

leg $c \approx 5,7$ -et ad, ami már jól egyezik a független elektron–pozitron ütközéses kísérlet $c = 5,8 \pm 0,5$ -ös eredményével. Eltávolítottuk a homokszemet (s ugyanakkor érvet találtunk az entrópiafogalom kiterjesztésének egy egyszerűbb változata mellett)!

A fenti trükk nem áll egyedül: elvileg egy sűrű anyagban, például kvark–gluon plazmában mozgó részecske energiája lehet más, mint a vákuumban mozgóé. A kölcsönhatások miatt az eredeti energia nem additív, ami viszont additív, az nem az eredeti részecskéket számolja. Az ilyen, közegbeli részecskét kvázirészecskének hívjuk.

A kvázirészecske energiája és impulzusa között nem a hagyományos összefüggés áll fenn. (Egy [tan]testület tagjaként más lehet valakinek a hatása, mint privát környezetben.)

A hosszú távra korrelált fluktuációk, amelyek miatt a termodinamika kiterjesztendő, más területeken is fellépnek. Fraktális diffúzió, üvegszerű szerkezetek rendeződése, galaxisok eloszlása, sőt a tőzsdei fluktuációk és a klímaváltozások is inkább Tsallis-, semmint Gibbs-eloszlást látszanak követni. Ezen rendszerek leírásának általános alapelveiből a jövőben még sokat tanulhatunk.

DIFFERENCIÁLIS ROTÁCIÓ AZ LQ HYDRAE FELSZÍNÉN

Kővári Zsolt

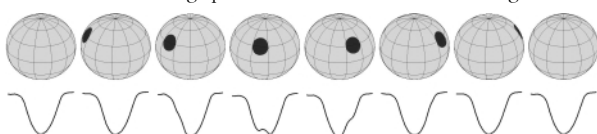
MTA Konkoly Thege Miklós Csillagászati Kutatóintézet

A csillagok felszínének részletes vizsgálata a csillagászat új kutatási területe, mely a nagyfelbontású spektroszkópia elterjedésével kezdődött alig két évtizede. A tudományterület történetének részletes feldolgozásával foglalkozott a közelmúltban Kővári (2002). A napfoltokhoz hasonló csillagfoltokat közvetlen módon nem láthatjuk, mivel még a legkorszerűbb távcsövek felbontóképessége is nagyságrendekkel elmarad attól, ami a közeli csillagok felszínének tanulmányozásához szükséges. Ezért a csillagok felszínét csupán közvetett módon tudjuk vizsgálni. Ezekről az indirekt rekonstrukciós módszerekről közöl összefoglalást Kővári és Oláh (1999).

A modern csillagfelszín-rekonstrukciós technikák – mint például a Doppler-képpalkotás – lehetővé teszik, hogy a csillagok felszínéről olyan térképeket készítsünk, amelyek segítségével részletesen tanulmányozható a csillagfoltok mérete, alakja, elhelyezkedése stb. Ha idősraba rendezett térképeket vizsgálunk, megláthatjuk, hogyan változik a felszín, következtethetünk arra, milyen folyamatok hozzák létre, illetve alakítják a csillag foltjait.

A Nap esetében a napfoltok felbukkanása a mágneses dinamóval magyarázható, melyet a differenciális rotáció (nem merevtestszerű forgás: a Nap az egyenlítőjénél forog a leggyorsabban, a pólusok felé haladva a forgási sebesség csökken) és a plazma konvektív áramlásai működtetnek. Mai tudásunk szerint hasonló mechanizmus hozza létre a mágnesesen aktív csillagokon a foltokat. A foltok időbeli változásának nyomon követése ugyanakkor lehetőséget teremt arra, hogy kimutassuk a csillagfelszíni differenciális rotációt. (Erre vonatkozó tapasztalatokról a Nap esetében már jóval korábban beszámoltak: például Maunder és Maunder 1905, Newton 1934 stb.)

