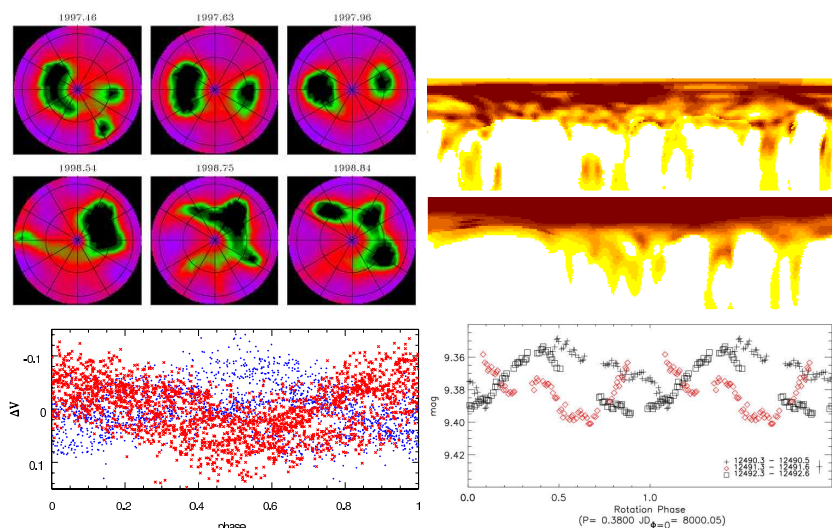


SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM
TERMÉSZETTUDOMÁNYI KAR
KÍSÉRLETI FIZIKA TANSZÉK

Csillagász

Diplomamunka

Egy magányos törpecsillag aktivitása



Készítette: Csorvási Róbert, V. éves csillagász hallgató

Témavezető: Dr. Oláh Katalin,
MTA KTM Csillagászati Kutató Intézet

Konzulens: Dr. Szatmáry Károly,
SZTE Kísérleti Fizikai Tanszék

Szeged, 2007

A Napon megfigyelhető aktivitási jelenségek a mágneses terének követk ezményei, mely a konvektív zónában jön létre és tör a felszínre, ezáltal el H oidézve a nap-foltokat, fáklyamezőket, stb. Az aktivitási jelenségek részletes tanulmányozásával az őket létrehozó mágneses tér szerkezetét lehet vizsgálni, továbbá megrekonstruálható egy nap dinamó modell.

Aktivitási jelenségeket más, külső konvektív zónával rendelkező hideg csillagok esetében is megfigyeltek. Ezek tanulmányozása alkalmat nyújt arra, hogy teszteljük a nap dinamó modelleket. Csak a Napunk vizsgálata nem elég ahhoz, hogy egy egységes din amó modellt állítsunk fel, az ehhez vezető út a különböző aktivitási s zintet mutató csillagok nagy számú mintájának részletes vizsgálatában rejlik.

2005 és 2006 nyarán kb. egy-egy hónapon keresztül végeztem folyamatos többszínfotometriai megfigyeléseket egy magányos aktív törpe csillagról, mely a hoz-zánk közeli Lokális Ass zociáció tagja. Spektráltípusa K3V és rotációs periódusa 0.42 nap. A gyors rotáció erős mágneses aktivi tást eredményez, ezenkívül az aktív vidékek magas szélességeken, közel a pólushoz és/vagy a póluson jelennek meg. Választasom azért esett erre a csillagra, mert eddig ilyen spektráltípusú aktív törpe csillagról mélyreható és részletes vizsgálat nem készült még. Rövid rotációs periódusa lehetővé teszi, hogy pár éjszaka alatt ki lehessen mérni egy teljes periódust, ezáltal az aktivitási jelenségek finomléptékű e volúciójának vizsgálatára nyílik lehetőség.

Dolgozatomban ismertetem a csillag rövid előtörténetét. Számos háttér ismeretet mutatok be. Beszámolok a méréseimről és azok kiértékeléséről. Legvégül eredményeimet taglalom.

Kulcsszavak: aktív törpe csillagok, aktivitás, fotometria, folt modellezés, folt fejlődés, aktivitási ciklushossz

Tartalomjegyzék

1. Bevezető	4
2. Az LO Peg rövid előtörténete	5
3. A mágneses aktivitás a rotáció és a konvekció tükrében	16
4. Poláris foltok	17
5. Flip–flop jelenség	19
5.1. Antiszimmetrikus mágneses tér és flip–flop jelenség a Napon és "hideg" csillagokon	19
5.2. Dinamó módusok és flip–flop	20
6. Aktivitási ciklushosszak és asztrofizikai jelentőségük	24
6.1. Az aktivitási ciklushossz periódusa	26
7. Műszerek és megfigyelések	30
7.1. Műszerek	30
8. Modellezés	34
8.1. Analitikus folt modellek	34
8.1.1. A standard folt modell	34
8.1.2. A folthőmérséklet modellezése	35
8.2. Az LO Peg modellezése	36
9. Eredmények	39
9.1. Rövid időskálájú viselkedés vizsgálata	39
9.1.1. 2005–ös mérés sorozat eredményei	39
9.1.2. 2006–os mérés sorozat eredményei	45
9.1.3. Folt evolúciós történet	49
9.2. Hosszú időskálás viselkedés vizsgálata	54
10. Összefoglalás	57
Köszönetnyilvánítás	58
Hivatkozások	59

A. Függelék	64
A.1. Alapkorrekciók	64
A.1.1. A nullszint korrekció	64
A.1.2. A sötétáram korrekció	65
A.1.3. A flat korrekció	65
A.2. A képek összetolása	66
A.3. Fotometria	67
A.3.1. Az apertúra–fotometria → (PHOT)	67
A.4. Standard transzformáció	68
B. Illesztések	71
B.1. 2005	71
B.2. 2006	75

1. Bevezető

A Napon megfigyelhető aktivitási jelenségek a mágneses terének következményei, mely a konvektív zónában jön létre és tör a felszínre, ezáltal előidézve a napfoltokat, fáklyamezőket, stb. Az aktivitási jelenségek részletes tanulmányozásával az őket létrehozó mágneses tér szerkezetét lehet vizsgálni, továbbá megrekonstruálható egy nap dinamó modell. Aktivitási jelenségeket más, külső konvektív zónával rendelkező hideg csillagok esetében is megfigyeltek.

Ezek tanulmányozása alkalmat nyújt arra, hogy teszteljük a Nap dinamó modelleket. Csak a Napunk vizsgálata nem elég ahhoz, hogy egy egységes dinamó modellt állítsunk fel, az ehhez vezető út a különböző aktivitási szintet mutató csillagok nagy számú mintájának részletes vizsgálatában rejlik.

Elsőként a foltos változók fizikai modelljének alap gondolatát Ismael Boulliau fekteti le 1667-ben. Az *o* Ceti (Mira) fényváltozásait vizsgálva leírja, hogy a csillag egyik féltekéje fényesebb, mint a másik, s ez a tengely körüli forgás következtében fényességváltozást okoz (ma már tudjuk, hogy más okok vannak a háttérben). Ezek után a csillagfolt hipotézis még kétszáz évig kering a köztudatban, majd a XX. század hajnalán a különböző precíz méréseknek köszönhetően egyre inkább háttérbe szorul, mert más fizikai okok mutatkoznak a fénygörbe változások okaként. Mérföldkőnek számítanak Kron XX. század közepén publikált munkái (Kron (1947), Kron (1952)), mert ezekben először találkozott az elmélet és a realitás. Ennek ellenére nem történt forradalmi változás ezen a téren egészen az 1960-as évek derekáig. Hoffmeister (1965) és Chugainov (1966) egymástól függetlenül, újra felelevenítik a csillagfoltok elméletét, ezt követően a csillagfoltok gondolata mindinkább gyökeret ver a tudományos köztudatban. Ebben elévülhetetlen érdem illeti Douglas S. Hallt, aki az 1974-ben, Budapesten megrendezett 29. IAU Kollokviumon tett kísérletet a foltos változók osztályozására.

Számos aktív csillag jó megválasztása alkalmas a dinamó elméletek tesztelésére és fejlesztésére. A magányos csillagok között ezek a fő sorozat előtti- (T Tauri típusú csillagok) és a fő sorozati fejlődésük korai szakaszában levő Nap típusú csillagok. A kialakult szoros kettős rendszerekben (magam is foglalkoztam egy szoros kettős mágneses aktivitásának vizsgálatával Borkovits et al. (2005)), ahol a komponensek gyorsan rotálnak és erős az árapály erő, erősen mágnesesen aktívak (RS CVn típusú, BY Dra típusú, W UMa típusú és Algol szerű rendszerek). Végül a gyorsan rotáló magányos óriások az FK Com típusú csillagok, melyek valószínűleg korábban W UMa kettősök voltak, csak egybeolvadtak a mágneses fékezés következtében. Az elmúlt bő fél évszázad alatt megnövekedett a különböző, kiforrott obszervációs

eszközök és diagnosztikus módszerek száma. A hosszú idejű fotometriai észlelések az aktív régiók evolúciójáról és csillag aktivitási ciklusokról árulkodnak. A nagy felbontású spektroszkópai mérések az aktív régiók struktúrájának és a csillagok differenciális rotációjának tanulmányozását tették lehetővé a Doppler imaging technika segítségével (Vogt et al. (1987), Rice et al. (1989), Piskunov et al. (2002), Collier (1992), Jankov & Foing (1992), Berdyugina (1998), Rice & Strassmeier (2000)). A molekula vonalak és sávok obszervációja egyedüli lehetőséget adott a fel nem bontott csillagfoltokba való betekintésre (Berdyugina (2002)) és a foltok hőmérsékletének mérésére (O’Neal et al. (1996)). A spektropolarimetriai mérések lehetőséget adnak a mágneses tér eloszlásának vizsgálatára a Zeemann–Doppler imaging technikának (Donati et al. (1997)) köszönhetően. Az újszerű eljárások, (spektrum) interferometria, mikrolencsézés, asztroszeizmológia, stb., csak növelik a csillagfoltok tanulmányozására alkalmas eszközök és technikák arzenálját. A felsorolt technikák ismertetése túlhaladja a jelen dolgozat kereteit, majd csak a fénygörbe modellezésről (Light Curve Modelling) lesz szó részletesebben.

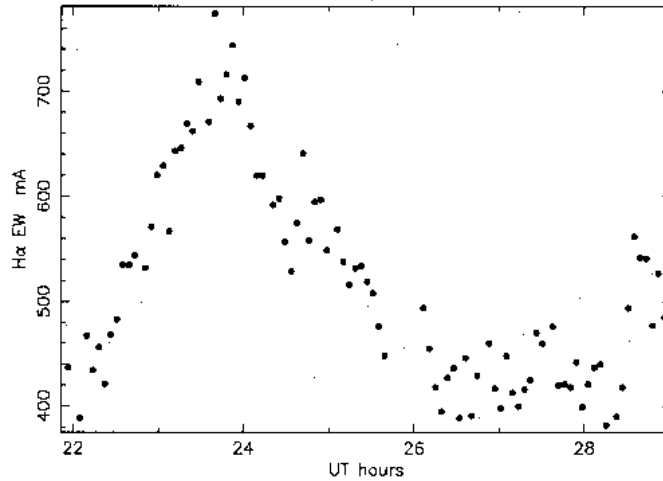
A csillagfoltok által rotációsan modulált fényváltozások felfedezése óta nagy mennyiségű adat gyűlt össze a különböző típusú aktív csillagokról. A fényesség és színindex változásból meghatározható a foltok hőmérséklete és ezek relatív területe, illetve a foltok hosszúsága. A foltok szélessége zajos fotometriai adatsorok esetén meghatározhatatlan, de igen pontos fotometriai adatsorok esetén lehetőség nyílik rá (pl. Croll et al (2006)). A Doppler térképek megmutatják a folteloszlást, melyek egyébként teljesen más képet mutatnak, mint amit a Napunkon megfigyelhetünk. A csillagfoltok polarimetriás mérései segítenek abban, hogy vizsgálni tudjuk az őket létrehozó mágneses terek természetét.

A dolgozatban ismertetem a címben szereplő csillag rövid előtörténetét, áttekintem a rotáció és aktivitás kapcsolatát, illetve a poláris foltok elméleti hátterét. Bemutatom a flip–flop jelenségét és rövid áttekintést adok az aktivitási ciklushossz asztrofizikai hátteréről. Ezek után a méréseimről számolok be, és végül az adatok feldolgozásához használt szoftverről és a kapott eredményekről írok. Befejezésüképpen összefoglalom eredményeimet, továbbá ismertetem a jövőbeli terveket.

2. Az LO Peg rövid előtörténete

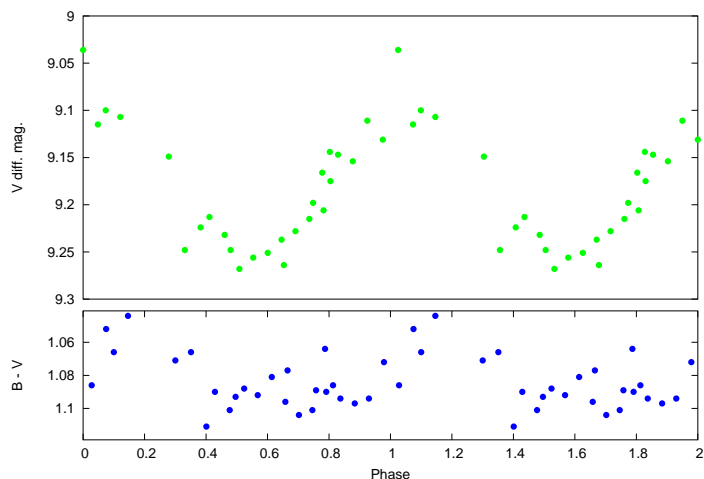
Az LO Peg egy egyedüli kistömegű fiatal gyors rotátor a Nap szomszédságában. Először az 1990–es évek legelején a ROSAT Wide Field kamerával detektálták az extrém ultraibolya tartományban és az RE J2131+23 katalógusszámot kapta. Ezután egy újabb extrém ultraibolya tartományban készült nagy felmérés során is detektál-

ták és katalogizálták EUVE J2131+23.3 néven. Jeffries & Jewell (1993) mélyebbrehatóan vizsgálták a ROSAT Wide Field kamerával észlelt késői típusú aktív csillagok kinematikáját, melynek eredményeképpen az LO Pegasit galaxisunkon belüli mozgására alapozva a Lokális Asszociáció tagjaként azonosították.

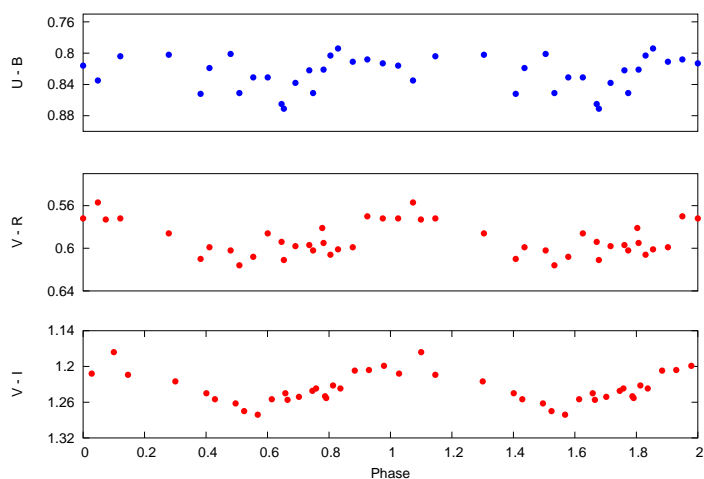


1. ábra. A H α vonal ekvivalens szélességének változása. Forrás: Jeffries et al. (1994)

Az első részletes tanulmány Jeffries et al. (1994) cikkében található, melyben spektroszkópai és fotometriai vizsgálatokat végeztek a csillagról. Folyamatos spektroszkópai megfigyeléseket végeztek 1992. augusztus 10. és 16. között. A mérésekből keresztkorrelációs módszerrel radiális sebességet határoztak meg, melynek átlagára -17.4 km s^{-1} adódott 2.3 km s^{-1} szórással. A szórás értéke nem nagyobb, mint amit egy egyedülálló csillag esetében várhatunk. Az augusztus 14/15 éjszakai mérésből megállapított radiális sebességek szinuszoidális változást mutattak körülbelül 2.5 km s^{-1} amplitúdóval. A $v_{eq} \sin i$ értékét keresztkorrelációs módszerrel határozták meg, melyre $69 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$ adódott.



2. ábra. Jeffries et al. (1994) fotometriai mérései. V szűrős adatsor (fent) és a $B - V$ színindex változása kb. 0.1 fázissal eltolódva a V szűrős fényességváltozáshoz képest (lent).



3. ábra. Jeffries et al. (1994) fotometriai mérései. Az $U - B$, $V - R$, $V - I$ színindexek változása.

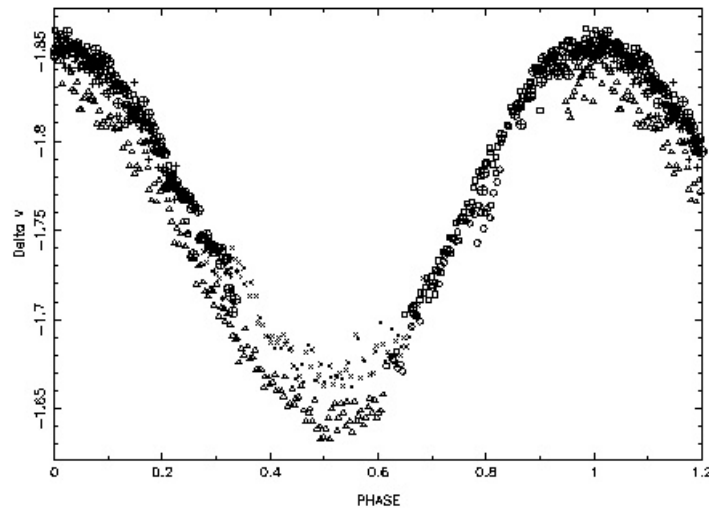
A mérés időtartama alatt a $H\alpha$ vonal ekvivalens szélességei változást mutattak. Az 1992. augusztus 14/15 éjszakai mérésekből meghatározott ekvivalens szélesség értékek (1. ábra) átmeneti flare tevékenységre emlékeztető viselkedést vagy a felszíni aktív régiók rotációs modulációját mutatták. 1992. szeptember 14. és 21. között újabb spektroszkópai méréseket végeztek a $Ca II H$ és K , illetve a $H\epsilon$ emissziós vonalakra, melyek átlagos fluxusaira rendre 4.74×10^{-13} , 5.97×10^{-13} és $1.35 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}$ értékeket kapták.

A fotometriai méréseket 1992. szeptember 4/5 és 17/18 között végezték. Össze-

hasonlítónak a $BD + 22^{\circ}4377$ és $BD + 22^{\circ}4302$ csillagokat használták és a legjobb éjszakákon készült adatsorokból meghatározott standardizált fényesség értékek az LO Pegasira $V = 9,^m19 \pm 0,^m05$, $(B-V) = 1,^m08 \pm 0,^m02$, $(U-B) = 0,^m82 \pm 0,^m08$, $(V-R)_{KC} = 0,^m59 \pm 0,^m02$, $(V-I)_{KC} = 1,^m23 \pm 0,^m03$ adódtak. A V szűrős adatokból 0.42375 napnak állapították meg a forgás periódusát.

A fénygörbékből (2., 3. ábra) egyértelműen látszik a folt vagy foltok moduláló hatása, melynek amplitúdója $\Delta V \approx 0,^m15$. A színgörbék szórnak, de egyértelműen mutatják az aktív területek általi modulációt, $(V-I)_{KC} \approx 0,^m05$ míg a $(B-V)$ és $(V-R)_{KC}$ kisebb mint $0,^m03$ amplitúdóval. A cikkben nem említették, de figyeljük meg, hogy a V -ben mutatott fényességváltozáshoz képest a $B-V$ színindexgörbe el van tolódva hozzávetőlegesen 0.1 fázissal (mely hosszúságra vetítve 36°), szemben a $V-R$ és $V-I$ színindexgörbékkel.

A $(B-V)$ és $(R-I)_{KC}$ színindexekből meghatározott effektív hőmérsékletek 4400 K és 4200 K. Ezeket felhasználva 4100 K – 4500 K hőmérséklet tartományban modellezték a lítium vonalakat, melynek eredménye képpen a lítium elemgyakoriságára 1.30 ± 0.25 érték adódott, mely jelzi, hogy az LO Pegasi egy nagyon fiatal csillag. A $[Fe/H] = 0.0 \pm 0.1$. A megállapított fizikai paramétereit alapján felrajzolták a HRD-re és meghatározták a fejlődési útját, melyből következtettek az életkorára, ami több mint 30 millió év lehet.



4. ábra. Robb & Cardinal (1995) V szűrős fotometriájának eredménye. A különböző jelek az egyes éjszakákat jelölik.

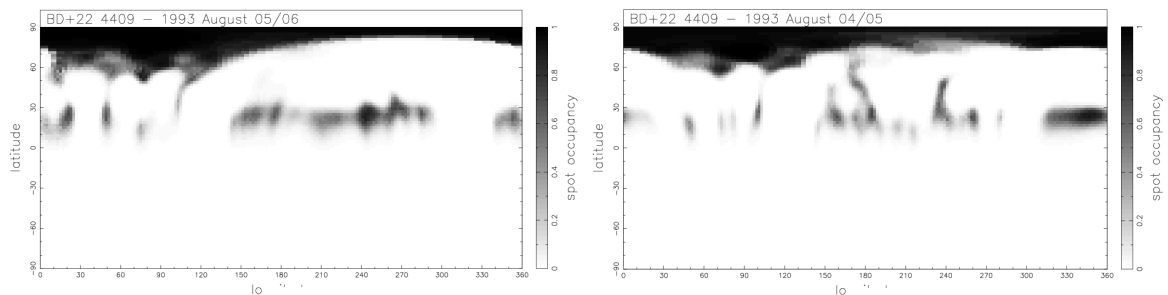
A méréseik alapján modellezték a folt vagy foltok paramétereit. A SPOTPIC nevű modellező programot használták. 50° -on rögzítették a csillag inklinációját, továbbá

40⁰–os szélességre raktak egy foltot. Úgy találták, hogy egy kétfoltos modellel jól illeszthetőek a fénygörbék.

Az egyik folt 0.53 ± 0.02 fázisnál volt 2600 ± 300 K hőmérséklettel és 6.6 ± 0.3 %–os fedettséggel. A másik folt hőmérsékletét 2600 K–en rögzítve 0.75 ± 0.02 fázisnál találták és 1.5 ± 0.5 %–os fedettséget mutatott.

Feltétlen meg kell említeni, hogy nem találtak meggyőző bizonyítékot cirkumsz-telláris anyag jelenlétére a csillag körül, mely meglepetés, mert az LO Pegasihoz hasonló csillagok, mint az AB Dor vagy HD 197890 körül észleltek. A szerzők nem tudtak egyértelmű magyarázatot adni a megfigyeltekre.

Időben a következő cikk 1995–ben jelenik meg Robb & Cardinal (1995) tollából. 1995. július 11. és 16. között végeztek fotometriát egy fél méter átmérőjű távcsővel V színben. 633 fotometriai pont született (4. ábra), melyek nincsenek a nemzetközi rendszerbe transzformálva. Fázis disperziós minimalizálás módszerrel 0.4232 ± 0.0075 napnak adódott a periódus, mely jó egyezésben van a Jeffries et al. (1994) által meghatározottal. A fénygörbe amplitúdója 0^m15 –től 0^m2 –ig növekedett a mérés időtartama alatt. Ez jelzi, hogy a folt vagy foltok mérete és/vagy hőmérséklete pár napos időskálán változott.



5. ábra. Lister et al. (1999) 1993–as méréseinek Doppler térképei. A vízszintes tengelyen hosszúság van, míg a függőleges tengelyen szélesség.

Az első Doppler térképről Lister et al. (1999) cikkében olvashatunk. 1993. augusztus 4/5 és 5/6 éjszakákon 71 és 79 spektrumot vettek fel az LO Pegasiról, melyek centrális hullámhossza 5372\AA volt. Kurucz ATLAS9 LTE modelljét használva a folt és a fotoszféra hőmérsékletére 3500 K és 4250 K értéket kaptak. A felszíni képrekonstrukcióhoz a legkisebb négyzetes dekonvolúció módszerét is felhasználták. A legkisebb négyzetes dekonvolúció az Echelle spektrográfokkal elérhető nagy hullámhossz intervallumokon alkalmazható. Az eljárás az intervallumon található összes fotoszferikus vonalat kombinálja össze egyetlen, nagy jel/zaj viszonyú vonalprofilá. Ennek eredményeképpen az augusztus 4/5 éjszakai mérésekből a $v_{eq} \sin i = 69 \text{ km s}^{-1}$ és $v_{rad} = -19.25 \text{ km s}^{-1}$, míg az augusztus 5/6 éjszakai mérésekből

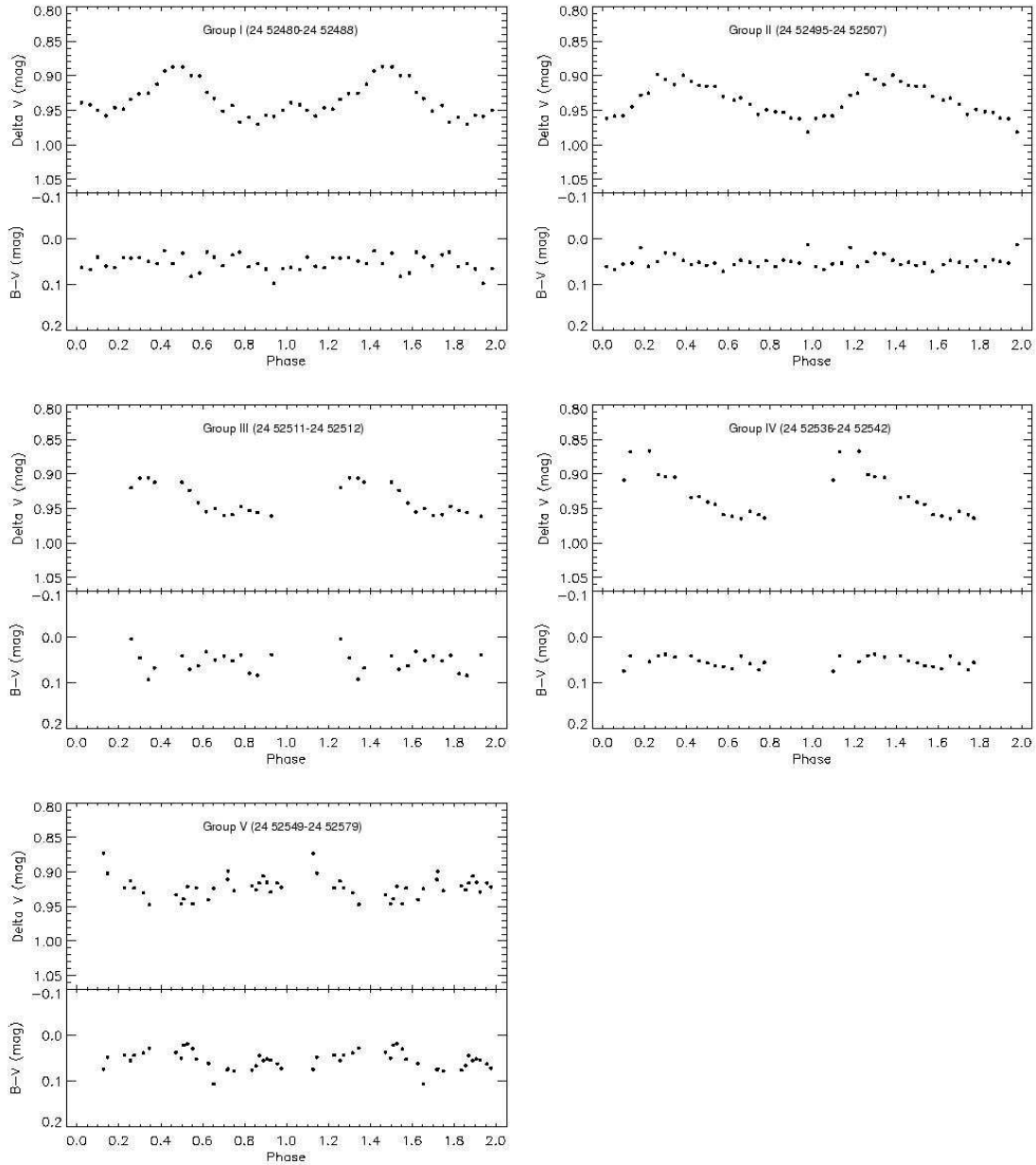
$v_{eq} \sin i = 69.5 \text{ km s}^{-1}$ és $v_{rad} = -23 \text{ km s}^{-1}$ értékek adódtak, melyek jó egyezésben vannak a Jeffries et al. (1994) által kapott értékekkel.

