

SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM  
TERMÉSZETTUDOMÁNYI ÉS INFORMATIKAI KAR  
FIZIKA DOKTORI ISKOLA

# RV Tauri-típusú pulzáló változócsillagok vizsgálata az űrtávcsövek korszakában

Ph.D. értekezés

**Bódi Attila**

okleveles csillagász

Témavezető: Dr. Szatmáry Károly, egyetemi tanár  
SZTE Kísérleti Fizikai Tanszék

Konzulens: Dr. Kiss L. László, kutatóprofesszor  
MTA CSFK Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézet

Szeged, 2019

# Tartalomjegyzék

<b>1. Bevezetés</b>	<b>3</b>
<b>2. Elméleti áttekintés</b>	<b>6</b>
2.1. Pulzáló változócsillagok . . . . .	6
2.1.1. RV Tauri csillagok általános jellemzői . . . . .	10
2.2. Csillagfejlődés az óriáságig . . . . .	13
2.3. Poszt-AGB csillagok gyors fejlődése . . . . .	17
2.4. Poszt-AGB kettőscsillagok . . . . .	20
2.5. A II-es típusú cefeidák dinamikus légköre . . . . .	21
2.6. A pulzáció eredete és tulajdonságai . . . . .	23
2.6.1. Lineáris periódusok és móduszrezonanciák . . . . .	26
2.6.2. Nemlineáris periódus változás . . . . .	28
2.6.3. Periódus-kettőződés . . . . .	31
<b>3. Alkalmazott módszerek</b>	<b>33</b>
3.1. Fourier-analízis . . . . .	33
3.2. Idő-frekvencia analízis . . . . .	35
<b>4. Adatok forrása, előkészítése és használata</b>	<b>38</b>
4.1. A <i>Kepler</i> -űrmisszió . . . . .	38
4.1.1. Fénygörbék összeillesztése . . . . .	42
4.2. A <i>Gaia</i> -űrmisszió . . . . .	45
4.2.1. Hibával terhelt parallaxisok használata . . . . .	47
<b>5. Az RV Tauri típusú pulzáló változócsillag, a DF Cygni periodicitásai:</b>	
<i>Kepler</i> -adatok egyesítése földfelszíni megfigyelésekkel	<b>51</b>
5.1. Fénygörbék előkészítése . . . . .	54

5.2. A fénygörbe vizsgálata . . . . .	57
5.3. Diskusszió . . . . .	66
5.4. Összefoglaló . . . . .	71
<b>6. Modulált RV Tauri-csillagok amplitúdóváltozásai és a porkorongos modell</b>	<b>72</b>
6.1. Adatok és módszerek . . . . .	74
6.2. Eredmények . . . . .	78
6.3. Diskusszió . . . . .	82
6.4. Összefoglaló . . . . .	86
<b>7. Galaktikus RV Tauri csillagok <i>Gaia</i> DR2 adatokon alapuló fizikai tulajdon- ságai</b>	<b>87</b>
7.1. A rendelkezésre álló adatok és az alkalmazott módszerek . . . . .	88
7.1.1. A vizsgált minta . . . . .	90
7.1.2. <i>Gaia</i> és spektroszkópiai effektív hőmérsékletek összehasonlítása . . . . .	91
7.2. Eredmények . . . . .	94
7.2.1. Az empirikus Hertzsprung–Russell-diagram . . . . .	94
7.2.2. A periódus–fényesség-reláció . . . . .	97
7.2.3. A periódus–sugár-reláció . . . . .	101
7.2.4. Tömegbecslések . . . . .	105
7.3. Összefoglaló . . . . .	109
<b>Összefoglaló</b>	<b>113</b>
<b>Summary</b>	<b>115</b>
<b>Irodalomjegyzék</b>	<b>117</b>
<b>Publikációk</b>	<b>128</b>
<b>Köszönetnyilvánítás</b>	<b>131</b>

# 1. fejezet

## Bevezetés

A centrális hélium égető fázist követően a 0,5 naptömeget meghaladó tömegű második populációs csillagok a horizontális ágat (Horizontal Branch; HB) elhagyva az aszimptotikus óriáság (Asymptotic Giant Branch; AGB) felé fejlődnek. A fejlődés során távol a HB-től a fellépő számos termális pulzus hatására keresztezhetik az instabilitási sávot, ami radiális pulzáció kialakuláshoz vezet. Az ilyen fajta csillagokat kettes típusú vagy második populációs cefeidáknak nevezzük. Pulzációs periódusuk a luminozitásuktól függően egy naptól nagyjából egy hónapos időtartamig terjed (Aerts, Christensen-Dalsgaard & Kurtz, 2010).

A hosszabb periódusú második populációs cefeidákat már Henrietta Leavitt is felfedezte a 20. század elején; az objektumokat sokáig W Virginis néven illették. Ma már a kettes típusú cefeidákat három csoportba soroljuk a megfigyelt periódusok alapján. Az 1-5 nap közötti periódust mutatóak a BL Her, a 10-20 nap közöttiek a W Virginis és a 20 napnál hosszabbak az RV Tauri osztályt alkotják, amelyek mind különböző fejlődési előtörténettel rendelkeznek (Wallerstein, 2002). Ez a felosztás valójában teljesen önkényes.

A kettes típusú cefeidák és maguk az RV Taurik fémszegény, kis tömegű, ( $\sim 0,5-0,8 M_{\odot}$ ) F-, G- és K színképosztályú pulzáló változócsillagok. A második populációs cefeidák általában szabályosabb pulzációt mutató, kisebb, kevésbé fényes szuperóriások. Valószínűleg hidrogén- és héliumhéj-égető csillagok, amelyek ún. kék hurokkal fejlődnek bele az instabilitási sávba. Az RV Taurik a vörös óriás vagy az aszimptotikus óriás ágról elfejlődött fényes szuperóriás csillagok ( $10^3 - 10^4 L_{\odot}$ ). A poszt-RGB/poszt-AGB-n való gyors fejlődésük planetáris ködök kialakításával ér véget (Manick és mtsai, 2018, Kamath, Wood & Van Winckel, 2015, 2014, Jura, 1986). Mivel az RV Taurik az átmeneti korú koronghoz és a halóhoz tartozó fényes, alacsony tömegű csillagok, így hasznos eszközként szolgálnak a Galaxisunk halójának és központi régiójának (bulge), valamint a közeli galaxisok külső régióinak a vizsgálatában



(Pollard és mtsai, 2000). Emellett értékes információkkal szolgálnak a csillagfejlődés nem teljesen ismert végső fázisairól, ahol a pulzáció és a tömegvesztés kölcsönhatásba kerülhet egymással, ezzel befolyásolva a csillagfejlődés folyamatát.