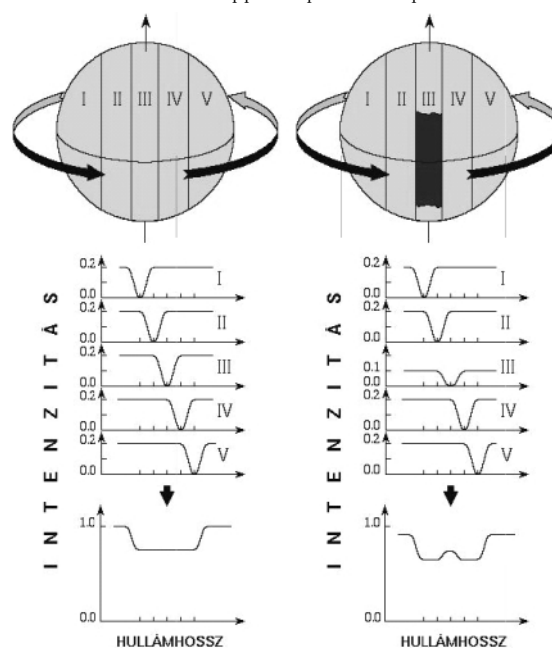
1. ábra. Foltos csillag spektrumvonalának változása a forgás során.



A Doppler-képpalkotás alapjai

A pontforrásnak tekinthető csillag megfelelő spektrumvonalaiából álló sorozatot felhasználva rekonstruálható a csillag felszínének hőmérséklet-eloszlása. A módszer arra az egyszerű megfontolásra épül, hogy a forgó csillag különböző részeiről érkező fény eltérő Doppler-eltolódást szenved. A Doppler-képpalkotásként ismert technikát először Vogt és Penrod (1983) alkalmazták. Az eljárás alapja az a felismerés, hogy a fotoszférából eredő spektrumvonal alakja a forgás különböző fázisaiban a foltok miatt más és más. A spektrumvonalat eszerint tekinthetjük az aktuális kétdimenziós korong egydimenziós lenyomatának. Ennek illusztrációja látható az 1. ábrán, amelyen egy foltos csillag látható a tengelyforgás egymást követő fázisaiban, alatta pedig az adott pillanatban mérhető spektrumvonal.

2. ábra. A Doppler-képpalkotás alapelve.



1. táblázat	
Az LQ Hydrae asztrofizikai paramétereit	
spektrálklasszifikáció	K2 V
sugár (R_{Nap})	0,97
tömeg (M_{Nap})	0,8
forgási periódus (nap)	1,601
kor (millió év)	100
távolság (parsec)	18,35
felszíni hőmérséklet (K)	5100
forgástengely inklinációja ($^{\circ}$)	65
egyenlítői sebességvetület, $v \sin i$ (km/s)	28
felszíni gravitáció, $\log g$	4,0
kémiai összetétel	Nap-jellegű

A megfigyelt spektrumvonal-torzulás magyarázata a 2. ábrán látható. Az első panelen egy (folt nélküli) csillag felszínét öt szektorra (I.–V.) osztottuk, melyek mindegyike különböző Doppler-eltolódású fényt bocsát ki: az I. szektor a forgás miatt közeledik felénk, így a fény hullámhossza rövidül, a III. szektorból kiinduló fény hullámhossza nem változik, míg az V. szektortólünk távolodik, így az onnan eredő fényhullámok hosszabbaknak látszanak. (Példánkban fényelnyelést, abszorpciós vonalat vizsgálunk, de ez a lényegen nem változtat.) Ha ezeket összegezzük, az ábra alján látható rotációsán kiszélesedett eredő vonalprofilot kapjuk. Ha most az ábra másik paneljén látható módon feltesszük, hogy az egyik szektort (III.) felerészben sötét folt borítja, a neki megfelelő feleakkora intenzitású járuléka természetesen nyomot (púp) hagy az eredő vonalprofil megfelelő helyén. (Jelen esetben az abszorpciós vonal alján megjelenő púpot nem emisszió okozza, hanem az abszorpció részleges hiánya, amelyet a sötét folt idéz elő.) A púp tehát annak megfelelően vándorol a vonal alján, ahogyan a folt helyzete változik a forgás következtében (ld. az 1. ábrát!).