A Doppler technikával rekonstruált képek (16. ábra) egy markáns pólusfoltot mutatnak, mely gyorsan rotáló aktív csillagoknál várható is, azonban a képek $25^{\circ} - 30^{\circ}$ szélességen is mutatnak egy kis méretű foltokból álló övet mind a két éjszakán. Erre alapozva a szerzők azt írják, hogy ennek valószínűsíthető oka, hogy valami miatt eltér a standard dinamó elmélettől az itt lejátszódó mechanizmus. Lehetséges okokként a késői spektráltípusú csillagok mély konvektív zónáját jelölik meg, illetve elképzelhető szerintük, hogy mint a Nap esetében is a felszínre kerülő fluxuscsovek az egyenlítő felé vándorolnak a ciklus során. Megbontva a kronológiai sorrendet, el kell mondani, hogy az itt készült Doppler térképeket újra értékelik, miután Barnes et al. (2005) egy hetes folyamatos spektroszkópai méréseket végeznek 1998-ban, és akkor már sajnos az alacsony szélességű foltok nem lesznek, de erről majd alább lesz szó részletesen. Ennek ellenére kiemelnék néhány fontos mondatot a cikkből. Az már ekkora jól látszik, hogy az LO Pegasi pekuliáris az ismert társaikhoz (pl. AB Dor, α Per halmaz G törpe csillagai, stb.) képest. A szerzők leírják, hogy csak akkor juthatunk előrébb az LO Pegasi pekularitásának megfejtésében, ha rendelkezésre állnának szimultán több-szín fotometriai és spektroszkópai mérések. Ezek révén fel lehetne térképezni a fotoszféra egyes rétegeiben lejárló folyamatokat és azok közti kölcsönhatásokat. Továbbá a már ismertetett fotometriai mérésekből jól kitűnik, hogy a felszíni struktúrák fejlődése alig kevesebb, mint egy hónapos időskálán történik, ezért szükség lenne hosszú időbázisú, folyamatos fotometriai mérésekre. Sajnos az eddigi fotometriai adatsorok rövid időt fognak át és nagyon távoliak egymástól, arról nem is beszélve, hogy kevés a több szűrőben készült nemzetközi rendszerbe transzformált mérés.

Még ugyan ebben az évben Eibe et al. (1999) révén megjelent egy cikk, mely az LO Pegasi mágneses aktivitását vizsgálta spektroszkópai megfigyelések alapján. 1993. augusztus 4. és 5. éjszakákon készült nagyfelbontású Echelle spektrumok alapján nagymértékű aktivitást mutattak ki flare és plage régiók formájában, mely jó egyezésben van a Jeffries et al. (1994) munkájában prezentáltakkal. A fotoszferikus vonalak vizsgálata nagy folt/foltok jelenlétét mutatta, de a felbontás nem volt elegendő ahhoz, hogy ennél többet mondhassanak. A tanulmány meggyőző bizonyítékot szolgáltat egy erős lefelé irányuló anyagáramlásról a fotoszférában. Ezt az intenzív anyagáramlást a mágneses tér és a plazma anyaga közti kölcsönhatással magyarázzák.

2003-ban megjelenik egy kis munka Dal & Tas (2003) révén, akik 2002. július 24. és október 31. között végeznek Johnson B, V színben fotometriai méréseket. A

$BD + 22^{\circ}4417$ és $BD + 22^{\circ}4377$ használták összehasonlító és check csillagoknak. Összesen 18 éjszaka mérésük született, melyeket standard transzformáltak. A fénygörbék az 6. ábrán láthatók, továbbá a megállapított tulajdonságai a fénygörbéknek a 1. táblázatban összefoglalva láthatók.



6. ábra. Dal & Tas (2003) B és V szűrős fotometriájának eredménye.

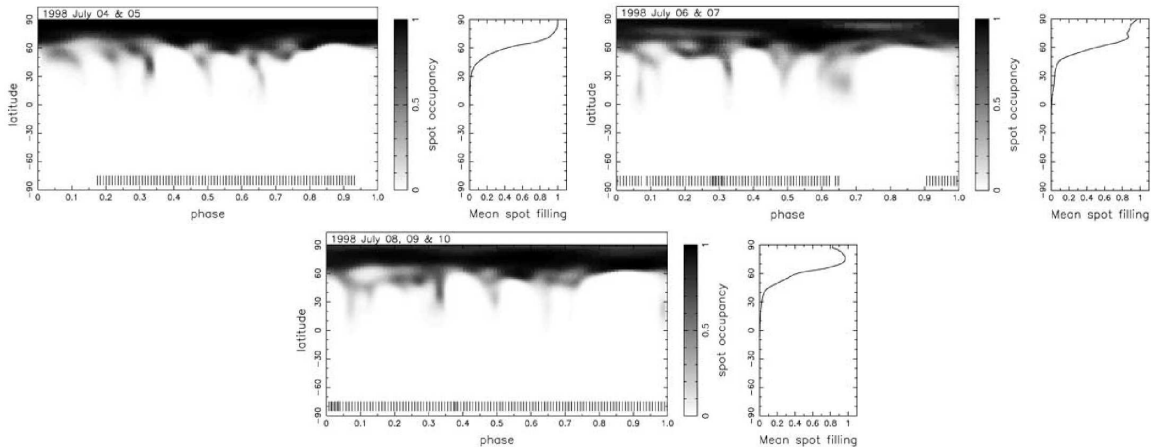
A fénygörbe csoportok közül az I és III erősen aszimmetrikusak, mely két folt jelenlétét jelzi. Migráció figyelhető meg az egymást követő fénygörbe csoportoknál,

Adat csoport	JD idő intervallum (24 52000 +)	Amplitúdó (mag)	$\theta_{min}(I)$	$\theta_{min}(II)$
I	480 – 488	0.080	0.8	0.1
II	495 – 507	0.067	0.0	
III	511 – 512	0.070	0.0	0.7
VI	536 – 542	0.069	0.7	
V	549 – 579	0.046	0.4	

1. táblázat. A fénygörbék tulajdonságai. Θ értékek a fénygörbe minimumok fázisait jelentik.

továbbá az amplitúdók a mérés teljes időintervalluma alatt szignifikáns csökkenést mutattak, mely a folt/foltok dinamikus változását jelzik.

Ezután a rá következő évben Barnes et al. (2005) munkájukban egy hetes folyamatos spektroszkópiai mérés eredményéről számolnak be. A méréseket 1998. július 4. és 10. között végezték, mely során közel 350 spektrumot rögzítettek, melyek a 4359–7352Å tartományt fedték le. A mérések közelítőleg 0.4 fázist fedtek le az egyes éjszakákon, ezért összekombináltak 2 vagy 3 éjszakát egy teljes fázis lefedése érdekében.



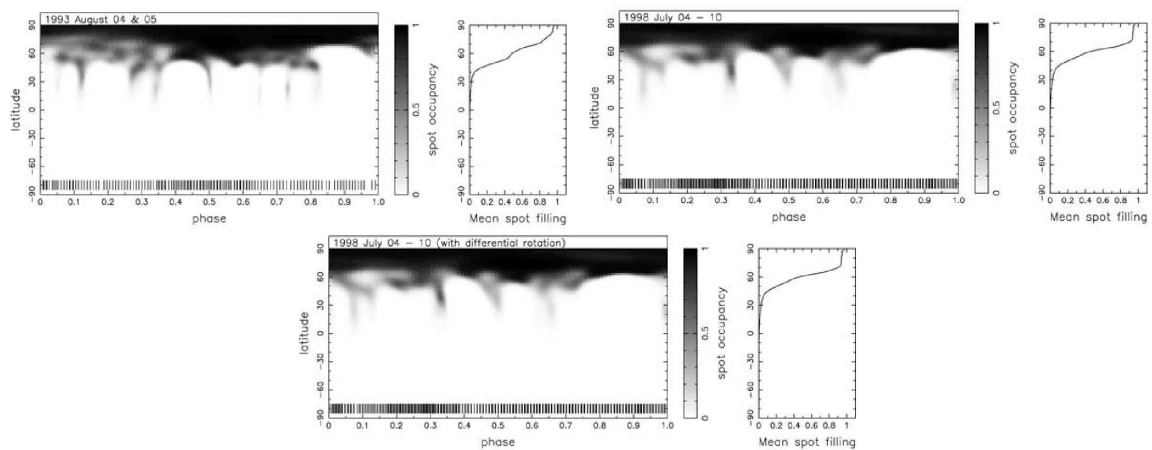
7. ábra. Barnes et al. (2005) 1998–as méréseinek Doppler térképei.

Így 3 rekonstruált Doppler képet kaptak (7. ábra). Minden képen egy nagyon markáns pólusfolt volt jelen. A pólusfolt mérete 25° körüli volt. Az átlagos foltkitöltöttség alapján elmondható, hogy a mérés ideje alatt nagyon zárt volt a pólusfolt (8. ábra, jobb felső kép), a magas szélességeken két nagy folt vagy foltcsoportot mutatnak ki közel 180° távolságra egymástól, melyek középei 0.0–0.1 és 0.5–0.6 fázisoknál volt. 15° alatt nem mutattak a rekonstruált képek foltot. Ahogy Lister et al. (1999) ők is a legkisebb négyzetes dekonvolúció módszerét használva állapították meg az

LO Pegasi egyes paramétereit.

Összehasonlították a méréseik alapján kapott Doppler képeket a Lister et al. (1999) által kapottal, de ezt egzaktul megtehető újra kellett rekonstruálni az 1993–as méréseket. Míg Lister et al. (1999) $v_{eq} \sin i = 69 \text{ km s}^{-1}$ értéket használtak kezdőértéknek foltalan csillagot feltételezve, mely nem volt pontos megoldás, mert a folt deformálta a színeképvonal profilokat ezáltal rontva a radiális sebesség bizonytalanságát, addig Barnes et al. (2005) a legkisebb négyzetes dekonvolúció módszerével $v_{eq} \sin i = 65.84 \text{ km s}^{-1}$ értéket határoztak meg és használtak a Doppler képalkotás során. A képrekonstrukciós eljárás nagyon érzékeny a kezdeti radiális sebesség értékre. Ezáltal az újra rekonstruált kép (8. ábra, bal felső kép) nagyon hasonló minizatatot mutatott az 1998–as mérésekhez.

A szerzőket idézve, eleddig csak közép késői K spektráltípusú fősorozati csillagokról készült tanulmány és ilyen szempontból fontos az LO Peg vizsgálata. A folt fejlődés meglehetősen stabil. Láthattuk, hogy az 1993–1998 időszak között végig jelen volt a domináns pólusfolt, továbbá a foltok hosszúság eloszlásában sem volt nagymértékű változás. Ez érdekes, mert a nem sokkal korábbi spektráltípusú K3V, de gyorsabban rotáló ($P_{rot}=0.38$ nap) Speedy Mic nem mutatott pólus-tevékenységet mikor 1998–ban észlelték. A korai M törpe csillagok, mint az EK Dra és HK Aqr, melyeknek hasonló a periódusa, szintén nem mutattak ennyire domináns pólus-tevékenységet megfigyelésük idején. A legkisebb négyzetes dekonvolúció eredménye képpen a differenciális rotáció (8. ábra, alsó kép) paramétereit is meghatározták.

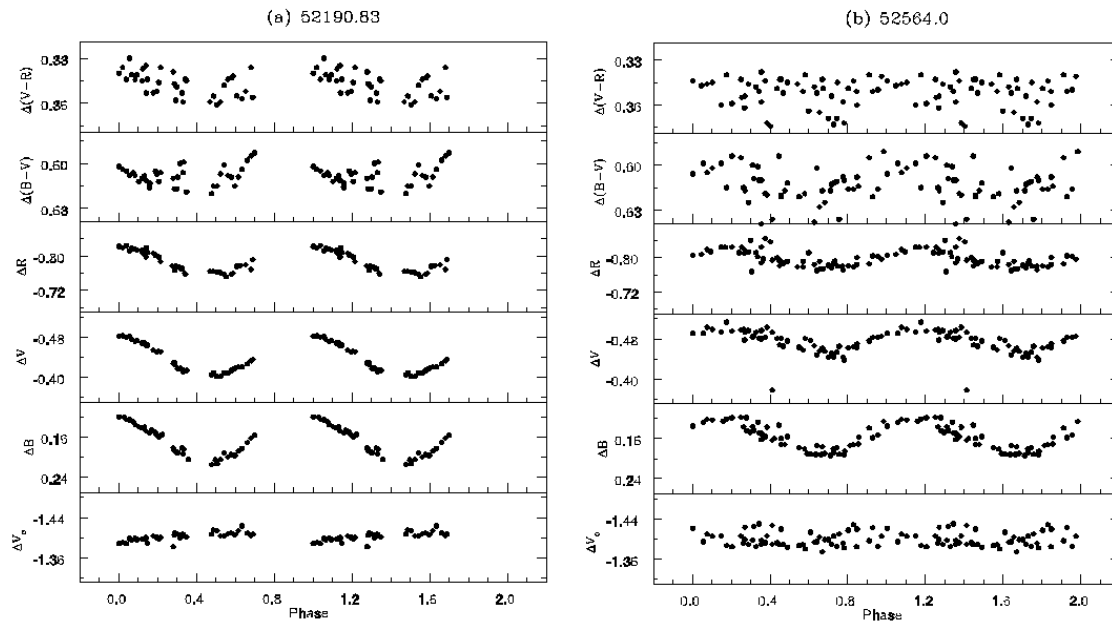


8. ábra. Barnes et al. (2005) által újra rekonstruált Doppler térkép (bal felső kép). Az 1998-as Doppler térképek átlaga (jobb felső kép). Az 1998-as Doppler térképek átlaga differenciális rotációval (alsó kép).

A differenciális rotáció paramétereit általános esetben, amikor alacsony szélességeken is jelen vannak a foltok, keresztkorrelációs módszerrel határozzák meg. Azon-

ban az LO Pegasi esetében ez az út járhatatlan volt , így az egyik képből (8. ábra, jobb felső kép) lényegében különböző differenciális rotáció értékeket kipróbálva előállították a későbbi képet, mikor az előállított kép a legjobban egyezett a későbbi képpel, az ahhoz tartozó értékeket fogadták el (Donati et al. (2000)). Így Nap típusú differenciális rotációs törvényt, $\Omega(\theta) = \Omega_o - \Delta\Omega \sin^2(\theta)$ tekintve (ahol θ a szélesség), $\Omega_o = 14.86 \pm 0.0027 \text{ rad nap}^{-1}$ és $\Delta\Omega = 0.034714 \pm 0.006692 \text{ rad nap}^{-1}$ értékeket kaptak, továbbá a rotációs periódus 0.423229 napnak adódott.

A következő tanulmány (Pandey et al. (2005)) három kromoszférikus aktivitást mutató csillag, köztük az LO Pegasi optikai és röntgen tartományban történő vizsgálatáról szól. A cikkben 2001–2002 októbere között készült 7 éjszaka több–szín fotometriáját, továbbá 1993. december 7–8 között röntgen tartományban készült mérések eredményét prezentálják és SED (Stellar Energy Distribution) módszerrel új effektív hőmérsékletet állapítanak meg.

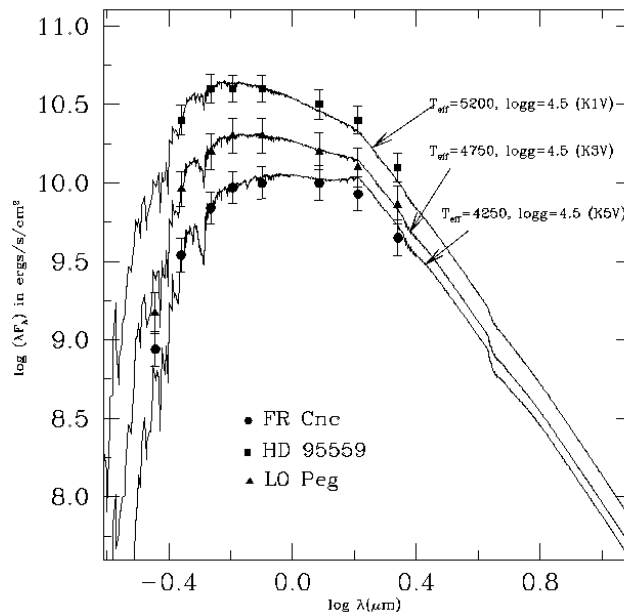


9. ábra. Pandey et al. (2005) fotometriájának eredménye.

A fotometriai adatsort két részre osztották. A fénygörbék (9. ábra) ΔV amplitúdói 0^m081 –ről 0^m050 –ra csökkentek az adott időintervallumban és 0.50 illetve 0.66 fázisoknál mutattak egy minimumot. Ez jelzi, hogy az adott időszakban a foltkonfiguráció megváltozott. A fénygörbe tulajdonságok hasonlóságot mutatnak a BY Draconis típusú csillagokéval. Felhasználva a saját méréseiket és Dal & Tas (2003) méréseit a fázis eltolódás mértékére $0.85 \pm 0.03^\circ/\text{nap}$ –ot kaptak, melyből a migrációs periódus 1.12 ± 0.05 évnek adódott. A fénygörbék és a színindex görbék erősen

korreláltak, mely sötét folt jelenlétét támasztja alá a csillag felszínén.

Fontos eredménye a tanulmánynak, hogy talán jóval pontosabb effektív hőmérsékletet határoztak meg az eddigieknél SED (Stellar Energy Distribution) módszerrel (10. ábra). Az LO Peg esetén *UBVRI* és a 2MASS *JHK* adatait használták. Az így megállapított hőmérséklet és a többi adat a 2. táblázatban látható.



10. ábra. Az LO Peg effektív hőmérsékletének meghatározása SED (Stellar Energy Distribution) módszerrel.

Összefoglalva az eddigieket, jól kitűnik hogy az LO Pegasi egy izgalmas objektum, mert egy kicsit elüt társaitól, mégis a róla készült mérések kevésnek bizonyulnak ahhoz, hogy megmagyarázzuk egyediségét és hiányt pótlóak lennének hosszú idejű, folyamatos, nemzetközi rendszerbe transzformált több–szín fotometriai adatsorok és spektroszkópiai megfigyelések. Ezenkívül nem szabad elfelejteni, hogy ilyen spektráltípusú aktív törpe csillagról mélyreható, részletes vizsgálat nem készült még.

Paraméter	Érték
Spektrál típus	K3 V
V(mag)	8.82±0.01
M_V (mag)	6.80±0.01
M_{bol} (mag)	6.30±0.01
T_{eff} (K)	4750±250
log g	4.5±0.5
L (L_{nap})	0.25±0.02
M (M_{nap})	0.66±0.02
R (R_{nap})	0.72±0.10
ν_α (mas/év)	132.06±1.01
ν_δ (mas/év)	-144.83±0.93
π (mas)	39.91±1.18

2. táblázat. Az LO Peg meghatározott paramétereit

3. A mágneses aktivitás a rotáció és a konvekció tükrében

Észlelési és teoretikus oldalról is alátámasztott tény, hogy a rotációnak és a konvekciónak kitüntetett szerepe van a csillag mágneses terének felszínre juttatásában, a tér felerősítésében és strukturálásában, mely végsősoron a csillag megfigyelhető aktivitásának alapja (pl. Mullan (1974), Pallavicini et al. (1981), Mangeney (1986), stb.). A dinamómechanizmus határfoka a rotáció sebességével értelemszerűen együtt nő, így az a gyorsan forgó fiatal K és M törpék és K óriások, valamint a T Tauri csillagok esetében fejt ki hatását legintenzívebben. Az aktivitási szint kvantitatív jellemzésére alkalmas mennyiség a Rossby szám:

$$R = \frac{\nu_c}{2H\Omega} \quad (1)$$

ahol, ν_c a konvekció sebessége, H a konvekciós skálamagasság, $\Omega = 2\pi/P$ pedig a rotáció szögsebessége. A Rossby szám lényegében a konvektív megfordulási idő és a rotációs periódus idő hányadosa, ily módon a rotációnak a konvekcióra gyakorolt hatását méri. Hall (1991) vizsgálata szerint, melyet közel háromszáz kései típusú csillagon végzett, $R < 2/3$ esetén jelentős volumenű foltosodás jegyei fedezhetők fel, míg $2/3$ -nál nagyobb értékek (lassú rotáció) esetén, ha létezik is foltosodás, annak fotometriai moduláló hatása csupán néhány ezred magnitúdó, amely a jelenlegi mérési pontosság határa.

A megfigyelhető mágneses aktivitás alapja, a mágneses fluxuskötegek felbukkanása

a csillag felszínén.

A csillag belsejében a turbulens konvekció addig koncentrálna a mágneses fluxust, amíg annak nagysága el nem ér egy akkora értéket, mely éppen a nyomással tart egyensúlyt:

$$B_{eq} = \nu_c \sqrt{4\pi\rho_e} \quad (2)$$

ahol ν_c a már ismert konvektív sebesség, ρ_e pedig a környező gáz sűrűsége. A B_{eq} értéket szokás ekvipartíciós nyomás–kiegyensúlyozó mágneses határnak is nevezni, ugyanis ennek közelében a kinetikus és a mágneses energiasűrűség összemérhető. (A Nap konvekciós zónájának alján ez az érték megközelítőleg $10^4 G$.) Az az érték pedig, melynél a termikus és a mágneses energiasűrűség egyenlők:

$$B_p = \sqrt{8\pi P} \quad (3)$$

ahol P a külső gáznyomást jelenti. A konvektív zóna alján a B_{eq}/B_p arány elhanyagolható (a fotoszférához közel azonban már korántsem az!). Amint a fluxuscső belsejében a konvektív transzport csökken, a cső összeszűkül, így a tér erőssége megnövekszik, a fluxuserősség eléri B_p -t. Az ily módon koncentrált mágneses fluxuskötegekben a belső mágneses nyomás meghaladja a környező gáz nyomását, s lokális termikus egyensúly lévén a sűrűség a cső belsejében csökkeni kezd. Ennek eredményeképp a fluxuselemre hidrodinamikai felhajtóerő hat, mely hatására a fluxuscső megkezdí útját a felszín irányába. A felemelkedés során a külső nyomás csökkenésével a fluxuserősség is csökken. Ha az eredeti mágneses térerősség nem volt elegendően nagy, úgy a fluxuselemet a konvektív mozgások még a felszínre bukkanás előtt felemészítik. Ha azonban a kezdeti térerősség elegendően nagy, akkor a konvektív zónán keresztül jutva a fluxuscső képes a felszínre emelkedni.

4. Poláris foltok

Az aktív csillagok kutatásával kapcsolatosan az utóbbi másfél évtizedben a legnagyobb visszhangot kiváltó elképzelés a nagy kiterjedésű, pólushoz közeli foltok ideája volt. A Doppler Imaging technika (Vogt & Penrod, 1983) elterjedésével számos olyan eredmény született, mely alapján a poláris foltok léte észlelési oldalról mostanra egészen bizonyosnak tűnik (pl. Vogt & Hatzes (1996), Stassmeier et al. (1998), stb.). Noha korábban nem volt világos, hogy milyen fizikai mechanizmus húzódik meg a Napon megfigyelt foltok pozíciójától annyira távoli poláris foltosodás mögött, mára a fizikai magyarázat is kezünkben van (Schüssler & Solanki (1992), Schüssler (1996)), melyről az alábbiakban egy rövid áttekintést nyújtok.

A csillag konvektív zónájának aljáról a felhajtóerő hatására a felszín felé induló fluxuselem dinamikáját a felhajtóerő (F_B) mellett a Coriolis erő (F_C) is befolyásolja (Choudhuri & Gilman (1987)). Ha az előbbi dominál, úgy a fluxuselem közel radiális irányban tör a felszín felé, míg ha a Coriolis erő jut fő szerephez, a felemelkedés útja a rotáció tengelyével lesz megközelítőleg párhuzamos. A B_{eq} ekvipartciós térerősséget felhasználva a két erőkomponens hányadosára a következő összefüggés írható fel (Schüssler & Solanki (1992)):

$$\frac{|F_C|}{|F_B|} = \left(\frac{B_{eq}}{B}\right)^2 \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \left(\frac{2}{R}\right) \quad (4)$$

ahol R a korábban már definiált Rossby szám. Mivel a felemelkedés sebessége az Alfvén sebesség (ν_A) nagyságrendjébe esik (Parker (1975)), így az előbbi egyenlet a következőképpen írható:

$$\frac{|F_C|}{|F_B|} = \frac{2}{R_m}, \quad (5)$$

ahol $R_m = \nu_A/(2H\Omega)$ a "mágneses" Rossby szám. Ez utóbbi egyenlet alapján felírható annak feltétele, hogy a felemelkedő fluxuselem radiális irányban törjön a felszínre: ahhoz, hogy a felhajtóerő dominanciája érvényesüljön, a mágneses térerősség értékének meg kell haladnia egy

$$B_{min} = 4H\Omega\sqrt{4\pi\rho_e} \quad (6)$$

értéket. Ha B kisebb ennél, a fluxuselem közel párhuzamosan mozog a rotáció tengelyével, a mágneses hurkok poláris vidéken jelennek meg. A néhány nap periódusú aktív K törpékre B_{min} értéke közelítőleg $10^6 G$. Egyelőre azonban nem ismert, hogy a mágneses dinamó miként lenne képes ekkora térerősség generálására. Az elméleti modellek alapján tehát inkább az valószínűsíthető, hogy a gyorsan rotáló hideg csillagokon a felszíni mágneses fluxus inkább a pólusokhoz közeli vidékeken koncentrálódik. Napjainkra ezt számos megfigyelés igazolja, mint pl. BO Mic ($P_{rot}=0.38$ nap), AB Dor ($P_{rot}=0.5$ nap) és az LO Peg ($P_{rot}=0.42$ nap).

5. Flip–flop jelenség

Az aktív csillagokon két permanens hosszúság körül koncentrálnak a foltok, melyek 180° -ra helyezkednek el egymástól. A permanens hosszúságok néhány évenként váltakozva válnak dominánsá, azaz ott fordulnak elő az aktivitási jelenségek gyakrabban. Ezt flip–flop jelenségnek nevezzük, melyet először Jetsu et al.(1991) és Jetsu et al.(1993) írtak le az FK Comae nevű magányos, késői spektráltípusú, óriás csillag fényváltozását vizsgálva. Ezt követően Berdyugina & Tuominen (1998) négy RS CVn típusú kettős aktív hosszúságait vizsgálva mutatták ki a jelenséget. Eredményeiket Rodonò et al. (2000) megerősítette az II Peg esetében. A permanens aktív hosszúságok jelenlétét és a két hosszúság közötti flip–flop–ot a következő években fotometriai és spektroszkópiai megfigyelések alapján tovább kutatták. Miután számos aktív csillagon felfedezték a jelenséget Berdyugina & Usoskin (2003) sikeresen kimutatta Napunk esetében is.

A továbbiakban részletesebben áttekintem az aktív hosszúságok meglétének bizonyítékait Napunkon, továbbá egy rövid áttekintést nyújtok ezek és a flip–flop mechanizmusának elméleti magyarázatairól. A fejezet megírásakor nagyrészt Berdyugina (2004) áttekintő munkájára támaszkodtam.

