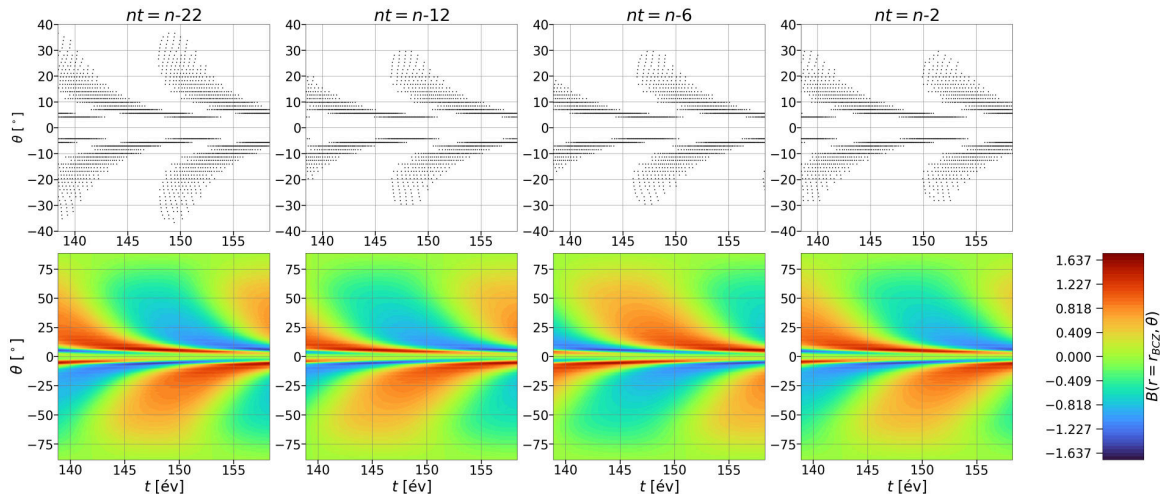


23. ábra. A τ feltörési idő különböző értékeihez tartozó pillangódiagramok (felső három panel), és B_{BCZ} toroidális tér időbeli fejlődése a konvektív zóna alján (alsó három panel) egy 20 éves intervallumban ábrázolva a futtatások végén.

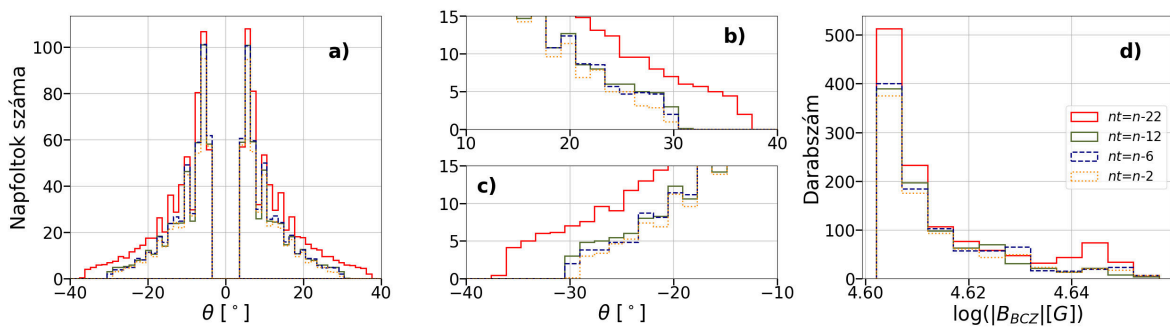
A következő vizsgált paraméter az η_{SCZ} turbulens diffúzitás, melynek pillangódiagram-



24. ábra. A napfoltok szélesség szerinti (a, b, és c panel) és mágneses térük abszolútértékének a logaritmusának eloszlása (d panel) a τ paraméter különböző értékei mellett. Az adott paraméterhez kapott eloszlást több ciklus hisztogramjának átlagából határoztuk meg.



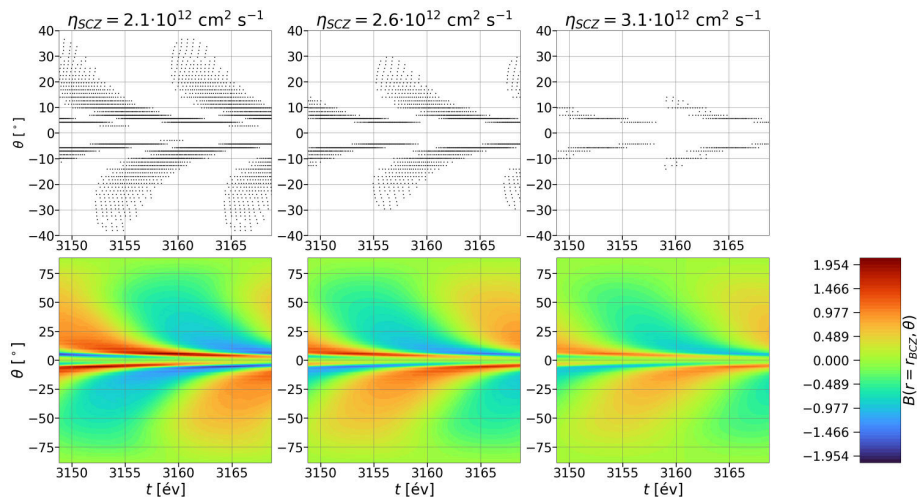
25. ábra. Az $nt - n$ fluxuscövek feltörési helyét jelölő paraméter különböző értékeihez tartozó pillangódiagramok (felső négy panel), és a B_{BCZ} toroidális tér időbeli fejlődése a konvektív zóna alján (alsó négy panel) egy 20 éves intervallumban ábrázolva a futtatások végén.