TempMap – a spektrumvonal-invertáló kód

A Doppler-képkalkuláció során a mért spektrumvonal-sorozatból rekonstruáljuk a csillag felszínének hőmérséklet-eloszlását. Ehhez az inverz feladathoz azonban a mérések mellett sok egyéb adatra, feltevésre is szükségünk van. A Doppler-képek előállítását a TempMap program (Rice et al. 1989) végzi, amely lokális termodinamikai egyensúlyt feltételezve szintetizálja a spektrumvonalat. A program a számításokat az ATLAS-9 (Kurucz 1993) modellatmoszférakon végzi a csillagfelszínre illesztett, elegendően sűrű háló rácspontjain. A kiszámított lokális vonalprofilok integrálja a látható csillagfelszínre a forgás φ fázisértékénél λ hullámhosszon adja a szintetikus vonalmélységet ($R_{\text{calc}}(\varphi, \lambda)$), melyet a program összehasonlít a mért ($R_{\text{obs}}(\varphi, \lambda)$) vonalalakokkal. Az inverz probléma így megfogalmazható az alábbi E hibafüggvény minimalizálásaként:

$$E = \sum_{\varphi} \sum_{\lambda} [R_{\text{calc}}(\varphi, \lambda) - R_{\text{obs}}(\varphi, \lambda)]^2 + f(M),$$

ahol a négyzetes hibátag mellett szerepel egy úgynevezett regularizáló tag (f) is, amelynek az a szerepe, hogy megakadályozza az adatok túlértékelését, vagyis azt, hogy az eredményül kapott Doppler-képen olyan részletek is megjelenjenek, melyek az eredendően zajos mérésekből nem következnenek (azt „bünteti”, amikor az egymás melletti képpontok között indokolatlanul nagy a különbség).

A TempMap program az évek során a számítástechnikával együtt fejlődött, s míg kezdetben hosszú órák kellettek egy-egy kép kiszámításához, addig a mai feltételek mellett ez csupán néhány percre telik. A TempMap a paramétertér ésszerűen behatárolt tartományában kellően robusztus, és 10–15 iterációs lépéssel a megoldás megfelelően konvergál, melyet számos alkalommal tesztekkel igazoltak (Piskunov és Rice 1993, Rice és Strassmeier 2000, Rice 2002).

LQ Hydrae: a Nap ifjúkorában

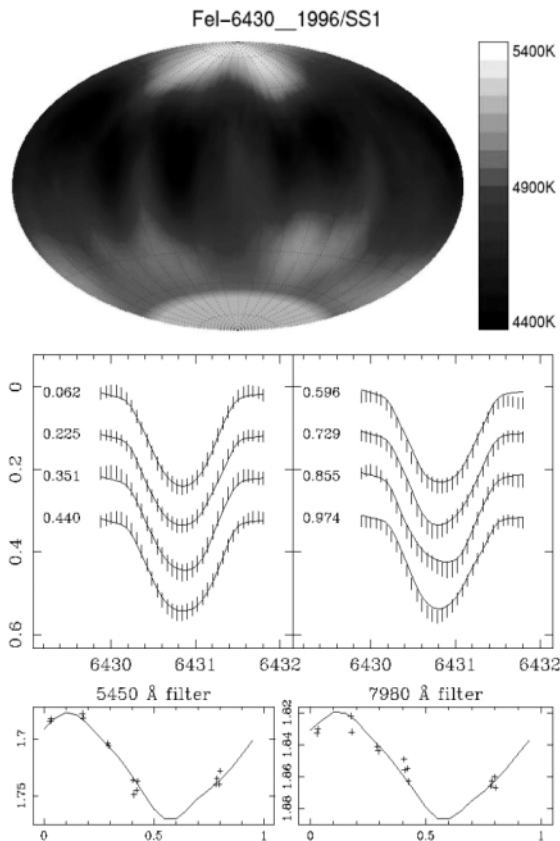
Az LQ Hydrae egy változócsillag az Északi Vízikígyó csillagképben, amely fizikai megjelenésében (tömeg, méret) hasonlít központi csillagunkra. Az is feltételezhető, hogy felszíne a Naphoz hasonlóan differenciálisan rotál, amit gyakorlati megfontolások (erős mágneses aktivitás, a napciklusra emlékeztető foltciklusok, ld. pl. Oláb és Strassmeier 2002) és elméleti munkák (pl. Kitchatinov és Rüdiger 1999) is alátámasztanak. Alig 100 millió éves kora és gyors forgási periódusa miatt az LQ Hydrae bátran tekinthető a Nap fiatalkori másának. A csillag asztrofizikai jellemzőit az 1. táblázatban foglaltuk össze.

