

BARTUS JÁNOS

Csillagfelszíni struktúrák modellezése

PhD értekezés

Témavezető: Dr. Szeidl Béla
MTA Csillagászati Kutatóintézet

Budapest, 1999

Kislányomnak, Boglárkának . . .

Tartalomjegyzék

1. Az aktív csillagok általános leírása	1
1.1. Bevezetés	1
1.2. A Nap, mint aktív csillag	1
1.2.1. Aktivitási indikátorok	1
1.2.2. Aktivitási ciklusok	3
1.3. Aktív csillagok típusai	5
1.4. A mágneses tér keletkezése	7
1.5. Csillagaktivitás és a rotáció kapcsolata	10
2. Fotometriai vizsgálatok	17
2.1. Bevezetés	17
2.2. Megfigyelések	18
2.3. Fotometriai adatok modellezése	19
2.4. Teszteredmények	22
2.5. Idősoros foltmodellezés	23
2.6. Alkalmazások	23
2.6.1. A HK Lacertae vizsgálata	23
2.6.2. A Nap röntgen- és rádióadatainak modellezése	26
3. Doppler-leképezés	29
3.1. Bevezetés	29
3.2. Történeti áttekintés	29
3.3. A direkt feladat megoldása	32
3.3.1. Rotációs vonalprofil	32
3.3.2. Hideg foltok hatása a vonalalakra	33
3.3.3. A foltok kétdimenziós leképezése	34
3.3.4. A vonalalak számítása	35
3.4. Az inverz feladat megoldása	36
3.5. A lokális vonalprofil számítása	38
3.5.1. Hőmérsékletfüggés	39
3.5.2. Atomi paraméterek	41
3.5.3. Nehézségi gyorsulás	42
3.5.4. Elemgyakoriság	43
3.5.5. Atmoszférikus sebességmezők, turbulens mozgások	45
3.5.6. Mágneses tér	47
3.6. A fotometriai adatok a Doppler-leképezésben	50
3.7. Az alkalmazhatóság feltételei	50
3.7.1. Félértékszélesség arány	50

3.7.2.	Rotációs elmosódás	50
3.7.3.	Vonalalak–deformáció, detektorzaj	51
3.7.4.	Rotációs sebesség, rotációs periódus	51
3.7.5.	A térképezővonal megválasztása	52
3.7.6.	Megfigyelési stratégia	55
3.8.	Doppler–leképezés a gyakorlatban: a TempMap program és környezete	56
3.8.1.	Bevezetés	56
3.8.2.	Általános leírás	56
3.8.3.	A TempMap működése	59
3.8.4.	A TempMap teszteredményei	60
4.	A HD 51066 vizsgálata	61
4.1.	Bevezetés	61
4.2.	Fotometriai adatok	61
4.2.1.	Megfigyelések	61
4.2.2.	A rotációs periódus meghatározása	62
4.3.	Spektroszkópiai adatok	62
4.3.1.	Megfigyelések	62
4.3.2.	A radiális sebesség változása, pályaszámítás	66
4.4.	A bemenő fizikai paraméterek meghatározása	66
4.4.1.	Távolság, luminozitás	66
4.4.2.	Látóirányú rotációs sebesség	68
4.4.3.	Rádiusz, inklináció	68
4.4.4.	Effektív hőmérséklet, spektrális besorolás, tömeg	68
4.4.5.	Kor	69
4.4.6.	A turbuleciát jellemző paraméterek	69
4.4.7.	Atomi paraméterek	69
4.5.	Doppler–leképezés	70
4.5.1.	Az 1994-es adatsor	70
4.5.2.	Az átlagtérképek	70
4.6.	A Doppler–térképek korrelációja, differenciális rotáció	74
4.7.	A Balmer $H\alpha$ vonal vizsgálata	77
4.8.	Összefoglalás	78
5.	A V711 Tauri vizsgálata	81
5.1.	Bevezetés	81
5.2.	Megfigyelések	82
5.2.1.	Fotometriai adatok	82
5.2.2.	Spektroszkópiai adatok	82
5.3.	Adatelőkészítés	83
5.3.1.	Fotometriai adatok korrekciója	83
5.3.2.	Spektroszkópiai adatok korrekciója	85
5.4.	Radiális sebesség és a keringési pálya	86
5.5.	Fotometriai foltmodellezés	87
5.6.	Doppler–leképezés	88
5.6.1.	Bemeneti paraméterek	89
5.6.2.	Idő-átlagtérképek	90
5.6.3.	Idősorozatos Doppler–leképezés	93

5.7. Összefoglalás	100
6. Összefoglalás	103
Irodalomjegyzék	107
Köszönetnyilvánítás	115

1. fejezet

Az aktív csillagok általános leírása

1.1. Bevezetés

A változócsillagok kutatása azért fontos, mert a változást leíró paraméterek a csillagok felépítésével és működésével szoros összefüggésben vannak. A dolgozatban a változócsillagok egy csoportjával, az úgynevezett *aktív változókkal* foglalkozom. A *csillagaktivitás* nem más, mint a mágneses energia hővé, nem termális részecskékké és kinetikus energiává való átalakulása, miután a mágneses tér energiája az anyagi mozgások hatására egy határérték fölé emelkedett (Linsky (1999)). A kezdeti mágneses tér a csillag típusától függően különböző mechanikai mozgások révén kerülhet magasabb energiaállapotba. Ezeket a mechanizmusokat *dinamóhatásoknak* hívjuk. Az energiefelszabadulás történhet hirtelen módon, vagy folyamatosan. Az energiefelszabaduláson kívül a mágneses tér különböző megnyilvánulásaival találkozhatunk. A csillagaktivitással kapcsolatosan megfigyelhető jelenségeket gyűjtőnéven *aktivitás indikátoroknak* nevezzük. A következőkben az aktív csillagászatnak azokat a részeit emelem ki, amelyek valamilyen összefüggésben vannak a dolgozatban ismertetett eredményekkel.

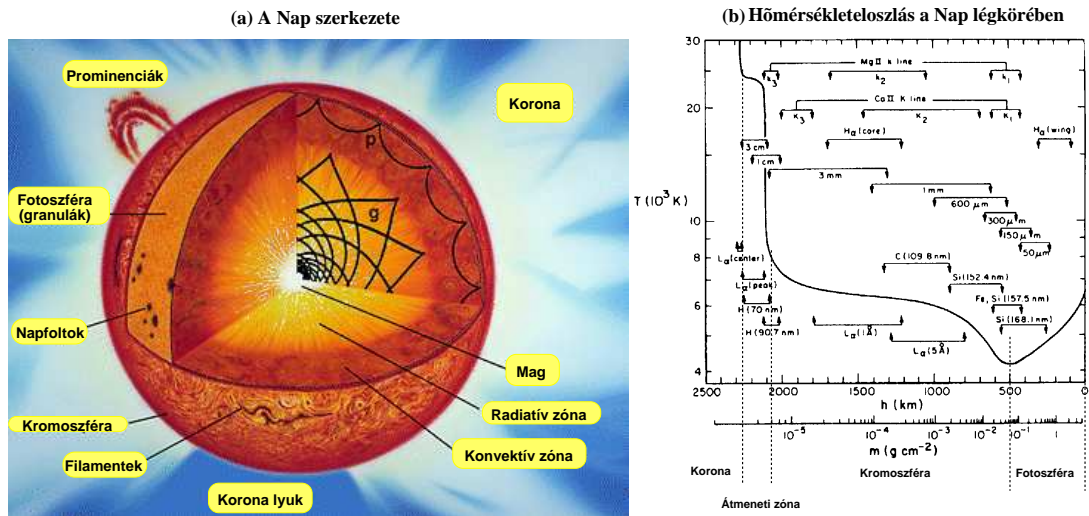
1.2. A Nap, mint aktív csillag

1.2.1. Aktivitási indikátorok

Bár az aktív csillagok vizsgálata az asztrofizikának viszonylag fiatal ága, a megfigyelések szemponjából azonban az egyik legrégebbi időkbe nyúlik vissza. Központi csillagunk a Nap is az aktív csillagok csoportjába tartozik így magán hordozza a csillagaktivitás összes jegyét, közöttük a már több ezer év óta megfigyelt csillagfoltokat, amit a Nap esetén napfoltoknak nevezünk. Mivel a Nap a legrészletesebben tanulmányozható aktív csillag, célszerű az aktivitás különböző megnyilvánulásait a Napon keresztül bemutatni. Az 1.1ab. ábra a Nap felépítését és légkörének hőmérsékleteloszlását mutatja.

A Nap magjában a nukleáris folyamatok során keletkező energia először sugárzás formájában távozik (*sugárzási zóna*), amit a külsőbb rétegekben a hatásosabb turbulens, konvektív energiaszállítás vált fel (*konvektív burok*). A két zóna határán találjuk az úgynevezett *túllövési* (= overshooting) zónát¹. Ahogy látni fogjuk, en-

¹A mozgó konvektív elemek tehetelenségük miatt bizonyos mélységig behatolnak a határos

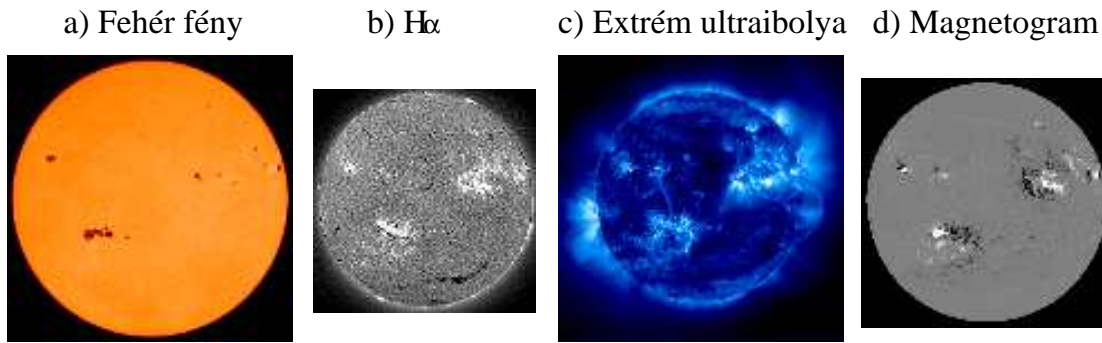


1.1. ábra. (a) A Nap szerkezete. Belső felépítését helioszeizmológiai vizsgálatok alapján ismerjük, (ESA, NASA). (b) A Nap légkörének hőmérsékleteloszlása, amely alapján a légkör különböző tartományokra osztható fel. Az ábrán a légkörben létrejövő színképvonalak keletkezési tartományai is jelölve vannak (Vernazza *et al.* (1981) nyomán).

nek a régióknak fontos szerepe van a mágneses tér keletkezésében. A konvektív tartomány felett helyezkedik el a csillagaktivitás megfigyelése szempontjából fontos naplégkör. A légkör első rétege a *fotoszféra*. A fotoszféra granulációs szerkezetét a konvektív zóna elemei hozzák létre. A *napfoltok* a fotoszférában helyezkednek el. A napfoltokat a konvekció folytán, úgynevezett fluxuscsővekbe rendeződött mágneses tér hozza létre. Az erős mágneses tér (~ 3000 – 3500 G) és a mágneses befagyás miatt a napfoltokban a konvekció lelassul és a folt anyaga a környezetéhez képest lehűl, emiatt feketének látszódik. A napfoltok nem homogén alakzatok. Egy sötétebb, belső umbrából és az azt körülvevő világosabb, szálak szerkezetű penumbrából állnak. A napfoltokban a fotoszférába mélyebben beláthatunk, mivel a megnövekedett mágneses nyomás miatt a gáz nyomása lecsökken, így sűrűsége és opacitása kisebb lesz (Wilson–depresszió).

Az 1.1b. ábra a naplégkör hőmérsékleteloszláson alapuló felosztását mutatja. A fotoszférában kifelé haladva a hőmérséklet csökken. A fotoszférában feltételezhető a lokális termodinamikai egyensúly (LTE). A minimum elérése után a hőmérséklet – viszonylag kis gradienssel – újra emelkedni kezd. Ez a tartomány a *kromoszféra*. A kromoszférában már nem igaz az LTE közelítés. A kromoszféra felfűtését valószínűleg a belsőbb tartományokból kiinduló magnetohidrodinamikuss hullámok disszipációja okozza, de szerepe lehet a csillagrezgések, pulzációk okozta akusztikus hullámoknak is. Az energia elnyelődéséért főként a különböző rezonanciavonalak a felelősek. Ezek közül kiemelésre érdemes egy igen fontos aktivitás jelző, az emissziós Ca II H&K vonal. A vonalban kibocsájtott fluxus tökéletes korrelációban van a mágneses aktivitással és alapvető módszert kínál az aktív csillagjelöltek utáni kereséshez (lásd pl. az ez alapján összeállított CABS (= Chromosphericly Active Binary Stars) katalógust, Strassmeier *et al.* (1993a)). A kromoszférával kapcsolat-

tartományokba. Ezt a zónát túllövési zónának nevezik. Túllövési zóna a konvektív burok mindkét oldalán megtalálható, a mágneses tér keletkezése szempontjából azonban a radiatív tartomány határán levő a fontosabb.



1.2. ábra. A Nap légkörének egyre külsőbb rétegeiből származó sugárzások: **a)** fotoszféra, **b)** alsó kromoszféra, **c)** átmeneti réteg, alsó korona határa (Fe IX/X, 171 Å vonal). A **d)** ábra a mágneses tér eloszlását mutatja. A felvételek 1999. november 16-án készültek. Látható, hogy az aktivitási csomópontok minden tartományban ugyanazokhoz a helyekhez – a fotoszférikus napfoltokhoz – kapcsolódnak (a képek a <http://solar-center.stanford.edu/> www oldalról származnak).

ban további két rezonanciavonalat, a Lyman α és MgII $h\&k$, illetve a Balmer $H\alpha$ vonalat is érdemes megemlíteni. A $H\alpha$ vonal vizsgálatával kapcsolatban bővebben lásd a 4.7. részt. A kromoszférikus aktivitás megnyilvánulásai még a hirtelen energiafelszabadulással járó *flerek* (napkitörések), amelyek a mágneses erővonalak átkötődéseivel magyarázhatók, és a mágneses hurkokban beágyazódott forró anyagcsomók, a *prominenciák* illetve *filamentek*.

A kromoszféra után következik az úgynevezett *átmeneti zóna* – ahol a hőmérséklet igen meredeken több, mint 1000 000 K-re növekszik – majd az igen ritka *korona*. Ezekből a tartományokból származik a Nap röntgensugárzása, ami szintén erős korrelációban van a csillagaktivitással. A korona és a kromoszféra megfigyelési eredményeiről jó összefoglaló olvasható Reimers (1989) tanulmányában.

Fontos megjegyezni, hogy a hőmérsékleti inverzió, azaz a kromoszféra és a korona szinte kizárólag a mágnesesen aktív csillagok jellemzője², tehát korai típusú forróbb csillagok légkörében nem találunk ilyen tartományokat (lásd az 1.5. részt).

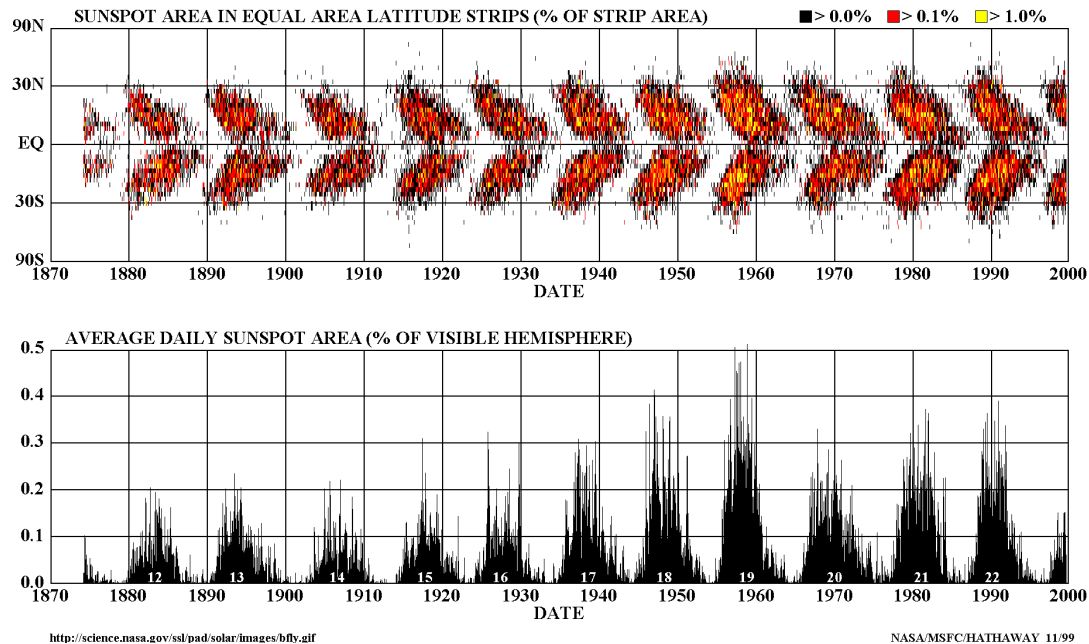
Az 1.2. ábrán látható, hogy a különféle aktivitás indikátorok összhangban vannak egymással. A napfoltok méretéhez képest az aktív területek a kromoszférikus és korona tartományokban kiterjedtebbek és a rotáció folytán nagyobb amplitúdójú változásokat tudnak okozni, amit a Nap adatainak modellezésénél ki is használtuk (lásd a 2.6.2. részt).

1.2.2. Aktivitási ciklusok

A Nap aktivitása nem állandó, hanem körülbelül 11 éves periódussal változik. Ezt a ciklikusságot a fent leírt összes aktivitási indikátor követi. A legszembetűnőbb és a legrégebb óta vizsgált jelenség mégis a napfolttevékenység változása. Az 1.3. ábrán az aktivitási ciklus során a foltok szélességkoordinátájának eloszlását mutató úgynevezett *pillangódiagram*, valamint a foltfedettség változása látható az elmúlt 130 év során. A ciklus elején a foltok magas szélességeken (max. 40°-on)

²Elképzelhető, hogy bizonyos óriáscsillagokban pulzációs rezgések által keltett lökéshullámfrontok is képesek kromoszférikus, illetve korona fűtést előidézni.

DAILY SUNSPOT AREA AVERAGED OVER INDIVIDUAL SOLAR ROTATIONS



1.3. ábra. A felső ábra a pillangódiagram: a napfoltok szélesség szerinti eloszlása az idő függvényében, 1870-től napjainkig. Az alsó ábra a foltfedettség változása ezalatt az idő alatt. (Marshall Space Flight Center, NASA, <http://wwwssl.msfc.nasa.gov/ssl/pad/solar/default.htm>).

bukkannak fel, majd a foltfedettség növekedésével az egyenlítőhöz egyre közelebbi tartományokban. A periódus hossza valójában 22 év, mert az egymást követő 11 éves ciklusok során a bipoláris foltcsoportok mágneses irányultsága megváltozik. Meg kell jegyezni, hogy a periódusok hossza nem szigorúan 11, illetve 22 év, hanem \pm néhány évvel változhat. Ezekon a periódusokon kívül egy 80–90 év hosszú, szignifikáns periódust (Gleissberg ciklus) is sikerült kimutatni. További érdekesség az 1645 és 1715 közötti úgynevezett Maunder minimum, amikor a Napon folttevékenység gyakorlatilag nem volt megfigyelhető. Aktivitási minimumok a Nap életében máskor is előfordultak, amit elhalt élő szervezetek ^{14}C izotópos vizsgálatával mutattak ki. Ezek a minimumok úgy tűnik 200–300 évenként következnek be. A ciklusok létének fizikai magyarázata máig sem ismert.

Az aktivitási ciklusokkal jól korrelál a Ca II $H\&K$ emisszió, illetve a belőle származtatott úgynevezett S index változása is, amire 1930-ban Olin Wilson figyelt fel. 1966-tól 91 aktív csillag hosszúperiódusú megfigyelését kezdte el hasonló periódicitásokat keresve. A monitorozott csillagok száma azóta több százra emelkedett és sokuknál sikerült a Naphoz hasonló periódusokat kimutatni, sőt voltak olyanok is, amelyek a Maunder minimumhoz hasonló aktivitási szünetbe kerültek. A projekt legújabb eredményeinek összefoglalását lásd Baliunas *et al.* (1998) munkájában.

Ciklusok keresésére a csillagok hosszúperiódusú fotometriai megfigyelését is fel lehet használni. Ezekről bővebben a 2.2. részben lesz szó.

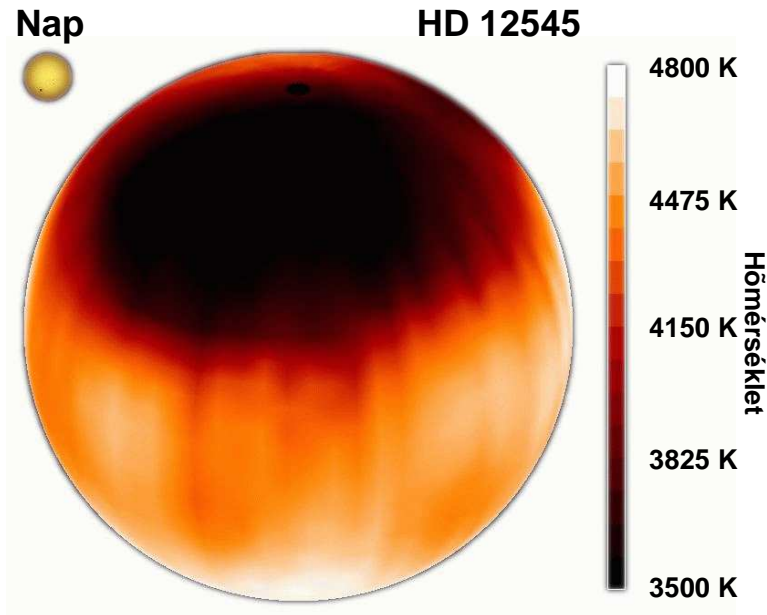
1.3. Aktív csillagok típusai

A napfoltok olyan kis százalékban borítják a Nap felszínét, hogy még az aktivitás maximumakor, a legközelebbi csillag távolságából megfigyelve sem okoznának kimutatható változást a látható fényben.

Bár a napfoltokról régóta tudunk, mégis gyakorlatilag 1947-ben Gerald Kron volt az első, aki bizonyos csillagok fotometriai fényváltozását felszínük egyenetlen fényességeloszlásával (csillagfoltoknak) és tengely körüli forgásuknak kombinációjával magyarázta. Ez tekinthető tulajdonképpen az aktív csillagászat kezdetének³. Azóta a vizsgált aktív csillagok száma több száz fölé emelkedett, sőt az aktív csillagokon belül különböző csoportokat különböztetünk meg. A csoportok legfontosabb közös jellemzője az erős Ca II *H&K* emisszió (Strassmeier (1997b) nyomán):

- ▷ Klasszikus RS Canum–Venaticorum (RS CVn) csillagok: kettős rendszerek, amelyekben a főkomponens G-től K spektráltípusig terjedő óriás, vagy szubóriás, a másodkomponens fősorozati törpe csillag. Keringési periódusuk 1–100 nap között van (mint pl. a dolgozatban szereplő V711 Tauri).
- ▷ RS CVn–szerű csillagok: ugyanaz, mit az előző csoport, csak a másodkomponens fehér törpe csillag.
- ▷ BY Draconis (BY Dra) csillagok: kettős rendszerek, ahol mindkét komponens fősorozati K–M törpecsillag.
- ▷ Fler csillagok: az úgynevezett UV Ceti csoport, késői K–M csillagokat tartalmaz. Gyakorlatilag a BY Dra típus ennek a csoportnak egy részhalmaza.
- ▷ Napszerű csillagok: sok \sim G0–G5-ös spektráltípusú fősorozati csillag tartozik ebbe a csoportba.
- ▷ T Tauri (T Tau) csillagok: fősorozat előtti fiatal objektumok. Két alcsoportját különböztetjük meg: az egyik körül még található akkréciós diszk, a másik körül nem. A csillagok magja és a radiatív zóna igen kis méretű, a csillagot legnagyobb részt konvektív burok alkotja.
- ▷ Fiatal ZAMS (= Zero Age Main Sequence) G–M csillagok: éppen csak a fősorozatra ért csillagok, a T Tauri fázis utáni állapot. A mágneses fékeződés még nem lassította le őket jelentősen. (pl. az LO Pegasi)
- ▷ W Ursa Majoris (W UMa) csillagok: néhány óra keringési periódusú kettősök. A komponensek olyan közel vannak egymáshoz, hogy közös konvektív burokkal rendelkeznek.
- ▷ FK Comae (FK Com) csillagok: valószínűleg az előző csoport továbbfejlődésének eredményeként, a komponensek összeolvadásával jöttek létre. Ennek következtében rendkívül gyors rotációs sebességgel rendelkeznek. Spektráltípusuk G-től a K-ig terjedhet. Különösen erős Ca II *H&K* és H $_{\alpha}$ emisszió jellemzi őket.

³Az aktív csillagászat történetéről kiváló összefoglalás olvasható magyarul Kóvári (1999) munkájában.

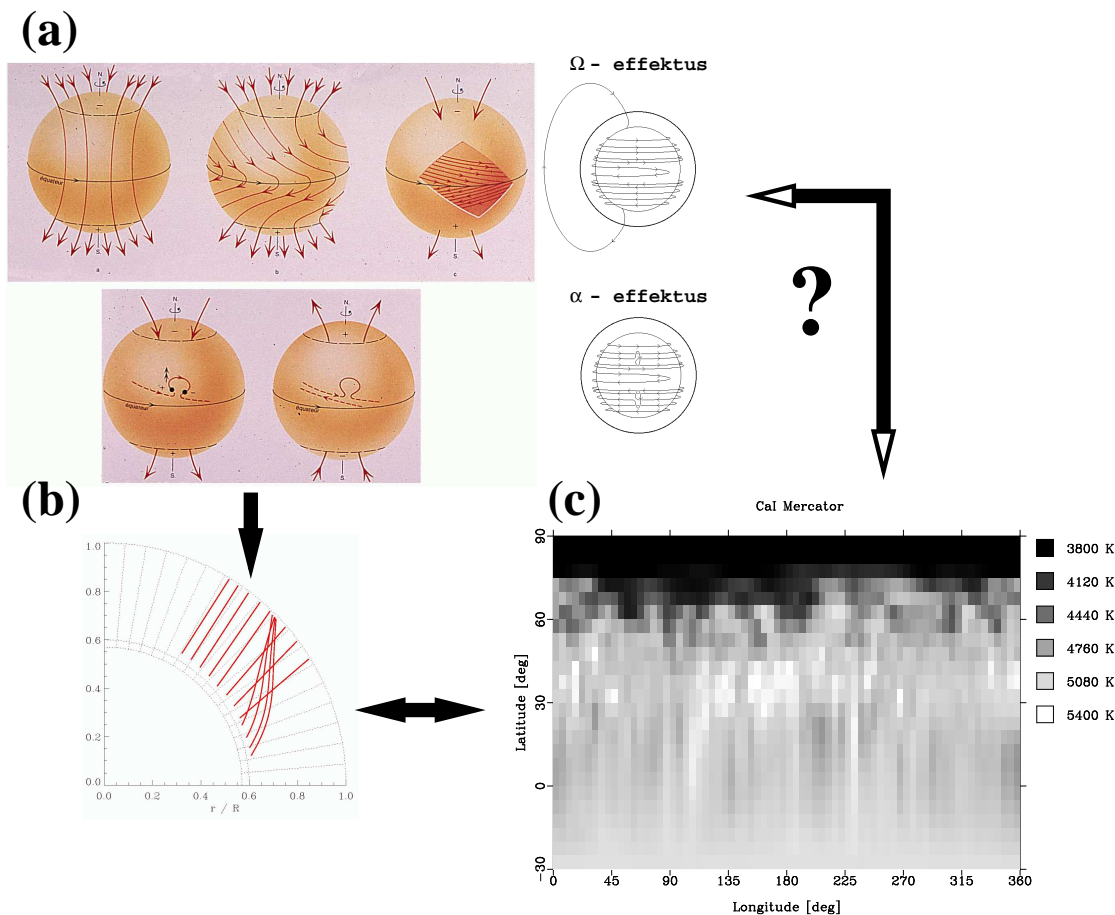


1.4. ábra. A látható fényben megfigyelhető Nap és az RS CVn típusú, HD 12545 óriás-csillag Doppler leképzésének (a Doppler leképzésről lásd a 3. fejezetet) összehasonlítása. Míg a Nap foltosodása alig észrevehető (maximálisan a felszín 0.5 %-át borítja) a hatalmas folt (vagy foltcsoport) a HD 12545 felszínének 11 %-át fedile. Ez a folt a fotometriai megfigyelések között is az egyik legnagyobb amplitúdójú változást eredményezi (lásd a 2.1c. ábrát) Az ábra Strassmeier (1999) nyomán készült.

- ▷ Magányos G–K óriás csillagok: szintén gyors tengelykörüli forgással, de az FK Com típusú csillagoknál lényegesen gyengébb kromoszférikus aktivitással rendelkeznek (pl. a HD 51066).
- ▷ Algol típusú rendszerek: a még félig összekapcsolódott kettős rendszerből a hidegebb komponens az aktív csillag, amelyről a másik komponens felé anyagátáramlás történik.

Ezeknek a csillagoknak az aktivitása akár több nagyságrenddel felülmúlhatja az aktivitásának maximumában levő Napét. Jól bizonyítja ezt az 1.4. ábra, ahol a Nap és az óriás RS CVn típusú HD 12545 (= XX Tri) aktivitásának foltosodás alapján történő összehasonlítása látható.

Érdekes csoportot alkotnak a γ Doradus típusú csillagok. Fényváltozásuk magyarázataként mind pulzáció, mind foltosodás szóba jöhetne. Legutóbb Hatzes (1998b) Doppler leképző vizsgálattal egy γ Dor típusú változóról kimutatta, hogy a nemlineáris pulzáció megfelelőbben magyarázza a vonalprofilok változását, mint a hideg foltok. Ezt támaszja alá Kaye & Strassmeier eredménye is, akik hét γ Dor jelölt vizsgálata során nem mutattak ki mágneses aktivitást jelző Ca II H&K excesszust. Az aktív csillagok helyzetéről az egyéb csillagok között az 1.10. ábra kapcsán fogok írni.



1.5. ábra. A (a) ábrán az $\alpha\Omega$ dimamó működése látható. A (b) ábra $\alpha\Omega$ elméletre épülő fluxuscső- felbukkanási modell eredményét mutatja. Ez már összevethető a (c) ábrán a Doppler leképzéssel kapott hőmérséklettérképekkel. Látható, hogy a modell által jóslott tartományokon kívül is tapasztalható foltosodás. Ez a tény a megfigyelésekhez jobban illeszkedő modell és/vagy a dinamóelmélet megalkotását teszi szükségessé. Bővebben lásd a szövegben. A (b) és (c) ábra Strassmeier & Rice (1998b) a V987 Tauri csillag vizsgálatával foglalkozó cikkéből származik.

1.4. A mágneses tér keletkezése

A Napon a jelenségek egészen finom részletekben tanulmányozhatók. Kérdés az, hogy ezek az ismeretek elegendőek-e ahhoz, hogy a nagyságrendekkel nagyobb aktivitást mutató csillagok működését megértsük? Önhasonló-e ez a mechanizmus, azaz létezik-e olyan paraméter, vagy paraméterek, amivel, vagy amelyekkel a Nap aktivitása tetszőleges aktivitású szintre skálázható? Az aktivitás forrása a mágneses tér. Ezért elsősorban a mágneses tér keletkezéséért felelős fizikai folyamatokat kell vizsgálni csillagról csillagra.

A következőkben vázlatosan ismertetem a "klasszikus" dinamómechanizmus elméleti alapjait. A téma részletesebb kifejtését lásd pl. Parker (1955), illetve Parker (1979) munkájában.

A környezet igen jó vezetőképességű (10^3 – 10^6 A/Vm) plazmaállapotú gázból áll. Ebben a közegben érvényes a mágneses befagyás tétele, azaz szabad anyagi mozgás csak az erővonalak mentén történhet. Két Maxwell egyenlet kombináció-

jából a magnetohidrodinamika alapegyenlete, az *indukcióegyenlet* írható fel:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{4\pi\sigma} \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (1.1)$$

ahol \mathbf{B} a mágneses térerősséget, \mathbf{v} a sebességmezőt, $1/(4\pi\sigma)$ pedig a mágneses viszkozitást jelöli. Az indukcióegyenlet jobb oldala két tagból áll. Az első tag a mozgásból eredő indukciót írja le, a második a mágneses diffúziót. Mozgás hiányában az egyenlet megoldása egy lecsengő mágneses tér. Ahhoz hogy a mágneses tér megmaradjon, vagy hogy egy kezdeti, úgynevezett primordiális mágneses térből felerősödő tér keletkezzen, megfelelő eloszlású és erősségű sebességmezőre van szükség. A sebességmező mágneses teret erősítő hatását dinamó–effektusnak nevezzük. Az egyenlet megoldása a dinamóelmélet feladata. A megoldásra léteznek kinematikus és dinamikus megközelítések. A kinematikus modellek egy feltételezett sebességmezőről állapítják meg, hogy alkalmas-e a dinamóhatás létrehozására, de nem foglalkoznak a sebességmező kialakulásával és a mágneses tér sebességmezőre gyakorolt hatásával. A dinamikus modellekben ezeket a szempontokat is figyelembe veszik. Vannak úgynevezett antidinamó tételek, amelyek adott sebességmezőről bebizonyítják, hogy biztosan nem alkalmasak a dinamó működtetésére. Az elméletek által jóslott viselkedéseknek illeszkedniük kell a megfigyelésekhez. A Napra kidolgozott dinamóelmélet szerint a dinamó szempontjából megfelelő sebességmező a konvektív burok alján, a túllövési zónában található. Másrészt ez az a hely is, ahol az erősödő mágneses tér hosszú időn keresztül stabilan megmaradhat. Az 1.5a. ábrán a dinamó működési elve látható. A konvektív zóna és a radiatív zóna határán egy nyírási felület alakul ki. A határvonalat helioszeizmológiai vizsgálatok mutatták ki. Ennek hatására a merev testtől eltérően a különböző szélességűek különböző sebességgel forognak. A Nap esetén az egyenlítőhöz közelebbi részek forognak gyorsabban a pólus környékéhez képest. A jelenséget *differenciális rotációnak* nevezzük. A kezdeti poloidális mágneses tér a differenciális rotáció hatására spagettiszerűen feltekeredve felerősödik (Ω –*effektus*) és a konvektív zóna alján stabil toroidális fluxuscsoveket alkot. Amikor a mágneses térerősség meghalad egy kritikus értéket (Parker instabilitás) a felhajtóerő hatására (a fluxuscsovekben a mágneses nyomás miatt kisebb a sűrűség) a fluxuscsovek elindulnak a felszín irányába. A turbulens konvektív mozgás helicitása azonban a fluxuscsoveket megcsavarja és olyan hurkokat hoz létre, amelyek már poloidális komponens is tartalmaznak. Ez a poloidális komponens, az eredeti poloidális térhez hozzáadódva erősíteni fogja azt (α –*effektus*). A mágneses fluxuscsovek a fotoszférában felbukkanva hozzák létre a bipoláris aktív területeket. Az α –effektus létének bizonyítéka lehet, hogy a felbukkanó bipoláris területek tengelyei szöget zárnak be az egyenlítővel.

A modell csak nagyvonalakban alkalmas a Napon megfigyelhető mágneses jelenségek leírására és többek között a 2×11 éves ciklikusság magyarázatát sem adja meg. Más aktív csillagok megfigyelései további kérdéseket vetenek fel.

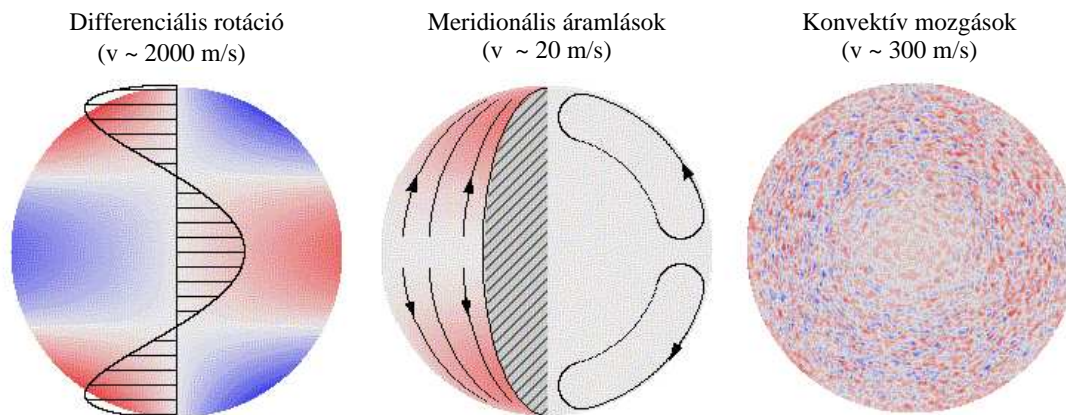
A Doppler–leképezés gyorsan forgó aktív csillagokon nagyon gyakran a pólust befedő, vagy ahhoz közel elhelyezkedő foltokat mutat ki. (A poláris foltosodás kérdéséről a későbbi fejezetekben még gyakran esik szó.) A Napnál azonban nem találunk 40 foknál magasabban foltokat. Schüssler & Solanki (1992), Schüssler *et al.* (1996), illetve legutóbb Granzer *et al.* (1999) a klasszikus dinamóelmélet alap-

ján részben magyarázatot tudnak adni a magas szélességeken felbukkanó foltokra. A konvektív zónában felszálló mágneses fluxuscövek trajektóriáját a forgássebesség növekedésével növekvő Coriolis erő fogja meghatározni. A fluxuscövek ezért gyors forgású csillagok esetén nagyobb valószínűséggel a pólus körüli tartományokban fognak felbukkanni. A modell különösen jól magyarázza a T Tauri csillagok poláris foltosodását. Mint már említettem, a T Tauri csillagok igen mély konvektív zónával rendelkeznek ezért a Coriolis erő a fluxuscövek mozgását hosszú szakaszon keresztül képes befolyásolni, és a pólus irányába terelni. Schüssler & Solanki (1992) első modelljei a T Tauri csillagokon kívül nem tudták megmagyarázni a pólust befedő foltokat, valamint hogy sok esetben miért figyelhető meg alacsonyabb szélességeken is foltosodás (lásd az 1.5. részt). Granzer *et al.* (1999) a különböző gömbi harmónikusokkal leírható perturbációk hatására felemelkedő toroidális fluxuscövek mozgását vizsgálta. Sikerült kimutatnia, hogy $m = 0$ módusú perturbáció esetén a fluxusköteg a túllövési zónából kiszakad és a forgástengely mentén felfelé haladva a póluson bukkan fel. Ezt alátámaszthatja a V711 Taurin a pólus környékén Zeeman Doppler-leképezéssel kimutatott, gyűrűszerű azimutális mágneses tér (lásd bővebben a 3.5.6. és a 5.6.2. részeket). Ugyanakkor az $m = 1$ módusú perturbációk hatására felszálló fluxuscövek mozgásában a horizontális komponensek is meghatározóak lesznek és a fluxuscövek alacsonyabb szélességeken (az egyenlítőhöz közelebb) törnek át a fotoszféra határát.

Az egyenletes folteloszlás másik magyarázata az lehet, hogy a dinamóhatás nem korlátozódik a túllövési zónára, hanem a dinamó a teljes konvektív zónában működik. Újabb számítások alapján a konvektív zóna alján, az Ω -effektus hatására felerősödő mágneses tér túl erős ($\sim 10^5$ Gauss) ahhoz, hogy a turbulens α -effektus a tér irányát az anyag megcsavarásával befolyásolni tudja. Ezek a modellek az α -effektus helyét a túllövési zóna feletti részekben képzelik el.

A fluxuscövek felbukkanását a turbulens mozgásokon kívül különféle áramlások is befolyásolhatják. Choudhuri *et al.* (1995) a Napra elvégzett modellezéseik szerint a poloidális tér erősödésében a nemrég kimutatott meridionális áramlásoknak is jelentős szerepe lehet. Az áramlások a felszín közelében pólus-, a konvektív zóna alján egyenlítői irányultságúak (lásd az 1.6b. ábrát). Számításaikban a tulajdonképpeni α -effektust a meridionális áramlásokkal azonosítják. Elképzelhető azonban, hogy a klasszikus dinamóelmélet mégis helytálló, és ezek az áramlások már csak a felbukkanó fluxuscövek helyzetét változtatják meg. A dolgozat egyik jelentős eredménye, hogy a V711 Taurin az alacsonyabb szélességekről a pólus irányába történő fluxustranszportot sikerült kimutatni, ami a poláris foltosodás magyarázatának egy alternatívája lehet (lásd az 5. fejezetet).

Más csillagokon, indirekt módon megfigyelhető differenciális rotációval, a HD 51066 kapcsán a 4.6. részben foglalkozom. A differenciális rotáció a dinamóelméletnek egy lényeges eleme. Kérdés, hogy a differenciális rotáció jellege más csillagokon is a Napéhoz hasonló-e, azaz a pólusok felől az egyenlítőhöz közeledve a csillag szélességövei egyre gyorsabban forognak? Látni fogjuk, a jelek arra utalnak, hogy ez nem minden csillag esetben van így. Kérdés természetesen a differenciális rotáció kimutatását célzó megfigyelések pontossága és megbízhatósága, hogy a felszínen mérhető differenciális rotáció a túllövési zónában is ugyanolyan jellegű-e, illetve hogyha a differenciális rotáció ténylegesen más típusú, az hogyan befolyásolja a dinamóelméleten szükséges fejlesztések irányát?



1.6. ábra. A dinamó működtetésében résztvevő mozgás komponensek a Napon a GONG (= Global Oscillation Network Group) helisz seizmológiai megfigyelései alapján. A zárójelben szereplő mennyiségek az átlagos mozgássebességeket adják meg. A differenciális rotáció esetén az egyenlítő kerületi sebessége szerepel. (Marshall Space Flight Center, NASA)

A dinamómodellek tesztelésében az egyik fontos láncszem lehet a hideg, M törpe csillagok vizsgálata (lásd a 3.7.5. részt is). Némelyikükön erős flerjelenségek (Linsky *et al.* (1995)) másokon a Doppler technikával feltérképezett folteloszlások (Hatzes (1996), Unruh *et al.* (1998)) utalnak jelentős mágneses térre. Ezekben az objektumokban az energiáttranszport teljesen konvektív, és így nem rendelkeznek túllövési zónával sem. Kérdés, hogy esetükben a mágneses teret alapjaiban más dinamómechanizmus hozza-e létre, vagy egy olyan újgenerációs dinamómodell megalakítása szükséges, amely az összes csillagtípusra egyesített formában alkalmazható?

1.5. Csillagaktivitás és a rotáció kapcsolata

Durney & Latour (1978) kimutatta, hogy az erős turbulens konvekció a differenciális rotáció ellen dolgozik és a rotációs sebességnek elegendően nagyoknak kell lennie, hogy a poloidális mezőt toroidális fluxuscsokeggyé tekerje, mielőtt a konvekció szétroncsolná.

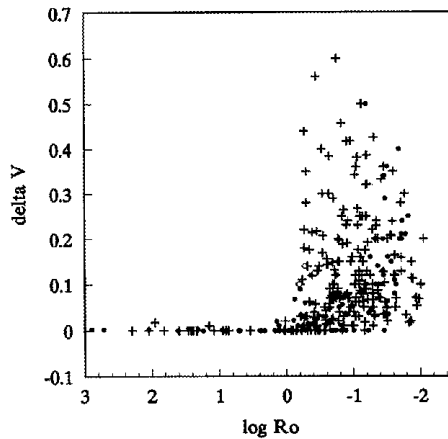
Matematikailag megfogalmazva a következő egyenlőtlenségnek kell teljesülnie:

$$Ro \equiv \frac{P_{rot}}{\tau_{konv}} < 1, \quad (1.2)$$

ahol Ro az úgynevezett Rossby-szám, P_{rot} a rotációs periódus, τ_{konv} pedig az úgynevezett konvektív átfordulási idő. A konvektív átfordulási idő az az idő, ami alatt egy turbulens elem a konvektív zóna aljáról felemelkedik, majd visszasüllyed. Értéke adott csillagra elméleti, vagy félempirikus modellek alapján adható meg.

Hall (1994) 357 csillag fotometriai viselkedését vizsgálta. Az 1.7. ábra a vizsgálat eredményét mutatja. Azok a csillagok, amelyeknek Rossby-száma 0.65-nél nagyobb volt, nem mutattak fotometriai fényváltozást.

Az aktivitást az (1.2.) egyenlet szerint a rotációs perióduson keresztül a rotációs sebesség is meghatározza. Minél nagyobb a rotációs sebesség, az aktivitás is annál nagyobb.

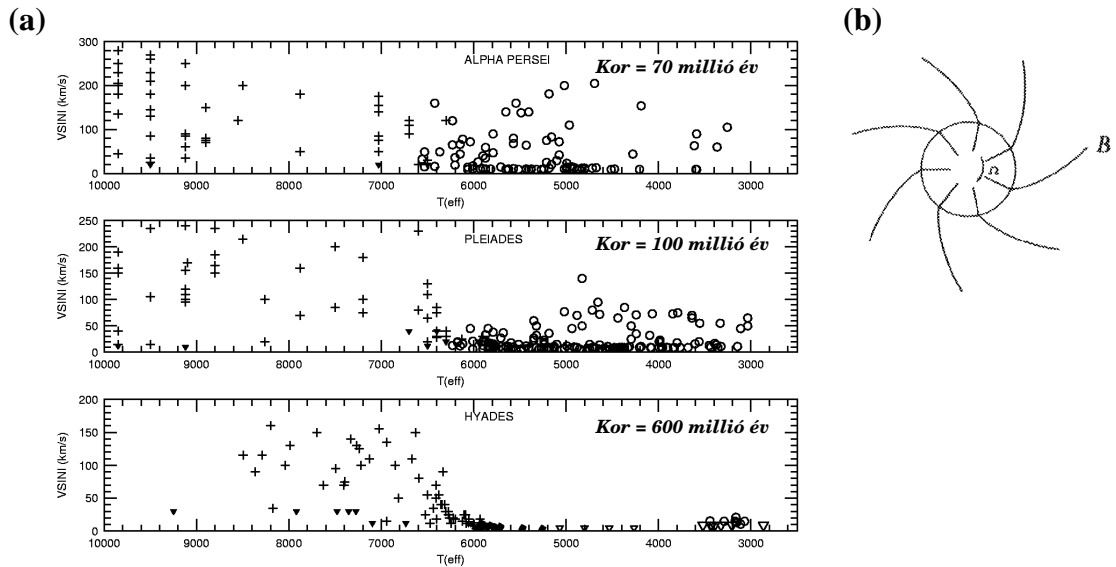


1.7. ábra. Fotoszférikus aktivitás a Rossby szám függvényében 357 csillag vizsgálata alapján. A csillagaktivitást a V fotometriai fényváltozás amplitúdója (δV) jellemzi (a fotometriáról lásd a 2. részt). Csak a $Ro \lesssim 0.65$ ($\log Ro \approx -0.2$) csillagok mutatnak aktivitást (Hall (1994) alapján).

Skumanich (1972) megfigyelési eredményekre alapozva megállapította, hogy a csillagok rotációs sebessége a kor előrehaladásával a $v \sin i \propto t^{-\frac{1}{2}}$ összefüggés szerint csökken. Ennek oka, hogy a belső szerkezet fejlődésével, illetve átrendeződésével a tehetetlenségi nyomaték fokozatosan növekszik. Skumanich azonban a vizsgálatba nem foglalta be az egészen fiatal nyílthalmazokat. A nyílthalmazokban lévő csillagokról feltehető, hogy egyszerre keletkeztek, így egy halmazban belül a csillagparaméterek kortól függetlenül vizsgálhatóak.

Az 1.8a. ábrán 3 különböző korú nyílthalmaz rotációs sebességeinek effektív hőmérséklet (spektráltípus) szerinti eloszlását láthatjuk. Míg az α Persei halmazban a késői típusú csillagok ($T_{eff} \approx 6000 \text{ K} - 3000 \text{ K}$, azaz G–M spektráltípus között) is jelentős rotációs sebességgel rendelkeznek, addig a csak valamivel idősebb Pleiadeokban az átlagos rotációs sebességük lényegesen lecsökkent és a még öregebb Hyadok csillagai között pedig már egyáltalán nem találunk gyorsforgású csillagot $\sim 6000 \text{ K}$ ($\approx G0$ spektráltípus) alatt.

A gyors fékeződés magyarázata az 1.8b. ábrán látható. Csak az említett, késői csillagokban adottak a feltételek a mágneses dinamó működésének beindulásához, az ennél korábbi csillagokban (O–F) ugyanis egyáltalán nem, vagy csak nagyon kis mélységű konvektív zóna található (lásd az 1.5. részben). A nyílt mágneses erővonalak mélyen behatolnak a csillagközi térbe. Az erővonalak mentén kiáramló anyag impulzusmomentumot szállít el a csillagtól és ez lelassítja a csillag rotációját. Látható, hogy a mágneses fékeződés rendkívül hatásos mechanizmus, és rövid időskálán képes lecsökkenteni a csillag impulzusmomentumát. A rotáció sebessége a gyors fékeződési szakasz után a fent említett Skumanich–összefüggés szerint fog csökkenni. A Nap már régóta túl van a gyors fékeződési fázison, egyenlítő menti rotációs sebessége $2 \frac{km}{s}$. Strassmeier & Rice (1998c) nemrég egy színképtípusban és anyagi összetételben is a Nappal megegyező, de még a gyors rotációs fázisban levő csillag, az EK Draconis Doppler-leképezését végezte el. A térképek a Napnál nagyobb mértékű foltosodást mutattak ki a pólushoz közelebbi ($70^\circ - 80^\circ$) szélességeken, tehát lényegesen magasabb tartományokban, mint ahogy azt a jelenlegi Napon tapasztalhatjuk.



1.8. ábra. (a) A megfigyelhető látóirányú rotációs sebesség ($v \sin i$) és az effektív hőmérséklet (spektráltípus) kapcsolata különböző korú, fiatal, nyílt csillaghalmazokra. (John Stauffer nyomán, Smithsonian asztrofizikai obszervatórium) (b) A nyitott mágneses erővonalak mentén történő anyagiáramlás impulzusmomentumot szállít el és ezzel fékezi a csillag tengelykörüli forgását (Kippenhahn & Möllenhoff (1975) nyomán).

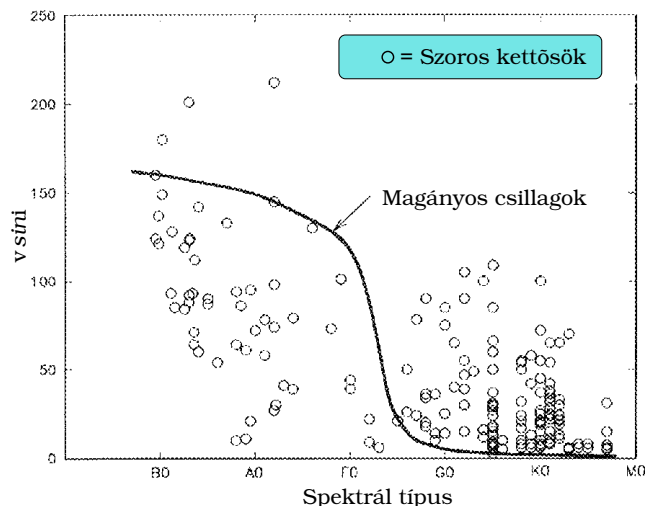
Természetesen a fékeződés erőteljessége függvénye a mágneses tér szerkezetének és a főleg poloidális terű csillagokban kisebb hatásfokkal működik. A 4. fejezetben bemutatott HD 51066 esetén ez egy lehetséges magyarázata annak, hogy a csillag nem ment keresztül a gyors mágneses fékeződési fázison.