Egy változó létszámú kisebb csoport már évtizedek óta foglalkozik főleg késői (Mira és félszabályos) típusú pulzáló változócsillagok vizsgálataival Dr. Szatmáry Károly vezetése mellett a Szegedi Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Tanszékén. A kutatások fő célja a csillagok pulzációjának, valamint annak időbeli változásainak kimutatása, a megfigyelt jelenségeket magyarázó fizikai modellek keresése. Ezen munkához már alapképzésem alatt lehetőségem nyílt csatlakozni, így mind a BSc, mind az MSc szakdolgozatom vörös óriás csillagok periodikus fényességváltozásainak tanulmányozásáról szól. A doktori iskolába való felvételem után is kitartott a változócsillagok iránti érdeklődésem. Többféle típusú objektummal foglalkoztam (mint például kettőscsillagok és RR Lyrae változók), de mindezek között a fő irányt az RV Tauri-típusú csillagok működésének mélyebb megértése jelentette. Ösztöndíjam lejártá után lehetőséget kaptam arra, hogy csatlakozzak a Magyar Tudományos Akadémia Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézetben működő SPEX (STELLAR PULSATION, SPACE PHOTOMETRY, EXOPLANETS) kutatócsoport munkájához. A csoport 2007 óta működik Dr. Szabó Róbert vezetése mellett. Kutatómunkám Dr. Kiss L. László intézetigazgató vezetése mellett folytatódott.

Az értekezésemhez felhasznált munkám a valaha látott legpontosabb fényességmérésekkel rendelkező RV Tauri-típusú csillag, a DF Cygni részletes tanulmányozásával kezdődött. Az extrém pontos adatokat szolgáltató *Kepler*-űrtávcső méréseit az amatőr csillagászok által több évtizeden át folyamatosan gyűjtött adatokkal egészítettem ki, így egyaránt képet kaptam a csillag rövid és hosszú távú viselkedéséről. A legújabb hidrodinamikai modellek eredményeit felhasználva következtetéseket tudtam levonni a fénygörbében megjelenő atipikus változásokkal kapcsolatban. A több évtized hosszú mérésekből a hosszú periódusú és nagy amplitúdójú fényességváltozás stabilitását sikerült kimutatnom, amely fontos megkötetéseket szolgáltat a csillag fényességváltozásainak lehetséges fizikai magyarázataival kapcsolatban.

Bár a gyors fejlődésüknek (azaz csillagászati értelemben rövid élettartamuknak) köszönhetően kevés RV Tauri-típusú csillagot ismerünk, az egyedik objektumok tanulmányozása után több csillag fényességváltozásait együttesen vizsgáltam. A cél az RVb altípusba tartozó csillagok hosszabb (több száz napos) és rövidebb (néhány tíz napos) időskálán megfigyelhető periodikus változásai közti kapcsolat kimutatása volt. Munkám rámutatott arra a tényre, hogy a csillagászok által hagyományosan alkalmazott magnitúdó skála elrejtethet előlünk bizonyos információkat. A mérések a fotonzámmal arányos fizikailag informatívabb fluxusegy-

ségekben való használatával megmutattam, hogy évtizedek óta magyarázatra váró, bonyolultnak vélt jelenségek mögött is állhat egyszerűbb jelenség. A mintámban található széles periódus és fényesség (fluxus) tartományt lefedő csillagok hosszú periódusú átlagfényesség változása magyarázható egy olyan modellel, amelyben a pulzáló objektum egy porkorongban ágyazott kettős rendszer tagja, amelyet egy átlátszatlan porernyő periódikusan eltakar, így elhalványítva a pulzáló komponenst.

A *Gaia* asztrometriai műholdat 2013 decemberében indította az Európai Űrügynökség. A 2018 áprilisában kiadott második katalógusban számos pulzáló csillag nagy pontossággal meghatározott parallaxisa is megtalálható. Ezen adatokból nekem sikerült legelőször meghatároznom több galaktikus RV Tauri csillag távolságát, luminozitását, sugarát. Bemutattam a Tejútrendszerbeli csillagokra is a Kis- és Nagy Magellán-felhőkben, csillagtársulásokban, valamint gömbhalmazokban már ismert szoros kapcsolatot a pulzációs periódus és a luminozítás között. A Hertzsprung–Russell-diagramon való elhelyezkedésük, valamint csillagfejlődési modellek alapján következtetéseket tudtam levonni az RV Taurik fejlődési történeteit illetően.

Az értekezés következő fejezetében részletesen tárgyalom a kis tömegű csillagok fejlődését, legfőképpen az óriáság elhagyása után zajló folyamatokra koncentrálni. Ismertetem a pulzáció kiváltó okait, a fotometriai úton megfigyelhető dinamikai jelenségeket, valamint az általam alkalmazott módszereket. Ezt követően rátérek a DF Cygni, majd az átlagfényesség változását mutató RV Taurik vizsgálatainak tárgyalására. Végül bemutatom a parallaxis méréseken alapuló kutatásaim eredményeit.

## 2. fejezet

# Elméleti áttekintés

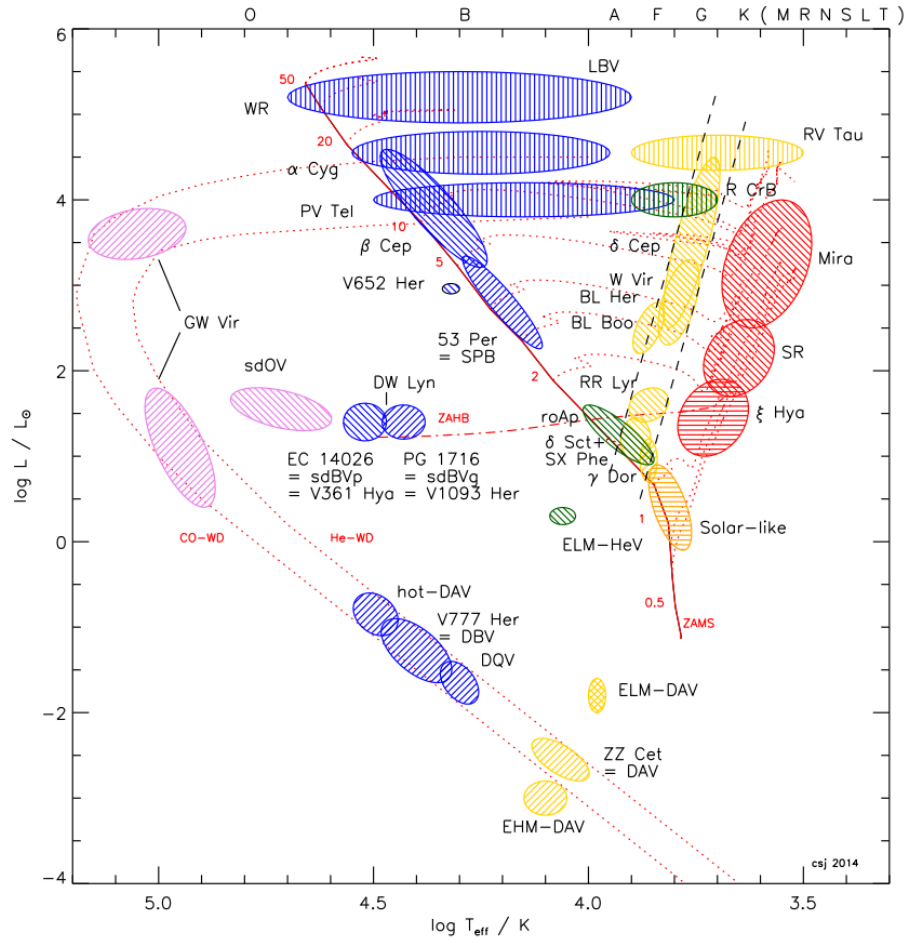
Ebben a fejezetben áttekintést nyújtok a csillagfejlődés legfontosabb aspektusairól. Bemutatom a késői típusú csillagok tulajdonságait. A fejezet második felében tárgyalom a pulzáció okait, valamint a fényességváltozások háttérében álló dinamikai jelenségeket.