Idősoros Doppler-képek

Az LQ Hydrae Doppler-képeihez szükséges 35 spektrumfelvétel 1996 telén készült a National Solar Observatory (USA) 1,5 méteres McMath Pierce Távcsovével. Az észlelési periódus 35 rotációs ciklust (53 napot) fed le. A jelen munkában felhasznált térképezővonal a csillag fotoszférájában keletkező ionizálatlan vas vonala 6430 Å-nél, mely különösen alkalmas a Doppler-képkalkuláció céljára, mivel asztrofizikai környezete nem tartalmaz ismeretlen eredetű vonalakat (*blendeket*). A műszer spektrális felbontása, $\lambda/\Delta\lambda = 40000$, a jel/zaj viszony (S/N) pedig jellemzően 200 felett volt.

A rendelkezésre álló, időrendbe rakott 35 spektrumból 28 Doppler-képet készítettünk oly módon, hogy az elsőhöz az első nyolc (1.–8.) spektrumot használtuk fel (ennyi spektrum általában elegendő egy kép elkészítéséhez). A második képhez a 2.–9., a harmadikhoz a 3.–10. spektrumokat használtuk fel stb., egészen a 28. képig, amelyhez az utolsó nyolc spektrumot (28.–35.) használtuk.

A spektroszkópiai mérésekkel párhuzamosan automata távcsovés fotometriai mérések is születtek a Strömgren fotometriai rendszer b és y színeiben, melyeket a TempMap program a folt hőmérséklet kalibrációhoz használt.

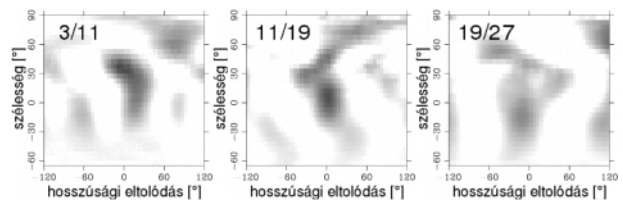


3. ábra. Az LQ Hydrae csillag felszínének rekonstruált Doppler-képe. A középső panelben nyolc FeI-6430 spektrumvonal látható, melyek modellillesztésével kaptuk a fenti hőmérséklettérképet. Legalul a fotometriai mérések és a rájuk illesztett fénygörbék láthatók a Strömgren-színrendszer b és y hullámhosszán.

A 3. ábrán az eredményül kapott 28 Doppler-képből példaként az elsőt mutatjuk be a hozzá tartozó spektrumvonal illesztésekkel és a fotometriai fénygörbékkel. A csillagon közepes szélességértékeken (mintegy 60° alatt) található hideg foltok (ami más időszakban készült Doppler-képekre is jellemző, lásd Strassmeier 2002 összefoglalását!). A huszonnyolc Doppler-kép egymás után fűzéséből készített animáció megtekinthető a www.konkoly.hu/staff/kovari/research.html honlapon, ahol a foltos területek változását folyamatában láthatjuk.

Doppler-képek keresztkorrelációja

Ha egy csillagról rendelkezésre áll két, időben egymást követő Doppler-kép, azok összehasonlításával (matematikai keresztkorrelációjával) lehetőség nyílik a felszíni differenciális rotáció kimutatására, amit a foltok mozgása is követ. A keresztkorreláció során a képeket rotáció irányú (vízszintes) csíkokra bontva a megfelelő csíkok egymás feletti elcsúsztatásával megkeressük a legjobban illeszkedő helyzetet, ezáltal minden csíkhöz (szélességértékhez) rendelhető egy rotációs sebesség. Merev test forgása esetén ez a sebesség minden szélességértéknél ugyanaz, differenciálisan rotáló csillag esetén (pl. Nap) viszont a rotáció függ a szélességtől.