A 1.3. részben található felsorolásból kitűnik, hogy az aktív csillagok jelentős része kettős rendszer tagja (vagy tagja volt, lásd FK Com típusok). A kettősség szerepe is a rotációs sebességen keresztül érthető meg.

Az 1.9. ábrán a magányos csillagok és a szoros kettősök rotációs sebességeinek összehasonlítása látható. A jelenség magyarázata az, hogy a kettős rendszerekben az árapályerők hatására a rotációs periódus a keringési (orbitális) periódushoz folyamatosan szinkronizálódik (hasonlóan a Föld–Hold rendszerhez). Azért nem fordítva, mert a keringésben raktározódott impulzusmomentum több nagyságrenddel nagyobb a tengelykörüli forgásból származó impulzusmomentumnál. Emiatt a gyors forgású forró csillagok szoros kettősökben lelassulnak, míg a hidegebb csillagok gyorsabban forognak a mágneses fékeződés miatt lelassult magányos társaiknál. Mivel az utóbbi típusnál a dinamó egyéb feltételei adottak, ezeknél a csillagoknál a nagyobb rotációs sebesség jelentős aktivitást eredményez.

A kettős rendszerekben a komponensek kölcsönhatásba léphetnek egymással. A keringés paraméterei általában nagyon pontosan meghatározhatók. A paraméterek változása utalhat a komponensek közötti kölcsönhatásokra, vagy a csillagaktivitás változását is jelezheti. A V711 Tau RS CVn kettős esetén például a pályaperiódus változása valószínűleg a mágneses térben tárolt energia és a kinetikus energia közötti periódikus kicserélődéssel magyarázható (lásd az 5.4. részt).

Az eddig elmondottak összefoglalásaként érdemes megnézni, hogy az aktivitás szerint milyen tartományok különíthetők el a Hertzsprung–Russell digramon (a HRD-n). A HRD a csillagászat legfontosabb állapotdiagramja, a csillagok spekt-



1.9. ábra. A szoros kettősökben megfigyelhető rotációs sebességek eloszlása a spektrál-típus függvényében (nyitott körök). A folytonos vonal a magányos csillagokra vonatkozó átlagos értékeket jelöli. Látható, hogy \approx F2–5 csillagoknál egy határvonal húzódik. Kettősökben az ennél forróbb csillagok *lassabban*, az ennél hidegebbek viszont *gyorsabban* forognak, mint azonos színképtípusú magányos társaik (Gray (1992) alapján).

ráltípusa (effektív hőmérséklete) és abszolút fényessége (energiatermelése) közötti kapcsolatot adja meg (lásd az 1.10. ábrát). Az F típustól balra elhelyezkedő csillagokat korai típusúnak míg a többi késői típusú csillagnak nevezzük. A csillagok életútjuknak legnagyobb részét a fősorozaton (az ábrán V-tel jelölt ág) töltik el. Fejlődésük során magasabb luminozitású osztályokba (IV–I = szubóriástól a szuperóriásig) kerülnek és a HRD-n különböző trajektóriákkal leírható utat járnak be. A korábbi típusoknak nemcsak hőmérsékletük, de kezdeti tömegük is lényegesen nagyobb a késői típusoknál. A HRD-n az aktivitás szempontjából 4 fő tartományt különíthetünk el.

A körülbelül $2 M_{\odot}$ -nél⁴ nagyobb tömegű csillagok⁵ fejlődésük során – balról jobbra – keresztezik a *granulációs határt*, azaz belsejükben konvektív burok alakul ki. A fejlődés során megnövekedett tehetetlenségi nyomaték miatt rotációs sebességük azonban túlságosan lecsökkent ahhoz, hogy a dinamó működésbe léphessen. Ezek a csillagok az *Akusztikus 1* tartományba kerülnek.

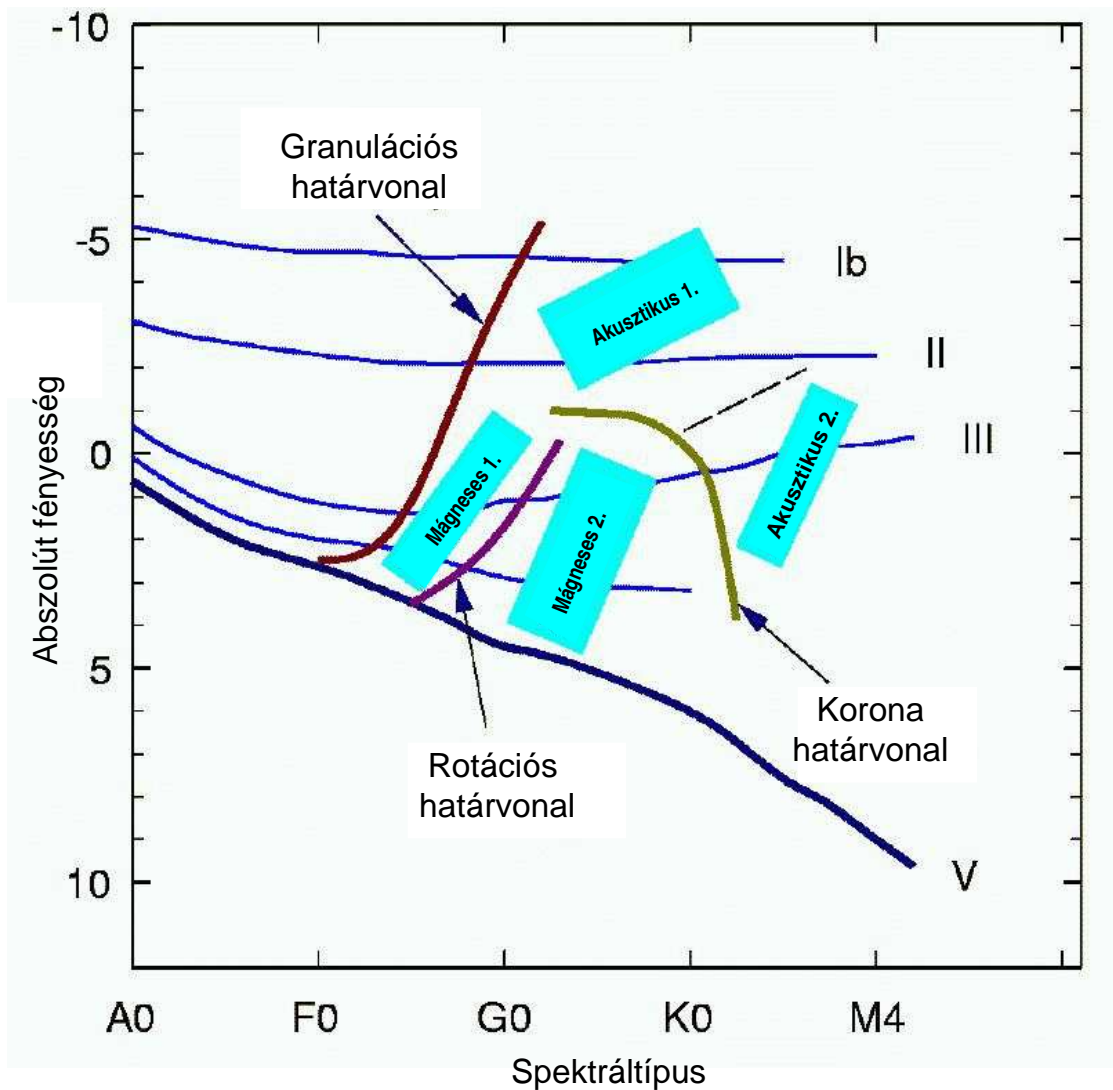
A $2 M_{\odot}$ -nél kisebb tömegű csillagok a granulációs határt átlépve még rendelkeznek akkora rotációs sebességgel, hogy a dinamómechanizmus beinduljon. Az erős mágneses fékeződés ekkor még nem érvényesül. Ezek a csillagok alkotják a *Mágneses 1* tartományt.

Azok a csillagok, amelyek fejlődésük során átlépik a *rotációs határt*, az erős mágneses fékeződés során impulzusmomentumuk nagy részét elvesztik, lelassulnak és mágneses aktivitásuk lecsökken. Ezt a tartományt az 1.10 ábrán a *Mágneses 2* címke jelöli. Azonban ebben a tartományban találjuk a legaktívabb kettős rendszerbeli csillagokat is, amelyek az árapály csatolás miatt jelentős impulzusmomentummal rendelkeznek. Érdekes módon néhány igen aktív magányos csillag is

⁴ M_{\odot} a Nap tömegét jelenti

⁵ \approx A5-nél korábbi típusok, a fősorozaton mágnesesen inaktívak, mivel nincs konvektív zónájuk.

Hertzsprung-Russell diagram



1.10. ábra. A csillagaktivitás szempontjából a HRD-n különböző határvonalak rajzolhatóak fel. Az egyes tartományok jelentését bővebben lásd a szövegben (Gray (1992) alapján).

ennek a tartománynak a tagja. Ezek egy része valószínűleg kettős rendszer összeolvadásából keletkezett, de itt található a HD 51066 G8III-as óriáscsillag is, amely feltehetően más ok miatt tudta megőrizni impulzusmomentumát. Az F5–G0 fősorozati csillagok rotációs sebessége a mágneses fékezés miatt még a fősorozat elhagyása előtt lecsökken és egyenesen a Mágneses 2 tartományba kerülnek (mint pl. a Nap).

A Mágneses 2 régióból továbbfejlődő csillagok egy részét a mágneses fékezés mellett a megnövekedett tehetetlenségi nyomaték tovább lassítja és a átlépve a *korona határvonalat* az Akusztikus 2 tartományba kerülnek. A korona határvonalon túl levő csillagok mágneses aktivitása olyan gyenge, hogy már a koronából érkező röntgen sugárzás sem mutatható ki.

Ezen a HRD-n nem szerepelnek a fiatal fősorozat előtti, vagy még éppen csak a fősorozatra ért (ZAMS) csillagok. Ezek aktivitása a protosztelláris felhőben tárolt

impulzusmomentumtól származik. Azonban, ahogy az 1.8. ábrán látható, közülük azoknak a csillagoknak a nagy része, amelyekben adott a dinamó feltétele, gyors mágneses fékeződésen esnek keresztül.

A felvázolt kép sajnos nem ennyire egyszerű és a csillagok "beskatulyázása" ezekbe a tartományokba nem mindig egyértelmű. A Mágneses 2 régióban található magányos aktív csillagok mellett többek között magyarázatra szorul az is, hogy a ROSAT röntgenműhold koronaaktivitást mutatott ki néhány, a korona határvonalon túl elhelyezkedő csillagnál. Esetleg magyarázatot adhat, hogy a csillag rotációjának, így aktivitásának fejlődését a Maxwell–Boltzmann eloszlású kezdeti impulzusmomentum is meghatározza. Nagyobb kezdeti impulzusmomentummal rendelkező csillagok így az Akusztikus 1 és Akusztikus 2 tartományokban is aktívak maradhatnak.

Szerepe lehet még az úgynevezett *dinamószaturációnak* is. Vilhu (1984) megfigyelések alapján kimutatta, hogy az aktivitás indikátorok erősségének rotációs sebességgel arányos növekedése bizonyos határ után telítődésbe jut, azaz a forgássebesség növekedésével nem növekszik tovább. A különböző aktivitási indikátorok (foltfedettség, Ca II H&K emisszió, korona röntgensugárzás, a spektrumvonalak Zeeman kiszélesedéséből meghatározott mágneses térerősség stb.) azonban más és más forgássebességnél mutatnak telítődést, ami azt jelzi, hogy a telítődésért más hatások is felelősek lehetnek. Pl. a korona röntgensugárzásának szaturációjában a korona centrifugális erő miatti deformációja, és emiatt az emisszióra képes térfogat csökkenése (Jardine & Unruh (1999)). A dinamószaturáció így az impulzusmomentumvesztés szaturációját vonja maga után. Barnes *et al.* (1996) modellezései szerint például a poloidális szerkezetű, zárt mágneses térrel és az impulzusmomentumvesztés telítődésével magyarázhatók az ultragyors forgású csillagok (*UFRs* = Ultra Fast Rotators) jelenléte a fiatal csillaghalmazokban.

2. fejezet

Fotometriai vizsgálatok

2.1. Bevezetés

A fotometriai adatok a teljes színek tartománynak egy adott szűrőfüggvény szerinti "szeletei" és az adott frekvenciatartomány kontinuum fluxusát adják meg. A szűrőfüggvények definíciói szerint többféle fotometriai rendszert különböztetünk meg. Leggyakrabban a Johnson–Cousins féle $UBV(RI)_c$ (ultraibolya, kék, sárga, vörös, infravörös tartományok) és a Strömgren $uvby+H\beta, H\alpha$ rendszereket alkalmazzák. A dolgozatban szereplő adatok az előbbi rendszerből származnak. A fotometriai adatokat az emberi érzékeléshez alkalmazkodó logaritmikus (magnitúdó) skálán mérjük. Az egyes szűrőkkel mért adatok különbségei, a különböző fizikai mennyiségekkel (pl. hőmérséklet, fémtartalom stb.) összefüggésben levő úgynevezett *színindexek*.

A csillag fotoszférájában elhelyezkedő hideg foltokból gyengébb sugárzás származik, mint a perturbálatlan környezetükből. A felület ily módon egyenetlen fényességeloszlása a csillag tengely körüli forgása révén, az egyes szűrőtartományokban mérhető fény modulációját okozza. Hasonló modulációkat tapasztalhatunk például az átlagos felszíni hőmérséklettel összefüggő $V - I_c$ és $V - R_c$ színindexekben is. Ultraibolya tartományokban (U szűrő), ahol a fény a csillaglégkör magasabb tartományaiból ered, a foltokhoz gyakran többlétsugárzás kötődik. Ennek hátterében a foltok feletti kromoszféra mágneses felfűtődése és kifényesedése áll.

A fotometria az aktív csillagok egyik legalapvetőbb vizsgálati eszköze. Bár a gyorsan fejlődő, új módszerekkel esetenként nagyobb térbeli felbontást lehet elérni, a következők miatt, a megfigyelési lehetőségek közül a jövőben sem szorul ki:

- viszonylag egyszerűen kivitelezhető, olcsó
- nagyobb mennyiségű csillag hosszú időskálán folyamatosan mérhető
- olyan csillagok is vizsgálhatók, amelyekre a színekpvonal kis rotációse kiszélesedés ($v \sin i \leq 15 \frac{km}{s}$) miatt a Doppler technika nem alkalmazható
- fler jelenségek megfigyelése
- új aktív csillag jelöltek keresése
- automatizálhatóság

2.2. Megfigyelések

Az aktív csillagok viselkedésének megértéséhez a fotometriai adatok nagyon sok információt adtak és adnak ma is. Ehhez természetesen minél több megfigyelésre van szükség. A hosszú időskálájú, jó fázislefedettségű¹ adatsorok többek között a Nap 11 éves ciklusához hasonló aktivitási periodicitások keresésére használható (Oláh & Kolláth (2000a)). Az így kapott periódusok a rotációs periódussal és egyéb aktivitási indikátorokkal korreláltathatók. A korrelációs együtthatók a dinamómódellekből kapható értékekkel összevethetők és azok helyességét, vagy helytelenségét bizonyíthatják (lásd pl. Lanza & Rodono (1999), Saar & Brandenburg (1999)). Ahogy az a következő részekből kiderül, a fotometriai adatok idősoros foltmodellezésével a csillagfelszín hosszú időskálájú evolúciója is nyomon követhető.

Az automata távcsövek (APT = Automatic Photoelectric Telescope) több, mint egy évtizede történt megjelenése forradalmasította a csillagok fotometriai megfigyelését. A világ különböző részein (pl. az arizonai sivatag, Etna) felállított, egyre tökéletesebb automata teleszkópok mind pontosabb adatokat szolgáltatnak. A távcsövek minimális emberi beavatkozással, távvezérléssel működnek.

1995-ben egy évig végeztem a kezdetben a Fairborn obszervatórium, majd 1996 elejétől a bécsi csillagászati intézet tulajdonában levő, 2 automata távcső adatainak fogadását, rendszerezését. Többek között ezekből az adatokból és azok előkészítő analíziséből álló fotometriai katalógust jelentettünk meg (Strassmeier *et al.* (1997a)). A 2.1a. ábrán szereplő vázlatrajz az APT rendszer működését mutatja be. A rendszer két automata távcsövet tartalmaz, amelyek az arizonai sivatagban, a Hopkins hegyen állnak. Az egyik távcső Johnson–Cousins, a másik Strömgren szűrőkkel van ellátva. A távcsövek vezérlése az interneten összekapcsolva a bécsi intézetből történik, ahová a nyers adatok is érkeznek. A teleszkópok működéséről további információkat lásd Strassmeier *et al.* (1997c) cikkében, illetve a <http://www.astro.univie.ac.at/~Schwerpunkt/apt.html> internet oldalon.

Az említett katalógusban 23 csillagról publikáltunk adatokat, amelyeket 1991 és 1996 között, az intézet teleszkópjain kívül még két másik automata teleszkóp méréseiből állítottunk össze. Az 23 csillag mindegyikéről az irodalomban fellelhető teljes fotometriai anyagot összegyűjtöttem és az egyes megfigyelési időszakokra, valamint a teljes adatsorokra is Fourier analízissel meghatároztam a fotometriai periódusokat. Ezáltal a hosszú időskálájú változások vizsgálatához jelentős nagyságú adatbázist sikerült összeállítani. Az adatlefedettség csillagtól függően 3 és 34 év között változott, amely sok csillagra az azóta is folytonos megfigyelésekkel tovább bővült. A közölt adatokat természetesen minden további vizsgálat számára publikussá tettük. Néhány érdekes eredményt a 2.1b-i. ábrán mutatok be.

(b) A HD 12545, az egyik legnagyobb amplitúdójú változásokat produkáló RS CVn típusú csillag, hosszú időskálájú viselkedése, V szűrővel mérve. Az alsó panelen az egyes időszakokra meghatározott fotometriai periódusok reciprokjai láthatók. Az adatsor szüneteiben a csillag nem volt megfigyelhető.

(c) A HD 12545 1995-96-os adatai. A bal oldali oszlopban a Julián dátum függvényében. A V mérések mellett $V - I$ és $B - V$ színindexek jelentős amplitúdójú változásai is láthatók, amelyek nagy kiterjedésű foltosodásra utalnak. A nagy amplitúdók a csillagot ideális jelölté tették a fotometriai modellezéssel való vizsgálatra

¹Fázislefedettség alatt az egy rotációs ciklusra jutó mérések egyenletességét értjük.

(pl. Strassmeier & Oláh (1992)). Az 1.4. ábrán is bemutatott legfrissebb Doppler-leképző vizsgálat szerint a nagy amplitúdót valóban egy óriási méretű hideg folt (a Napnál 10-szer nagyobb méretű!) és egy egyenlítői forró terület kombinációja okozza (Strassmeier (1999)). A jobb oldali oszlopban ugyanezek az adatok 24.0801 napos periódussal számított fázis függvényében "összetekerve" láthatók. **(d)** A V410 Tau 34 évnyi fotometriai viselkedése. A V410 Tau fősorozat előtti T Tauri típusú csillag. 1994-95-ös adatsora az aktív csillagokon valaha észlelt legnagyobb amplitúdójú változást mutatta. Hideg folttal ekkora amplitúdót csak úgy lehetne elérni, ha az a csillag egyik félgömbjét teljesen befedné. Valószínű inkább, hogy a HD 12545-höz hasonlóan itt is egy forró folt okozza a változást magyarázó nagy fényességkontrasztot. Az ilyen forró területek a T Tauri csillagokon nem ritkák, és anyagbehullásra utalnak.

(e) A HD 82558 = LQ Hya a Naphoz hasonló típusú csillag, amelyen a Nap fiatal korában lehetett. A mágneses fékeződés még nem lassította le gyors forgását. Nemrég Donati (1999) Zeeman Doppler-leképezéssel vizsgálta a mágneses tér felszíni eloszlását.

(f) A V833 Tau BY Dra típusú aktív kettős. Oláh *et al.* (2000b) a hosszú periódusú adatok fotometriai foltmodellezése mellett az adatok Fourier analízisével 2.5 és 6.4 év hosszú aktivitási ciklusokat mutattak ki (emellett fotografikus észlelésekből egy ~ 60 év hosszú ciklust is), amelyek a Nap 11, ~ 80 – 90 és ~ 300 éves ciklusaival hozhatók analógiába. A csillag alacsony inklinációja ($i \approx 20^\circ$, azaz a látóirány közel a pólusra mutat) miatt kicsi a fénygörbe rotációs modulációja, így a Fourier-spektrumban az egyéb periodicitások nagyobb amplitúdóval mutathatók ki.

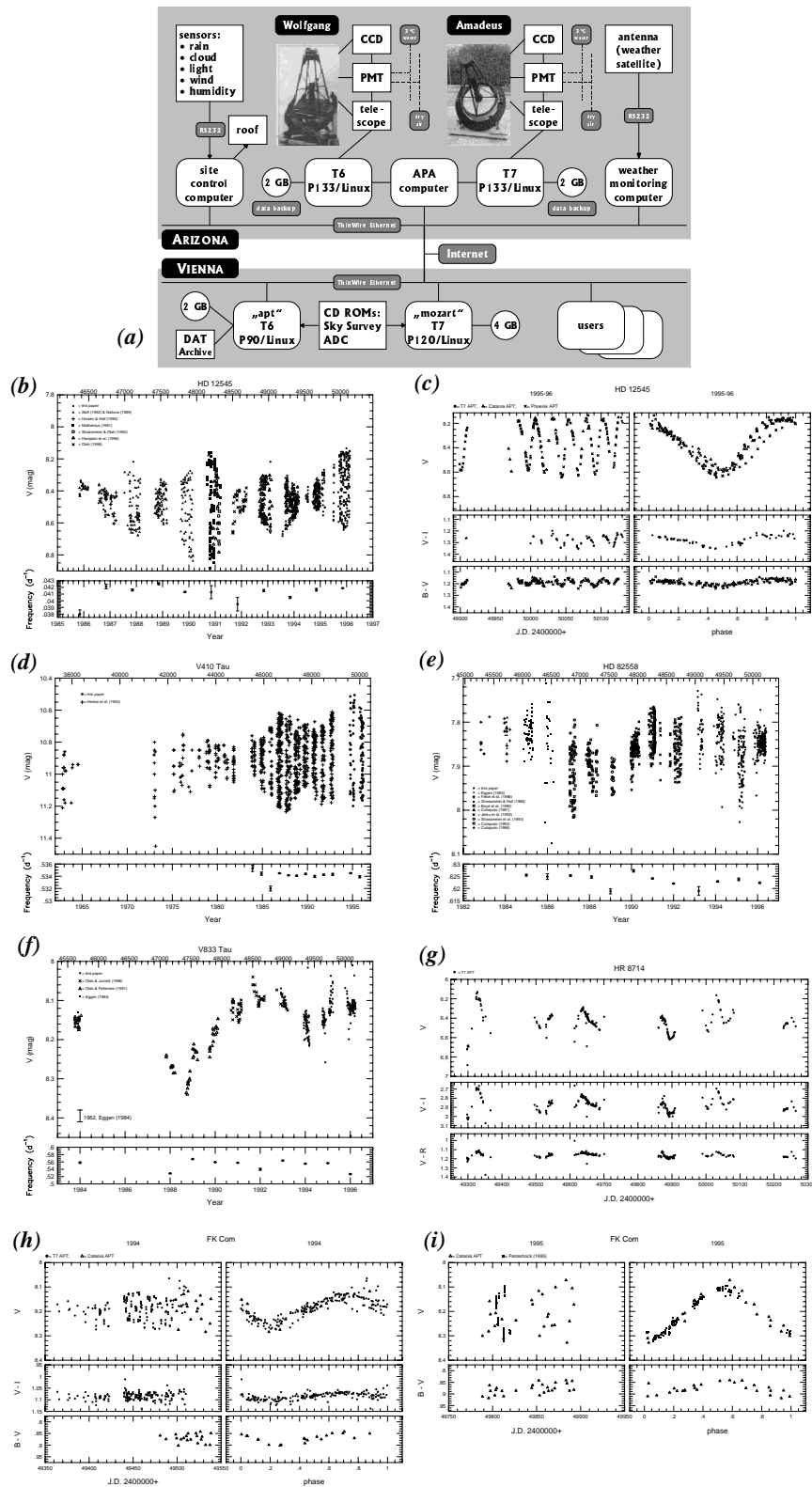
(g) Egy érdekesség. A fotometriai megfigyelések differenciális jellegűek, azaz nem a csillagok abszolút látszólagos fényességét mérjük, hanem egy konstans összehasonlító csillaghoz képest mérhető változását. Így az egyéb nemkívánatos változások (pl. légköri, vagy műszertől származó) a mérésből kiesnek. Hasonlóan az összehasonlító csillag fényességének állandóságát is egy úgynevezett ellenőrző csillaggal való összehasonlítással mérjük. Gyakran ezekről a csillagokról kiderül, hogy nem is annyira állandóak. Ez történt a HR 8714-es esetében is, amelyet az IM Peg ellenőrző csillagaként használtunk. A vizsgálat kimutatta, hogy "konstans" csillagunk egy szemireguláris változásokat mutató S típusú óriáscsillag. Szerencsére maga az összehasonlító csillag tényleg állandó fényességű volt.

(h), (i) A két ábra az FK Comae fénygörbe alakjának egyik évről a másikra történő jelentős megváltozását illusztrálja. Ennek oka a felületi inhomogenitások átrendeződése. Ez az FK Comae esetében (mely az FK Comae típusú csillagok prototípusa) nem is meglepő. Az FK Comae csillagok ugyanis rendkívül gyors forgású, magányos csillagok, melyek valószínűen két csillag összeolvadásából keletkeztek (Webbink (1976), Guinan & Bradstreet (1988)). A gyors forgás eredménye a nagyobb csillagaktivitás és a rövid időskálán bekövetkező felszíni átrendeződés.

2.3. Fotometriai adatok modellezése

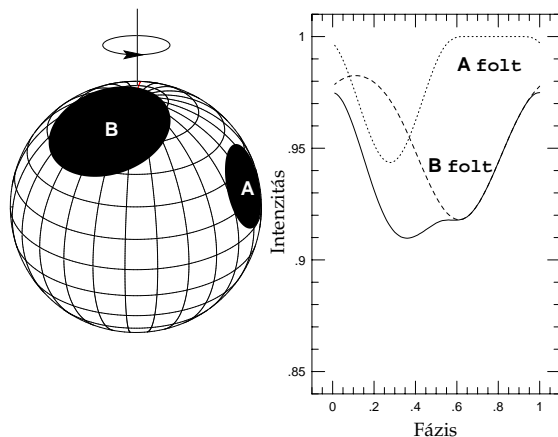
A fotometriai mérések a csillag felületi fényességeloszlásának egydimenziós vetületei. Az időbeli változás, a *fénygörbe*, szolgáltatja azt a plusz információt, amely a fényességeloszlás kétdimenziós modellezéséhez szükséges. Egy-egy felszíni inho-

Fotometriai megfigyelések automata távcsövekkel



2.1. ábra. Az (a) ábrán a bécsi intézet Wolfgang és Amadeus névre keresztelt két automata teleszkópból álló rendszerének működési hálózata látható (Strassmeier *et al.* (1997c) cikkből). (b)-(i) ábrákon néhány kiemelt példát mutatok be fotometriai katalógusunkból (Strassmeier *et al.* (1997a)). Bővebben lásd a szövegben.

mogenitás fénygörbéhez adott járuléka függvénye a csillagfelszíni elhelyezkedésének. Ezt a következőkben bemutatásra kerülő modell alapján, a 2.2. ábra szemlélteti.



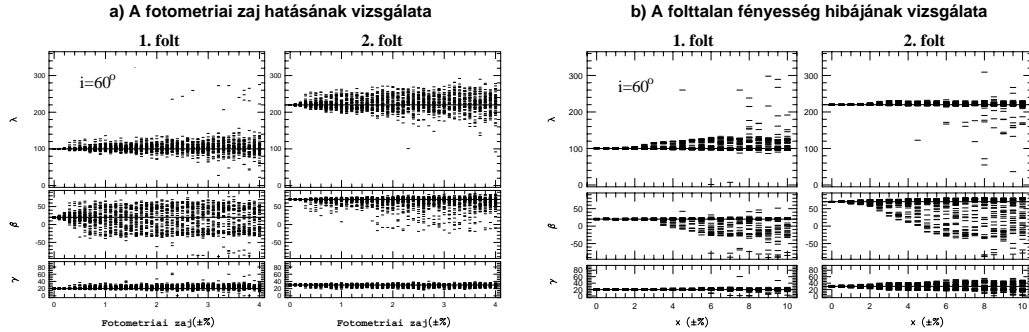
2.2. ábra. Két, a környezethez képest $\Delta T=500$ K-nel hidegebb, kör alakú folt fénygörbéhez adott járuléka egy teljes körbefordulás során, $i=60^\circ$ inklináció esetén. A fényesség itt intenzitásskálán van mérve, mivel a járulékok, a szokásos logaritmikus magnitúdóskán nem összeadható mennyiségek. Az egységnyi intenzitás a foltatlan fényességnek felel meg.

Az általam is alkalmazott modell a felszíni inhomogenitásokat kör alakú, egyenletes hőmérsékletű foltoknak tételezi fel. Egy ilyen folt okozta fénymoduláció leírása első ránézésre egyszerűnek tűnhet, valójában azonban nem is olyan triviális feladat. A probléma megoldására Budding (1977) analitikus egyenletrendszert dolgozott ki, amely a fedési változók fénygörbéjének modellezésére alkalmazott módszerének adaptációja. A direkt feladat során azt kell meghatározni, hogy a csillagfelszínhez rögzített koordináta-rendszerben egy adott méretű, pozíciójú és hőmérséklet kontrasztú folt² a forgás különböző fázisaiban miképpen járul hozzá a mérhető fénygörbe modulációjához. Figyelembe kell még venni az általában lineáris függvénnyel megadott szélsőtétedést is. A fénygörbe alakja végül nemlineáris (trigonometrikus) függvénye az egyes foltparamétereknek. A mért pontokhoz a modell illesztésére a nemlineáris függvények illesztéséhez leggyakrabban használt Levenberg–Marquardt féle (Marquardt (1963), Bevington (1969)) féle iterációs algoritmust alkalmaztam. Az iteráció egyes lépéseiben egy lineáris egyenletrendszert kell megoldani. A paraméterek közötti erős korreláció miatt az egyenletrendszer megoldására az egyszerű Gauss–Jordan elimináció nem alkalmazható (az egyenletrendszer determinánsa közel lesz nullához) ezért az eredeti receptet módosítottam és az egyenletrendszer megoldására az úgynevezett szinguláris érték szétválasztás (SVD = Singular Value Decomposition) módszerét alkalmaztam. A programot C nyelvben írtam meg Press *et al.* (1986) numerikus C receptjei felhasználásával.

²A továbbiakban λ a folt hosszúság-, β a szélességkoordinátáját, γ a fokban mért sugarát jelöli. k_w a folt és a környezete közötti fluxusarányt adja meg. Feketetest–sugárzást feltételezve ez a mennyiség direkt módon köthető a hőmérsékletkontraszthoz.

2.4. Teszteredmények

A foltmodellező program megbízhatóságának és stabilitásának vizsgálatához különböző teszt sorozatokat végeztünk el (Kővári & Bartus (1997)). Többek között adott kétfoltos eloszlásból előállított, mesterséges fénygörbékhez különböző mértékű zajt adtunk, majd ezeknek a fénygörbéknek a "visszamodellezésével" kapott folteloszlást összehasonlítottuk az eredeti foltkonfigurációval. A zaj hatásának inklinációtól való függését és a foltalan fényesség bizonytalanságának szerepét is vizsgáltuk. Az eredményekből két példát a 2.3. ábrán mutatok be.



2.3. ábra. a) Két folttal, mesterségesen előállított fénygörbékhez 0-4% között fotometriai zajt adtunk és a görbéket visszamodelleztük. Minden zajértékhez 50 mesterséges fénygörbe tartozik, a visszamodellezések így az egyes zajértékekhez tartozó foltparaméterek valószínűségeloszlását adják meg. Az inklináció 60° volt. A bemenő foltparaméterek értékénél az egyes paneleken vízszintes vonalak húzódnak. A foltok hőmérséklete a környezetükhöz képest $\Delta T=500$ K-nel kisebb volt. **b)** Az előző ábrához hasonló, csak most a foltalan fényesség bizonytalanságát változtattuk 0-10% között. A fotometriai zajt ebben az esetben nullának vettük. Az inklináció itt is 60° volt.

Eredményeink a következő pontokban foglalhatóak össze:

- A megoldás részleges egyértelműségének megőrzéséhez a modellezés során két foltnál többet nem érdemes alkalmazni.
- Legalább 0^m002 - 0^m005 pontosságú fotometriai adatok szükségesek a megbízható foltmodellezéshez. Ezt a pontosságot a korszerű APT-kel már el lehet érni.
- A modellezés rendkívül érzékeny a foltalan fényesség hibájára. Értékét 0^m03 - 0^m05 pontossággal kell ismerni. A foltalan fényesség meghatározása nem egyszerű feladat. Egy adott csillagra kézenfekvő lenne a hosszú időskálájú adatsorából a legfényesebb értéket használni (mint ahogy számos esetben, jobb becslés nem lévén ezt használták). Azonban több vizsgálat is arra utal, hogy a pólus foltal fedettsége a legnagyobb fényesség esetén is megmarad (pl. lásd a dolgozat V711 Taurival foglalkozó 5. fejezetét). A foltalan fényesség alábecslése természetesen így nem mutatja ki a forgás szempontjából invariáns inhomogenitásokat, legyen ez a poláris sapka, vagy állandó szélesség mentén elhelyezkedő gyűrűszerű foltosodás, és a foltok szélességkoordinátájára is hamis eredményt ad (lásd a 2.6.2. részt). Kővári Zsolt egy módszert dolgozott ki, amely a csillag hosszú időskálájú viselkedéséből extrapolálva

megadja annak foltalan fényességet. Ez a módszert HK Lacertae (Oláh *et al.* (1997), lásd később) vizsgálatánál sikerrel alkalmaztunk is.

- Az inklináció ismeretének $\sim \pm 10^\circ$ -nál nagyobb bizonytalansága – különösen alacsony inklinációk esetén – jelentős hibákat okoz a foltok szélességének és méretének meghatározásában.
- Körülbelül $i \lesssim 20^\circ$ esetén a foltmodellezés minden egyéb hibától függetlenül megbízhatatlan eredményeket ad.

2.5. Idősoros foltmodellezés

A "klasszikus" foltmodellezés bemeneti adatai általában úgy állnak elő, hogy az egymást követő rotációs ciklusokból származó adatokat, a fotometriai periódusnak megfelelően, egyetlen fázisfüggő fénygörbévé tekerik össze. Amennyiben a fénygörbe a ciklusok során nem változik, ez megtehető, sőt az így elért jobb fázislefedettség a foltmodellezést megbízhatóbbá is teheti. Azonban, ha a foltkonfiguráció közben megváltozik, a szintén változó fénygörbe miatt a fázisgörbe látszólag zajosabb lesz, és a foltmodellezés nagyobb hibával csak az átlagos foltparamétereket lesz képes visszaadni. Amiatt, hogy a változások ne mosódjanak el és a folyamatos fénygörbék modellezését lehetővé és mellesleg kényelmessé tegyem, a 2.3. részben leírt modellező rutinom köré egy SuperMongo³ alapú grafikus felülettel kiegészített, interaktív, idősoros modellezőprogramot készítettem. A programnak a TISMO (= Time-series Spot MOdelling, Bartus (1996)) nevet adtam. A program tetszőleges időfelbontásban képes "végiglépkedni" a fotometriai adatsoron és modellezni azt. A foltparaméterek változása így folyamatosan nyomon követhető. A 2.4. ábrán a "klasszikus" és az idősoros foltmodellezés összehasonlítását mutatom be. A példából kitűnik, hogy a változások nyomon követése csak idősoros foltmodellezéssel lehetséges.

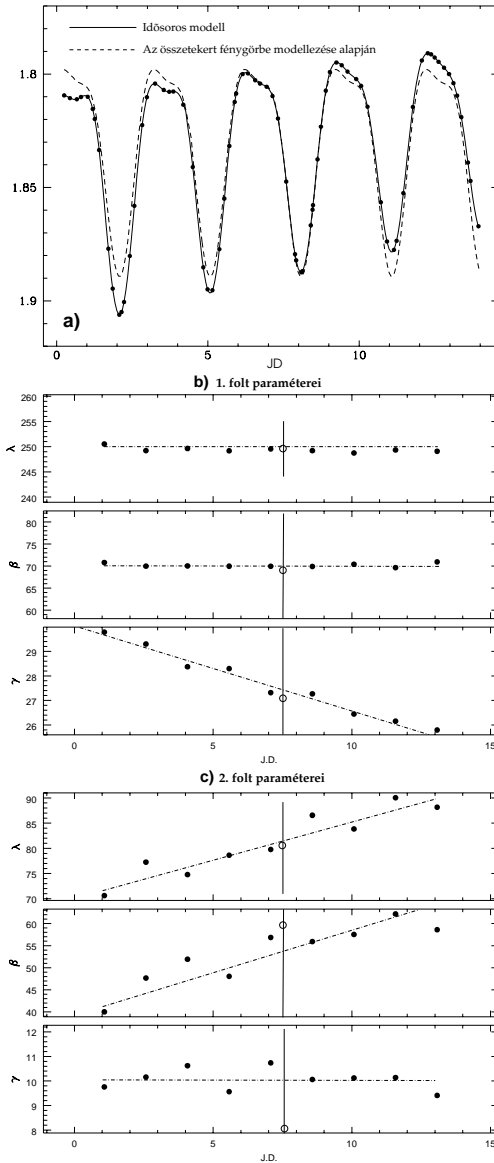
2.6. Alkalmazások

A következőkben az idősoros modellezés két alkalmazását mutatom be röviden. Egy további felhasználását lásd a V711 Tauri vizsgálatával foglalkozó 5.5. részben.

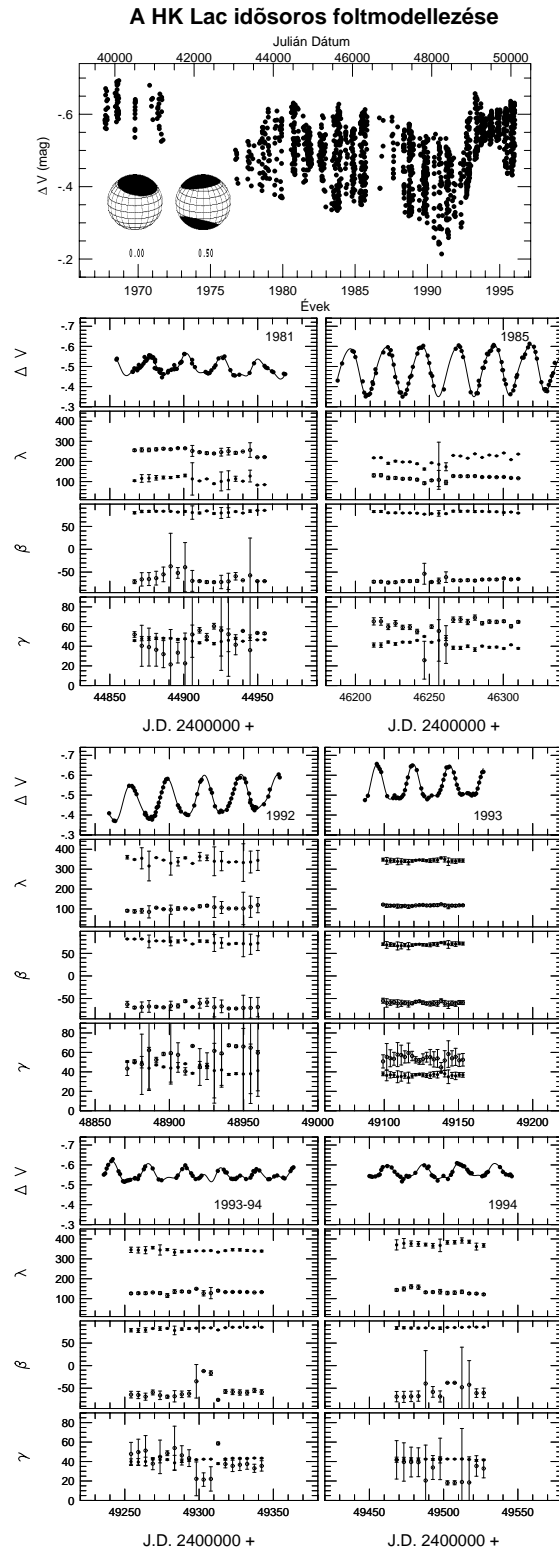
2.6.1. A HK Lacertae vizsgálata

A HK Lacertae egy hosszú periódusú ($P = 24$ nap), RS CVn típusú aktív kettős rendszer. Az aktivitásért a K0 spektráltípusú, óriás főkomponens a felelős. A csillagról megjelent cikkünkben (Oláh *et al.* (1997)) a HK Lacertae 30 évnyi fotometriai adatát dolgoztuk fel. A feldolgozás egyik legfontosabb eredménye, hogy a teljes hosszú periódusú viselkedés jól modellezhető a csillag északi és déli pólusát befedő, decentralizált poláris foltokkal, illetve ezek változásaival. A teljes adatsor különböző helyekről származó, részben publikált megfigyelésekből tevődött

³Grafikus C könyvtár, Robert Lupton & Patricia Monger
<http://astro.Princeton.EDU/~rhl/sm/>



2.4. ábra. Az **a)** ábrán a pontok két, folyamatosan változó paraméterű folttal, mesterségesen létrehozott, idősoros fénygörbét reprezentálnak. A foltok paramétereit a **b)** és **c)** ábrákon jelölt egyenesek szerint változtattam, vagy hagytam állandónak. A nagyobbik, poláris folt szélességét és hosszúságát állandónak véve, méretét lineárisan 30° -ról 25° -re csökkentettem (**b)** ábra). A kisebbik folt mérete nem változott, ellenben szélességét 40° -ról 65° -ra, hosszúságát 70° -ról 90° -ra növeltem (**c)** ábra). A periódus 3 nap volt, a teljes adatsor 15 nap = 5 rotációs ciklust fed le, a foltok hőmérséklete $\Delta T = 1200$ K volt. Az így létrehozott fénygörbét a TISMO programmal először idősorosán, majd a periódusnak megfelelően egy fénygörbébe összetekerve is modelleztem (**a)** ábra folytonos, illetve szaggatott vonal). Látható, hogy míg az idősoros modell tökéletesen illeszkedik a pontokra, a "klasszikus" módszer csak "átlagosan" ad jó eredményt. Ez kitűnik a modellezett foltparaméterekből is. A teli pontok, az idősoros modellezés eredményei, jól követik a mesterségesen létrehozott változásokat, míg a másik módszernek megfelelő üres karikák, a változások átlagához közeli értékeket adnak csak vissza. A paraméterek hibatartományát vertikális vonalak jelzik, amelyek az utóbbi módszerre szintén lényegesen nagyobbak.



2.5. ábra. A legfelső panel a HK Lacertae 30 évnyi V szűrővel mért fotometriai adatsora. Fényessége 1992-93-ig folyamatosan csökkent, majd rövid idő alatt megnövekedett. Ez a kimutatott átlagos foltfedettség ellentétes értelmű változásával magyarázható. A panel bal alsó sarkában lévő ábra a csillag modellezett, átlagos bipoláris folteloszlását mutatja. Amint azt a soron következő, különböző időszakokra elvégzett idősoros modellezések is mutatják, a foltkonfiguráció bipoláris jellege végig megmaradt, és az észlelt változások lényegében a foltok kismértékű pozíció- és területváltozásaival magyarázhatók.

össze. Az adatszegmensek között voltak olyan néhány rotációs cikluson keresztül folytonos lefedettségű időszakok, amelyek gyors változásokat mutattak. Ezekre az időszakokra szükségesnek látszott az idősoros foltmodellezés alkalmazása. Az eredményeket a 2.5. ábra foglalja össze. Független módszerrel a folt hőmérsékletre $\Delta T = 1200 \pm 100$ K hőmérsékletet kaptunk, amit a modellezés során végig állandónak tartottunk.

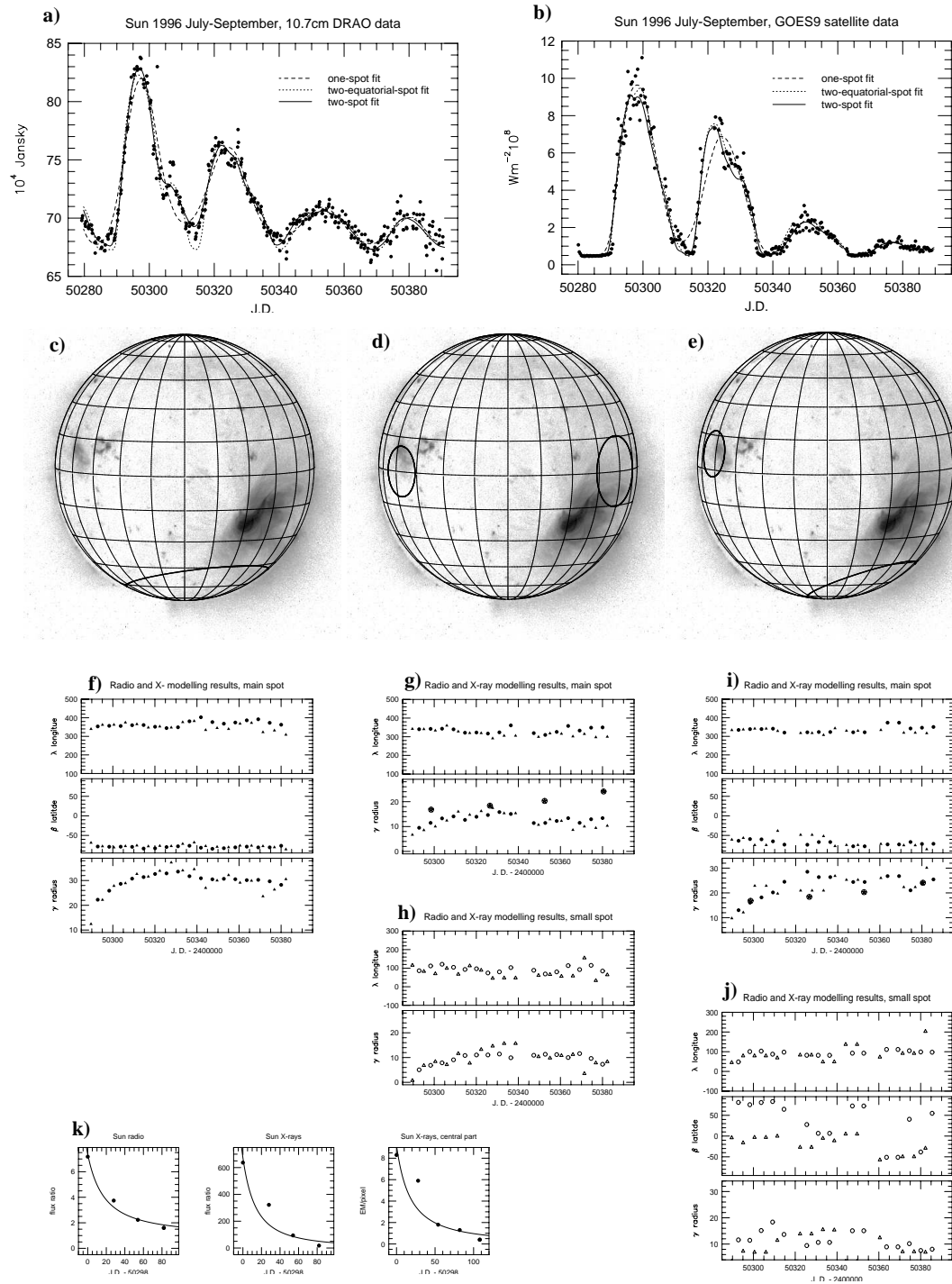
A két nagyméretű, hosszúság irányban $\sim 110^\circ$ -kal szeparálódott, bipoláris aktív terület jó egyezést mutat más RS CVn csillagokra (pl. V711 Tauri az 5. fejezetben) Doppler-leképzéssel (lásd a 3. fejezetet) kimutatott poláris foltosodással. Az aktív területek feltehetően kisebb foltokból, foltcsoportokból állnak. Ezeknek a kisebb elemeknek az elbomlása, keletkezése, illetve átrendeződése lehet felelős a megfigyelt fotometriai változásokért. A foltmodellezés azonban ennél nagyobb térbeli felbontást nem tesz lehetővé a folteloszlás ilyen részletességgel történő kimutatásához.

2.6.2. A Nap röntgen- és rádióadatainak modellezése

A vizsgálat tulajdonképpen szintén a foltmodellezés alkalmazhatóságának és megbízhatóságának egy tesztje volt. Az eredményekből két publikációnk jelent meg (Oláh *et al.* (1999a, 1999b)).

1996 közepén a Nap a 11 éves aktivitási ciklusának minimumában volt. Felületén gyakorlatilag csak egy nagyobb aktív vidék volt megfigyelhető. A kanadai DRAO (= Dominion Radio Astrophysical Observatory) 10.7 cm-es rádió és a GOES (= Geostationary Orbiting Environmental Satellites) műhold lágy röntgen mérései a Napról egydimenziós adatsorokat szolgáltatottak, olyanokat, mintha a Napot csillagszerű pontforrásként figyeltük volna meg. Ezeket a hullámhosszakon a rotációs moduláció amplitúdója hasonló ahhoz, amelyeket az aktív csillagok fotometriai megfigyelésekor mérünk. Az egydimenziós méréseket foltmodelleztük és az így kapott eredményeket össze tudtuk hasonlítani a SOHO és Yohkoh műholdak azonos időszakokban készített képeivel (lásd a 2.6. ábrát).

Az aktív területek a kromoszférikus, illetve a korona régiókban – ahol a vizsgált hullámhossztartományokban a sugárzások keletkeznek – "forró" foltoknak látszanak. A program számára ez nem okoz problémát csak a folt/környezet fluxusarányt kell helyesen megadni (a fluxusarány egynél nagyobb érték lesz). A direkt megfigyelésekből látszódott, hogy ez az arány nem állandó: miközben az aktív terület mérete megnőtt, a terület lassan elbomlott. A képekből le lehetett mérni a fluxusarány változását, amelynek a lefutása a 2.6k. ábrán bemutatott pontok szerint történt. A lecsengést hiperbolászerű függvényvel közelítettük (a mágneses indukciós egyenlet szerint is a mágneses tér indukció hiányában $1/t$ -vel arányosan bomlik el). Amennyiben a fluxusarányt állandónak vettük, a program a folt hosszúság koordinátáját helyesen adta vissza de a változó fluxusarányt a folt szélességének és méretének hamis változtatásával kompenzálta. A fluxusarány időfüggését ezért beépítettem a programba. Ezt a fluxusarány-változást természetesen nem tudhattuk volna, ha ténylegesen csak az egydimenziós mérések állnak a rendelkezésünkre. A helyzet azért nem ennyire rossz. Nemrég Oláh & van Driel-Gesztelyi (2000) hasonló modellezést végzett el olyan időszakokra, amikor a Napon csak egyetlen aktív fészék volt jelen. Az aktív fészkek olyan felszínhez rögzített területek, amelyek hosszú időn



2.6. ábra. Az **a)** és **b)** ábrán az egydimenziós rádió-, illetve a röntgenmérések és azok különböző foltkonfigurációval modellezett illesztései láthatók. A **c)**, **d)** és **e)** ábrák az átlag egyfoltos, kétfoltos, de egyenlítőre rögzített, illetve a kétfoltos modelleredmények összehasonlítását mutatják a Yohkoh műhold lágy röntgen tartományban készült képeivel, 2 450 328 Julián dátumkor. Az ábrák alatt a megfelelő foltparaméterek változásai követhetők nyomon (**f)**-**j)** ábrák). A **k)** ábra a fő folt és a környezete közötti fluxusarány változását mutatja a vizsgált időszak során.

keresztül megmaradnak, miközben az őket alkotó foltok rövidebb időskálán bukannak fel, majd elbomlanak. A szerzők kimutatták, hogy ez a dinamikus változás azt eredményezi, hogy a fluxusarány átlagosan állandó marad, így a foltmodellezés konstans fluxusarány feltételezésével is – hosszú időskálán – helyes eredményeket ad. A jelen vizsgálatban mindenesetre változó fluxusarányt használtunk, hogy az egyéb foltmodellezési problémák élesebben kitűnjenek.