5.1. Antiszimmetrikus mágneses tér és flip–flop jelenség a Napon és "hideg" csillagokon

Napunkat semmi nem különbözteti meg más csillagoktól, egy valami azonban mégis, és ez a távolsága. Közelsége lehetővé teszi, hogy mágneses aktivitását részletesen vizsgálni tudjuk. Ismert, hogy egy kb. 11 és 22 éves folt és mágneses ciklust mutat, mely egy oszcilláló mágneses dinamó modell segítségével leírható. A napfoltok eloszlása a fotoszférában reflektálja a mágneses mező eloszlását a konvektív zónában. A megfigyeltek erős korlátot szabnak a dinamó elméletek számára. Jól ismert tény, hogy a napfoltok egy jól determinált szélességen jelennek meg és a napciklus alatt az egyenlítőhöz közelednek, ez eredményezi a pillangó diagrammot. A napfoltok hosszúságbeli viselkedése is mutat egy jól észrevehető mintázatot, mely egy nem–tengelyszimmetrikus dinamó módus jelenlétét jelzi.

A nagy folt csoportok az északi és déli féltekén is két, preferált aktív hosszúság körül jelennek meg, mely hosszúságok 180° -os szeparációjúak és legalább 120 éve léteznek. Ez hasonlóan felfedezhető a fiatal Nap–típusú törpéknél is. A két hosszúság a csillagunkon hosszú életű és kvázi merev struktúra, mely nem rögzített a referencia frame–eken a differenciális rotáció miatt. Ezek folyamatos migrációt mutatnak, mely a foltok átlagos szélességének változása és a differenciális rotáció miatt van.

A differenciális rotáció rátája az aktív hosszúságok migrációjából megállapítható, mely jó egyezésben van a SOHO/MDI mérésekkel (Berdyugina & Usoskin (2003)). Az aktivitás centruma egy alternációt mutat hosszúságban kb. 1–3 éves időskálán, mely egy 3.8 és 3.65 éves flip–flop ciklust eredményez az északi és déli féltekén. Ez az érték kb. 1/3–a a 11 éves napfoltciklusnak és jó egyezést mutat a fiatal Nap–típusú csillagokra kapott értékekkel. Az északi és déli féltekén mért flip–flop ciklusok szignifikánsan különböznek és egy oszcilláló effektust produkálnak az észak–dél asszimmetriában évszázados időskálán. Ez felvethet egy kapcsolatot az észak–dél asszimmetria és az aktív hosszúságok között, mely az 1.7 és 3.6 éves periodicitások jelenléte által is sejthető az asszimmetriában. Az aktív hosszúságok bizonyítéka megtalálható a szoláris flerek eloszlásában, a napkoronában, a napszélben és a bolygóközi mágneses térben (IMF)(Bumba & Obridko (1969); Jetsu et al. (1997); Benevolenskaya et al. (1999); Neugebauer et al. (2000)).

A nem–tengelyszimmetrikus mágneses mező megfigyelt tulajdonágait összehasonlítva a Napon és az aktív csillagokon, le lehet vonni azt a következtetést, hogy az aktivitási jelenségek releváns hasonlóságot mutatnak csillagunkon és más csillagokon. Így a csillag dinamó részletei jól vizsgálhatók Napunkon, míg a globális paramétereiktől való függéseket az aktív csillagok nagy elemű mintájának vizsgálatával deríthetjük ki.

5.2. Dinamó módusok és flip–flop

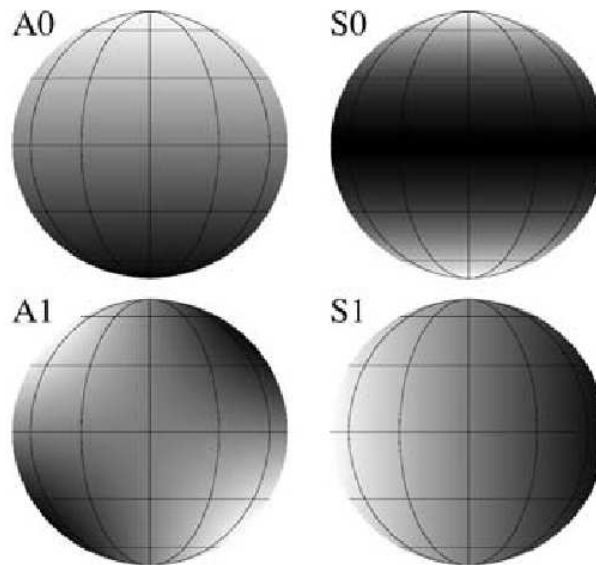
A modell általában mindig egy mereven rotáló mag, melyet körül vesz egy folyékony héj. A mágneses tér létrejöttét az indukciós egyenlet írja le, továbbá a külső héjban Nap–típusú mélységi differenciális rotációt feltételeznek.

A szoláris és csillag mágneses terek geometriája és viselkedése globálisan meghatározott a dinamó módusok stabilitása és különböző szimmetriák által (Brandenburg et al. (1989)). Például, a napfolt ciklus magyarázható volt egy A_0 típusú tengelyszimmetrikus átlag–tér dinamó módussal, mely antiszimmetrikus az egyenlítőre (dipól–szerű). Hasonlóan, a folt ciklus más csillagokon szintén leírható egy S_0 típusú tengelyszimmetrikus módussal, mely szimmetrikus az egyenlítőre (kvadrupól–szerű).

Az aktív hosszúságok 180° –os szeparáltsága a Napon és a "hideg" csillagokon egyértelműen jelzi a nem–tengelyszimmetrikus dinamó módusok jelenlétét. Ezek lehetnek akár szimmetrikusak az egyenlítői síkra nézve, egy dipól–szerű S_1 módus (Moss et al. (1995)) vagy egy antiszimmetrikus kvadrupól–szerű A_1 módus (Tuominen et al. (2002)).

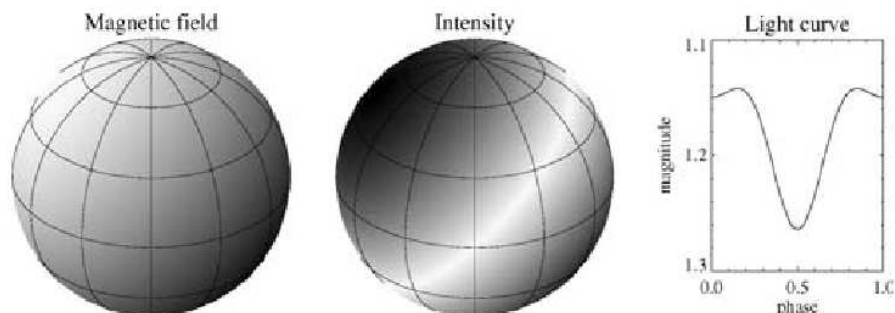
A mágneses tér konfiguráció megannyi módusban konzisztens két ellenkező pola-

ritású mágneses folttal, melyek 180° -ra helyezkednek el egymástól. A módusok szimmetriája mellett oszcilláló tulajdonságuk fontos.



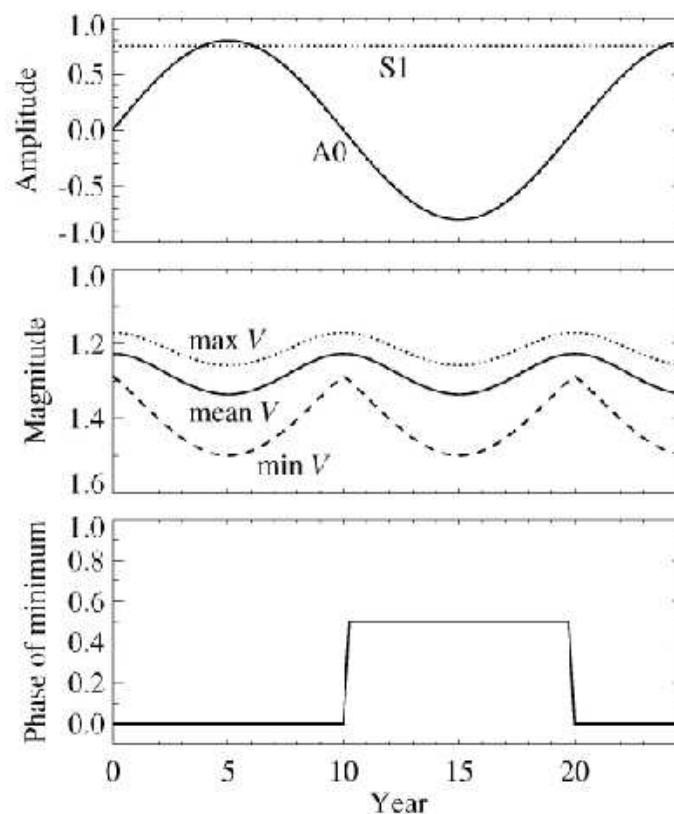
11. ábra. Dipól és kvadrupól dinamó módusok. A négy panel a mágneses tér poloidális komponensének eloszlását mutatja. A fehér és fekete területek a mágneses tér ellenkező polaritású részeit jelzik. A0 és S0 módusok reprezentálják a tengelyszimmetrikus, míg A1 és S1 a nem-tengelyszimmetrikus módusokat. Forrás: Fluri & Berdyugina (2004)

Az átlag-tér dinamó elmélet előtérbe helyezi az oszcilláló tengelyszimmetrikus módusokat egy tiszta ciklikus viselkedéssel és jellegzetes változásokkal (mint a napfolt ciklus), amíg a nem-tengelyszimmetrikus módusok meglehetősen stabilan vannak jelen.



12. ábra. Egy A0 és S1 dinamó módus szuperpozíciója. A mágneses mező térképén a fehér és fekete területek az ellenkező polaritást jelölik. Az intenzitás térkép a foltok legvalószínűbb eloszlását jelzi. A fénygörbe a folteloszlás által létrehozott fényváltozást mutatja. Forrás: Fluri & Berdyugina (2004)

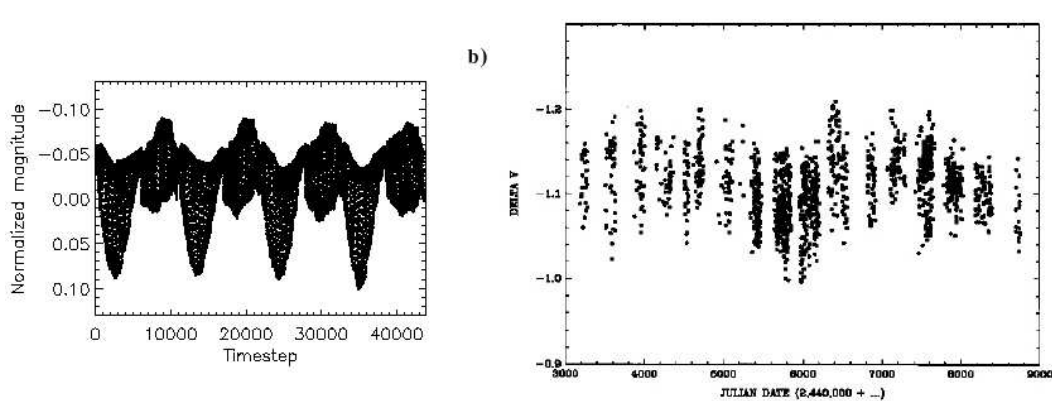
A Napon és más csillagokon megfigyelt aktív hosszúságok váltakozása és a flip–flop ciklusok jelzik, mindazonáltal megkövetelik egy oszcilláló nem–tengelyszimmetrikus mező jelenlétét. Berdyugina et al. (2002) utaltak arra, hogy egy oszcilláló tengelyszimmetrikus és egy állandó nem–tengelyszimmetrikus módus a flip–flop ciklus megjelenését eredményezi. A két dinamó módus relatív erőssége és a szimmetrikus módus oszcillációjának periódusa definiálja a megfigyelt ciklusok amplitúdóját és hosszúságát. Először Moss (2004) átlag–tér dinamó számításaival demonstrálta a flip–flop jelenség egy lehetséges mechanizmusát, aki egy stabil megoldást kapott egy oszcilláló $S0$ típusú módus és egy állandó, kevert polaritású nem–tengelyszimmetrikus móddal. Ebben az esetben a flip–flop jelenség kvázi periódikus és frekvenciája éppen az $S0$ módus (jellegzetes) változása volt. Néhány RS CVn csillag ehhez hasonló viselkedést mutatott. Egy hasonló mechanizmust kapunk, ha egy oszcilláló $A0$ módust (13. ábra) és egy állandó $S1$ módust fejlődtetünk időben (Fluri & Berdyugina (2004)).



13. ábra. Egy időben változó $A0$ és egy állandó $S1$ módus útján létrehozott flip–flop (felső panel). A modell által jósolt fényváltozás (középső panel). A fénygörbe minimumának fázisa (alsó panel). Forrás: Fluri & Berdyugina (2004)

Az utóbbi időkben az elméleti számolások azt is vizsgálták, hogy a flip–flop jelensége hogyan függ a csillagok globális paramétereitől. Erre vonatkozó számolásokat

Moss (2004,2005) cikkeiben található, illetve Korhonen & Elstner (2005) munkájában. Például az utóbbi páros modelljeiben rámutatott, hogy növekvő diffuzivitással a flip–flop jelensége erősen jelentkezik és rövidebb periódussal rendelkezik. Emellett azt kapták még, hogy mély konvektív zónával rendelkező csillagok esetén elképzelhető, a flip–flop jelensége 180° helyett egy 90° –os fázis ugrásként jelentkezik. Ez idáig ezt az elméletet nem sok megfigyelés támasztja alá. Például, Oláh et al. (2006) az FK Comae nevű csillag fotometriai adatsorát újra modellezve megmutatták, miképp játszódik le az említett két jelenség, és ezzel bizonyítékot szolgáltatott az elmélet által jósoltakra is. Mindezen felül Korhonen & Elstner (2005) egy érdekes dolgot tettek. Egy 90° és 180° –os flip–flop kombinációjából állítottak elő egy szintetikus fénygörbét, mely hasonló viselkedést mutatott a σ Gem fényváltozásához.



14. ábra. Egy 90° és 180° –os flip–flop kombinációjából előállított szintetikus fénygörbe (balra). A σ Gem valós fényváltozása (jobbra). Forrás: Korhonen & Elstner (2005)

Több, mint 10 év telt el Jetsu et al. (1991) első flip–flop megfigyelése óta, az elméleti számítások eredményei csak az utóbbi pár évben kezdtek el megjelenni, ennek ellenére elmondható, hogy még nagyon el vagyunk maradva az elméleti és (főként) a megfigyelési oldalon.

6. Aktivitási ciklushosszak és asztrofizikai jelentőségük

Napjainkra óriási adathalmaz gyűlt össze az aktív csillagokról, mellyel lehetővé vált aktivitási ciklushosszaik meghatározása. Mindez a frekvenciát észlelő programoknak köszönhető. Nagyon híres a Mount Wilson Observatóriumban végzett munka, ahol magányos, késői spektráltípusú, fősorozati csillagok Ca II H és K emissziós vonalainak időbeli változását mérték. 1990 óta koordináltan végzik a Nap–típusú csillagok több–szín fotometriai megfigyeléseit például a *The Sun in Time* projekt keretében.

A cél, hogy vizsgálhatóvá váljon, hogyan függnek a csillagok globális fizikai paramétereitől az aktivitásuk és ami fontos, hogy az elméleti dinamó modellek ellenőrizhetőek legyenek a megfigyelések által. Számos munkát lehetne ezzel kapcsolatban idézni, ebben a fejezetben két komolyabb munkában leírt ismeretekre támaszkodom (Baliunas et al. (1996); Messina & Guinan (2003)).

A korábbi empirikus vizsgálatok az aktivitási ciklushossz tömegtől és életkortól való függését keresték (Baliunas & Vaughan (1985); Belvedere (1985)). Nem volt tiszta és egyértelmű trend ezen mennyiségek között, talán mert az adott probléma túl komplex volt.

Számos elméleti interpretációban bevezettek különböző paraméterezéseket. Először a rotációs periódust normálták a konvektív megfordulási idővel, τ_c (Noyes et al. 1984a). Másodszor az aktivitási ciklushosszat normálták a turbulens mágneses difúziós időskálával, τ_D (Tuominen et al. (1988)). A konvekció mixing–length elméletében a két paraméter τ_D és τ_c majdnem ugyanaz, csak néhány faktorban különböznek, melyek a csillag sugarától és a konvektív zóna mélységétől függenek (Noyes et al. (1984b); Saar & Baliunas (1992); Kim & Demarque (1996)).

Végül, Soon et al. (1993) tanulmányukban mutatja be, hogy az aktivitási ciklushossz és a rotációs periódus hányadosa – melyek mérhető mennyiségek – kapcsolatban áll a D dinamó számmal. A dinamó szám egy nagyon fontos, a mágneses tér létrehozását kontrolláló paraméter az átlag–tér dinamó elméletekben. Soon et al. (1993) a következő arányosságot jósolta a dinamó számra:

$$\frac{P_{cyc}}{P_{rot}} \sim D^{1/2} \quad (7)$$

Látni fogjuk, hogy a dinamó elmélet a következő általános formulát adja:

$$\frac{P_{cyc}}{P_{rot}} \sim D^\iota, \quad (8)$$

ahol ι egy pozitív konstans és pontos értéke a dinamó mechanizmustól függ.

A nagyskálás mágneses tér röviden két mechanizmus révén generálódik az $\alpha\Omega$ dinamó elméletben. Először a rotáció egy toroidális teret csinál a kezdeti poloidális

térből, majd a helicitás egy új poloidális teret hoz létre a toroidálisból. A dinamó erőssége az átlagos helicitástól és a differenciális rotáció mértékétől függ. Mindezt egy dimenziómentes számmal írjuk le, mely nem más, mint a D dinamó szám.

Egy $\alpha\Omega$ dinamónál egy szférikus konvektív héjban, mely h vastagságú és R sugarú, a dinamó szám:

$$D = \frac{\alpha^* R^3}{\beta} \frac{1}{r} \frac{\partial \Omega^*}{\partial r}, \quad (9)$$

ahol $*$ az adott paraméterek mértékét jelöli, a hosszúság h egységében van mérve és az idő, a diffúziós idő R^2/β egységében, ahol β a turbulens diffuzivitás együtthatója. Abban az esetben, ha egy olyan mintáját vizsgáljuk a csillagoknak, ahol csak a forgási sebesség, Ω^* mértéke a változó paraméter, akkor

$$D \sim \alpha^* \Omega^*. \quad (10)$$

Nézzük meg, D hogyan függ α -tól és Ω -tól. Az α mennyiség jellemzi az áramlás helicitását, mely a turbulens sebesség egy komponense és a tükör szimmetria sértés egy értékmérője. A turbulens mozgás egy egyszerű modellben jellemezhető egy véletlen irányítású zárt görbe kollekciónaként, a helicitás pedig arányos a jobb irányítású zárt görbék átlagos számának és a bal irányítású zárt görbék átlagos értékének különbségével. Ez egy jól ismert eredete az átlagos helicitás felsőbb határának. Az átlagos helicitás a Corioli erő hatására jön létre, mely arányos Ω -val. Mikor Ω nem túl nagy, akkor a helicitás

$$\alpha \sim \Omega. \quad (11)$$

Ha a rotációs ráta nagyon nagy, akkor szükség van a helicitás egy felső határára

$$\alpha = \text{const.} \quad (12)$$

A 11-es reláció érvényes, mikor a csillag rotációs periódusa hosszabb, mint a konvektív cella megfordulási ideje, az ellenkező esetben a 12-es érvényes. Általában az utóbbi lehetőséget alkalmazzák csillagokra és formálisan a galaktikus dinamóra. Így,

$$D \sim \Omega \quad (13)$$

egy jó becslést ad a szoláris és csillag dinamókra. Látszik, hogy a dinamó szám a csillag rotációs periódusának reciprokával arányos. A két mennyiség közötti egzakt összefüggést például Messina & Guinan (2003) cikkében találhatjuk meg. A 11-es becslés nem zárható ki lassan rotáló csillagok aktivitási ciklusánál. Abban az esetben

$$D \sim \Omega^2. \quad (14)$$

6.1. Az aktivitási ciklushossz periódusa

Az aktivitási ciklushossz kiszámolása egy komplex probléma. Parker (1955) kinematikus vándorló dinamó elméletét tekintjük. A mozgások és a mágneses terek kölcsönhatásának jellegét a mágneses és a kinetikus energiasűrűség határozza meg. Abban az esetben, mikor a mágneses kisebb, mint a kinetikus energiasűrűség, akkor a probléma kinetikus esetre egyszerűsödik.

Egy kinematikus dinamó modellnél a mágneses tér arányos

$$B \sim \exp \gamma t, \quad (15)$$

ahol γ egy komplex növekedési ráta, $\gamma = \Gamma + i \omega$. A Γ a mágneses energia átlagos növekedési rátájához hasonlítható és $\omega^{-1} \sim P_{cyc}$.

A Parker vándorló dinamó az $\alpha\Omega$ dinamó modell speciális esetének tekinthető (Stenbeck et al. (1966)): a konvektív héj relatíve vékony a csillag sugarához képest, de még elegendően nagy, hogy a mágneses tér diffúzióját a héjon keresztül elhanyagolhassuk. A Parker modell egyenletei a következő képpen írhatóak fel:

$$\frac{\partial A_t}{\partial t} = \alpha B_t + \frac{\partial^2 A_t}{\partial \theta^2} \quad (16)$$

$$\frac{\partial B_t}{\partial t} = D \frac{\partial A_t}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 B_t}{\partial \theta^2}, \quad (17)$$

ahol A_t és B_t a mágneses potenciál és mágneses mező toroidális komponensei. Ezek az egyszerűsített egyenletek csak a nagyskálás mágneses tér szélesség szerinti eloszlását írják le. Ebben az esetben a mágneses tér egyenletesen oszlik el radiális irányban, egy $k_r^{-1} \sim h$ rendű térbeli faktorial, ahol h a konvektív héj vastagsága.

Az egyenletek megoldása harmónikus

$$A_t = |D|^{-2/3} a(\xi) B_0 \quad (18)$$

$$B_t = b(\xi) B_0, \quad (19)$$

ahol $a = a_1 \exp(i\xi)$, $b = b_1 \exp(i\xi)$ dimenzió mentes függvények, B_0 a mágneses tér egysége, mely önkényes kinematikus közelítésben, továbbá

$$\xi = (\omega - i\gamma)t + k\theta. \quad (20)$$

A megfelelő faktorokat bevezetve

$$\gamma = |D|^{2/3} \Gamma, \quad \omega = |D|^{2/3} \tilde{\omega}, \quad k = |D|^{1/3} K, \quad (21)$$

D -t eltávolíthatjuk a dinamó egyenletekből. $D < 0$ esetben a következő egyenleteket kaphatjuk:

$$(\Gamma + i\tilde{\omega})a_1 = b_1 - K^2 a_1 \quad (22)$$

$$(\Gamma + i\tilde{\omega})b_1 = -iK a_1 - K^2 b_1. \quad (23)$$

Ezek az egyenletek nem tartalmazzák D -t. A dinamó szám és a dinamó hullám tulajdonságai között sajátos függést találhatunk, ha a 22 és 23 egyenleteket a bevezetett faktorokkal (21) megoldjuk.

Mivel a 21-es egyenletek közül a k – mely a kinematikus dinamó hullám térbeli faktora – $|D|^{-1/3}$ -vel arányos, ezért az aktivitási ciklushosszra

$$P_{cyc} \sim D^{-2/3} \quad (24)$$

adódik.

Hasonló hatvány adódik a 16, 17 egyenletek nem lineáris verziójára. Nem lineáris esetben a numerikus számolások (Jennings & Weiss (1991)) $P_{cyc} \sim D^{-0.61}$ eredményt adnak, mely konzisztens a 24-es becsléssel. Nem világos, hogy ez az egyezés véletlen vagy valós fizikai kapcsolat eredménye.

A 13 és 24 egyenleteket kombinálva kapjuk, hogy

$$\frac{P_{cyc}}{P_{rot}} \sim D^{1/3}. \quad (25)$$

A becslés által D hatványára kapott érték(ek) modell függő(ek), tekintsük át, hogy mely modellek milyen hatványt jósolnak.

A 24-es becslés azon alapszik, hogy a radiális mágneses tér értéke meghatározott a konvektív héj vastagsága által és a szélességi mágneses tér mértéke kinyerhető a dinamó egyenletekből, például, a mágneses tér növekedési rátájának maximalizálásával.

Soon et al. (1993) megjósolta a 7-es összefüggést a dinamó szám és P_{cyc}/P_{rot} között egy enyhén különböző gondolatmeneten keresztül. Feltette, hogy a radiális mágneses tér mértéke, k_r^{-1} , maximalizálja a mágneses tér növekedési rátáját, amíg a szélességi (mágneses) mező mérete adva van a pólus és az egyenlítő közötti távolság függvényeként. Ezek a feltevések szolgáltatják $k_r \sim D^{-1/2}$ és $P_{cyc} \sim D^{-1/2}$ arányokat, melyekből

$$\frac{P_{cyc}}{P_{rot}} \sim D^{1/2}. \quad (26)$$

A kapott hatványt Noyes et al. (1984b) megjósolta. Moss et al. (1990) számítógépes szimulációi a 26-os összefüggéssel mutattak hasonlóságot, a dinamót egy turbulens helyben működtették.

Rüdiger & Brandenburg (1995) előre jelezték a $P_{cyc} \sim D^{-1/6}$ arányosságot, melyből

$$\frac{P_{cyc}}{P_{rot}} \sim D^{5/6} \quad (27)$$

arányt kaptak egy dinamó modellre anizotróp helicitással. Rüdiger et al. (1994) dinamó modelljeiben figyelembe vette az α -csillapítást és a mágneses diffuzivitás

csillapítását. Így $P_{cyc} \sim D^k$ jóslatot adta, ahol k értéke kb. -0.4 és -0.1 között változik a mágneses csillapítás mechanizmusától és a modell geometriájától függően.

Ezek a dinamó modellek néhány egyszerű feltevést tesznek a mágneses tér dinamikára való visszahatására, mint például az α -csillapítás vagy a differenciális rotáció csillapítása. Jennings (1993) megmutatta, hogy ha a visszahatást modellezzük a Navier–Stokes egyenletben átlagos sebesség mezőre, akkor $P_{cyc} \sim D^0$ vagy P_{cyc} növekszik D -vel. Az utóbbi jóslat kvalitatívan egyezik Rüdiger et al. (1994) egy dimenziós dinamó eredményeivel, aki csak az α -csillapítást tekintette.

Mindent egyebvetve, a különböző dinamó modellek a korábban leírt 8-as általános összefüggést adják. Baliunas et al. (1996) 39 csillag aktivitási ciklusát határozták meg. Ábrázolva a $\log(P_{cyc}/P_{rot})$ mennyiséget a $\log(1/P_{rot})[\sim \log D]$ függvényében, egy pozitív trendet találtak. Az illesztett egyenes meredeksége $\nu \sim 0.74$ értéknek adódott, mely az elméletileg megjósolt hatványok közül $5/6$ -oz állt közelebb.

1996 óta mások is, sokkal nagyobb elemű mintán megkapták a trendet és az $5/6$ -hoz közeli értéket (lásd pl. 15. ábra).