### 2.1. Pulzáló változócsillagok

Változócsillagnak nevezünk minden olyan csillagot, melynek fényessége időben nem állandó. Azonban azokat is változónak nevezzük, melyek színképében történik változás. Összességében minden csillagot változócsillagnak hívunk, amelynek állapotjelzőiben emberi időskálán moduláció történik (Kiss, Mizser & Csizmadia, 2009, Cooper & Walker, 1994). A különböző típusú változócsillagok esetében a fényváltozások többé-kevésbé szabályosak, melyeket más-más okok váltanak ki.

A csillagok fejlődésének útvonalát a Hertzsprung–Russell-diagramon (HRD) tudjuk nyomon követni. A vízszintes tengelyen az effektív hőmérséklet logaritmusát (balról jobbra csökkenve) vagy a színképosztályt, a függőlegesen a luminozitást vagy az abszolút fényességet ábrázoljuk. Egy ilyen HRD látható a 2.1. ábrán, ahol az ismert, fontosabb pulzáló változócsillagok elhelyezkedése is megtalálható.

Amint az a 2.1. ábrán látható, oszcilláció szinte minden csillagfejlődési fázisban előfordul. Azonban az is egyértelműen látszik, hogy a HRD-nek van egy olyan tartománya, ahol a pulzáló csillagok száma jóval nagyobb, mint máshol. Ez a régió a két ferde szaggatott vonal között található, amelyet klasszikus instabilitási sávnak nevezünk. Az itt található csillagok pulzációját a  $\kappa$ -mechanizmus szabályozza (lásd 2.6. fejezet), amely elsődlegesen a hélium második részleges ionizációs zónájában hatékony, azaz abban a zónában, ahol mind a HeII



2.1. ábra. A pulzáló változócsillagok elhelyezkedése a Hertzsprung–Russell diagramon. A színek az eltérő pulzációs mechanizmusokat szemléltetik. Jeffery & Saio (2016) nyomán.

és a HeIII is megtalálható. A cefeida, RR Lyr,  $\delta$  Sct és gyorsan oszcilláló Ap csillagok mind ebben a sávban helyezkednek el a fősorozat előtti pulzátorok mellett. A hűvös vörös óriás és szuperóriás csillagokban, mint a Mira típusú és félszabályos változóknál a hidrogén és hélium első részleges ionizációs zónája (az a régió, ahol HIII és HeII is található), valamint az erős és hatékony konvekció felelős a  $\kappa$ -mechanizmusért. Emiatt ezen csillagok a klasszikus instabilitási sáv hűvös, azaz vörös oldalán helyezkednek el. Végül a vas csoport elemeivel kapcsolatos opacitás (átlátszatlanság) hozza létre a legforróbb csillagok pulzációját; ilyen objektumok a  $\beta$  Cephei csillagok, lassan pulzáló B csillagok, B szuperóriások és az elfejlődött B szubtörpe csillagok. Sztochasztikusan gerjesztett oszcillációkat olyan csillagok esetében várunk, melyek külső, felszín alatti konvektív zónával rendelkeznek. Ilyen csillagok a fősorozatiak kb. 1,5 naptömegig, illetve minden elfejlődött csillag egészen az aszimptotikus óriásáig. A kompakt csillagok közül a legforróbb pulzátorokat GW Vir csillagoknak nevezzük. Pulzációjukat

a felszínükön található részlegesen ionizált szén és oxigén rétegekben fellépő  $\kappa$ -mechanizmus okozza. Csak mostanában sikerült rájönni arra, hogy a DOV és DBV csillagok, valamint a planetáris ködök központi csillagai és a Wolf-Rayet (WR) csillagok pulzációjának hajtómechanizmusa megegyezik (Quirion, Fontaine & Brassard, 2006). A DAV típusú kompakt pulzátorok pulzációs mechanizmusáért a konvekcióhoz kapcsolódó ún. konvektív blokkolás (convective blocking) a felelős (Brickhill, 1991)). Hasonlóan, a főszorozati  $\gamma$  Dor csillagok rezgéseit is ezen mechanizmus szabályozza (Aerts, Christensen-Dalsgaard & Kurtz, 2010).

A változócsillagok főbb tulajdonságait, mint a pulzációs periódus és amplitúdó, effektív hőmérséklet és luminozitás, az áttekinthetőség, és terjedelmi okok miatt a 2.1. táblázatban foglalom össze.