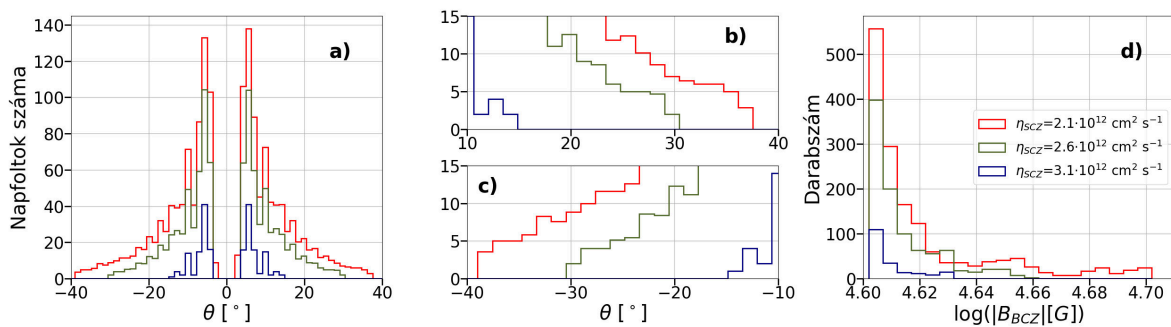
26. ábra. A napfoltok szélesség szerinti (a, b, és c panel) és mágneses térük abszolútértékének a logaritmusának eloszlása (d panel) az nt paraméter különböző értékei mellett. Az adott paraméterhez kapott eloszlást több ciklus hisztogramjának átlagából határoztuk meg.

jai és az ezekhez tartozó toroidális mágneses tér időbeli fejlődései a 27. ábrán találhatók, ahol egyértelműen látható, hogy a paraméter növekedésével a megjelenő napfoltok száma, a pillangódiagram szélessége és a toroidális tér erőssége is nagy mértékben csökken, és

$\eta_{SCZ} = 3,1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ esetén már alig van jelen a napfoltciklus. A 3. táblázatban az ábrán felsorolt értékeken kívül még három másik is szerepel, név szerint 10^{12} , $5 \cdot 10^{12}$ és $9 \cdot 10^{12} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. Ezeket azért nem ábráztuk itt, mert ilyen értékek mellett nem lett elég erős ahhoz a toroidális tér a konvektív zóna alján, hogy napfoltok jöjjenek létre. Az ezt demonstráló ábra a függelékben található a 33. képen, ahol mind a 6 paraméterértékhez tartozó futtatás első 120 éve látható. Az imént vizsgált paraméterhez tartozó napfoltok (feltörések) szélesség és terület szerinti eloszlást mutató hisztogramjai a 28. ábrán találhatóak. A 21. ábra alapján az η_{SCZ} paraméter fordítottan arányos mind a pillangódiagram szélességével, mind pedig az eloszlás maximumával, azaz a feltörések maximális számával. A $\log(|B_{BCZ}|)$ eloszlás jellemzőit leíró 22. ábrán a feltörési térerősség értékében nem látunk változást, míg a feltörések maximális értékével fordított arányt láthatunk.



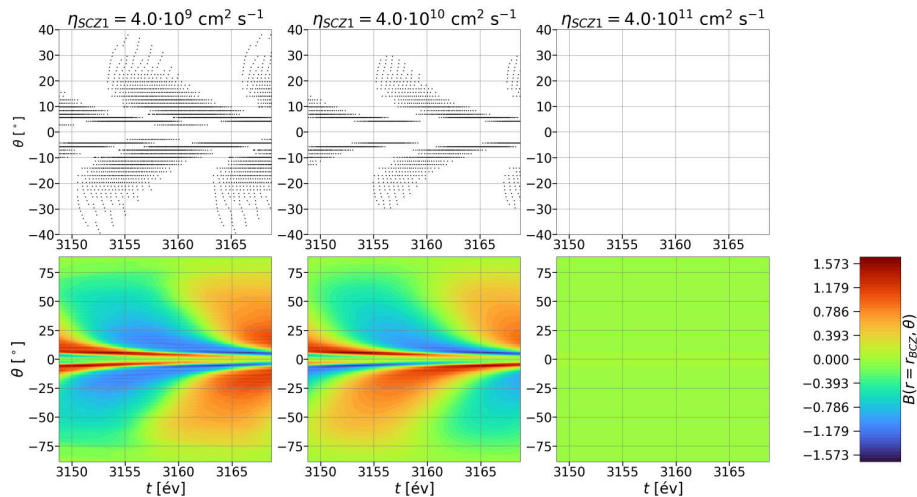
27. ábra. Az η_{SCZ} turbulens diffúzitás-paraméter különböző értékeihez tartozó pillangódiagramok (felső három panel), és a B_{BCZ} toroidális tér időbeli fejlődése a konvektív zóna alján (alsó három panel) egy 20 éves intervallumban ábrázolva a futtatások végén.



28. ábra. A napfoltok szélesség szerinti (a, b, és c panel) és mágneses térük abszolútértékének a logaritmusának eloszlása (d panel) az η_{SCZ} paraméter különböző értékei mellett. Az adott paraméterhez kapott eloszlást több ciklus hisztogramjának átlagából határoztuk meg.

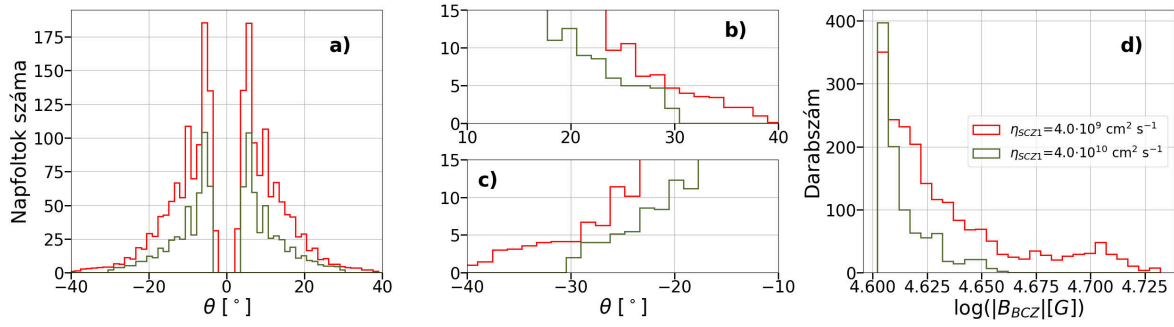
Az η_{SCZ1} másik turbulens diffúzitás paraméterhez tartozó pillangódiagramok és a toroidális mágneses tér színtérképei a 29. ábrán láthatóak. A paraméter növelésével párhuzamosan