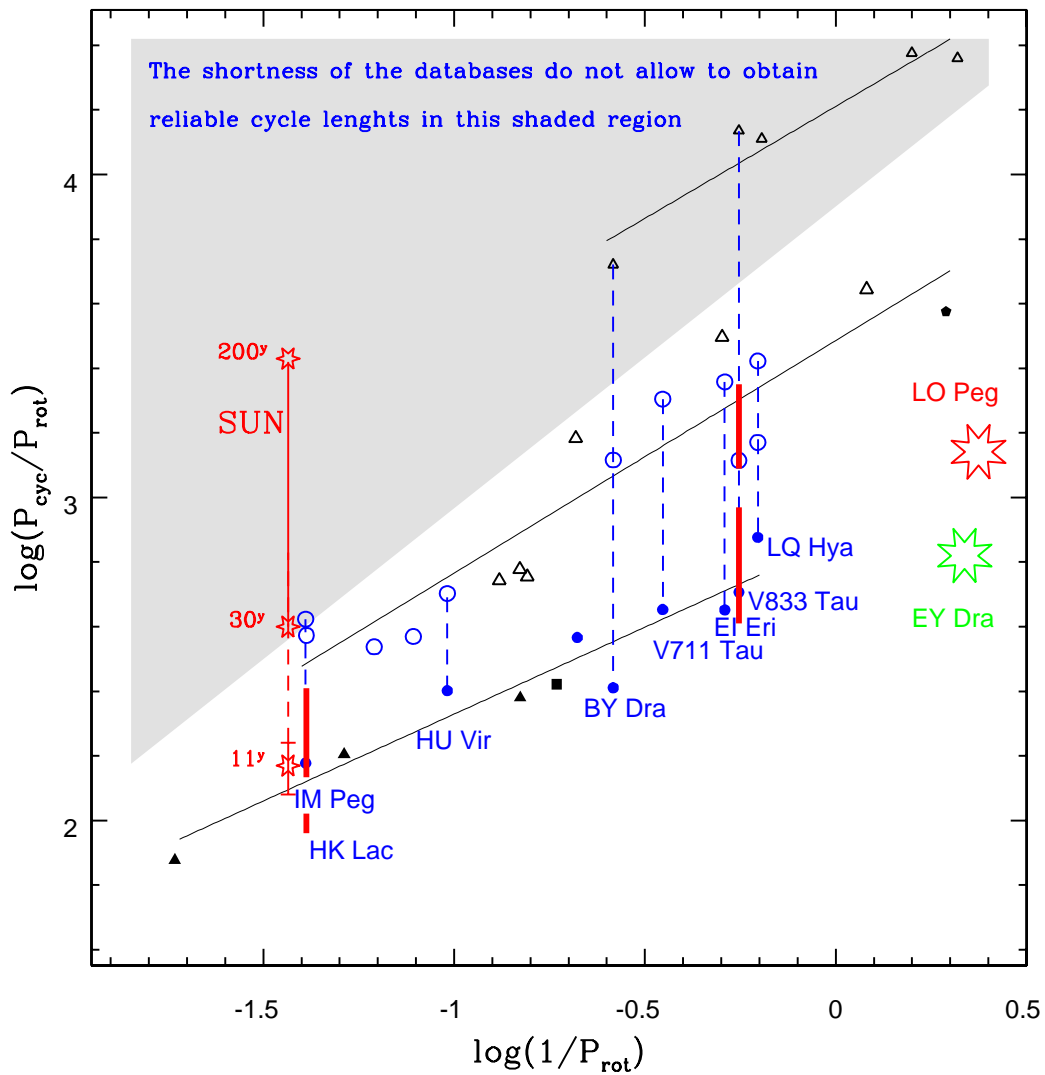
A dinamó modellek ez irányú vizsgálata, fejlesztése nem állt meg itt, azonban ezek tárgyalása túl mutat a jelen dolgozat keretein.

Felhasználva, hogy $D \sim 1/P_{rot}$, a dinamó szám hatványaira jóslott értékek alapján egy becslést adhatunk, hogy kb. mekkora lehet az LO Pegasi aktivitási ciklushossza. A számolt értékeket az alábbi táblázatban foglaltam össze (3. táblázat).

3. táblázat. A becsült aktivitási ciklushosszak

A dinamó szám hatványa	1/2	1/3	5/6	0.74
Aktivitási ciklushossz (év)	0.648	0.560	0.865	0.798

A legvalószínűbb értékek alapján ($5/6$ és 0.74) közel egy évre prediktálható a globális mágneses aktivitás változásának periódusa. Ennek kimutatásáról a hosszú időskálájú változások vizsgálatakor lesz szó.



15. ábra. Az aktív csillagok rotációs periódusa és ciklushosszai közötti összefüggés. A szürkével sátozott részen az adatsorok hossza (rövidsége) miatt nem határozható meg ciklushossz. A piros vonalak egyazon csillag összetartozó, többszörös ciklushosszait jelöli. Az EY Dra (ultrarövid periódusú, $P_{rot}=0.459$ nap) meghatározott, bizonytalan ciklushossza alapján van felrajzolva, míg az LO Peg a nagyjából egy évre prediktált ciklushossza alapján (Oláh et al. (2000), Oláh & Strassmeier (2002)).

7. Műszerek és megfigyelések

Az elő történetben leírt tények adták a motivációt, hogy különös figyelmet fordítsak az LO Pegasi megfigyelésre, és lehetőleg minél hosszabb időn keresztül kövessem fényváltozását, melynek segítségével a mágneses aktivitás finomléptékű és hosszú időskálájú változása vizsgálhatóvá válik.

7.1. Műszerek

Lehetőségem nyílt arra, hogy bő egy hónapon át folyamatosan használhassam a Bács-Kiskun Megyei Önkormányzat Csillagvizsgáló Intézetének és a Pécsi Tudományegyetem Fizikai Intézet Csillagászati külső tanszékének 50 cm átmérőjű Ritchey-Chrétien távcsövét 2005 nyarának közepén, míg újabb egy hónapnyi távcsőidőt kaptam a Szegedi Tudományegyetem Természettudományi Karának Kísérleti Fizika Tanszékéhez tartozó Szegedi Csillagvizsgáló felújított 40 cm átmérőjű Newton távcsövére 2006 nyarának közepén.



16. ábra. A Bajai Observatórium 50 cm átmérőjű Ritchey–Chrétien távcsöve (balra) és a Szegedi Csillagvizsgáló felújított 40 cm átmérőjű Newton távcsöve (jobbra).

2005 nyarán két kamerát használtam. A méréseim nagyhányada egy Apogee Alta U16 kamerával (Kodak chip, 4096X4096 pixel, látómező $\sim 30' \times 30'$) készült, míg négy éjszakát egy Apogee AP7 kamerával (SiTe Si-502A chip, 512x512 pixel, látómező $\sim 10' \times 10'$) mértem végig. 2006 nyarán készült méréseimet egy ST-9 kamerával (Kodak KAF-0261E chip, 512x512 pixel, látómező $\sim 29' \times 29'$) végeztem. A 4., illetve a 5. táblázatokban foglaltam össze, hogy mely éjszakákon, mennyi sorozat készült B , V , R_C és (2006-ban) I_C színekben, és mikor készült standard fotometria. A két évben rendere 21 és 17 éjszaka mérésem született, így hozzávetőlegesen 1900 és 1500 adatpont gyűlt össze színenként. Sajnos a 2005-ös adatsorból két éjszakát, míg a 2006-os adatsorból hét éjszakát kellett kidobni főleg a fénygörbék nagy szórása miatt, melyek alkalmatlanok a foltmodellezésre.

Az adatok kiértékelésének technikai és gyakorlati háttéréről a Függelékben olvashatunk részletesen.

Apogee Alta U16 kamera		Apogee AP7 kamera	
Észl. időp.	sorozatok száma	Észl. időp.	sorozatok száma
06.24.	20	07.29.	140+standard
06.25.	58	07.30.	160
06.26.	11	07.31.	151
06.27.	81	08.01.	180
06.28.	93		
07.03.	92		
07.04.	115		
07.06.	122		
07.07.	5		
07.15.	32+standard		
07.19.	101		
07.20.	110		
07.21.	33		
07.23.	20		
07.24.	170		
07.25.	120		
07.26.	110		

4. táblázat. 2005 nyarán készült méréseim összefoglalva.

ST-9 kamera	
Észl. időp.	sorozatok száma
06.28.	24
07.05.	67
07.06.	131
07.07.	113
07.10.	110
07.11.	64
07.13.	82
07.17.	108
07.18.	128
07.19.	103
07.20.	68
07.21.	63
07.23.	84
07.24.	85
07.25.	106
07.26.	98
07.28.	91
09.01.	standard

5. táblázat. 2006 nyarán készült méréseim összefoglalva.

8. Modellezés

8.1. Analitikus folt modellek

Foltmodellezés során egy inverz problémát kell megoldanunk. Ismerjük a csillag fényességváltozását és abból kell visszakövetkeztetni valamilyen úton–módon az eredeti folteloszlásra. Fotometriai adatok esetén két módszert használnak. Az egyik a fénygörbe inverziós technika (Light Curve Inversion), míg a másik eszköz a fénygörbe modellezés (Light Curve Modelling).

Nagyon sok foltmodellező program létezik. Általában a különbség közöttük az, hogy más–más alakú foltot illesztenek a megfigyelt fénygörbére. Vagy foltövet, vagy gömbnégyszög alakú, vagy leggyakrabban kör alakú foltot illesztenek, ezenkívül a használt algoritmusokban is különbözhetnek.

A modellezés során a SpotModel nevű programot Ribárik et al. (2003) használtam. A következőkben a program által használt analitikus modellt szeretném ismertetni.

8.1.1. A standard folt modell

Budding (1977) és Dorren (1987) analitikus foltmodelljeikben feltételezték, hogy a fénycsökkenést egy kör alakú folt okozza. A folt koordinátái λ és β szférikus koordinátarendszerben, továbbá a folt sugarának középponti szöge γ . A csillag sugara pedig egységnyi hosszúságú. A fényvesztés mértéke függ a folt(ok) méretétől, illetve a folt(ok) normálisának és a látóirány által bezárt szögétől, amit ϵ -nal jelölünk, ez időfüggő. A folt polár koordinátái és a derékszögű koordináták között a következő transzformáció teremt kapcsolatot:

$$z_0 = \cos \epsilon = \cos (\lambda - \phi) \cos \beta \sin i + \sin \beta \cos i,$$

ahol i a csillag inklinációja és ϕ a rotációs fázisa. Budding (1977) definiálta a σ integrálokat, melynek általános alakja a következő:

$$\sigma_n^m = \frac{1}{\pi} \int \int_{\text{foltterület}} x^m z^n dx dy$$

A σ_0^0 integrál a foltterületet foglalja magában, mely a legfontosabb tényező a fényvesztés szempontjából. A σ_1^0 a lineáris szélsötétedési effektust írja le. A σ integrálok explicit alakjáról Budding (1977) és Dorren (1987) munkáiban találunk részletesebb leírást. A σ integrálok segítségével felírhatjuk a szélsötétedést is leíró függvényt (Budding, 1977):

$$\sigma_c(u, \gamma, z_o(t)) = \frac{3}{3-u}(1-u)\sigma_0^0 + u\sigma_1^0,$$

amely alapján a fényességváltozás a következő képpen írható:

$$I_c(t) = U\{1 - (1 - \kappa_w)\sigma_c(u, \gamma, z_0(t))\},$$

ahol U a csillag folttalan fluxusa. A κ_w koefficiens a fotoszféra és a folt fluxusaránya, mely függ a relatív hőmérséklettől és attól, hogy milyen hullámhosszon végeztük a megfigyelést. Egy kettős rendszer esetében a fényvesztés függ a foltos csillag L_1 fluxusától és a rendszer U fluxusától:

$$I_c(t) = U - L_1(1 - \kappa_w)\sigma_c(u, \gamma, z_0(t)),$$

Ebben a modellben feltételezzük, hogy U konstans, ezért nem alkalmazható fedési kettősökre. Emellett szoros kettősökre sem alkalmazható elliptikusság, gravitációs sötétedés, reflexiós effektus miatt, mert a modell egy szférikus felszínt, egy gömb-szimmetrikus fényességeloszlással ír le folttalan esetben. Ha az USI jelenti a folttalan csillag fluxusát, akkor a foltos csillag fluxusa magnitúdóban:

$$l_c(t) = USI - 2.5 \log_{10} \left\{ \frac{U - L_1(1 - \kappa_w)\sigma_c(t)}{U} \right\}$$

Az esetemben a Budding (1977) eljárást használtam (Ribárik Gábor szakdolgozatában mutatta be, hogy nincs különbség a Budding (1977) és Dorren (1987) analitikus eljárásai által kapott eredménye között). Esetünkben a megfigyelt fénygörbét jelölje $l_0(t)$, a számoltat $l_c(t)$. A program a nem lineáris legkisebb négyzetes algoritmust használja Marquardt (1963)–Levenberg (1944) alapján. A minimalizálandó paraméter:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^m \frac{(l_{0_i} - l_{c_i})^2}{\Delta l_i^2}$$

8.1.2. A folthőmérséklet modellezése

A teoretikus intenzitás függvény $l_c(t)$ függ, elsődlegesen a megfigyelés hullámhosszától u és κ_w paramétereken keresztül, másodlagosan a fotoszféra hőmérsékletétől ($T_{csillag}$) és a csillagfolt(ok) hőmérsékletétől (T_{folt}) κ_w paraméteren keresztül. A folthőmérséklet meghatározására több-szín fotometriára van szükség. A csillag sugárzása közel fekete test sugárzás így a κ_w paramétert a következő képpen határozzuk

meg:

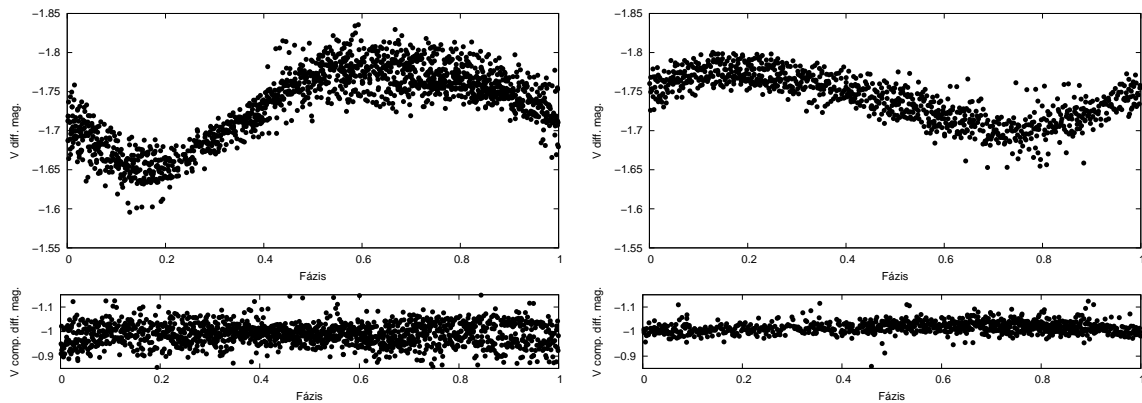
$$\kappa_w(\Lambda, T_{csillag}, T_{folt}) = \frac{\exp\left(\frac{hc}{k\Lambda T_{csillag}}\right) - 1}{\exp\left(\frac{hc}{k\Lambda T_{folt}}\right) - 1}$$

A SpotModeL más foltmodellező programokkal ellentétben, nem közvetlenül a színindexekből határozza meg a folt hőmérséklet értékét. Párhuzamosan illeszti az adott fénygörbe párt, a folt hőmérsékletet az illesztendő paraméterek közé veszi, és egyszerre illeszti a több-szín fotometriai adatokat ugyanazokkal a foltparaméterekkel és folt hőmérséklettel. Ennek az a jelentősége, hogy a színindexek magukban foglalják a két szín szórását, mely praktikusán nagyobb, mint a két színben külön-külön. Az adott színek párhuzamos illesztése egyuttal stabil(abb) foltmodell eredményeket eredményez.

A 18. ábrán láthatunk egy példát az illesztésre. A különböző színgörbe párokból készült V görbe illesztések egymáson ábrázolva mutatják az illesztés jóságát. A többi illesztés a Függelékben található.

8.2. Az LO Peg modellezése

A modellezés során be kell állítani az illesztendő paraméterek kezdeti értékét, a szélsőtétedés és foltalan fényesség értékét, a csillag effektív hőmérsékletét, felszíni gravitációs értékét, inklinációját, rotációs periódusát és az epochát.



17. ábra. Az LO Peg fényváltozása, alatta az összehasonlító-check csillag fénygörbéje 2005-ben (balra) és 2006-ban (jobbra).

A foltalan fényességet az irodalomban fellelhető adatok hiánya miatt az általam mért adatsorok alapján kellett megadni, így a maximum fényesség értékeket használtam. Meg kell jegyezni, mivel foltalan fényességnek az általam mért legnagyobb

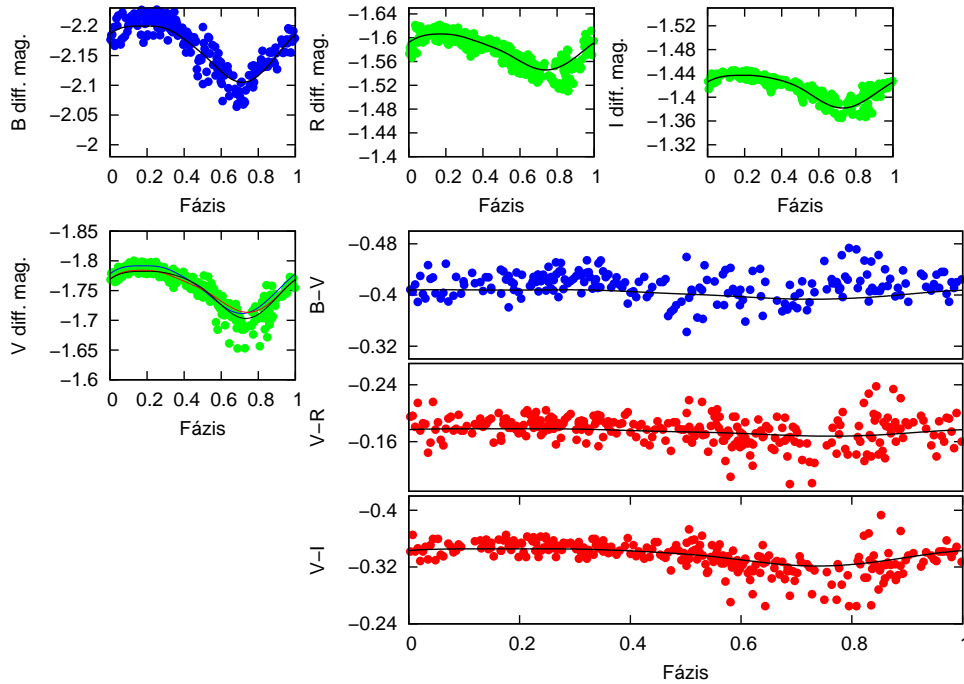
6. táblázat. Hullámhossztól függő rögzített paraméterek.

	B szűrő	V szűrő	R_C szűrő	I_C szűrő
Szélsötétedés (van Hamme, 1993)	0.906	0.763	0.658	0.551
Foltatlan fényesség (Δ mag)	-2.255	-1.840	-1.655	-1.479

értékeket használtam, melynél a valódi értékek lehetnek fényesebbek, ezért a kapott foltméretek értékei egy minimum értéket fognak jelenteni.

A szélsötétedés értékét a van Hamme táblázatból néztem ki (6. táblázat).

Három foltot illesztettem a fénygörbékre (7. és 8. táblázat), melyek közül egyet a pólusra helyeztem a Doppler térképek alapján. A másik két foltot 20° -os szélességen rögzítettem, azért, hogy a modellezés során ne fedjenek át a foltok egymással, így meghamisítván a kapott folthőmérsékleteket. Szabad paraméterek a két folt hosszúsága és a három folt mérete volt.



18. ábra. Egy példa az illesztésre (53930 HJD – 53936 HJD). A különböző szín-görbe párok illesztéséből származó V fénygörbe illesztések mindegyike ábrázolva van (B, V ; kék, V, R_C ; piros, V, I_C barna vonal). A többi illesztés a függelékben található.

A többi értéket (9. táblázat) az irodalomból vettem és epochának egy általam választott tetszőleges értéket választottam. Említésre méltó az a tény, hogy 1994 és 2005

között a különböző hőmérsékletmérési módszereknek köszönhetően kb. 500 K–el nagyobb értéket adnak meg a csillag fotoszférájának hőmérsékletére. A legújabb és talán eddig legpontosabb effektív hőmérséklet adatot használtam fel.

A modellezéskor fontos a jó kezdeti érték megadása. A folthosszúság kezdeti értékeit a fénygörbék szemrevételezésével határoztam meg a fényváltás minimumainak fázisaiból.

7. táblázat. A foltok kezdő paraméterei (2005–ben).

	1. folt	2. folt	3. folt
λ	60° szabad	330° szabad	360° fix
β	20° fix	20° fix	90° fix
γ	20° szabad	20° szabad	20° szabad

8. táblázat. A foltok kezdő paraméterei (2006–ban).

	1. folt	2. folt	3. folt
λ	270° szabad	200° szabad	360° fix
β	20° fix	20° fix	90° fix
γ	20° szabad	20° szabad	20° szabad

9. táblázat. Az LO Peg egyéb rögzített paraméterei.

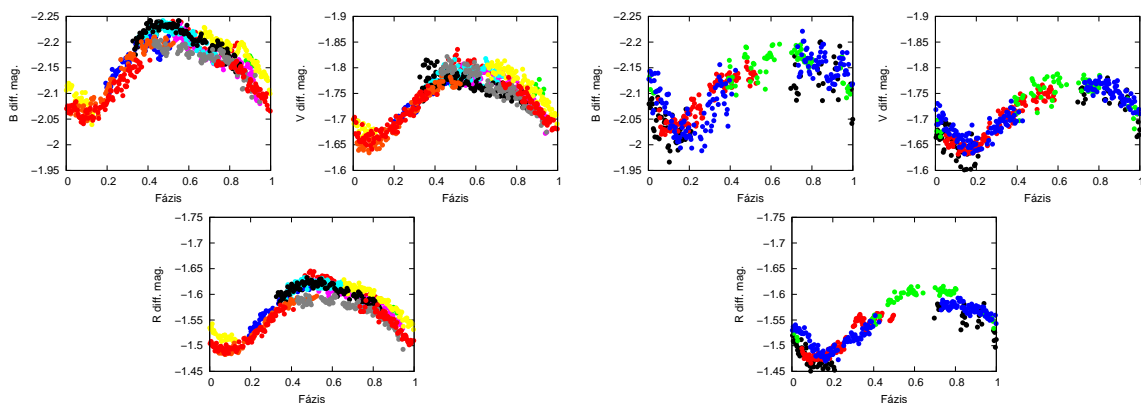
T_{eff} (K)	4750 ± 250	Pandey et al. (2005)
$\log g$	4.5 ± 0.5	Pandey et al. (2005)
Inklináció (fok)	45.0 ± 2.5	Barnes et al. (2005)
P (nap)	0.423229 ± 0.000048	Barnes et al. (2005)
Epocha (HJD)	2 453 540	

9. Eredmények

9.1. Rövid időskálájú viselkedés vizsgálata

9.1.1. 2005–ös mérés sorozat eredményei

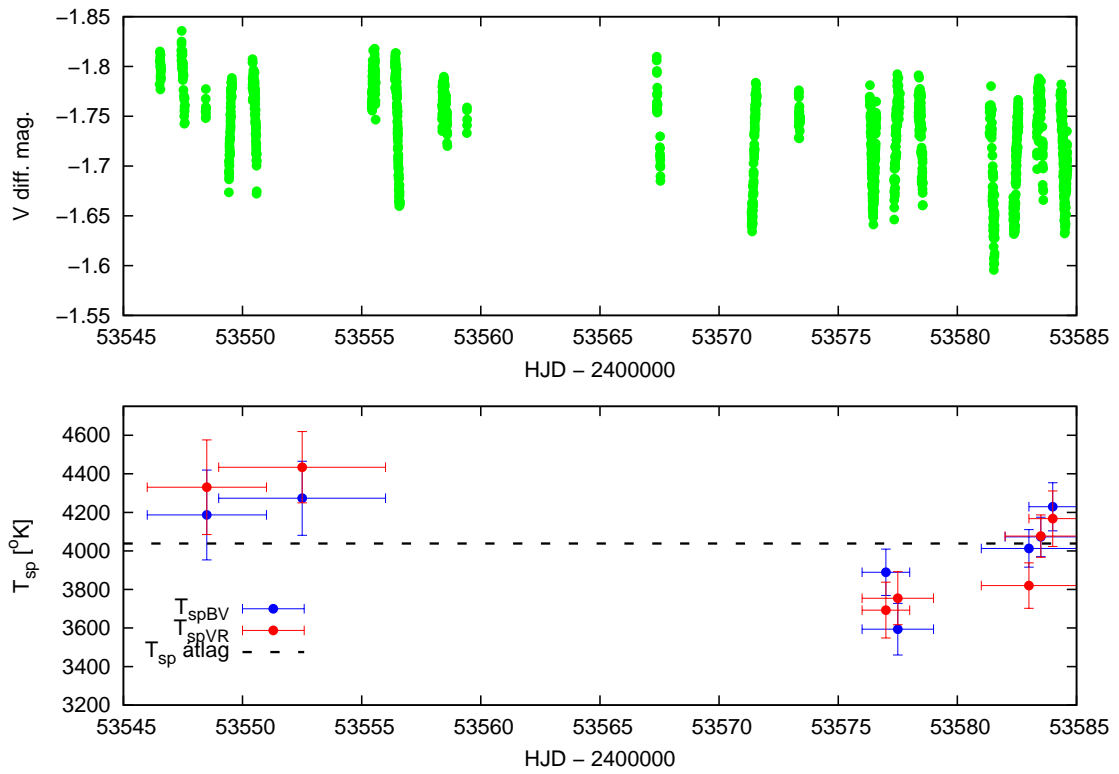
A fázisba rendezett fénygörbék egyértelműen mutatják a folt/foltok általi modulációt. A fényváltozás amplitúdója közel 0^m15 V -ben. A fénygörbék szórása 0^m02 - 0^m03 , de van olyan éjszaka, ahol 0^m02 alatt van. Az összehasonlító– check csillag fényessége (17. ábra, bal oldal) nem mutatott változást a mérés ideje alatt. Az 53545 HJD és 53576 HJD időpontok között fázisba rendezett fénygörbék (19. ábra) maximuma 0.5 fázis értéknél van, mely az 53580 HJD és 53585 HJD időpontok között fázisba rendezett fénygörbén eltolódott a 0.75 fázis érték felé (1/4 csillag hosszúságot), emellett az amplitudó is közel 0^m1 -re csökkent, a csillag átlagfényessége is kisebb lett. A fénygörbe által mutatott folteloszlás átrendeződésének mikéntjét a kapott modelleredmények ismeretében részletesen diszkutálom a későbbiekben. Vizsgáltam a folthőmérséklet alakulását, a két folt hosszúságának változását és a foltok méretének időbeli viselkedését.



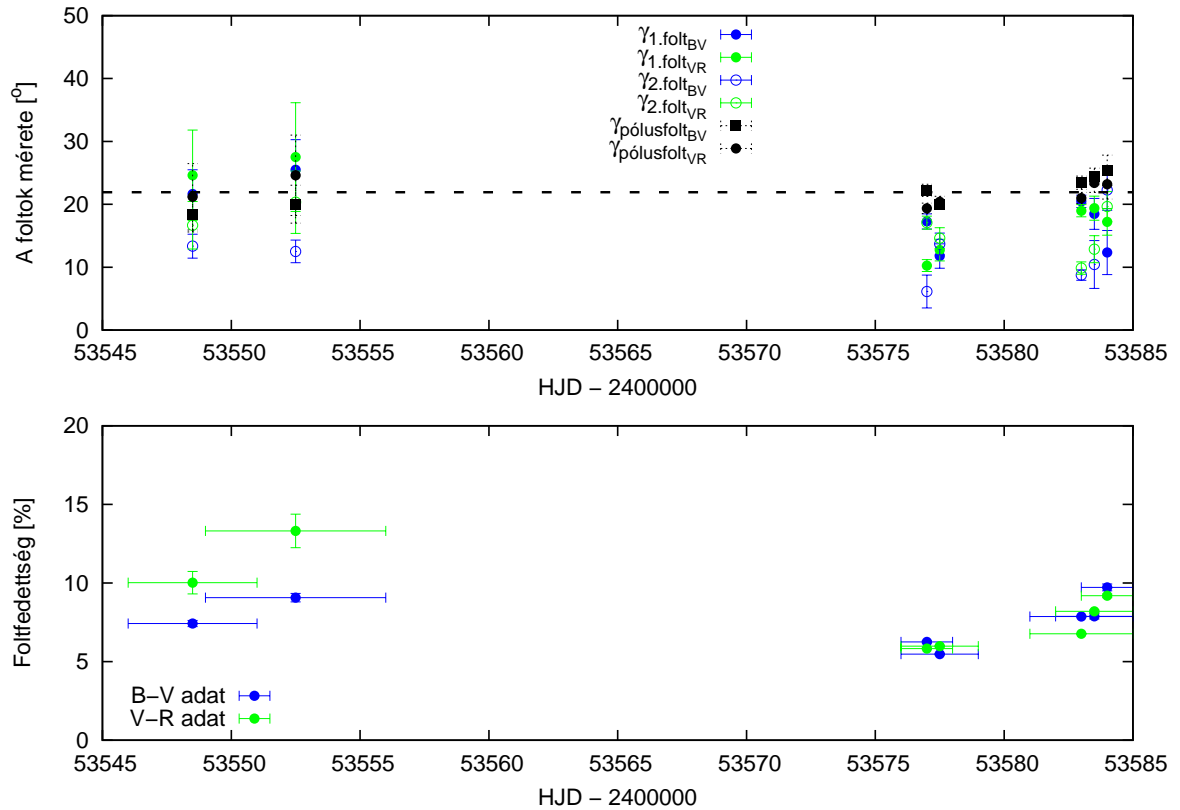
19. ábra. A fázisba rendezett adatsorok 53545 HJD – 53576 HJD között (balra) és 53581 HJD – 53585 HJD között (jobbra). A különböző színek az egyes éjszakákat jelölik. A fényesség intervallumok az egyes színekben megegyeznek (24. ábráéval is).