Név	Egyéb elnevezések	Periódus	Amplitúdó	log $T_{\text{eff}}$ (K)	log $L/L_{\odot}$
Nap-típusú pulzátor	fősorozati vörös óriás	3-10 perc	néhány ppm	[3,70, 3,82]	[-0,5, 1,0]
		néhány óra	néhány 10 ppm	[3,65, 3,70]	[-0,5, 2,0]
$\gamma$ Dor	lassan pulzáló A/F	8 óra - 5 nap	<50 mmag	[3,83, 3,90]	[0,7, 1,1]
$\delta$ Sct	SX Phe (II. pop.)	15 perc - 8 óra	< 0,3 mag	[3,82, 3,95]	[0,6, 2,0]
roAp	–	5 - 22 perc	<10 mmag	[3,82, 3,93]	[0,8, 1,5]
SPB	53 Per	0,5 - 5 nap	<50 mmag	[4,05, 4,35]	[2,0, 4,0]
$\beta$ Cep	$\beta$ CMa, $\zeta$ Oph	1 - 12 óra	<0,1 mag	[4,25, 4,50]	[3,2, 5,0]
Pulzáló Be	$\lambda$ Eri, SPBe	0,1 - 5 nap	<20 mmag	[4,05, 4,50]	[2,0, 5,0]
Fősorozati előtti	pulzáló T Tauri pulzáló Herbig Ae/Be	1 óra - 5 nap	<5 mmag		
		1 - 8 óra	<5 mmag		
PNNV	ZZ Lep	5 óra - 5 nap	<0,3 mag		
GW Wir	DOV	5- 80 perc	<0,2 mag	[4,80, 5,10]	[1,5, 3,5]
DBV	V777 Her	2 - 16 perc	<0,2 mag	[4,40, 4,60]	[-1,0, 0,7]
DAV	ZZ Ceti	0,5 - 25 perc	<0,2 mag	[3,95, 4,15]	[-2,6, -2,2]
RR Lyr	RRab	$\sim$ 0,5 nap	<1,5 mag	[3,78, 3,88]	[1,4, 1,7]
	RRc	$\sim$ 0,3 nap	<0,5 mag		
	RRd	0,3 - 0,5 nap	<0,2 mag		
II. típ. cefeida	W Vir	10 - 30 nap	<1 mag	[3,70, 3,90]	[2,0, 4,0]
	BL Her	1 - 5 nap	<1 mag		
RV Tauri	RVa, RVb	30 - 150 nap	<3 mag	[3,60, 3,90]	[3,2, 4,2]
I. típ. cefeida	–	1 - 50 nap	<1 mag	[3,55, 3,85]	[2,0, 5,5]
	s-Cefeida	<20 nap	<0,1 mag		
Mira	SRa, SRb	>80 nap	<8 mag	[3,45, 3,75]	[2,5, 4,0]
	SRc	>80 nap	<1 mag		
	SRd	<80 nap	<1 mag		
LBV	S Dor	2 - 40 nap	<0,1 mag	[3,80, 4,20]	[5,5, 6,5]
Wolf-Rayet	WC, WN	1 óra - 5 nap	<0,2 mag	[4,40, 4,70]	[4,5, 6,0]
HdC	R CrB	40 - 100 nap	<0,05 mag	[3,50, 4,20]	[3,5, 4,5]

2.1. táblázat. Változócsillagok főbb csoportjai és tulajdonságai. A *ppm* (part per million) a milliommód rész rövidítése.

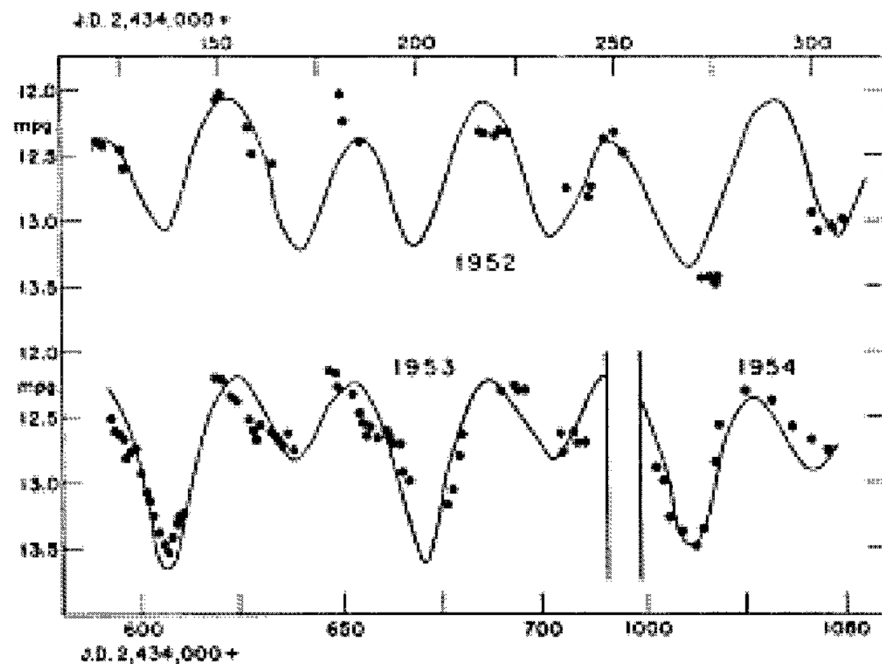
### 2.1.1. RV Tauri csillagok általános jellemzői

1840 és 1850 között Friedrich Wilhelm Argelander német csillagász követte az R Scuti fényességváltozásait. Az R Sagittae változékonyságát 1859-ben fedezték fel, de egészen 1905-ig kellett várni, amikor is Lidiya Tseraskaya orosz csillagász felfedezte az RV Taurit. Később pedig ezeket az objektumokat egy külön változócsillag osztályba sorolták (Gerasimoviš, 1929).

Az RV Tauri csillagok legjellemzőbb tulajdonsága - ami a felfedezésükhöz is vezetett - a váltakozó minimumokat mutató fénygörbéjük. A formális periódusukat két egymást követő mélyebb (vagy sekélyebb) minimum között eltelt idővel definiáljuk, amely nagyjából 30 és 100 nap közé esik. Azonban ez a határ nem egyértelmű, a szakirodalomban is más-más szerzők kissé eltérően definiálják a periódus tartományt. Az is kérdéses, hogy a formális periódus vagy annak fele egyezik meg a valódi pulzációs ciklussal. Bár alternáló minimumokat a fedési kettőscsillagok esetében is láthatunk, szinte az összes RV Tauri csillag mutat valamilyen mértékű irregularitást. Néhányuk esetében a mély és sekély minimumok felcserélődnek, de olyan is előfordul, hogy a fénygörbe kis amplitúdóval irregulárisba megy át, majd egy kis fibrilláció után visszavált a korábbi szabályosabb pulzációra, azzal megegyező fázisban. Térbeli mozgásuk a vastag, de még a vékony koronggal is kapcsolatban áll. Van amelyik a haló populációhoz tartozik, de találtak már gömbhalmazokban is RV Taurikat (mint például  $\omega$  Cen: Var 1; M2: Var 11; M56: Var 6; M28: Var 17; M5: Var 84). Az egyik ilyen csillag, az M2-beli V11 fénygörbéje a 2.2. ábrán látható.

Számos RV Tauri csillag átlagfényessége kb. 1000 napos, vagy a formális periódus 13-25 szeresével megegyező időskálán változik. Az ilyen jelenséget mutató csillagokat az RVb alosztályba soroljuk; a konstans átlagfényességűek az RVa alosztályba tartoznak. Mantegazza (1978) mutatott ki az RVa típusú EP Lyr Fourier-analízisével egy nagyon hosszú,  $\sim 7000$  napos változást, amely valószínűleg rezonál az egyik felhanggal. Ez alapján előfordulhat, hogy több RV Tauri esetében is változik az átlagfényesség, csak a mérések rövidege miatt nem sikerült azokat felfedezni.