azt tapasztaltuk, hogy a megjelenő napfoltok száma csökken a pillangódiagram szélességével együtt, $\eta_{SCZ1} = 4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ esetében pedig nem is jelennek meg foltok (feltörések) egyáltalán. Ennek megfelelően a hozzá tartozó toroidális mágneses tér erőssége is gyengül, a végén gyakorlatilag el is tűnik. $\eta_{SCZ1} = 4 \cdot 10^9 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ esetében ráadásul a dinamó több, mint 3000 év után sem tudott kvadrupoláris polaritásból dipolárisra relaxálni, amit egyrészt a pillangódiagram egyenlítőre való enyhe aszimmetriája jelez, másrészt pedig az, hogy a toroidális mágneses tér polaritása az egyenlítőre nem antiszimmetrikus. Az imént vizsgált paraméter szélesség és a mágneses tér logaritmusa szerinti hisztogramjait a 30. ábrán láthatjuk. Mivel a 29. grafikokon csak kettő érték esetében tudott létrejönni dinamóciklus, ezért a 21. és a 22. ábra η_{SCZ1} panelének segítségével nem tudunk egyértelmű következtetést levonni arra vonatkozólag, hogy hogyan befolyásolja a paraméter értéke a két eloszlást. Ezek alapján úgy tűnik, hogy csökkentve az η_{SCZ1} értékét kiszélesedik a pillangó és több feltörés figyelhető meg, míg a $\log(|B_{BCZ}|)$ -t vizsgálva csökkenő η_{SCZ1} érték növekvő feltörési maximális értéket fog eredményezni. A kapcsolat pontosabb feltérképezéséhez további vizsgálatokra lesz szükség.



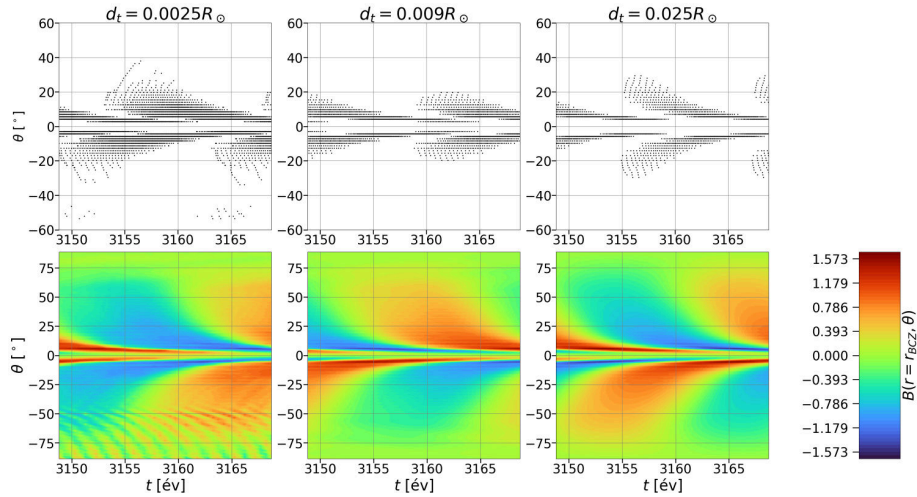
29. ábra. A η_{SCZ1} mágneses diffúzivitás-paraméter különböző értékeihez tartozó pillangódiagramok (felső három panel), és a B_{BCZ} toroidális tér időbeli fejlődése a konvektív zóna alján (alsó három panel) egy 20 éves intervallumban ábrázolva a futtatások végén.

Az utolsó vizsgált paraméter a d_t tachoklína vastagság volt, aminek pillangódiagramja, illetve a toroidális mágneses tér időbeli fejlődése a 31. ábrán látható. Az már első ránézésre is szembetűnő, hogy $d_t = 0,0025R_\odot$ esetében eléggé máshogy viselkedik a dinamó, mint a másik két paraméterérték mellett. Ennél az értéknél a pillangódiagram az egyenlítőre aszimmetrikus, ráadásul a déli féltekén a többi folttól távolabb megjelenik néhány „kósza” folt is. Ahogy azt a korábbi tapasztalataink alapján várhatjuk is, a toroidális tér polaritása az egyenlítőre szimmetrikus, tehát a rendszer nem relaxált dipoláris polaritásra. További érdekesség, hogy a déli féltekén -50° -tól a sarkok felé egy másodlagos, sokkal rövidebb periódusidejű ciklus figyelhető meg, ami a „kósza” napfoltok megjelenését okozhatja. A másik két paraméter esetében az figyelhető meg, hogy d_t növekedésével a pillangódiagram kiterjedése vagy szélessége nő, és

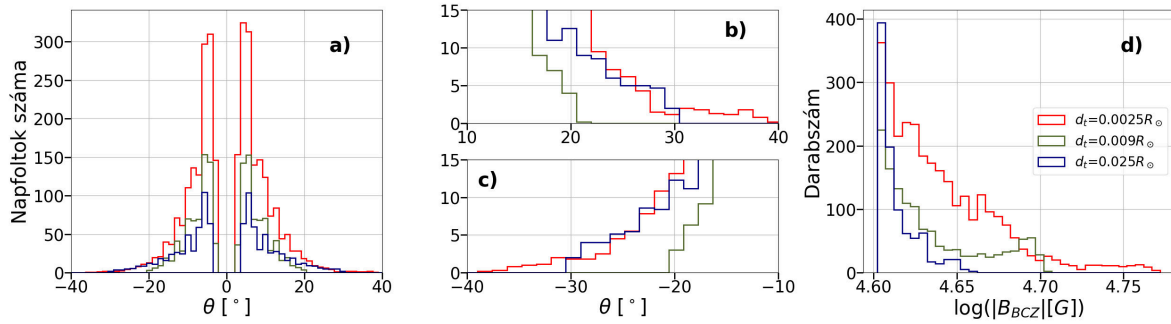


30. ábra. A napfoltok szélesség szerinti (a, b, és c panel) és mágneses térük abszolútértékének a logaritmusának eloszlása (d panel) az η_{SCZ1} paraméter különböző értékei mellett. Az adott paraméterhez kapott eloszlást több ciklus hisztogramjának átlagából határoztuk meg.