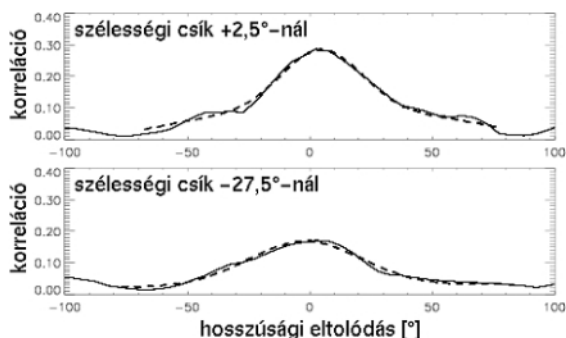


4. ábra. Doppler-képek keresztkorrelációs ábrái (további magyarázat a szövegben).

A képek keresztkorrelációjakor két kritériumnak kell megfelelni. Az egyik, hogy a képek időben közel legyenek, ami azért fontos, mert a folteloszlás változását nem csak a differenciális rotáció idézheti elő. Az idő múlásával ugyanis egyre inkább előtérbe kerül a foltfejlődés (új foltok felbukkanása, régiek eltűnése, összeolvadása stb.), ami megnehezíti, vagy lehetetlenné teszi a módszer alkalmazását. A másik – magától értetődő – feltétel, hogy a képek független adatok felhasználásával készüljenek (azaz, az összehasonlított képekhez felhasznált spektrumok között ne legyen közös). E két feltételt minden olyan képpár optimálisan elégíti ki, amelyet egymástól nyolc kép választ el. A 28 képből összesen 20 képpár készíthető: 1/9, 2/10, 3/11, ..., 20/28. Ezek keresztkorrelációjából látható példaként három (3/11, 11/19, 19/27) a 4. ábrán, ahol a legjobban illeszkedő tartományokat a sötét zónák mutatják.

Ideális esetben a keresztkorrelációs ábrák mindegyikén ugyanannak a differenciális rotációs mintázatnak kellene látszania. Azonban a korrelált képekhez rendelhető időpontok (T_i , T_k) között átlagosan 13 nap (8 rotáció) a különbség, s ezalatt a differenciális rotáció mellett a foltfejlődés is számottevően változtatja a folteloszlást. Ennek okán a korrelációs képeken megjelenő mintázatokat alapvetően két mechanizmus hozza létre: a foltfejlődéssel, foltok sajátmozgásával kapcsolatos mintázat, amely minden korrelációs képen más és más, valamint a differenciális rotáció mintázata, amely azonban minden képen ugyanaz. Ebből következően a 20 korrelációs ábrát átlagolva az eltérések várhatóan kisimulnak, eltűnnek, a közös differenciális rotációs mintázat pedig felerősödik. Átlagolás előtt azonban szükség van a korrelációs ábrák normalizálására (rotációs irányú nyújtás vagy összenyomás), mivel a korrelált képek T_i , T_k időpontjai között nem pontosan ugyanannyi a különbség, és a korrelációs ábrán egy kiszemelt mintázat hosszúsági (rotációs irányú) eltolódása arányos az eltelt idővel. További probléma, hogy a foltok eloszlása nem egyenletes: az LQ Hydraen jellemzően a közepes szélességeken fordulnak elő, míg magasabb szélességeken, a pólusokhoz közeledve kevesebb a folt. A differenciális rotáció mintázatát a keresztkorrelációs képeken viszont éppen a foltok miatt láthatjuk (ugyanis, ha nincs folt, nincs viszonyítás a csillag felszínén, így korrelációról sem beszélhetünk!). Ezért a korrelációs képeket a foltok átlagos szélességi eloszlása szerint súlyoztuk: a pólusokhoz közeli szélességek szerepelnek a legkisebb, az egyenlítőhöz közeli részek a legnagyobb súlyal.

A normált és súlyozott keresztkorrelációs ábrák szuperpozícióját használtuk fel arra, hogy a csillag felszínén megmérjük a differenciális rotációt. Ehhez először az átlagolt korrelációs képen minden szélességi (vízszintes) csíkot (korrelációs függvényt) egy-egy Gauss-görbével