A modellezés során a $B - V$ és $V - R$ adatsorokból kapott hőmérséklet adatok (20. ábra) hibahatáron belül megegyeznek. A kapott folthőmérséklet értékek a melegebb és hidegebb területek átlagos hőmérsékletét jelentik, később részletesen kitérek erre. A folthőmérséklet a mérés intervallumának elején kb. 4300 K fölötti volt, ekkor a V szűrőben megfigyelhető fényesség is nagyobb volt. 53575 HJD táján csökkenni kezdett a folthőmérséklet, majd 53580 HJD környékén újra emelkedésnek indult.

A folthőmérsékletek átlaga kb. 4030 K, mely 720 K–el alacsonyabb a fotoszféra hőmérsékleténél. A kapott átlagot felrajzoltam az ún. folthőmérséklet kontraszt ábrára (32. ábra, kék pont). A hőmérséklet kontraszt ábráról alább lesz szó, diszkussziója nem a jelen dolgozat témája, ennek ellenére felhasználom majd egy fontos eredményét.



20. ábra. A teljes V szűrős fotometriai adatsor (fent), és a meghatározott hőmérséklet értékek (lent). A $B - V$ színindexből kapott pontokat a kékek, a $V - R$ adatsorból kapottakat a piros pontok jelzik. A szaggatott vonal az összes pont átlagát jelöli. Az ábra felső szélé a fotoszféra 4750 K értékét jelképezi. A vízszintes hibasávok az illesztett adatsor hosszát, míg a függőleges hibasávok a pontok hibáját mutatják.



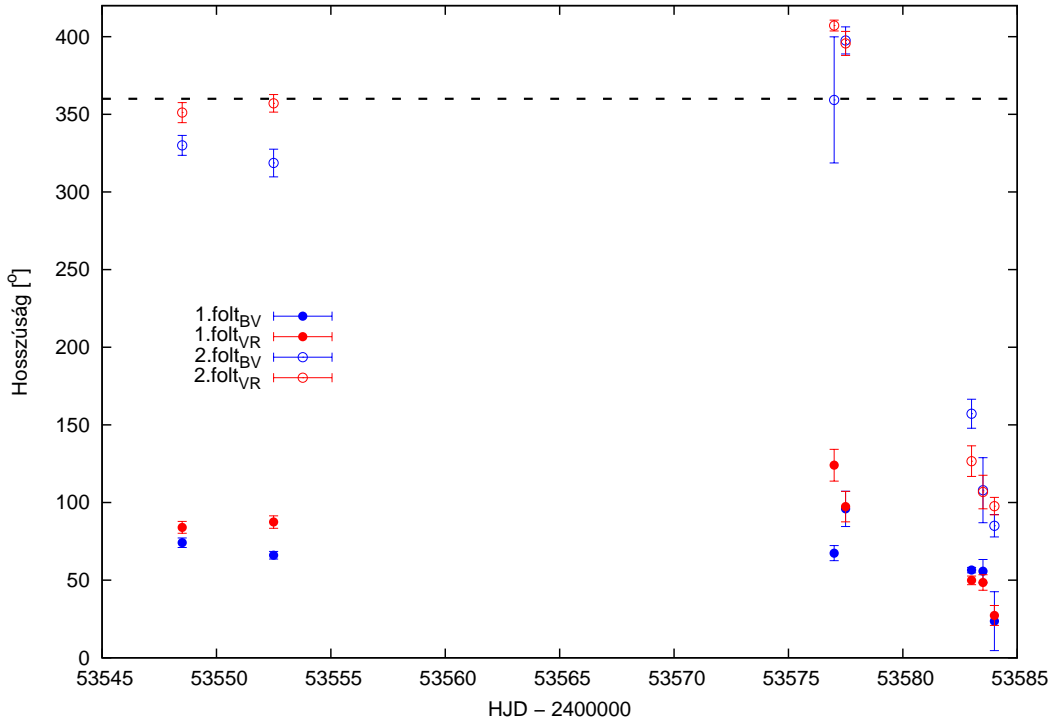
21. ábra. A foltok méretének változása (fent), az összfoltfedettség százalékos aránya (lent). A vízszintes hibasávok az illesztett intervallum nagyságát (lent), míg a függőleges hibasávok (egységesen) a pontok hibáját jelölik. A különböző színindexekből kapott pólusfolt méreteket fekete, de különböző szimbólumok jelölik. A szaggatott vonal a pólusfolt átlagos méretét jelenti. A diagrammok skálája megegyezik a 26. ábráéval.

A kapott folt méretek alapján a következőket lehet megállapítani (21. ábra). A két adatsorból származó pontok hibahatáron belül megegyeznek. Az 1-es folt és a pólusfolt mérete a mérés intervalluma alatt nem változott jelentősen, azonban a 2-es folt szignifikáns csökkenést mutat 53580 HJD környékéig, 53580 HJD után újra megnő a mérete. Elmondható, hogy a pólusfolt átlagos mérete 21° (ld. szaggatott vonal), mely jó egyezésben van Barnes et al. (2005) spektroszkópia útján megállapított értékével, egyúttal a pólusfolt stabil és markáns jellege erősödni látszik.

Kiszámoltam az összfoltfedettséget, melyet a következőképpen számolunk:

$$\text{összfoltfedettség} = \sum_{i=1,2,3} (1 - \cos(\gamma)) / 2,$$

ahol γ a folt mérete fokban. Ha egy folt sugara 180 fok, akkor a folt fedettség 1, azaz 100%. A maximális foltfedettség 13% körülinek, míg a legkisebb 6%-nak adódott.



22. ábra. Az 1-es és 2-es foltok hosszúságának időbeli viselkedése. A függőleges hibasávok a pontok hibáját jelölik. A könnyebb áttekinthetőség miatt az illesztések időintervallumait nem tüntettem fel. A szaggatott vonal a csillag felszínét jelöli (mely 0° - 360° tart).

A mérés elején magas volt a foltfedettség, majd csökkent 53575 HJD időpontig, némi stagnálás után 53580 HJD környékén emelkedésnek indult.

Az 1-es és 2-es foltok hosszúsága enyhe migrációt mutat (27. ábra). Azt, hogy a migrációt nem a használt periódus rossz volta eredményezi, a két folt különböző mértékű migrációja jelzi. Az 1. folt kb. 40° -ot, míg a 2. folt kb. 60° -ot vándorolt (53580 HJD időpontig). A pontokra illesztett (53545 HJD és 53580 HJD között) egyenes meredeksége alapján 0.66 ± 0.46 °/nap és 1.87 ± 0.52 °/nap adódott a migráció mértékére. Az ezekből számolt migrációs periódusokra kb. 1.4 év és 0.52 év adódik. Az értékek nagy hibával terheltek, ennek ellenére elmondható hogy a két folt különböző szélességeken helyezkedik el, még hozzá az 1. folt magasabb szélességeken van, mint a 2. folt (feltéve, hogy Nap-típusú a differenciális rotáció). Mindebből a differenciális rotáció jelenléte is következik, hiszen a szélességtől függő rotációs profil okozza a megfigyelt migrációs különbségeket.

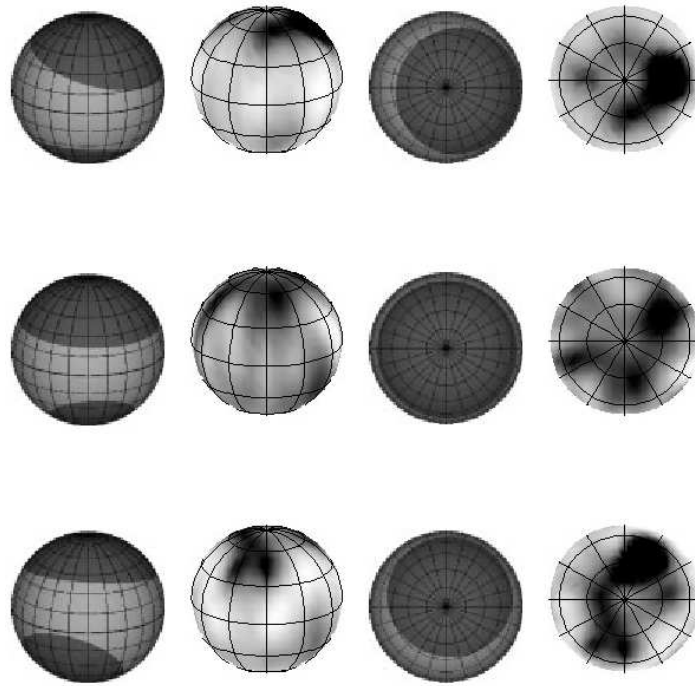
A két folt pozíciója jelentősen nem változott 53580 HJD-ig, így elmondható, hogy az aktivitás helye stabil maradt hosszú ideig, majd hirtelen változás következett be 53580 HJD-nél a foltok pozíciójában. Az 1. folt kb. 50° -ot ugrik, míg a 2. folt kb. 40° -os hosszúságról (a 27. ábrán a szaggatott vonal a csillag teljes felszínét je-

lőli 0° –tól 360° –ig, így amely folt hosszúsága 360° fölött van az valójában $\lambda - 360^{\circ}$ hosszúságon van, ezzel az ábrázolással jól látható a 2. folt migrációja is) 150° –os hosszúságra ugrik pár nap alatt. Az ugrás nagysága $\sim 90^{\circ}$.

Az 5. fejezetben már említettem, hogy Korhonen & Elstner (2005) munkájában elméleti számítások alapján, mély konvektív zónával rendelkező aktív csillagok esetében arra jutottak, hogy az ún. flip–flop jelensége egy $\sim 90^{\circ}$ –os fázis ugrásként jelentkezik. 90° –os fázisugrást pl. az FK Comae nevű (Oláh et al. (2006)), mély konvektív zónával rendelkező csillag esetében is sikerült kimutatni, melynek fénygörbéjén a jelenség megfigyelhető lefolyása mutatja (amplitúdó csökkenés, fáziseltolódás) az általam 2005–ben megfigyelt fénygörbe moduláció jegyeit.

A hosszúságban bekövetkező hirtelen ugrás arra utal, hogy több aktív terület van jelen, melyek közül az egyik megszűnőben van, míg egy másik dominálni kezd.

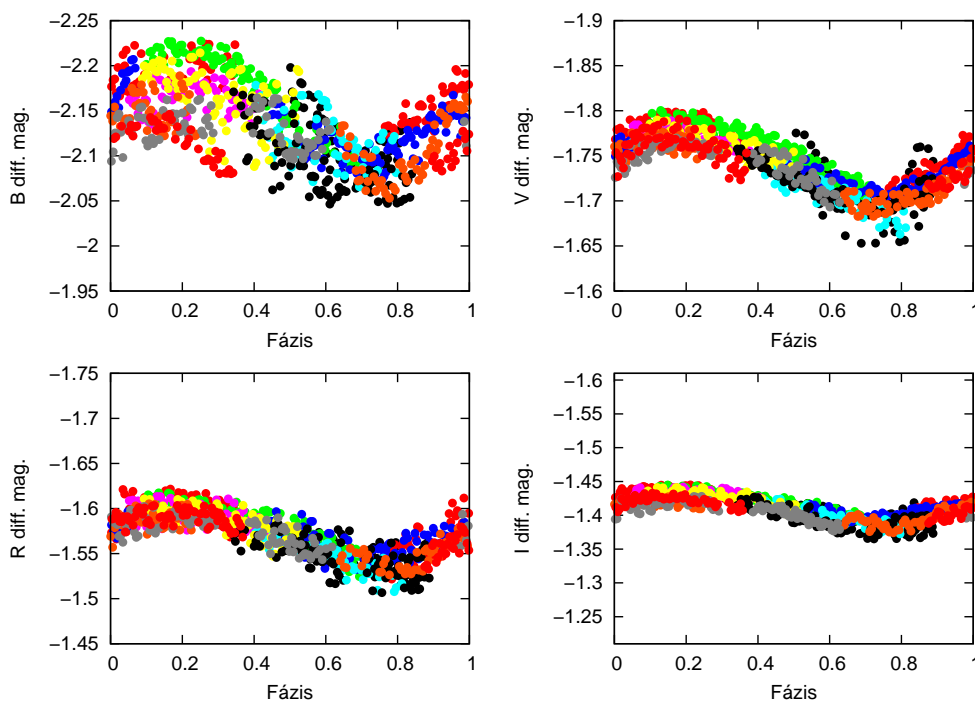
Vessünk egy pillantást a 23. ábrára. Az IM Peg egyidejű fotometriai és spektroszkópiai megfigyeléseiből származó foltmodelljeit láthatjuk (Ribárik et al. (2003)). Összehasonlítva a két eredményt megfigyelhetjük, hogy a fotometriából kapott modell a Doppler térkép által mutatott folteloszlást fedi le, melynek pozíciója a folteloszlás súlypontjával egyezik meg. Tehát a folteloszlásban bekövetkező változás a fénygörbemodellezésből kapott folt hosszúságának megváltozását eredményezi.



23. ábra. Az IM Peg egyidejű fotometriai és spektroszkópai megfigyeléseiből származó eredmények összehasonlítása. Forrás: Ribárik et al. (2003)

9.1.2. 2006-os mérés sorozat eredményei

A 2005-ös évhez képest a fénygörbe amplitúdó (24. ábra) a felére, kb. $0^m07 - 0^m08$ csökkent V színben. A fázismenetek stabilnak mutatkoznak a 16 nap alatt. A fénygörbék szórása kb. $0^m02 - 0^m03$. Az összehasonlító–ellenőrző csillag a megfigyelés alatt konstans volt (17. ábra, jobb oldal).



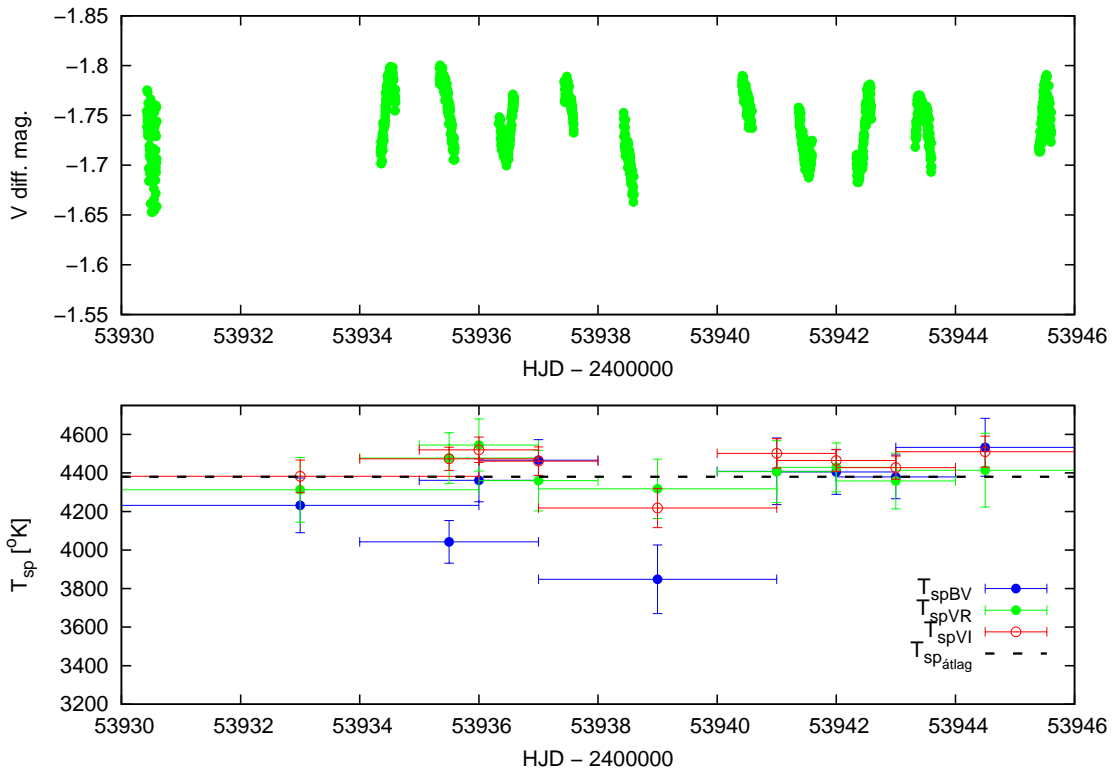
24. ábra. A 2006-os adatsor fázisba rendezve. A különböző színek az egyes éjszakákat jelölik. Az egyes színek fényességintervallumai és azok nagysága megegyezik a 19. ábráéval.

A folthőmérséklet értékek (25. ábra) enyhe fluktuációt mutattak és mindvégig magasak voltak. Az összes érték alapján a folthőmérsékletek átlagára 4380 K értéket kaptam. Ez magasabb, mint a 2005-ös évben kapott érték (32. ábra). Vegyük észre, hogy 53934 HJD és 53937 HJD között a folthőmérséklet magas, továbbá a $B - V$ adatokból kapott folthőmérséklet értékek szignifikánsan eltérnek a $V - R$ és $V - I$ adatokból nyert értékektől, melyek nagyon pontosan megegyeznek. Ezen kívül 53937 HJD után az értékek együtt mennek (a 53939 HJD -nál levő $B - V$ érték a teljes fázislefedettség hiánya, és a B szín beli nagy szórás miatt nem vehető figyelembe).

Ennek okát a foltméreteket, foltfedettséget, hosszúság értékek időbeli viselkedésének ismeretében és a fénygörbék analízisével fogom megvilágítani a későbbiekben.

A foltméreteket és a foltfedettség időbeli viselkedése a 16 nap alatt nem mutatott a 2005-ös évhez hasonló, látványos változást, lényegében stabilnak mondható. 53934

HJD és 53937 HJD között az 1. és a pólusfolt $B - V$ méretei rendre eltérnek a többi színindexből kapott értéktől, mely a foltfedettségben is eltérést okoz. A pólusfolt markáns és stabil jellege egy év után is erősödni látszik, átlagos mérete a megfigyelés alatt kb. 29° volt, mely magasabb a tavalyi értéknél (21°). A foltfedettség 7% és 17% között változott.

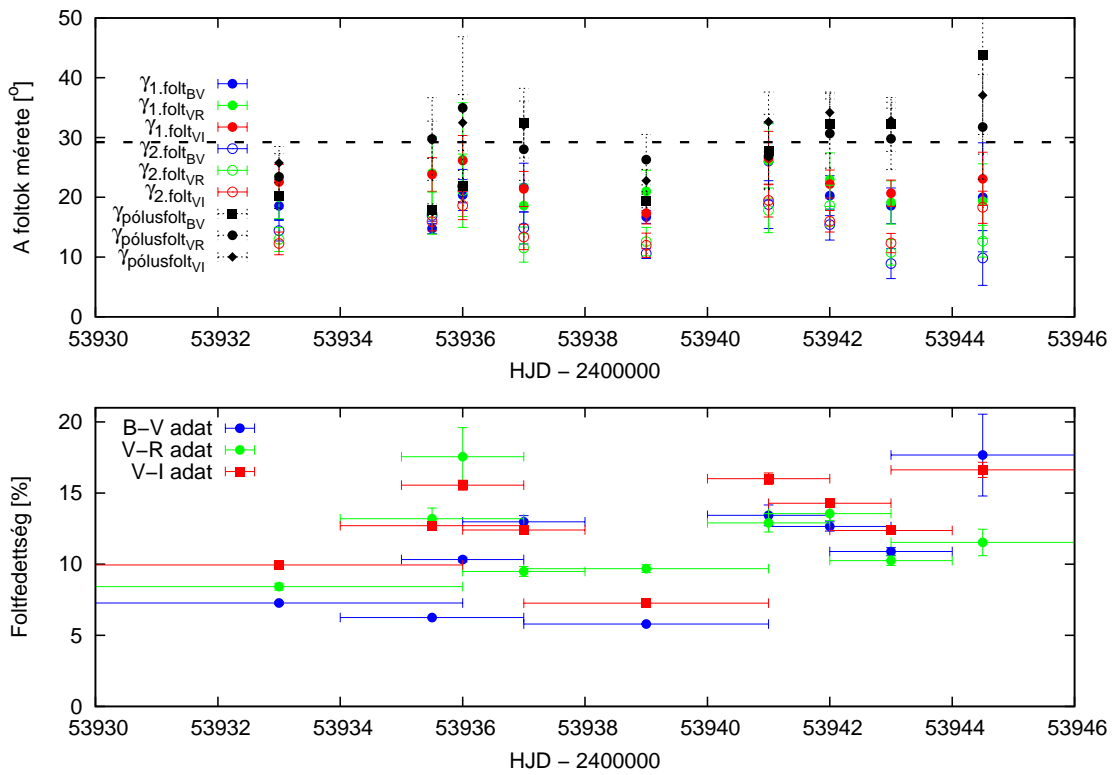


25. ábra. A teljes V szűrős fotometriai adatsor (fent), és a meghatározott hőmérséklet értékek (lent). A $B - V$ színindexből kapott pontokat a kékek, a $V - R$ adatsorból kapottakat a zöld, míg a $V - I$ adatsorból kapottakat a piros pontok jelzik. A szaggatott vonal az összes pont átlagát jelöli. Az ábra felső széle a fotoszféra 4750 K értékét jelképezi. A vízszintes hibasávok az illesztett adatsor hosszát, míg a függőleges hibasávok a pontok hibáját mutatják.

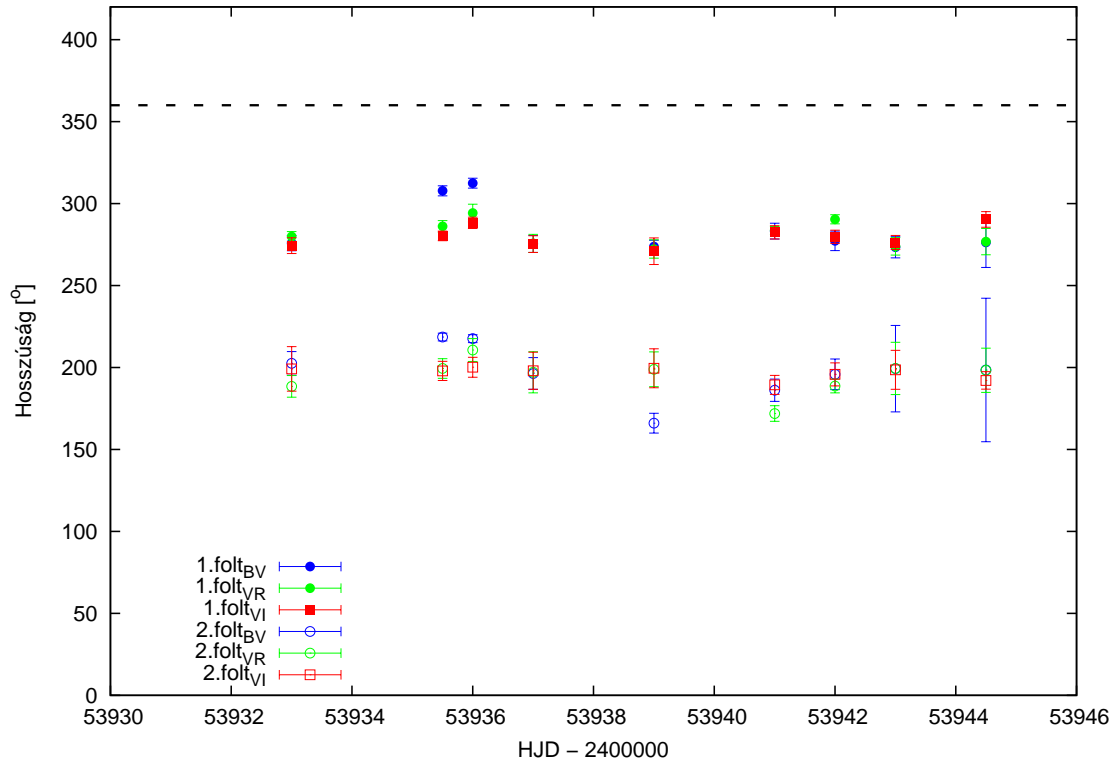
A két folt stabilan, 270° és 200° hosszúság érték környékén volt. Nem figyelhető meg migráció a két folt hosszúságában, mely két dolgot jelenthet a 2005–ös év eredményeinek tükrében. Az egyik, hogy a foltok magas szélességeken helyezkednek el, ahol a differenciális rotáció miatt az aktív területek migrációja elhanyagolható mértékű, vagy egy másik alternatíva lehet a differenciális rotáció változása, mely jelenséget az utóbbi években egyre gyakrabban mutatnak ki pusztán hosszúidejű fotometriai adatsorok, illetve spektroszkópiai megfigyelések alapján (pl. Messina & Guinan (2003), Jeffers et al. (2006)).

Megfigyelhető, hogy 53934 HJD és 53937 HJD között a $B - V$ adatokból kapott hosszúság értékek megelőzik a többi színben kapott értékeket. A függelék 43. és 44. ábráin mindez jól látható az eltérő színindexgörbe menetekén. Ehhez hasonló jelenséget a 2005-ös adatsorokon is megfigyelhetünk, mely pontosan egybeesik a fáklyamező dominálta időszakokkal. Nem csak a saját méréseim mutatják ezt. A 2. ábrán láthattuk, hogy Jeffries et al. (1994) eredményei is mutatnak ehhez hasonló jelenséget.

53934 HJD és 53938 HJD között a fáklyamező tevékenység erősebb volt, 53937 HJD után a tevékenység alább hagyott, megszűnt az excentrikus fáklyamező koncentráció és az értékek egzaktnak együtt futnak a három színben.



26. ábra. A foltok méretének változása (fent), az összfoltfedettség százalékos aránya (lent). A vízszintes hibasávok (lent) az illesztett intervallum nagyságát, míg a függőleges hibasávok (egységesen) a pontok hibáját jelölik. A színkód megegyezik a korábbi ábra színkódjával. A különböző színindexekből kapott pólusfolt méreteket fekete, de különböző szimbólumok jelölik. A szaggatott vonal a pólusfolt méretek átlagát jelzi. A diagrammok skálája megegyezik a 21. ábráéval.



27. ábra. Az 1–es és 2–es foltok hosszúságának időbeli viselkedése. A függőleges hibasávok a pontok hibáját jelölik. A könnyebb áttekinthetőség miatt az illesztések időintervallumait nem tüntettem fel. A szaggatott vonal a csillag felszínét jelöli (mely 0^0 - 360^0 tart).

9.1.3. Folt evolúciós történet

A rendelkezésre álló adatok alapján, kvantitatív úton megpróbáltam egy elképzelhető folt evolúciós történetet felállítani mind a két évre.

A modellezésből rendelkezésre álltak a folthőmérsékletek, foltméretetek, foltfedettség és két folt hosszúságának időbeli változása. A foltokat felosztottam egy hidegebb (sötét folt) és egy melegebb (fáklyamező) területkomponensre. A kapott folthőmérséklet adatok, ahogy már utaltam rá, a hideg és meleg területek átlagos hőmérsékletét adják. Ezt könnyen megérthetjük, ha megnézzük Napunk egy aktív vidékét.