a toroidális mágneses tér is kissé erősebb 25° és 50° között. A d_t különböző értékeihez tartozó napfoltok szélesség és a mágneses tér logritmusa szerinti eloszlások a 32. ábrán láthatóak. A 21. ábra utolsó panele alapján ha csak a „normális” pillangódiagramot vizsgáljuk, akkor a csökkenő tachoklína vastagság csökkenő kiterjedést eredményez, de növekvő feltörésszámot. Az „anomális” pillangó esetét, amikor nagyon magas szélességeken is jelennek meg, részletesebben kellene tanulmányozni, illetve a paraméterértékeket is egyenletesebben változtatni, hogy ezen kiugró jelenségeket jobban megérthessük. A 22. ábra utolsó panelén pedig azt látjuk, hogy a feltörés maximális értéke nő, ha csökkentjük a tachoklína vastagságát, míg a d_t érték változtatása nincs hatással az eloszlás maximumhelyére, vagyis hogy milyen értékek esetében tör fel a legtöbb folt.



31. ábra. A d_t tachoklína vastagság különböző értékeihez tartozó pillangódiagramok (felső három panel), és a B_{BCZ} toroidális tér időbeli fejlődése a konvektív zóna alján (alsó három panel) egy 20 éves intervallumban ábrázolva a futtatások végén.



32. ábra. A napfoltok szélesség szerinti (a, b, és c panel) és mágneses terük abszolútértékének a logaritmusának eloszlása (d panel) az d_t paraméter különböző értékei mellett. Az adott paraméterhez kapott eloszlást több ciklus hisztogramjának átlagából határoztuk meg.

5. Összegzés és kitekintés

Dolgozatunkban a napaktivitás előrejelzésének céljából empirikus adatokat és numerikus módszereket vizsgáltunk meg. Ehhez két napfolt katalógus (GPR és DPD) adatait elemeztük, illetve egy napdinamómodell (SURYA) bemeneti paramétereit változtattuk.

A GPR és DPD napfolt-katalógusok adatait felhasználva a foltcsoportok maximális területeit és szélesség szerinti eloszlásait vizsgáltuk. Az adatok feldolgozásához általunk írt Python kódot használtunk. Elsőként a foltcsoportok maximális területértékeit elemeztük, amihez le kellett szűrni a foltcsoportokat, hogy biztosan tudjuk állítani, hogy az adott maximum valóban a csoport maximális területértéke. Ezt pedig úgy értük el, hogy leválogattuk azokat a csoportokat, amelyekről a maximális terület elérése előtt és után is volt még legalább 2 észlelési adat. Ezután az adatsort szétválogattuk egyedi napciklusokra, majd alkalmaztuk a GPR és DPD közötti területkorrekciót. Megkerestük minden foltcsoportnak a maximális területértékét, majd hisztogramokon jelenítettük meg ezek eloszlását a teljes és a leválogatott csoportok esetében is. A 4.1. alfejezetben leírt módon meghatároztuk az optimális binszámot, majd ennek segítségével az optimális binszélességet. Bár ma a GPR és a DPD egy összefésült adatbázist alkot, az adatok leszűrése és vizsgálata során találtunk néhány eltérést a két adatbázis között, erről részletesen a 4.1. alfejezetben írtunk.

A leválogatott csoportok területhisztogramjai alapján kvartilisek használatával meghatároztuk milyen határtérték felett beszélhetünk nagy foltcsoportról, ám ezzel a módszerrel nagyon sok nagynak kategorizált csoportunk maradt. A valóban nagynak számító csoportokra az általunk kapott eloszlások és Nagy és tsai. (2017) alapján 2500 msh értéket állítottunk be, és megnéztük, hogy ezek a betyár foltcsoportok a pillangódiagramon hol helyezkednek el. Megvizsgáltuk, hogy a teljes adatsor területértékeiből kapott domináns félteke és a betyár csoportok területéből kapott domináns félteke mutat-e valamilyen összefüggést. Az északi és déli félteke közötti különbséget ábrázolva egy szekuláris változást láthatunk a dominanciában, illetve a legtöbb ciklus esetében korrelál a foltcsoportokból számolt domináns félteke a „betyár” foltok alapján meghatározottal. Két ciklus esetében (nevesítve a 14. és 15 ciklus) figyelhető meg

antikorreláció, de hogy biztosabb eredményeket és következtetéseket kaphassunk további vizsgálatokra van szükség a „betyár” foltokkal kapcsolatban. A betyárokat ábrázoló pillangódiagram és a két félteke havi területösszegeit bemutató ábrák között észrevehető egy összefüggés, miszerint a napfoltadatok alapján is lehetséges, hogy a betyárok képesek erősíteni a soron következő napciklust (lásd a 16. ábrát). Természetesen ezt nem tudjuk biztosan állítani, hiszen az adatsor rövidege nem elégséges erre, de maga a jelenség szembetűnő. Ezt követően meghatároztuk a foltcsoportok maximális szélesség szerinti eloszlását a teljes adatsorra és a leválogatott csoportokra vonatkozóan is. Ezen eloszlások vizsgálata szintén hozzásegíthet minket a ciklus jellegzeteségeinek megértéséhez, vagy akár a különböző hatások empirikus adatokon való vizsgálatához.