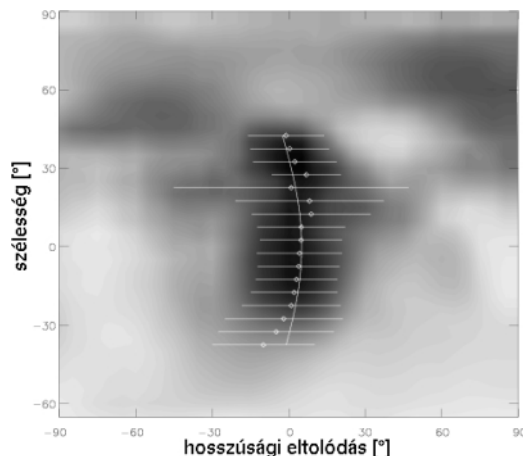
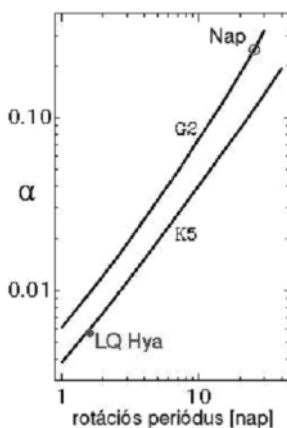
5. ábra. Korrelációs görbék (folytonos vonal) Gauss-illesztéssel (szaggatott vonal) a $b = +2,5^\circ$ és a $b = -27,5^\circ$ -os szélességeken.

illesztettünk. Az 5. ábrán példaként két korrelációs függvényt mutatunk be a Gauss-illesztésekkel: az egyik az egyenlítőhöz ($+2,5^\circ$) tartozik, a másik a $-27,5^\circ$ szélességhez. A Gauss-görbék maximumértékeire (a legjobb korrelációs helyekre) a differenciális rotációt leíró $\Omega(b) = \Omega_{\text{eq}} - \Delta\Omega \sin^2 b$ függvényt illesztettük, ahol $\Omega(b)$ a b szélességen mért szögsebesség, Ω_{eq} az egyenlítő szögsebessége, $\Delta\Omega$ pedig az egyenlítő és a pólus szögsebessége közötti különbség. Az eredményt a 6. ábra mutatja, amelyen Nap-típusú differenciális rotáció rajzolódik ki, azaz az egyenlítői tartomány forog a leggyorsabban.

Nap-típusú differenciális rotáció az LQ Hydrae felszínén

A Nap és az LQ Hydrae differenciális rotációját leíró függvények paramétereit a 2. táblázatban hasonlítottuk össze. Látható, hogy a felszíni nyírás ($\Delta\Omega$) a Napon több mint kétszer akkora. Még szemléletesebben mutatja ezt a táblázatban feltüntetett T_{lap} időtartam ($\text{lap time} = \text{lekörözési idő}$), amely ahhoz szükséges, hogy az egyenlítő éppen eggyel több fordulatot tegyen, mint a pólusok (hogy az egyenlítő „lekörözze” a pólust). Ugyanakkor az LQ Hydrae a Naphal körülbelül 40-szer gyorsabban forog, ami megsokszorozza a felszíni aktivitást okozó mágneses dinamó hatékonyságát. A differenciális rotációt leíró $\alpha = \Delta\Omega/\Omega$ paraméter

7. ábra. A differenciális rotációt leíró α paraméter logaritmusának függése a rotációs periódus logaritmusától, Kitchatinov és Rüdiger (1999) nyomán. Az ábrán a G2 spektráltípushoz (Nap) és a K5 spektráltípushoz tartozó görbéket tüntettük fel, valamint az LQ Hydraere kapott eredményt.



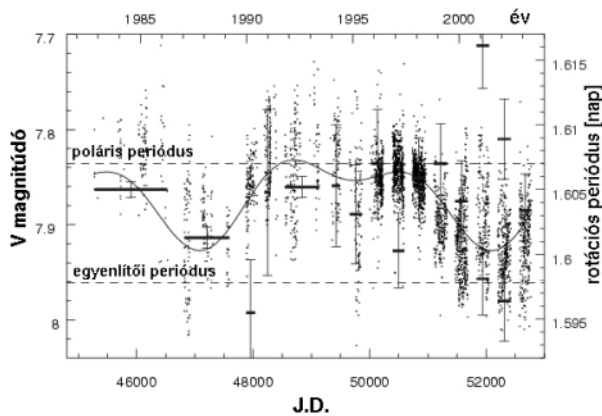
6. ábra. A korrelációs térkép illesztése a differenciális rotációt leíró függvényvel. A Gauss-illesztések csúcsait pontokkal, félérték szélességeit (becsült hibáit) vízszintes vonalakkal jelöltük. A pontokra differenciális rotációt leíró görbét illesztettünk (folytonos görbe vonal). A hosszúsági eltolódás az egyenlítőnél pozitív, a pólusok felé viszont negatív irányú, ami Nap-típusú differenciális rotációt sejt.