28. ábra. Egy aktív vidék a Napon. Látható tartományban készült felvétel.

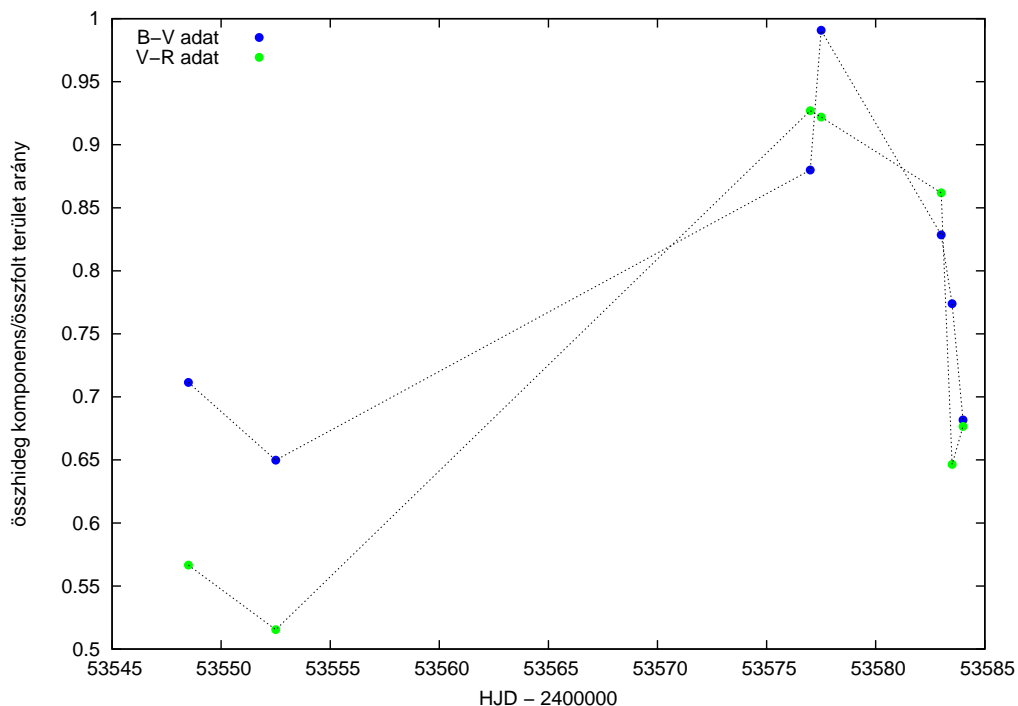
A 28. ábra a látható tartományban készült felvételt mutat egy napfoltról. Látható, hogy a hideg sötét területeket (umbra és penumbra) egy melegebb világos terület veszi körül. Ezt fáklyamezőnek nevezzük. A modellezés során nem tudjuk a két területet megkülönböztetni, így a két terület átlagos hőmérsékletét fogjuk kapni. Nincs más dolgunk, mint kiszámolni, hogy az egyes hőmérséklet – foltméret értékpárok esetén mekkora a hideg folt/fáklyamező arány. Ehhez a következő összefüggést használtam fel:

$$I(\bar{T}) \sum A = I(T_{folt})A_{folt_1} + I(T_{fáklya})A_{fáklya_1} + \dots + I(T_{folt})A_{folt_3} + I(T_{fáklya})A_{fáklya_3}$$

Az $I(T)$ tagok intenzitások, melyeket Planck függvénnyel közelítettem. Az A -s tagok, pedig a hideg és meleg komponensek területe. Könnyen észrevehető, hogy az egyenletben szereplő szabad paraméterek száma (ha azt mondjuk, hogy az egyes hideg és meleg terület komponensek hőmérsékletei is legyenek különbözőek) tizenkettő. Így, ha nem tennénk egyszerűsítő feltevéseket, akkor akármilyen folt fejlődési utat ki lehetne hozni. A következő egyszerűsítéseket tettem:

- Mind a három folt esetében Nap analógiát használva a hideg és meleg terület komponensek hőmérsékleteit 3562 K és 4900 K értékeken rögzítettem. A hideg terület komponens (umbra és penumbra) hőmérsékletét a $0.75 \cdot T_{Nap\ fotoszfra}$ alapján számoltam (Frasca et al. (2000)), melyet megtehetek, mivel a folthőmérséklet kontraszt ábra egyik lényeges eredménye (32. ábra), hogy a folthőmérséklet közel lineárisan változik a csillag fotoszférájának hőmérsékletével. A fáklyamező terület hőmérsékletét pedig mások munkája (pl. Catalano et al. (2002), Amado et al. (2000)) és a Nap esetében ismert értékek alapján választottam.
- Az összes (hideg) folt/összes fáklyamező arányt számoltam, és ezt nem külön-külön foltonként.

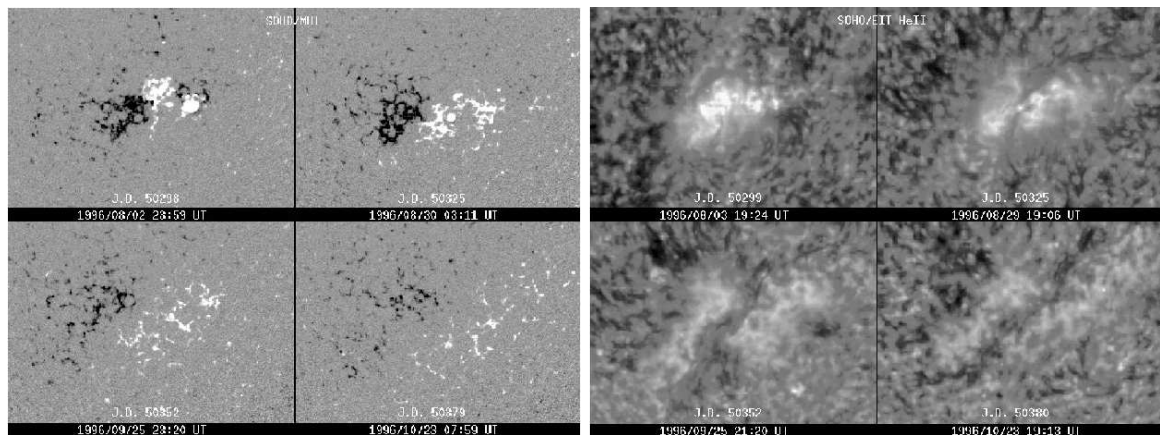
Az egyszerűsítő feltevések után a szabad paraméterek száma egyre redukálódott, azaz ki kellett számítani, hogy az egyes hőmérséklet–foltterület értékpárok esetén az előbbi egyenletet milyen hideg folt/fáklyamező arányok elégítik ki. A számítás elvégzésére egy C nyelvű programot írtam.



29. ábra. Az összes hideg komponens/összes foltterület arány időbeli változása.

A kapott értékek a modell egyszerű mivolta miatt csak "tájékoztató jellegűek". Ezenkívül nem tudunk semmit mondani arról, hogy az egyes aktív vidékekben hogyan változik a (feltételezett) komponensek aránya, mindössze egy elnagyolt képet kap-

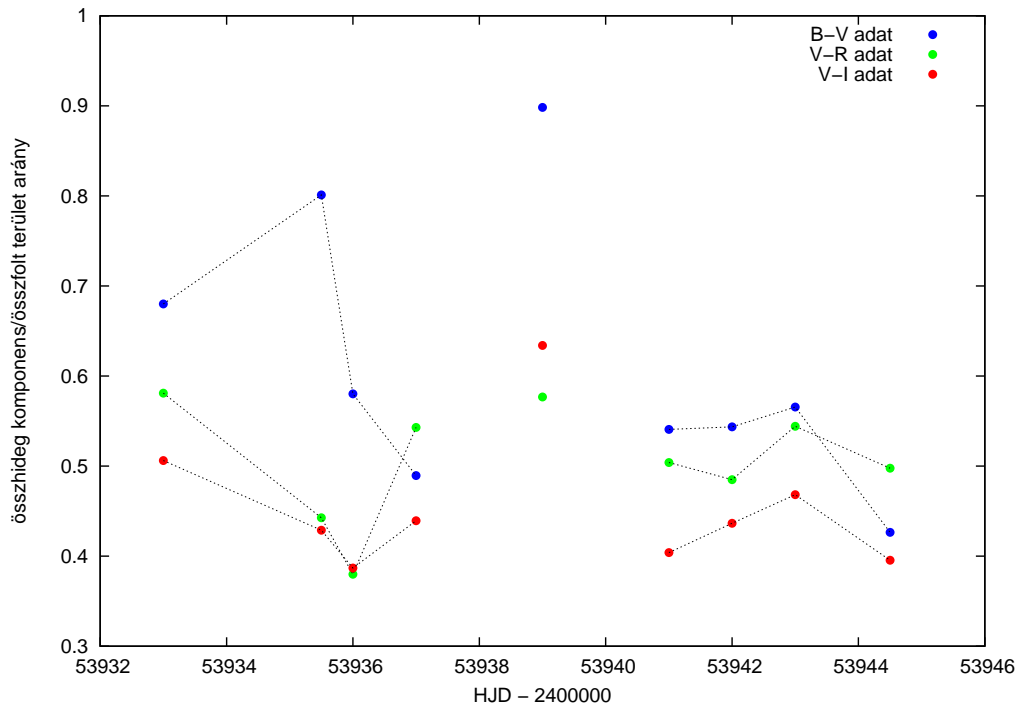
hatunk arról, hogyan alakult az összes fáklyamező és hideg terület (umbra és penumbra) viszonya a két évben.



30. ábra. A SOHO/MDI mágneses térképek (bal oldali kép) a NOAA AR 7978 jelzésű aktív régió mágneses terének eloszlásának evolúcióját mutatják négy egymást követő Nap rotáció alatt. A SOHO/EIT HE II (304 Å) képek (jobb oldali kép) a növekvő AR terület emisszivitásának csökkenését mutatják.

A 29. ábrán a 2005–ös évi összes hideg komponens/összes folt terület arány időbeli viselkedését ábrázoltam. A mutatott trendet három szakaszra oszthatjuk fel.

Az 1. szakasz valahol 53545 HJD – 53567 HJD között van. Ennek a szakasznak az elején a jóval melegebb területek dominánsabbak. A 2. szakaszban, mely kb. 53567 HJD – 53580 HJD között van, a jóval hidegebb folt(ok) van(nak) jelen. A 3. szakaszban újra megnő a melegebb területek nagysága. Ennek okát megérthetjük, ha mellé vesszük azt, hogy az összfoltfedettséget növekedést mutatott 53580 HJD után (21. ábra), továbbá egy kicsit szétnézünk hasonló jelenség után a Napunk felszínén. Oláh et al. (1999) munkájukban a NOAA AR 7978 jelzésű aktív régió fejlődését vizsgálták a Napon. Általános kép az, hogy mikor egy aktív régió bomlásnak indul, akkor benne a hideg folt területek nagysága csökkenni kezd (30. ábra, jobb oldal), és helyét a fáklyamezők veszik át, azaz nő a fáklyamezők területe, és végül mikor a hideg folt eltűnt a fáklyamező még mindig megvan. Azt találták, hogy csökkenő (hideg) folt/fáklyamező aránynál, először nő az aktív régió emittáló felszínének integrált hőmérséklete, később az egyre nagyobb és nagyobb fáklyamező kisebb és kisebb emissziójú, így az aktív régió hőmérséklete és fényessége lassan közelít a csillag folttalan fényességéhez és hőmérsékletéhez. Ezek alapján a kapott eredmények azt mutatják, hogy éppen egy feloszlóban levő folt hatását figyelhettem meg. Más csillagok esetében is figyeltek már meg hasonló jelenséget.

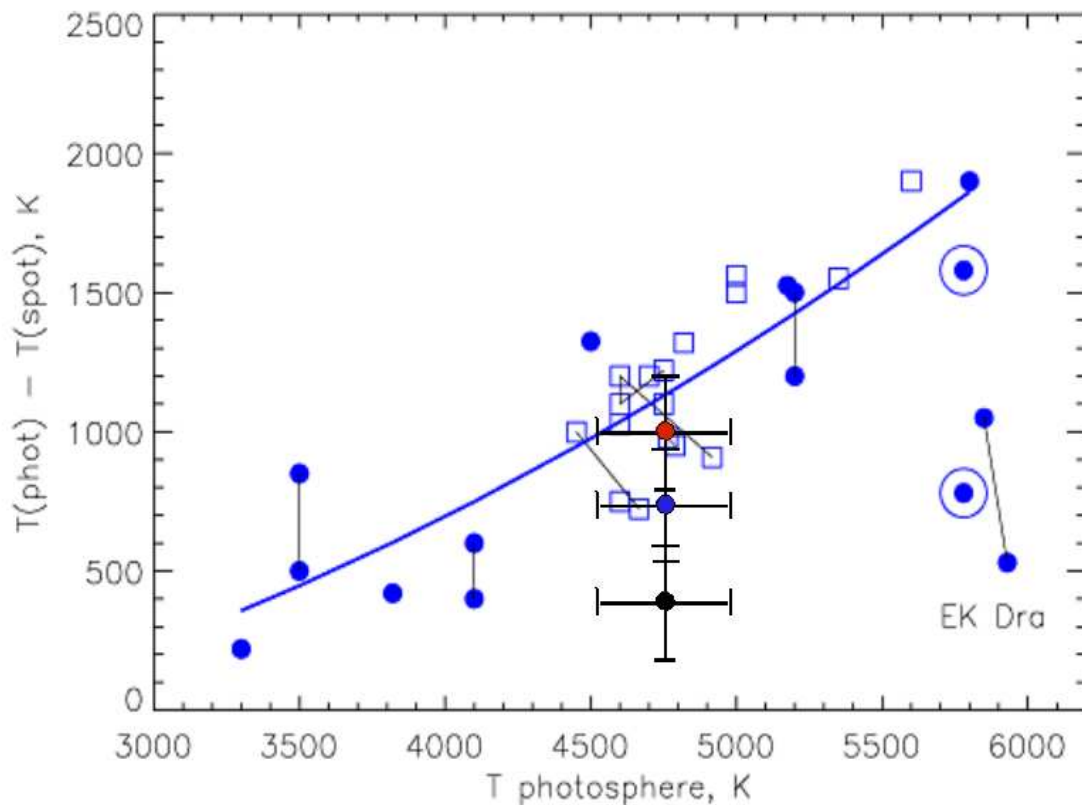


31. ábra. Az összes hideg komponens/összes folterület arány időbeli változása. A bizonytalan eredmény miatt kilógó pontokat nem kötöttem össze.

A 2005–ben végzett mérések ideje alatt a fotoszferikus plage tevékenység domináns volt. Az összes hideg komponens/összes folterület arányának időbeli viselkedése a 2. szakaszban szignifikánsan mutatja a hideg folterületek dominanciáját, ezért csak erre a szakaszra kiszámoltam a folthőmérsékletek átlagát, mely érték közelebb állhat a valódi hideg folt hőmérsékletéhez. Ezek alapján 3720 K–t kaptam, melyet felrajzoltam a folthőmérséklet kontraszt ábrára (32. ábra, piros pont).

A 2006–os eredményekre is elvégeztem a számolást (31. ábra). A $B - V$ színben megfigyelhető drasztikus ugrás a kilógó hőmérséklet és foltfedettség értékeknek tudható be. A kvalitatív úton kapott eredmény alátámasztja a fáklyamezőtevékenység megnövekedését 53934 HJD és 53937 HJD között. Ezenkívül a fotoszferikus plage tevékenység dominanciája is jól megfigyelhető. Tekintetbe véve, hogy fotoszferikus és kromoszferikus fáklyamező mindig együtt van jelen, elmondható, hogy a kapott eredmények összhangban állnak Jeffries et al. (1994) és Eibe et al. (1999) spektroszkópiai megfigyeléseivel.

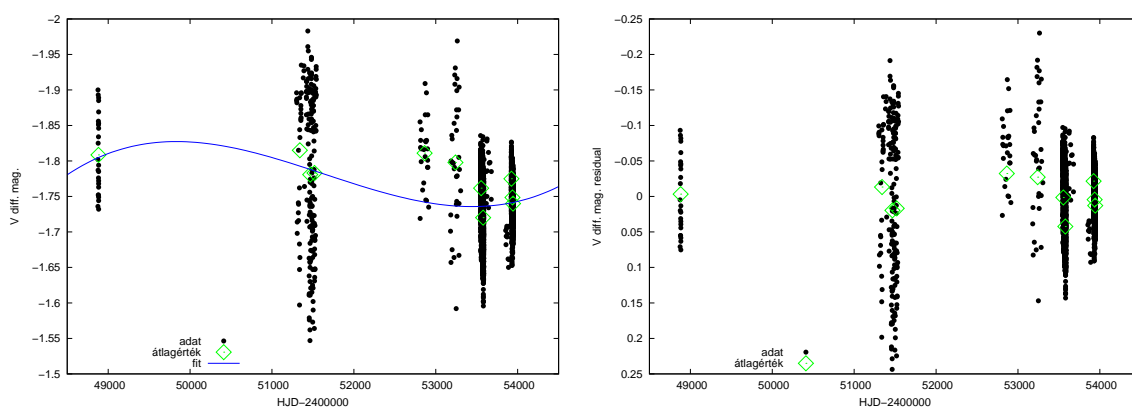
A folthőmérséklet kontraszt ábrán (32. ábra) fényesség és színindex változás szimultán modellezéséből, molekula vonalak, vonal mélység arányok vizsgálatából meghatározott folthőmérsékletek vannak feltüntetve, melyek aktív törpe, aktív óriás és szubóriás csillagok folthőmérsékleteinek reprezentatív mintája. A meghatározott folthőmérséklet(ek) a nagyszámú minta által mutatott viselkedést jól követi(k).



32. ábra. A folthőmérséklet kontraszt viselkedése látható a csillag(ok) fotoszféra hőmérsékletének függvényében. Az aktív óriásokat a négyzet, míg az aktív törpéket a kék pontok jelzik. A körrel körülvelt pontok a Nap umbráját és penumbráját jelölik. Az összekötött pontok pedig összetartoznak. Az LO Peg-re meghatározott hőmérséklet kontraszt értékek a kék (2005), fekete (2006) és piros pontok, a függőleges és vízszintes vonalak a hibát mutatják. A piros pont helyét a foltevolúciós történet alapján határoztam meg, aszerint ennek a helye képviseli legjobban a folt hideg (sötét) összetevőjének hőmérsékletét. Forrás: Berdyugina (2005)

9.2. Hosszú időskálás viselkedés vizsgálata

Az aktivitás hosszú időskálás viselkedése a csillag sok éves fényváltozásában követhető nyomon. Nehéz feladat ezt vizsgálni, mert a saját méréseim kevesek ehhez, az irodalomban (Jeffries et al. (1994)) és az adatbázisokban (TASS, ASAS, ROTSE) szabadon elérhető adatsorok száma kevés és nem túl jó minőségű, így a bemutatott eredmények csak kezdeti próbálkozásnak tekinthetők.



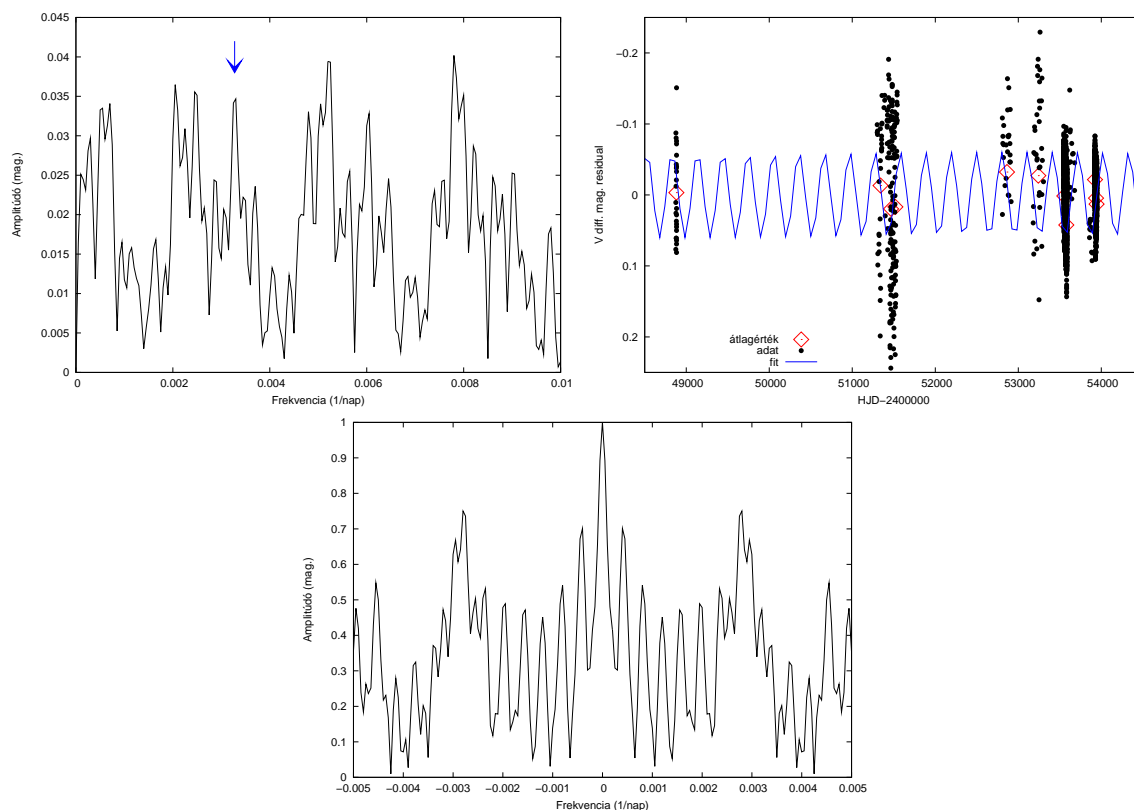
33. ábra. A teljes adatsor és a szezononként számolt átlagértékek, illetve az illesztet harmadrendű polinom (balra). A nagyskálás trendet levonva a residual (jobbra).

A rendelkezésre álló adatsorokat szezononként átlagoltam. Ezekre az értékekre egy harmad rendű polinomot illesztettem (33. ábra), hogy az évesnél hosszabb trendet le tudjam vonni, melyet egyébként nem tudni, hogy valós fizikai effektus okoz, vagy a különböző mérések kalibrációjából eredő hibáról van szó.

A trend levonása utáni átlagértékeket Fourier–analízissel vizsgáltam. Az analízishez Kolláth Zoltán MUFTRAN nevű programját használtam. Mivel egy kb. egy éves ciklust kerestem, így csak 0.0 és 0.01 1/nap frekvencia értékek között ábrázoltam ki a kapott spektrumot (34. ábra, jobb oldal). Sajnos több, erősebb csúcs is jelen van, melyek az ablak spektrum alapján (az ablak spektrum meghatározza a Fourier spektrum szerkezetét) hamis csúcsok. Van egy gyengébb csúcs, mely nem hamis csúcs, ennek frekvenciája alapján 305 ± 4 nap adódik a periódusra, ez kb. 0.83 évnek felel meg. Az ezzel a periódussal illesztett görbe a 34. ábra bal oldalán látható.

Hangsúlyozni kell, hogy egy (több szempontból is) bizonytalan eredményről van szó, mellyel most még óvatosan kell bánni.

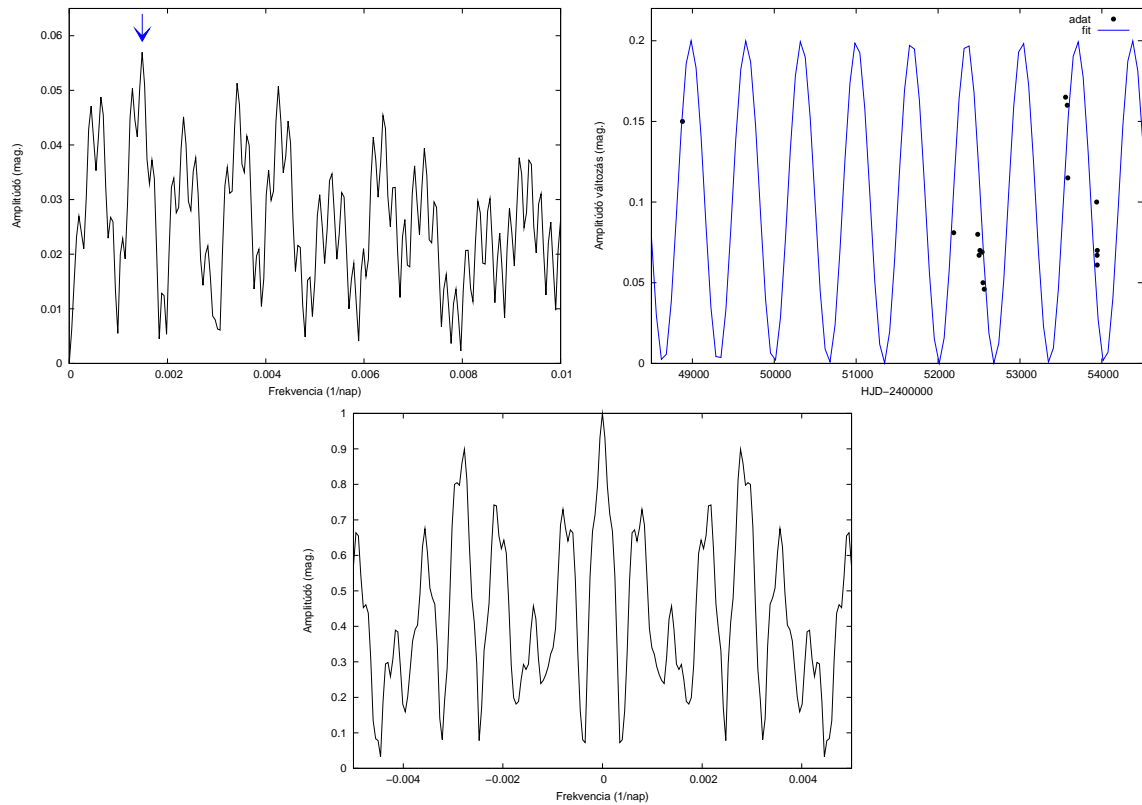
A fényváltozáson kívül, hasonlóképpen megvizsgáltam az LO Pegasi V fénygörbe amplitúdó változásának időbeli viselkedését is. Az amplitúdó értékek abból a szempontból nagyon jók, hogy nem terheltek az esetleges kalibrációs hibák által, ezenkívül az irodalomban fellelhető fénygörbékről könnyen leolvashatóak, így több értéket lehet vizsgálni. Ezidáig, kevés aktív törpe csillagról vannak ilyen irányú ered-



34. ábra. Az átlagértékek Fourier spektruma (balra). A kapott periódussal illesztett adatsor (jobbra). Az ablakfüggvény (alul). A nyíl a kapott periódushoz tartozó frekvencia csúcsot jelzi.

ményeink. Berdyugina & Järvinen (2005) részletesen vizsgáltak három aktív törpe csillagot, melyeknél az amplitúdó időbeli viselkedését is megvizsgálták. Az aktivitási ciklushossz, a flip–flop és az amplitúdó változás hosszai között arányokat véltek megfigyelni, de egyelőre kis számú ezeknek a csillagoknak a mintája ahhoz, hogy bármit is lehessen mondani.

A Fourier spektrum egy határozott csúcsot mutatott (mely nem hamis csúcs), ennek frekvenciájából meghatározott periódus 672 ± 21 napnak adódott, mely kb. 1.84 évnek felel meg. Az ezzel a periódussal illesztett görbe a 35. ábrán látható.



35. ábra. Az amplitúdó időbeli változásának Fourier spektruma (balra). A kapott periódussal illesztett adatsor (jobbra). Az ablakfüggvény (alul). A nyíl a kapott periódushoz tartozó frekvencia csúcsot jelzi.