A numerikus vizsgálatok végrehajtásához a SURYA nevű publikus FORTRAN kódot választottuk, ami egy kétdimenziós Babcock–Leighton-dinamómodell (Choudhuri, 2005). Eddigi vizsgálatunk során hat paraméter változtatásának hatását vizsgáltuk a kapott eredményekre, melyek a következők voltak: az f feltörési faktor, a τ karakterisztikus feltörési idő, az nt fluxusfeltörés helyét jellemző paraméter, az η_{SCZ} és η_{SCZ1} turbulens diffúzitás paraméterek, illetve a d_t tachoklína vastagság volt. Minden paraméter esetében legalább három különböző értéket vizsgáltunk, melyek közül az egyik mindig a Chatterjee, Nandy és Choudhuri (2004) által javasolt „standard megoldás” volt. Minden futtatás nagyjából 1000 időegységig tartott, ami kb. 3000 évet ölel fel. A modellből kapott eredményeket két eloszlás vizsgálata alapján próbáltuk elemezni. Az egyik a feltörési helyek szélesség szerinti eloszlása volt, melynek segítségével megtudtuk határozni, hogy milyen kiterjedéssel rendelkezik átlagosan egy-egy ciklus, azaz milyen magas szélességeken jelennek meg foltok, illetve elemeztük azt is, hogy a feltörések maximális értéke, azaz a foltok száma hogyan változik a ciklusban. A másik eloszlás a $\log(|B_{BCZ}|)$ esetén kapott volt, aminek elemzésével két mennyiséget szerettünk volna vizsgálni. Az egyik, hogy mi az a maximális térerősség érték, amelynél feltörnek a foltok, illetve mekkora az a térerősség, ami esetén a legtöbb feltörést látjuk. Ezek segítségével vizsgáltuk az említett hat paraméter hatását, hogy milyen módon befolyásolják a fent említett értékeket. A kapott eredményekről összefoglaló ábrát is készítettünk, melyek segítségével könnyen láthatóvá válik a korreláció vagy antikorreláció is (21. és 22. ábrák).

Természetesen a numerikus vizsgálatok tovább bővíthetők, egyrészt a vizsgálható paraméterek száma nem csak hat, hiszen például az α -profilban szereplő konstansokat is változtathatjuk, mellyel a toroidálisból poloidális tér átalakulását és annak hatását vizsgálhatjuk, vagy a sebességteret (elsősorban a meridionális cirkulációt) is változtathatjuk, vizsgálva annak hatását. A paramétertér kibővítése mellett már az eddig vizsgált paraméterek változtatásának „finomabb felbontása” is további információkkal szolgálhat azt illetően, hogy például lineáris vagy egyéb jellegű kapcsolat van a különböző mennyiségek között. Végül azt is érdemes megvizsgálni, hogy azok a futtatások, melyek esetében a mágneses tér a kezdeti kvadrupól paritásról nem relaxált dipólra, minek köszönhetőek, valamint például ha tovább futtatjuk a kódot, akkor hosszabb idő esetében bekövetkezik-e a relaxáció vagy sem.

Záró gondolatként pár szót szólnánk a jövőbeli tervekről. Mint azt már a dolgozat elején is írtuk, célunk az volt, hogy kombináljuk az észlelési eredményeket egy dinamómodellel, melynek segítségével talán lehetőségünk nyílhat az aktivitás előrejelzésére is. Eddigi vizsgálatainkban még nem látszik az összekapcsolódás, hiszen külön-külön tárgyaltuk a kapott eredményeket. A kulcsot az jelentheti, ha sikerül a különböző paraméterek hatását elemezve megérteni, hogy mi hogyan befolyásolja az adott ciklust, utána pedig az empirikus, észlelési adatokból kapott eloszlásokat úgy beültetni a numerikus kódba, hogy ezen eloszlások alapján randomizáljuk a különböző paramétereket valamilyen értékek között. Tudjuk, hogy a munka elején járunk még, de ha ez sikerül, akkor talán tényleg tudunk előrejelzéseket tenni.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretnénk hálánkat kifejezni témavezetőnknek, Forgácsné dr. Dajka Emesének a sok segítségért és türelemért a munkánk során, aki szakértelmével nagy mértékben hozzájárult jelen dolgozat elkészüléséhez. Emellett szeretnénk köszönetet mondani Arnab Rai Choudhurinak, Mausumi Dikpatinak, Dibyendu Nandy-nak és Piyali Chatterjee-nek a SURYA nevű napdinamó kód kifejlesztéséért, és használatra bocsátásáért.