A Preston és mtsai (1963) által végzett alacsony felbontású spektrálklasszifikáció rámutatott arra, hogy lehetséges az RV Taurikat három spektrális alcsoportba sorolni. A legnagyobb osztályt alkotják az RV(A) csillagok, amelyek G vagy K színképosztályúak. A fényességminimumban TiO molekula sávok és gyenge Balmer emisszió tűnhet fel. Dawson (1979) ezen belül további két alcsoportot hozott létre. A TiO-ot mutató csillagok az A<sub>1</sub>-be, a többi az A<sub>2</sub>-be kerül. Két kivétel van, a TT Oph és a TX Oph kizárólag emissziót mutat, habár ez egyik A<sub>2</sub>-beli csillagra sem jellemző. Az RV(B) csoportot olyan csillagot alkotják, amelyek spektruma minden fázisban pekuliáris. A hidrogén vonalak alapján F5-G0 típusú csillagok-



2.2. ábra. Az M2 V11 múlt századbeli méréseken alapuló fénygörbéje (Arp & Wallerstein, 1956). Wallerstein (2002) nyomán.

ról beszélünk, de a CaII vonalak inkább korábbi típusra utalnak. A csoport minden tagja közepesen erős hidrogén emissziót, valamint gyenge fémvonalakat mutat. A hidrogénvonalak gyengülése eredményezi a spektrálosztályok közötti eltérést. A spektrumok legszembeütőbb jellemzője a minden fázisban megfigyelhető erős CN és CH sávok. A szénvonalak a fényesség minimumban felerősödnek, a többi fázisban viszont eltűnnek. Az RV(C) csillagok csak annyiban különböznek az RV(B) tagjaitól, hogy itt hiányoznak a CN és CH sávok. A gömbhalmazok csillagai az utóbbi csoportba tartoznak. Az A és B osztálybeli objektumok mozgása a vastag korongra jellemző.

Ellentétben a többi kettes típusú cefeidával, a legtöbb RV Tauri nagymértékű infravörös (IR) többletsugárzást mutat (Gehrz, 1972). A 2,2 és 22  $\mu\text{m}$  hullámhossz között végzett megfigyelésekből kiderült, hogy többségük 2,2 és 3,6 mikronon mutat erős IR excesszust. Nagyjából a minta felének esetében észlelhető 11,3 mikronon többletsugárzás. Ezek közül a három legfényesebb egészen 22 mikronig észlelhető. A csillagokat egy poros burok veszi körül, amely hőmérséklete valószínűleg a csillag és a hideg cirkumsztelláris anyag távolságtól függ.

Összességében az RV Tauri csillagok kis tömegű szuperóriás változócsillagok, amelyek a



HRD-n a klasszikus cefeidák alatt, valamint az RR Lyrae csillagok felett találhatóak meg. Azonban, ahogy az a 2.1. ábrán is észrevehető, a legtöbb HRD esetében túl nagy luminozitásnál helyezik el az RV Taurikat.

## 2.2. Csillagfejlődés az óriásáig

A csillagfejlődés részletes bemutatása önmagában is megállná a helyét egy disszertációként, így én csak röviden foglalom össze a csillagok életének különböző szakaszait, a teljesség kedvéért kitekintve minden tömegtartományra. A fejezet megírásához Aerts, Christensen-Dalsgaard & Kurtz (2010) és Carroll & Ostlie (1996) könyveit használtam fel.

A csillagok sűrű csillagközi molekulafelhőkől, a gravitáció irányítása alatt csoportokban születnek. Ezeket halmazoknak nevezzük. Bármely, a felhőn belül fellépő perturbáció - annak eredetétől függetlenül - összehúzódáshoz vezet, feltéve, hogy a tömeg elér egy bizonyos kritikus értéket:

$$M > M_J \propto T^{3/2} \rho^{-1/2} \mu^{-3/2}, \quad (2.1)$$

ahol  $T$  a felhő hőmérséklete,  $\rho$  az átlagsűrűsége és  $\mu$  az átlagos molekulásúly. Ezt, a szabadesésre vonatkozó feltételt *Jeans-kritériumnak* hívjuk. A folyamat addig tart, amíg az összehúzás izotermikus. Amint a szabadesési időskála összemérhetővé válik a termális relaxációs idővel, az adiabatikus összehúzódás eredményeképp kialakulnak a csillagtömeggel rendelkező fragmentumok. A kialakult képződményeket *protocsillagok*nak nevezzük, amelyek a meglehetősen alacsony hőmérsékletüknek és az ebből következő nagy opacitásuknak köszönhetően teljesen konventívek, rákerülnek a *Hayashi-vonalra*.

A gyors dinamikai összehúzódást követően a protocsillag eléri a hidrosztatikai egyensúly állapotát; belép a *fősorozat előtti állapot* fázisába. A további összehúzódás során a csillag a Hayashi-vonal mentén fejlődik. Lényegében ugyanazon hőmérséklet mellett folyamatosan csökken a luminozitása. A belső hőmérséklet fokozatos növekedésével az opacitás csökken és a konvektív zóna elkezd a felszín felé visszahúzódní. Ez azt eredményezi, hogy a csillag elhagyja a Hayashi-vonalat és elkezdődik a radiatív összehúzódás a *Henye-vonal* mentén. Ahogy az összehúzódás folytatódik az egyre átlátszóbbá váló anyagban a csillag luminozitásváltásának iránya megfordul, csökkenőből növekvő lesz.

A növekvő magbéli hőmérséklet hatására beindul a proton-proton fúzió, amely a hidrogént (H) deutériummá ( $^2\text{H}$ ) alakítja. A friss deutérium azonnal  $^3\text{He}$ -á alakul át. Minél nagyobb tömegű a fősorozat előtti csillag, a Hayashi-vonalhoz képest annál közelebb indul be az első fúziós folyamat. A ritka  $^3\text{He}$  miatt az egyensúlyi hidrogén égetés nem képes kialakulni; nem megy végbe a teljes *proton-proton ciklus*. Ennek következménye, hogy a nukleáris reakciók erősen hőmérsékletfüggőek (kb. háromszor erősebbek, mint az egyensúlyi proton-proton ciklus esetében), amely így egy konvektív mag kialakuláshoz vezet. 1,1 naptömegnél kisebb tömegű csillagokban a konvektív mag megszűnik, amint a p-p ciklus során kialakuló átmeneti kémiai elemek egyensúlyba kerülnek. Nagyobb tömegű csillagok esetében ennek

pont az ellentéte zajlik le; gyorsan kialakul a *CNO ciklus*, amely energiatermelési rátája sokkal jobban függ a hőmérséklettől ( $\epsilon \sim T^{17-20}$ ), mint az egyensúlyi p-p ciklusé ( $\epsilon \sim T^4$ ) és így megmarad a konvektív mag a teljes magbéli hidrogén égés során.