Kitchatinov és Rüdiger (1999) elméleti számításai szerint a 7. ábrán bemutatott módon függ a rotációs periódustól és a csillag spektráltípusától. Az LQ Hydraen talált differenciális rotáció kissé eltér az elméleti jóslattól, hiszen a K2 spektráltípushoz tartozó vonal az ábrán feltüntetett K5 jelű vonalnál feljebb található. Ugyanakkor az eltérés kisebb, mint 15%, ami az elmélet és az észlelésekből kapott eredmény közötti összhangra utal.

Differenciális rotáció és a hosszú időskálájú fotometriai mérések

A 8. ábrán az LQ Hydrae fényességváltozását mutatja V színben az elmúlt két évtizedben. Az észleléseket szakaszokra bontottuk és a Fourier-algoritmusra épülő MUFAN perióduskereső program (Kolláth 1990) segítségével minden szakaszra külön meghatároztuk a legvalószínűbb rotációs periódust (Kővári et al. 2004). Elképzelésünk szerint a talált fotometriai periódusok megegyeznek az adott időszakban megjelenő domináns foltcsoport által elfoglalt szélességi körre (tartományra) jellemző forgási periódussal. Az eredményeket az ábra jobb oldalán skálázott vízszintes vonalak mutatják (a vonalak hosszával a periódus meghatározáshoz felhasznált adatok által lefedett időszakot jelöltük). Az ábrán a két – vízszintesen végigfutó – szaggatott vonal a Doppler-képek alapján az egyenlítőre és a pólusokra kapott rotációs periódust (tehát a szélsőértékeket) jelöli. Várakozásainknak megfelelően – a becsült hibákat

2. táblázat		
Az LQ Hydrae és a Nap differenciális rotációját leíró $\Omega(b) = \Omega_{\text{eq}} - \Delta\Omega \sin^2 b$ függvények összehasonlítása		
csillag	LQ Hydrae	Nap
$\Omega(b)$ (radián/nap)	$3,932 - 0,0225 \sin^2 b$	$0,235 - 0,052 \sin^2 b$
$\alpha = \Delta\Omega/\Omega$	0,0057	0,2213
T_{lap} (nap)	280	120



8. ábra. Rotációs periódusok az LQ Hydrae hosszú időskálájú fotometriai mérései alapján (további magyarázat a szövegben).

(függőleges szakaszok) tekintve véve, egy kivételtől eltekintve – a kapott forgási periódusok a szaggatott vonalak által határolt tartományba esnek. Ez független megerősítése a Doppler-képek alapján a differenciális rotációra kapott eredmény helyességének.

Irodalom

- KITCHATINOV, L.L., RÜDIGER, G. 1999, *A&A* 344 911
 KOLLÁTH, Z. 1990, Occasional Technical Notes of the Konkoly Observatory, No. 1
 KÖVÁRI, Zs. 2002, *Foltos változócsillagok*, Természet Világa 133/7 326–328
 KÖVÁRI, Zs., OLÁH, K. 1999, *Rekonstrukció módszerek a csillagaktivitás kutatásában*, Fizikai Szemle 49/12 442–448
 KÖVÁRI, Zs., STRASSMEIER, K.G., WEBER, M., GRANZER, T., OLÁH, K., RICE, J.B. 2004, *A&A*, megjelenés alatt
 KURUCZ, R. 1993, ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2km/s grid, Kurucz CD-ROM No. 13., Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory, 1993.
 MAUNDER, E.W., MAUNDER, A.S.D. 1905, *MNRAS* 65 813
 NEWTON, H.W. 1934, *MNRAS* 95 60
 OLÁH, K., STRASSMEIER, K.G. 2002, *Astronomische Nachrichten* 323/3–4 361
 PISKUNOV, N.E., RICE, J.B. 1993, *PASP* 115/694 1415
 RICE, J.B., WEHLAU, W.H., KHOKHLOVA, V.L. 1989, *A&A* 208 179
 RICE, J.B., STRASSMEIER, K.G. 2000, *A&AS* 147 151
 RICE, J.B. 2002, *Astronomische Nachrichten* 323/3–4 220
 STRASSMEIER, K.G. 2002, *Astronomische Nachrichten* 323/3–4 309
 VOGT, S.S., PENROD, G.D. 1983, in: *Activity in red-dwarf stars*, Proc. of the 71th Colloquium, Catania, Italy, Aug. 10–13, 1982, Dordrecht, D. Reidel Publishing Co. 379–385.