A fénygörbe leírására különböző foltkonfigurációjú modelleket próbáltunk ki. Első közelítésben a fénygörbe szinuszoidális (azaz feltehető, hogy a változásokat egyetlen folt okozza, vagy legalábbis azonos hosszúságkoordinátájú foltok) először egy egyfoltos modellt alkalmaztunk. A 2.6c. ábrán látható, hogy a folt túl magas (negatív) szélességre került. Mérete azonban jó egyezésben volt a képen kimérhető aktív vidékek területével. Mivel a fénygörbe csak közel szimmetrikus, jó okunk lehet egy kisebb, aszimmetriát okozó folt létezését is feltételezni. A képekből a domináns folton kívül természetesen látszódnak egyéb kisméretű foltok is. Mivel a foltmodellezés során általában a szélességmeghatározás hibája a legnagyobb, egy olyan kétfoltos modellt alkalmaztunk, ahol a foltok szélességét az egyenlítőn rögzítettük. Az így kapott modellfoltok hosszúságkoordinátái jól egybeesnek a tényleges foltok hosszúságával, és területük összege megint csak egyezik a valóságos foltfedettséggel. A harmadik esetben a foltoknak mind a hat paraméterét illesztettük. A domináns folt szélességére már közelebbi, de még mindig nagyobb értéket kaptunk. A hiba oka a jelenlevő, de figyelembe nem vett apróbb foltok miatt, pontatlanul meghatározott folttalan fényesség. A foltok összterülete a valóságot most is jól közelítette.

A foltmodellezéssel kapcsolatban elvégzett esettanulmányból sok fontos következtetést vontunk le. Elsősorban a *szélességmeghatározás hibája*, valamint a *változó folt-környezet kontraszt* az, amit *más csillagok modellezésénél feltétlenül figyelembe kellene venni*. Direkt összehasonlításokra a Napon kívül egyelőre nincs lehetőség, azonban ahogy azt az 5.5. részben megmutatom a különböző indirekt leképezések összehangolásával növelni lehet az egyes módszerek megbízhatóságát.

3. fejezet

Doppler–leképezés

3.1. Bevezetés

A fotometriai észlelések során a felületi fényességeloszlás kétdimenziós jellegét az integrális fényesség időbeli változásából lehet modellezni. Az inverz feladat megoldásához a Doppler-technika egy további információt is felhasznál, nevezetesen a színeképvonal alakjának időbeli változását. A módszer tulajdonképpen bármilyen felületi inhomogenitás (pl. hőmérséklet, anyagi eloszlás, sőt legújabbban csillagpulzációs csomópontok) feltérképezésére alkalmas, feltéve, hogy az a vonal alakját megváltoztatja. A modellezés kiegészíthető és pontosítható egyidejű fotometriai adatok (kontinuum) illesztésével is.

A dolgozatban található Doppler–leképező alkalmazások J. Rice és K.G. Strassmeier (pl. Rice (1989), Rice & Strassmeier (1998)) által kifejlesztett **TempMap** program felhasználásával készültek, amely késői típusú csillagok hőmérséklet térképeinek előállítására alkalmas. A következőkben a modellezéssel kapcsolatban leírtak azonban a Doppler–leképezés megközelítésétől függetlenül, általánosan igazak.

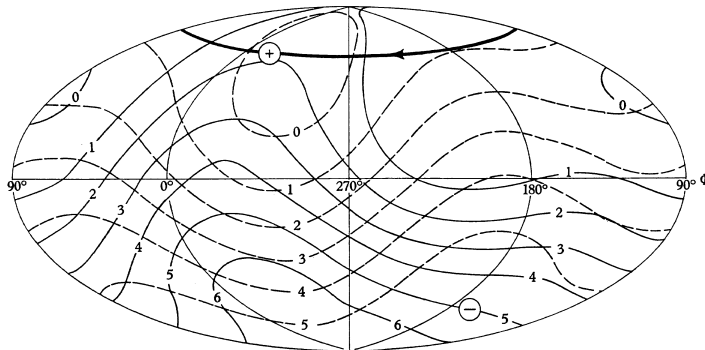
3.2. Történeti áttekintés

Babcock (1949), (1958) és Stibbs (1950) pekuliáris Ap csillagok mágneses terét mérve úgy találták, hogy a megfigyelt mező sok esetben periodikán irányt változtat, és bizonyos elnyelési színeképvonalak ekvivalens szélessége, illetve a vonalokból meghatározható radiális sebesség is periodikusan változik. A jelenséget a ferde rotátor modellel magyarázták: a csillag mágneses tere dipólussal közelíthető, de a dipólus tengelye nem esik egybe a forgástengellyel. A tengely körüli forgás következtében ezért a mágneses tér iránya a forgás periódusának megfelelően változik. Egyes elemek a mágneses pólusok környékén feldúsulhatnak, így színeképvonalaik ekvivalens szélessége a rotáció periódusának megfelelően változik.

Deutsch (1958) a felszíni inhomogenitások feltérképezését harmonikus analízissel próbálta meg elvégezni. Egy vonal lokális ekvivalens szélességének¹ gömbfelszíni eloszlását – amely tulajdonképpen az anyag inhomogén eloszlására jellemző –, valamint a radiális sebességet és mágneses teret gömbi harmonikusok sorozatával

¹A lokális ekvivalens szélesség alatt a csillagfelszín egy adott pontjáról származó vonal ekvivalens szélességét értjük.

fejezte ki. A mért mennyiségek időbeli változásának Fourier-komponensei és a felszíni eloszlás együtthatói között egy egyenletrendszert állított fel, amelyet alacsony fokszámmal analitikusan meg tudott oldani. A módszer így csak a nagyléptékű térbeli változások meghatározására volt alkalmas (lásd a 3.1. ábrát). Ráadásul míg a monokromatikus intenzitás összeadható mennyiség, az ekvivalens szélesség nem az.



3.1. ábra. Az első Doppler-térkép: a lokális ekvivalens szélesség eloszlása a HD 125248-on. A szaggatott, illetve folytonos vonalak két különböző elemcsoportra vonatkoznak. A + és - jel a mágneses dipóltengelyt jelöli. (Deutsch (1958))

A vonalak alakváltozásában rejlő információt elsőként Falk & Wehlauf (1974) használta fel a modellezéshez. Deutsch egyenletrendszerét a vonal egyes frekvenciatartományaira írták fel. Ezzel nagyobb térbeli felbontást érthettek volna el, azonban az egyenletrendszert az analitikus megoldhatóság végett alacsony fokszámú együtthatókra kellett korlátozniuk, így továbbra is csak a térbeli eloszlás kisfrekvenciás komponenseit tudták feltérképezni. További hátrány volt, hogy a lokális vonalprofil² irreálisan, konstans Gauss-profillal közelítették.

Khokhlova & Ryabchikova (1975) felismerte, hogy az inverz feladat sikeres megoldásához a vonalak változását is fel kell használni. A lokális vonalprofil már modellatmoszférából, spektrumszintézissel számították ki. Megoldási módként a "próba és hiba" ("trial and error") technikát alkalmazták. Ennek lényege, hogy egy tetszőlegesen felvett felszíni eloszlást lépésről lépésre addig változtatnak, amíg a direkt feladat megoldásaként kapott vonalprofilok a mért értékektől egy adott hibahatáron belül térnek csak el.

A 70-es évek végén a fotoelektromos detektorok megjelenése a spektroszkópiában felgyorsította a Doppler-leképezés fejlődését.

A Doppler-leképezést eddig csak Ap csillagokon anyagi inhomogenitások feltérképezésére használták. Késői típusú csillagra (HR 1099) első ízben Vogt & Penrod (1983) alkalmazta, szintén a "próba és hiba" technikával. A módszer elnevezésére

²A *lokális vonalprofil* a csillagfelszín tetszőleges pontján értelmezzük a $H(\lambda) = \frac{I_\lambda}{I_c}$ szerint, azaz a vonalon belüli monokromatikus intenzitás és az extrapolált kontinuum intenzitásának hányadosaként. A vonalakot szokás még az $R(\lambda)$ vonalmélységgel is megadni. Például a lokális vonalakra $R(\lambda) = 1 - H(\lambda)$.

ők vezették be a Doppler-leképezés (Doppler Imaging) kifejezést. A vonalprofil változásának okát nem az anomális elemgyakoriságú területekre, hanem a környezetüknél hidegebb foltokra vezették vissza. A spektroszkópiai adatok mellett szimultán, széles sávú fotometriai megfigyeléseket is felhasználtak.

A "próba és hiba" módszer hátránya, hogy az illesztés eredményességének megítélése szubjektív, sikere nagyban függ a jól megválasztott kiindulási eloszlástól. Emellett időigényes, eltérő eloszlások azonos minőségű illesztést eredményezhetnek, és a feladat megoldása nem egyértelmű.

Goncharski *et al.* (1977), (1982) numerikus kódot dolgozott ki, a próba és hiba technikát felváltandó, a modell automatikus illesztésére. A vonalprofil számítására analitikus közelítéssel élt. Az illesztés egyértelművé tétele érdekében a Tikhonov-féle (pl. Tikhonov & Arsenin (1972)) regularizációs algoritmust alkalmazta, amely a legjobban illeszkedő Doppler-térképek közül a legsimábbat (legkisebb gradienst) választotta ki. Goncharski módszerének alkalmazására Ap csillagok lokális ekvivalens szélesség eloszlásának vizsgálatánál került sor (pl. Rice *et al.* (1981), Khokhlova *et al.* (1986)).

Vogt *et al.* (1987) cikkükben programjuk továbbfejlesztett változatát átfogó tesztorozat keretében ismertették. A problémát linearizálták, vagyis a képet és az adatsort egy transzformációs mátrix-szal kapcsolták össze. A mátrix nem invertálható, az egyenlet további megszorítás nélkül nem oldható meg. A mátrixegyenletet Skilling & Bryan (1984) által kidolgozott, úgynevezett *maximum entropia kép-rekonstrukcióval* oldották meg, amely a szóba jöhető megoldások közül a legegyszerűbb konfigurációt választotta ki. A linearizálás elvégezhetőségéhez a lokális vonalalakot hőmérséklettől függetlenül állandónak vették. A 3.5.1. részben látni fogjuk, hogy ez nem igazán jó megközelítés és célszerű a lokális vonalalak hőmérséklet-függő viselkedését pontosan figyelembe venni.

Rice *et al.* (1989) szintén tesztorozaton keresztül mutatták be, hogy – különösen alacsony inklinációk esetén – az egyenlítő környékén, illetve az alatt a szélesség meghatározásának hibája a Doppler-leképezés belső tulajdonsága. Rice (1991), valamint tőle függetlenül Piskunov & Wehlauf (1990b) az úgynevezett Minnaert-közelítés (lásd a 3.5. részt) helyett a lokális vonalprofil LTE modellatmoszférából, spektrumszintézissel számította ki. Ezzel lehetővé vált a lokális ekvivalens szélesség helyett az elemgyakoriság eloszlásának direkt módon történő meghatározása.

A következő években több csoport is kifejlesztett Doppler-leképező kódot. A technikát Ap csillagok mellett egyre szélesebb körben alkalmazták késői típusú csillagokra is. Collier Cameron a Doppler-térképek pixelértékeihez a hőmérséklet helyett a folt kitöltési tényezőt rendelte (Cameron (1992)). Jankov & Foing (1992) cikkében a Vogt & Penrod (1987) linearizált megoldási módszer továbbfejlesztésének átfogó matematikai analízisét találjuk.

Vicent *et al.* (1993) Doppler-kódot fejlesztettek ki aktív fedési változók komponenseinek feltékepezésére. A csillagfedés által szolgáltatott információ beépítése a kódba további megszorításokat adott. Itt ez különösen fontos, mivel a – fedésből eredően – a forgástengelyeknek nagy inklinációja van. A nagy inklináció miatt a megoldás egyéb módszerekkel feloldhatatlan észak-déli szimmetriától szenved. A megbízható modellezéshez ugyanakkor a mérések megfelelő fázislefedettségére és a pályaelemek nagy pontosságú ismeretére volt szükség.

Kürster (1993) a rádiócsillagászatból ismert CLEAN algoritmus alkalmazásával

dolgozott ki két hőmérsékletkomponensű modellt magábfoglaló iteratív kódot és alkalmazta azt az AB Doradus, késői típusú fősorozati csillagra (Kürster *et al.* (1994)). Kimutatta, hogy a megoldási módszertől függetlenül a Doppler-leképezés a foltok geometriai paramétereit és alakját hatékonyan adja vissza, míg a foltok hőmérséklet kontrasztját csak jóval nagyobb bizonytalansággal.

A különböző megközelítések összehasonlításuk során ugyanazon bemeneti adatsorra megnyugtatóan hasonló eredményeket adtak (Strassmeier *et al.* (1991)).

Berdyugina (1998) az úgynevezett Occamian-féle megközelítést alkalmazta. Regularizáló függvény felhasználása nélkül, lényegében a szinguláris elem dekompozíció módszeréhez hasonlóan oldotta meg a linearizált problémát.

A nagy felbontású spektroszkópia fejlődésével lehetővé vált a mágneses Stokes-paraméterek modellezése, ezzel mágneses térképek előállítása is (pl. Semel (1989), Brown *et al.* (1991), Donati *et al.* (1992)). A módszer Zeeman Doppler-leképezésnek (Zeeman Doppler Imaging = ZDI) nevezték el. Eltérő megközelítéssel Piskunov (1998) és csoportja is egy mágneses Doppler-kód kifejlesztésén és tesztelésén dolgozik.

3.3. A direkt feladat megoldása

3.3.1. Rotációs vonalprofil

A csillagok színekvonalai a tengely körüli forgás következtében kiszélesednek. Abban a jobbsodrású koordináta-rendszerben, ahol az y tengely a csillag forgástengelyével egybesik és a z tengely a csillagból kifelé, a megfigyelőt a csillag közép-pontjával összekötő egyenes mentén helyezkedik el, a megfigyelőhöz képest egyenlő radiális sebességű tartományok a csillagon a forgástengely vetületével párhuzamos egyenesek (sávok³) mentén találhatóak. A felszín egy-egy pontjához tartozó lokális vonalprofil a ponthoz tartozó radiális sebességnek megfelelő $\Delta\lambda$ Doppler-eltolódást szenved, amely így csak a forgástengely vetületétől való x koordináta függvénye:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_c \Omega \sin i}{c} x = \frac{\lambda_c v \sin i}{c} \frac{x}{R} = \Delta\lambda_D \frac{x}{R}, \quad (3.1)$$

ahol Ω a csillag szögsebessége, R a sugara, λ_c a vonal közepéhez tartozó hullámhossz, i a csillag forgástengelyének a megfigyelő irányával bezárt szöge (= inklináció), v az egyenlítői forgássebesség, $\Delta\lambda_D$ a vonal teljes Doppler kiszélesedése, c pedig a fénysebesség. A rotációsan kiszélesedett vonal így – a forgás egy adott fázisában – a csillag felszínének egydimenziós vetületeként fogható fel.

Amennyiben a felszín inhomogenitásoktól mentes, a megfigyelhető vonalalak tisztán a $H(\lambda)$ lokális vonalprofil és az úgynevezett $G(\lambda)$ rotációs profil konvolúciójaként írható fel (Gray (1992)):

$$\frac{F_\lambda}{F_c} = \int_{-\infty}^{+\infty} H(\lambda - \Delta\lambda) G(\Delta\lambda) d\Delta\lambda = H(\lambda) * G(\lambda),$$

³A sávok lényegében a mérőrendszer egy pixelnyi sebességintervallumának felelnek meg.

ahol $G(\Delta\lambda)$, lineáris szélsötétedést feltételezve:

$$G(\Delta\lambda) = c_1 \left[1 - \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda_D} \right)^2 \right]^{1/2} + c_2 \left[1 - \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda_D} \right)^2 \right] \quad (3.2)$$

c_1 és c_2 a lineáris szélsötétedési együtthatót is magukba foglaló konstansok.

3.3.2. Hideg foltok hatása a vonalalakra

A csillag felszínén a környezetüknél hidegebb foltok a rotációsan kiszélesedett vonalon fényes kitüremkedést okoznak. A 3.2. ábra ennek okát magyarázza. Az A jelű folt nélkül F_0 monokromatikus, tisztán rotációsan kiszélesedett fluxust mérnénk F_{c0} kontinuum szinttel. A foltnak megfelelő terület járuléka, a pozíciójából adódó Doppler-eltolódással, F_f lenne F_{Cf} kontinuumszinttel. Feltételezve, hogy a folt tökéletesen fekete (az innen érkező fluxus nulla), a folttal borított csillagról mérhető F_m fluxus a fenti két fluxus különbsége lesz, amely a foltnak megfelelő helyen fényes kidudorodást okoz. A csillag forgása miatt ez a kidudorodás végigvonul a színeképvonalon.

Ez a következtetés igaz akkor is, ha a folt nem tökéletesen fekete, de környezetéhez képest elég hideg, hiszen például a feketetest-közelítéssel élve a kisugárzott fluxus a hőmérséklet 4. hatványával arányosan csökken. A folt járuléka ugyan nem nulla, de a fotoszférához képest csekély.

A megfigyelhető – az új kontinuumra normált – vonalalak a következő képlettel adható meg (Cameron (1992)):

$$R_m(\lambda) = \frac{F_0(\lambda) - F_f(\lambda)}{F_{C0} - F_{Cf}}. \quad (3.3)$$

A folt miatt hiányzó vonaljárulék ekvivalens szélessége:

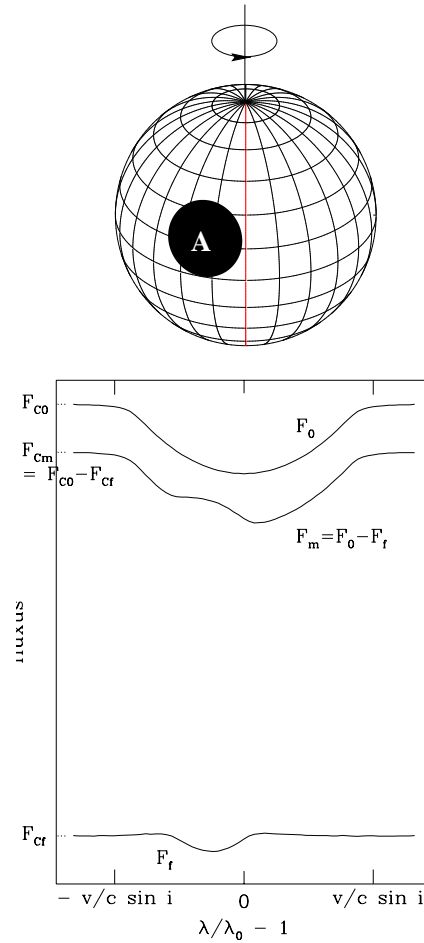
$$W_f = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[1 - \frac{F_f(\lambda)}{F_{Cf}} \right] d\lambda, \quad (3.4)$$

amelyből a folt okozta torzulás a megfigyelhető vonalban ennek a mennyiségnek az új kontinuumszintre való átskálázásával kapható:

$$W_{dudor} = \frac{F_{Cf}}{F_{C0} - F_{Cf}} W_f. \quad (3.5)$$

A deformáció nagysága adott hullámhosszon (szintén az új kontinuumszint egységében):

$$R_{dudor} = \frac{F_{Cf} - F_f(\lambda)}{F_{C0} - F_{Cf}}. \quad (3.6)$$



3.2. ábra. Az ábra a hideg folt miatti vonalalak torzulást szemlélteti. A foltalan csillag F_0 monokromatikus fluxusából levonva a foltalan csillag A területnek megfelelő F_f járulékat, a foltal borított csillag F_m monokromatikus fluxuselozást kapjuk, amely a folt megfelelő pozíciójában fényes kidudorodást okoz. F_{C0} , F_{Cf} , F_{Cm} az egyes összetevők kontinuumszintjeit jelöli. Az azonos radiális sebességű pontok (a forgástengely látóirányú vetületével párhuzamos egyenesek mentén) a színekp azonos hullámhosszágú pontjaihoz adnak járulékat. A gömbön szélességi és hosszúsági körök 15° -onként helyezkednek el. Az ábrához tartozó vonalprofilokat a direkt feladat elvégzésére alkalmas **forward** programmal számítottam (a program leírását lásd a 3.8. részben).

3.3.3. A foltok kétdimenziós leképzése

Az egyedi színekpfelvételek a csillag felszínének egydimenziós vetületeit adják. Ahhoz, hogy a foltok elhelyezkedésének kétdimenziós jellegéről információt szerezzünk, színekpfelvételek sorozatára van szükségünk. Egy folt helyzetének (elvi) meghatározását a 3.3 ábrán kísérhetjük nyomon. Az észak-déli szimmetria miatti tükröződési effektus csökkenthető ugyan nagyobb lefedettséggel, de teljesen nem szüntethető meg. Kisebb inklinációkra a tükröződés természetesen kisebb hatású, de növekvő inklinációk esetén a Doppler-térképek értelmezésénél figyelembe kell venni. A 3.3c. ábrán látható, hogy az egyenlő sebességű intervallumok metszeteinek nagysága és alakja a szélességgel változik, így az egyenlítői tartományokban

nagyobbak és a szélesség irányában megnyúltak (Jankov & Foing (1992)). A 3.3c. ábra szerint az itt lévő foltok szélességének meghatározása a csillag pereme mentén történe, azonban itt egyrészt közrejátsszik a szélsőtétedés, másrészt a színképvonal meredekebb szárnyain, amelyek tulajdonképpen az egyenlítő környéki peremek leképzései, a zajsintre való érzékenység is nagyobb. A pólusok irányában a folt pozíciójának meghatározhatósága javul. A "déli" pólus felé lévő foltok azonban egyre kisebb látszó ívszakaszt futnak be, detektálásuk ezért bizonytalan (és a tükröződési effektus miatt jó okunk van kételkedni valódiságukban). "Észak" felé haladva a szubobszerver⁴ szélesség átlépésével elérjük a cirkumpoláris tartományt. Az itt elhelyezkedő alakzatok a megfigyelés összes színképvonalaiban – a vonal magjához közel – jelen vannak. A fotometriához hasonlóan a forgásban invariáns részokről (poláris sapka, vagy esetleg forgásszimmetrikus gyűrű) csak abban az esetben szerezhethetünk tudomást, ha pontosan ismerjük a tisztán fotoszférikus vonalalakot (vö. foltalan fényesség, a 2.4 rész).

A 3.4 ábrán két különböző szélességen elhelyezkedő, azonos paraméterű folt vonalalakra gyakorolt hatását lehet a forgás egyes fázisaiban nyomon követni. Látható, hogy a magasabb szélességen levő folt a vonal magjához közelebb jelenik meg és a látómező közepére érve az alacsonyabban levő folthoz képest kisebb kidudorodást okoz. Alacsonyabb szélességeken elhelyezkedő foltok már a színképvonal szélein is megjelennek, a színképvonalon gyorsabban átvonulnak, és a látómező közepén nagyobb amplitúdójú deformációt okoznak.

3.3.4. A vonalalak számítása

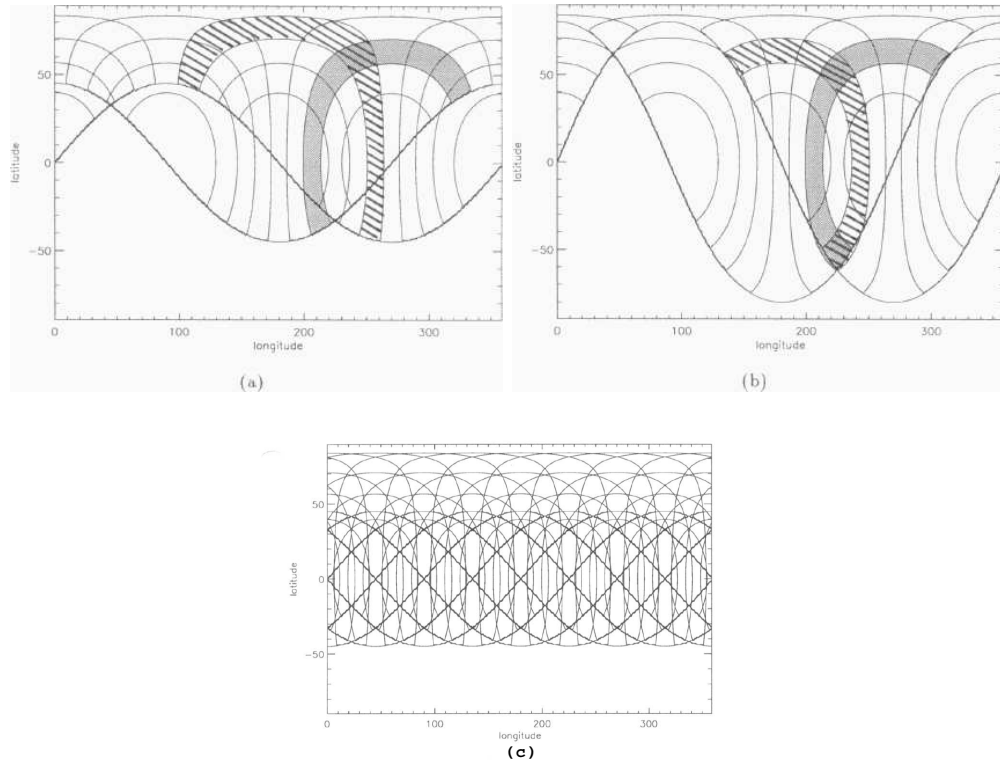
Egy $f(M)$ felszíni inhomogenitáseloszlásból a φ forgási fázisban megfigyelhető vonalalak modellezése, az R_{calc}^* , a lokális vonalprofilok (illetve lokális kontinuumok) felszíni integráljaként fejezhető ki:

$$R_{calc}^*(\lambda, \varphi) = \frac{\iint I_{CS}(M, \theta) R[M, \theta, \lambda + \Delta\lambda_D(M, \varphi)] \cos \theta \, dM}{\iint I_{CS}(M, \theta) \cos \theta \, dM}, \quad (3.7)$$

ahol M a dM infinitezimálisan kicsi felület pozíciója (hosszúság és szélesség) a csillag felszínén, θ polárszög az M pont és a megfigyelőt a csillag középpontjával összekötő egyenes által bezárt szög, I_{CS} a lokális kontinuum intenzitás, R pedig a lokális vonalalak az M pontban (Piskunov & Rice (1993)). A lokális vonalalak az adott elem lokális elemgyakoróságának, a vonalszélesítő mechanizmusoknak, illetve az atmoszféra szerkezetének függvényei, míg a lokális kontinuumszint a lokális felszíni fényességé, amely magában foglalja a peremsötétedést és a felszíni inhomogenitásokat is (lásd a 3.5. részt). Az $f(M)$ képparaméterek Ap csillagokra az elemgyakoróság értékek, késői típusú csillagokra a felszíni fényességeloszlásra (= lokális kontinuumszint; a kontinuumszint változása az Ap csillagok kémiai inhomogenitásaiban elhanyagolható) jellemző érték.

A (3.7.) egyenlet numerikus számításakor kérdéses a felosztás sűrűségének megválasztása. Ha a felületelemek túl nagyok, akkor az egymás melletti elemekhez

⁴A megfigyelőt a csillag középpontjával összekötő szakasz csillagfelszíni dőféspontja által kijelölt szélesség.



3.3. ábra. Az (a) és (b) ábrák az egyenlő radiális sebességű öveket mutatják 0.25 és 0.5 rotációs fázisra, Mercator vetületben, 45° (a) és 80° -os (b) inklinációk esetén. A sávok alsó, szinuszoidális burkológörbéje a látszó csillagfelszín peremét jelöli. Az árnyékolt tartomány az a sáv, ahol a folt az első felvétel során tartózkodik, a sávozott tartomány pedig az, ahol a második alkalommal. A tartományok metszete a folt helyzetét adja meg. A (b) ábrán az is látható, hogy nagy inklinációk esetén az úgynevezett "tükröződési effektus" lép fel, azaz a folt pozíciójára az északi és déli félgömb közel azonos valószínűségű (az egyenlő radiális sebességű sávok két helyen metszik egymást, ezért a program a folt "felét" az északi, másik "felét" a déli félgömbre helyezi). A (c) ábra hasonló a (a)-hoz: 45° -os inklináció esetén az egyenlő sebességű intervallumok hálózatát mutatja, nyolc egyenletesen elosztott fázisban. (Unruh (1994))

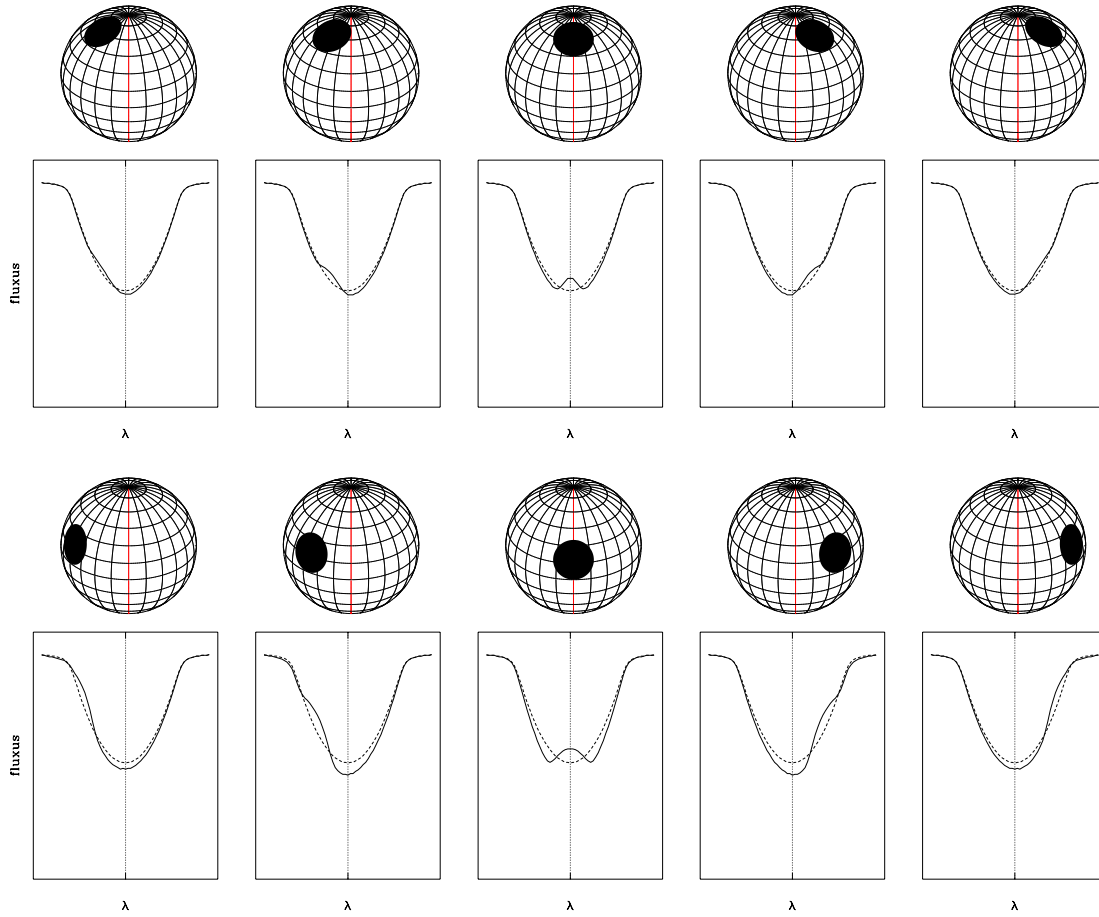
rendelt Doppler-sebességek különbsége túl nagy lesz (különösen gyors forgású csillagok esetén) és a csillag peremének vetülete is erősen torzulni fog. A felosztás sűrűségének növelésével viszont a számítási idő nagyon megnövekszik. Az optimális rácsméret kiválasztásánál természetesen figyelembe kell még venni a fázislefedettséget és a spektrális felbontást is.

3.4. Az inverz feladat megoldása

A bemeneti adatokat egy $R_{obs}^*(\lambda, \varphi)$ színképsorozat alkotja. Az inverz feladat megoldása során az

$$E = \chi^2(f) + \alpha S_r(f), \quad (3.8)$$

hibafüggvényt kell minimalizálni, ahol



3.4. ábra. A ábraszorozatok a foltpozíció és a vonalak deformációja közötti kapcsolatot szemléltetik. A rotációs fázis balról jobbra növekszik. A felső két sorozat egy magasabb, az alsó kettő pedig egy alacsonyabb szélességen elhelyezkedő foltot mutat. A folt által deformált, kontinuumra normált színképvonal mellett (folytonos vonalak), összehasonlíthatóság céljából, minden esetben a kontinuumra normált, foltalan csillag színképvonala (szaggatott vonalak) is látható. A szimulációk szintén a `forward` programmal készültek a Ca I 6439.075 Å vonalra. A mikroturbulencia $\xi = 1 \frac{km}{s}$, a nehézségi gyorsulás logaritmususa $\log g = 3.0$ volt. A folt környezetéhez képest $\Delta T = 1200$ K-nel hidegebb. Átmérője mindkét esetben $\gamma = 35^\circ$, szélességkoordinátája a felső sorozatnál $\beta = 62.5^\circ$, az alsó sorozatnál $\beta = 17.5^\circ$. A szélességi és hosszúsági körök a 3.2. ábrával megegyező sűrűséggel lettek felrajzolva.

$$\chi^2(f) = \sum_{\varphi} \sum_{\lambda} \left[\frac{R_{calc}^*(\lambda, \varphi) - R_{obs}^*(\lambda, \varphi)}{\sigma_{\lambda, \varphi}} \right]^2$$

az illesztés jóságát leíró χ^2 statisztika. Sajnos a véges jel/zaj viszony miatt a χ^2 egyszerű minimalizálása nem ad egyértelmű megfeleltetést az adatsor és a Doppler-térkép között. A véges jel/zaj viszony mellett a ritka fázislefedettség is problémát okoz. Az α Lagrange-együtthatóval bevezetett $S_r(f)$ regularizációs függvény a megoldás egyértelműségéért felelős. Jó fázislefedettségű, nagy jel/zaj viszonyú adatsor megfelelően egyértelművé teszi a megoldást ahhoz, hogy α értéke ne befolyásolja a végeredményt (ilyenkor α 0-hoz közeli érték lehet).

A gyakorlatban kétféle regularizációs függvényt alkalmaznak:
vagy a Tikhonov (1972) féle gradiensfüggvényt:

$$S_r(f) = \int \nabla f(M) dM, \quad (3.9)$$

vagy az entrópiát:

$$S_r(f) = - \int f(M) \ln f(M) dM. \quad (3.10)$$

A kétféle függvény használata a megfelelő fázislefedettség és jel/zaj viszony esetén nagyon hasonló eredményt ad (Piskunov *et al.* (1990a)). Míg a Tikhonov (gradiens) függvény minimalizálásával a legsimább eloszlást részesítjük előnyben, az entrópia maximalizálásával elérhető, hogy az egyes képelemek közötti korreláció csak akkora legyen, amekkorát az adatsor ténylegesen megkövetel (ellentétben a Tikhonov–függvény alkalmazásával, itt a megoldással nem kerül be extra információ). A maximum entrópia módszer ezzel konzisztens módon biztosítja a lehetséges megoldások közül a legvalószínűbb kiválasztását (Skilling & Bryan (1984)). A (3.8.) függvény TempMap-en belüli minimalizálásáról lásd a 3.8. részt.

3.5. A lokális vonalprofil számítása

A (3.7.) egyenlet (azaz a (3.8.) hibafüggvény, illetve a (3.18.) gradiensfüggvény) kiszámításához a csillag felszínének minden egyes pontjában pontosan ismerni kell a lokális vonalalakot és kontinuumszintet, illetve azok különböző fizikai paramétereiktől való függését. A lokális vonalalak meghatározására a következő módszereket terjedtek el:

- **Gauss–profil**

A vonalalak legegyszerűbb és legkevésbé precíz közelítése. Csak a legkorábbi alkalmazásoknál fordult elő, manapság már nem alkalmazzák.

- **A Minnaert–közelítés**

Szintén csak történeti okokból érdekes. A lokális vonalprofil kiszámítására Minnaert (1935) közelítő egyenleteket dolgozott ki. Az algebrai közelítés pontatlanságát ellensúlyozta, hogy a (3.8.) hibafüggvény gradiense a (3.18.) egyenlet helyett analitikusan volt számítható. Ezzel az inverz feladatot gyorsan lehetett megoldani nagyteljesítményű számítógépek nélkül is (Rice (1989)).

- **Referenciacsillag–profil**

Az inverz feladat megoldásához a lokális vonalalakot különböző hőmérsékleteken és csillagfelszíni pozíciókban egy referenciacsillag adott színképvonalából előre kiszámítják és egy tömbben tárolják. A referenciacsillagnak lehetőleg egy fényes, a kérdéses csillaghoz közeli spektráltípusú csillagot választanak. Az ekvivalens szélességnek és a lokális kontinuumszintnek a hőmérséklet és szélsötétedés miatti változását kontinuumszint újranormálásával, illetve lineáris, vagy kvadratikus szélsötétedési függvénnyel való szorzással

veszik figyelembe. Ennek a módszernek az az előnye, hogy a vonalalakot befolyásoló esetleg ismeretlen, vagy rosszul ismert blendeket (a fő térképező vonal melletti gyengébb vonalakat) automatikusan figyelembe veszi. Ilyenek lehetnek például a hidegebb foltokban nagyobb erősséggel megjelenő molekulásávok. Ezért, ha a folthőmérsékletekre egyéb módszerekből már közelítő értékeink vannak, ezeken a hőmérsékleteken a lokális vonalalak meghatározásához célszerű a folthőmérsékletekhez közeli hőmérsékletű referenciacsillagot választani.

- **Teljes LTE spektrum szintézis**

Jelenleg a leggyakrabban alkalmazott módszer a lokális vonalprofil és kontinuumszint számítására. A számításhoz az intenzitásváltozást leíró radiatív transzferegyenletet

$$\cos \theta \frac{dI(M, \theta, \lambda, \tau_\lambda)}{d\tau_\lambda} = I(M, \theta, \lambda, \tau_\lambda) - S(M, \lambda, \tau_\lambda) \quad (3.11)$$

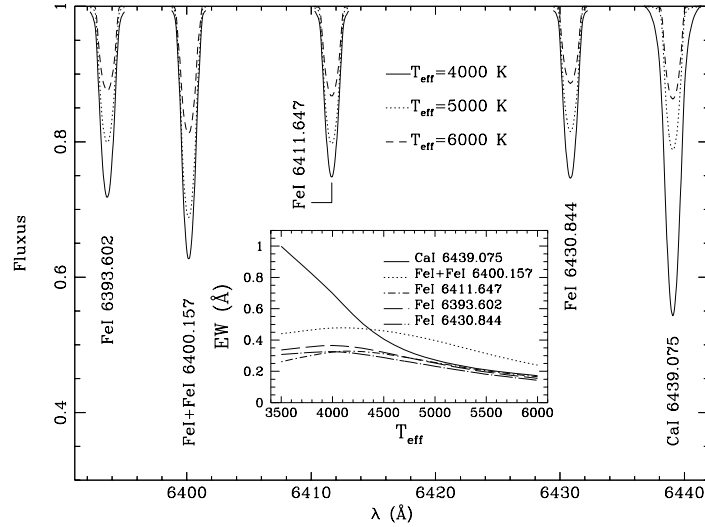
kell numerikusan megoldani a vonal és a kontinuumsugárzásra külön-külön. Itt θ és M megegyezik a (3.7.) egyenletben használtakkal. τ_λ az optikai mélység, $S(M, \lambda, \tau_\lambda)$ a forrásfüggvény. A keresett mennyiségek a felszíni $I_c(M, \theta)$ és a $I(M, \theta, \lambda, \tau_\lambda = 0)$ kontinuum és vonal intenzitásértékek. A TempMap program is ezen a módon határozza meg a lokális vonalalakot a 3.8. részben vázolt mód szerint.

A vonalalakot egyéb fizikai mennyiségek is befolyásolják. A következő kvalitatív leírásokkal a modellezésnél figyelembe vett paraméterek vonalalakra gyakorolt hatását szeretném bemutatni (a részletesebb fizikai tanulmányozás túlmutatna a dolgozat célkitűzésein). A szimulációkat a **forward** programmal készítettem. Az eredmények nem tisztán a lokális vonalprofil mutatják, hanem egy konstans hőmérsékletű gömbfelszínre vett integrálját. A szélsőtétedés miatt ez kissé el fog térni a valódi lokális vonaltól. Feltehetjük azonban, hogy a vizsgált fizikai mennyiségek szélsőtétedéstől függetlenek, így azok hatásai a tényleges lokális vonalalakra hasonlóak lennének. A Napot leszámítva, a térbeli felbontás hiánya miatt a valóságban a számított és mért vonalalak összehasonlítása egyébként is csak integrális mennyiségeken (fluxusokon) keresztül lehetséges.

Az egyes vonalak különbözőképpen viselkednek a paramétertér változásaival szemben. Relatív erősségeik aránya egymáshoz képest is változik, amely tulajdonságot egyéb fizikai mennyiségekkel (pl. hőmérséklet, nyomás stb.) korreláltatva és kalibrálva a paraméterek értékének meghatározására lehet felhasználni (pl. Strassmeier & Fekel (1990)).

3.5.1. Hőmérsékletfüggés

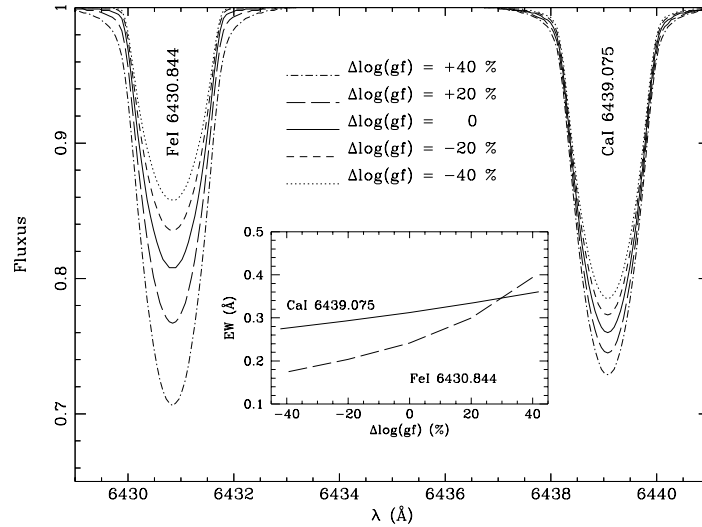
Egy vonal erősségének (ekvivalens szélességének) hőmérsékletfüggő viselkedését alapvetően a Boltzmann- és a Saha-egyenletek szabják meg. A Boltzmann-statisztika szerint a hőmérséklet növekedésével a vonalerősség exponenciális növekedésére lehet számítani. A ionizációs potenciál átlépésével azonban az adott elem ionizálódik és a Saha-egyenletnek – amely a különböző ionizációs állapotban levő ionok számarányát adja meg – megfelelően a vonalat létrehozó ionok (atomok)



3.5. ábra. Az ábra a 6410 Å körüli tartomány Doppler-leképezésben használt színképvonalainak effektív hőmérséklettől való függését mutatja. A hőmérséklet-tartomány jellemző az aktív csillagok fotoszférikus és folthőmérsékleteire. A fő ábrán a vonalak változását kísérhetjük nyomon három különböző hőmérsékletértékre, míg középen az egyes vonalak ekvivalens szélességének hőmérséklet szerinti függését láthatjuk. Itt fontos megjegyezni, hogy az egyes hőmérsékletekhez tartozó vonalak az aktuális kontinuumszintre vannak normálva: a 4000 K-hez tartozó kontinuumszint csupán $\approx 15\%$ -a a 6000 K-hez tartozónak. A számítások során a mikroturbulencia $\xi = 2 \frac{km}{s}$, a makroturbulencia $\zeta_{RT} = 4 \frac{km}{s}$, a nehézségi gyorsulás logaritmus $\log g = 3.0$ volt. A jobb láthatóság kedvéért egy $v \sin i = 40 \frac{km}{s}$ rotációs kiszélesedést is alkalmaztam. Az elemgyakoriság a Nap legfrissebb elemgyakoriság értékeinek felel meg.

száma csökken, így csökken a vonalerősség is. Ez a tendencia figyelhető meg a 3.5. ábrán is a vasvonalaknál, ahol a hőmérséklet növelésével egy ideig növekszik az ekvivalens szélesség, majd – vonaltól függően – 4000 K körül ismét csökkenni kezd. Az erősebb kalcium-vonal ekvivalens szélessége is határozott csökkenést mutat a növekvő hőmérsékletek irányában. Mivel a kalcium gerjesztési potenciálja a bemutatott többi vonalénál jóval alacsonyabban van a függvény maximumát nem látjuk (a kalcium egyébként az átlagos fotoszférikus hőmérsékleteken csaknem teljesen ionizált állapotban van). Bár a kalcium-vonal viselkedésére felvázolt kép helyes, a ténylegesen mérhető ekvivalens szélességértékek 5000 K alatt kisebbek a modellezésből kapottakhoz képest. Ez származhat abból, hogy az erős kalcium-vonal magja a kromoszférikus tartományokban keletkezhet, ahol nem teljesen helytálló a lokális termodinamikai egyensúly feltételezése. A magot kromoszférikus emisszió töltheti ki, ami csökkenti az ekvivalens szélességet. Egy másik ok lehet, hogy alacsonyabb hőmérsékleten a figyelembe nem vett molekulák egyre nagyobb kontinuum opacitást okoznak. Szerencsére alacsonyabb hőmérsékletek felé a kontinuum szint gyorsan csökken, ezért kisebb a nem megfelelő modellezés miatti hiba járuléka is. Mindenesetre látható, hogy vonalakok a hőmérséklet függvényében a legkevésbé sem mondhatók állandónak.

3.5.2. Atomi paraméterek



3.6. ábra. Az ábra az erős kalcium- és egy gyengébb vasvonal $\log gf$ szerinti függését mutatja. A $\log gf$ értékét a 3.1. táblázatban megadott alapértékhez képest $\pm 40\%$ -kal változtattam. Az ábra szerkezete a 3.5 ábrához hasonló. A modellezés során az effektív hőmérséklet 4800 K volt. Egyéb paraméterek megegyeznek a 3.5. ábránál használtakkal.

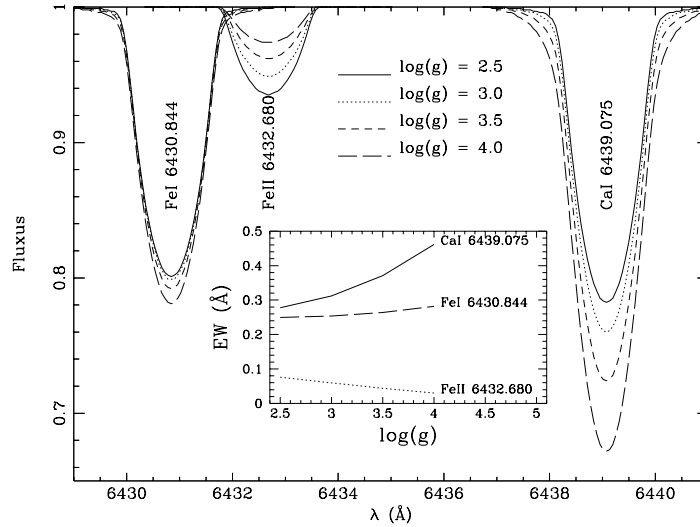
Az általam használt térképező vonalak atomi paramétereit a 3.1. táblázat foglalja össze. Ezeknek a vonalaknak a léte és elhelyezkedése a spektrumban jól ismert például a Nap színekéből is. A gerjesztési potenciálok laboratóriumban igen pontosan mérhetőek. Más a helyzet az oszcillátorerőségekkel (átmeneti valószínűségekkel). Az oszcillátorerősség is a vonal erősségét meghatározó paraméter. Általában számításokkal csak nagyságrendi bizonytalansággal határozhatók meg. Pontosabb értékekhez pl. a Nap, vagy az Arcturus nagyfelbontású színekéhez történő illesztéssel lehet jutni, ami viszont az elemgyakoriság-eloszlás pontos ismeretét feltételezi (a két mennyiség között erős korreláció van). Legpontosabban ezt a mennyiséget is laboratóriumi mérésekkel lehet meghatározni. Oszcillátorerősség értékek forrásaként Fuhr *et al.* (1988), Thévenin (1989, 1990) cikkeit, illetve Kurucz-féle (1993) CD-ROM adatbázist érdemes megemlíteni.

A gyakorlatban, a Doppler-leképezés során gyakran szükség van a $\log gf$ értékek "finomhangolására" a legjobb illesztés eléréséhez. A változtatásokra leginkább a fővonal melletti gyengébb blendék esetében van szükség (lásd később). Hőmérsékletérzékeny vonaloknál a $\log gf$ kis hibáját (5-10%) a leképező program kompenzálni képes az átlaghőmérséklet olyan irányú változtatásával, hogy a modellezett és a megfigyelt ekvivalens szélességek azonosak legyenek (Strassmeier (1993a)). Az ekkora hibák tehát nem fedhetők fel, az ennél nagyobbak azonban nyilvánvaló illesztési eltérésekben jelentkeznek. A 3.6. ábra a $\log gf$ és a vonalalak, illetve ekvivalens szélesség értékek közötti kapcsolatot mutatja Ca I 6439.075 Å és az Fe I 6430.844 Å vonalakra. A vasvonal ugyanolyan mértékű változtatása nagyobb változást okozott a vonalalakban és ekvivalens szélességben. Ez azért lehet, mert, bár a vasvonal oszcillátorerőssége kisebb a kalciuménál, elemgyakorisága a Napban kb. 20-szorosa a kalcium elemgyakoriságának.

Elem	Hullámhossz (Å)	$\log gf$	χ (eV)	EW_{Nap} (mÅ)
Ca I	6439.075	+0.470	2.526	156
Fe I+Fe I	6400.000	-0.520	3.603	181
	6400.314	-3.897	0.915	46
Fe I	6411.647	-0.820	3.654	129
Fe I	6393.602	-1.620	2.433	117
Fe I	6430.844	-2.006	2.176	106

3.1. táblázat. Doppler-leképző fővonalak atomi paramétereit. Az első oszlop az elemet és ionizációs állapotát adja meg ($i =$ neutrális). A második oszlop a vonalak hullámhosszát, harmadik az átmeneti valószínűséget jellemző $\log gf$ értékeket a negyedik pedig a gerjesztési potenciálokat tartalmazza. Az értékek Kurucz-féle (1993) vonallistából származnak. Az utolsó oszlopban tájékoztató jelleggel a vonalak Nap spektrumában mért ekvivalens szélességeit tüntettem fel (Moore *et al.* (1966) alapján).

3.5.3. Nehézségi gyorsulás



3.7. ábra. Különböző erősségű vonalak nyomásfüggő (nehézséggyorsulás-függő) viselkedése (bővebben lásd a szövegben). A modellezéshez használt bemenő paraméterek a 3.6. ábránál használtakkal azonosak, illetve a $\log gf$ értékek a 3.1. táblázat szerintiék. A gyenge Fe II 6432.680 Å vasvonal atomi paramétereit: $\log gf = -3.740$, $\chi = 2.891$.