Az akkréció a főszorozat előtti fázis nagy részében, Kelvin-Helmholtz időskálán folytatódik:

$$t_{KH} = \frac{GM^2}{RL}, \quad (2.2)$$

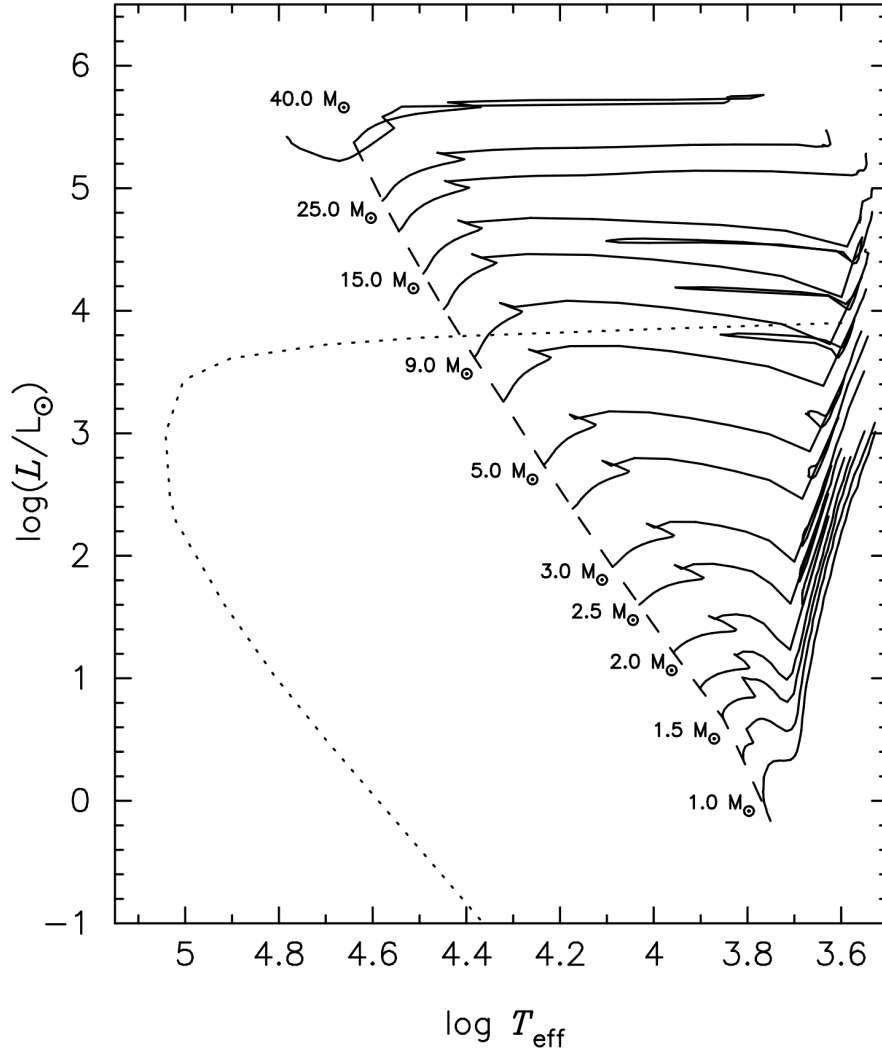
ahol G a gravitációs állandó, M a tömeg, R a sugár és L a luminozitás. Következésképp a Hayashi-vonaltól a főszorozat felé gyorsan fejlődő  $\sim 9$  naptömegnél nagyobb tömegű protocsillagok főszorozat előtti állapotát nem tudjuk megfigyelni, mivel a behulló anyagból kialakult vastag cirkumsztelláris héj megakadályozza azt. A  $\sim 1,6$  és 9 naptömeg közötti protocsillagok akkréciója a főszorozatra kerülés előtt véget ér. Az ilyen állapotban levő csillagokat hívjuk *Herbig Ae/Be objektumok*nak. 0,8 és 1,6 naptömeg közötti főszorozat előtti csillagok akkréciójának befejeztével az optikai fényességük nagymértékben megnő, *T Tauri csillag*gá válnak.

A hidrogénégetés egyensúlyba kerülésével a fúzió válik az elsődleges energiatermelési forrásá. Ekkor a csillag termális egyensúlyba kerül; kialakul a *nullkorú főszorozati csillag* (Zero Age Main Sequence; ZAMS). A fennmaradó csillag körüli anyag termális időskálán eloszlik; a kialakulás folyamata a múltba vész. A 0,08 naptömegnél kisebb objektumok sosem jutnak el a ZAMS állapotba, mivel a magjuk a proton-proton ciklus beindultához szükséges hőmérséklet ( $\sim 10^7$  K) elérése előtt elfajult állapotba kerül. Az ilyen állapotban levő objektumokat *barna törpék*nek nevezzük.

A csillagok életük kb. 90%-át a főszorozaton a magbéli  $H \rightarrow He$  fúzióval töltik, amelynek időtartamát a nukleáris időskála határozza meg:

$$t_{nuk} = XM \frac{c^2}{L}, \quad (2.3)$$

ahol X a fúzióhoz szükséges anyag tömegaránya, M a teljes tömeg, c a fénysebesség és L a luminozitás. A belső felépítés, azaz a különböző (radiatív, konvektív, diffúz, rotációs) energiaterjedési zónák mérete és elhelyezkedése tömegfüggő. Továbbá a kezdeti kémiai összetétel is befolyásolja a főszorozati fejlődést. A központi hidrogén elfogyását követően a csillag eléri a *végkorú főszorozati állapotot* (Terminal Age Main Sequence; TAMS). Ekkor a magot körülölelő héjban található hidrogén fúziója válik az elsődleges energiatermelési forrássá. A héliumból álló izotermikus mag összehúzódik, a külső rétegek nagymértékben kitágulnak; a csillag fejlődése a Hayashi-vonal mentén felfelé a vörös óriás állapot felé zajlik tovább. A továbbiakban a tömegnek ismét nagy szerepe van, amint az a 2.3. ábrán látható.



2.3. ábra. Különböző tömegű csillagok fejlődési útvonalai a Hertzsprung–Russell diagramon (folytonos vonalak; Schaller és mtsai 1992). A szaggatott vonal a nullkorú fősorozatot, a pontozott vonal az Aszimptotikus Óriáságról a fehér törpe hűlési szekvenciára való átmentet szimbolizálja. Aerts, Christensen-Dalsgaard & Kurtz (2010) nyomán.

A 9 naptömegnél nagyobb csillagok magja nem kerül elfajult állapotba a szénégető fázis előtt, a magbéli és héjbéli fúziós folyamatok egymást követően indulnak be. Ezek az objektumok néhány 10 millió év alatt egészen a vas és a nikkelig legyártják az összes elemet. Ez a fázis nagy mennyiségű energia felszabadulásával, szupernóva robbanással ér véget, hátrahagyva egy neutroncsillagot vagy fekete lyukat, valamint a vasnál nehezebb elemek jelentős részét. A 25 naptömegnél nagyobb csillagok fősorozati fejlődését erős tömegvesztés kíséri. A sugárnyomás összemérhető az azt ellensúlyozó felszín közeli gravitációval, amely különböző

instabilitásokat és kitöréseket eredményez. Ilyen csillagok a *fényes kék változók*, valamint a hidrogén burkuk jelentős részét elvesztett *Wolf-Rayet csillagok*.