MÁGIKUS ILLESZKEDÉS HETEROÁTMENETŰ KRISTÁLYSZERKEZETEBEN

Pécz Béla

MTA Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Kutató Intézete

A vékonyrétegek egyik nagy felhasználási területe a félvezető technológia, melyben gyakori a heteroátmenetek növesztése. A legtöbb esetben nemcsak egy véletlenszerű orientációval leválasztott polikristályos rétegre, hanem egy irányítottan növesztett egykristály rétegre van szükségünk. Ilyen rétegek növesztését számunkra a megfelelő fizikai paraméterek (pl. hőmérséklet) megválasztása lehetővé is teszi. A heteroátmenetek széles körű felhasználásáról magyar nyelven is olvashatunk [1]. Amennyiben a hordozó és a ránövesztett réteg rácsparamétereik közti különbség (azaz az illesztetlenség, vagy angol szóval *misfit*) kicsi (néhány tizedtől 1–2%-ig), akkor egy feszített szerkezetet kapunk, amelyben a kritikus vastagság meghaladása után a feszültség illesztetlen diszlokációk keletkezésével oldódik fel. A rácsillesztetlenség speciális esetével, melyben a növekvő egykristály réteg részben dőléssel kompenzálja az illesztetlenséget, *Riesz Ferenc* több cikkében is foglalkozott [2, 3]. Vannak azonban olyan esetek, amikor a rácsillesztetlenség nagy, és mégis sikerül orientáltan a két kristályt egymáshoz illesztve réteget növeszteni. Ilyenkor bizonyos vastagság felett a réteg meg is repedhet. Találkozunk azonban olyan kivételes esetekkel, amikor azt látjuk, hogy a nagy rácsparaméterkülönbség ellenére rétegünk tökéletesen orientálva nőtt a hordozóra, és illesztetlen diszlokációk szabályos hálózatát figyelhetjük meg. Ilyen esetek az úgynevezett *mágikus illeszkedéssel* jöhetnek létre, amely azt jelenti, hogy a hordozó kristály m rácstávolsága megegyezik a növekvő

vő réteg n rácstávolságával, ahol m és n egész számok. Ilyenkor az egyik kristály 4 rácstávolságával illeszkedik a másik kristály 3 rácstávolságához, vagy öt a négyhez, vagy 11 a 10-hez stb. Ha a két kristály közt a rácsparaméterkülönbség nagy, akkor m és n kis számok, míg a nagyobb értékek relatíve kisebb illesztetlenségnél adódnak. Ekkor, ha a növesztett kristály rácsparamétere a kisebb, az illeszkedés úgy is felfogható, hogy abban szabályos periódussal egy-egy extra sík, azaz diszlokáció illeszkedett be, melyeket a meglehetősen szűk irodalom [4] geometriai diszlokációnak is hív. A gyakorlati esetekben $m = n + 1$, ugyanis egy ettől eltérő, például öt a háromhoz illeszkedéshez 40%-os illesztetlenség tartozna. Az $m = n + 1$ összefüggéstől való eltérés tehát nem lehetetlen, de csak nagyobb számoknál várható.

Az illesztetlenséget a következő képlet definiálja:

$$f_0 = \frac{a_0 - a_r}{a_0},$$

ahol a_0 a hordozó, a_r pedig a réteg síktávolsága. Fenti képlettel számolva a köbös SiC és a gyémánt közti illesztetlenség $-0,223$, azaz $-22,3\%$. A negatív előjel abból adódik, hogy feltételeztük, hogy a nagyobb rácsparaméterű anyagot (SiC) növesztjük a kisebbre (gyémánt). Kísérleteinkben természetes gyémántot magas hőmérsékleten implantálva szilíciummal, ezzel az úgynevezett ionnyalábos szintézissel valóban sikerült előál-