A nehézségi gyorsulás a csillagban uralkodó gáz- ($P_g \approx konstans g^{\frac{2}{3}}$), illetve elektronnyomást ($P_e \approx konstans g^{\frac{1}{3}}$) határozza meg. A nyomás változására a vonalak erősségüktől, ionizációs állapotuktól függően különbözőképpen viselkednek. A 3.7. ábrán erre láthatunk példákat. A gyenge vonalak ekvivalens szélessége általában a nyomás növekedésének hatására csökken (Fe II 6432.680 Å). A közepesen erős Fe I 6430.844 Å vasvonal ekvivalens szélessége és a vonal szárnya csak kevésbé változik. Az erősebb kalcium-vonal nyomásfüggése többek közt a vonal szárnyainak kiszélesedésében és ezzel együtt az ekvivalens szélesség növekedésében nyilvánul meg.

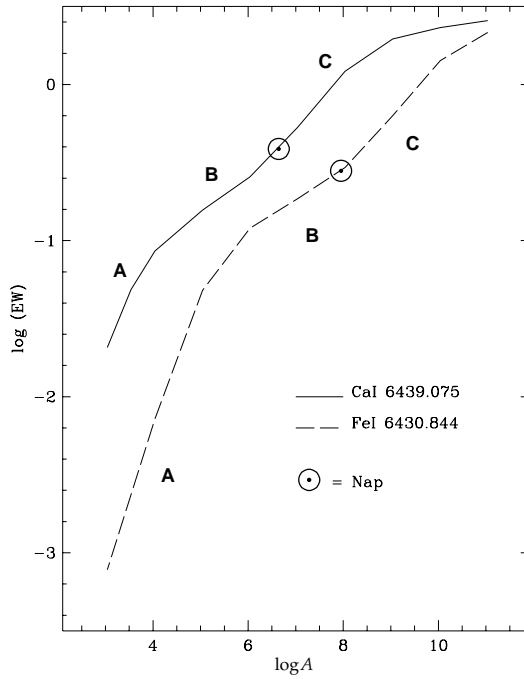
3.5.4. Elemgyakoriság

Z	Elem	$\log A$	Z	Elem	$\log A$	Z	Elem	$\log A$	Z	Elem	$\log A$
1	H	12.00	2	He	(11.00)	3	Li	1.16	4	Be	1.15
5	B	2.60	6	C	8.60	7	N	8.00	8	O	8.93
9	F	4.56	10	Ne	(8.1)	11	Na	6.33	12	Mg	7.58
13	Al	6.47	14	Si	7.55	15	P	5.45	16	S	7.21
17	Cl	5.5	18	Ar	(6.56)	19	K	5.12	20	Ca	6.36
21	Sc	3.10	22	Ti	4.99	23	V	4.00	24	Cr	5.67
25	Mn	5.39	26	Fe	7.67	27	Co	4.92	28	Ni	6.25
29	Cu	4.21	30	Zn	4.60	31	Ga	2.88	32	Ge	3.41
33	As	2.37	34	Se	3.35	35	Br	2.63	36	Kr	3.23
37	Rb	2.60	38	Sr	2.90	39	Y	2.24	40	Zr	2.60
41	Nb	1.42	42	Mo	1.92	43	Tc	...	44	Ru	1.84
45	Rh	1.12	46	Pd	1.69	47	Ag	0.94	48	Cd	1.86
49	In	1.66	50	Sn	2.0	51	Sb	1.0	52	Te	2.24
53	I	1.51	54	Xe	2.59	55	Cs	1.12	56	Ba	2.13
57	La	1.22	58	Ce	1.55	59	Pr	0.71	60	Nd	1.50
61	Pm	...	62	Sm	1.00	63	Eu	0.51	64	Gd	1.12
65	Tb	0	66	Dy	1.1	67	Ho	0.26	68	Er	0.93
69	Tm	0.0	70	Yb	1.08	71	Lu	0.76	72	Hf	0.88
73	Ta	0.13	74	W	1.11	75	Re	0.27	76	Os	1.45
77	Ir	1.35	78	Pt	1.8	79	Au	1.01	80	Hg	1.09
81	Tl	0.9	82	Pb	1.85	83	Bi	0.71	90	Th	0.12
92	U	0									

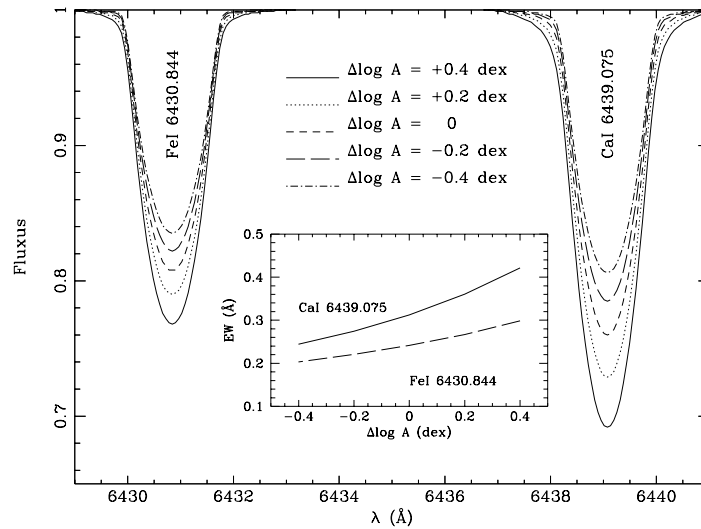
3.2. táblázat. A napspektrumra illesztett modellszínképből kapott elemgyakoriságok. A Z a rendszámot jelöli. A $\log A$ hibája a gyakoribb elemekre $\approx 0.1 - 0.2$ dex. Az zárójeles értékeket meteoritok összetételének vizsgálatából nyerték. (Grevesse & Anders (1992) nyomán)

Egy adott elem elemgyakorisága az egységnyi térfogatban levő hidrogénre vonatkoztatott részecskeszámot jelenti. Az elemgyakoriság növelésével a vonal ekvivalens szélességének növekedése várható. A két mennyiség közötti kapcsolatot az úgynevezett növekedési görbével szokták jellemezni. A 3.8. ábrán Ca I 6439.075 Å és a Fe I 6430.844 Å vonalakra számított növekedési görbék láthatók. A növekedési görbéknek három szakasza van (A, B, C). Az A szakaszon az ekvivalens szélesség egyenesen arányos az elemgyakorisággal. A második B szakaszon a vonal eléri a maximális mélységét, ez a telítődési (szaturációs) szakasz. Az elemgyakoriság további növelésekor (C szakasz) a vonal szárnyain folytatódik tovább az ekvivalens szélesség növekedése nagyjából $\propto A^{\frac{1}{2}}$ szerint. A az adott elem hidrogénhez viszonyított relatív elemgyakorisága a $\log A = 12 \log(n_i/n_H)$ képletnek megfelelően, ahol $n_H = 10^{12}$ részecske térfogategységként.

Egy csillag légköri elemgyakoriságait vagy a különböző vonalak növekedési görbéiből kapott értékek átlagaival lehet megkapni, vagy a mért színkép modellszínképpel történő illesztésével, az elemgyakoriság változtatásával. Ezt akkor lehet megbízhatóan elvégezni, ha a színkép elegendően nagy tartományt fed át és sok



3.8. ábra. Növekedési görbék a Ca I 6439.075 Å és a Fe I 6430.844 Å vonalakra. Az A, B, C betűk a növekedési görbe jellegzetes szakaszait jelölik (lásd a szövegben). Az \odot a Nap elemgyakoriságának megfelelő helyzetét jelöli. Ebből látható, hogy a Nap esetén mindkét vonal a telítési szakaszon található. (A forward programmal végzett számítások.)



3.9. ábra. A vonalak változása a logaritmikus elemgyakoriság változásának hatására. A nulla elemgyakoriság a Nap elemgyakoriság értékének felel meg. A középső ábra tulajdonképpen a 3.8. ábra egy részlete. A modellezéshez használt bemenő paraméterek a 3.6. ábránál használtakkal azonosak, illetve a $\log gf$ értékek a 3.1. táblázatból valók.

vonalat tartalmaz. A 3.2. táblázat egy ilyen, a Nap összetételét vizsgáló illesztés eredményeit tartalmazza. Az illesztéshez olyan vonalakat kell használni, amelyeknek jól ismertek az átmeneti valószínűségei (lévén a kettő között erős korreláció, lásd a 3.5.2. részt). A helyzetet tovább bonyolítja, hogy egy adott elemre a növekedési görbe függ a többi elem gyakoriságától is. Próbálkozások történnek a koronavonalakból meghatározott elemgyakoriság és a fotoszférikus elemgyakoriság

közötti kapcsolat feltárására is (pl. Drake (2000)).

A Doppler-leképezés során, ha a kérdéses objektum elemgyakoriság-eloszlásáról egyéb információ nincs, kiinduló értékeként Nap a 3.2. táblázat szerinti elemgyakoriságai szolgálnak. A 3.9. ábra az általában maximálisan szükséges elemgyakoriság-változtatások hatását mutatja a Ca I 6439.075 Å és a Fe I 6430.844 Å vonalakra. Ez a 3.8. ábra egy kis szakaszának felel meg.

3.5.5. Atmoszférikus sebességmezők, turbulens mozgások

A fotoszférikus sebességmezők az általuk okozott Doppler-eltolódáson keresztül vesznek részt a vonal formájának kialakításában. Csak azok hatásai jelentősek, amelyek összemérhetők a rotációs sebességgel, azaz amelyeket a rotációs kiszélesedés nem mos el. A hideg csillagok fotoszférájában különböző mozgásokat ismerünk. Ilyenek a mágneses és akusztikus hullámok, a konvekció és vele összefüggésben a különböző léptékű granulációk, flerek általi anyagkidobódások, anyagátrendeződések, áramlások, turbulenciák. Csillagok esetén (a Napot leszámítva) a térbeli felbontás hiánya miatt a sebességmezők tulajdonságaira is csak felszíni integráljaikon keresztül következtethetünk. A mozgásokat lehet tisztán kinematikusan vizsgálni, azaz csak a sebességeket és a belőlük származó Doppler-eltolódást, illetve dinamikusan, vagyis a mozgás okozta hőmérséklet- és nyomásváltozást is figyelembe véve.

A turbulens mozgás egyszerű feltétele, hogy a mozgásra jellemző úgynevezett *Reynolds-szám* egy kritikus értéket (≈ 1000) meghaladjon. A Reynolds-szám a sűrűség, az átlagos áramlási sebesség és az áramlási tartomány karakterisztikus átmérőjének szorzata osztva a viszkozitással. A Nap fotoszférájára kiszámított Reynolds-szám $\gtrsim 10^{11}$ tehát jelentős turbulenciával számolhatunk.

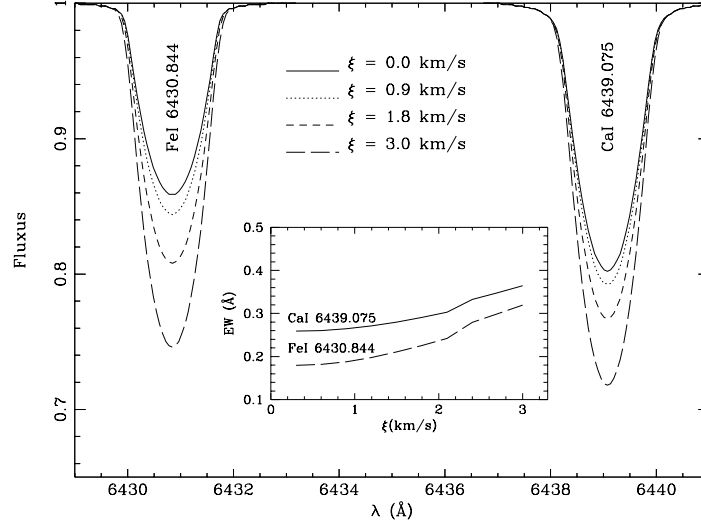
A turbulenciák kinematikai szempontból két csoportra oszthatók: az egyik a mikroturbulencia, a másik a makroturbulencia.

A mikroturbulencia

Mikroturbulenciáról akkor beszélünk, ha a turbulens elemek mérete kisebb, mint a fotonok szabad úthossza. Így egy foton elnyelődése és újbóli keletkezése a Doppler-eltolódás miatt más hullámhosszon lesz. Ez megnöveli az abszorpciós keresztmetszetet. A mikroturbulens sebességekre általában izotrop Gauss-eloszlást feltételeznek, ahol az eloszlás ξ diszperziós paramétere a turbulenciát jellemző sebességérték. A mikroturbulens sebesség ezzel egy képletbe vonható össze a szintén Gauss-eloszlású, termális kiszélesedésre jellemző sebességgel. Gyenge vonalagnál (a növekedési görbe gyenge *A* szakaszán, lásd 3.8. ábra) a növekvő mikroturbulencia a vonalat sekélyebbé teszi, de nem változtatja meg annak ekvivalens szélességét. Az erős vonalagnál (a növekedési görbe *B*, szaturációs szakaszában) azonban az abszorpciós keresztmetszet növelésével megnöveli az elnyelődés hullámhossztartományát (csökkenti a vonal telítettségét) így növeli az ekvivalens szélességet (3.10. ábra). A mikroturbulencia bevezetését egyébként épp az tette szükségessé, hogy megmagyarázzák a szaturációs szakaszban miért nagyobbak a mért ekvivalens szélességek az elméleti növekedési görbék által jósoltnál. A mikroturbulenciát vagy a növekedési görbe illesztésével, vagy erős vonalak Fourier-analízisével szokták

meghatározni (Gray (1992)). A mikroturbulencia H-R diagramon való eloszlásáról nincs kellően részletes tanulmány. Törpe csillagokra $\xi \approx 1 - 2 \frac{km}{s}$, magasabb luminozitási osztályokra $\xi \approx 5 \frac{km}{s}$ -ra növekszik.

A Nap esetében bizonyos megfigyelések magyarázatára anizotrop, Gauss-eloszlású mikroturbulenciát is alkalmaztak, azonban csillagokra a térbeli felbontás hiánya miatt csak az izotrop esettel van értelme számolni.



3.10. ábra. Három különböző mikroturbulencia értékre számított vonalak és ekvivalens szélesség. A növekvő mikroturbulencia a szaturált vonalak ekvivalens szélességét megnöveli. A modellezéshez használt bemenő paraméterek a 3.6. ábránál használtakkal azonosak, illetve a $\log gf$ értékek a 3.1. táblázat szerintiék.

A makroturbulencia

Makroturbulenciáról akkor beszélünk, ha a turbulens elemek mérete sokszorososa a fotonok szabad úthosszának, azaz a turbulens cella elég nagy ahhoz, hogy a foton a keletkezésétől a csillag elhagyásáig benne maradjon. Így mindegyik cella egy teljes spektrumot eredményez, amely a cella sebességének megfelelő Doppler-eltolódást szenved. Ezek felszíni integrálját, a mérhető fluxust a (3.2.) egyenlethez hasonló módon egy konvolúcióval kaphatjuk meg, ahol a $G(\Delta\lambda)$ rotációs vonalprofil helyett egy $\Theta(\Delta\lambda)$ makroturbulens sebességeloszlásból származtatott Doppler-eltolódás eloszlás szerepel. A makroturbulens mozgások közé tartozik például a konvekció. A fel- és leáramlások és a közöttük történő horizontális mozgások miatt nem lehet helytálló az izotrop megközelítés. Egy egyszerű modell a makroturbulens mozgás szétválasztása radiális és tangenciális komponensekre, melyben az egyes komponensek sebességeloszlása továbbra is Gauss-eloszlás szerinti:

$$\Theta(\Delta\lambda) = A_R \Theta_R(\Delta\lambda) + A_T \Theta_T(\Delta\lambda), \quad (3.12)$$

ahol A_R és A_T a radiális, illetve tangenciális komponensek amplitúdója, $\Theta_R(\Delta\lambda)$ és $\Theta_T(\Delta\lambda)$ pedig a megfelelő Gauss görbe szerinti Doppler-eltolódás eloszlások,

ζ_R , illetve ζ_T diszperziós sebességparaméterekkel. További egyszerűsítésként még szokás feltenni, hogy $A_R = A_T$, $\zeta_R = \zeta_T = \zeta_{RT}$ (radiális-tangenciális makroturbulencia).

A makroturbulencia hatása a vonalalakra nagyon hasonló a rotációéhoz. Az ekvivalens szélességet a makroturbulencia sem változtatja meg. A makroturbulencia (ζ_{RT}) és a rotáció ($v \sin i$) szétválasztása, illetve meghatározása hasonlóan a mikroturbulenciához, általában Fourier felbontással történik (Gray (1992)). Ennek felhasználásával legutóbb Fekel (1997) készített ilyen katalógust késői típusú fényes csillagokra. A H-R diagramon növekvő hőmérsékletek és magasabb luminozitási osztályok felé a makroturbulencia egyenletesen és folyamatosan növekszik. A Doppler-leképezésben a makroturbulencia helyes megválasztása kis rotációs sebességek esetén fontos.

A turbulenciák fenti szigorú szétválasztása a spektroszkópiai vizsgálatok kezdetén volt lényeges. Manapság a Nap megfigyeléseiből és a mozgások háromdimenziós modellezéséből kiderült, hogy az egyes csoportok különböző skálájú granulációknak feleltethetők meg (pl. Asplund, (2000)). Mindazonáltal a vonalalak számításának egyszerűsítéséhez célszerű ezt az elkülönítést elvégezni. A turbulencia paraméterek mélységfüggőek, ezért a különböző mélységben keletkező vonalakra az egyes paraméterekben eltérések mutatkozhatnak.

3.5.6. Mágneses tér

Bár a mágneses tér a csillagaktivitás alapeleme, a vonalalakra gyakorolt hatását a "klasszikus" Doppler-leképezés nem veszi figyelembe. Késői típusú csillagokra ez az elhanyagolás azonban a legtöbb esetben helytálló, mivel – mint, ahogy azt a következőkben bemutatom – a mágneses tér vonalalakra gyakorolt közvetlen hatása általában olyan csekély, hogy a feltérképezéséhez speciálisan megválasztott műszerezettségre, feldolgozó szoftverre és a mágneses térre érzékeny vonalakra van szükség. Ez amiatt is igaz, mivel a nagyobb mágneses terű foltok így hidegebbek is, a vonalalakhoz adott járulékkuk kisebb.

A mágneses tér a spektrumvonalak Zeeman-felhasadását okozza. A felhasadás gyakran csak a vonal kiszélesedésében figyelhető meg. Gyenge mágneses térben (normál Zeeman-felhasadáskor) a felhasadás mértéke a mágneses térnek, a hullámhossz négyzetének és az átmenetre jellemző Landé-faktornak a szorzatával arányos. Még a rendkívül jó jel/zaj viszonytal mérhető, kis rotációs kiszélesedésű ($2 \frac{km}{s}$) napszínképben is csak a ~ 1500 G térerősség okoz mérhető felhasadást (a napfoltokban a mágneses tér $\sim 3000 - 3500$ G körüli).

A Zeeman-felhasadás jellege függ a mágneses tér irányultságától. A látóiránnyal párhuzamos tér esetén a vonal két ellentétes irányú, cirkulárisan polarizált, míg a látóirányra merőleges térben három, lineárisan polarizált komponensre hasad fel. Stokes (1852) a fénypolarizáció leírására (röla elnevezett) paramétereket vezetett be: I_λ a fény (monokromatikus) intenzitása, V_λ a cirkuláris polarizációt, Q_λ és U_λ pedig a lineáris polarizációt leíró paraméterek. A Stokes-paramétereknek az előnye, hogy polarimetriával közvetlenül mérhető mennyiségek.

Hagyományos Zeeman-analízátorral (polariméterrel) ha a Napot mint távoli csillagot vizsgálánk kb. < 1 G egyenletes mágneses teret mérnénk (Linsky (1999)), mert a (komplex) lokális, bipoláris mágneses terek hatásai az ellentétes polarizációk miatt kiegyenlítенék egymást. Ez általában igaz a késői típusú csillagokra,

annak ellenére, hogy a csillagfoltokban több kG erősségű mágneses tér koncentrálnálódhat. A bipolaritás mellett a másik probléma, hogy a nagyobb mágneses terű területek halványabbak is (a mágneses befagyás leállítja a konvekciót) és az innen származó vonaljárulékok igen kicsik. A lokális mágneses terek mellett a csillagnak természetesen globális (poloidális) mágneses tére is van. Ezeket a mágneses tereket, amelyeket még a csillagkeletkezéskor befagyott, ún. primordiális térnek tulajdonítanak, igazán csak korai típusú Ap csillagoknál lehetett kimérni.

Robinson *et al.* (1980), illetve annak továbbfejlesztéseként Saar (1996) igen jól alkalmazható módszert dolgozott ki a mágneses tér mérésére. Polarizálatlan optikai, illetve infravörös⁵ vonalak Zeeman–felhasadásának, illetve kiszélesedésének modellezésével meg lehetett határozni a mágneses térerősséget és az úgynevezett mágneses kitöltési tényezőt⁶. A technikát számos fősorozati csillagra alkalmazták, aminek eredményeiből igen fontos következtetéseket tudtak levonni a csillagok mágneses terével kapcsolatban.

A fenti módszer azonban nem ad információt a mágneses tér eloszlásáról és háromdimenziós struktúrájáról, illetve a gyorsan forgó csillagok színeképvonalainak rotációs kiszélesedése miatt elmosódó Zeeman–mintázat is problémát okoz. A függetlenül kidolgozott Zeman Doppler Leképezés (Zeeman Doppler Imaging = ZDI, pl. Semel (1989), Donati *et al.* (1997a)) és a még fejlesztés alatt álló Mágneses Doppler Leképezés (Magnetic Doppler Imaging = MDI, Piskunov (1998)) a Doppler-technika és a polarimetria ötvözésével lehetőséget ad a mágneses tér feltérképezésére is.

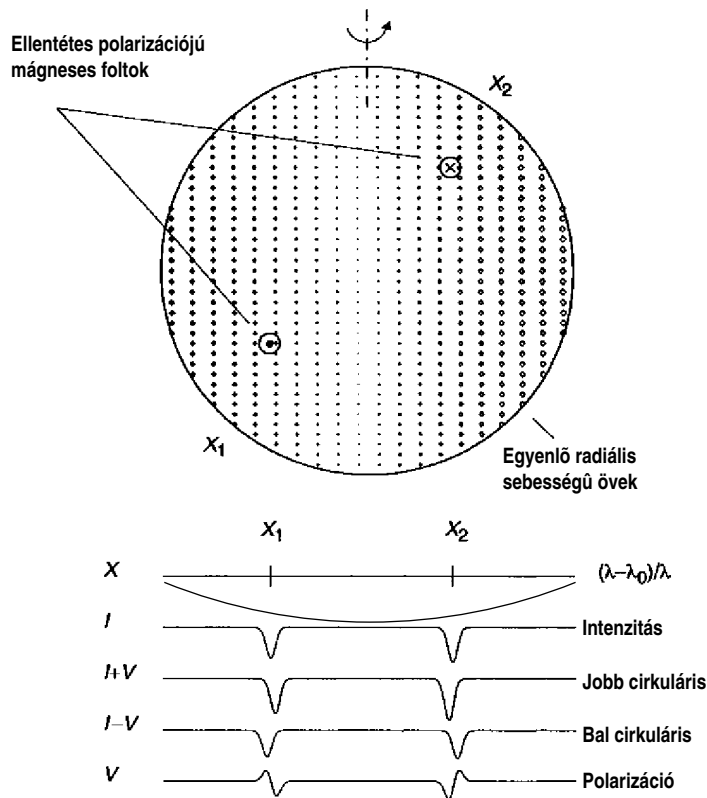
A mágneses tér figyelembevételkor a lokális vonalprofil számításához használt (3.11.) transzferegnyenlet mátrixegyenletre módosult változatát kell megoldani, ahol az I a skaláris intenzitás helyett a Stokes–paraméterekből álló $\mathbf{I}(I, Q, U, V)$ vektor szerepel (Unno (1956)). Az I Stokes–paraméter azonban ekvivalens a skaláris intenzitással, azaz ebből továbbra is a felszíni anyagi, hőmérsékleti, vagy foltkitöltési tényező eloszlása határozható meg.

A ZDI (3.11. ábra) azonban a mágneses transzferegnyenlet megoldásának problémáját leegyszerűsíti azzal, hogy egyrészt a Stokes–paraméterek közül csak az I és V paramétereket használja⁷, illetve a V paramétert gyenge mágneses térre, Unno (1956) alapján I hullámhossz szerinti deriváltjaként fejezi ki. A ZDI elvégzéséhez a nagy felbontás mellett megfelelő nagyságú jel/zaj viszony is szükséges. Az echelle spektroszkópia előnye, hogy vele egyszerre akár néhány ezer Å hullámhossztartományt is lehet vizsgálni. Egy tipikus echelle spektrum több ezer fotoszférikus vonalából az úgynevezett *legkisebb négyzetes dekonvolúció* technikájával kivonva az átlagos vonalprofilváltozást, a jel/zaj viszonyt egyetlen vonalra vonatkozó érték kb. 30-szorosára sikerült növelni (pl. Donati *et al.* (1997a)). A modellezéshez használt képrekonstrukciós algoritmus itt is a maximum entrópia módszeren alapul.

⁵A felhasadás hullámhossz négyzetével való arányossága miatt az infravörös vonalak alkalmasabbak a mágneses tér mérésére (legutóbb pl. T Tauri csillagok mágneses terének mérésére, Johns-Krull *et al.* (2000)).

⁶Egy mágneses és egy nem mágneses részből álló kétkomponensű atmoszférát feltételezve, a kitöltési tényező a mágneses komponens százalékos arányát adja meg.

⁷A V cirkuláris polarizációt leíró paramétert a polarimetriai méréseknél azért részesítik előnyben, mert egyrészt egyenesen arányos a mágneses térerősséggel, másrészt a lineáris polarizációs komponensek kb. egy nagyságrenddel kisebbek és ráadásul a polariméter tükrői nemkívánt lineáris polarizációt okozhatnak (Stix (1989)).



3.11. ábra. A ZDI alapgondolata a "klasszikus" Doppler-leképezéshez hasonló. Legyen két, különböző radiális sebességű zónában elhelyezkedő, ellentétes polaritású mágneses folt, amelyek a Doppler-eltolódásnak megfelelően a rotációsán kiszélesedett spektrumvonal X_1 és X_2 helyein képződnek le. Intenzitásprofiljuk az X_1 és X_2 pontokon centrálisan elhelyezkedő abszorpciós profilok, a bal irányú polarizációs spektrumuk a Zeeman-effektus miatt a mágneses polaritásoknak megfelelően az egyik, illetve jobb irányú polarizáció esetén a másik irányba elmozdult abszorpciós vonalak. A polariméter kimenetén a kettő különbségeként a V cirkuláris polarizációt leíró, jellegzetes alakú Stokes-paraméter jelenik meg. A Doppler-eltolódások miatt az ellentétes polaritású mágneses terek hatásai így már nem ejtik ki egymást (Carter *et al.* (1996) nyomán).

A ZDI megoldásként a foltkitöltési tényező, a radiális, azimutális és meridionális mágneses komponensek eloszlását adja (lásd a 3.11. ábrán a HR 1099 egy ZDI térképét).

Piskunov (1998) ZDI elleni kritikájában azt állítja, hogy a különböző mágneses komponensekre kapott térképek nem teljesen függetlenek egymástól, valamint szimulációkon keresztül azt is kimutatta, hogy bizonyos mágneses konfiguráció esetén az összes Stokes-paramétert fel kell használni, mert csupán a Stokes I és V paraméterek illesztése hamis mágneses topológiát ad vissza. Az MDI ún. INVERS10 kódja (Piskunov (1998)) viszont a mágneses transzferegyenletet az összes Stokes-paraméterre megoldja, hogy a mágneses tér független, háromdimenziós struktúrájáról és egyidejűleg az inhomogenitáseloszlásokról is számot adjon. A gyorsabb számítástechnikai háttér lehetővé teszi a lokális vonalprofil menet közbeni kiszámítását (tehát az értékeket nem egy előre kiszámított táblázatból veszi és interpolálja).

3.6. A fotometriai adatok a Doppler–leképezésben

A 2.5. részben láthattuk, hogy a fotometriai adatsorok önállóan is alkalmazhatók a csillagfoltok elhelyezkedésének és hőmérsékletének meghatározására. Amennyiben a spektroszkópia mellett szimultán fotometriai mérések is történtek a TempMap program a Doppler–leképezés kiegészítéseként lehetőséget nyújt a fotometriai adatok egyidejű illesztésére is. A színindex változásából nyert információ igen hasznos a hőmérsékletskála⁸ helyes beállításánál, valamint további megszorításokat ad a foltparaméterekre és segít kompenzálni a spektroszkópiai paraméterek bizonytalanságából eredő hibákat is. A program minden iterációs lépésben kiszámítja a kontinuumszinteket a szűrőknek megfelelő tartományokban és ezeket összehasonlítja a fotometriai mérésekkel. Az eltérések adott értékkel súlyozva a profilillesztéssel kapott a (3.8.) hibafüggvényhez adhatók. A teljes fotometriai szűrőfüggvényre való integrálás nagyon körülményessé tenné az eljárást, ezért az összehasonlítás csak a szűrőfüggvény maximális áteresztőképességéhez tartozó hullámhosszértékénél történik. Az így okozott hiba maximum 1-2 ezred magnitúdó (Piskunov & Rice (1993)).

3.7. Az alkalmazhatóság feltételei

A következőkben azokat a fizikai és technikai feltételeket foglalom össze, amelyek a Doppler–leképezés alkalmazásának lehetőségeit, illetve korlátait megszabják.

3.7.1. Félértékszélesség arány

Legyen x a rotációsan kiszélesedett és a nulla forgássebességhez tartozó térképező vonal félértékszélességeinek aránya. Amikor a folt a megfigyelővel szembeni meridiánon tartózkodik, a deformáció félértékszélességének a teljes profilhoz vett aránya körülbelül egyenlő a folt sugarának a csillag sugarához mért r arányával. Ily módon egy folt felbonthatóságának feltétele: $r \geq x$.

3.7.2. Rotációs elmosódás

A színekfelvétel expozíciós ideje alatt a folt által okozott vonalalak–deformáció a csillag tengely körüli forgása miatt elmozdul. Az elmozdulás sebessége:

$$\dot{\lambda} = \frac{2\pi}{P_{rot}} \frac{\lambda_0 v \sin i}{c}. \quad (3.13)$$

A csillag rotációs profiljának $\Delta\lambda_{rot}$ *effektív szélessége* az ekvivalens szélesség és a profil mélységének hányadosa durván

$$\Delta\lambda_{rot} \approx \frac{\pi \lambda_0 v \sin i}{2c}, \quad (3.14)$$

képlettel adható meg (Unsöld (1955)). Δt expozíciós idő alatt a folt τ elmosódásának definíciója:

$$\tau \equiv \frac{\dot{\lambda} \Delta t}{\Delta\lambda_{rot}} \simeq \frac{4\Delta t}{P_{rot}}. \quad (3.15)$$

⁸A fotometriai modellezésnél a színindex illesztésével a folt hőmérsékletet lehet meghatározni.

3.7.3. Vonalalak–deformáció, detektorzaj

A (3.6.) egyenletben már bevezetett deformáció amplitúdója a következő kifejezéssel közelíthető (Cameron (1992)):

$$R_{dudor} \simeq \frac{W_{dudor}}{\Delta\lambda_{dudor}} \simeq (1 - R_{lok}(\lambda_0)) \frac{x}{(r^2 + x^2 + \tau^2 + y^2)^{\frac{1}{2}}} \frac{r^2}{1 - r^2}, \quad (3.16)$$

ahol $R_{lok}(\lambda_0)$ a lokális vonalprofil átlagos mélysége, y pedig az instrumentális profil⁹ és a csillag rotációs profiljának arányát jelöli.

A vonalalak deformációjának vizsgálatánál a folt tökéletesen feketének volt feltételezve (lásd a 3.2. ábrát). Ténylegesen a folt is ad fluxusjárulékot, azonban ez igen csekély, ha a folthőmérséklet lényegesen kisebb a fotoszféra hőmérsékleténél. Abban az esetben viszont, amikor a folt a fotoszféránál nem sokkal hidegebb és a térképezővonal ekvivalens szélessége a hőmérséklet csökkenésével erősen növekszik, a folt erősebb abszorpciója kompenzálni képes a kontinuum csökkenését. A deformáció amplitúdója ezért igen kicsi, vagy nulla is lehet. Közelítőleg igaz, hogy $(f \times w) < (F \times W)$ esetén a vonalprofilon kidudorodás, $(f \times w) > (F \times W)$ esetén bemélyedés történik, ha pedig $(f \times w) = (F \times W)$ nincs deformáció, ahol F , W a fotoszférára vonatkoztatott kontinuum fluxus és ekvivalens szélesség, f és w ugyanez a foltra nézve (Vogt & Penrod (1983)). Egy folt detektálhatóságát ezért nemcsak mérete, de hőmérséklete is korlátozhatja.

A folt detektálhatóságához legalább

$$R_{dudor} \geq 3\sigma_{pixel} \quad (3.17)$$

szükséges. A deformáció amplitúdója átlagosan a kontinuum néhány százaléka csak, tipikus nagysága kb. 1%. Ennél fogva a minimálisan szükséges jel/zaj viszony 100 körüli.

A fentiekből kiindulva Strassmeier (1998) rövid példán keresztül bemutatja, hogy a Doppler-leképezés elvben alkalmazható lenne barna törpecsillagok, illetve más csillagok körül keringő bolygók kutatására is. Ha egy ilyen objektum a csillag látható félgömbje előtt halad át, a vonalprofilokon egy folthoz hasonló deformációt okoz. Az objektum detektálhatóságához sugarának nagyobbnak kell lennie, mint a 3.7.1. pontban bevezetett félértékszélesség arány. A (3.16.) egyenletből megbecsülhető, hogy a jelenlegi legmodernebb teleszkóp + mérőeszköz konfiguráció egyikével észlelve (pl. a HIREs nagyfelbontású spektrográffal felszerelt, hawaii-szigeteki 10 méter tükörátmérőjű Keck teleszkóp) egy fényes csillag előtt átvonuló Jupiter méretű bolygó már mérhető vonaldeformációt okozna.¹⁰

3.7.4. Rotációs sebesség, rotációs periódus

A nagyobb látóirányú rotációs sebesség ($v \sin i$) kedvez a minimálisan detektálható foltméretnek. Mivel azonban a rotáció első rendben az ekvivalens szélességet

⁹Az instrumentális profil a mérőeszköz *dirac* δ impulzusra adott válasza, azaz az átviteli függvénye. Az instrumentális profil jól közelíthető egy haranggörbével. A profil-kimérés általában éles, emissziós spektrumvonalak (pl. Th–Ar) segítségével történik.

¹⁰A jelenleg használt módszer szerint az extraterrestrikus bolygókutatás a központi csillagon a bolygó(k) által okozott finom, periodikus radiális sebességváltozás nagy pontosságú kimérésével történik. Jelenleg 8 csillagról lehetett szignifikánsan kimutatni, hogy kb. 0.5–7 Jupiter tömegű kísérője van (Marcy & Butler (1998)).

nem változtatja meg, a növekvő sebesség sekélyebb vonalat és ezzel együtt kisebb amplitúdójú deformációt eredményez, amely a 3.7.3. rész szerint detektálási nehézségeket okozhat. Az optimális látóirányú sebesség $v \sin i = 40 - 80 \frac{km}{s}$ között van. Bár az inklináció változása miatt a csillag tényleges egyenlítői sebessége nagyobb tartományokban változik, egyesek a Doppler–leképezéssel modellezett aktív csillagoknál sok esetben kimutatott poláris sapkát, a felhasználható $v \sin i$ viszonylag szűk tartománya miatt kiválasztási effektusnak tartották.

3.7.5. A térképezővonal megválasztása

A 3.1. táblázatban már felsoroltam néhány Doppler–leképezésben használt térképezővonal atomi paramétereit. A felszíni inhomogenitások az összes fotoszférikus vonalban deformációt okoznak. Ezek közül mégsem mindegyik felhasználható fel a leképezéshez. A térképezővonal megválasztásakor alapvetően két szempontot kell figyelembe venni.

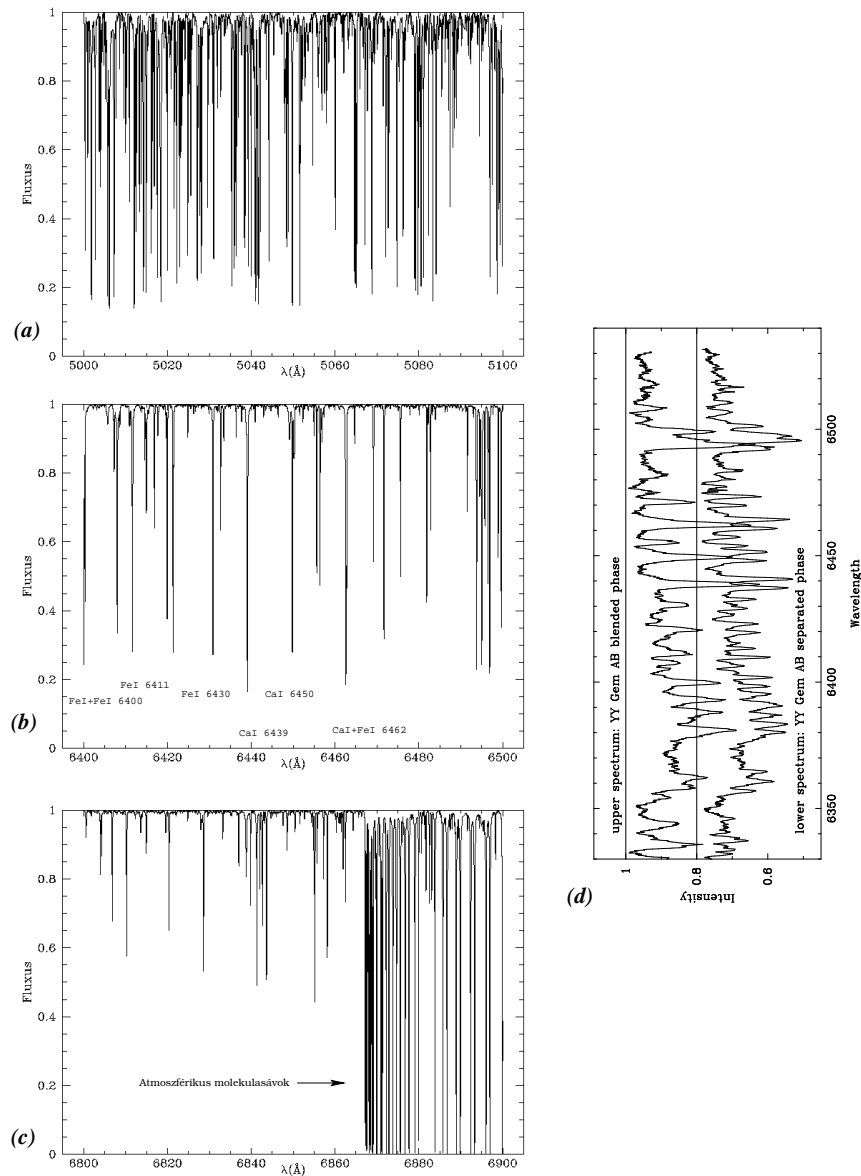
- Az egyik kritérium, hogy a vonal környezetében minél kevesebb "zavaró" blend legyen. Késői típusú csillagokra a legmegfelelőbbnek a 6400 Å körüli néhány 100 Å tartomány látszik. A spektrum kékebb tartományában ugyanis a vonalak túl sűrűn helyezkednek el és egyre magasabb tartományokban keletkeznek¹¹, a vörösebb részen pedig az erősödő molekulásávok, illetve a megjelenő atmoszférikus vonalak okoznak problémát. A 3.12abc. ábrákon ezeket a Nap – mint a késői típusú csillagok, G2V-ös tagja – néhány színek tartományának bemutatásával illusztrálok. Egyre későbbi típusokra – különösen az M csillagokra – a helyzet még nehezebbé válik. Ezeknél a csillagoknál ugyanis a kis effektív hőmérséklet miatt a leképező vonalak tartományában is jelentős mennyiségű a molekulásáv¹² található (a 3.12d. ábra) míg az atomi vonalak erőssége csökken. M csillagok feldolgozásával eddig Hatzes (1996) (YY Gem: két M1-es törpecsillag, $T_{eff} = 4000$ K) és Unruh *et al.* (1998) (DF Tau: fősorozat előtti M2-es, $T_{eff} = 3750$ K csillag) próbálkozott.

Bár a 6400 Å-s tartomány vonalainál a blendek zavaró hatása a legkisebb, a Doppler–leképezéskor nem elég csak a fő térképezővonallal számolni, hanem a körülötte elhelyezkedő lényegesen gyengébb blendeket is figyelembe kell venni. Ezért ezek létezését és atomi paramétereit is ismerni kell. A 3.13 ábrán az IN Vir csillag színeképét és a színekpre illesztett számított spektrum összehasonlítását láthatjuk.

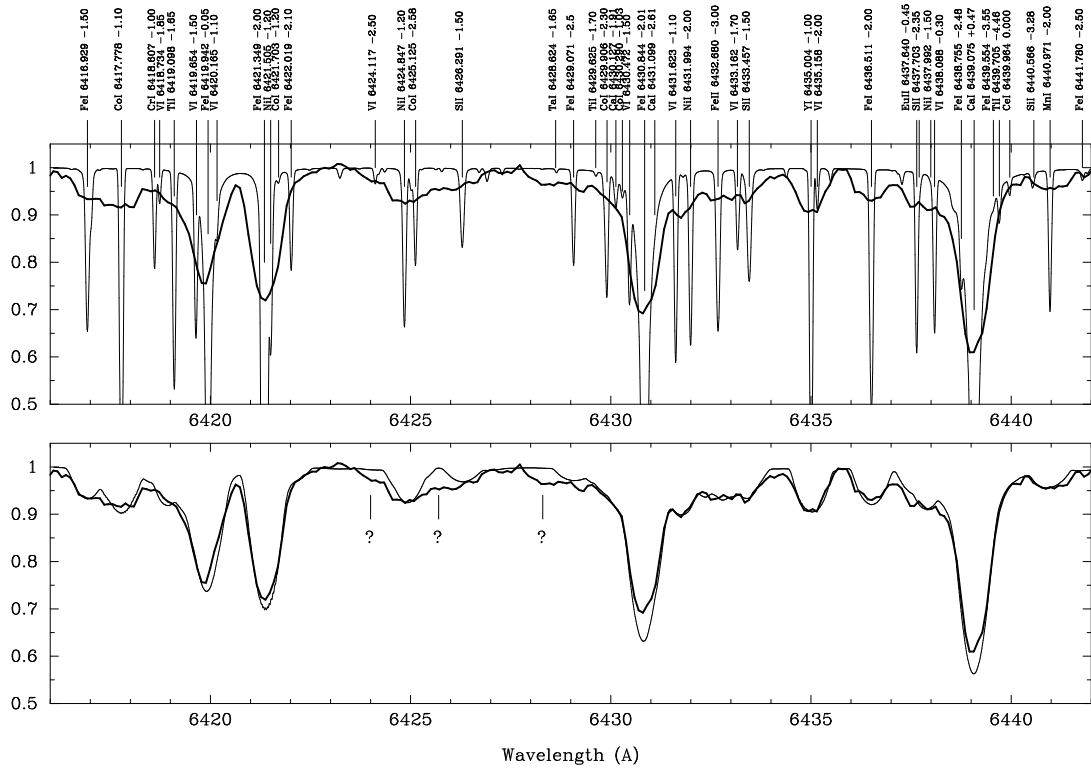
- A másik szempont a vonal ekvivalens szélességével van összefüggésben. Kis ekvivalens szélességű (gyenge) vonalakra a vonalalak–torzulás is kisebb lesz.

¹¹Néhány, az ultraibolya tartományban keletkező vonalat (pl. Mg II h+k) Neff (1992) által kidolgozott, úgynevezett *Spectral Imaging* technika segítségével többek között a kromoszféra feltérképezésére lehet használni.

¹²A Doppler-technika számára "zajt okozó" TiO molekula bizonyos sávjai O'Neal *et al.* (1995) *TiO spektroszkópiái* módszerének bemeneti adatai. A TiO 7055 Å és 8860 Å-ös abszorpciós sávjainak modellezése független lehetőséget szolgáltat a folt hőmérséklet és a csillag foltfedettsége mértékének meghatározására. A vizsgált csillag spektrumát a foltokra jellemző hideg referenciacsillag spektrumának és a fotoszférára jellemző melegebb referenciacsillag spektrumának megfelelő függvény szerinti kombinációjával illesztik. A függvény paramétere a foltal való fedettség, míg a TiO sávok intenzitásarányai a folt hőmérsékletet adják meg.



3.12. ábra. A Nap szíképe néhány szíképtartományban. A (b) ábra a Doppler-technikában használt vonalakat tartalmazó 6400 Å körüli tartomány egy részét mutatja a 3.1. táblázatban felsorolt leképző vonalak jelölésével. Az (a) ábrán az előző tartomány-nál valamelyest kékebb tartomány látható. A vonalak itt túl sűrűn helyezkednek el ahhoz, hogy egyetlen határozott vonalat ki lehessen választani, bár a Nap kicsi, kb. $2\frac{km}{s}$ -os rotációs kiszélesedése mellett ezek a vonalak még jól szétválnak. Azonban, mint ahogy az a 3.13. ábrán látható, ezek a vonalak a gyorsan forgó csillagokra, a rotációs kiszélesedés miatt egybemosódnak. A (c) ábra a 6400 Å tartomány nagyobb hullámhosszú (vörös) határát mutatja a megjelenő atmoszférikus molekulásávokkal. (d) a kis effektív hőmérsékletű csillagok modellezését megnehezítik a leképző vonalak tartományban megjelenő erős TiO molekulásávokkal. Az ábra Strassmeier (1998) cikkéből az YY Gem, két M1-es törpe csillagból álló kettős rendszer szíképét mutatja a (b) ábrához hasonló hullámhossztartományban.



3.13. ábra. A számított és a megfigyelt spektrum összehasonlítása az IN Vir RS CVn rendszer K2-3 spektráltípusú, szubóriás főkomponensére. A felső panelen a megfigyelt (vastag vonal) és a rotációsán nem kiszélesített Kurucz (1993) atmoszférából számított spektrum (vékony vonal) látható. A vonalak mellett az elem típusa, a vonal hullámhossza, illetve a $\log gf$ értéke szerepelnek. Látható, hogy a három legerősebb, térképezésre használt vonal (Ca I 6439.075 Å, Fe I 6430.844, Fe I 6421.349) környezetében számos blend található, amelyek a rotációsán kiszélesedett csillagszínképben egybemosódnak a fővonalal. Az alsó panelen a csillag látóirányú rotációs sebességével kiszélesített spektrum (vékony vonal) és a mért színkép (vastag vonal) látható. A kettő közötti eltérést a pontatlanul ismert makro- és mikroturbulencia, elemgyakoriságok és átmeneti valószínűségek mellett a kérdőjelekkel is jelölt helyeken lévő ismeretlen blendek okozzák. Természetesen a legnagyobb eltérést a foltok miatti vonalalak-deformációk okozzák (lásd a fővonalak magjához közeli részeket) (Strassmeier (1997a) nyomán).

A felszíni felbontást kis látóirányú rotációs sebességű csillagokra az instrumentális profil, illetve a mikroturbulencia korlátozza. Ez durván 0.15 \AA -s alsó határt ad a térképezővonal ekvivalens szélességére. A kb. 0.25 \AA -nél erősebb vonalak magja pedig a kromoszférikus tartományokban, nem LTE környezetben keletkezhet, a lokális kromoszférikus fűtésnek megfelelően változhat és – mint már a 3.5.1. részben említettem – az erős vonalak magját kromoszférikus emisszió töltheti ki. A kitöltődés a forgással szemben invariáns és a profil magjában lép fel, így a hőmérséklettérképeken hamis poláris foltot eredményezhet. Ez jelentős érve volt azoknak, akik a gyors forgású aktív csillagokon tapasztalható poláris folt valóságára ellen érveltek. Nemrég Bruls *et al.* (1998) a transferegyenlet megoldását NLTE (= Nem Lokális Termo-

dinamikai Egyensúly) analízissel is elvégezték a 14 leggyakrabban használt Doppler-leképező vonalra, hogy megvizsgálják ezeket a vonalakat mennyire befolyásolja a kromoszférikus kitöltődés. Úgy találták, hogy csak a legerősebb vonalak magját, a legszélsőségesebb kromoszférikus aktivitással lehetett úgy kisimítani, mintha azt egy poláris folt okozta volna. Ellenben a gyenge vonalakat nem befolyásolta a kromoszférikus aktivitás. A megfigyelések szerint azonban ha a hőmérséklettérképek poláris folt jelenlétét mutatják, akkor a gyenge vonalak magja is kisimul. Így valószínűtlen, hogy a poláris foltok hamis képződmények lennének a kromoszférikus aktivitás miatt. Hasonló célból Unruh & Cameron (1997) a nagy atmoszférikus magasságokban keletkező – így a kromoszférikus hőmérsékletstruktúrákra különösen érzékeny – erős Na D vonalból nyert Doppler-térképeket hasonlította össze a szokásos Fe vonalakkal kapott hőmérséklettérképekkel. Meglepő módon a modellezés során nem keletkezett hamis poláris folt, sőt a térképek között az egyezés egészen jó volt.

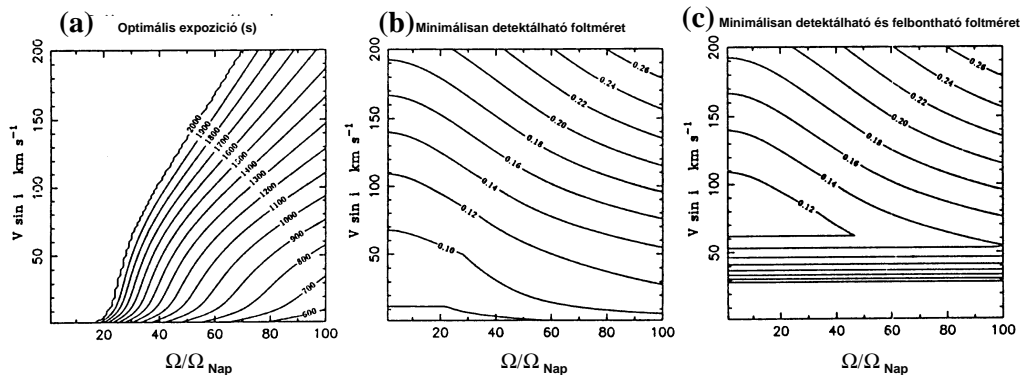
3.7.6. Megfigyelési stratégia

Az r minimálisan felbontható foltméret a 3.7.1. pont szerint a rotációs sebesség és a térképező vonal tulajdonságai szerint adott. Az expozíciós idő növelésével nagyobb jel/zaj viszony érhető el. Az expozíciós idő megválasztását elméletileg csak az a feltétel korlátozza, hogy a felvétel során az elmosódás maximum a minimálisan detektálható foltmérettel legyen egyenlő: $\tau \simeq r$. Nagy rotációs periódusú csillagokra ezt mégsem lehet teljes mértékben kihasználni, ugyanis az expozíciós idő növelésével a detektor telítődésbe kerül és a kozmikus beütések száma is túl magas lehet. Ilyenkor a lehető leghosszabb expozícióval, egymás után készült felvételek átlagolásával növelhető tovább a jel/zaj viszony. Az optimális expozíciós idő, a forgási periódus, a látóirányú sebesség és a detektálható, illetve feloldható foltméret közötti összefüggések láthatók a 3.14 ábrán egy modellszámítás eredményeként (Cameron (1992)). Az értékek jellemzők az Angol-Ausztrál Obszervatórium (AAO) 3.9 méteres, UCL echelle spektrográffal felszerelt teleszkópjával egy korai K típusú, $V = 7^m0$ magnitúdós csillag Fe I 6430.844 Å vonalának mérésére.