10. Összefoglalás

A dolgozatomban hiánypótló fotometriai adatsort prezentáltam B , V , R_C színekben (ill. 2006-ban I_C színben is) egy gyorsan rotáló magányos aktív csillagról, az LO Pegasiról. A mérés időintervalluma 90 és 38 rotációt fedett le az egyes években, és a fényváltozás ezalatt nagyon stabil volt. A felhőmérsékletek alakulása erős fotoszférikus plage tevékenységet mutatott. A felhőméretek változása alapján elmondható, hogy a pólusfolt mérete egy szezonon belül jelentősen nem változott, mely erősíteni látszik markáns és stabil voltát. A két megfigyelt évben azonban jelentősen különbözött a pólusfolt mérete, 2006-ra átlagosan 29° -ra nőtt a 2005-re jellemző 21° -kal szemben, ami több, mint 40%-os területnövekedést jelent. Ez a csillag hosszútávú esetleges ciklusaival is kapcsolatos lehet. 2005-ben a foltok hosszúsága enyhe migrációt, majd hirtelen ugrást mutatott, míg 2006-ban jóval stabilabb volt az aktivitás helye. Megkíséréltem a kapott modell eredmények alapján, kvantitatív úton egy folt evolúciós történetet adni a megfigyelések idejére.

A fellelhető adatok alapján megvizsgáltam a hosszúidőskálás viselkedését is, mely alapján az elmélet által megjósolt értékhez közeli eredményt kaptam, mely nagyon bizonytalan, főképp az inhomogén és hiányos adatsor miatt.

Az eredményeim egy részéről 2006 januárjában a Fiatal Csillagász és Asztrofizikus Kutatók Találkozóján számoltam be és a konferencia kiadványban publikáltam (Csorvási, 2006).

Az ultra gyorsan rotáló aktív törpe csillagok rövid, de leginkább hosszú időskálájú viselkedéséről egyelőre keveset tudunk.

Céлом, hogy a jövőben tovább vizsgáljam az LO Pegasit, megfigyeléseimet kiterjesszem a spektroszkópiára is, és további, kevésbé megfigyelt aktív törpe csillagokat vizsgáljak.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretnék hálás köszönetet mondani témavezetőmnek, Dr. Oláh Katalinnak a MTA KTM Csillagászati Kutató Intézet munkatársának, hogy sokszor idejét nem kímélve segítette munkámat, és hogy tanulhattam Tőle.

A dolgozat nem jöhetett volna létre, ha Dr. Hegedűs Tibor a Bács–Kiskun Megyei Önkormányzat Csillagvizsgáló Intézetének és a Pécsi Tudományegyetem Fizikai Intézet Csillagászati külső tanszékének vezetője nem biztosít számomra bő egy hónap távcsőidőt.

Köszönet illeti Dr. Bíró Imre Barnát, a Bács–Kiskun Megyei Önkormányzat Csillagvizsgáló Intézetének és a Pécsi Tudományegyetem Fizikai Intézetének Csillagászati külső tanszékének munkatársát, aki ott létem alatt mindvégig áldozatkészen segítségemre volt, továbbá az adatredukció során értékes tanácsokkal látott el.

A dolgozat szintén nem jöhetett volna létre, ha Dr. Szatmáry Károly a SZTE TTK Kísérleti Fizika Tanszékének tanszékvezető helyettese nem biztosít egy hónap távcsőidőt a Szegedi Csillagvizsgáló felújított távcsövére, továbbá szeretném megköszönni, hogy értékes tanácsokkal látott el a dolgozat elkészítésében.

Köszönöm Csák Balázsnak az Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék munkatársának, hogy mindig számíthattam rá, ha valami problémám volt az Szegedi Csillagvizsgáló felújított távcsövének használta közben.

Köszönet illeti a SZTE TTK Kísérleti Fizika Tanszékét és a MTA KTM Csillagászati Kutató Intézetet amiért biztosította a szükséges infrastruktúrát a dolgozat elkészüléséhez.

Köszönettel tartozom Vida Krisztiánnak az ELTE Csillagászati Doktori Iskola PhD hallgatójának, aki a SpotModel–el kapcsolatos minden problémámban segítségemre volt.

Nem felejtkezhetek meg Mészáros Szabolcsról a Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics predoktori ösztöndíjas munkatársáról, aki a kezdetek kezdetén időt szánt rám, és többek között megtanított a CCD fotometria alapjaira.

Köszönöm Családomnak, hogy mindvégig támogattak és olykor hangot adtak témám iránti érdeklődésüknek.

Végül, de nem utolsó sorban, köszönet illet mindenkit, aki valamilyen úton hozzájárult a dolgozat elkészüléséhez.

Munkámat az OTKA T042509 és T043504, T048961 támogatták.

Hivatkozások

- Amado, P.J., Doyle, J.G. & Byrne, P.B., 2000, MNRAS, 314, 489-497
- Baliunas S. L., Nesme-Ribes E., Sokoloff D., & Soon W. H., 1996, Apj., 460, 848
- Baliunas S. L., & Vaughan A. H., 1985, ARA&A, 23, 379
- Barnes J.R., Collier Cameron A., Lister T.A., Pointer G.R. and Still M.D., 2005, MNRAS, 356, 1501
- Belvedere G., 1985, Solar Phys., review, 100, 363
- Benevolenskaya E. E., Kosovichev A. G., & Scherrer P. H.:1999, Solar Phys. 190, 145
- Berdyugina S. V., 2004, Solar Phys., review, 224, 123
- Berdyugina S. V., 2005, Living Rev. Solar Phys., 2, 8
- Berdyugina S. V., 1998, A&A, 338, 97-105
- Berdyugina S. V., 2002, Astron. Nachr., 323, 192-195
- Berdyugina S. V., & Järvinen S. P., 2005, Astron. Nachr., 326, 283
- Berdyugina S. V., & Tuominen I., 1998, A&A, 336, L25
- Berdyugina S. V., Pelt J. & Tuominen I.: 2002, A&A, 394, 505
- Berdyugina S. V., & Usoskin I., 2003, A&A, 405, 1121
- Borkovits T., Elkhateeb M.M., Csizmadia Sz., Nuspl J., Biró I.B., Hegedüs T., Csorvási R., 2005, A&A 441, 1087-1097
- Brandenburg A., Krause F., Meinel R., Moss D., & Tuominen I.: 1989, A&A, 213, 411
- Budding, E.: 1977, Ap&SS 48, 207
- Bumba V. & Obridko V. N.: 1969, Solar Phys. 6, 104
- Catalano S., Biazzo K., Frasca A., Marilli E., 2002, A&A, 394, 1009-1021
- Choudhuri, A.R., Gilman, P.A. 1987, ApJ 316, 788
- Chugainov, P.F. 1966, IBVS No. 122

- Collier Cameron, A., 1992, Proceedings of a colloquium held at Armagh Observatory, Northern Ireland, 24-27 July, 1990, vol. 397 of Lecture Notes in Physics, p. 33, Springer, Berlin, Germany; New York, U.S.A.
- Croll, B., Walker, Gordon A. H., Kuschnig, R., Matthews, Jaymie M., Rowe, Jason F., Walker, A., Rucinski, Slavek M., Hatzes, Artie P., Cochran, William D., Robb, Russell M., Guenther, David B., Moffat, Anthony F. J., Sasselov, D., Weiss, Werner W., 2006, *ApJ*, 648, 607
- Csorvási, R., 2006, *PADEU* vol. 17, 95-100
- Dal, H. A.; Tas, G., 2003, *Information Bulletin on Variable Stars*, 5390, 1
- Donati, J.-F., Brown, S.F., 1997, *A&A*, 326, 1135-1142
- Donati, J.-F., Mengel, M., Carter, B.D., Marsden, S., Collier-Cameron, A., Wichmann, R., 2000, *MNRAS*, 316, 699
- Dorren, J.D.: 1987, *ApJ* 320, 756
- Eibe, M. T., Byrne, P. B., Jeffries, R. D., Gunn, A. G., 1999, *A&A*, 341, 527
- Fluri D., & Berdyugina S. V., 2004, *Solar Phys.*, 224, 153
- Frasca A., Freire Ferrero R., Marilli E., Catalano S., 2000, *A&A*, 364, 179-190
- Hoffmeister, C. 1965, *Veroff. Univ. Sternw. Sonneberg*, 6, 97
- Jankov, S., Foing, B.H., 1992, *A&A*, 256, 533-550
- Jeffers S.V., Donati J.-F., Collier Cameron A., 2006, [astro-ph/0610259](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0610259)
- Jeffries R.D., Jewell S.J., 1993, *MNRAS*, 264, 106
- Jeffries R.D., Byrne P.B., Doyle J.G., Anders G.J., James D.J., Lanzafame A.C., 1994, *MNRAS*, 270, 153
- Jennings R. L., 1993, *Solar Phys.*, 143, 1
- Jennings R. L., & Weiss N. O., 1991, *MNRAS*, 252, 249
- Jetsu L., Pelt J., Tuominen I., & Nations H. L. 1991, in *The Sun and Cool Stars: activity, magnetism, dynamos*, ed. I. Tuominen, D. Moss, & G. Rüdiger (Heidelberg: Springer), *Proc. IAU Coll.*, 130, 381
- Jetsu L., Pelt J., & Tuominen I. 1993, *A&A*, 278, 449

Jetsu L., Pohjolainen S., Pelt J., & Tuominen I., 1997, *A&A*, 318, 293

Hall, D.S., 1991, *IAU Colloq. No. 130*, 353

Henden, A. <ftp://ftp.nofs.navy.mil/pub/outgoing/aah/sequence/efpeg.dat>

Kim Y.-C., & Demarque P., 1996, *ApJ*, 457, 340

Korhonen H. & Elstner D., 2005, *A&A*, 440, 1161-1165

Kron, G.E., 1947, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 305, 261-265

Kron, G.E., 1952, *Astrophys. J.*, 115, 301-319

Landolt, A.U. 1992, *AJ*, 104, 340

Levenberg, K.: 1944, *Quart. Appl. Math.* 2, 164

Lister, T. A.; Collier Cameron, A.; Bartus, J., 1999, *MNRAS*, 307, 685

Mangeny A., 1986, in: *Highlights of Astronomy Vol. 7, Proc. XIX IAU Gen. Assembly*, Dordrecht, Reidel, p. 399

Marquardt, D.W.: 1963, *SIAM J. Appl. Math.* 11, 431

Messina S., Guinan F., 2003, *A&A*, 409, 1017-1030

Moss D., *MNRAS*, 2004, 352, L17

Moss D., Barker D. M., Brandenburg A., & Tuominen I.: 1995, *A&A*, 294, 155

Moss D., Tuominen I., & Brandenburg A., 1990, *A&A*, 228, 284

Mullan, D.J., 1974, *Sol. Phys.* 38, 9

Neugebauer M., Smith E. J., Ruzmaikin A., Feynman J., & Vaughan A. H.: 2000, *J. Geophys. Res.* 105, 2315

Noyes R. W., Hartman L. W., Baliunas S. L., Duncan D. K., & Vaughan A. H., 1984a, *ApJ*, 279, 763

Noyes R. W., Weiss N. O., & Vaughan A. H., 1984b, *ApJ*, 287, 769

Oláh K., van Driel-Gesztelyi L., Kóvári Zs., Bartus J., 1999, *A&A*, 344, 163-171

Oláh K., Kolláth Z., Strassmeier K.G., 2000, *A&A* 356, 643

- Oláh K., Strassmeier K.G., 2002, in: Proc. 1st Potsdam Thinkhop on Sunspot and Starspots, ed. Strassmeier K.G., *Astron. Nachr.* 323, 3/4, 361
- Oláh K., Korhonen H., Kővári Zs., Forgács-Dajka E., Strassmeier K.G., 2006, *A&A*, 452, 303-309
- O'Neal, D., Saar, S.H., Neff, J.E., 1996, *ApJ*, 463, 766-775
- Pallavicini R. et al. 1981, *ApJ* 248, 279
- Pandey, J.C., Singh, K.P., Drake, S. A., Sagar, R. 2005, *AJ*, 130, 1231
- Parker E. N., 1955, *ApJ*, 165, 139
- Parker, E. N., 1975, *ApJ* 198, 205
- Piskunov, N.E., Kochukov, O., 2002, *A&A* 381, 736-756
- Ribárik, G, Oláh, K., Strassmeier, K. G., 2003, *Astronomische Nachrichten*, 324,202
- Rice, J.B., Wehlau, W.H., Khokhlova, V.L., 1989, *A&A*, 208, 179-188
- Rice, J.B., Strassmeier, K.G., 2000, *ApJ*, 147, 151-168
- Robb, R. M.; Cardinal, R. D., 1995, *Information Bulletin on Variable Stars*, 4221, 1
- Rodonò M., Messina S., Lanza A. F., Cutispoto G., & Teriaca L., 2000, *A&A*, 358, 624
- Rüdiger G. & Brandenburg A., 1995, *A&A*, 296, 557
- Rüdiger G., Kitchatinov L. L., Küker M., & Schultz M., 1994, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* 78, 247
- Saar S. H., & Baliunas S. L., 1992, in *The Solar Cycle*, ed. Harvey K. L., (ASP Conf. Ser. 27), 150
- Schüssler, M., Solanki, S.K., 1992, *A&A*, 261, L13
- Schüssler, M., 1996, in: *Stellar Surface Structure*, IAU Symp. No. 176, eds. Strassmeier K.G. & Linsky J.L., p. 269
- Steenbeck M., Krause F., & Rädler K. H., 1966, *Naturforsch. Z.*, 21a, 369
- Strassmeier, K.G., Bartus, J., Kővári, Zs., Weber, M., Washüttl, A., 1998, *A&A*, 336, 587
- Soon W. H., Baliunas S. L., & Zhang Q., 1993, *ApJ*, 414, L33

Tuominen I., Berdyugina S. V., & Korpi M. J., 2002, *Astron. Nachr.* 323, 367

Tuominen I., Rüdiger G., & Brandenburg A., 1988, in *Activity in Cool Star Envelope*, ed. Havnes O., Pettersen B. R., Schmitt J. H. M. M. & Solheim J. E., (Dordrecht: Kluwer), 13

van Hamme, W. 1993, *AJ*, 106, 2096

Vogt, S.S., Penrod, G.D., 1983, *PASP* 95, 565

Vogt, S.S., Penrod, G.D., Hatzes, A.P., 1987, *ApJ*, 321, 496-515

Vogt, S.S., Hatzes, A.P., 1996, in: *Stellar Surface Structure*, IAU Symp. No. 176, eds. Strassmeier K.G. & Linsky J.L., p. 245

A. Függelék

A.1. Alapkorrekciók

A.1.1. A nullszint korrekció

A CCD egy mozaikszó: *Charge Coupled Device*, magyarul töltéscsatolt eszköz. A CCD félvezető anyagból álló, kis cellák összessége, amelyeket mátrixos elrendezésben lehet leginkább látni. A CCD-k előnye a régebbi detektorokkal szemben:

- Széles spektrális érzékenység (200 nm - 1000 nm)
- Linearitás (A vizsgált objektum képének intenzitása egyenesen arányos a CCD–chip megvilágításának idejével)
- Nagy dinamikai tartomány ($10^m - 12^m$)

A CCD egy másik nagyon jó tulajdonsága a kvantumhatásfoka. Ez általában azt jelenti, hogy 100 beérkező fotonból 80–90 fotont is hasznosítani tud a detektor. A kvantumhatásfok képlet formájában is megadható:

$$QE = \frac{\text{detektált fotonok átlagos száma/pixel/s}}{\text{beeső fotonok átlagos száma/pixel/s}}$$

Azonban ez a detektor sem tökéletes, így a nyers képeken el kell végezni bizonyos korrekciós lépéseket, ha használható képeket szeretnénk. Ezek ismertetése következik most. A redukciós eljárásokat az *IRAF*¹ nevű programmal végeztem, amelyet a National Optical Astronomy Observatory–ban fejlesztettek ki az 1980–as években. Ez az igen összetett programcsomag több alprogramra bomlik és azokon belül helyezkednek el az ún. *taskok*.

A *bias* tulajdonképpen egy *alapkép korrekció*. A *bias* a chip alapjel–szintjére jellemző érték. Ha egy képet kiolvasunk és rögtön utána készítünk egy nulla integrációs idejű felvételt és azt kiolvassuk, akkor azt tapasztaljuk, hogy egyes pixelek kis mértékű jellel rendelkeznek. *Bias*–korrekciónál érdemes több *bias*–képet készíteni és azokat átlagolni kell. A *bias*–kép átlagolásánál a *task*–ok: **noao** \Rightarrow **imred** \Rightarrow **ccdred** \Rightarrow **zerocombine**.

A *bias*–korrekciónál lényeges, hogy **minden képből ki kell vonni az átlagolt *bias*–képet!**
A *bias*–korrekció lépései: **noao** \Rightarrow **imred** \Rightarrow **ccdred** \Rightarrow **ccdproc**.

¹<http://iraf.noao.edu>

A.1.2. A sötétáram korrekció

Ha nem elég alacsony a kamera „sötétárama”, akkor kell elvégezni a *dark-korrekciót*. A sötétáram oka, hogy elég nagy hőmozgás esetén a chipet alkotó félvezetők-ből akkor is kiléphetnek elektronok, ha a kamerát nem éri fény. Minél nagyobb a hőmérséklet, annál több elektron szabadulhat ki a rácsszerkezetből. Valójában a sötétáram a hőmérséklettel exponenciálisan nő, bár a gyök alatti tényező befolyásolja leginkább a következő függvényt (Buil, 1991):

$$S = A\sqrt{T^3} \exp(-V_g q / (2kT)) \quad (28)$$

ahol T a hőmérséklet Kelvinben, q az elektron elemi töltése (1.6×10^{-19} C), V_g a lyuk feszültség, k a Boltzmann-állandó (1.38×10^{-23} J/K), és A pedig egy konstans. Tehát minél „melegebb” a kamera, illetve minél hosszabb az integrációs idő, annál nagyobb lesz a sötétáram. A CCD-kamera megfelelő hűtésével a sötétáram lecsökkenthető.

A *sötétkép* (dark) a fentiek miatt, egy a korrigálandó képpel azonos integrációs idővel és ugyanazon hőmérsékleten készített kép azzal a különbséggel, hogy ez a kép megvilágítás nélkül készül. Így a termikus hatásokból eredő jeleket pixelenként kivonjuk az objektumkép pixeleiből:

$$I'(x, y) = I(x, y) - \frac{\sum_{p=1}^M D_p(x, y)}{M} \quad (29)$$

Az (x, y) -ok a pixel-koordinátákat jelölik, I a „nyers” kép, és D_p a sötétkép. Az átlagolásra azért van szükség, mert így javul a jel/zaj (S/N) arány, illetve sok véletlenszerű jelet már ezzel ki lehet szűrni.

Az általam használt kamerák mindegyikét átlagosan -20°C -ra lehetett lehűteni a legforrób nyári éjszakákon is. Így ezt a korrekciót el kellett végezni ügyelve arra, hogy a **megfelelő expozíciós idejű képből a vele azonos expozíciós idejű képet vonjuk ki**. Itt is össze kell átlagolni a képeket, persze figyelve az integrációs időkre. Ennek módja az IRAF-on belül a következő lépésekkel érhető el: **noao \Rightarrow imred \Rightarrow ccdred \Rightarrow darkcombine**. Fontos: a dark-korrekciót szintén minden képre meg kell csinálni, tehát a flat-képekre is. A korrigálandó képekből való sötétkép-levonásnál ugyanazt a taskot kell használni, mint a bias esetén is, azaz: **noao \Rightarrow imred \Rightarrow ccdred \Rightarrow ccdproc**.

A.1.3. A flat korrekció

További hibaforrásként jelennek meg az optikai leképező rendszeren levő kis por-szemek, szennyeződések, a pixelek különböző érzékenysége és a vignettálás. Az

ezek által keletkező struktúrák zavaró tényezők, mivel nem a csillagászati objektum okozza és a pixelek intenzitását szintén befolyásolja. Ezen hamis struktúrák jól láthatóvá válnak, ha olyan felvételt készítünk (*világosképet*), amely egy egyenletesen kivilágított területről készül.

Általában a távcsövek kupolájában el van helyezve a falon egy fehér kartonlap, amelyre ráállítva a teleszkópot készíthetünk képeket (*dome-flat*). A kartonlap egyenletes kivilágítása azonban eléggé nehézkes, főleg a nagylátószögű távcsöveknél (pl. a Schmidt távcsőnél). Így a gyakorlatban az esti és reggeli szürkületi égboltról szoktak felvételeket készíteni (*skyflat*). Az ilyen égbolt eléggé homogén és ekkor még/már a csillagok sem látszanak. Mivel a porszemektől és szennyeződések-től kialakuló struktúrák a fény hullámhosszától függően különböző alakúak lesznek és mindegyik szűrőn lehetnek koszosak, ezért **ha több szűrővel készítünk képeket, akkor a flat-képeknek is több szűrővel kell készülniük**. Ha elkészülnek a flat-képek, akkor azokból is le kell vonni a dark-képet, azaz hasonlóan (29)-höz:

$$F'(x, y) = F(x, y) - \frac{\sum_{p=1}^M D_p(x, y)}{M} \quad (30)$$

A dark-korrekción átesett képet (I') 1-re kell normálni. Ez azt jelenti, hogy a pixelek átlagértékét 1-nek választjuk. A többi pixel fényességét ehhez arányítjuk és így azok 1 körüli értéket vesznek fel. Ezzel az 1-re normált flat-képpel kell leosztani a korrigálandó képeket:

$$I''(x, y) = \frac{I'(x, y)}{F'(x, y)} < F'(x, y) > \quad (31)$$

ahol $<F'(x, y)>$ a flat-kép számtani közepe.

A világosképeket is szűrőnként átlagolni kell úgy, hogy az azonos átlagszintre hozott flat-képek mediánját vesszük. Ezzel a képre került csillagok eltűnnek és javul az S/N arány is. Az ehhez szükséges lépések: **noao** \implies **imred** \implies **ccdred** \implies **flatcombine**.

Ezután a sötétképpel korrigált átlagolt flat-képpel le kell osztani a szintén dark-korrigált objektumképet. A normálást és a flat-korrekción szintén a `ccdproc` nevű task segítségével lehet elvégezni: **noao** \implies **imred** \implies **ccdred** \implies **ccdproc**.

A.2. A képek összetolása

A távcsövek általában rendelkeznek óragéppel, amelyek segítségével kompenzálható a Föld forgása, így az objektumot végig követi a távcső. Azonban a követés nem teljesen pontos, ezért a csillagok egy kicsit más pozícióban lesznek képről-képre,

másképpen fogalmazva a képek „lötyögnek”. Ezt mindenképpen érdemes korrigálni, mert később a fotometriánál fontos lesz.

Több módon is eljárhatunk. Az egyik mód az, hogy ki kell választani egy referenciaképet, és ehhez a képhez toljuk össze a többi képet. Így a csillagok minden képen ugyanazon a pixel–koordinátán lesznek. Ezt megtehetjük az **imalign** nevű task segítségével. A taskot bármelyik programcsomagból meghívhatjuk, de a „hivatalos” elérési útvonal: **images** \Rightarrow **ismatch** \Rightarrow **imalign**. Ez jól használható, ha csak kicsit mozdulnak el a csillagok képről képre.

Egy másik képösszetolási task az *imshift*. Ez szintén elérhető mindenhol az IRAF-on belül, de ennek is van pontos helye: **images** \Rightarrow **imgeom** \Rightarrow **imshift**. A kettő között a különbség, hogy az *imalign* a megadott referencia csillagok segítségével illeszti a legpontosabb x, y eltolás értékeket, majd ezen adatokkal csúsztatja el a képeket, míg az *imshift* csak a megadott értékkel tolja el a képeket. Egy további alternatíva a *geotran* és *geomap* használata, amellyel sok geometriai transzformációt lehet elvégezni.

Végül azt is meg lehet tenni, hogy egy referenciaképhez képest megnézzük, mennyit kellene eltolni ahhoz, hogy minden egyes képen ugyan ott legyenek a fotometrálandó csillagok. Ismerve az eltolás mértékét, legyártható egy koordináta lista minden képre. Ehhez írtam egy C programot, mely a megadott eltolásértékek alapján a referenciaképen levő csillagok koordinátáit minden képre kiszámolja és beleírja egy külön fájlba. Ezt a koordinátafájl listát adtam meg a *phot*-nak.

Ennek sok haszna van. A képösszetolással plussz fotometriai zaj keletkezik, továbbá nagy elmozdulások esetében a fentebb leírt módszerek nem alkalmazhatók nagy sikerrel.

A.3. Fotometria

A.3.1. Az apertúra–fotometria \rightarrow (PHOT)

A méréseimet apertúra–fotometriával értékelttem ki. Az apertúra–fotometria elérési útja az IRAF-ban: **noao** \Rightarrow **digiphot** \Rightarrow **apphot** \Rightarrow **phot**. A *phot* task megtalálható még a következő helyen is: **noao** \Rightarrow **digiphot** \Rightarrow **daophot** \Rightarrow **phot**. Mindkettő használható.

Ez talán a legpontosabb fotometriai módszer. Arról van szó, hogy a csillag képe köré egy meghatározott sugarú apertúrát veszünk fel, melyen belül a program összeadja az egyes pixel értékeket. Mindezt korrigálja a háttér értékével. Nekünk kell megmondani, hogy a csillag környezetében mekkora sugarú és vastagságú gyűrűben mintavételezze a háttérrel, amit később levon. Csak akkor alkalmazható, ha a csilla-

gok nincsenek túl közel egymáshoz a CCD képen. A futtatás után létrejövő fájlban rengeteg adat van, többek között a csillagok apertúra–fotometriával meghatározott *instrumentális fényessége*. Azért instrumentális, mert ez mindig az adott eljárás során kapott egyedi, másokéval nem összeegyeztethető magnitúdó-érték. Azért van így, mert ez az érték függ az adott detektor spektrális érzékenységétől, a távcső spektrális áteresztésétől, a légköri viszonyoktól stb.

A.4. Standard transzformáció

Az IRAF által kapott fényességértékeinket a nemzetközi rendszerbe kell transzformálni ahhoz, hogy valaki más a saját méréseivel össze tudja hasonlítani, vagy azzal kiegészítve dolgozni tudjon vele. Sajnos nem mindig sikerül pontos transzformációt csinálni, mely a szakirodalomban nem kis számban fellelhető anomáliákhoz vezet. A transzformáció első lépése az extinkciós korrekció. A Föld légköre abszorpciós közeg a vizsgált csillagunk fényessége számára. Ha tekintünk egy abszorpciós dobozát, melynek felülete egységnyi és oldala dx nagyságú, akkor a dobozán átmenő fény I intenzitása dI -vel megváltozik, tehát írhatjuk:

$$dI = -I \tau dx,$$

ahol τ az optikai mélység. Kiintegrálva ezt a differenciális egyenletet, kapjuk hogy

$$\log I = \log I_0 - \tau x,$$

melyben I_0 és I a kezdeti és elnyelés utáni intenzitás. Mivel a magnitúdó definíciója

$$m = -2,5 \log I,$$

következik

$$m_0 = m - 2,5 \tau x = m - k X,$$

ahol k az extinkciós koefficiens, X a levegőtömeg. A levegőtömeget így számoljuk:

$$X = \sec z - 0,0018167 (\sec z - 1) - 0,002875 (\sec z - 1)^2 - 0,0008083 (\sec z - 1)^3,$$

ahol

$$\sec z = (\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos h)^{-1},$$

melyben φ az észlelő földrajzi hosszúsága, δ és h a deklinációja és óraszöge a mért csillag(ok)nak. A k értéke két részből tevődik össze:

$$k = k' + k''C,$$

ahol k' az elsőrendű tag, mely az abszorpciót írja le, k'' a másodrendű tag, mely a szín extinkciós együttható, ugyanis mérésekkel igazolták (Abbott 1929 és Hiltner 1956), hogy k értéke hullámhossztól is függ, ezért a színre is korrigálni kell.