Hivatkozások

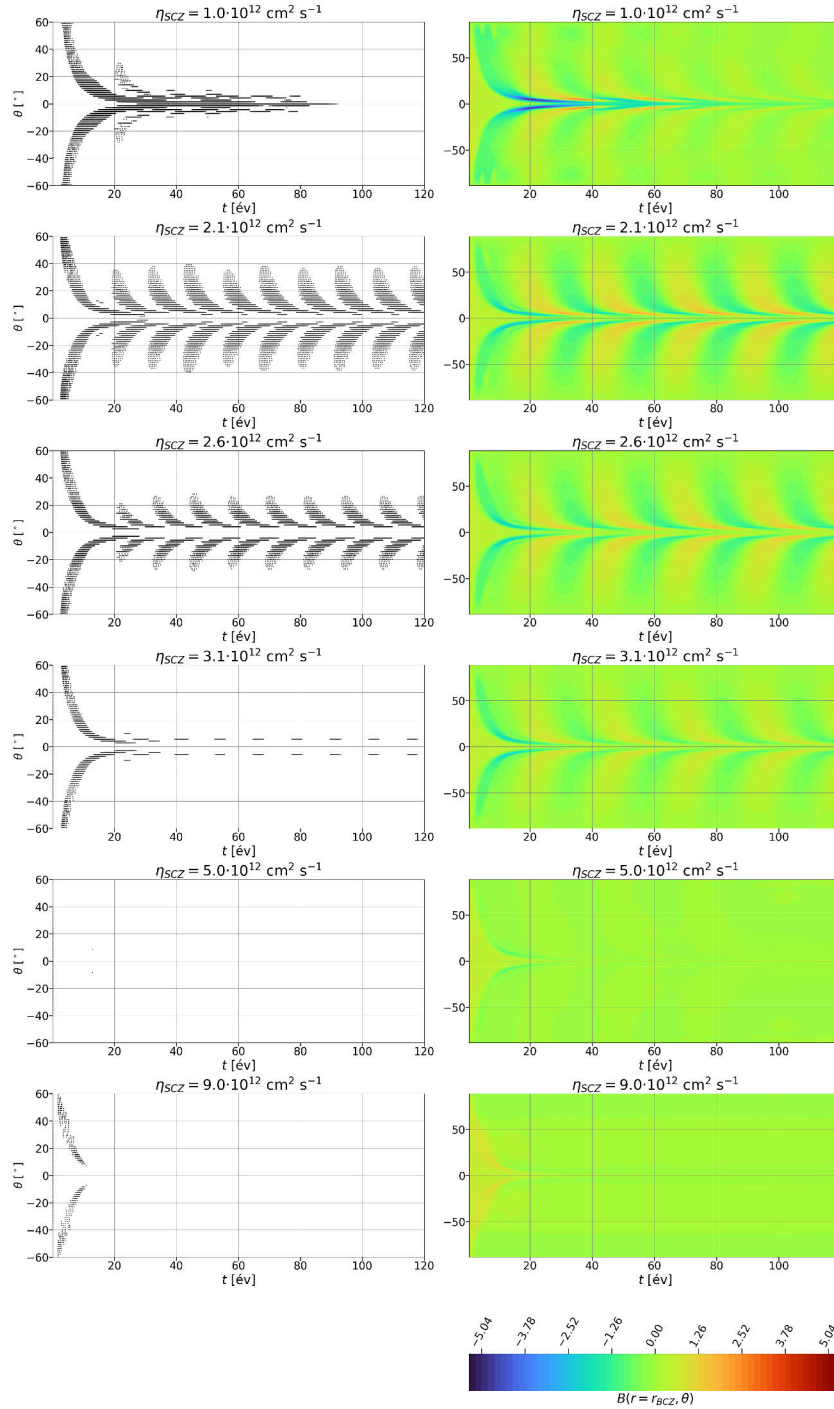
- Baranyi, T., L. Győri és A. Ludmány (2016. aug.). „On-line Tools for Solar Data Compiled at the Debrecen Observatory and Their Extensions with the Greenwich Sunspot Data”. *Solar Physics* 291.9-10, 3081–3102. old. DOI: 10.1007/s11207-016-0930-1. URL: <https://doi.org/10.1007/s11207-016-0930-1>.
- Beer, Jürg, Steven Tobias és Nigel Weiss (1998. júl.). „An Active Sun Throughout the Maunder Minimum”. *Solar Physics* 181.1, 237–249. old. DOI: 10.1023/A:1005026001784.
- Boyer, D. W. és E. H. Levy (1984. febr.). „Oscillating dynamo magnetic field in the presence of an external nondynamo field - The influence of a solar primordial field”. *The Astrophysical Journal* 277, 848–861. old. DOI: 10.1086/161755.
- Caligari, P., F. Moreno-Insertis és M. Schüssler (1995. márc.). „Emerging Flux Tubes in the Solar Convection Zone. I. Asymmetry, Tilt, and Emergence Latitude”. *The Astrophysical Journal* 441, 886. old. DOI: 10.1086/175410.
- Carrington, R. C. (1858. nov.). „On the Distribution of the Solar Spots in Latitudes since the Beginning of the Year 1854, with a Map”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 19, 1–3. old. DOI: 10.1093/mnras/19.1.1.
- Charbonneau, Paul (2020). *Dynamo models of the solar cycle*. *Living Reviews in Solar Physics* 17. köt. (1). DOI: 10.1007/s41116-020-00025-6. URL: <https://doi.org/10.1007/s41116-020-00025-6>.
- Chatterjee, Piyali, Dibyendu Nandy és Arnab Rai Choudhuri (2004. dec.). „Full-sphere simulations of a circulation-dominated solar dynamo: Exploring the parity issue”. *Astronomy and Astrophysics* 427, 1019–1030. old. DOI: 10.1051/0004-6361:20041199. arXiv: astro-ph/0405027 [astro-ph].
- Choudhuri, A. R. (2005). *The User's Guide to the Solar Dynamo Code SURYA*. Kérésre e-mailen megküldi a szerző: arnab@physics.iisc.ernet.in.
- Choudhuri, Arnab Rai (2007). *An Elementary Introduction to Solar Dynamo Theory*. DOI: 10.1063/1.2756783. URL: <https://doi.org/10.1063/1.2756783>.
- Choudhuri, Arnab Rai, Piyali Chatterjee és Jie Jiang (2007. márc.). „Predicting Solar Cycle 24 With a Solar Dynamo Model”. *Phys. Rev. Lett.* 98 (13), 131103. old. DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.131103. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.131103>.
- Choudhuri, Arnab Rai és Peter A. Gilman (1987. máj.). „The Influence of the Coriolis Force on Flux Tubes Rising through the Solar Convection Zone”. *The Astrophysical Journal* 316, 788. old. DOI: 10.1086/165243.
- Clark, David H. és F. Richard Stephenson (1978. dec.). „An Interpretation of the Pre-Telescopic Sunspot Records from the Orient”. *Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society* 19, 387. old.
- Clette, Frédéric és tsai. (2015). „Revisiting the Sunspot Number”. *The Solar Activity Cycle: Physical Causes and Consequences*. Szerk. André Balogh és tsai. New York, NY: Springer