A szükséges spektroszkópiai felbontást a (nulla rotációs sebességhez tartozó) térképezővonal félértékisélessége szabja meg. A spektroszkópiai felbontás akkor optimális, ha a térképező vonalat a Nyquist-frekvencián¹³ mintavételezik, azaz a mérési pontok (ún. binek) egymástól $u = x/2$ távolságra vannak. Túlmintavételezett spektrum esetén az egymás melletti értékeket átlagolni lehet, amíg a fenti feltétel nem teljesül. Ezzel is a növelhető a jel/zaj viszony. Az átlagosan használt spektroszkópiai felbontás $R = \lambda_c/\Delta\lambda \approx 40\,000 - 100\,000$, ami a 6400 Å körüli tartományban $\sim 0.15-0.05$ Å/pixel értéknek felel meg.

Fontos megjegyezni, hogy a TiO spektroszkópiai módszer gyakran nagyobb foltfedettséget eredményez, mint a Doppler-leképezéssel meghatározott. Solanki (1999) magyarázata szerint az aktivitás növekedésével a mágneses tér egyre kisebb fluxuscsovekbe koncentrálódik. A nagy csillagfoltok is ilyen elemekből állnak össze.

¹³A mintavételezési törvény szerint a mintavételezés gyakorisága olyan kell hogy legyen, hogy a jelben előforduló legnagyobb, információt hordozó Fourier-komponensből is legalább két mintát vegyünk. Ezt a gyakoriságot Nyquist-frekvenciának nevezik. A Nyquist-frekvencián mintavételezett jel az eredeti jelben lévő összes információt tartalmazza.



3.14. ábra. Optimális expozíciós idő és a minimálisan detektálható, illetve felbontható foltméret (kör alakú folt sugara a csillag sugarának egységében) a Napra vonatkoztatott tengelyforgási szögsebesség és a látóirányú rotációs sebesség függvényeként. A **b** és a **c** ábra között csak annyi a különbség, hogy kis $v \sin i$ értékek esetén a fel nem bontható foltok még detektálható deformációt okozhatnak és Gray (1988) módszerével, a spektrumvonalat félbeosztó ún. biszektornak változásával vizsgálhatóak. (Cameron (1992) nyomán)

A Doppler-technika az elkülönülő elemeket azonban nem képes feloldani, ellenben a globálisabb, integrális TiO spektroszkópiai módszer ezeket is figyelembe veszi.

3.8. Doppler-leképezés a gyakorlatban: a TempMap program és környezete

3.8.1. Bevezetés

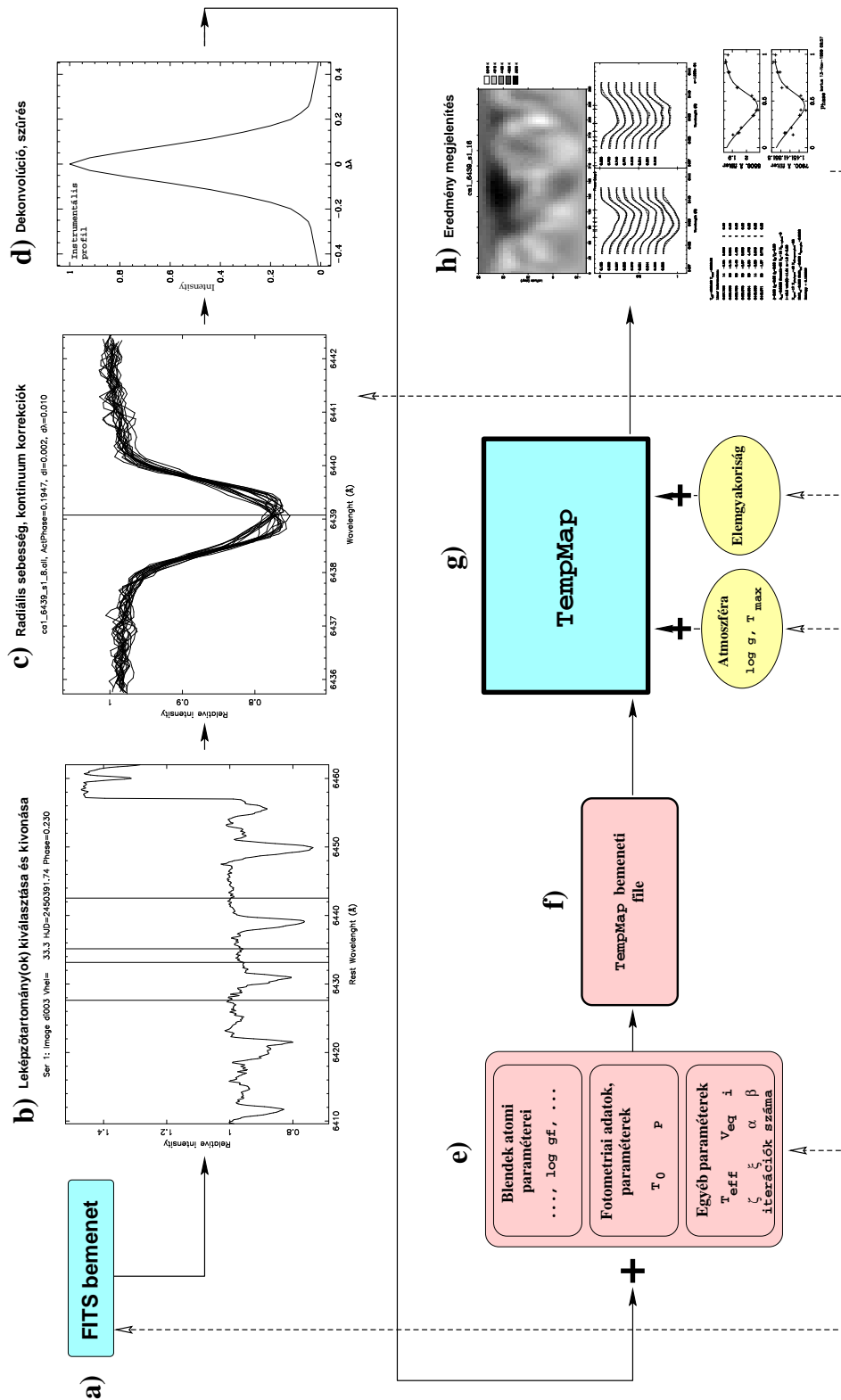
1997. február-márciusban a bécsi csillagászati intézetben K.G. Strassmeier és csoportja segítségével a TempMap programon keresztül megismertem a Doppler-leképezés elméleti alapjait és elsajátítottam a program kezelését. Ugyanebben az évben, május-júniusban pedig a skóciai St. Andrews egyetemén A. Collier-Cameron vezetésével, a más megközelítésre alapozott DoTS (= Doppler Tomography of Stars, Collier-Cameron, (1997)) kódot tanulmányozhattam.

Közben bekapcsolódtam a TempMap program környezetéhez készült szoftverek fejlesztésébe, amelyet azóta is folytatok. Többek között az eredetileg VMS rendszerre megírt programot és környezetét az intézetünkben alkalmazott Unix, Linux rendszereken is futtathatóvá tettem.

3.8.2. Általános leírás

A Doppler-leképezés folyamatábrája a 3.15. ábrán látható.

- a) A színeképek sorozata a standard feldolgozási műveletek után (lásd a későbbiekben a 4.3.1. részt) FITS (Flexible Image Transport System) formátumban kerül a folyamat bemenetére.



3.15. ábra. Doppler-leképezés a TempMap programmal. A FITS formátumú színeképek feldolgozása után, a fotometriai adatok és a különböző paraméterek hozzáadásával készül el a program bemeneti adatsora. A program futtatásához megfelelő atmoszféra- és elemgyakoriság-táblázatokra is szükség van. Az eredmények kiértékelése után a módosítás a szaggatott vonal által jelölt pontokon történhet. Bővebben lásd a szövegben.

- b) Ebben a lépésben a különböző fázisokhoz tartozó színeképek centralizálását kell elvégezni, azaz a csillag változó radiális sebessége által okozott hullámhosszeltolódásokat "vissza kell korrigálni". Ezután a kivágásra kerülő vonaltartományoknak a kijelölése következik.
- c) Mivel az egyes színeképek radiális sebességei nullponti hibával lehetnek terhelvek a centralizálás gyakran nem tökéletes. A kontinuumillesztés hibája miatt pedig intenzitás irányban is történhetnek elcsúszások. Egy program segítségével a hullámhossz és az intenzitás mentén a szükséges kis korrekciók elvégezhetők.
- d) Ezután az instrumentális profilt kell dekonvolúcióval a színeképekből kivonni. Ennek során a Nyquist-frekvencia feletti komponensek levágásával zajszűrés is történik.
- e) Ahhoz, hogy a TempMap program standard bemeneti file-ja előálljon az előkészített színeképekhez további adatokat kell csatolni:
- a figyelembe vett blendek (maximum 20) adatait (mint pl. amelyek a 3.1. táblázatban is meg vannak adva)
 - a fotometriai adatokat
 - a T_0 epochát és a P periódust a fotometriai és spektroszkópiai adatok fázisának kiszámításához
 - az egyéb paramétereket, mikro-, makroturbulenciát, egyenlítői rotációs sebességet, a csillagtengely inklinációját, az α a (3.8.) képletben szereplő Lagrange-együtthatót, β a fotometriai adatok súlyát az iteráció során, az effektív hőmérsékletet, a vonaltartomány közepének hullámhosszát, az iterációk számát.
- f) A különböző paramétereket tartalmazó kisebb file-okból egyetlen program állítja össze a TempMap bemeneti file-ját.
- g) A TempMap futtatásához szükség van még a megfelelő nehézségi gyorsulás-hoz tartozó atmoszférafájlra (a különböző atmoszférák $\log g = 0.5$ -ként követik egymást), valamint az elemgyakoriságokat tartalmazó fájlra, amely egyéb ismeret hiányában a Napra vonatkozó elemgyakoriság-táblázat szokott lenni. A program 15 iterációs ciklussal, 10-15 blendet és 15-20 vonalprofilt tartalmazó bemeneti adatsorra, nagysebességű Sun UltraSparc, vagy Linux-Pentium II/450 MHz rendszereken kb. 40 percig fut.
- h) Az eredmények megtekintésére és kiértékelésére PG Plot¹⁴ grafikus függvényekre alapuló programokat írtam.

Egy-egy csillag vizsgálata során a megfelelő illesztések eléréséhez a paraméterek által meghatározott hipertér kisebb-nagyobb szeletét kell feltérképezni. Általában számos futtatásra van szükség különböző paraméterkombinációjú bemeneti fájlakkal. C shell-scriptem segítségével, a program tetszőleges mennyiségű fájlra, a

¹⁴C grafikus szubrutin gyűjtemény, T. J. Pearson, <http://astro.caltech.edu/~tjp/pgplot/>

hátterben futtatható (a futtatás esetenként napokig is eltarthat). A kiértékelés után levont következtetések alapján, a szükséges változtatások több ponton történhetnek a folyamat során. A 3.15. ábrán ezeket a lehetőségeket szaggatott vonal jelöli.

A legmegfelelőbb illesztés kiválasztásának szempontjai: a modell vonalprofilok és a fotometriai adatok is jól illeszkedjenek a mérési pontokhoz, ne legyenek egy-egy paraméterre jellemző hamis struktúrák, bármely paraméter kis változtatása ne okozzon jelentős változásokat a hőmérséklettérképen, a különböző leképző vonalakkal kapott eredmények összhangban legyenek egymással (azonos struktúrák, közel azonos hőmérséklet-skála).

3.8.3. A TempMap működése

A TempMap program bemenő fizikai paraméterek alapján először a lokális vonalprofilokat számítja ki LTE vonalszintézissel (lásd a 3.5. rész harmadik pontját) egy adott felosztású rács pontjain és a későbbi iteráció számára egy tömbben tárolja. Ez tart a leghosszabb ideig: a teljes számítási idő közel 2/3-át teszi ki. A tömb dimenziói T , λ és θ , ahol T a hőmérsékletet, λ a hullámhosszat és θ a polárszöget jelenti. A (3.11.) transzferegyenlet megoldása Gray (1992) lokális termodinamikus egyensúly (LTE) esetére kidolgozott eljárása szerint történik. Az integrálást a program 10, különböző effektív hőmérsékletnek megfelelő, adott nehézségi gyorsuláshoz tartozó Kurucz (1993) ATLAS-9-es modellatmoszférára végzi el a vonalprofil minden hullámhosszpontján. Az egyes modellatmoszférák között az effektív hőmérséklet 250 K lépésközzel változik. Mivel a hálózat hőmérséklet pontjai 10 K fokként követik egymást, a köztes hőmérsékletre tartozó vonalprofilokat és kontinuumszinteket polinomillesztéses interpolációval határozza meg. Egy-egy modellatmoszféra 72 rétegben tartalmazza a sűrűség, hőmérséklet, nyomás és elektronsűrűség változását.

A második részben következik a tulajdonképpeni iteráció, a (3.8) hibafüggvény minimalizálása. A program a minimalizálást a konjugált gradiens módszerével (pl. Press *et al.* (1986)) végzi. A csillag felszíne hosszúság és szélesség irányokban, $5^\circ \times 5^\circ$ -os hálózatra van felosztva (hosszúság mentén $p=72$, szélesség mentén $q=36$ darab szegmens). A program először egy egyenletes hőmérséklet-eloszlású térképre meghatározza a hibafüggvény (p, q) képlemhez tartozó, hőmérséklet szerinti

$$Grad_{p,q} = 2 \sum_K \sum_L \left[\frac{dR_{calc}^*}{dT} \right]_{p,q} \times (R_{calc}^* - R_{obs}^*), \quad (3.18)$$

gradiensét, ahol K a rotációs fázis, L pedig a hullámhosszpontok szerinti összegzést jelenti, a R_{calc}^* a (3.7.) egyenlet szerinti modellezett vonalalakot, R_{obs}^* pedig a ténylegesen megfigyelhető vonalalakot jelöli. Az előállított gradienstérképből kiszámítja a következő iterációs ciklus kezdeti hőmérséklettérképét és a folyamatot adott számú (kb. 10-15) cikluson keresztül folytatja.

Az R_{calc}^* vonalalak a (3.7.) egyenlet szerinti számításánál az egyes p, q felületelemek járulékaik területük látóirányú vetületével súlyozva vannak, hogy a különböző területű részek azonos súllyal szerepeljenek. A geometriai hibák csökkentésére az egyenlet nevezőjének számításához az alaprács minden egyes eleme további alrészekre van osztva. Az alelemeken a lokális vonalprofil állandónak feltételezett:

$$\begin{aligned} \iint I_{CS}(M, \theta) R[M, \theta, \lambda + \Delta\lambda_D(M, \varphi)] \cos \theta \, dM &\approx \\ &\approx \sum_M \sum_m I_{CS}(M, \theta) R[M, \theta, \lambda + \Delta\lambda_D(m, \varphi)] \cos \theta \Delta m, \end{aligned} \quad (3.19)$$

ahol M a nagyobb, m a kisebb felosztás elemeinek pozícióját jelöli.

3.8.4. A TempMap teszteredményei

A TempMap belső, a direkt feladat számítását végző rutinjából keletkezett a `forward` program, amely arra használható, hogy egy tetszőleges hőmérséklettérképből (a TempMap formátumának megfelelő 72×36 -os dimenziókkal), tetszőleges fáziseloszlású vonalprofil- és fotometriai adatsort lehessen létrehozni. Az egyéb paraméterek (makro-, mikroturbulencia, rotációs sebesség, inklináció stb.) szintén szabadon változtathatóak. A programot főleg a vonalprofilok viselkedésének tanulmányozására használtam, ahogy az a fejezet számos ábrájánál is látható. Az előállított spektroszkópiai és fotometriai adatsorokat azonban a TempMap bemeneteként felhasználva és az így keletkező hőmérséklettérképeket az eredetivel összehasonlítva a program a TempMap tesztelésére is alkalmazható. A tesztlehetőségek száma szinte végtelen. Különböző paraméterkombinációkkal elvégzett ideális rekonstrukciókkal – amikor a tesztadatsorhoz nem adunk zajt és a rekonstrukcióra ugyanazokat a paramétereket használjuk, mint amikkel a tesztadatsort létrehoztuk – a Doppler-leképző program alapvető tulajdonságai vizsgálhatók. A tesztadatokhoz különböző mértékű zajt adva és különböző regularizációs algoritmusokat alkalmazva, vagy szándékosan helytelen rekonstrukciós paramétereket alkalmazva a program stabilitását lehet vizsgálni. Hasonló módon a radiális sebesség és a kontinuumillesztés hibája, a megfigyelés során keletkező nem sztochasztikus zajok (pl. kozmikus beütés, vízgőzvonalak, a spektrográfba jutó szórt fény), a nem megfelelő fázislefedettségtől származó rekonstrukciós problémák, vagy bizonyos blendek figyelembe nem vételének hatásai is vizsgálhatók.

A különböző Doppler-leképző kódokkal kapcsolatban sok teszteredmény született, amelyek általában a TempMap programra is alkalmazhatóak, hiszen megközelítéstől független tulajdonságokat vizsgáltak (pl. Rice (1991), Piskunov & Rice (1993), Unruh & Collier-Cameron (1995)). Konkrétan a TempMap tesztjéről előzetesen Strassmeier & Rice (2000)-nál, majd a közeljövőben egy kiterjedtebb cikk keretében Rice & Strassmeier (2000)-nél olvashatunk. Bár a dolgozatnak nem volt célja a program tesztelése, a `forward` programmal a vonalprofil paramétereiktől való függése mellett ilyen irányú vizsgálatokat is végeztem. Saját tapasztalataim és Strassmeier & Rice (2000) alapján is elmondható, hogy a TempMap meglehetősen robusztusan viselkedik a különböző eredetű hibákkal szemben (elsősorban a foltok pozíciójának meghatározásában), ha a színképek jel/zaj viszonya legalább 150-200 körüli.

4. fejezet

A HD 51066 vizsgálata

4.1. Bevezetés

A HD 51066 = CM Camelopardalis egy $m_v = 7^m0$, G8III-II spektráltípusú, 16.053 nap rotációs periódusú óriáscsillag. Az első megfigyelések alapján a csillagot egyedülálló, K2V-ös fősorozati csillagnak tartották (Fleming *et al.* (1989)). Később vörös színben mért nagyfelbontású spektrumok egy K0III-as óriáscsillag jellegzetességeit mutatták (Fekel & Balachandran (1994)). Erős Ca H&K emissziója, valamint röntgensugárzása révén került be a további vizsgálatra érdemes aktív csillagok csoportjába (Strassmeier (1994a)). Henry *et al.* (1995a) fotometriai megfigyeléseiből megállapította, hogy a HD 51066 fényessége kb. 16 napos periódussal változik. Vizsgálataink során bebizonyítottuk, hogy a csillag egy hosszú periódusú, tág kettős rendszer tagja, azonban ennek a kettősségnek az aktivitás alakulásában nem volt szerepe. Bár a HD 51066 az 1.10. ábrán a Mágneses 2 tartományban helyezkedik el egyike azon kevés magányos csillagoknak, amelyek fejlődésüknek ebben a szakaszában impulzusmomentumuk jelentős részét megtartották, ezért aktivitásuk is számottevő maradt.

Eredményeinket az Astronomy & Astrophysics-ben (Strassmeier *et al.* 1998a) publikáltuk.

A HD 51066 négy évnyi fotometriai és spektroszkópiai anyagának feldolgozásának a célja volt:

- a Doppler-leképezéssel vizsgált aktív csillagok számának növelése,
- az eddig még alaposan nem vizsgált csillag átfogó analízise
- és hozzájárulni annak a kérdésnek a megválaszolásához, hogy ez az elfejlődött objektum hogyan volt képes megőrizni impulzusmomentumának jelentős részét.

4.2. Fotometriai adatok

4.2.1. Megfigyelések

A csillag 6 évnyi V fotometriai szűrővel készített, HD 48840 összehasonlító csillaghoz mért relatív fényváltozása a 4.1. ábrán látható. Az adatok a 2.2. fejezetben

bemutatott, 0.75 m-es Vienna APT, illetve Henry (1997) publikálatlan mérései. A rendelkezésre álló adatokból 1996-ig egy fokozatos, 0^m08 átlagfényességnövekedés figyelhető meg. A rotációs moduláció ekkor érte el maximumát 0^m05 magnitúdó amplitúdóval. 1994. végén látszó fényességcsökkenés oka a rossz adatlefedettség is lehet. A V mérések mellett a színindex változásának vizsgálatához párhuzamosan B és Cousins R és I szűrőkkel is történtek megfigyelések.

4.2.2. A rotációs periódus meghatározása

A mérési pontokhoz rendelt fázist szoros kettős rendszereknél a radiális sebességekből nagy pontossággal meghatározható pályaperiódusból számítják ki. A HD 51066 esetén nincs ilyen "referencia óra". Egyetlen lehetőség, hogy a fázist a fotometriai változásból, Fourier-analízissel meghatározható rotációs periódusból számítsuk ki. Az analízis azonban például a differenciális rotáció miatt – amennyiben a fényváltozást okozó aktív területek súlypontja különböző szélességi körök mentén helyezkedik el – az egyes mérési időszakokban más és más periódust eredményezhet. A HD 51066 különböző időszakaira (S1–S7, lásd a 4.1. ábrán) elvégzett Fourier-analízis valóban a fotometriai periódus változását mutatja. A periódus meghatározásához ezért a legcélszerűbbnek a teljes V adatsorra elvégzett Fourier-analízis látszott, amely $P=16.053\pm 0.004$ nap periódust eredményezett. Ezzel a t időpontban mért fotometriai és spektroszkópiai adathoz rendelt Φ fázist a

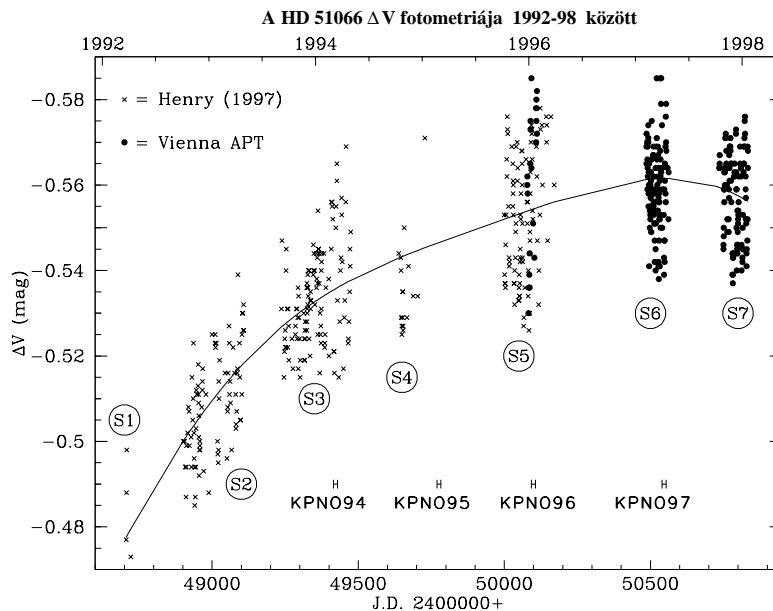
$$\Phi = \frac{t - T_0}{P} - \text{integer} \left[\frac{t - T_0}{P} \right] \quad (4.1)$$

egyenlettel határoztuk meg, ahol a $T_0 = 2\,448\,705.0$ nullpont egy tetszőlegesen megválasztott időpont volt (a legelső fotometriai mérés időpontja). A periódusmeghatározás menetét a 4.2. ábrán lehet nyomon követni.

4.3. Spektroszkópiai adatok

4.3.1. Megfigyelések

A spektroszkópiai CCD felvételek a KPNO (KPNO = Kitt Peak National Observatory) Coudé teleszkópjával készültek 1994. márciusában (16 felvétel), 1995. február-márciusában (6 felvétel), 1996. januárjában (11 felvétel) és 1997. áprilisában (12 felvétel). 1998. januárjában további két színekfelvétel is készült a radiális sebességgörbe pontosítása érdekében. Az 1994-es, 1995-ös és 1998-as adatsorok a 6420 \AA körüli 60 \AA széles tartományt fedtek le $38\,000$ felbontással, míg az 1996-os és 1997-es felvételek a 6500 \AA körül 300 \AA szélességű hullámhossztartományban készültek $32\,000$ felbontással. Az utóbbi két adatsor a $H\alpha$ tartományt is magában foglalja. Egy-egy mérés 3000 - 3600 s integrációs ideig tartott. A színekpek jel/zaj viszonyának tipikus értéke $200:1$. A következőkben néhány pontban összefoglalom az egydimenziós spektroszkópiai mérések kivitelezését és a nyers adatok feldolgozásának menetét. Az egydimenziós jelző azt jelenti, hogy az intenzitásértékek egyetlen hullámhossztengely mentén helyezkednek el. (Ezzel ellentétben, Echelle spektroszkópia esetén - ahol magas rendeket vizsgálnak - a rendek egymásra lapolódnak ezért azokat a diszperziós irányra merőlegesen szét kell választani, hogy



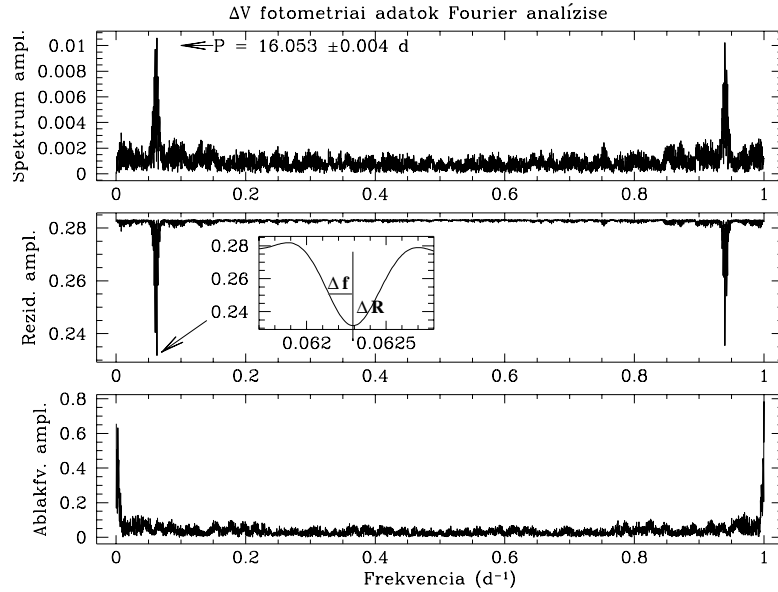
4.1. ábra. A HD 51066 rendelkezésre álló teljes, ΔV differenciális fotometriai adatsora. 1992 és 1996 között határozott kifényesedés tapasztalható, amely változás 1997-98 során ellaposodott. A pontokon átvonuló görbe a fényváltozás Fourier-analíziséből meghatározott hosszú periódusú komponenseinek felel meg (lásd a 4.2. ábrát). Az egyes mérési időszakokat S1-S7 betűk jelzik. Az ábrán a Doppler-leképezéshez a KPNO-ban készült spektroszkópiai megfigyelések időintervallumai is jelölve vannak (KPNO + az év).

a különböző rendek egymás mellett helyezkednek el. Bár a végeredmény ott is egydimenziós a feldolgozás szempontjából mégis kétdimenziós spektroszkópiáról beszélhetünk.)

Az egyes lépéseket a 4.3. ábrán foglaltam össze, amelyek a KPNO Coudé-teleszkópjával történő megfigyelésekre vonatkoznak, de általánosan igazak egyéb egydimenziós spektroszkópiai mérésekre is.

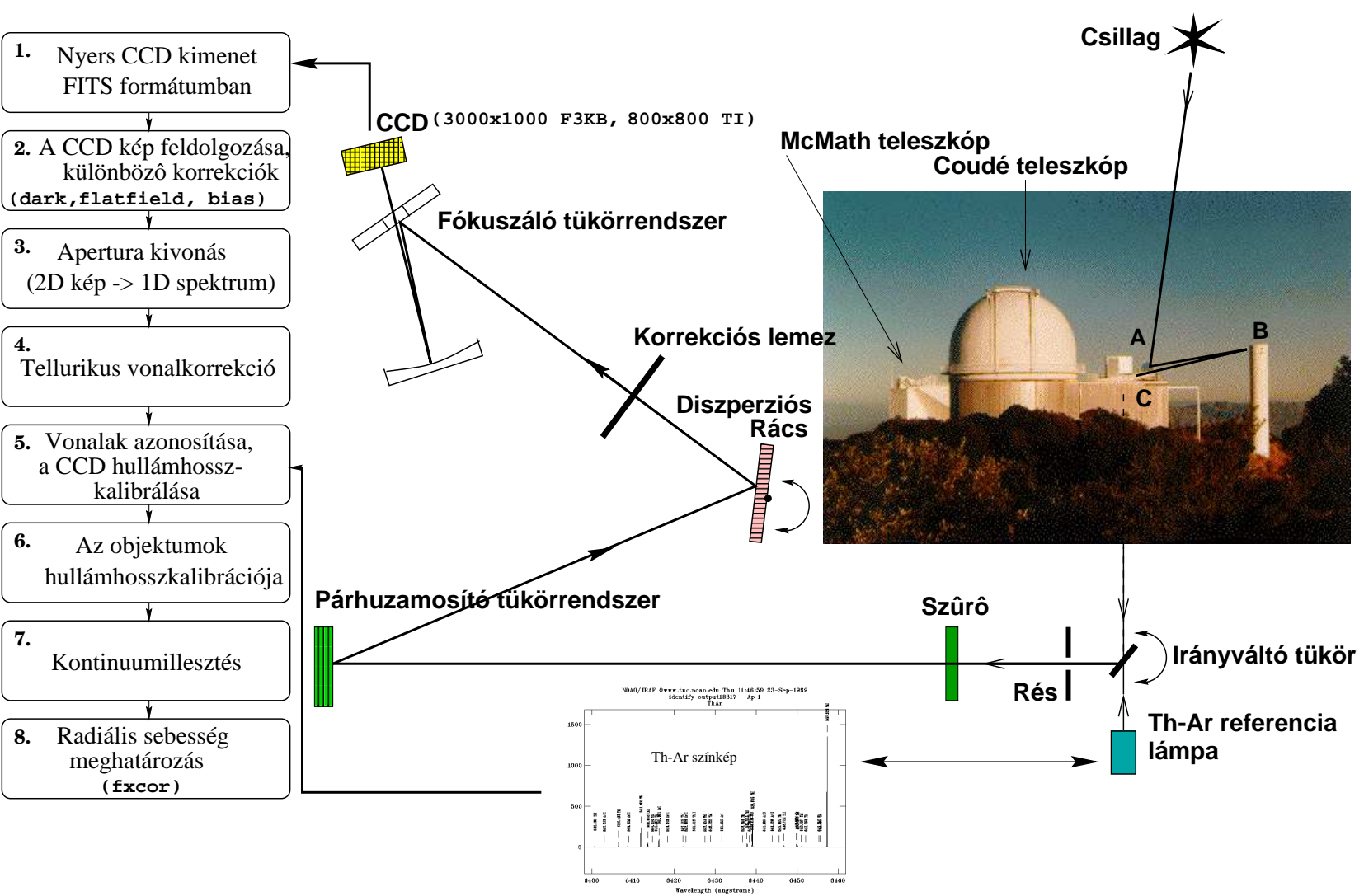
A csillagról érkező fény az A síktükörről a Coudé-torony B fókuszáló tükrére vetül, majd a C fényvezető nyíláson a spektrográfba jut (A Coudé-teleszkóp háttérében, a dolgozatban szereplő V711 Tau spektroszkópiai adatainak mérésére használt McMath-teleszkóp látható). Az első irányváltó tükörrel vagy a csillag fényét, vagy a hullámhosszkalibráláshoz használt Th-Ar referencialámpa fényét lehet a spektrográfba juttatni. A következő rés szerepe egyrészt, hogy a mérni kívánt csillag fényét a többi csillagtól elválassza, másrészt a spektrográf felbontását ennek a résznek a szélessége is meghatározza. Minél kisebb a rés, annál nagyobb a felbontás – a kép intenzitásának (így a jel/zaj viszonyának) rovására. A szűrő feladata, hogy a vizsgálni kívánt hullámhossztartományt nagyjából lehatárolja és ezzel a CCD-n a magasabb rendek átfedését megakadályozza. A párhuzamosító tükörrendszer után a fény a diszperziós rácstra jut. A rács elforgatásával lehet a kívánt hullámhossztartományt magában foglaló rendet kiválasztani. A korrekciós lemez a mérőrendszer jellegéből adódó hibákat javítja ki. A fókuszáló egység után a fény a CCD kamerára kerül. A zárójelben levő adatok a felhasznált, különböző méretű és felbontást biztosító CCD chipekre vonatkoznak.

Az adatok számítástechnikai feldolgozására az IRAF (Image Reduction and



4.2. ábra. A felső panel a 4.1. ábrán berajzolt hosszú periódusú – két egymáshoz közeli $\sim 0.0003 d^{-1}$ frekvenciájú (≈ 2800 nap periódusú) – trenddel kifehértett adatsor Fourier-spektrumát mutatja. A trend kivonására a pontosabb periódusmeghatározás miatt volt szükség. (Ez a trend esetleg a csillag a Nap 11 éves periódusához hasonló ciklusával hozható összefüggésbe.) A középső panel a különböző Fourier-komponensekkel történő illesztés és az adatsor közötti négyzetes eltérés gyökét (=reziduál) mutatja. Legjobb illesztésnek mind a maximális Fourier-amplitúdó, mind a minimális reziduál szempontjából a 16.053 nap fotometriai periódus bizonyult (az 1 napos mintavételezés miatt az 1-f helyen az ~ 1 napos alias is jelentős amplitúdóval van jelen). A periódus hibáját a reziduál főperiódus környéki változásából lehet meghatározni. A középső panelen látható kisebb ábrán a főperiódus környékének kinagyítása látható. A Δf hiba a frekvenciacsúcs szélességével becsülhető, amely annak az értékek felel meg, ahol a reziduál négyzete R_{min}^2 -hez képest $\Delta R^2 = R_{min}^2/(n - m)$ -rel növekszik (Bevingtonnál (1969) a χ^2 -re alkalmazott módszer analógiájaként). n az adatpontok, $m = 4$ pedig a szabad paraméterek száma. Az alsó panel a mintavételezés eloszlását jellemző ablakfüggvényt mutatja.

Analysis Facility, <http://iraf.noao.edu>) programcsomag rutinjai kínálnak kényelmes lehetőségeket. A nyers adatokon (1) először a standard CCD képfeldolgozási műveleteket (2) kell elvégezni. A mérőrendszer torzító hatásaitól így megtisztított színeképet ezután "1 dimenziósítani" kell: a diszperzió irányára merőlegesen – egy ún. apertúra függvény szerinti súlyozással – a pixelértékeket átlagolni kell, hogy adott hullámhosszhoz egyetlen intenzitásérték tartozzon (3). A következő lépésben a színeképből a földi eredetű (általában vízgőz-) vonalakat kell kivonni (4). Ez korai B típusú referencicsillag színeképeinek kivonásával történik, amelynek a vizsgált tartományban nincsenek abszorpciós vonalai, így a mégis megfigyelhető vonalak tellurikus eredetűek. Ezután következik a CCD hullámhosszkalibrálása (5). Ehhez van szükség a Th-Ar referenciaszíneképre. A színekép keskeny emissziós tüskéihez (lásd az ábrán) pontosan meghatározott hullámhosszak tartoznak. A megfelelő vonalak azonosítása után a CCD pixel-hullámhossz kapcsolat egy polinom illesztésével adható meg. Ennek az összefüggésnek az ismeretében a csillag színeképeinek hullámhosszkalibrációja is elvégezhető (6). A kontinuumszint változása általában

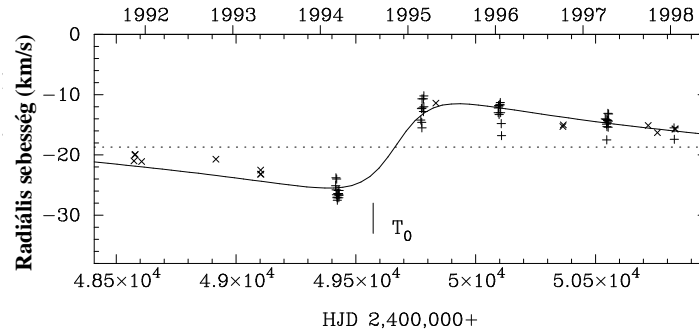


4.3. ábra. KPNO egydimenziós spektroszkópiai mérések és az adatok feldolgozásának vázlatja (bővebben lásd a szövegben).

alacsony fokszámú polinom illesztésével adható meg (7). Minél nagyobb hullámhossztartományt fed le a színekép, az illesztés annál pontosabban végezhető el. A spektrumot ezután az illesztett kontinuumra kell normálni. A radiális sebesség meghatározása (8) radiális sebesség standard referenciacsillagok mérésével és korrelációs összehasonlításával, az IRAF képfeldolgozó programcsomag `fxcor` rutinjával történik. Az égbolt áteresztőképességének és a mérőrendszer mechanikájának változásai miatt az említett referenciaszíneképeket a vizsgált objektum minden egyes mérésakor fel kell venni (a mérés előtt és után is egyaránt).

4.3.2. A radiális sebesség változása, pályaszámítás

Az eredményül kapott radiális sebességek időfüggése – kiegészítve Fekel (1998) további 15 radiálissebesség-mérésével – a 4.4. ábrán látható. A radiális sebesség változása hosszú periódusú kettős rendszerre utal. A 66 mérési pont időbeli lefedettsége még nem tesz lehetővé pontos pályaszámítást. A becsült, kb. 10 éves periódussal, a Barker *et al.* (1967) féle iteratív illesztőprogram módosított változatát felhasználva egy előzetes pályát határoztunk meg, amelynek elemei a 4.1. táblázatban vannak összefoglalva.



4.4. ábra. A HD 51066 radiális sebességének változása az 1991-1998 közötti időszakban. Az egyedi mérések hibája $1.5-4.0 \frac{km}{s}$. A +-ok saját mérési eredmények, az x-ek Fekel (1998)-tól származnak. A pontokon áthaladó folytonos vonal az illesztett keringési pályának felel meg a 4.1. táblázatban feltüntetett paraméterekkel. A T_0 időpont a periasztron-átmenetet (amikor a két csillag egymáshoz a legközelebb van) jelöli. A pontozott vonal a kettős rendszer γ tömegközépponti sebességének megfelelő értéknél húzódik.

4.4. A bemenő fizikai paraméterek meghatározása

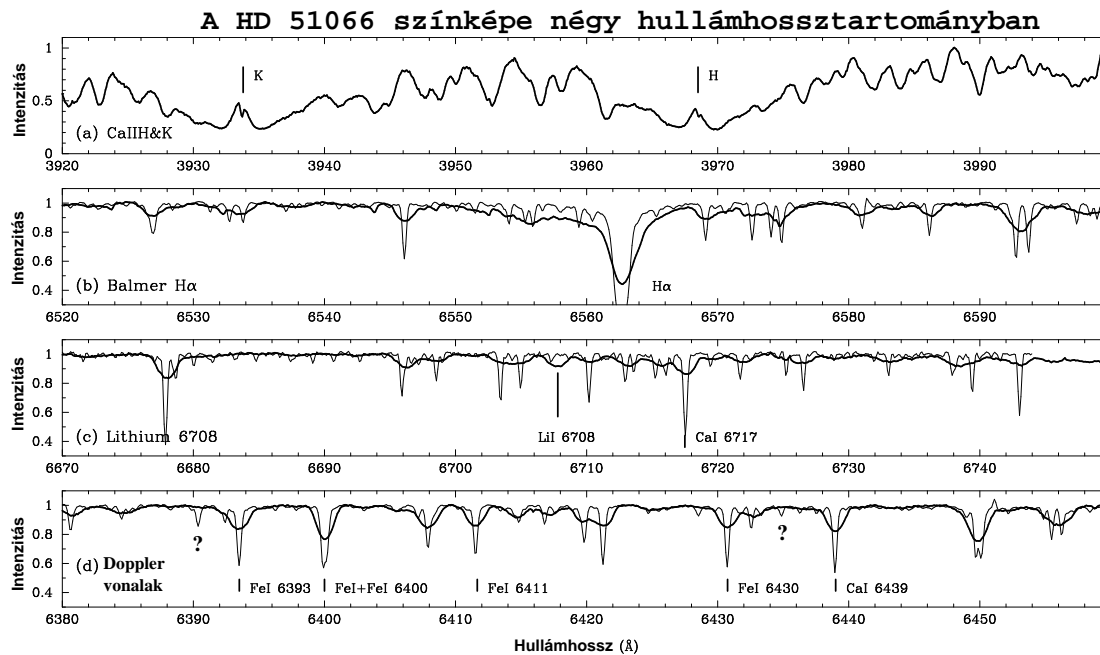
Mivel a HD 51066-tal kapcsolatban korábban átfogó vizsgálat nem történt, először is meg kellett határozni a Doppler-leképezés szempontjából is fontos paramétereket. Az eredményeket a 4.2. táblázatban foglaltam össze.

4.4.1. Távolság, luminozitás

A Hipparcos (ESA, (1997)) műhold parallaxisméréséből a HD 51066 távolságra 275 ± 45 pc adódik. Az 1996/97-ben mutatott látszó fényességmaximum ($6^m 935 \pm$

Pálya elemek	Érték
P (napokban)	3770 (feltételezett)
T_0 (HJD)	2 449 572.0
γ ($\frac{km}{s}$)	-18.7 ± 0.3
K_1 ($\frac{km}{s}$)	7.0 ± 0.3
e	0.60 ± 0.07
ω	$272^\circ \pm 10^\circ$
$a_1 \sin i$ (km)	$290 \pm 58 \times 10^6$
$f(m)(M_\odot)$	0.0069 ± 0.021
Az illesztés standard hibája ($\frac{km}{s}$)	1.7

4.1. táblázat. A HD 51066 előzetesen számított pályaelemei. Megfelelő mennyiségű adat hiányában a P pályaperiódus értékét becsléssel kellett megállapítani. T_0 a periasztron átmenet, γ a tömegközéppont radiális sebessége (lásd a 4.4. ábrát). K_1 a sebességgörbe amplitúdója, e a pálya excentricitása, ω a periasztron-átmenet szöge, $a_1 \sin i$ a pálya nagytengelyének látóirányú vetülete, $f(m)(M_\odot)$ pedig a tömegfüggvény.



4.5. ábra. Az ábra a HD 51066 spektrumát mutatja néhány lényeges hullámhossztartományban (vastag vonal). Összehasonlításképpen Morgan–Keenan (MK) standard csillagok színekei is láthatók (vékony vonal). **(a)** az egyik fő aktivitás indikátor: a kromoszférikus eredetű, emissziós Ca II H&K vonalak. A vonalakon található abszorpciós mag az óriás csillagok jellemzője, a csillag körüli hidegebb gázburokra utal. **(b)** A Balmer $H\alpha$ tartomány. A $H\alpha$ vonal keskeny szárnya késői G-K típusú óriáscsillagok jellemzője. **(c)** A kormeghatározásnál szerepet játszó Li I 6708 Å vonal és egy Doppler-térképezésnél felhasználható kalcium-vonal. **(d)** Az alkalmazott fotoszférikus térképezővonalak tartománya.

0.005) így $M_v = -0^m.26$ abszolút fényességnek felel meg, ami Landolt–Börnstein (1982) katalógus alapján $L = 124_{-33}^{+45} L_\odot$ luminozitásra számítható át. Mivel a csillag a galaktikus egyenlítő felett helyezkedik el, az intersztelláris elnyelődés, az

Paraméter	Érték
Spektrális besorolás	$G8 \pm 0.5 IIIa - IIb$
Távolság (Hipparcos)	275 ± 45 pc
Luminozitás	$124_{-33}^{+45} L_{\odot}$
$\log g$	2.5 ± 0.2
T_{eff}	$4950 \pm 50 K$
$(B - V)_{Hipparcos}$	$0^m943 \pm 0^m007$
$(V - I)_{Hipparcos}$	$0^m93 \pm 0^m01$
$v \sin i$	$47.0 \pm 1.0 \frac{km}{s}$
Inklináció i	$60^{\circ} \pm 10^{\circ}$
Rotációs periódus P	16.053 ± 0.004 nap
Legvalószínűbb rádiusz R	$17.4_{-1}^{+2} R_{\odot}$
Makroturbulencia ζ	$3.0 \frac{km}{s}$
Mikroturbulencia ξ	$1.0 \frac{km}{s}$
Kémiai elemgyakoriság	szoláris

4.2. táblázat. A HD 51066 fizikai paramétereit összefoglaló táblázat.

abszolút fényesség és színindex meghatározásakor elhanyagolható.

4.4.2. Látóirányú rotációs sebesség

A Doppler-leképezés minden más módszernél pontosabb lehetőséget ad a látóirányú rotációs sebesség meghatározására, ugyanis a rotációsan kiszélesedett vonalprofil modellezésénél mind a blendek, mind a foltok hatását figyelembe veszi. A HD 51066 esetén a vonalprofilok legjobb illesztését $v \sin i = 47.0 \pm 1.0 \frac{km}{s}$ -vel lehetett elérni (v az egyenlítői sebesség, i az inklináció, a látóirány forgástengellyel bezárt szöge). Ez igen jó egyezést mutat Fekel (1997) katalógusában szereplő $v \sin i = 46.5 \pm 2 - 3 \frac{km}{s}$ méréssel, aki Gray (1992) vonalprofil Fourier-analízis módszerét alkalmazta a rotációs sebességek meghatározására.

4.4.3. Rádiusz, inklináció

A látóirányú rotációs sebességből és a rotációs periódusból az inklináció függvényeként meghatározható a csillag sugara, mely minimálisan $14.9 \pm 0.4 R_{\odot}$. Az inklináció meghatározására ismét a Doppler-leképezést lehet segítségül hívni, mivel az illesztés érzékeny az inklináció megválasztására. $v \sin i$ értékét fixen tartva, különböző inklinációkkal elvégzett modellezésekkel, a minimális χ^2 -hez tartozó inklináció lesz a helyes érték. Az inklináció ezzel a módszerrel $i = 60^{\circ} \pm 10^{\circ}$ -nak adódott, amely $R = 17.2_{-1}^{+2} R_{\odot}$ rádiusznak felel meg (a \pm értékek nem a hibára, hanem az egyenlően valószínű sugarak tartományára vonatkoznak).

4.4.4. Effektív hőmérséklet, spektrális besorolás, tömeg

A Hipparcos $B - V = 0^m943$ színindex mérése Flower (1996) táblázatai alapján $4955 K$ effektív hőmérsékletnek felel meg.

Az abszolút magnitúdó, a legvalószínűbb sugár, az effektív hőmérséklet, a Ca H&K emisszió elhelyezkedő abszorpciós mag azt jelzi, hogy a csillag a normál óriás csillagoknál valamelyest nagyobb G8IIIa-IIb luminozitási osztályba tartozik. Ezt alátámasztja az is, hogy a Doppler-leképezés során a $\log g = 2.5$ atmoszférával lényegesen jobb illesztéseket lehetett elérni, mint a $\log g = 3.0$ -mal.

A Napnak megfelelő fémtartalmat feltételezve, Schaller *et al.* (1992) elméleti H-R diagramjai szerint a HD 51066 tömege $3.1 \pm 0.1 M_{\odot}$.

A főkomponens tömegének ismeretében a 4.1. táblázat szerinti pályaelemekből a másodkomponens paraméterei is megbecsülhetőek. Feltételezve, hogy a komponensek rotációs tengelyei merőlegesek a keringési pályára, a másodkomponens inklinációja is $\approx 60^{\circ}$. Ezért a tömegfüggvényből a másodkomponens tömege $1.3 M_{\odot}$, ebből Gray (1992) táblázata szerint spektráltípusa F6V-es törpe, vagy F2III-as óriás.

4.4.5. Kor

A HD 51066 sajátmozgásának és parallaxisának ismeretében a Naphoz rögzített jobbsodrású koordináta-rendszerben meghatározhatók a csillag (U, V, W) sebességkomponensei, ahol U a galaktikus centrum felé, V a galaktikus rotáció menti, W pedig a galaktikus északi pólus felé mutató sebességkomponensek. Eggen (1989) az (U, V) sebességtérbeli pozíció és spektráltípus közötti korreláció meghatározásával csillagklasszifikációs módszert dolgozott ki, mely szerint a HD 51066 a fiatal galaktikus diszkpopulációhoz tartozik. A csillag fiatal korát alátámasztja a viszonylag erős Li I 6708 Å vonal is (lásd a 4.5c. ábrát), amelynek ekvivalens szélességéből teljes spektrumszámítással $\log n(Li) = 2.0$ elemgyakoriság határozható meg (az elemgyakoriságot értsd a 3.2. táblázatban is szereplő értékek szerint).

4.4.6. A turbulenciát jellemző paraméterek

A modellezéshez használt makroturbulencia Fekel (1997) szerint G típusú óriáscsillagra körülbelül $\zeta = 3 \frac{km}{s}$. Mivel a makroturbulencia hatása a rotációs kiszélesedéshez hasonló (lásd a 3.5.5. részt) ez az érték a $v \sin i = 47 \frac{km}{s}$ mellett csak kis mértékben befolyásolta a végeredményt.

A mikroturbulencia értékének helyes megválasztása nagyobb hatással volt a modellezés kimenetelére. A mikroturbulencia óriáscsillagokra várhatóan $\xi = 0 - 2 \frac{km}{s}$ között van (lásd a 3.5.5. részt). $\xi = 2 \frac{km}{s}$ a Doppler-térképeken valószínűtlenül nagy hőmérsékletskálát eredményezett. $\xi = 0 \frac{km}{s}$ körüli értékekre a vonalprofilok pedig illeszthetetlenné váltak. Ezért a $\xi = 0 - 2 \frac{km}{s}$ közötti intervallum finom hálózattal végrehajtott teszt sorozattal a legjobb illesztést és megfelelő hőmérsékletskálát a $\xi = 1 \pm 0.2 \frac{km}{s}$ mikroturbulenciával lehetett elérni.

4.4.7. Atomi paraméterek

A fő térképező vonalak, valamint a figyelembe vett blendek átmeneti valószínűségeinek kezdeti értékeiként a Kurucz-féle (1993) vonallista szolgált. A legjobb illesztések eléréséhez azonban – főleg a gyengébb vonalak esetén – ezeknek az értékeknek a hangolásra volt szükség.

Mind az elvégzett spektrumszámítások, mind a Doppler-leképezés szempontjából a Nap elemgyakoriság értékeinek használata megfelelőnek bizonyult.

A paraméterek közötti korreláció nem teszi lehetővé az egyedi mennyiségek tökéletesen pontos meghatározását. Szerencsére bizonyos határon túl az egyik paraméter változása nem kompenzálható a másik megváltoztatásával (pl. az átmeneti valószínűségek és elemgyakoriság közötti viszony), és ez a bizonytalansági tartomány általában kicsi. Ezenkívül a teszteredmények szerint a TempMap program meglehetősen robusztusan viselkedik az ilyen hibákkal szemben és az eredményül kapott Doppler-térképek – különösen az inhomogenitások pozíciója – a paraméterek bizonytalansági tartományán belül kevésbé változnak csak.

4.5. Doppler-leképezés

A 4.5d. ábrán a HD 51066 6420 Å-ös tartományának egy reprezentatív spektrumán a felhasznált 5 fő térképező vonal elhelyezkedése látható (a vonalak atomi paramétereit lásd a 3.1. táblázatban). A vékony vonallal felrajzolt G8IIIa M–K standard csillag spektruma ($v \sin i \leq 2 \frac{km}{s}$) a blendeket mutatja, amelyek a HD 51066 esetén a rotációs kiszélesedés miatti összerosódtak.