A legkisebb,  $\sim 0,5$  naptömegnél alacsonyabb tömegű csillagok még nem tudtak elfejlődni a fősorozatról, de amint ez bekövetkezik, nem tudnak majd elegendően magas hőmérsékletet elérni a magjukban a H fúzió beindításához, így életük hélium fehér törpeként fog végződni. A  $0,5$  és  $2,3$  naptömeg közötti kezdeti tömeggel rendelkező csillagok (amely határ fémtartalom függő) hélium magja elfajult állapotba kerül a fősorozati állapot után. Tömegtől függően néhány milliárd év után jutnak el a TAMS állapotba. Ezt követően a kialakuló héjbéli fúzió a mag összehúzódásával jár együtt, ami addig tart, ameddig a magbéli hőmérséklet el nem éri a három  $\alpha$  folyamat ( ${}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^8_4\text{Be}$ ;  ${}^8_4\text{Be} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + 2\gamma$ ) beindulásához szükséges értéket ( $10^8$  K). Mivel a mag eközben elfajult állapotban van, így a fúzió nem folyamatosan, hanem epizodikusan, meg-megszaladva indul be; a csillag az ún. *hélium-villanás* fázisán megy keresztül. A hélium-villanás hatására a mag elfajultsága megszűnik, a csillag rákerül a *horizontális ágra*, ahol a magban hélium égetés, egy héjban hidrogén fúzió zajlik. A horizontális ég kiterjedése függ a tömegtől és a hidrogénben gazdag burok méretétől (Prialnik, 2000); maximális méretét akkor éri el, amikor a fémtartalom nem éri el a Napénak a 10%-át. A nagyobb fémtartalmú csillagok opacitása is nagyobb, ezért vörösebbek. Az ilyen objektumok a vörös óriás ághoz közel egy csoportba tömörülnek, az ún. *vörös csomóba* (red clump).

A kis tömegű, centrális hélium égető objektumok a fejlődési útvonalaik ezen szakaszán találkoznak a  $2,3-9 M_{\text{nap}}$  kezdeti tömegű csillagok útvonalával, amelyek a hélium égetést, a nem elfajult állapotú mag miatt folytonosan indították be. A magbéli hélium elfogyása után a hélium és hidrogén égető héjak biztosítják az energiatermelést, a csillag rákerül az *Aszimptotikus Óriáságra* (Asymptotic Giant Branch; AGB). Ebben a fázisban a csillag magja körüli héliumhéjban időről időre megerősödik, majd gyengül a fúziós reakció mértéke; fellépnek a *termális pulzusok*, amelyek következtében lezajló nagy mennyiségű belső keveredés összetett fúziós reakciókhoz vezet. A lassú neutronbefogás során a vas-csoport elemeinél nehezebb atomok is kialakulnak. A  $4 M_{\text{nap}}$ -nél nagyobb csillagok esetében a CNO ciklus, valamint a He égető héj által gyártott elemek ( ${}^{12}\text{C}$  és a lassú neutronbefogás elemei) felkerülnek a felszínre (Vassiliadis & Wood, 1993). Valahol a  $6$  és  $9 M_{\text{nap}}$  közötti csillagok eljuthatnak a szénégetés fázisába, amely folyamat egy O, Ne, Mg fehér törpe kialakuláshoz vezet. Az AGB fázis alatt a csillagok a por-szabályozta csillagszél és a nagy amplitúdójú pulzáció hatására tömegük jelentős részét elvesztik. A kitégült burok annyira lazán kötött, hogy a héjbéli fúzióból származó, a por részecskékre ható sugárnyomás hatására könnyen lefúvódik. Az effajta

tömegvesztés a hidrogénegető héj üzemanyagának kifogyásáig tart. Ekkor a csillag átkerül a *poszt-Aszimptotikus Óriáságra* (poszt-AGB). A csillag a megmaradt burkát gyorsan elveszti; a ledobott anyag a maradványcsillag fűtésének hatására néhány ezer évig *planetáris ködként* világít. A degenerált mag *fehér törpe csillag* formájában marad fenn, amely a fehér törpe fejlődési útvonalat követve a HRD-n milliárd éves időskálán fejlődik lefelé. A Naprendszerhez közeli leghidegebb, azaz legöregebb fehér törpék kora összemérhető a Tejútrendszerével, kb. 10 milliárd évesek.

### 2.3. Poszt-AGB csillagok gyors fejlődése

Mivel a poszt-AGB csillagok fejlődési útvonala keresztezi a második populációs cefeidák instabilitási sávjának a legnagyobb luminozitású határát, így általánosan is elfogadottá vált, hogy az RV Tauri csillagok a poszt-AGB objektumok közül kerülnek ki. A fő felismerést az RV Taurik közeli- (Gehrz, 1972, Evans, 1985) és távoli (Jura, 1986) infravörös sugárzásának a felfedezése jelentette. Emiatt különösen fontos, hogy részletesebben tárgyaljam a csillagfejlődés végső fázisát.