- New York, 35–103. old. DOI: 10.1007/978-1-4939-2584-1_3. URL: https://doi.org/10.1007/978-1-4939-2584-1_3.
- Cowling, T. G. (1933. nov.). „The Magnetic Field of Sunspots”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 94.1, 39–48. old. ISSN: 0035-8711. DOI: 10.1093/mnras/94.1.39. eprint: <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/94/1/39/2838157/mnras94-0039.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/94.1.39>.
- Cserepes, L. és K. Petrovay (2001). „Kozmikus fizika”. Eötvös Loránd Tudományegyetem Természettudományi Kar, 173. old.
- Davidson, P. A. (2016). *Introduction to Magnetohydrodynamics*. 2. kiad. Cambridge Texts in Applied Mathematics. Cambridge University Press, 127. old.
- Dikpati, Mausumi, Giuliana de Toma és Peter A. Gilman (2006). „Predicting the strength of solar cycle 24 using a flux-transport dynamo-based tool”. *Geophysical Research Letters* 33.5. DOI: <https://doi.org/10.1029/2005GL025221>. eprint: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2005GL025221>. URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2005GL025221>.
- Erwin, E. H. és tsai. (2013. nov.). „The Greenwich Photo-heliographic Results (1874 - 1976): Initial Corrections to the Printed Publications”. *Solar Physics* 288.1, 157–170. old. DOI: 10.1007/s11207-013-0310-z.
- Forgács-Dajka, E., B. Major és T. Borkovits (2004. szept.). „Long-term variation in distribution of sunspot groups”. *Astronomy and Astrophysics* 424, 311–315. old. DOI: 10.1051/0004-6361:20040550. arXiv: astro-ph/0606053 [astro-ph].
- Forgács-Dajka, E. és K. Petrovay (2002. júl.). „Dynamics of the fast solar tachocline. I. Dipolar field”. *Astronomy and Astrophysics* 389, 629–640. old. DOI: 10.1051/0004-6361:20020586. arXiv: astro-ph/0201241 [astro-ph].
- Győri, L., A. Ludmány és T. Baranyi (2017. febr.). „Comparative analysis of Debrecen sunspot catalogues”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 465.2, 1259–1273. old. DOI: 10.1093/mnras/stw2667. arXiv: 1612.03274 [astro-ph.SR].
- Hale, George E. (1908. nov.). „On the Probable Existence of a Magnetic Field in Sun-Spots”. *The Astrophysical Journal* 28, 315. old. DOI: 10.1086/141602.
- Hale, George E., Ferdinand Ellerman és tsai. (1919. ápr.). „The Magnetic Polarity of Sun-Spots”. *The Astrophysical Journal* 49, 153. old. DOI: 10.1086/142452.
- Hale, George E. és Seth B. Nicholson (1925). „The law of sun-spot polarity”. *The Astrophysical Journal* 62, 270. old.
- Hathaway, David H. (2015. szept.). „The Solar Cycle”. *Living Reviews in Solar Physics* 12.1. DOI: 10.1007/lrsp-2015-4. URL: <https://doi.org/10.1007%5C%2F1rsp-2015-4>.
- Karak, Bidya Binay és Arnab Rai Choudhuri (2013. nov.). „Studies of grand minima in sunspot cycles by using a flux transport solar dynamo model”. *Research in Astronomy and Astrophysics* 13.11, 1339–1357. old. DOI: 10.1088/1674-4527/13/11/005. arXiv: 1306.5438 [astro-ph.SR].

- Krausmann, E. és tsai. (2017). *Space weather & critical infrastructures : findings and outlook*. Publications Office. DOI: doi/10.2788/152877.
- Lemerle, Alexandre, Paul Charbonneau és Arnaud Carignan-Dugas (2015. szept.). „A COUPLED 2×2 D BABCOCK–LEIGHTON SOLAR DYNAMO MODEL. I. SURFACE MAGNETIC FLUX EVOLUTION”. *The Astrophysical Journal* 810.1, 78. old. DOI: 10.1088/0004-637X/810/1/78. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/810/1/78>.
- Muller, C. (2014). „The Carrington solar flares of 1859: consequences on life”. *Origins of Life and Evolution of Biospheres* 44.3, 185–195. old.
- Muñoz-Jaramillo, Andrés és tsai. (2012. jún.). „CALIBRATING 100 YEARS OF POLAR FACULAE MEASUREMENTS: IMPLICATIONS FOR THE EVOLUTION OF THE HELIOSPHERIC MAGNETIC FIELD”. *The Astrophysical Journal* 753.2, 146. old. DOI: 10.1088/0004-637X/753/2/146. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/753/2/146>.
- Nagovitsyn, Yu A, AG Tlatov és E Yu Nagovitsyna (2016). „The area and absolute magnetic flux of sunspots over the past 400 years”. *Astronomy Reports* 60.9, 831–838. old. DOI: 10.1134/S1063772916090055. URL: <https://doi.org/10.1134/S1063772916090055>.
- Nagovitsyn, Yu. A. (2005. aug.). „To the Description of Long-Term Variations in the Solar Magnetic Flux: The Sunspot Area Index”. *Astronomy Letters* 31.8, 557–562. old. DOI: 10.1134/1.2007032.
- Nagy, Melinda és tsai. (2017. nov.). „The Effect of “Rogue” Active Regions on the Solar Cycle”. *Solar Physics* 292.11, 167, 167. old. DOI: 10.1007/s11207-017-1194-0. arXiv: 1712.02185 [astro-ph.SR].
- Nandy, Dibyendu (2021. márc.). „Progress in Solar Cycle Predictions: Sunspot Cycles 24–25 in Perspective”. *Solar Physics* 296.3. DOI: 10.1007/s11207-021-01797-2. URL: <https://doi.org/10.1007/s11207-021-01797-2>.
- Nandy, Dibyendu és Arnab Rai Choudhuri (2001. ápr.). „Toward a Mean Field Formulation of the Babcock-Leighton Type Solar Dynamo. I. α -Coefficient versus Durney’s Double-Ring Approach”. *The Astrophysical Journal* 551.1, 576–585. old. DOI: 10.1086/320057. URL: <https://doi.org/10.1086/320057>.
- Nandy, Dibyendu és Arnab Rai Choudhuri (2002. máj.). „Explaining the Latitudinal Distribution of Sunspots with Deep Meridional Flow”. *Science* 296.5573, 1671–1673. old. DOI: 10.1126/science.1070955.
- National Research Council (1997). *Space Weather: A Research Perspective*. Washington, DC: The National Academies Press. DOI: 10.17226/12272. URL: <https://nap.nationalacademies.org/catalog/12272/space-weather-a-research-perspective>.
- National Research Council (2013). *Solar and Space Physics: A Science for a Technological Society*. Washington, DC: The National Academies Press. ISBN: 978-0-309-16428-3. DOI: 10.17226/13060. URL: <https://nap.nationalacademies.org/catalog/13060/solar-and-space-physics-a-science-for-a-technological-society>.