A Ca I 6439.075 Å tartományban a fővonallal együtt 8, a Fe I 6393.602 Å-ben 7, a Fe I 6430.844 Å-ben 8, a Fe I 6411.647 Å-ben 8, a Fe I 6400.000 + 6400.314 Å-ben pedig 6 legerősebb blend figyelembevételével megfelelő illesztést lehetett elérni. Korábbi szerzők nehézségekbe ütköztek a Fe I 6411.647 Å és a Fe I 6400.000 + 6400.314 Å tartományok modellezésekor. Ennek részben a figyelembe nem vett blendek, részben a nem megfelelő atomi paraméterek alkalmazása volt az oka. A HD 51066 esetében a hullámhossztartományok felülvizsgálatával sikerült megbízhatóan modellezni ezeket a vonalakat is.

4.5.1. Az 1994-es adatsor

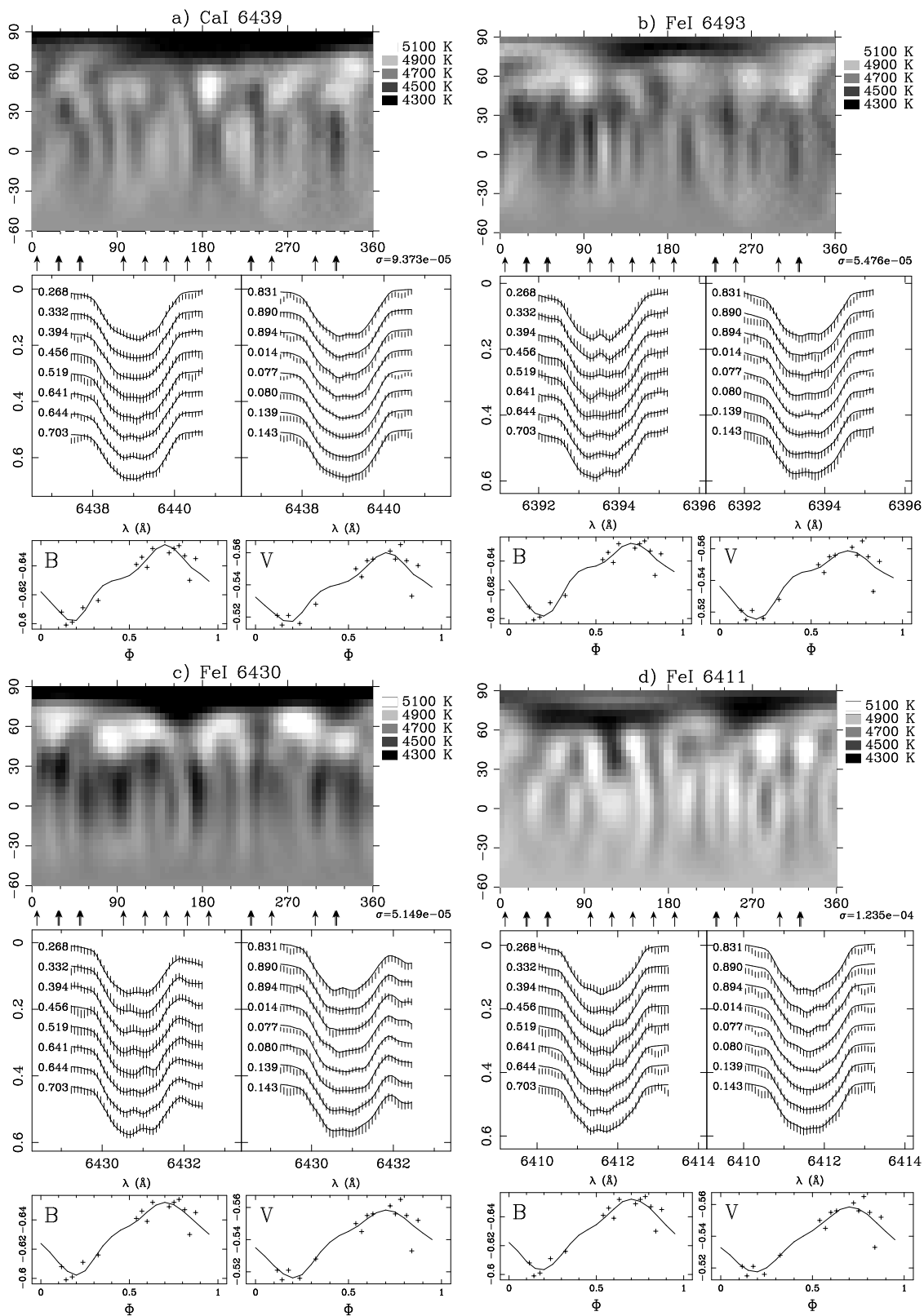
Az éves ciklusokon belül egyes vonal tartományok modellezésére egymástól függetlenül került sor. A szimultán fotometriai adatok minden vonal esetére - évenként a megfelelő adatsor (lásd a 4.1. ábrát) - ugyanazok voltak. A térképek előállítása során maximum entrópia regularizációt használtunk. Mivel a legtöbb spektroszkópiai mérés (a legjobb fázislefedettség) az 1994-es esztendőben volt, a Doppler-leképezéssel történő paraméter-meghatározások erre az adatsorra történtek. Az 1994-es adatokból előállított Doppler-térképek a 4.6. ábrán láthatóak. A 1995, 1996, 1997-es évek adataira a modellezések hasonló módon készültek.

A morfológiai vizsgálatokra azonban sokkal megfelelőbbek az egyes vonalakra kapott eredmények átlagolásával kapott hőmérséklettérképek.

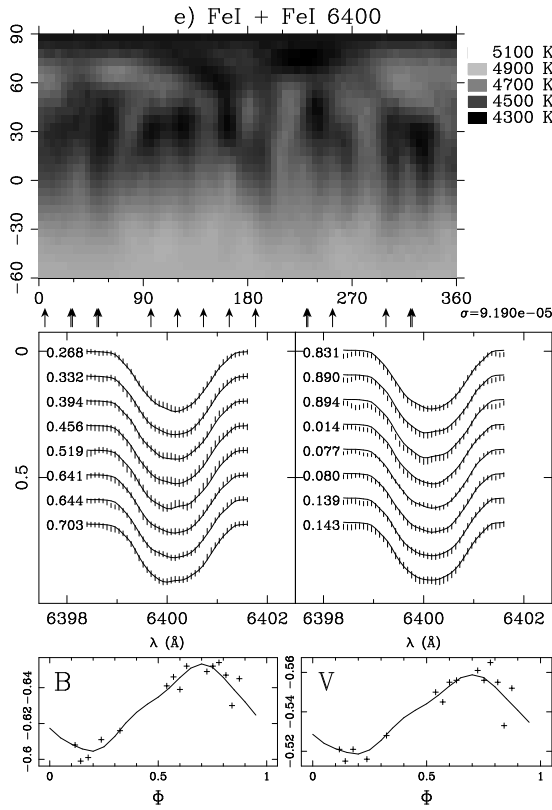
4.5.2. Az átlagtérképek

Több vonalra is történő illesztés esetén célszerű az egyes hőmérséklet-térképek súlyozatlan átlagát venni. Ez a valódi, minden térképen meglévő struktúrákat kiemeli és a hamisakat elnyomja¹ Az eredményül kapott átlag térképek a 4.7. ábrán

¹Hamis struktúrákat hozhatnak létre hibás atomi paraméterek, illetve a vonalprofilok kozmikus beütéstől, időszakosan megjelenő atmoszférikus vonalaktól származó torzulásai.



láthatók. A következőkben ezekhez az átlagtérképekhez fűzök rövid magyarázatot.



4.6. ábra. (a-e) A HD 51066 1994. márciusi adatsorának modellezési eredményei 5 különböző hullámhossz-tartományban. A paneleken felső ábráin a Doppler-térképek láthatók pseudo-Mercator vetületben, azonos hőmérsékleti skálán. A térképek vízszintes tengelye a hosszúságot, függőleges tengelye a szélességet jelenti. A szélesség irányban az egyenlítő alá $-i$ inklinációig látunk. A vetület tulajdonsága, hogy a pólus környéki részeket kiemeli (az egyetlen pontból álló pólust pl. egy vonallá húzza szét). A középső ábrák a mért vonalprofilokat (vertikális szakaszok) és az illesztéseiket (folytonos vonal) mutatják. A vertikális szakasz hossza az adott ponthoz tartozó jel/zaj viszony reciprokával arányos. A profilok melletti számok az észlelés fázisát adják meg. Hasonlóan, a térképek alatti nyilak a spektrális mérések fázishelyzetét mutatják. Az alsó ábrákon a B és V szűrőkkel készült szimultán fotometriai adatok (+) és azok illesztései (folytonos vonal) láthatóak. σ a profilillesztések hibái négyzetösszegének gyöke.

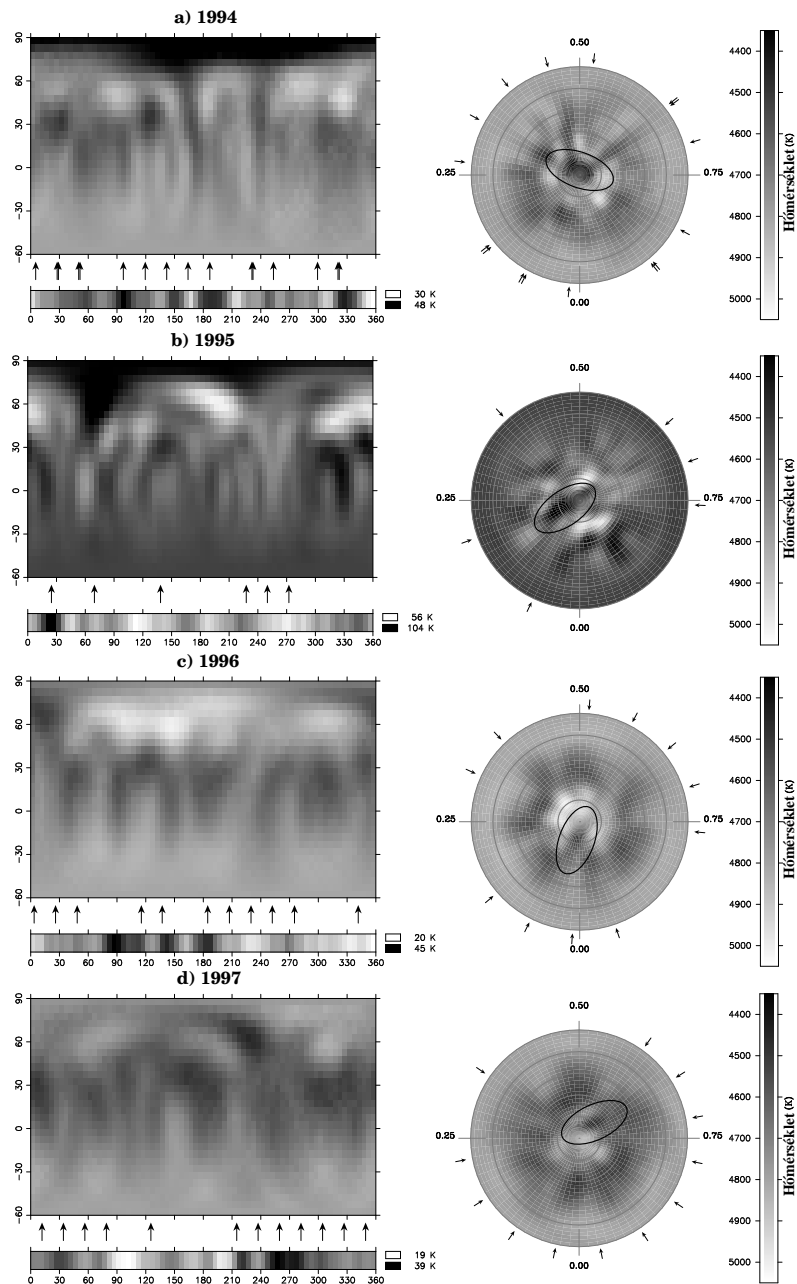
1994

A négy év során a csillag 1994-ben volt a leghalványabb állapotában. A 4.7a. Doppler-térképen egy domináns $\Delta T \approx 800K$ hőmérsékletű, enyhén elnyúlt poláris sapka látható, több alacsonyabb szélességeken elhelyezkedő $\Delta T \approx 400 - 500K$ hőmérsékletű folt mellett, amelyek esetenként összekapcsolódnak a poláris folttal és annak nyúlványait alkotják (pl. $l \approx 170^\circ$, $l \approx 240^\circ$ hosszúságoknál). Ezt a HR 1099 esetében is talált struktúrát Vogt & Penrod (1983) a Nap koronalyukainak szerkezetével hozta analógiába². A poláris folt irányultságát a folt köré rajzolt ellipszissel emeltem ki. Az ellipszis középpontja a folt geometriai középpontján helyezkedik el.

1995

Az 1995. február-márciusi spektroszkópiai adatsor, bár jó eloszlású, de gyenge fázislefedettségű. Mindösszesen 6 vonalprofilból áll és egyidejű fotometria adatok sem álltak rendelkezésre. A fotometriai adatok (kontinuumszintek) illesztése pedig igen fontos a hőmérsékletskála helyes beállításához. Ez látható a térkép átlaghőmérsékletén: a perturbálatlan fotoszféra hőmérséklete $\sim 200K$ -nel hidegebb a többi időszak térképein megfelelően rekonstruált effektív hőmérsékletnél. A kérdés, hogy az 1995-ös Doppler-térkép valódi átlagfényesség csökkenést mutat-e. Az

²A foltmodellezés egyik tesztelése során is a Nap magaslévköri aktivitását hoztuk kapcsolatba a nagyobb aktivitást mutató csillagok fotoszférikus foltosodásával (Oláh *et al.* (1999a, 1999b)).



4.7. ábra. Az ábraszorozat a bal oldali oszlopban a 4.6. ábrához hasonló pseudo-Mercator-vetületben, a jobb oldali oszlopban pedig kisimított pólus nézetben mutatja a HD 51066 évenkénti átlagos Doppler-térképeit 1994-től 1997-ig (a-c). A pólus térképek körüli a számok a fázist, a nyilak a méréseket jelölik és a koncentrikus szélességi körök 30° -ként követik egymást. Mindegyik térkép négy vas- és egy kalcium-vonal modellezésével (lásd a 4.6. ábrát) kapott eredmények súlyozatlan átlaga. A Mercator-térképek alatti skála az átlagolásból számított, hosszúság mentén összegzett átlag σ értékeket jelenti. A hőmérsékletskála minden térképen azonos. Az ábraszorozat fő jellegzetessége az 1994-től 1997-ig alacsonyabb szélességekre migráló és gyengülő poláris folt. A folt körülbelüli középpontja köré rajzolt ellipszis a folt irányultságát és helyzetét emeli ki (lásd a szövegben). Az azonos hőmérséklet skálával felrajzolt térképek az átlagfényesség változásáról is számot adnak.

1994-es adatsorra ezért egy tesztet végeztem el. A modellezést a fotometriai adatsor nélkül is végrehajtottam, hogy lássam a fotometria mennyire befolyásolja a hőmérsékletskála alakulását. Az eredmény az 1995-ös térképhez hasonló volt: a perturbálatlan fotoszféra hőmérséklete lecsökkent, és a hőmérsékletskála nagyobb tartományra terjedt ki³. Ráadásul a Fe I 6411.647 Å vonal a fotometriai adatok hiányában illeszthetetlené vált. A megváltozott folt-fotoszféra kontraszt miatt a foltok látszólagos mérete megnövekedhet. A foltok pozíciójának meghatározása azonban így is helyes marad.

A poláris folt az 1995-ös Doppler-térképen is jellemző forma. A foltból két nyúlvány ágazik ki $l = 60^\circ$ és $l = 240^\circ$ hosszúságoknál. A 4.7b. ábra pólus-térképén világosan látszódik, hogy az 1994-es térképen még a póluson levő folt elnyúltabbá vált, középpontjában alacsonyabb szélességek felé tolódott el és irányultsága is más lett. Az alacsonyabb szélességeken levő kisebb hőmérsékletkontrasztú foltok eloszlása jelentősen megváltozott, ezért valószínű, hogy a stabilitásuk vizsgálatához túl hosszú az egyéves időtartam.

1996

A fázis szerint egyenletesen eloszló 11 spektrum és 24 *BV* fotometriai pont 1996. januárjából megbízhatóbb modellezést tett lehetővé. A csillag a 4 év során ekkor érte el fényességmaximumát, és a fotometriai változás amplitúdója is ekkor volt a legnagyobb. Az eredmény átlagtérképek a 4.7d. ábrán láthatók. Az eredeti poláris folt hőmérséklete tovább közelített a fotoszféra hőmérsékletéhez. Pozíciója és irányultsága is megváltozott az előző két évhez képest. Középpontja körülbelül 60° szélességre csúszott le. Az alacsonyabb szélességeken és az egyenlítő mentén továbbra is találunk foltokat.

1997

Az 1997. áprilisi adatsor szintén jó lefedettségű, és szimultán fotometriai mérések is rendelkezésre álltak. A pólusról migráló folt mérete tovább csökkent és beleolvadni látszott a közepes és alacsonyabb szélességek mentén elhelyezkedő foltokba, amelyekből az előző évhez képest valamelyest több található. Az átlaghőmérséklet is kissé alacsonyabb lett, ezt alátámasztja a fotometriai viselkedés is, mely szerint mind az átlagfényesség, mind a változás amplitúdója csökkent.

4.6. A Doppler-térképek korrelációja, differenciális rotáció

Az időben egymást követő térképek korrelációs vizsgálatának célja a felszíni, szélesség szerinti differenciális rotáció vizsgálata. A differenciális rotáció a jelenlegi dinamómodellek egyik pillére. A Doppler-térképek hosszúság koordinátáját a

³A fotometriai adatoknak bizonyos regularizáló hatása van. Nélkülük a leképző kód a vonalprofil minden pontját megpróbálja a lehető legjobban illeszteni, és mivel a színindexre nem kell tekintettel lennie, a pixelek hőmérséklet-értékeinek megválasztásával szabadabban rendelkezhet. Ez mind a hidegebb, mind a melegebb irányokban kiterjedtebb hőmérsékletskálát eredményez.

rotációs periódusból számított fázis határozza meg. Ha a szélességi körök különböző periódussal forognak – azaz differenciális rotációról van szó – a különböző szélességi körök mentén elhelyezkedő foltok, vagy azok részei az időben egymás utáni Doppler-térképeken elmozdulni látszanak. A Nap esetén a differenciális rotáció megnyilvánulása, hogy a pólushoz közelebbi részek kisebb sebességgel forognak, mint az egyenlítő környéki vidékek és az egyenlítő 120 nap⁴ alatt egy teljes körrel előzi meg a pólus keringését. A Doppler technika alkalmazásán kívül más csillagokra többek között a fotometriai fénygörbe minimumának migrációjából próbálták a differenciális rotációt meghatározni⁵ (Hall (1972, 1996), Henry *et al.* (1995b), Rodono (1992)). Vogt *et al.* (1999) azonban kimutatta, hogy a fénygörbe minimumának migrációját a differenciális rotáción kívül a különböző hosszúságok mentén felbukkanó, majd eltűnő rövid élettartamú aktív területek is okozhatják (lásd az 5.6.3. részt). Donahue & Baliunas (1992) a Mt. Wilson Ca II H&K hosszú periódusú mérésorozatának Fourier-analízisét használta a differenciális rotáció vizsgálatára.

A 4.7. ábrásorozaton a kezdetben poláris folt köré rajzolt ellipszis ezt a látszólagos mozgást igyekszik érzékeltetni. Ha a pólus környékének rotációs periódusa megegyezne a kiszámított 16.053 napos átlagperiódussal, a folt irányultsága nem változna. Az elmozdulás oka természetesen nemcsak a differenciális rotáció, hanem különböző irányú (azimutális, meridionális) áramlások, vagy esetleg ezek kombinációja is lehet⁶. A jelenség vizsgálatához lényeges a megfelelő mintavételezés: ha a térképek időben túl közel vannak egymáshoz, akkor nincs elég idő, hogy a differenciális rotáció miatt az egyes szélességövek kimutathatóan különböző mértékben forogjanak el. A BD+22°4409 vizsgálata során valószínűleg emiatt nem tudtunk differenciális rotációt megfigyelni (Lister (1999)). Túl nagy távolság esetén pedig az aktív területek változásai (átrendeződés, foltok keletkezése, eltűnése, diffúzió) okozhatnak problémát, különösen, ha ez az idő nagyobb a várható az átlapolódási időnél.

Minél kisebb a rotációs periódus, a nagyobb aktivitás várhatóan gyorsabb változásokat eredményez. Pl. az EI Eridani RS CVn típusú csillag fénygörbéje ($P = 1.94$ nap) 1-2 rotációs ciklus alatt jelentős mértékben megváltozhat, ami a folteloszlás teljes átrendeződésével magyarázható (Strassmeier (1990)). A HR 1099 ($P = 2.84$ nap) idősoros Doppler-vizsgálata is dinamikusan változó felszín mutatott ki (lásd az 5. fejezet). A Doppler-térképek keresztkorrelációjával Donati & Cameron-nak (1997b) sikerült az eddigi legmegbízhatóbban a differenciális rotációt kimutatnia Naptól eltérő csillagon (AB Doradus). A differenciális rotációt hasonló jellegűnek találták, mint amilyen az a Napon tapasztalható (az egyenlítői vidékek gyorsabban forognak). Bár a csillag a Naphnál kb. 50-szer gyorsabb forgású törpecsillag, átlapolódási idejére 110 napot kaptak, ami igen közel van a Nap 120 napos értékéhez. Ebből azt a következtetést vonták le, hogy a differenciális rotáció mértéke a rotációs periódustól független. Nem szabad elfelejteni azonban, hogy mind a Nap,

⁴Azt az időtartamot, ami alatt a leggyorsabban forgó övek egy teljes periódussal megelőzik a leglassabban forgó öveket, *átlapolódási időnek* nevezik.

⁵Feltételezve, hogy a csillagon a hosszú periódusú fotometriai ciklus során a fényváltozást okozó aktív terület – a Naphoz hasonlóan – egyre kisebb szélességeken helyezkedik el, a fénygörbe minimuma migrálni fog, ha a különböző szélességi övek rotációs sebessége eltérő.

⁶Elképzelhető, hogy ilyen áramlások is szerepet játszottak a poláris folt alacsonyabb szélességekre húzódásában, illetve gyengülésében.

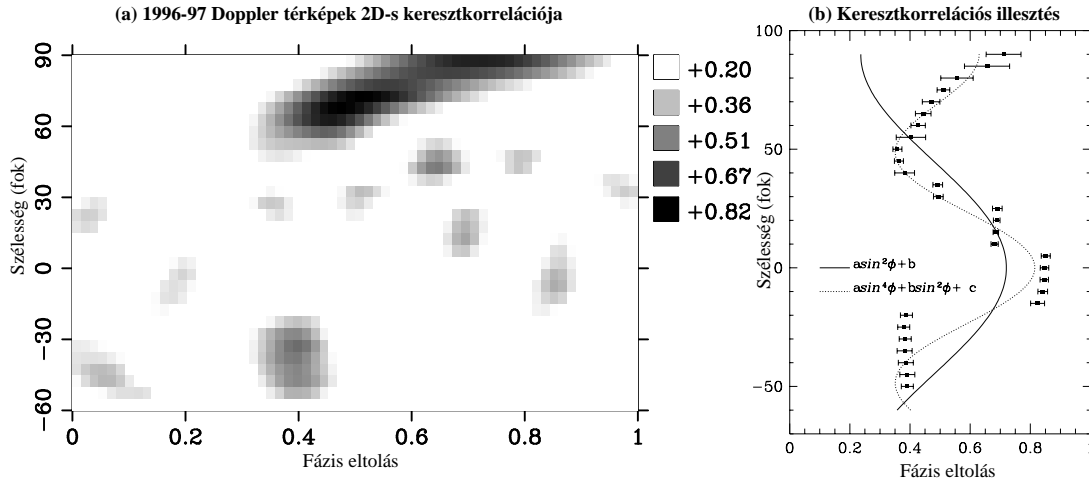
mind az AB Dor egyedülálló törpecsillag. A differenciális rotáció különbözhet más luminozitási osztályú csillagokra, illetve szoros kettőscsillagok esetén az árapályerők és a kölcsönható mágneses terek is befolyásolhatják. Míg a szintén egyedülálló, fősorozatra való fejlődés előtti állapotban levő V410 Tau az AB Doradushoz hasonlóan Nap-típusú differenciális rotációt mutat (Strassmeier (1996)), a HR 1099 RS CVn rendszer főkomponensén Vogt *et al.* (1999) szerint a Nappal ellentétben a pólus környéke forog gyorsabban. Magyarozatuk alapján a túlnyomórészt poloidális mágneses tér a pólus körüli tartományokat – ahol a mágneses tér erősebb – a rotációnál gyorsabb keringéshez köti és ezzel a kisebb periódussal való forgásra kényszeríti. Hasonlóan, de nem biztos hogy hasonló ok miatt a $P = 6.4$ nap periódusú UX Ari (Vogt & Hatzes (1991)), illetve a $P = 10.5$ nap periódusú HU Vir (Strassmeier (1994b), Hatzes (1998a) – RS CVn típusú kettősök – esetén is a pólus forog gyorsabban. A differenciális rotáció mértékére a fenti módszerekkel átlagosan a Napénál kb. egy nagyságrenddel kisebb értéket kaptak.

A térképek kvantitatív összehasonlítása kvázi kétdimenziós keresztkorrelációval végezhető el az egymást követő évek átlag hőmérséklettérképeire. A módszer azért nem igazi kétdimenziós vizsgálat, mert valójában csak a térképek szélességőnként vett egydimenziós keresztkorrelációs függvényének meghatározását jelenti. A korrelációs függvények maximumai megadják, hogy az adott szélességű mekkora fázis (pixel) eltolással hozhatók legjobb fedésbe egymással. A maximum pontos elhelyezkedése és hibája a maximum környéki pontokra illesztett Gauss-függvénnyel végezhető el. A maximum elhelyezkedése ± 0.5 fázisra szimmetrikus, azaz a maximális fedés az adott Φ fázissal előre, vagy $1 - \Phi$ fázissal visszafelé történő eltolással is megkapható. A korrelációs függvények előállítására az IRAF a 4.3.1. részben említett `fxcor` rutinját használtam.

Mivel a 4.5.2. rész szerint az 1995-es átlagtérkép kevésbé megbízható példaként a 4.8. ábrán csak az 1996 és 1997-es átlagtérképek korrelációjának vizsgálatát mutatom be. A korrelációs függvények maximumaira a szélesség szerint differenciális rotációt leíró függvény illeszthető. A Napnál a rotáció szélességfüggését szerzőktől függően $a_1 \sin^2 \psi + b_1$, vagy $a_2 \sin^4 \psi + b_2 \sin \psi + c_2$ alakban adják meg, ahol ψ a szélességet jelöli (Stix (1989)). Egyéb csillagoknál a differenciális rotáció leírására más – fizikailag megalapozott – formulák megfelelőbb illesztést adtak (lásd pl. HR 1099, Vogt *et al.* (1999), akik arra is felhívják a figyelmet, hogy a differenciális rotáció eloszlása egyáltalán nem biztos, hogy minden esetben a szélesség valamely monoton függvényeként adható meg). A HD 51066 esetén, a Naphoz hasonlóan szinusz hatványai szerinti függvénnyel modelleztem a differenciális rotációt (lásd a 4.8b. ábra). Mindkét formulára meghatároztam az együtthatókat. Az illesztések $a_1 = -0.48$, $b_1 = 0.72$, illetve $a_2 = 1.46$, $b_2 = -1.64$, $c_2 = 0.81$ értékeket eredményeztek. A \sin^4 -es tag figyelembe vétele lényegesen jobb illesztést adott, amely azt jelentheti, hogy a poláris és az egyenlítői részek gyorsabban forognak a közepes szélességeken levő tartományoknál.

Sajnos az 1994-1995-ös, illetve az 1995-1996-os átlagtérképek korrelációs vizsgálata nem erősítette meg a fenti eredményeket. Bár a HD 51066 16.053 napos periódusa és alacsony gravitációjú atmoszférája miatt kevésbé valószínűek a hirtelen folt átrendeződések – amit a fénygörbe időszakonkénti viszonylagos állandósága is alátámaszt – lehetséges, hogy az egyéves időintervallum mégis túl hosszú a korreláció vizsgálatára, mivel esetleg a fent említett átlapolódási idő ennél rövi-

debb, illetve mert ezen az időskálán az alacsonyabb szélességeken levő foltok már nem stabilak. Amit biztosan lehet állítani, az az, hogy a korrelációs térképek, és az illesztett differenciális rotációs függvény szélességfüggő fáziseltolódást mutat. Azt azonban, hogy ez minden kétséget kizáróan, tisztán differenciális rotációval magyarázható, csak nagyobb időfelbontású (gyakoribb mintavételezésű) idősoros Doppler-térképekkel lehetne eldönteni.



4.8. ábra. Az (a) ábrán az 1996-97-es Doppler átlagtérképek szélességövenként vett felszíni keresztkorrelációs függvényei láthatók. A korreláció értéke [0,1] között változhat és a sötétebb szín nagyobb korrelációt jelent. A (b) ábra a korrelációs függvények legszignifikánsabb csúcsaira történt $\sin^2 \Phi$, illetve $\sin^4 \Phi$ tagot is figyelembe vevő illesztést mutatja a fáziseltolás függvényében. A maximumok pontos helyét és hibáját a korrelációs függvények maximum környéki pontjaira illesztett Gauss-görbe segítségével határoztam meg (a továbbiakat lásd a szövegben).

4.7. A Balmer H α vonal vizsgálata

Az 1996–97-es spektroszkópiai mérések tartománya a hidrogén 6562.808 Å-ös Balmer α vonalát is magában foglalta (lásd a 4.5. ábrát). A H α vonal szárnya a Nap esetén a fotoszférában 100-300 km, magja 1200-1500 km magasan – tehát kromoszférikus tartományokban – keletkezik (lásd az 1.1. ábrát).

Normál esetben a vonal abszorpciós profilként van jelen. Aktív csillagok esetén a mágneses tér miatti kromoszférikus fűtés a vonal magját emisszióval tölti ki, így a vonal sekélyebbé válik, illetve nagyon nagy csillagaktivitás esetén akár emisszióba mehet át (pl. FK Com (Oliveira *et al.* (1998)), IN Com (Strassmeier *et al.* (1997b))). A forró kromoszférikus plage területek jelenléte további emissziót jelent, amely a tengely körüli forgás következtében vonal ekvivalens szélességének rotációs modulációját okozza. Amennyiben a plage területek fotoszférikus foltok felett helyezkednek el, a vonal ekvivalens szélességének változása a vizuális fotometriai fényváltozással antikorrrelációban lesz.

A H α vonal tanulmányozása a csillagkörüli anyag viselkedéséről is számot adhat.

Fiatal, fősorozat előtti klasszikus T Tauri csillagok (cTTs=classical T Tauri stars) színeképében a vonal erős emisszióban látszódik, amely a csillagok körüli forró gázburokból származik (Walter (1999)). A vonalprofilon megjelenő emissziós tüskék, illetve abszorpciós magok relatív hullámhossz-eltolódásuk szerint anyag ki-, vagy beáramlásra utalhatnak (Strassmeier (1994b)). A rotáció során a vonalprofilon végigvonuló abszorpciós bemélyedés a csillaghoz kötötten mozgó anyagcsomókat – úgynevezett prominenciákat – jelezhet, amelyek térbeli elhelyezkedése Cameron & Robinson (1989) által kidolgozott úgynevezett "visszavetítéses" módszerrel meghatározható.

A $H\alpha$ aktivitás vizsgálatához először el kell különíteni a vonal nem mágneses (nem aktivitásból eredő) komponensét. Az aktivitási járulék – a reziduál spektrum – egy megfelelően megválasztott, rotációsan kiszélesített inaktív referenciacsillag spektrum illesztésével és kivonásával kapható meg.

A referenciaspektrum illesztését az **sps** (**sps** = spectrum synthesis) Huenmorder & Barden (1984) által kifejlesztett programmal végeztem. A program akár több csillag spektrumából álló úgynevezett kompozit spektrum illesztésére is felhasználható (lásd az 5.3.2. részt). Bemenetként az illesztendő színekép mellett az egyes komponenseknek megfelelő referenciaspektrumokat kell biztosítani. A program a kérdéses spektrumot ezután iteratív módon, a referenciaspektrumok relatív kontinuumszintjeinek, radiális sebességeinek (hullámhossz menti eltolás) és rotációs kiszélesedéseinek változtatásával illeszti. A biztosan ismert paraméterek értékei az iteráció során lerögzíthetők.

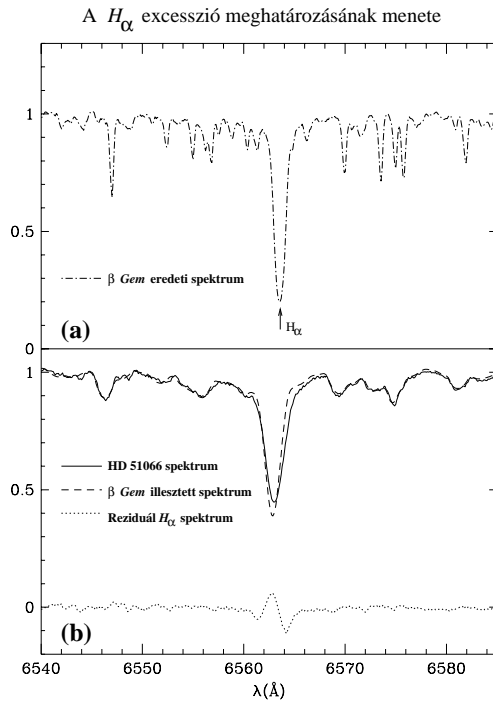
A reziduálspektrumok előállításának lépései a 4.9. ábrán láthatók. Az inaktív referenciacsillag spektráltípusának a vizsgált csillag spektráltípusához közelállónak kell lennie. Több referenciacsillag közül végül a radiális sebesség-görbe meghatározásánál is használt β Gem (K0III) spektruma bizonyult a legjobbnak a HD 51066 $H\alpha$ -n kívüli tartományának illesztésére. Az illesztés tartományából természetesen a $H\alpha$ vonal ki volt zárva (az aktivitás miatti változást nem akarjuk illeszteni).

A reziduál profilok idősoros megjelenítése a 4.10. ábrán látható. Az összes reziduál spektrum egy kék-eltolódott emissziós csúcsot mutat egy reziduál abszorpciós profilon. Az eltolódás a $H\alpha$ vonal keletkezési magasságában egy $20 \pm 7 \frac{km}{s}$ sebességű anyagkiáramásra utal.

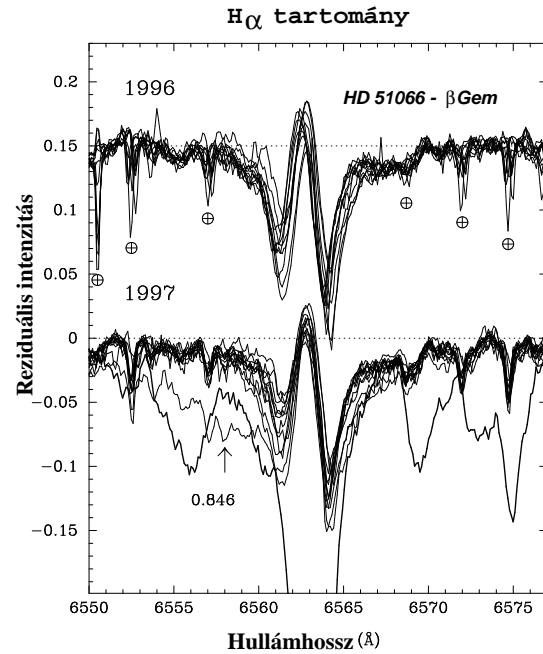
Az emissziós magok Gauss-görbe illesztésével meghatározott területeinek (ekvivalens szélességeinek) változása a fotometriai adatok változásával antikorrelációban van (a 4.11. ábra). A HD 51066 esetén ez a kromoszférikus plage területek és a fotoszférikus foltok fizikai kapcsolatára utal.

4.8. Összefoglalás

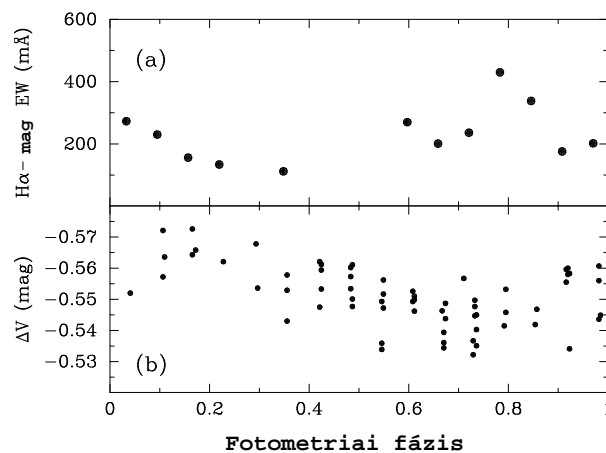
A Doppler-térképek szerint a HD 51066-on két tartományban figyelhető meg foltaktivitás. Az egyik a gyorsabban változó, egyenlítő környéki területek, a másik az éves skálán változó poláris régió. A V711 Tau (lásd az 5. fejezet, illetve Vogt *et al.* (1999)) hasonló tulajdonságokat mutat. Az ekvatoriális részeken felbukkanó foltok pólus irányú migrációja miatt éves időskálán a poláris folt stabilabbnak mutatkozik az egyenlítői részeken lévő folteloszlással szemben. Megjegyzendő, hogy Vogt *et al.* (1999) a V711 Tau a pólus környékének folttal fedettségében egy szignifikáns, 3 éves periódust fedezett fel, ami kapcsolatba hozható a HD 51066 szintén poláris



4.9. ábra. Az ábra a reziduál H_{α} profilok előállításának menetét mutatja a HD 51066 egy reprezentatív spektrumára (1997. adatsor, $\Phi = 0.033$ fázis). A (a) ábrán az eredeti β Gem referenciaspektruma látható. Ezt a HD 51066 spektrumára történt illesztés után ((b) ábra, szaggatott vonal) a HD 51066 spektrumából ((b) ábra, folytonos vonal) kivonva a csillagaktivitást jellemző reziduális profil ((b) ábra, pontozott vonal) áll elő.



4.10. ábra. A reziduál H_{α} profilok időszoros változása az 1996. és az 1997. esztendőben. Az 1996-os adatok a jobb láthatóság kedvéért feljebb lettek tolvá. Az 1997-es ábrán vastag vonallal egy eredeti (nem reziduál) spektrum is látható. A \oplus -ok éles, földi eredetű, légköri vízvonalakat jelölnek.



4.11. ábra. (a) A reziduális H_{α} profilmag ekvivalens szélességének változása az 1997. áprilisi adatsorra. (b) Szimultán V fotometriai mérések.

folt változása miatti, hosszúidőskálájú fotometriai változással (lásd az 5.6.3 részt).

A domináns poláris foltosodás azt jelezheti, hogy a mágneses tér jórészt bipoláris szerkezetű és a pólusból kiinduló erővonalak az egyenlítői foltokban zárulnak. Ez a zárt erővonal szerkezet felelős lehet a csillag megmaradt nagyobb impulzusmomentumáért. A mágneses fékeződés ugyanis akkor hatásos, ha a nyitott erővonalak a forgástengelyre merőleges sík mentén a csillagközi anyagba messze benyúlnak. Így lehetséges, hogy az 1.5. részben említett, ultragyors csillagokra kidolgozott Barnes-féle *et al.* (1996) modell elfejlődött csillagokra is igaz.

A HD 51066 jelenlegi átlagos mágneses térerőssége megbecsülhető abból kiindulva, hogy a direkt mágneses mérések szerint (lásd a 3.5.6. részt), a gyors forgású csillagok térerőssége egyenlő a $B_{\text{eq}} = (8\pi p_{\text{gas}})^{1/2}$ ekvipartíciós térerősséggel. Azaz a mágneses nyomás a gáz nyomásával egyensúlyban van (Saar (1996)). $p_{\text{gas},\star}/p_{\text{gas},\odot} \approx g_{\star}/g_{\odot}$ skálaegyenletet $\log g_{\star} = 2.5$ és $B_{\odot} = 1500$ G-szal behelyettesítve a csillag jelenlegi mágneses térerősségére $B_{\star} \approx 160$ G-t kapunk.

A HD 51066 azonban a fősorozaton nem Nap-típusú csillag volt. Fősorozati állapotában a a 4.2. táblázat megfelelő paramétereiből, Gray (1992) alapján visszakövetkeztetve 12000-13000 K effektív hőmérsékletű, $\approx 2.2 R_{\odot}$ sugarú csillag lehetett. Fajlagos impulzusmomentum-megmaradást feltételezve (Stępień (1993)) $P_{\text{fs}}/P_{\text{jelenlegi}} = R_{\text{fs}}^2/R_{\text{jelenlegi}}^2$ -ből, a rotációs periódusra $P_{\text{fs}} \approx 0.5$ napot kapunk, ami a csillag fősorozati sugara alapján igen jelentős $v_{\text{fs}} \sin i \approx 320 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ látóirányú sebességnek felel meg (fs = fősorozat). Ez közel van az úgynevezett "break-up" sebességhez. A break-up sebességnél a csillag egyenlítőjénél ható centrifugális erő és gravitációs erő nagysága megegyezik, a csillag tehát a szétszakadás határán van. A mágneses fluxus megmaradásából $B_{\text{fs}} = B_{\text{jelenlegi}} R_{\text{fs}}^2/R_{\text{jelenlegi}}^2 \approx 5.4$ kG fősorozati mágneses térerősség következik.

A fenti következtetések alapján jó okunk van feltételezni, hogy a HD 51066 fősorozati állapotában, masszív, $M = 3 - 4M_{\odot}$ tömegű, jelentős mágneses térrel és rotációs sebességű, Ap, vagy Bp típusú csillag volt, amelyből gyorsan, jelenlegi állapotába fejlődött.

A HD 51066 létrejöttének alternatívájaként kettős rendszer komponenseinek mágneses tér miatti lefékeződése és összeolvadása is felmerülhetne (FK Comae típus). Ezek a rendszerek azonban igen öregek (5-10 gigaév), ami ellentétben van a HD 51066 feltételezett fiatal korával.

5. fejezet

A V711 Tauri vizsgálata

5.1. Bevezetés

A V711 Tau = HR 1099 nagy látszó fényessége ($\langle V \rangle = 5^m8$) miatt az egyik legalaposabban vizsgált RS CVn típusú aktív csillagrendszer. A főkomponens fotometriai változását Bopp & Fekel (1976) fedezte fel. Fekel (1983) spektroszkópiai és fotometriai analízissel meghatározta a rendszer alapvető pályaelemeit és összetevőinek típusát. A rendszer egy K1-es szubóriás főkomponensből és egy G5-ös törpe másodkomponensből álló spektroszkópiai kettőst, illetve ezektől egy 6"-cel távolabb elhelyezkedő K3-as, szintén törpe csillagot tartalmaz. A rendszer aktivitásáért felelős főkomponens¹ elliptikusan deformálódott és közel van ahhoz, hogy kitöltse Roche-térfogatát², így 10^7 éven belül anyagátáramlás indulhat meg a másodkomponensre. A V711 Tau távolsága a Hipparcos mesterséges hold parallaxismérése alapján ~ 29 pc (ESA (1997)).

A 3.2 részben már megemlítettem, hogy a V711 Tau volt az első aktív csillag, amelyre Vogt & Penrod (1983) alkalmazta a Doppler-leképezést. A kutatók 1981 és 1993 között további 23 Doppler-térképet készítettek a felszíni hőmérsékleteloszlás idősoros viselkedésének tanulmányozásához (Vogt *et al.* (1999), lásd az 5.11. ábrát). Gondoin (1986) még az azóta elavult, ekvivalens szélesség változását felhasználó Doppler-leképezést alkalmazta a csillagra. Jankov & Donati (1995) MuSiCoS (= Multi-Site Continuous Spectroscopy) kampány adataiból további két időszakra közölt Doppler-térképeket. A V711 Tau szintén az első csillag volt, amelyre a Zeeman Doppler-leképezést alkalmazták (Donati *et al.* (1992)). Donati (1999) később további 5, évenkénti mágneses Doppler-térképe közül egy (összehasonlításként lásd az 5.8. ábrán) azonos időszakban készült a dolgozatban is szereplő térképekkel és az egyezés igen megnyugtatónak mondható (lásd később). Az eddigi és a jelen Doppler-vizsgálatok időpontjait a csillag hosszú periódusú fotometriai viselkedését bemutató 5.1. ábrán is bejelöltem.

A csillag az egyéb vizsgálati módszerek szerint is jelentős aktivitást mutat. Ilyenek a fotometriai modellezéssel is kimutatott foltosodás, a Napon mérhetőnél egy nagyságrenddel intenzívebb fler események, illetve az igen erős kromo-

¹A továbbiakban, ha külön nem jelzem a V711 Tau-ra történő utalások a rendszer főkomponensére értendők.

²A Roche-térfogatot a két csillag első, közös gravitációs potenciálfelülete adja meg. A potenciálfelületek kifelé haladva először érintkeznek, ahol anyagátáramlás lehetséges, amennyiben valamelyik komponens kitölti saját Roche-térfogatát.

szférikus aktivitásra utaló Ca II H&K és H α emisszió. A csillagon erős rádió- és lágy röntgen-sugárzás is megfigyelhető. Az IUE műhold által mért kromoszférikus Mg II *h&k* vonalak kromoszférikus Doppler-analízise kimutatta a főkomponens pólus környéki aktivitását, illetve a főkomponens és a másodkomponens közötti térben elhelyezkedő emissziós területet jelenlétét. Ez utóbbi esetleg már a főkomponensről megindult anyagátáramlásra utalhat (Busà *et al.* (1999), referenciákat is lásd ott, illetve Vogt *et al.* (1999)-nál).

Tizenöt év Doppler-vizsgálatainak mindegyike egyértelműen poláris folt jelenlétét mutatta ki. Az egyes Doppler-térképek között eltelt idő ritkán volt rövidebb 1 évnél. Vogt *et al.* (1999) a rendelkezésre álló időfelbontás alapján megállapította, hogy a foltok gyors változnak és gyakran alacsony szélességeken keletkeznek majd a pólus felé migrálnak. Az egyes foltok mozgásának nyomonkövetésével a csillagon a Nappal ellentétes irányú differenciális rotációt találtak. Az időfelbontás azonban gyakran kicsi volt és az egymást követő képeken a legtöbb folt felbomlott, vagy eltűnt mielőtt fejlődésüket végig figyelemmel kísérhették volna. Ez a tény az így megállapított differenciális rotáció és foltmigráció megbízhatóságát nagyban befolyásolta.

A V711 Taurin a foltok, aktív területek fejlődésének, változásainak nyomon követésére a csillag két hónapos folyamatos fotometriai és spektroszkópai megfigyelését végeztük el. A következőkben az ezzel kapcsolatos vizsgálati eredményeinket mutatom be. A kidolgozott idősoros Doppler-leképezés lehetőséget adhat más csillagok hasonló jellegű analízisére is. Munkánkról a 11. tenerifei Cool Star Workshopon (Bartus & Strassmeier (2000)) és az Astronomy & Astrophysics-hez beküldött cikkünkben (Strassmeier & Bartus (2000)) számoltunk be.

5.2. Megfigyelések

Mivel a kettős rendszer komponenseinek tengelyforgása és keringése részlegesen szinkronizált, Fekel (1983) által nagy pontossággal meghatározott $P = 2.83774$ napos pályaperiódusa "referenciaóráként" szolgált a spektroszkópai és fotometriai adatok Φ fázisának kiszámításához, a (4.1.) egyenletnek megfelelően.

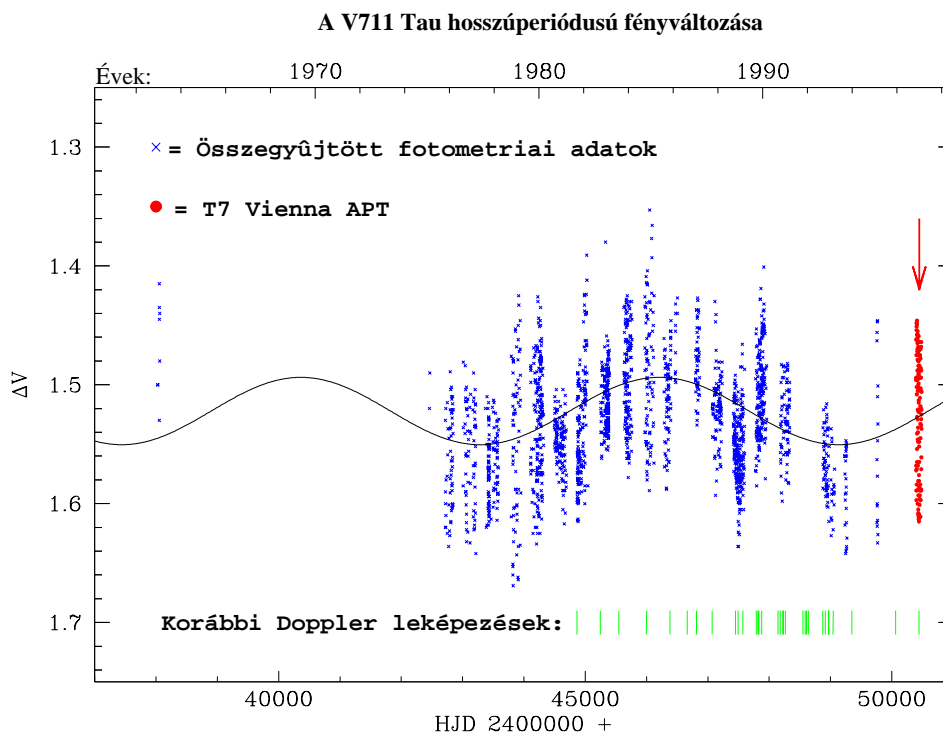
$T_0 = 2\,442\,766.080$ Julián Dátum nullpont, az első együttállás időpontja, amikor is a főkomponens pontosan a másodkomponens előtt helyezkedik el.

5.2.1. Fotometriai adatok

A 134, új, differenciális fotometriai adat az Amadeus (T7) nevű, 0.75 m-es Vienna APT-vel készült 1996.11.07 - 1997.02.10 között, V , R_c , I_c szűrők felhasználásával. Az 5.1. ábrán az adatok beilleszkedése látható a csillag hosszú periódusú fotometriai viselkedésébe. A mérések standard hibája V -ben 0^m0025 , R_c -ben és I_c -ben 0^m006 . Sajnos az ebben az időszakban előfordult kis mértékű adatredukciós problémák miatt a tényleges hibák ennél nagyobbak lehetnek.

5.2.2. Spektroszkópai adatok

A spektroszkópai adatok az arizonai Kitt Peak-en, az NSO (= National Solar Observatory) McMath-Pierce teleszkópjával készültek (lásd a 4.3. ábrát), 57



5.1. ábra. A V711 Tau hosszú periódusú, differenciális V fotometriája. A \times jelölt adatokat az irodalomból gyűjtöttem össze (a források referenciáit lásd Henry *et al.* (1995)-nél). Az analízishez felhasznált \bullet pontokat a T7-es Vienna APT mérte. Az új fotometriai adatok beleilleszkednek a korábbi adatok alapján kimutatott 16.0 éves ciklusba, amelyet az adatokra illesztett szinuszgörbe emel ki. Az ábrán a korábbi Doppler-leképezések időpontjai is láthatók. A nyíl a dolgozatban is vizsgált időszak közepét jelöli. (Az ábrán szereplő fotometriai adatokból a másod- és a harmadkomponens hatása még nincs eltávolítva.)