Differenciális standard tarnszformációt végeztem. A transzformációs egyenletek ebben az esetben:

$$\begin{aligned}\Delta V &= \Delta v - k_v \Delta X + \epsilon \Delta(B - V) \\ \Delta(B - V) &= \mu \Delta(b - v) - \mu k'_{bv} \Delta X - \mu k''_{bv} \Delta(b - v) \bar{X} \\ \Delta(V - R) &= \nu \Delta(v - r) - \nu k'_{vr} \Delta X - \nu k''_{vr} \Delta(v - r) \bar{X} \\ \Delta(V - I) &= \kappa \Delta(v - i) - \mu k'_{vi} \Delta X - \kappa k''_{vi} \Delta(v - i) \bar{X}\end{aligned}$$

Az általam használt standard mezőkben a csillagok közel vannak egymáshoz, így a számolt ΔX -es tagok elhanyagolhatóvá válnak, és csak a színre kell elvégezni a korrekciót.

Mindkét kamera esetén elvégeztem a transzformációt. A PG 2213-006 (Landolt (1992)) és az EF Peg (Henden) mezőket használtam. A standard mezőkben rendre öt és hét csillag van. Úgy jártam el, hogy kiválasztottam egy-egy csillagot mindkét mezőben és ennek fényességét kivontam mindegyik csillag fényességéből. Végül elkészítettem egy olyan adatfájlt, melyben a levegőtömeg és a differenciális fényesség, illetve szín értékek szerepelnek. Ez hét standard csillag estén hat külön adatfájl jelentett, melyekkel ezek után dolgozni lehetett. Először a színre korrigáltam. A k''_{bv} , k''_{vr} , stb. színtagokat az egyes éjszakák összehasonlító-ellenőrző csillag fényességértékeinek felhasználásával határoztam meg. A $\Delta(C) - \Delta(C)\bar{X}$ függvényt illesztettem, ahol C az adott színdexet jelöli. Így egy stabil értéket kaphattam a sok éjszaka átlaga alapján. A k_v értéket $\Delta v - \Delta(b - v)\bar{X}$ függvény illesztésével állapítottam meg. Ezek után a kapott színtagokkal korrigáltam és elkészítettem egy végső fájlt, melyben az összes színre korrigált differenciális fényesség és szín érték szerepel, mellette az irodalomban megadott értékekkel. Ezek után ϵ , μ , ν értékeket rendre a $\Delta V - \Delta v - \Delta(B - V)$, $[\Delta(B - V) - \Delta(b - v)] - \Delta(B - V)$ és $[\Delta(V - R) - \Delta(v - r)] - \Delta(V - R)$ függvények illesztésével határoztam meg. Az utóbbi két konstans értékét a kapott meredekség segítségével így számoljuk: $konstans = \frac{1}{1-m}$, ahol m a meredekség.

A μ, ν, κ távcsőkonstansok értéke ideális esetben 1, míg az ϵ 0. A kapott konstansokat a 11. táblázatban foglaltam össze.

10. táblázat. A meghatározott transzformációs konstansok 2005-ben, $B - V$ (μ), $V - R$ (ν), V (ϵ).

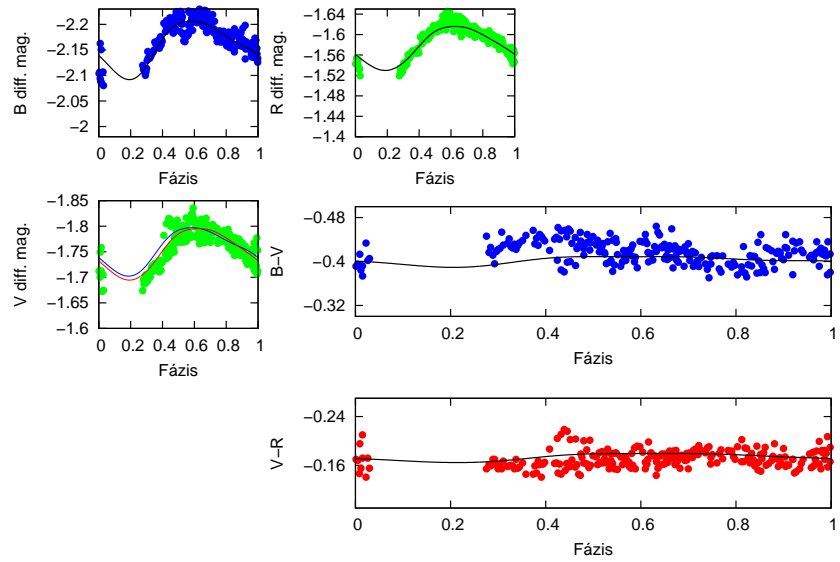
Kamera	μ	ν	ϵ
Apogee Alta U16	1.143 ± 0.025	0.976 ± 0.039	-0.052 ± 0.012
Apogee AP7	1.018 ± 0.082	1.002 ± 0.109	-0.023 ± 0.052

11. táblázat. A meghatározott transzformációs konstansok 2006-ban, $B - V$ (μ), $V - R$ (ν), $V - I$ (κ), V (ϵ).

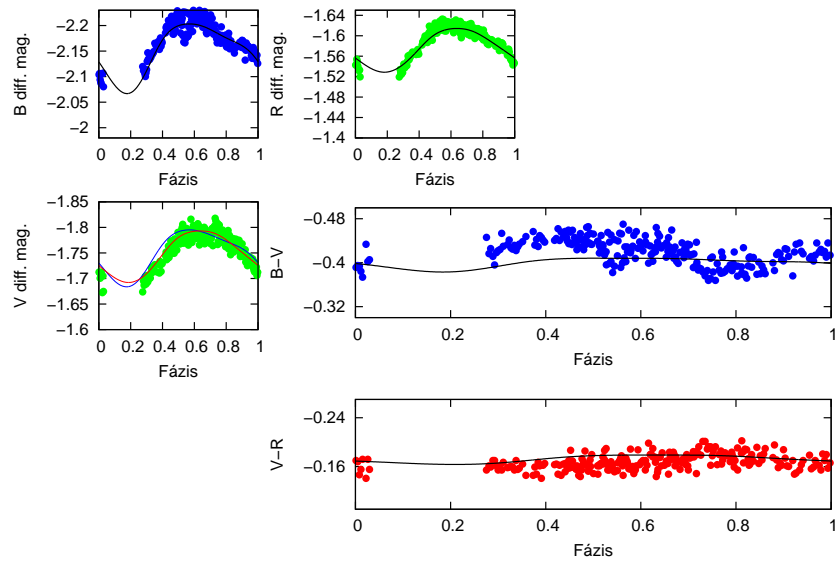
Kamera	μ	ν	κ	ϵ
ST-9	1.102 ± 0.0173	1.281 ± 0.050	1.113 ± 0.113	0.081 ± 0.054

B. Illesztések

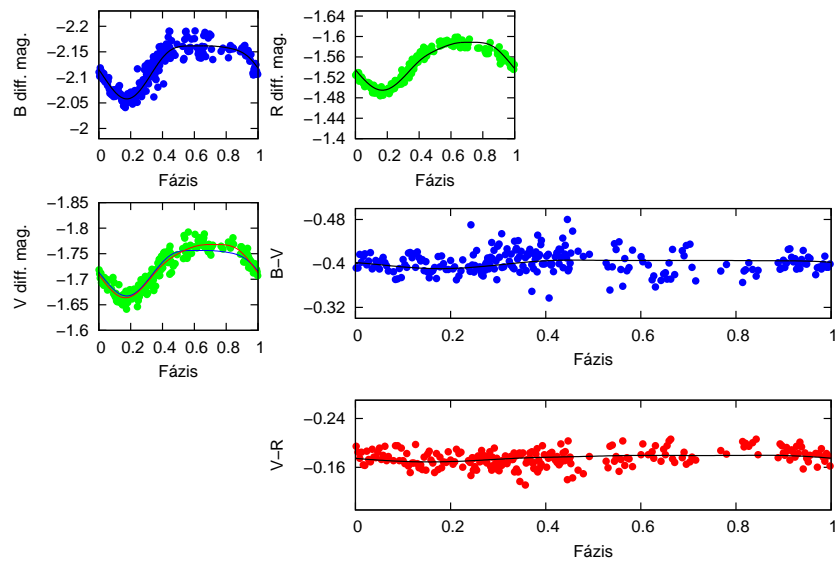
B.1. 2005



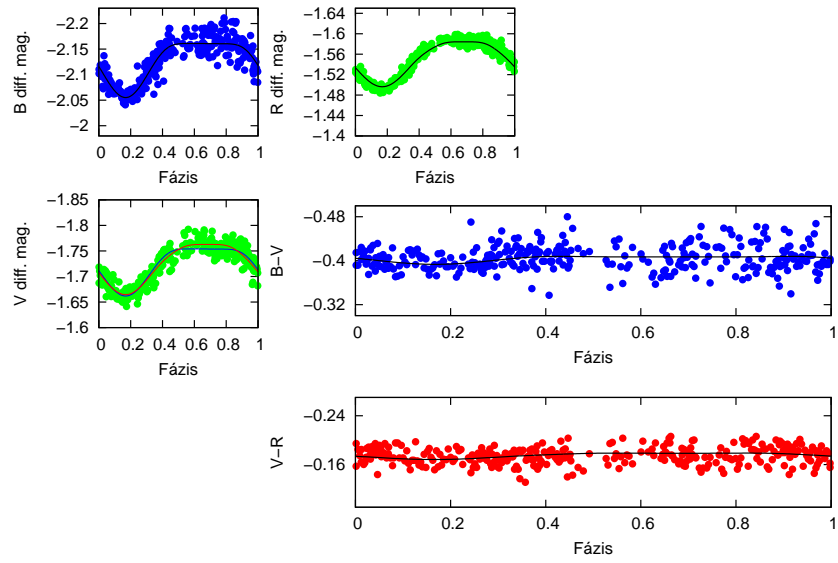
36. ábra. 53546 HJD – 53551 HJD



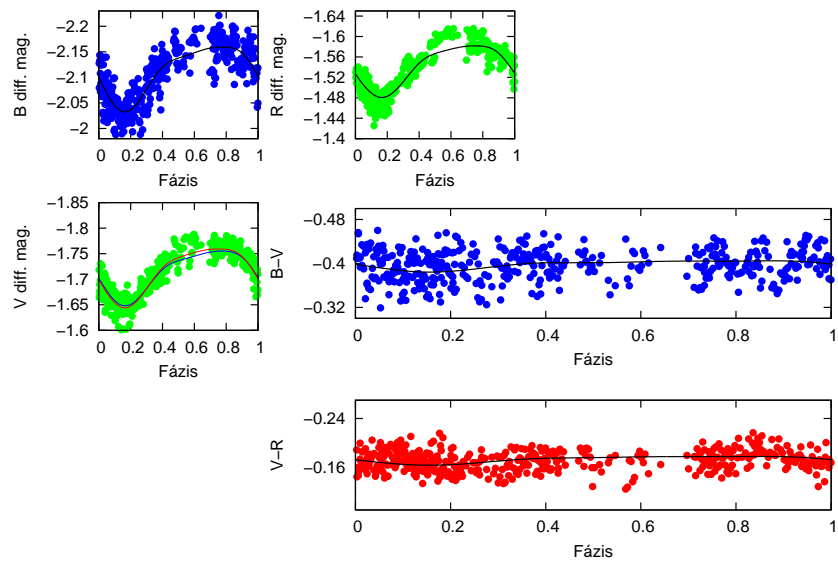
37. ábra. 53549 HJD – 53556 HJD



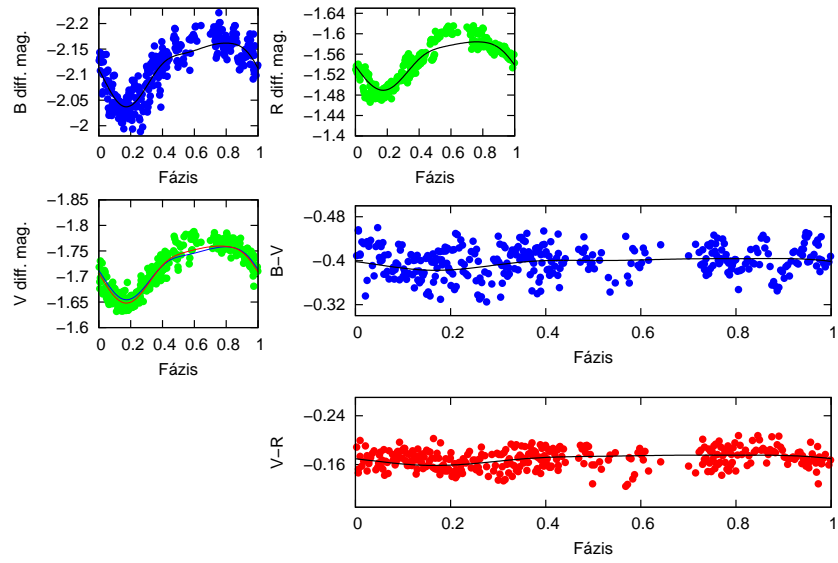
38. ábra. 53576 HJD – 53578 HJD



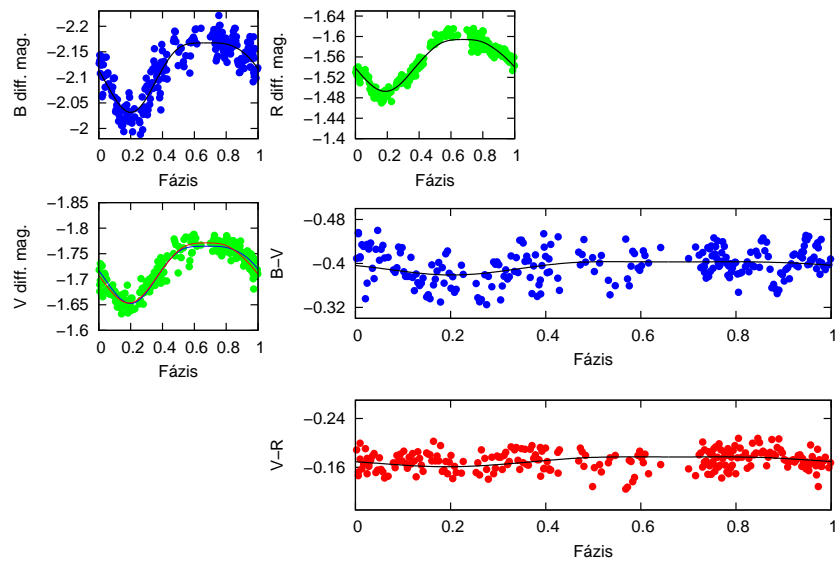
39. ábra. 53576 HJD – 53579 HJD



40. ábra. 53581 HJD – 53585 HJD

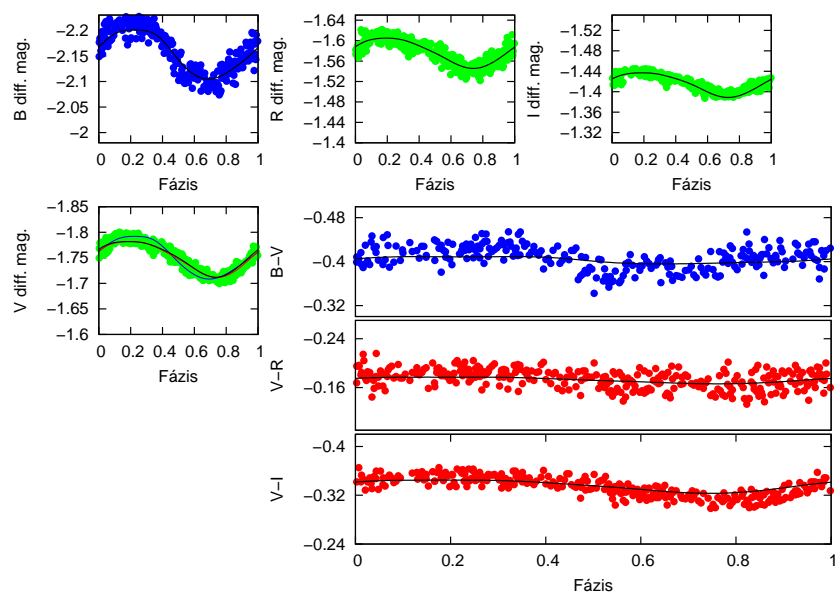


41. ábra. 53582 HJD – 53585 HJD

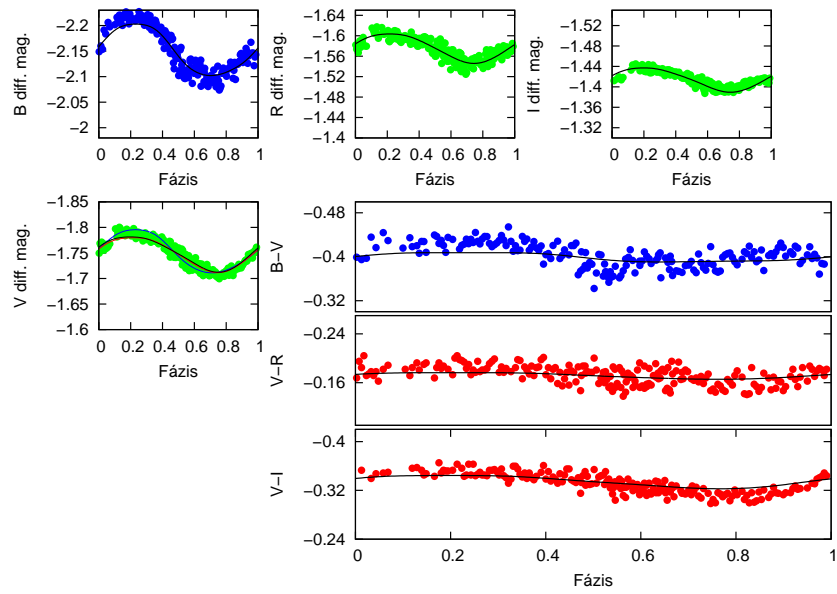


42. ábra. 53583 HJD – 53585 HJD

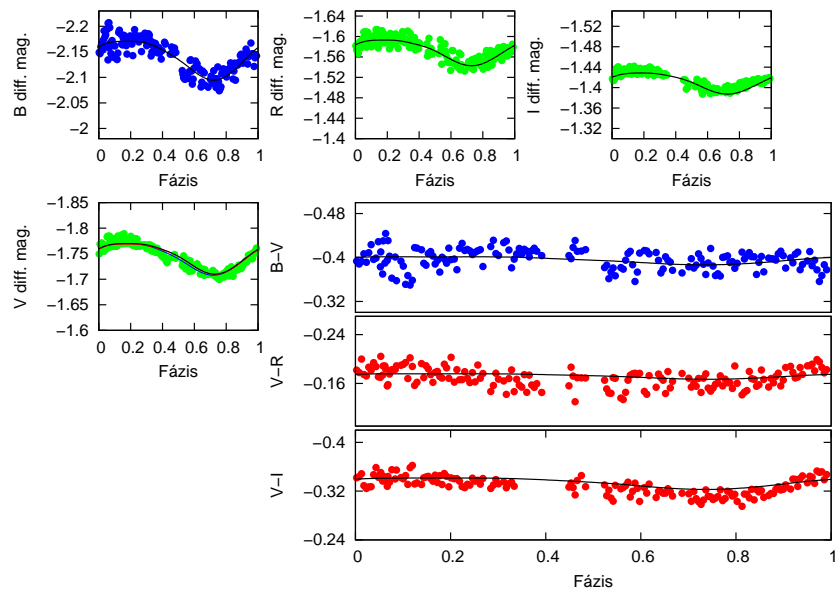
B.2. 2006



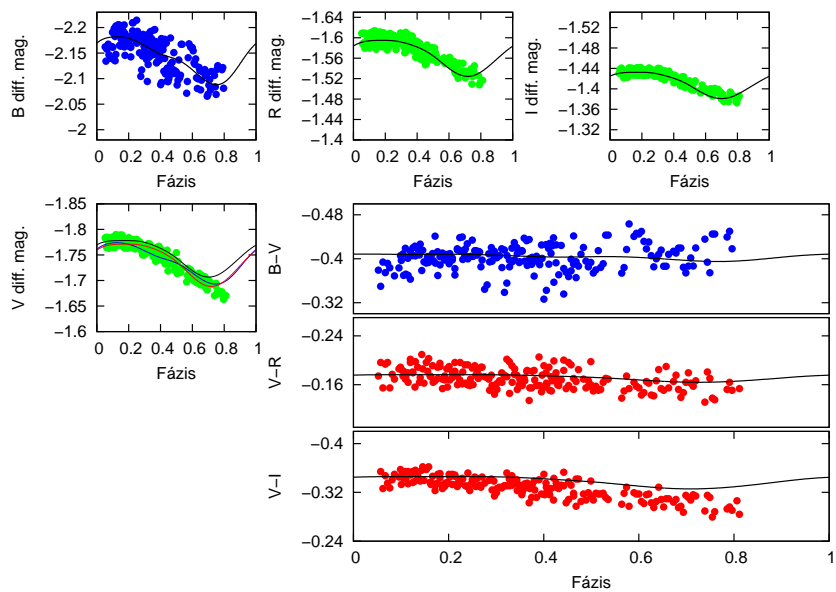
43. ábra. 53934 HJD – 53937 HJD



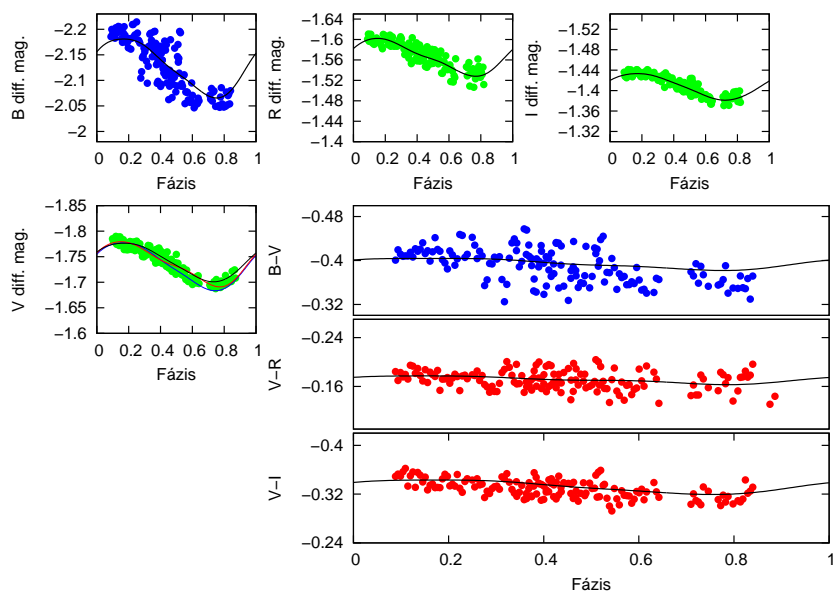
44. ábra. 53935 HJD – 53937 HJD



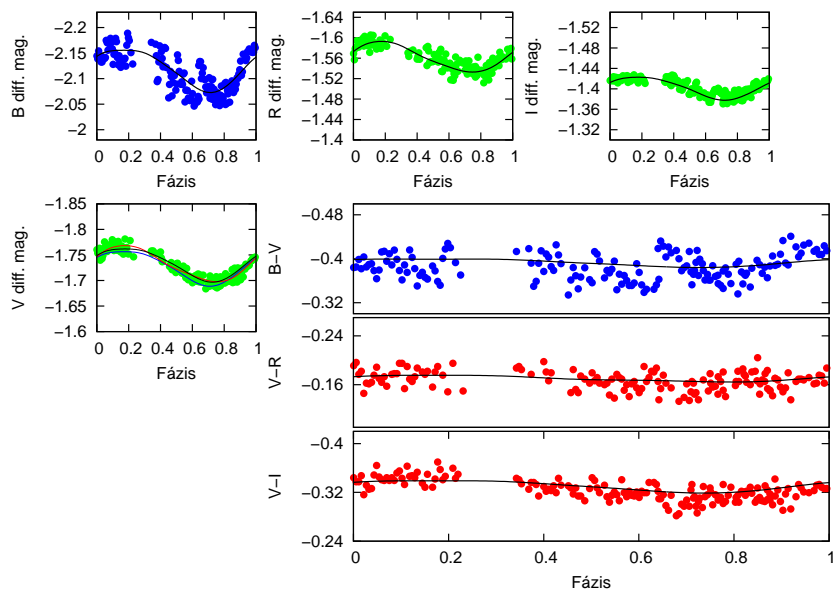
45. ábra. 53936 HJD – 53938 HJD



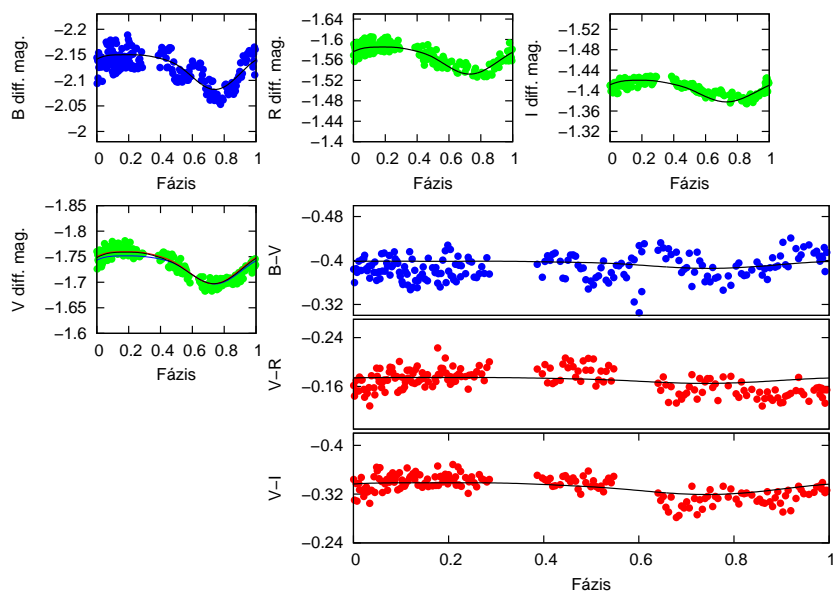
46. ábra. 53937 HJD – 53941 HJD



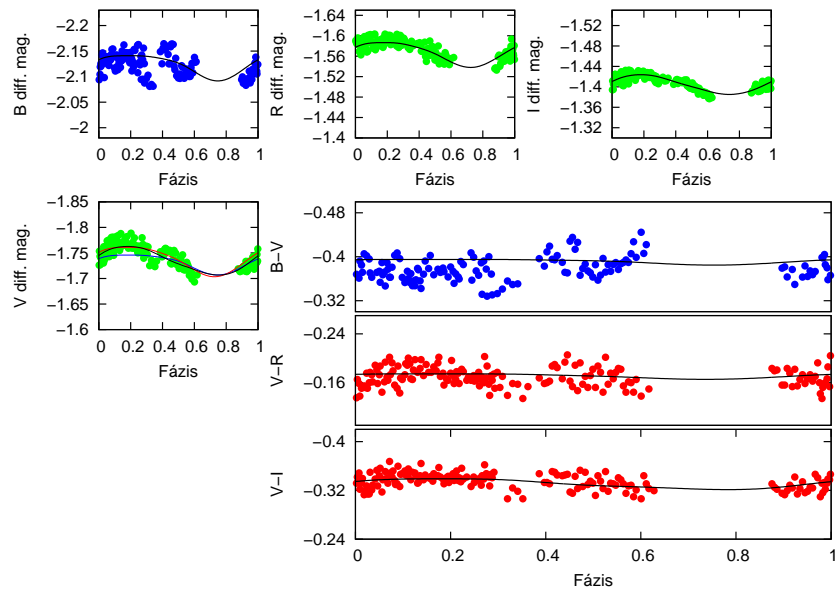
47. ábra. 53940 HJD – 53942 HJD



48. ábra. 53941 HJD – 53943 HJD



49. ábra. 53942 HJD – 53944 HJD



50. ábra. 53943 HJD – 53946 HJD

Alulírott.....szakos hallgató, kijelentem, hogy a diplomadolgozatban foglaltak saját munkám eredményei, és csak a hivatkozott forrásokat (szakirodalom, eszközök, stb.) használtam fel.

Tudomásul veszem azt, hogy szakdolgozatomat/diplomamunkámat a Szegedi Tudományegyetem könyvtárában, a kölcsönözhető könyvek között helyezik el.

aláírás

dátum