- National Science and Technology Council (2019). *National Space Weather Strategy and Action Plan, The White House Office of Science and Technology*. Washington. URL: <https://www.whitehouse.gov/wp-content/uploads/2019/03/National-Space-Weather-Strategy-and-Action-Plan-2019.pdf>.
- Parker, E. N. (1955. szept.). „Hydromagnetic Dynamo Models”. *Astrophysical Journal* 122. DOI: 10.1086/146087. URL: <https://doi.org/10.1086/146087>.
- Petrovay, Kristóf (2020. márc.). „Solar cycle prediction”. *Living Reviews in Solar Physics* 17.1, 2, 2. old. DOI: 10.1007/s41116-020-0022-z. arXiv: 1907.02107 [astro-ph.SR].
- Schrijver, Carolus J. és tsai. (2015). „Understanding space weather to shield society: A global road map for 2015–2025 commissioned by COSPAR and ILWS”. *Advances in Space Research* 55.12, 2745–2807. old. ISSN: 0273-1177. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.asr.2015.03.023>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117715002252>.
- Schwabe, H. (1844. jan.). „Sonnen-Beobachtungen im Jahre 1843”. *Some Aspects of the Earlier History of Solar-Terrestrial Physics*. Szerk. Wilfried Schröder, 124. old.
- SILSO World Data Center (1867-2019). „The International Sunspot Number”. *International Sunspot Number Monthly Bulletin and online catalogue*.
- Sturges, Herbert A. (1926). „The Choice of a Class Interval”. *Journal of the American Statistical Association* 21.153, 65–66. old. DOI: 10.1080/01621459.1926.10502161. eprint: <https://doi.org/10.1080/01621459.1926.10502161>. URL: <https://doi.org/10.1080/01621459.1926.10502161>.
- Wang, Y. -M., A. G. Nash és Jr. Sheeley N. R. (1989. dec.). „Evolution of the Sun’s Polar Fields during Sunspot Cycle 21: Poleward Surges and Long-Term Behavior”. *The Astrophysical Journal* 347, 529. old. DOI: 10.1086/168143.
- Willis, D. M., H. E. Coffey és tsai. (2013. nov.). „The Greenwich Photo-heliographic Results (1874 - 1976): Summary of the Observations, Applications, Datasets, Definitions and Errors”. *Solar Physics* 288.1, 117–139. old. DOI: 10.1007/s11207-013-0311-y.
- Willis, D. M., R. Henwood és tsai. (2013. nov.). „The Greenwich Photo-heliographic Results (1874 - 1976): Procedures for Checking and Correcting the Sunspot Digital Datasets”. *Solar Physics* 288.1, 141–156. old. DOI: 10.1007/s11207-013-0312-x.
- Willis, David és tsai. (2016. nov.). „The Greenwich Photo-heliographic Results (1874 – 1885): Observing Telescopes, Photographic Processes, and Solar Images”. *Solar Physics* 291. DOI: 10.1007/s11207-016-0894-1.
- Wittmann, A. D. és Z. T. Xu (1987. júl.). „A catalogue of sunspot observations from 165 BC to AD 1684”. *Astrophysics and Space Science* 70.1, 83–94. old.
- Wolf, R. (1861. jan.). „Abstract of his latest Results”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 21, 77. old. DOI: 10.1093/mnras/21.3.77.

Függelék



33. ábra. Az η_{SCZ} turbulens diffúzitás összes vizsgált értékéhez tartozó pillangódiagramok (bal oldali panelek), illetve a toroidális mágneses tér konvektív zóna alján lévő értékeinek időbeli fejlődése (jobb oldali panelek) a futtatások első 120 évére ábrázolva

A 33. ábra az η_{SCZ} turbulens diffúzitás összes vizsgált paraméterértékéhez tartozó pillangódiagramokat, illetve a toroidális mágneses tér konvektív zóna alján lévő értékeinek időbeli fejlődését mutatja a futtatások elején. Az elsőként vizsgált három érték a 10^{12} , $5 \cdot 10^{12}$ és $9 \cdot 10^{12} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ volt, viszont az ábrán is látható, hogy egyik esetben sem tudott elég erős cik-

likus mágneses tér kialakulni ahhoz, hogy ez fenn tudjon tartani egy napfoltciklust hosszabb távon. Emiatt az alapmegoldásban szereplő $\eta_{SCZ} = 2,6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ értékhez jóval közelebbi értékeket választottunk ($2,1 \cdot 10^{12}$ és $3,1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$), amik - ahogy az a 27. ábrán is megfigyelhető - már a megfelelő tartományban helyezkedtek el egy mágneses dinamó hosszútávú fenntartásához. Ez konzisztens a gyenge, diffúz felszíni mágneses tér szimulációkkal (pl. Wang, Nash és Sheeley (1989)), amik alapján $10^{12} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ nagyságrendűnek kell lennie a diffúziónak a konvektív zónában. (Emiatt is választotta Chatterjee, Nandy és Choudhuri (2004) η_{SCZ} értékét $2,6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ -nak.)