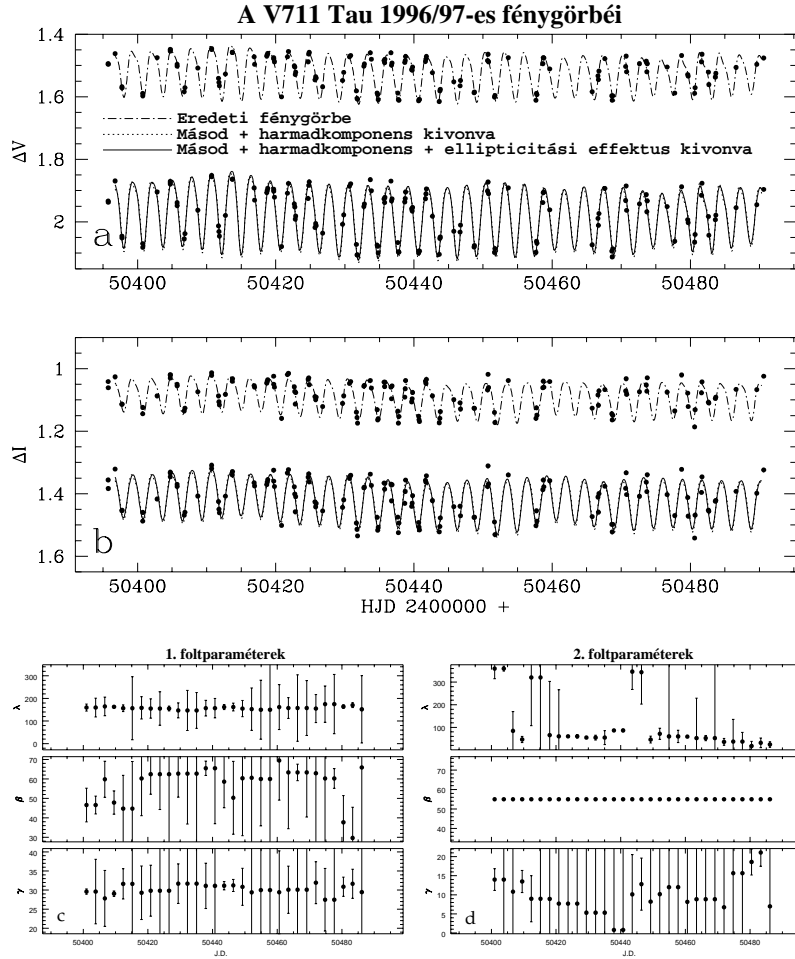
egymást követő éjszakán, 1996. november-decemberében. A spektrográf felbontása 42000 ($0.10 \text{ \AA}/\text{pixel}$) volt. A mérések 6440 \AA körüli 50 \AA széles tartományban történtek, amely a Ca I 6439.075 \AA és Fe I 6430.844 \AA Doppler-leképező vonaltartományokat foglalja magába. A jel/zaj viszony 200-250:1 volt. A nyers adatok előfeldolgozásával kapcsolatban lásd a 4.3.1. részt.

5.3. Adatelőkészítés

A rendszer tagjai olyan közel helyezkednek el egymáshoz, hogy a fotometriai megfigyeléskor a másod- és a harmadkomponens, spektroszkópai észlelések során pedig a másodkomponens jelenlétét nem lehet különválasztani a főkomponenstől. A szétválasztásról az adatelőkészítés során kellett gondoskodni.

5.3.1. Fotometriai adatok korrekciója

A fotometriai változás tisztán a főkomponensnek tulajdonítható. A $30''$ átmérőjű diafragma miatt a megfigyelések a harmadkomponenst is magukban foglalják



5.2. ábra. Az **a** és **b** ábrák a Doppler-leképezéshez felhasznált V , illetve I_c szűrőkkel készített fotometriai adatok előkészítését mutatják. Látható, hogy a másod és harmadkomponens kivonása a nullpontok elcsúszása mellett a változások amplitúdójának növekedését is okozza. Az ellipticitás miatti korrekció hatása azonban alig észrevehető. A pontokon áthaladó görbéket a TISMO idősoros foltmodellező programommal készítettem. A ΔV mérésekre illesztett kétfoltos modell foltparamétereinek változása a **c** és **d** ábrán követhető nyomon. Bővebben lásd a szövegben.

(a távolabbi harmadkomponens csak $6''$ -ra van a kettőstől). Ennek eredménye, hogy a tényleges változás amplitúdója lecsökken. A másod- és harmadkomponens kivonásához, a differenciális magnitúdóra a következő skálázási egyenletet írtam fel:

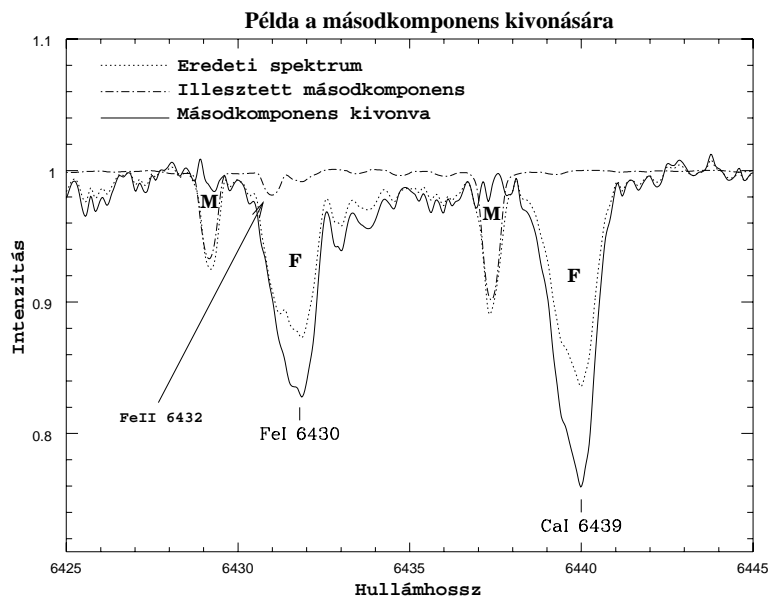
$$\Delta V_f = -2.5 \times \log \left(10^{-0.4\Delta V_{megf}} - 10^{-0.4(V_m - V_{cp})} - 10^{-0.4(V_h - V_{cp})} \right), \quad (5.1)$$

ahol a ΔV_f a keresett, tisztán a főkomponenst tartalmazó differenciális magnitúdót, ΔV_{megf} a megfigyelt differenciális magnitúdót, V_m , V_h , V_{cp} pedig a másod- és a harmadkomponens, valamint az összehasonlító csillag abszolút magnitúdóit jelöli. V_m , V_h , V_{cp} -re az irodalomban találtam adatokat. Hasonló skálázási egyenletet lehetett felírni az R_c és I_c szűrőkkel készített mérésekre is.

Ahogy a bevezetőben említettem, a főkomponens közel van ahhoz az állapothoz, hogy kitöltse Roche-térfogatát. Emiatt elliptikusan elnyúlt alakú és a felszíne

egyenletlen fényességeloszlású. Az adatokat erre az ellipticitás okozta fényességváltozásra is korrigálni kell. A korrekciót Vogt *et al.* (1999) alapján V -ben és I_c -ben is egy igen kicsi, 0^m026 , illetve 0^m023 , teljes amplitúdójú $\cos 2\Phi$ (Φ a fázis) görbe kivonásával végeztem. Az 5.2. ábrán a vázolt fotometriai adatelőkészítés lépései láthatók.

5.3.2. Spektroszkópiai adatok korrekciója



5.3. ábra. Példa a másodkomponens kivonására a $\Phi=0.237$ fázisban. Ebben a fázistartományban a főkomponens (**F**) és a másodkomponens (**M**) Doppler-vonalai a legtávolabb kerülnek egymástól. Az eredeti spektrumra (pontozott vonal) az *sps* program segítségével illesztett kétkomponensű spektrumból, a másodkomponensnek megfelelő összetevőt (pont-szaggatott vonal) kivonva és az eredményt az új kontinuumszintre normálva kapjuk a főkomponens spektrumát (folytonos vonal). A másodkomponens spektrumának relatív kontinuumszintjét ($= 0.3155$) a szemléletesebb ábrázolás miatt egységnyi szintre toltam el. Míg a Ca I 6439.075 Å vonalak ebben a fázishelyzetben megfelelően szétválnak, a nyíllal jelölt, másodkomponenstől származó vasvonal "szennyező" hatása az Fe I 6430.844 Å vonalak szétválasztásánál problémát okoz.

A spektroszkópiai mérésekből (kompozit spektrumokból) a másodkomponens kivonása két ok miatt is elkerülhetetlen. Az egyik a fotometriához hasonlóan a másodkomponens kontinuumszintjének járuléka miatt a változások amplitúdója (a spektrumvonal mélysége) lecsökken. A másik ok, hogy a másodkomponens spektrumából származó vonalak a főkomponens vonalaival a fázis függvényében átfedésbe kerülnek.

A komponensek szétválasztására a 4.7. részben, a HD 51066 $H\alpha$ vizsgálatánál bemutatott *sps* programot használtam, azaz a kompozit spektrumokat a komponenseknek megfelelő referenciacsillagok színképeivel illesztettem. A szétválasztás során három esetet lehet megkülönböztetni: **(1)** amikor a két komponens vonalai megfelelően szétválnak **(2)** a vonalak részben átfedésben vannak **(3)** a vonalak teljesen átfedik egymást.

Az **(1)** esetben a másodkomponens – spektráltípusának megfelelő – referenciaspektrumaként a HR 4523 (G5V), a főkomponens referenciaspektrumaként pedig a β Gem (K0III) egy színeképét használtam. A főkomponens modellezéséhez használt csillag spektráltípusa itt nem annyira lényeges, csak a programot segíti a másodkomponens megfelelő illesztésében. A relatív kontinuumszinteket 9, jól szeparált, jobb jel/zaj viszonyú esetre történt illesztés átlagából határoztam meg, és a továbbiakban azokat fixen tartottam. A főkomponens relatív kontinuumszintjére 0.6845, a másodkomponensére 0.3155 értéket kaptam, amelyekből a komponensek intenzitásarányának 2.168 ± 0.028 adódott. Ez igen jó egyezést mutat Donati *et al.* (1992) 2.1 és Fekel (1983) 2.3 ± 0.4 eltérő módokon meghatározott értékeivel. A spektrumszétválasztás menete az 5.3. ábrán látható. Sajnos a 0.0-0.5 fázishelyzetű esetekben a másodkomponens Fe II 6432 Å vonala a főkomponens Fe I 6430.844 Å vonalával fedésbe kerül. Ez azért jelent problémát, mert a Fe II vonal erőssége igen hőmérsékletérzékeny és ha a másodkomponensre használt referenciacsillag hőmérséklete, illetve összetétele a másodkomponenstől eltér, akkor a spektrumszétválasztás fázisfüggő hibát okoz, így hamis struktúrákat hozhat létre a Doppler-térképeken. A Fe I 6430.844 Å vonalra kapott eredmények értékelésénél ezt figyelembe kellett venni (lásd a 5.6.2. részt).

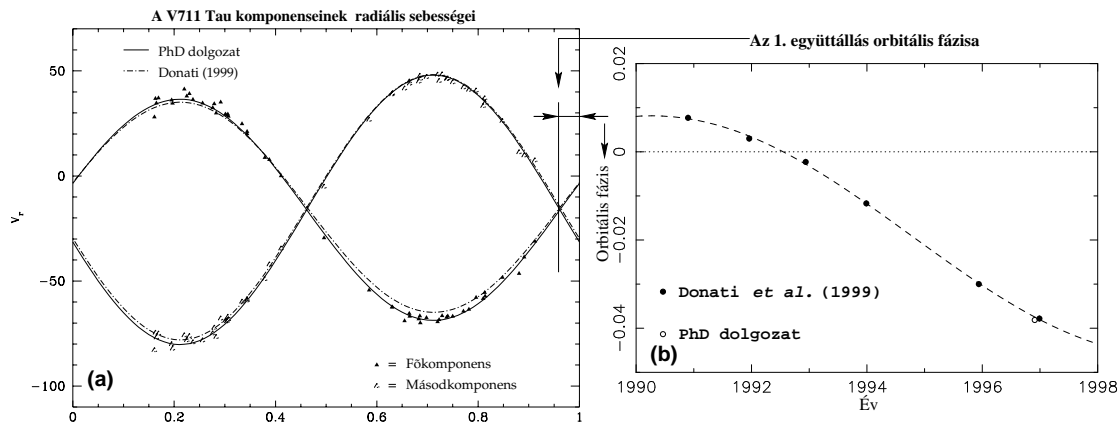
A **(2)** esetben a főkomponens referenciaspektrumaként a β Gem már nem bizonyult elegendően pontos közelítésnek. Nemcsak az eltérő spektráltípus miatt, hanem a foltok okozta vonalalak deformációt sem vette volna figyelembe. Ezért ezekben az esetekben a főkomponens referenciaszíneképeként a kérdéses színeképhez időben és fázisban legközelebb álló, **(1)**-es esetből eredményül kapott főkomponens spektrumát használtam.

A teljes átfedések **(3)** esetén (kb. ± 0.08 fázisnyira a együttállások időponjától) ez a fajta spektrumszétválasztás nem volt alkalmazható, ezért ezeket a méréseket nem használtuk az analízis során. Donati *et al.* (1992) speciális megfigyelési technikával és a feladatra kidolgozott korrelációs eljárással a teljes átfedések fázisaiban is el tudta végezni a komponensek szétválasztását.

5.4. Radiális sebesség és a keringési pálya

Az sps program a spektrumok illesztésekor a referenciaspektrumok radiális sebességét is változtatja, amelyek nem mások, mint a kettős rendszer komponenseinek relatív radiális sebességei. A relatív radiális sebességeket ezzel a módszerrel nagy pontossággal meg tudtam határozni, azonban a nullponti korrekciók elvégzése után az abszolút radiális sebességek pontossága még mindig csak $1-2 \frac{km}{s}$ volt. A bizonytalanságban közrejátszik a megfigyelések kis hullámhossz lefedettsége, és az a tény, hogy az NSO McMath teleszkópot napközben a Nap, éjszaka a csillagok megfigyelésére használják. A nagy hőmérsékletváltozás miatt a mechanikai változások növelik a nullpont meghatározásának hibáját. Donati *et al.* (1992) hasonló problémákat jelzett az 1988/89-es NSO adatokkal kapcsolatban. Szerencsére a Doppler-leképezésnél a vonalprofilok centralizálásához (lásd a 3.8. részt) elegendő a relatív radiális sebességek ismerete.

Az eredményül kapott radiális sebességekre pályát illesztettem, felhasználva, hogy Fekel (1983) alapján a pálya excentricitása nulla. Az eredmények az 5.4a. ábrán láthatók. Az egyes pontok viszonylag nagy hibája ellenére a pálya jó egye-



5.4. ábra. (a) A kettős rendszer komponenseinek radiális sebessége az orbitális fázis függvényében. A fázisokat Fekel (1983) alapján, az 5.2. részben megadott periódussal és nullponttal számítottam ki. Az ábra jobb oldalán bejelölt intervallum az első együttállás fázishelyzetének eltolódását jelöli. A pontokra illesztett pálya (folytonos vonal) mellett Donati (1999) által, azonos időszakra, független adatokból meghatározott pályát is felrajzoltam. (b) Az első együttállás orbitális fázishelyzetének évenkénti változása Donati (1999) alapján. Az előző ábrán is bejelölt eltolódás mértéke (nyitott kör) jó egyezésben van Donati (1999) azonos időpontra meghatározott értékével. A pontokra egy 18 ± 2 év periódusú szinuszcörbe van illesztve.

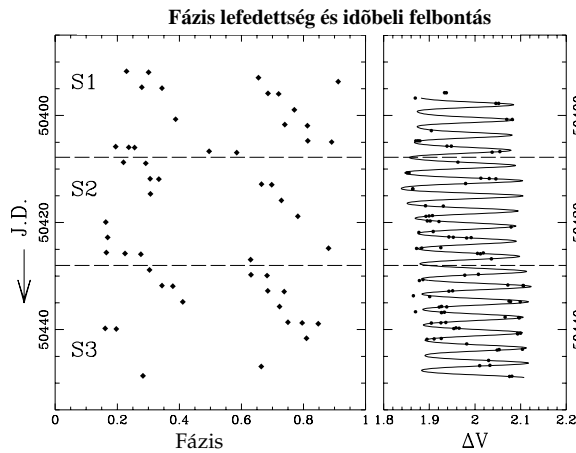
zést mutat Donati (1999) azonos időszakra meghatározott pályájával. Lényeges, hogy az első együttállás fázishelyzetében Donati (1999) eredményeivel azonos mértékű eltolódást sikerült kimutatni. Az első együttállás fázishelyzetének évenkénti változása az 5.4b. ábrán látható. A 18 ± 2 év periódusú szinuszcörbével leírható változást kizárhatóan nem egy harmadik test, hanem a pályaperiódus ~ 36 mp amplitúdójú változása okozza (Donati (1999)). A pályaperiódus hasonló változását más RS CVn, Algol, kataklizmikus és kontakt kettős rendszerekben is megfigyelték fotometriai mérések alapján (Hall (1990)). Hall (1990) szerint periódusváltozás okát a mágneses aktivitási ciklusban kell keresni. Applegate (1992) kimutatta, hogy egy kettős rendszer valamelyik (vagy mindkét) komponensének gravitációs kvadrupólmomentum-változása előidézheti ezt a jelenséget. Lanza *et al.* (1998), Lanza & Rodonò (1999) szerint a mágneses ciklusok során a dinamó-effektus változása egy alkalmas mechanizmus a kvadrupólmomentum megváltoztatására, azaz a mágneses és kinetikus energiák közötti periodikus kicserélődésre. A V711 Tau esetén is valószínűleg ez lehet a jelenség magyarázata, amelyet a fotometriai adatok analizéséből kapott nagyon hasonló, kb. 16 éves aktivitási periódus is alátámaszt (lásd az 5.1. ábrát).

5.5. Fotometriai foltmodellezés

Az 5.2. ábrán a TISMO programmal, a ΔV és ΔI_c adatokra illesztett kétfoltos, idősoros modellek, valamint a ΔV modell foltparamétereinek változása is látható. A ΔI_c modellezése hasonló eredményt adott, de a ΔI_c mérések nagyobb hibája miatt a paraméterek bizonytalansága is nagyobb. A foltmodellezést természetesen a

korrigált adatsorra végeztem el, az eredeti adatokra illesztett fénygörbét a modellezéssel kapott fénygörbe az (5.1.) képlet alapján történt visszatranszformálásával kaptam. Feltehető, hogy a poláris folt a hosszú periódusú fotometriai vizsgálat során végig stabilan jelen volt. Így a foltmodellezés szempontjából kritikus foltatlan fényességre, az 5.1. ábrán előforduló maximális fényesség pontatlan becslés lett volna. A foltatlan fényességet ezért az S1 időszakra kapott Doppler-térkép (lásd a 5.6.2 részt, illetve az 5.5. ábrát) alapján határoztam meg úgy, hogy értékét addig változtattam (növeltem), amíg a térképen látható foltcsoportok és a foltmodellezéssel kapott foltok mértani közepe egybe nem esett egymással. Ez nem a különböző modellek mesterként összeillesztése: a foltmodellezés ugyanis ezután – a kétfoltos modellezés térbeli felbontását figyelembe véve – megfelelően követte a Doppler-térképeken is tapasztalható foltevolúciót. Másrészt ezzel a paraméterbeállításal a foltmodellezés olyan időszakokra is használhatóvá vált, ahol egyébként spektroszkópiai megfigyelések nem állnak rendelkezésre. A foltparaméterek valamelyest nagyobb hibatarományra az 5.2.-ban említett adatredukciós problémákra vezethetők vissza. A legjobb illesztést úgy sikerült elérnem, hogy a kisebb folt β szélességkoordinátáját lerögzítettem. Az így kapott eredmények összhangban vannak az idősoros Doppler-vizsgálatunkkal. Látható, hogy a fénygörbe változása lényegében a kisebb folt változására vezethető vissza. A folt kb. $\gamma=14^\circ$ -os mérete 2 450 437 JD-ig csökkent, amikor is eltűnt, majd később $\gamma=10^\circ$ -os sugárral újra megjelent és kb. 20° méretűre nőtt. Ez idő alatt a nagyobbik folt nagyjából állandó maradt 30° sugárral, a $\lambda=160^\circ$ -os hosszúságon és $\beta=+60^\circ$ szélességen. A Doppler-térképeken a nagyobbik folt az A és B foltok, a kisebbik folt a C és D foltok kombinált pozíciójával és méretével (lásd a 5.6.2. részt) egyeztethető össze.

5.6. Doppler-leképezés



5.5. ábra. A bal oldali ábra a teljes spektroszkópiai adatsor időbeli és fázisbeli lefedettségét mutatja. A jobb oldali ábrán a szimultán V fotometriai adatok (lásd az 5.1. ábrán is) láthatók. A teljes adatsort S1, S2, S3, független egységekre osztottam fel, amelyeket az ábrán szaggattott, vízszintes vonalak határolnak el egymástól.

Az 52 darab spektroszkópiai megfigyelés 20 egymást követő rotációs ciklust fedett le. A teljes spektroszkópiai és fotometriai adatsort először három, egymástól független, S1, S2, S3 adatsorra bontottam szét, melyek középidéje 1996.860, 1996.912 és 1996.970 volt. Az 5.5. ábrán az adatok időbeli és fázis szerinti eloszlását mutatom be. A független adatsorok feldolgozása után az adatokat egy eltérő módszerrel felosztva a rövid periódusú változásokat vizsgáltam. A következőkben elő-

szőr a leképezéshez használt paramétereket ismertetem, majd a Doppler-leképezések eredményeit mutatom be.

5.6.1. Bemeneti paraméterek

Paraméter	Érték
T_{eff}	4800 ± 100 K
$\log g$	3.5
$v \sin i$	$41 \pm 1 \frac{km}{s}$
Inklináció, i	40°
Mikroturbulencia, ξ	$2.0 \frac{km}{s}$
Makroturbulencia, $\zeta_R = \zeta_T$	$3.0 \frac{km}{s}$
Kalcium elemgyakoriság	Nap -0.4 dex
Vas elemgyakoriság	Nap -0.1 dex

5.1. táblázat. A V711 Tau fizikai paraméterei.

Elem	Hullámhossz (\AA)	$\log gf$	χ_e (eV)
Fe I	6429.071	-3.90	4.294
Co I	6429.906	-2.40	2.137
V I	6430.500	-1.00	1.955
Fe I	6430.844	-2.60	2.176
Ca I	6431.099	-2.40	3.910
V I	6431.623	-0.90	1.950
Ni I	6431.994	-2.00	3.542
Fe II	6432.680	-4.00	2.891
Si I	6437.703	-2.35	5.863
V I	6438.088	+0.15	2.684
Fe I	6438.755	-2.48	4.435
Ca I	6439.075	+0.37	2.526
Fe I	6439.554	-3.55	4.473
Si I	6440.566	-2.88	5.616
Mn I	6440.971	-1.37	3.772

5.2. táblázat. A felhasznált 2 vonal tartomány atomi paraméterei. A fő térképező vonalakat vastag betűk jelzik.

A V711 Tau asztrofizikai paramétereit az 5.1. táblázatban foglaltam össze. Mivel a csillag alaposan vizsgált objektum, ezek a mennyiségek irodalomból többnyire kikereshetőek voltak. Néhány paramétert a megadott hibahatáron belül azonban – a HD 51066 egyes paramétervizsgálataihhoz hasonlóan – rekonstrukciós tesztsozrotatokkal pontosítani kellett. Ilyenek pl. az inklináció és a látóirányú rotációs sebesség. Az átmeneti valószínűségek elsődleges forrásai a Kurucz-féle vonal lista (1993) és a VALD adatbázis (= Vienna Atomic Line Database³, Piskunov *et al.*

³<http://www.astro.univie.ac.at/~vald/>

(1995), Kupka *et al.* (1999)) voltak, amelyeket a profilillesztések hibájának minimalizálásával tovább pontosítottam. Ezek azért térhetnek el más csillagokra kapott értékektől (pl. a HD 51066), mert a paraméterek közötti korreláció miatt lehetséges, hogy valamely paraméter ismeretlen, kismértékű hibáját az átmeneti valószínűségek változtatásával kompenzálni lehet.

5.6.2. Idő-átlagtérképek

Ca I 6439.075 Å térképek

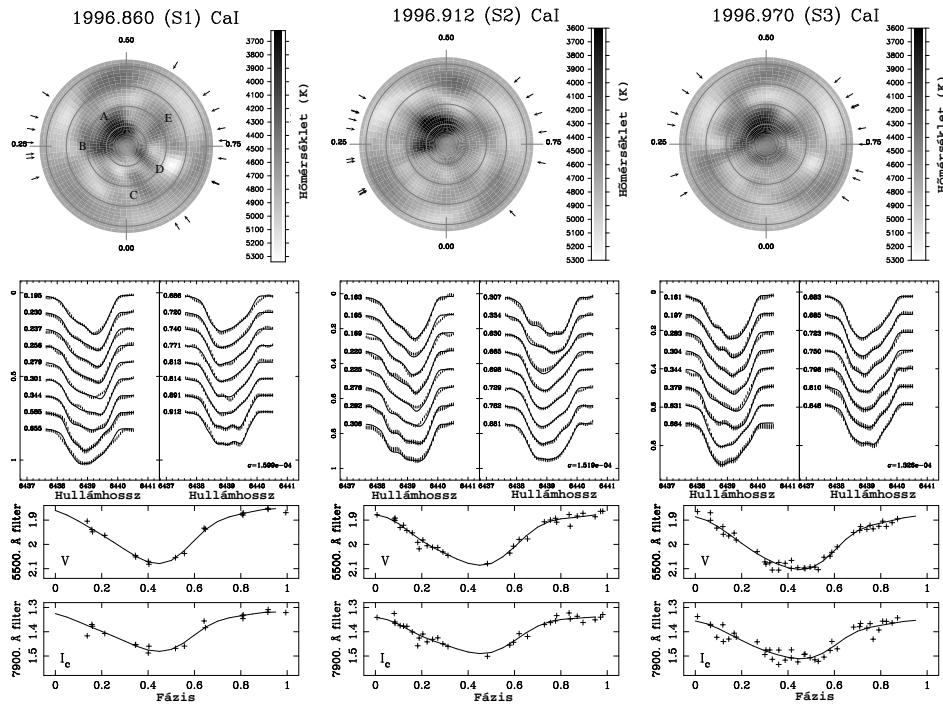
Az 5.6. ábrán a Ca I 6439.075 Å régióra kapott vonalprofil és fotometriai illesztések és Doppler-térképek láthatók az S1, S2, S3 független adatsorokra. Mind-egyik térkép egyértelműen mutatja a poláris terület foltosodását. A poláris folt középpontja azonban nem esik egybe a pólussal, hanem attól kb. a 140° hosszúság mentén alacsonyabb szélességek felé tolódott. Az 5.7. ábrán az S1 időszak térképét gömbfelületen ábrázoltam a megfelelő látóirányú tengelyhajlással (ahogyan a csillagot ténylegesen láthatnánk).

Az 5.8. ábra Donati (1999) azonos időszakra kapott ZDI eredményeit mutatja be. A teljesen független adatsorra és módszerrel kapott foltkitöltési tényező = fényességeloszlás térkép nagyon jó egyezést mutat az 5.6. ábrán látható S1-es térképpel. Az 5.8. ábrán a három mágneses térkomponens térképei is láthatók. Donati (1999) ebben a munkájában a V711 Tau 5 évnyi ZDI feldolgozását végezte el. Az évenkénti Doppler-térképeken a maximális mágneses térerősség 1000 G körüli, és sokszor gyűrű szerűen azimutális, illetve radiális irányokba koncentrálódik. A mágneses struktúrák rendszerint nem esnek egybe a foltokkal. Ennek egy valószínű oka, hogy a hidegebb területekről érkező mágneses szignál nagyon gyenge. Az azimutális mágneses tér jellegzetes módon alacsonyabb szélességeken pozitív (az óramutató járásával megegyező irányú) magasabb szélességeken negatív (az óramutató járásával ellentétes irányú).

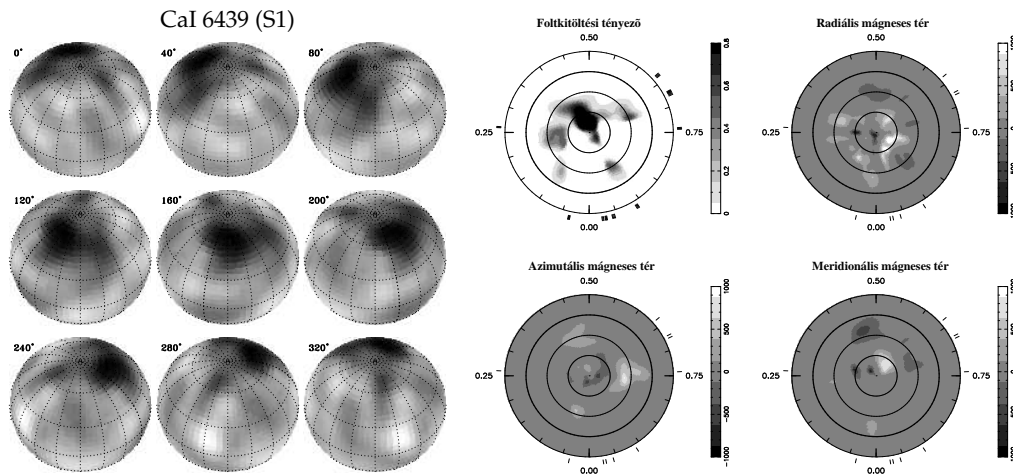
Látható, hogy az S1-S3 időszakok során a felületi hőmérsékleteloszlás jelentős változásokon ment át. Az egyes időszakok között átlagban ~ 7 rotációs ciklus, azaz ~ 20 nap telt el, tehát ezek a változások az eltelt idő szempontjából gyorsnak mondhatók. Azonban pl. a Nap esetén 7 rotációs ciklus $7 \times 27.25 = 190.75$ napot jelent. Ez idő alatt a Nap felszínén is jelentős átrendeződéseket tapasztalhatunk, mivel egyes foltok élettartama 1 hét, foltcsoportoké 1 hónap körüli. A nagyobb skálán mérhető aktív területek (aktív fészkek) több rotációs cikluson keresztül is megmaradhatnak. Aktívabb csillagok esetén a poláris folt azonban akár évtizedeken keresztül is stabil lehet (lásd az 5.11. ábrát).

Az S1-es térképen 5 foltot tudtunk megkülönböztetni, amelyeket a soron következő S2 és S3-as térképeken is azonosítani lehetett. Az 5.6. ábrán az egyes foltokat betűkkel jelöltem meg. Az A jelű fő folt egy nagy, aszimmetrikus poláris struktúra $\ell \approx 150^\circ$ hosszúság (0.42 fázis) és $b = +65^\circ$ szélesség mentén található, átlagosan $\Delta T = 1100$ K hőmérséklettel. Egy kisebb és melegebb folt $\ell = 92^\circ$ hosszúság (0.25 fázis) és $b = +55^\circ$ szélességen helyezkedik el $\Delta T \approx 700$ K hőmérséklettel (B jelű folt). A szintén kis méretű C folt koordinátái és hőmérséklete $\ell = 348^\circ$ (0.95 fázis), $b = +30^\circ$, $\Delta T \approx 400$ K. A közepes nagyságú, elnyúlt, $\Delta T \approx 700$ K hőmérsékletű D jelű folt $\ell = 306^\circ$ (0.84 fázis), $b \approx +65^\circ$ -on, az ötödik E folt pedig $\ell = 248^\circ$ (0.68 fázis), $b \approx +40^\circ$ koordinátákon található és hőmérséklete $\Delta T \approx 400$ K. Az egyenlítő alatti

A V711 Tau Ca I 6439 hőmérséklettérképei az (S1, S2, S3) időszakokra



5.6. ábra. A felső sorban az S1, S2, S3 időszakok Ca I 6439.075 Å térképeit ábrázoltam kisímitott-pólus vetületben, -40° és 90° szélességek között. A szélességkörök 30° -ként követik egymást, a megfigyelések fázisait nyilak jelzik. Az S1-es térképen a nyomon követett foltokat betűkkel jelöltem meg. A középső sorban a vonalprofilok illesztései láthatók a profilok mellé írt fázisok és illesztés eltérését megadó σ érték feltüntetésével. Az adatpontokat jelölő vertikális szakaszok hosszai a pixelpontokhoz tartozó jel/zaj viszonytal fordítottan arányosak. Az alsó sor a V és I_c fotometriai adatokat és azok illesztéseit mutatja.



5.7. ábra. Az 5.6. ábra S1-es térképének gömbi vetülete a forgás 9 fázishelyzetében. A hőmérsékletkálája és a szélességbeosztás az 5.6. ábrán használttal megegyező.

5.8. ábra. Donati (1999) azonos időszakra kapott ZDI térképei a foltkitöltési tényező = fényességeloszlás és a mágneses tér három komponensének eloszlását mutatják. A fényességeloszlás igen jó egyezést mutat az 5.6. ábra S1 térképével.

		A	B ₁	C	D	E
1996.860 (S1)	ℓ	156	92	348	306	248
	b	65	55	30	65	40
	ΔT	1100	700	400	700	400
1996.912 (S2)	ℓ	164	90	343	289	237
	b	65	60	35	65	45
	ΔT	1100	1100	300	400	370
1996.970 (S3)	ℓ	125	102	...	308	240
	b	67	60	...	65	50
	ΔT	1100	1100	...	500	700

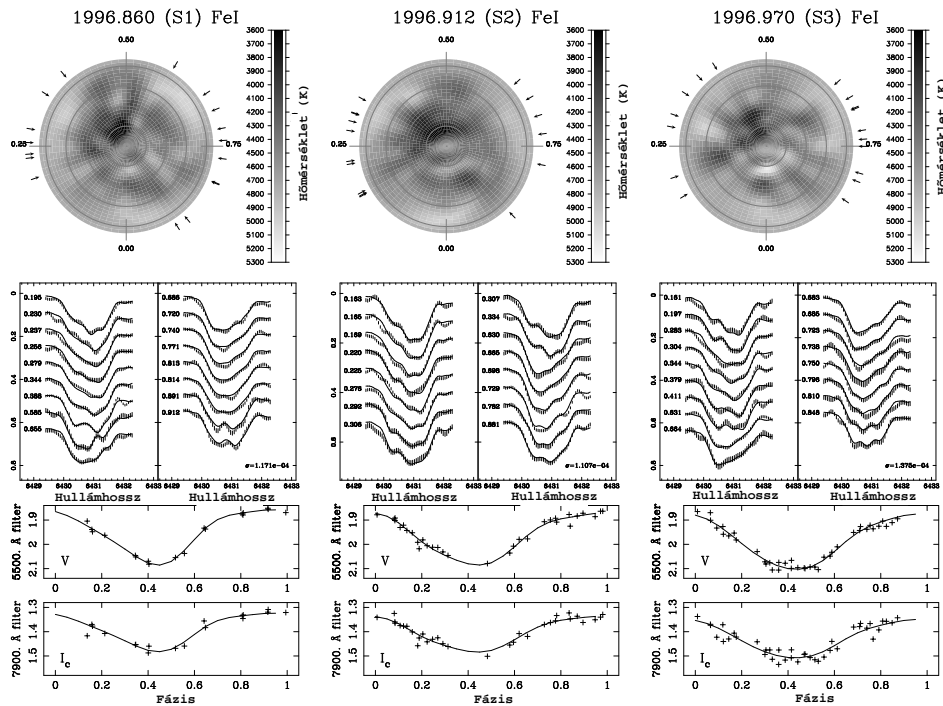
5.3. táblázat. A kalciumtérképekből az S1, S2, S3 időszakokra meghatározott foltparaméterek. ℓ a hosszúság, b a szélesség fokokban. ΔT pedig a hőmérséklet Kelvinben.

foltok egy része feltehetően a tükröződési effektusnak tulajdonítható hamis képződmény ezért ezek vizsgálatával nem foglalkoztunk. Az S1 térképen egy gyenge hatodik foltot is azonosítani tudtunk $\ell \approx 40^\circ$ (0.1 fázis) és $b = +35^\circ$ -nél, de mivel viszonylag gyenge képződmény és közel van a kritikus vonalátfedés fázisához, nem tartottuk biztosan valódinak. Az előzőekben azonosított 5 struktúra mellett ez is megtalálható Donati (1999) fényességeloszlás térképén, így később (lásd az 5.6.3. részt) ezt a foltot B₂-vel jelöltük meg. A jelzett foltok különböző időszakokra meghatározott koordinátáit és hőmérsékletét az 5.3. táblázatban foglaltam össze.

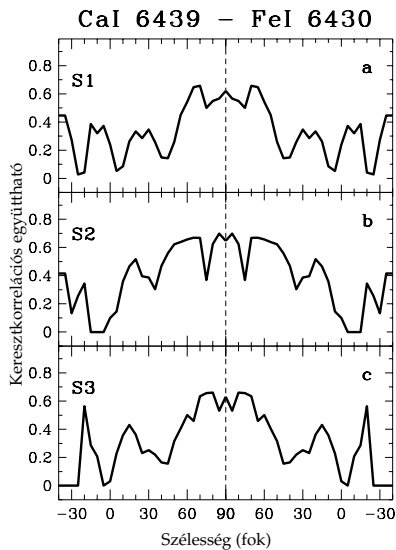
Fe I 6430.844 Å térképek

Az 5.9. ábrán a Fe I 6430.844 Å tartományra kapott eredmények láthatók, az 5.10. ábra pedig a kalciumtérképekkel való összehasonlítást mutatja kereszt-korrelációs vizsgálat alapján. Tökéletes korreláció egyrészt azért nem érhető el, mert az alakzatok hőmérséklete a két térképen általában különböző, másrészt a vastérképeken található olyan struktúrák, amelyeknek nincs megfelelője a kalciumtérképeken és fordítva. Ahogy azt az 5.3.2. pontban említettem a 0.0–0.5 fázisok között még a kalciumvonal szempontjából tökéletes szeparáció esetén is a másodkomponens Fe II 6432 Å vonala fedésbe kerül a főkomponens Fe I 6430.844 Å vonalával. Mivel a Fe II 6432 Å vonal sosem látható szeparáltan, nem lehattünk biztosak abban, hogy a másodkomponens modellező referenciacsillag azonos vonala ugyanolyan erősségű, ezért a spektrumszétválasztás ezekben a fázisokban további bizonytalanságokat hordoz. Ezek ellenére a kalcium- és a vastérképek közötti hasonlóság nem rossz: az eltolódott poláris folt mellett finomabb részletekben is egyezések tapasztalhatók. A vasra kapott eredményeinket mindenesetre kevésbé megbízhatónak ítéltük és a további vizsgálatokat a kalcium-vonalra korlátoztuk. Bár a színképtartomány nem tartalmazott több Doppler-leképezéshez használható vonalat, amellyel a kalcium tartományra kapott eredményeinket megerősíthettük volna, Donati (1999) független eredményével való rendkívül jó egyezés meggyőzött arról, hogy a kalcium-vonalra korlátozott további vizsgálatok helyesek.

A V711 Tau FeI 6430 hőmérséklettérképei az (S1, S2, S3) időszakokra



5.9. ábra. Ugyanaz, mint az 5.6. ábra, csak a Fe I 6430.844 Å vonalra.



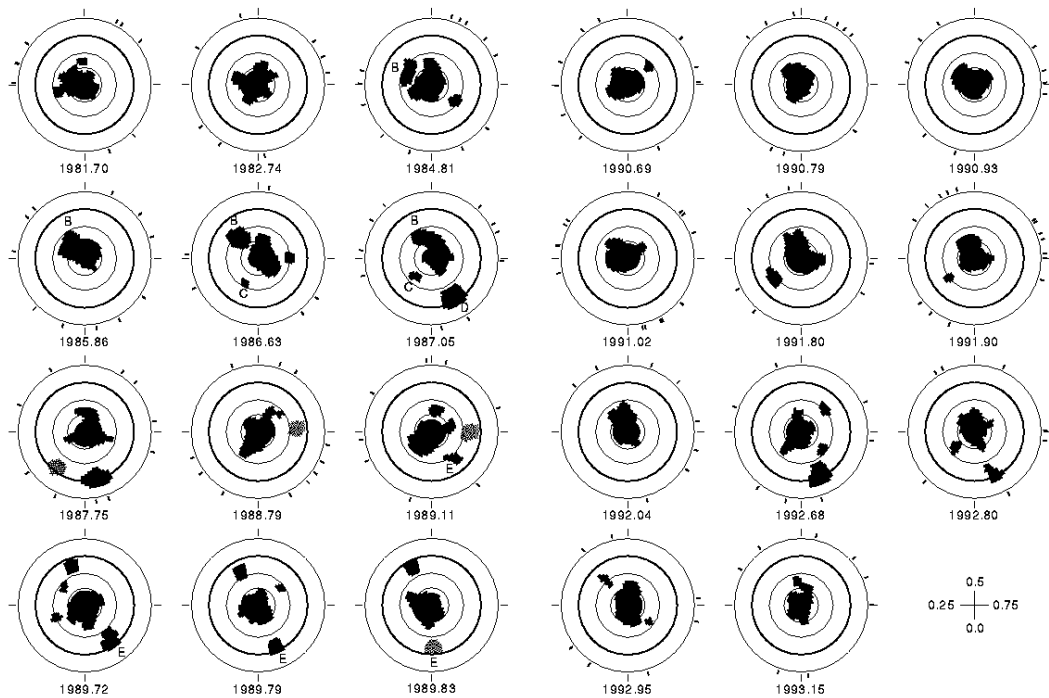
5.10. ábra. A megfelelő S1, S2, S3 időszakra kapott kalcium- és vastérképek közötti korrelációs együtthatók a szélesség függvényében. Az egységnyi érték tökéletes korrelációt jelent, a nulla pedig azt, hogy nincs korreláció. Látható, hogy magas szélességekre a legjobb a korreláció, az egyenlítő környéki részekre pedig lényegesen rosszabb. A korrelációs függvények meghatározására az IRAF csomag `fxcor` rutinját használtam.

5.6.3. Idősorozatos Doppler–leképezés

A V711 Tau legalaposabb idősoros morfológiai vizsgálatát Vogt *et al.* (1999) végezte el, az 5.11. ábrán Doppler–eredményeiket láthatjuk 1981 és 1993 között, akik az időfelbontás alapján a csillag hosszú és közepes időskálájú felszíni változásait tudták vizsgálni⁴.

⁴A hosszú időskála a fotometriai ~ 16 éves periódus nagyságrendjébe eső változásokat jelenti, a közepes pedig a néhány hét – 1 hónap alatt végbemenőket. A rövid időskála ezek szerint a rotációs periódussal összemérhető változásoknak felel meg.

A V711 Tau Doppler térképei 1981-1993 között



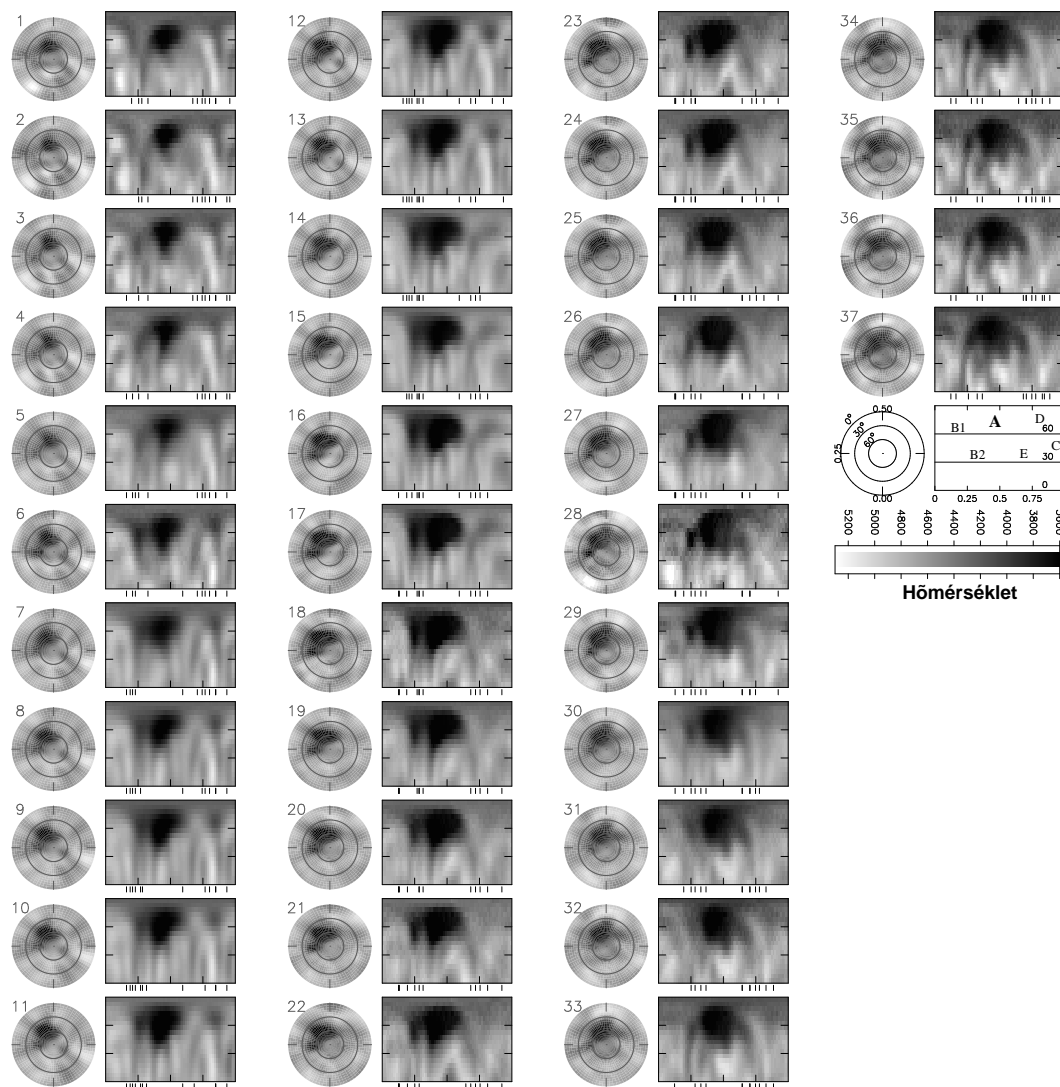
5.11. ábra. Vogt *et al.* (1999) 13 évnyi Doppler-eredménye. A 23 térképen a felszín hosszú periódusú és rövid periódusú (pl. 1989.72 - 1989.88 között) fejlődése is nyomon követhető. A térképek hőmérsékleti küszöbszint bevezetésével (ún "thresholding" módszerrel) készültek: egy meghatározott hőmérséklet alatt lévő összes pixelt folthoz az e felett levőt a perturbálatlan fotoszférához tartozónak tekintették.

A szerzők kijelölt foltok nyomon követését használták a felszíni mozgások tanulmányozására. Rámutattak azonban, hogy a térképek közötti időintervallum gyakran túl hosszúak ahhoz, hogy minden esetben megbízhatóan azonosítani tudják őket: a foltok a két térkép felvétele között jelentős változásokon mehetnek át, illetve újak keletkezhetnek, különösen, ha az eltelt idő több hónap volt. Rövidebb időskálájú változásokat nem tudtak vizsgálni, mert nem volt hosszabb időszakon keresztül mért, jó lefedettségű, egybefüggő adatsoruk. Az elemzések alapján mindenestre a csillag Nappal ellentétes értelmű differenciális rotációját mutatták ki (a pólus gyorsabban forog az egyenlítőnél), valamint hogy a foltok alacsonyabb szélességeken keletkeznek és spirális pályán a pólus felé vándorolva a poláris foltba beolvadnak. A végig jelenlevő, stabil poláris folt területe hosszabb időskálán periodikus, kis amplitúdójú (1%) változást mutatott. A változás periódusára 3 évet kaptak.

A HD 51066-nál a 4.6. pontban leírtak szerint az egymást követő S1, S2, S3 időátlag térképek között is meghatároztam a keresztkorrelációt, de a vizsgálat nem adott értelmezhető eredményeket. Ez nem meglepő, hiszen az egyszerű, szélesség-övek sebességmeghatározására irányuló korrelációs vizsgálat nem is járhat eredménnyel, ha a foltok közben eltűnnek, keletkeznek, összeolvadnak, vagy szélesség mentén vándorolnak.

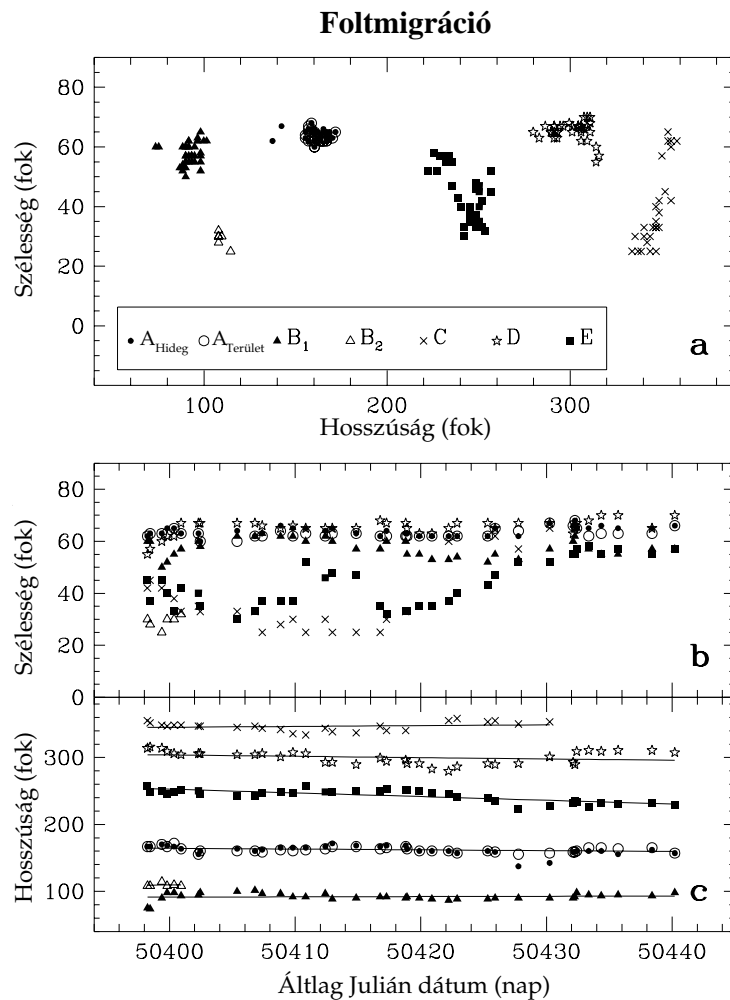
Mivel a csillagnak viszonylag kis inklinációja van, a foltok nagy része a forgás mindegyik fázisában látszódik (lásd az 5.7. ábrát), ezért valamilyen mértékben az

Rövidperiódusú folteloszlás változás a V711 Tau-n



5.12. ábra. A $\text{Ca I } 6439.075 \text{ \AA}$ vonal modellezésével kapott idősorozatos Doppler-térképek. A módszer leírását lásd a szövegben. Mindegyik térképet kisimított pólus és pseudo-Mercator-vetületben is ábrázoltam. A térképek csak a pólus és az egyenlítő közötti területeket mutatják (0° – 90° szélességek között). Az idő a pólusvetületek melletti számok szerint halad előre. Az utolsó üres térképeken a koordinátarendszerek beosztásai láthatók. A pseudo-Mercator-térképen az 1-es képnek megfelelően, a nyomon követett, egyedi foltok pozícióit is megadtam. Az fázislefedettségeket a pseudo-Mercator-térképek alatti függőleges vonalak jelzik.

összes vonalprofilhoz járulékot ad. Emiatt az előző részben bemutatott S1-S3 felosztások után a következőkben vázolt módszerrel a folteloszlás változását egészen rövid időskálán is vizsgálni tudtuk. Időben az első 12 megfigyelés modellezésével hőmérséklettérképet állítottam elő, amely az 1-es sorszámot kapta. Ezután az első megfigyelést elhagyva és időben előrehaladva egy újat befoglalva, – azaz 2-13 sorszámú profilokra – újból előállítottam egy Doppler-térképet, amely a 2-es számú lett. Ezt így folytattam addig, amíg az összes vonalprofil fel nem dolgoztam. A szí-



5.13. ábra. Az A-E betűjelekkel azonosított foltok migrációja az 5.12. ábraszorozat alapján. **a** A foltok helyzetének változása a vizsgálat során. A_{Hideg} az A folt leghidegebb pontjának, $A_{\text{Terület}}$ pedig mértani közepének pozícióját jelöli. **b** A szélességkoordináták időfüggését leíró pillangódiagram (a Nap esetére lásd az 1.3. ábrát). Figyelmet érdemel az E jelű folt pólus irányú mozgása 2450 420 JD körül. **c** Hosszúság menti vándorlás. A pontokon átmenő vonalak legkisebb négyzetes illesztéssel kapott egyenesek. Az előző ábra pontjaira hasonló illesztések történtek, csak az átláthatóság miatt az egyenesek nem rajzoltam fel.

multán fotometriai megfigyelésekből a profilok által meghatározott időablak (adott térképhez tartozó első profil és az utolsó profil időpontja) szerint választottam ki az adatokat. Így összesen 37 térképet sikerült előállítanom, melyek az 5.12. ábrán láthatók kétféle vetületben. A térképek animált GIF-be egymás után rendezése egy lejátszható mozgófilm eredményezett⁵. A másodkomponenssel való együttállás miatt kihagyott fázisok okán az egyes képek közötti időintervallum nem egyforma, hanem átlagosan 0.4 rotációs ciklus = 1.14 nap.

Az időszorozatos vizsgálat során az 5.6. ábra S1-es térképén bejelölt egyedi foltok mozgását követtük nyomon. A kvalitatív vizsgálat során meg tudtuk erősíteni Vogt

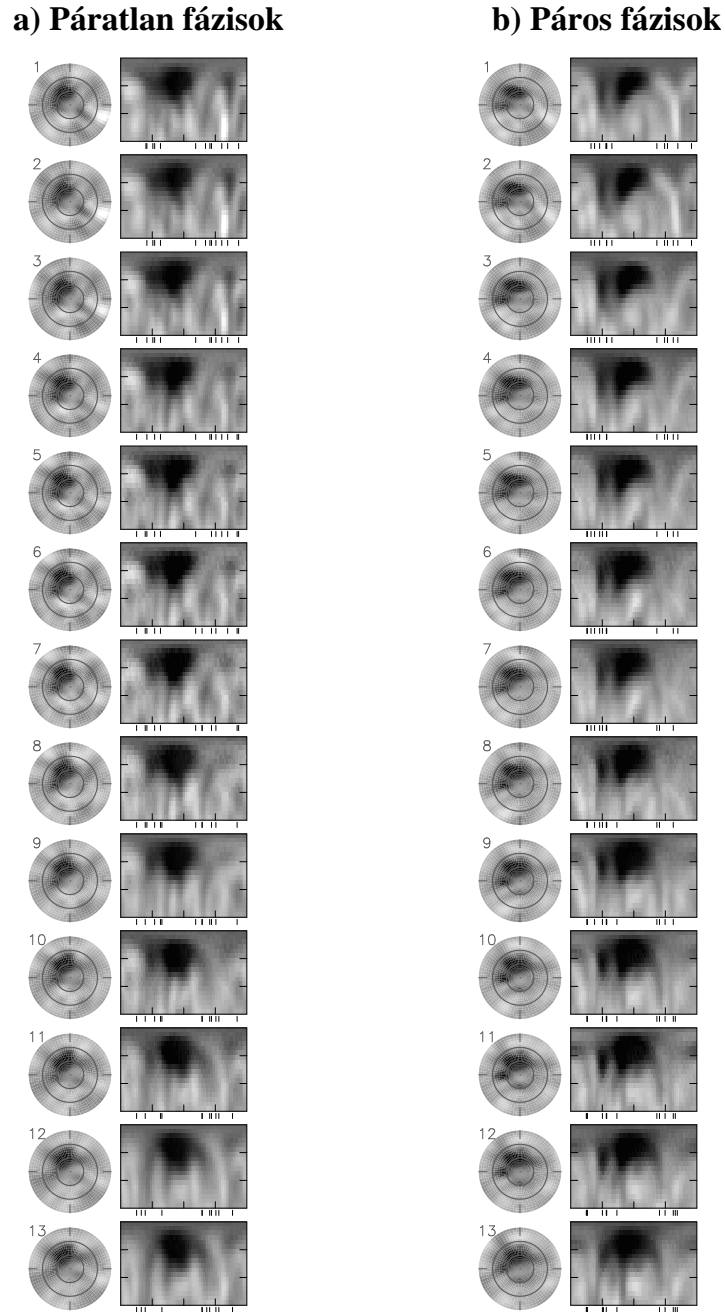
⁵Az animált GIF a <http://www.konkoly.hu/staff/bartus/index.html> www oldalon tekinthető meg.

et al. (1999) által megfigyelt jelenséget, hogy az alacsonyabb szélességeken keletkező foltok a pólus felé vándorolnak és eközben vagy egymásba, vagy az A poláris foltba olvadnak. Ebből a vizsgálatból kiemelést érdemel a B_1 és B_2 folt összeolvadása (1-6. kép), majd kb. 3 nap alatt jelentősen lehűlve (kb. -300 K-kal) a domináns A folttal való részleges összeolvadása. Hasonlóan érdekes jelenség az E folt mozgása is: a folt szélességkoordinátája 2450 410 Julián Dátumtól kezdve $+30^\circ$ -ról 2450 440 Julián Dátumra $+60^\circ$ -ra változott. Az A folt a megfigyelés kezdetéhez képest a ciklus végéig folyamatosan növekedett és hűlt. A pólus felé migráló foltok által szállított mágneses fluxus miatt a konvektív mozgás még inkább lelassult és ez a folt további lehűlését okozta.

	Szélesség illesztés			Hosszúság illesztés		
	a	b	χ_n^2	a	b	χ_n^2
A	0.0708 ± 0.015	-3507 ± 764	23	-0.2442 ± 0.055	12475 ± 2805	313
B_1	-0.034 ± 0.034	-1769 ± 1732	119	0.1249 ± 0.056	-6206 ± 2818	316
B_2	1.0205 ± 1.022	-51403 ± 51514	5.7	0.0779 ± 1.24	-3818 ± 6282	8.6
C	0.7370 ± 0.233	-37116 ± 11738	815	0.1218 ± 0.130	-5796 ± 6569	255
D	0.1583 ± 0.025	-7918 ± 1291	66	-0.0125 ± 0.095	932 ± 4788	913
E	0.5069 ± 0.063	-25514 ± 3211	410	-0.5754 ± 0.056	29257 ± 2841	321

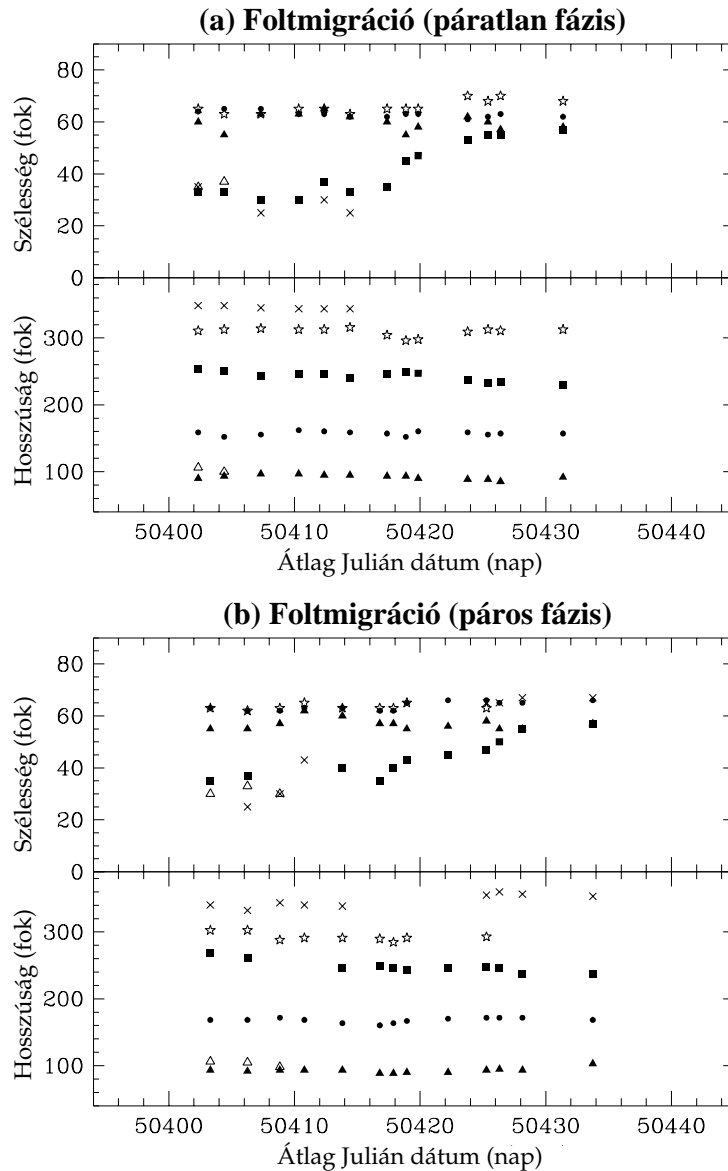
5.4. táblázat. Az 5.12. ábrán nyomonkövetett A-E foltok migrációjának lineáris leírása. Az a és b együtthatók az 5.13b,c. ábra pontjaira $\ell = at + b$ alakban illesztett egyenesek paraméterei, ahol ℓ a szélességet vagy a hosszúságot, t pedig a napokban kifejezett átlagos Julián dátum mínusz 2 400 000-t jelöli. χ_n^2 az illesztés jóságát adja meg.

A foltok pozíciójának időfüggését megadva megpróbáltuk számszerűleg is értelmezni a változásokat. Ehhez a foltok pozícióját kellett meghatározni az egyes képeken. A foltok geometriai középpontjának koordinátáit A4-es méretű Mercator térképekről olvastuk le, időpontként pedig a képhez tartozó megfigyelések középjét használtuk. A geometriai középponthez definiálni kellett a folt körvonalát. Ezt Vogt *et al.* (1999) eljárásától eltérően nem egy általános hőmérsékletkülöbség bevezetésével végeztük (lásd az 5.11. ábrát), hanem minden foltra egy egyedi, de a vizsgálat során konstans hőmérsékletkontúr kiválasztásával. Ezzel a gyengébb foltok sem eshettek ki a vizsgálatból. Az A folt leghidegebb pontjának mozgását külön vizsgáltuk, mert úgy tűnt, hogy az kissé eltért a fenti módszer által kapott középponttól. Az így azonosított foltok térbeli mozgástartományát az 5.13a. ábra mutatja, míg szélességük és a hosszúságuk időbeli változása az 5.13b,c. ábrákon látható. A foltok migrációs ütemének meghatározása céljából a pontokra egyeneseket illesztettem. Az illesztések paramétereit az 5.4. táblázat foglalja össze. A vizsgálat egyik lényeges eredménye, hogy a foltok átlagos szélességirányú migrációs ütemére $+0.41 \pm 0.23$ °/nap értéket kaptunk. Másrészt Vogt *et al.* (1999) által talált differenciális rotáció jellegét nem tudjuk megerősíteni. Az ő eredményük szerint a pólus



5.14. ábra. Az 5.12. ábrához hasonló idősoros Doppler-térképek a szövegben leírt módon szétválasztott, két független – **a)** páratlan fázisok, **b)** páros fázisok – adatsorra.

felé haladva egyre nagyobb sebességű szélességöveket kellene találnunk, amely természetesen minden folt mozgását meghatározná. Az 5.13a. ábrán azonban látható, hogy ennek a feltételnek az E folt és valószínűleg a D folt sem tesz eleget. Az egyre magasabb szélességekre migráló foltok lemaradni látszanak, ami azt jelenti, hogy ennek alapján a pólushoz közelebbi övek lassabban forognak.



5.15. ábra. Ugyananz, mint az 5.13b,c. ábra, csak most az 5.14. ábrán bemutatott Doppler-térképsorozatról leolvasott foltpozíciók alapján. A független térképsorozatok között is látható hasonlóságot ez az ábra is igazolja, illetve jó egyezést mutat a teljes adatsorra kapott eredményekkel is.

A kapott kép helyességének ellenőrzésére és a hiba becsléséhez a következő tesztet végeztem el. A teljes adatsort két részre bontottam. Az időben egymás utáni adatokat úgy választottam szét, hogy az időben sorba rakott megfigyelésekhez egy sorszámot rendeltem, és az egyik csak a páros sorszámú megfigyeléseket, a másik csak a páratlan sorszámú megfigyeléseket tartalmazta. Ezzel két egymástól független adatsort hoztam létre, és az idősoros Doppler-leképezést a két független adatsorra is elvégeztem. A páratlan, illetve páros fázisokra 13–13 térképet kaptam, amelyek az 5.14. ábrán láthatók. Biztató eredmény, hogy a vizsgált foltok és azok változásai nagyjából most is azonosíthatóak voltak. Nem szabad elfelejteni, hogy itt az egyes képekhez tartozó megfigyelések kb. kétszer hosszabb időszakból szár-

maznak, ezért ennek az "átlagoló" hatása a rövid időskálájú változásokat elmossa. Ezen felül az egyes képek közötti időintervallum szintén kétszer akkora, mint a teljes idősoros analízisnél. A foltpozíciók meghatározását most is elvégeztük (lásd az 5.15. ábrát). Ahogy várható, a legnagyobb bizonytalanság a szélességmeghatározásban van. A foltok migrációja azonban (lásd pl. a jellegzetes E folt) ennek ellenére is kimutatható volt. Elmondható tehát, hogy ez a tesztsorozat igazolta a teljes adatsor analízisével kapott alapmegállapításainkat.

Természetesen vigyázni kell, hogy ne értelmezzük túl a fenti eredményeket. A nem megfelelő spektrumszétválasztás időfüggő vonalprofilváltozásokat eredményezhet, amelyek a térképeken hamis foltként jelentkezhetnek. Egy rosszabb jel/zaj viszonyú színekép, vagy kozmikus beütéstől deformálódott profil "belépése" az idősoros ciklusba egyik képről a másikra hirtelen fellépő változások látszatát keltheti. A helyzet ebből a szempontból azért nem annyira rossz. Ahogy említettem az egyenlítő fölött 40 fokkal levő foltok az összes profilhoz adnak járulékot, ezért az egyedi profilok által bevezetett hiba is kisebb. Bizonytalanabb esetekben a foltok valódiságát úgy ellenőriztem, hogy a rekonstrukcióból egyik, vagy másik profilt elhagytam. A képződmények ilyen esetekben általában stabilnak mutatkoztak – még az együttállások fázisának megfelelő pozíciókban levő foltok esetén is – ami valódiságukat igazolta. Az ismertetett módszert jól lehet majd alkalmazni hasonló folytonos adatsorra, ahol a másodkomponens nem okoz problémát. Ilyen csillag a σ Gem, amelyre ez a fajta idősoros vizsgálat éppen folyamatban van és amiben társzerzőként szerepelek (Kővári (2000)); illetve nemrég a ζ And elliptikus változó hasonló analízisét kezdtem el. Mindemellett a közeljövőben a módszerrel kapcsolatban teszteket fogok elvégezni. Megvizsgálom többek között, hogy egy definiáltan változó eloszlás hogyan rekonstruálható különböző jel/zaj viszonyú, fázislefedettségű adatsorokkal? Milyen mesterséges és látszólagos viselkedéseket eredményez az egyedi profilokon megjelenő különböző, nem a csillagtól származó deformáció?

5.7. Összefoglalás

A V711 Tau 1996/97-es, kb. 20 rotációs ciklust lefedő spektroszkópai és fotometriai analízise során a következő eredmények születtek:

- A új, differenciális fotometriai adatok jól illeszkednek a korábbiakhoz és alátámasztják a csillag kb. 16 éves aktivitási ciklusát.
- A radiális sebességekre illesztett pálya megerősíti Donati (1999) megállapítását: az első együttállás fázishelyzetének feltételezhetően 18 ± 2 év periódikus eltolódása, a csillagban az aktivitási ciklus során, a mágneses és kinetikus energiák közötti periodikus kicserélődésre vezethető vissza. Ezt a fotometriai ciklus 16.0 éves periódusával való hasonlóság is alátámasztja.
- Fotometriai adatok, TISMO programmal elvégzett idősoros foltmodellezése jó egyezést mutat a Doppler-eredményekkel. A felszín evolúciójának vizsgálata a kisebb ráfordítást igénylő fotometriai adatokkal így akkor is lehetséges, ha spektroszkópai adatok nem állnak rendelkezésre.
- Az S1, S2, S3 időátlagolt Doppler-térképeket felhasználva rövid periódusú változásokat mutattunk ki. A térképek között eltelt idő ~ 7 rotációs ciklus \approx

20 nap. A vizsgálatokat a kevésbé megbízhatónak ítélt Fe I 6430.844 Å vonal mellőzésével a Ca I 6439.075 Å térképekre korlátoztuk. Donati (1999) által azonos időszakra, teljesen független adatsorra és módszerrel kapott eredménye rendkívül jó egyezést mutat a Ca I 6439.075 Å S1-es térképpel. Az S1 térképen azonosított 5 foltot a további 2 térképen is sikerült kimutani és paramétereiket (pozíció, hőmérséklet) meghatározni.

- A még rövidebb időskálájú változások vizsgálatához idősoros Doppler-leképezést dolgoztunk ki. A teljes együttállások miatt kihagyott fázisok az adatsort (az időfelbontást) egyenletlenné tették. Az időfelbontás így néhány óra – 1 nap között változott. A térképsorozatokból előállított animált GIF-fel tettem szemléletesebbé a változások bemutatását. Az idősorozatos térképekből a foltok komplex viselkedését mutattuk ki. A beazonosított foltok pozícióit a pszeudo-Mercator-térképekről leolvastva, majd ezekre egyeneseket illesztve a foltok szélesség és hosszúság menti migrációs függvényét határoztuk meg. Kiemelést érdemel a foltok jellegzetesen pólus irányú migrációja. Az migráció átlagos értékére 0.41 ± 0.23 °/nap-ot kaptunk. A Vogt *et al.* (1999) által talált, a Napéval ellentétes értelmű differenciális rotációt meglétét nem tudtuk megerősíteni, mert vannak foltok, amelyek viselkedése azt követte, de vannak olyanok is amelyeké nem. Valószínű inkább, hogy a csillagon a differenciális rotáció és a pólusirányú migráció kombinációjáról van szó. Ennek biztos eldöntéséhez a kidolgozott módszert jobb jel/zaj viszonyú, hosszabb lefedettségű, nagyfelbontású spektroszkópiai adatokra kellene alkalmazni.

Az idősoros analízis kimutatta a foltok egymással és a domináns poláris folttal való összeolvadását, illetve esetenként a gyors hőmérsékletváltozást. Donati (1999) ZDI térerősségének átlagából (300 G) és 10^{13} cm⁻³ átlagos elektronsűrűség feltételezésével megbecsülhető a mágneses energia terjedési sebességét meghatározó Alfvén-sebesség, amelyre $\sim 200 \frac{km}{s}$ értéket kapunk. A mágneses hullám a térképeken kimutatott foltok (pl. B folt) mérettartományán kb. egy nap alatt átvonul. A nagyobb fuxussűrűségű és emiatt hidegebb foltból a mágneses fluxus a kisebb fluxussűrűségű folt felé diffundál és azt ezáltal lehűti azt. A csillag karakterisztikus méreteiből és az idősoros Doppler-analízisből kapott karakterisztikus időskálából kiszámolható diffúziós együttható értékének valószínűtlenül nagyoknak kellene lennie ahhoz, hogy a változásokat tisztán diffúzióval lehessen magyarázni. Valószínű, hogy a kezdeti diffúziót heves mágneses rekonnekció (erővonal átkötődés) követi, amelyet a kimutatott gyors változások (hirtelen összeolvadás, hirtelen lehűlés) mellett a csillag nagyenergiájú fler jelenségei is alátámasztanak.

Az 1.4. részben a dinamóelmélettel kapcsolatban felvázoltam néhány problémát és bemutattam, hogy még korántsem nyugszik biztos alapokon. A kérdés, hogy az itt kimutatott pólusirányú meridionális áramlás melyik dinamómechanizmusnak kedvez: ez a tulajdonképpeni α effektus, vagy a konvencionális dinamóelmélet továbbra is helyes és a migráció csak a már felbukkanó mágneses teret szállítja a pólus irányába, létrehozva és fluxussal támogatva a poláris foltot? Mindenesetre különböző típusú csillagok hasonló analízise segíthetne a dinamóelmélet fontos kérdéseinek tisztázásában.

- Eredményeinket a teljes adatsorból előállított, két független adatsor idősoros

Doppler-analízisével ellenőriztük, és úgy találtuk, a teljes adatsor feldolgozásával levont alapvető következtetéseink helyesek.

6. fejezet

Összefoglalás

A dolgozatban az aktív csillagok modellezésének fotometriai és spektroszkópiai módszereivel foglalkoztam. Az aktív csillagok és a modellezések általános áttekintése után néhány alkalmazáson keresztül mutattam be a módszerek lehetőségeit és jelentőségét az aktív csillagok kutatásában. A dolgozatban ismertetett legfontosabb eredmények a következők voltak:

1. A bécsi csillagászati intézet automata teleszkópjainak megfigyelései alapján 23 aktív csillag fotometriai katalógusának elkészítésében vettem részt. A katalógusba a csillagokról az irodalomban korábban már publikált adatokat befoglaltuk és elvégeztük az így kapott adatok előzetes Fourier-analízisét is. A munka célja olyan hosszú időskálájú adatsorok létrehozása volt, amelyekkel a csillagok mágneses aktivitásának ciklikusságát lehet vizsgálni (Strassmeier *et al.* (1997a)).
2. Grafikus felülettel kiegészített, interaktív foltmodellező programot készítettem (TISMO = Time-series Spot MOdelling, Bartus (1996)), amely alkalmas a fotometriai fényváltozást okozó aktív területek eloszlásának nyomonkövetésére az időben. A program fő rutinja, egy nemlineáris, analitikus egyenleteken (Budding (1977)) alapuló modellt illeszt a fotometriai adatokra. A modell a foltokat kör alakkal közelíti, melynek meghatározandó paraméterei a hosszúsági, a szélességi koordináta és a méret a csillag felszínéhez rögzített koordináta rendszerben. Az idősoros modellezés jelentősége, hogy megfelelő adatlefedettség esetén, gyorsan változó fénygörbék leírására is alkalmas, ellentétben a "klasszikus" foltmodellezési technikákkal, ahol az adatokat a fotometriai periódusnak megfelelően egyetlen fénygörbébe "összetekerve" vizsgálják.

A fotometriai modellezés hátránya, hogy a foltoknak csak nagyléptékű térbeli vizsgálatára alkalmas, azonban bizonyos csillagokra ez az egyetlen módszer a folteloszlás feltérképezésére. A fotometria mindemellett nagy mennyiségű adat összegyűjtésére alkalmas és viszonylag olcsó megfigyelési módszer.

3. A modellező programot különböző mértékű zajjal terhelt szintetikus adatok visszamodellezésével teszteltük (Kővári & Bartus (1997)). Ebben a munkában a tesztsorozat technikai kivitelezését végeztem. Megvizsgáltuk azt is, hogy mi a hatása annak, ha a csillag alapvető paramétereit – inklinációját,

vagy folttalan fényességét – bizonytalanul ismerjük. Legfontosabb eredményeink, hogy kettőnél több foltot nem érdemes alkalmazni a modellezéshez. A mérések hibája ugyanakkor nem lehet nagyobb néhány ezred magnitúdónál. A folttalan fényességet néhány század magnitúdó pontossággal kell ismerni ahhoz, hogy a foltok méretét és szélesség koordinátáját megfelelő pontossággal visszakapjuk. Alacsony – kb. 20° -nél kisebb – inklinációkra a modellezés – zajtól függetlenül – megbízhatatlanná válik.

4. A HK Lacertae, RS CVn típusú csillag 30 évnyi fotometriai adatainak feldolgozásával kimutattuk, hogy a csillag hosszú időskálájú viselkedése jól modellezhető az északi és déli pólusát befedő, decentralizált poláris foltokkal, illetve ezek változásaival (Oláh *et al.* (1997)). Az adatsorban voltak olyan időszakok, amikor szükségesnek látszott az idősoros foltmodellezés alkalmazása. Kimutattuk, hogy a stabil poláris struktúrák kismértékű fluktuációival magyarázhatók a rövid időskálájú változások. Az aktív területek feltehetően kisebb foltokból, folsoportokból állnak. Ezeknek a kisebb elemeknek az elbomlása, keletkezése, illetve átrendeződése lehet felelős a megfigyelt fotometriai változásokért.
5. Az idősoros foltmodellező programot (TISMO, Bartus (1996)) a Napról készült egydimenziós rádió- és röntgenmegfigyelések modellezésére használtuk (Oláh *et al.* (1999a, 1999b)). A módszerrel a foltmodellezés lehetőségeinek tesztelése volt a célunk. A Napot, mint távoli aktív csillagot tekintettük. Az egydimenziós mérések modellezése után eredményeinket össze tudtuk hasonlítani a SOHO és Yohkoh műholdak azonos időszakokban készített direkt felvételeivel. Kimutattuk, hogy szükséges lehet az aktív területek elbomlása miatt a folt/környezet kontraszt változását is figyelembe venni. Ezért a kontraszt időfüggését beépítettem a programba. Az esettanulmányból levont további következtetéseink, hogy a modellezés során legnagyobb hibával a szélesség határozható meg, azonban – a folt/környezet kontraszt változását figyelembe véve – a foltok összterülete a valóságos értéket jól közelíti.
6. A HD 51066, magányos csillag 4 évre kiterjedő fotometriai és spektroszkópiai vizsgálatát végeztük el (Strassmeier *et al.* 1998a)). A csillagnak magányos voltából és a HRD-n elfoglalt helyzetéből következően a mágneses fékeződés hatására impulzusmomentumának jelentős részét el kellett volna vesztenie. Mivel ez nem következett be, a HD 51066 aktivitása számottevő maradt. Kérdés az volt, hogy a csillag miképpen tudta megőrizni impulzusmomentumának jelentős részét. A csillagfelszín rekonstrukciójához a TempMap Doppler-leképező programot használtuk.

Mivel a csillagot korábban behatóan nem vizsgálták, meg kellett határozni a Doppler-leképezéshez szükséges alapvető paramétereket. Ezt részben a csillag mérhető tulajdonságai alapján, részben a Doppler-leképezéssel, tesztsoportokkal végeztük el. Ezek alapján a HD 51066 spektroszkópiai besorolását G8-as óriáscsillagra módosítottuk. Radiális sebességmérésekből kimutattuk, hogy a csillag egy tág kettősrendszer tagja. Észlelési időszakonként öt színképvonal tartományra alkalmaztuk a Doppler technikát, majd ezekből előállított átlag hőmérséklettérképek alapján vizsgáltuk a csillagfelszín morfológiai

változásait. A domináns, éves skálán változó, de stabilnak tekinthető poláris folt mellett kimutattunk egyenlítő környéki, gyorsabban változó foltokat is. A változások kvantitatív leírását az egymást követő évek hőmérséklettérképeinek kereszt-korrelációjával végeztük. A módszerrel a HD 51066-on – a Napétól eltérő jellegű – differenciális rotációra utaló jegyek figyeltünk meg, de a differenciális rotáció biztos megállapításához nagyobb időfelbontású adatsorra lenne szükség. A differenciális rotáció vizsgálata azért fontos, mert a mágneses teret létrehozó dinamóeffektusnak jelenlegi elméleteink szerint fontos eleme. A megfigyelt időszak során a poláris folt alacsonyabb szélességekre húzódott és elbomlani látszott. Ezt a hosszú időskálájú fotometriai megfigyelések alapján tapasztalható kifényesedés is alátámasztja. A poláris foltosodás hosszú időskálájú periódikus változását a V711 Taurin is megfigyelték (Vogt *et al.* (1999)). A kimutatott domináns poláris folt miatt valószínű, hogy a csillag mágneses tere meghatározóan poloidális szerkezetű, ezért az egyenlítő mentén kevesebb nyílt mágneses erővonallal rendelkezik, így a mágneses fékezés hatásfoka kisebb. A fiatal csillaghalmazokban megfigyelhető ultragyors forgású csillagok létének magyarázata összhangban az eredményeinkkel, részben szintén a poloidális szerkezetű mágneses térre vezethető vissza. A csillag jelenlegi paraméterei alapján korábban a fősorozaton jelentős mágneses térrel rendelkező Ap, vagy Bp csillag lehetett.

A csillag $H\alpha$ tartományban készített színképeiből modellezés segítségével elválasztottuk a mágneses aktivitásból eredő komponenst. A reziduális $H\alpha$ vonal ekvivalens szélessége a fotometriai adatok változásával antikorrelációban van, ami a kromoszférikus plage területek és a fotoszférikus foltok fizikai kapcsolatára utal. A vonalakon fázistól függetlenül észlelhető abszorpciók magkék eltolódása a $H\alpha$ vonal keletkezési magasságában egy $\sim 20 \pm 7 \frac{km}{s}$ sebességű anyagkiáramásra lehet következtetni.

7. V711 Tauri, RS CVn típusú csillag kb. 20 rotációs ciklust lefedő, folyamatosan mért spektroszkópiai és fotometriai adatainak analízisét végeztük el (Bartus & Strassmeier (2000), Strassmeier & Bartus (2000)). A kidolgozott idősoros Doppler-leképezéssel a csillag felszínének néhány óra – 1 nap közötti időskálán bekövetkező változásait tudtuk vizsgálni. Az térképsorozatokból kimutattuk a foltok komplex viselkedését. A fotometriai adatok idősoros foltmodellezése jó egyezést mutat a Doppler-eredményekkel. Legfontosabb eredmény, hogy egyedi foltok nyomonkövetésével bebizonyosodott, hogy a foltok alacsony szélességeken keletkeznek és utána a pólus felé vándorolnak, ahol a – megelőző Doppler vizsgálatok szerint is stabil – poláris foltba olvadnak. Az migráció átlagos értékére 0.41 ± 0.23 °/nap-ot kaptunk, de a Vogt *et al.* (1999) által megállapított, Napéval ellentétes értelmű differenciális rotáció létét nem tudtuk megerősíteni. A foltok mozgását esetenként hirtelen összeolvadás és gyors lehűlés kísérte. Valószínűsíthető, hogy ezeknél a jelenségeknél a mágneses rekonnekció fontos szerepet tölt be, amelyet a csillagon gyakran megfigyelt nagyenergiájú flerkítörések is alátámasztanak. Az időátlagolt Doppler-térképek egyike igen jó egyezést mutat Donati (1999) független módszerrel és adatsorra kapott eredményével, ami részben igazolását adja következtetéseink helyességének.

A radiális sebességméréseink igazolták Donati (1999) megállapítását, miszerint az aktivitási ciklus során a mágneses és kinetikus energiák között $\sim 18 \pm 2$ éves periódussal kicserélődés történik. Ezt a fotometriai ciklus 16.0 éves periódusa is alátámasztja.

A foltok pólusirányú migrációjának fontos szerepe lehet a dinamómodellek közötti választásban. Így a klasszikus dinamómodellel – amely a mágneses tér forrását a konektív zóna aljára helyezi – is magyarázható lenne, hogy az aktív csillagokon kimutatott poláris foltosodás megnövekedett erősségű meridionális fluxustranszport eredménye.

Irodalomjegyzék

Applegate, J.H., 1992, *ApJ*, **385**, 621

Asplund, M., 2000, *Proc. 11th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, Tenerife, Puerto de la Cruz, 1999*, megjelenés előtt

Babcock, H.W., 1949, *Observatory*, **69**, 191

Babcock, H.W., 1958, *IAU Symposium 6*, ed. B. Lehnert (Cambridge: Cambridge University Press), paper 19

Baliunas, S.L., Donahue, R.A., Soon, W., Henry, G.W., 1998, in ASP Conf. Ser. 154, *The Tenth Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, eds. R.A. Donahue & J.A. Bookbinder (San Francisco: ASP), 153

Barker, E.S., Evans, D.S., Laing, J.D., 1967, *ROB No.* **130**

Barnes, S., Sofia, S., 1996, *ApJ*, **462**, 746

Bartus, J., 1996, *TISMO – Time Series Spot Modeling Program*, Occasional Technical Notes **6.**, Konkoly Observatory

Bartus, J., Strassmeier, K.G., 2000, *Proc. 11th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, Tenerife, Puerto de la Cruz, 1999*, megjelenés előtt

Berdyugina, S. 1998, *A&A*, **338**, 97

Bevington, P.R., 1969, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, New York: McGraw-Hill

Bopp, B.W., Fekel, F.C., 1976, *AJ*, **81**, 771

Brown, S.F., Donati, J.F., Rees, D.E., Semel, M., 1991, *A&A*, **250**, 463

Bruls, J.H.M.J., Solanki, S.K., Schüssler, M., 1998, *A&A*, **336**, 231

Budding, E., 1977, *Ap&SS*, **48**, 207

Busà, I., Pagano, I., Rodonò, M., Neff, J.E., Lanzafame, A.C., 1999, *A&A*, **350**, 571

Carter, B., Brown, S., Donati, J.-F., Rees, D., Semel, M., 1996, *Pub. Aston. Soc. Aust.*, **13**, 150

- Choudri, A.R., Schüssler, M., Dikpati, M., 1995, *A&A*, **303**, L29
- Collier Cameron, A., Robinson, R.D., 1989, *M.N.R.A.S.*, **236**, 57
- Collier Cameron, A., 1992, *Surface Inhomogeneities On Late-type Stars*, eds. Byrne, P.B., Mullan, D.J., Springer-Verlag Berlin, 33
- Collier Cameron, A, DoTS (Doppler Tomography of Stars) Doppler leképző program honlapja, <http://star-www.st-and.ac.uk/~cc4/dotshome.html>
- Deutsch, A.J., 1958, *IAU Symposium 6*, ed. B. Lehnert (Cambridge: Cambridge University Press), 209
- Donahue, R.A., Baliunas, S.L., 1992, *ApJ*, **393**, L63
- Donati, J.F., Brown, S.F., Semel, M., Rees, D.E., Dempsey, R.C., Matthews, J.M., Henry, G.W., Hall, D.S., 1992, *A&A*, **265**, 682
- Donati, J.F., Semel, M., Carter, B., Rees, D.E., Collier Cameron, A., 1997a, *M.N.R.A.S.*, **291**, 658
- Donati, J.F., Collier Cameron, A., 1997b, *M.N.R.A.S.*, **291**, 1
- Donati, J.F., 1999, *M.N.R.A.S.*, **302**, 457
- Drake, J., 2000, *Proc. 11th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, Tenerife, Puerto de la Cruz, 1999*, megjelenés előtt
- Durney, B.R., Latour, J., 1978, *Geophys. Ap. Fluid Dyn.*, **9**, 241
- Eggen, O.J., 1989, *PASP*, **101**, 366
- ESA, 1997, *The Hipparcos and Tycho Catalog*, ESA SP-1200
- Falk, A.E., Wehlau, W.H., 1974, *ApJ*, **192**, 409
- Fekel, F. C., 1983, *ApJ*, **268**, 274
- Fekel, F.C., 1997, *PASP*, **109**, 514
- Fekel, F.C., 1998, *priv. comm.*
- Fekel, F.C., Balachandran, S., 1994, *Proc. 8th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, ed. Caillault, J.-P., *PASPC*, **64**, 279
- Felming, T.A., Gioia, I.M., Maccacaro, T., 1989, *ApJ*, **340**, 101
- Flower, P.J., 1996, *ApJ*, **469**, 355
- Fuhr, J.R., Martin, G.A., Wiese, W.L., 1988, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **17**, Suppl. 4
- Guinan, E. F., Bradstreet, D. H., 1988, *Formation and Evolution of Low Mass Stars*, Reidel, Dordrecht, 345
-

- Granzer, Th., Schüssler, M., Caligari, P., Strassmeier, K.G., 1999, *A&A*, beküldve
- Gray, D.F., 1988, *Lectures on Spectral-Line Analysis: F, G, and K Stars*, The Publisher, Ontario
- Gray, D.F., 1992, *The Observations and Analysis of Stellar Photospheres*, Cambridge University Press, Second Edition
- Grevesse, N., Anders, E., 1992, *Solar interior and atmosphere*, Cox, N., Livingston, W.C., Matthews, M.S., The University of Arizona Press, 1227
- Goncharski, A., Stepanov, V., Khokhlova, V., Yagola, A., 1977, *Sov. Astron. Letters*, **3**, 147
- Goncharski, A., Stepanov, V., Khokhlova, V., Yagola, A., 1982, *Sov. Astron. Letters*, **26**, 690
- Gondoin, P., 1986, *A&A*, **160**, 73
- Hall, D.S., 1972, *PASP*, **84**, 323
- Hall, D.S., 1990, *Active Close Binaries*, ed. Ibanoglu, C., Kluwer, Dordrecht, 95
- Hall, D.S., 1994, *Mem.S.A.It*, **65**, 73
- Hall, D.S., 1996, *Stellar Surface Structures*, IAU Symposium 176, eds. Strassmeier, K.G., Linsky, J.L., 217
- Hatzes, A.P. 1996, *Stellar Surface Structures*, IAU Symposium 176, eds. Strassmeier, K.G., Linsky, J.L., 90
- Hatzes, A.P. 1998a, *A&A*, **330**, 541
- Hatzes, A.P., 1998b, *M.N.R.A.S*, **299**, 403
- Henry, G. W., Eaton, J. A., Hamer J., Hall D. S., 1995, *ApJS*, **97**, 513
- Henry, G.W., Fekel, F.C., Hall, D.S., 1995a, *AJ*, **110**, 2926
- Henry, G.W., Eaton, J.A., Hamer, J., et al., 1995b, *ApJSS*, **97**, 513
- Henry, G.W., 1997, *priv. comm.*
- Huenemoerder, D.P., Barden, S., 1984, *BAAS*, **16**, 510
- Jankov, S., Donati, J. F., 1995, Lin Huang et al. (eds.), *Proc. of the 4th MUSICOS workshop on Multi-Site Continuous Spectroscopy*, Beijing Astr. Obs., 143
- Jankov, S., Foing, B. H., 1992, *A&A*, **256**, 533
- Jardine, M., Unruh, Y.C., 1999, *A&A*, **346**, 883
- Johns-Krull, C.M., Valenti, J.A., Saar, S.H., Hatzes, A.P., 2000, *Proc. 11th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, Tenerife, Puerto de la Cruz, 1999*, megjelenés előtt
-

- Kaye, A.B., Strassmeier, K.G., 1998, *M.N.R.A.S.*, **294**, L35
- Khokhlova, V.L., Ryabchikova, T.A., 1975, *Ap. Space Sci.*, **34**, 403
- Khokhlova, V.L., Rice, J.B., Wehlau, W.H., 1986, *ApJ*, **307**, 768
- Kippenhahn, R., Möllenhoff, C., 1975, *Elementare Plasmaphysik*, BI Wissenschaftsverlag, Mannheim/Wien/Zürich
- Kővári, Zs., 1999, PhD dolgozat, Eötvös Lóránd Tudományegyetem, MTA Csillagászati Kutatóintézet
- Kővári, Zs., Bartus, J., 1997, *A&A*, **323**, 801
- Kővári, Zs., Strassmeier, K.G., Bartus, J., Washüttl, A., Weber, M., 2000, *A&A*, előkészületben
- Kupka, F., Piskunov, N., Ryabchikova, T. A., Stempels, H. C., Weiss, W. W., 1999, *A&AS*, **138**, 119
- Kurucz, R.L., 1993, ATLAS-9, CD-ROM No. 13
- Kürster, M., 1993, *A&A*, **274**, 851
- Kürster, M., Schmitt, J.H.M.M, Cutispoto, G., 1994, *A&A*, **289**, 899
- Landolt–Börnstein, 1982, **VI/2b**, 15, Springer–Verlag
- Lanza, A.F., Rodonò, M, Rosner, R., 1998, *M.N.R.A.S.*, **296**, 893
- Lanza, A.F., Rodonò, 1999, *A&A*, **349**, 887
- Lister, T. A., A. Collier Cameron, A., Bartus, J., 1999, *M.N.R.A.S.*, **307**, 685
- Lister, T. A., A. Collier Cameron, A., Bartus, J., 2000, *Proc. 11th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, Tenerife, Puerto de la Cruz, 1999*, megjelenés előtt
- Linsky, J.L., 1999, *Solar and Stellar Activity: Similarities and Differences*, ASP Conference Series, Vol. 158, 3
- Linsky, J.L., Wood, B.E., Brown, A., Giampapa, M.S., Ambruster, C., 1995, *ApJ*, **455**, 670
- Marcy, G.W., Butler, R.P. 1998, in ASP Conf. Ser. 154, *The Tenth Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, eds. R.A. Donahue & J.A. Bookbinder (San Francisco: ASP), 9
- Marquardt, D.W., 1963, *J. Soc. Ind. Appl. Math.*, **11**, 431
- Minnaert, M., 1935, *Z. Astrophys.*, **10**, 40
- Moore, C.E., Minnaert, M.G.J., Houtgast, J., 1966, *The Solar Spectrum from 2935 Å to 8770 Å*, National Bureau of Standards Monograph 61
-

- Neff, J.E., 1992, *Surface Inhomogenities On Late-type Stars*, eds. Byrne, P.B., Mullan, D.J., Springer-Verlag Berlin, 54
- Oláh, K., Kóvári, Zs., Bartus, J., Strassmeier, K.G., Hall, D.S, Henry, G.W., 1997, *A&A*, **321**, 811
- Oláh, K., van Driel-Gesztelyi, L. , Kóvári, Zs., Bartus, J., 1999a, *Solar and Stellar Activity - Similarities and Differences*, *ASP Conf. Ser.*, **158**, 170
- Oláh, K., van Driel-Gesztelyi, L., Kóvári, Zs., Bartus, J., 1999b, *A&A*, **344**, 163
- Oláh, K., Driel-Gesztelyi, L, 2000, *Proc. 11th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, Tenerife, Puerto de la Cruz, 1999*, megjelenés előtt
- Oláh, K., Kolláth, Z., Strassmeier, K.G., 2000a, *A&A*, beküldve
- Oláh, K., Strassmeier, K.G., 2000b, *A&A*, előkészületben
- Oliveira, J., Foing, B.H., Beaufort, T., et al., 1998, in ASP Conf. Ser. 154, *The Tenth Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, eds. R.A. Donahue & J.A. Bookbinder (San Francisco: ASP), CD-1524
- O’Neal, D., Neff, J.E., Saar, S.H., 1995, *Stellar Surface Structures, Poster Proceedings*, IAU Symposium 176, eds. Strassmeier, K.G., Linsky, J.L., 32
- Parker, E.N., 1979, *Cosmical Magnetic Fields – Their Origin and Their Activity*, Clarendon Press, Oxford
- Parker, E.N., 1955, *ApJ*, **122**, 293
- Piskunov, N.E., Tuominen, I., Vilhu, O., 1990a, *A&A*, **230**, 363
- Piskunov, N., Wehlau, W.H., 1990b, *A&A*, **233**, 497
- Piskunov, N.E., Rice, J.B., 1993, *PASP*, **105**, 1415
- Piskunov, N. E., Kupka F., Ryabchikova T. A., Weiss W. W., Jeffrey C. S., 1995, *A&AS*, **112**, 525
- Piskunov, N., 1998, in ASP Conf. Ser. 154, *The Tenth Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, eds. R.A. Donahue & J.A. Bookbinder (San Francisco: ASP), CD-2029
- Press, W.H., Flannery, B.P., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T., 1986, *Numerical Recipes in C*, (Cambridge, Cambridge University Press)
- Pyper, D.M., 1969, *ApJS*, **18**, 347
- Reimers, D., 1989, *FGK Stars and T Tauri Stars*, eds.: Cram, L., Kuhi, L., NASA SP-502
- Rice, J.B., 1970, *A&A*, **9**, 189
-

- Rice, J.B., Wehlau, W.H., Khokhlova, V., Piskunov, N., 1981, *Upper Main-Sequence Chemically Peculiar Stars, 23rd Liege Astrophysics Coll.*, 265
- Rice, J.B., Wehlau, W.H., Khokhlova, V.L., 1989, *A&A*, **208**, 179
- Rice, J.B., 1991, *A&A*, **245**, 561
- Rice, J.B., 1996, *Stellar Surface Structures*, IAU Symposium 176, eds. Strassmeier, K.G., Linsky, J.L., 19
- Rice, J.B., Strassmeier, K.G., 1998, *A&A*, **336**, 972
- Rice, J., Strassmeier, K. G., 2000, *A&A*, előkészületben
- Robinson, R.D., Worden, S.P., Harvey, J.W. 1980, *ApJ*, **236**, L155
- Rodonò, M., Cutispoto, G., 1992, *A&AS*, **95**, 55
- Saar, S.H., 1996, *Stellar Surface Structures*, IAU Symposium 176, eds. Strassmeier, K.G., Linsky, J.L., 239
- Saar, S.H., Brandenburg, A., 1999, *ApJ*, **524**, 295
- Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., Maeder, A., 1992, *A&AS*, **96**, 269
- Schüssler, M., Solanki, S.K., 1992, *A&A*, **264**, L13
- Schüssler, M., Caligari, P., Ferriz-Mas, A., Solanki, S.K., Stix, M., 1996, *A&A*, **314**, 503
- Semel, M., 1989, *A&A*, **225**, 456
- Skilling, J. & Bryan, R.J., 1984, *M.N.R.A.S.*, **211**, 111
- Skumanich, A., 1972, *ApJ*, **171**, 565
- Solanki, S.K., Motamen, S., Keppens, R., 1997, *A&A*, **324**, 943
- Solanki, S.M., 1999, *Solar and Stellar Activity: Similarities and Differences*, ASP Conference Series, Vol. 158, 109
- Stępień, K., 1993, *ApJ*, **416**, 368
- Stibbs, D. W. N., 1950, *M.N.R.A.S.*, **110**, 395
- Stix, M. 1989, *The Sun*, Springer-Verlag, A&A library, Berlin-Heidelberg
- Stokes, G.G., 1852, *Trans. Cambr. Phil. Soc.*, **9**, 399
- Strassmeier, K.G., 1990, *ApJ*, **348**, 682
- Strassmeier, K.G., 1994a, *A&AS*, **103**, 413
- Strassmeier, K.G., 1994b, *A&A*, **281**, 395
- Strassmeier, K.G., 1996, *A&A*, **314**, 558
-

- Strassmeier, K.G., 1997a, *A&A*, **319**, 535
- Strassmeier, K.G., 1997b, *Aktive Sterne: Laboratorien der solaren Astrophysik*, Wien; New York: Springer-Verlag
- Strassmeier, K.G., 1999, *A&A*, **347**, 225
- Strassmeier, K.G., 1998, *in: Euroconference on very low mass stars and brown dwarfs, invited review*, Cambridge Univ. Press
- Strassmeier, K.G., Bartus, J., 2000, *A&A*, beküldve
- Strassmeier, K.G., Fekel, F.C., 1990, *A&A*, **230**, 389
- Strassmeier, K.G., Oláh, K. 1992, *A&A*, **259**, 595
- Strassmeier, K.G., Bartus, J., Cutispoto, G., Rodonò, M., 1997a, *A&AS*, **125**, 11
- Strassmeier, K.G., Hubl, B., Rice, J.B., 1997b, *A&A*, **322**, 511
- Strassmeier, K.G., Boyd, L.J., Epanand, D.H., Granzer, Th., 1997c, *PASP*, **109**, 736
- Strassmeier, K. G., Rice, J., Wehlau, W., Vogt, S. Hatzes, A., Tuominen, I., Piskunov, N., Hackman, T., Poutanen M., 1991, *A&A*, **247**, 130
- Strassmeier, K. G., Hall, D.S., Fekel, F.C., Scheck, M., 1993a, *A&AS*, **100**, 173
- Strassmeier, K. G., Rice, J., Wehlau, W., Hill, G.M., Matthews, J.M., 1993b, *A&A*, **268**, 671
- Strassmeier, K.G., Bartus, J., Kővári, Zs., Weber, M., Washüttl, A., 1998a, *A&A*, **336**, 587
- Strassmeier, K. G., Rice, J. B., 1998b, *A&A*, **339**, 497
- Strassmeier, K. G., Rice, J., 1998c, *A&A*, **330**, 685
- Strassmeier, K. G., Rice, J., 2000, *Proc. 11th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, Tenerife, Puerto de la Cruz, 1999*, megjelenés előtt
- Thévenin, F., 1989, *A&AS*, **77**, 137
- Thévenin, F., 1990, *A&AS*, **82**, 179
- Tikhonov, A.N., Arsenin, N. Ya., 1972, *Methods of Solving Incorrectly Posed Problems*, Moszkva, Nauka
- Unno, W., *Publ. Astron. Soc. Japan*, **8**, 108
- Unruh, Y.C., 1994, *Doppler imaging of late-type stars*, PhD thesis, University of St. Andrews
- Unruh, Y.C., Collier Cameron, A., 1995, *M.N.R.A.S.*, **273**, 16
-

- Unruh, Y.C., Collier Cameron, A.C., 1997, *M.N.R.A.S.*, **290**, L37
- Unruh, Y.C., Collier Cameron, A., Guenther, E., 1998, *M.N.R.A.S.*, **295**, 781
- Unsöld, A., 1955, *Physik der Sternatmosphären*, Springer-Verlag
- Vernazza, J.E., Avrett, E.H., Loesner, R., 1981, *ApJS*, **45**, 635
- Vilhu, O., 1984, *A&A*, **321**, 177
- Vincent, A., Piskunov, N.E., Tuomien, I., 1993, *A&A*, **278**, 523
- Vogt, S.S, Hatzes, A.P., 1991, *The Sun and the cool Stars: activity, magnetism, dynamos*, IAU Colloquium No. 130., Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, eds. Tuomien, I., Moss, D., Rüdiger, G., 297
- Vogt, S.S., Hatzes, A.P., Misch, A., Kürster, M., 1999, *ApJS*, **121**, 547
- Vogt, S.S., Penrod, G.D., 1983, *PASP*, **95**, 565
- Vogt, S.S., Penrod, G.D., Hatzes, A.P., 1987, *ApJ*, **321**, 496
- Walter, F.M, 1999, *Solar and Stellar Activity: Similarities and Differences*, ASP Conference Series, Vol. 158, 87
- Webbink, R. F., 1976, *ApJ*, **209**, 829
-

Köszönetnyilvánítás

A dolgozat elkészítésében nyújtott segítségük mellett köszönöm témavezetőmnek, Szeidl Bélának az ösztönző iránymutatásait, Oláh Katalinnak szakmai fejlődéshez nyújtott önzetlen segítségét és a közös munkákat, Klaus G. Strassmeiernek pedig sokoldalú támogatását. Köszönettel tartozom Barcza Szabolcsnak, Holl Andrásnak, Kővári Zsoltnak és Szabados Lászlónak, akik értékes észrevételeikkel segítségemre voltak a dolgozat hibáinak kijavításában. Köszönet illeti Családom minden tagját türelmükért és lelkes biztatásukért. Köszönöm az OTKA és ÖAD alapítványok támogatását és Danónak a dolgozat kinyomtatását. Végezetül, de nem utolsó sorban szeretném köszönetemet kifejezni a Soros Alapítványnak az egyéves doktori ösztöndíjért.