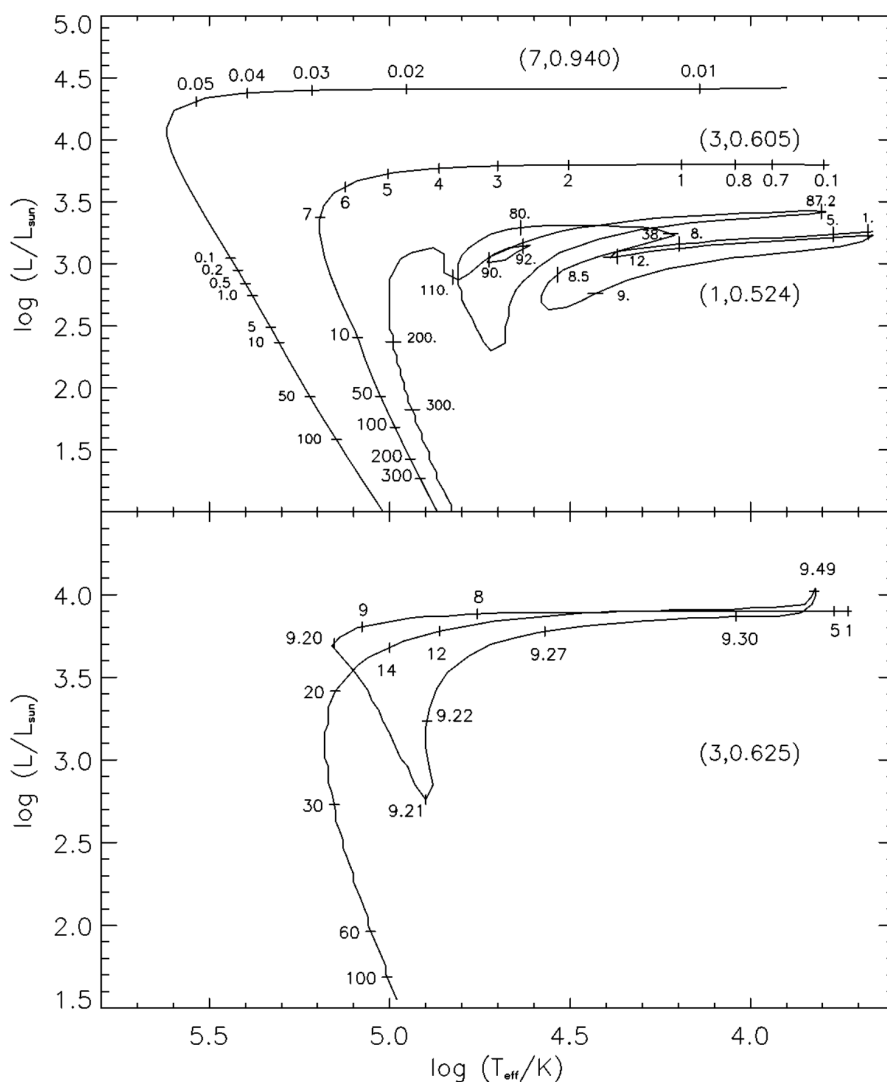
A legtöbb poszt-AGB csillag fehér törpeként hűl, azaz sosem tér vissza az AGB-re. Azonban a poszt-AGB csillagok kb. 25%-a átmegy az ún. *újraszületési fázison*, amelyet a késői termális pulzusok megjelenése okozza. A folyamat során a forró fehér törpe magja körüli hélium fúziója vagy még a hidrogénhéj-égető fázis közben, vagy rögtön utána indul be. Mindkét esetben a csillag visszafejlődik az AGB-re, ahol egy hidrogénszegény, héliumégető objektumként jelenik meg. Felépítés szempontjából a CO magot hélium, szén és oxigén rétegek veszik körül (Werner & Herwig, 2006). Ezt követően kevesebb mint 200 év alatt, azaz emberi időskálán is végigkövethetően, a HRD-t keresztezve újra a fehér törpe állapotba jutnak vissza. Ebben a fázisban ismét kialakul egy sugárzás által hajtott csillagszél, amelynek erőssége függ a mag tömegétől és az effektív hőmérséklettől. Így a csillag egy planetáris köd hidrogénszegény kompakt központi objektumaként tűnik fel. Mivel a HRD-n elfoglalt pozíciójuk megegyezik azokkal a planetáris ködökkel, amelyek központjában egy Wolf-Rayet csillag áll, így a kettő megkülönböztetése szinte lehetetlen. Eltérés a spektrumukban mutatkozik; a WR csillagok emissziós vonalakat, a poszt-AGB csillagokból származó központi objektumok abszorpciós vonalakat mutatnak.

A szakirodalomban több olyan cikket is találunk (Schönberner, 1983, Bloeker, 1995, Vasiliadis & Wood, 1993), amelyekben AGB és poszt-AGB csillagok széles tömegtartományára vonatkozó elméleti fejlődési útvonalakat publikáltak, azonban a számolások nem az első

alapelvekből indulnak ki (Van Winckel, 2003). Legfőbb bizonytalanságuk a tömegvesztésre vonatkozó feltételezésekből származik. Mivel a poszt-AGB csillagok felépítése olyan, hogy a tömegük jelentős része a magban koncentrálódik és a burok mérete mindössze néhány század  $M_{\odot}$ , így az átmeneti időskála meghatározásánál a nukleoszintézis során bekövetkező tömegvesztés mellett ( $\sim 10^{-7} M_{\odot}/\text{év}$ ) kulcsfontosságú szerepe van a kevésbé ismert külső tömegvesztési folyamatok részletes leírásának. Emellett az AGB-n lezajlott tömegvesztésnek is jelentős szerepe van, mivel az AGB-n eltöltött időtől függ a maradvány objektum belső felépítése. A teljes tömegvesztés leírására hivatott elméleteket a halmazbéli fehér törpe csillagok vizsgálataiból származó kezdeti-végső tömeg összefüggésekkel való összevetéssel tesztelik (például Weidemann 2000). Fontos megjegyezni, hogy feltételezhetően a kb.  $1 M_{\odot}$  kezdeti tömegű csillagok tömegvesztése az AGB fázist megelőzően is jelentős, addig a nagyobb tömegű ( $M \geq 3 M_{\odot}$ ) objektumokra ez elhanyagolható mértékű. Vassiliadis & Wood (1993) által az AGB fázis során használt tömegvesztés mértéke kisebb, mint a Blöcker (1995) által feltételezett érték, így az ő modelljében a kialakult fehér törpe tömege ugyanakkora kezdeti tömeg mellett nagyobb. Ezzel ellentétben a poszt-AGB fázisban a Vassiliadis & Wood (1993) által feltételezett tömegvesztés a kisebb, amelynek következtében az átmeneti fázis időtartama rövidebb, mint a Blöcker (1995) féle számításokban, főképp a nagyobb tömegű modellek esetében. A különböző számításokra vonatkozóan a megfigyelt planetáris ködök dinamikai úton származtatott kora ad megkötést, a gyorsabb fejlődést jósoló forgatókönyvet támogatva (például Schönberner 1997).

A 2.4. ábrán Blöcker (1995) különböző kezdeti tömegű poszt-AGB csillagokra vonatkozó modellszámításainak eredményei szemléltetik a várható luminozitásokat és fejlődési időtartamokat. Egy poszt-AGB csillag tipikusan  $10^3$ - $10^4 L_{\odot}$  luminozitású. Amint az látható, a legnagyobb tömegű csillagok elfejlődéséhez extrém rövid időre van szükség ( $\sim 30$  évre), amely idő alatt az objektum az AGB fázis során kialakult poros burokban található meg. A porfelhő megakadályozza a központi csillag megfigyelését. A legkisebb tömegű esetben a fejlődés annyira lassan zajlik, hogy mire a nagy energiájú fotonok létrejönnek, a csillagot körülvevő cirkumsztelláris anyag már olyan ritka lesz, hogy várhatóan abból már planetáris köd nem alakul ki. A jelentősen különböző átmeneti időskálák miatt többnyire a kisebb tömegű poszt-AGB csillagokat tudjuk megfigyelni. Figyelemre méltó az a tény, hogy van olyan csillag (mint például a He 1357 jelű), ahol a planetáris köd fázisba történő átmenetet valós időben tudjuk végigkövetni (Parthasarathy és mtsai, 2001).

A mag tulajdonságait, sőt még a burok kémiai összetételét is a felkeveredéssel vagy anélkül fellépő termális pulzusok határozzák meg. A szakirodalom számára még mindig kérdéses



2.4. ábra. Fejlődési útvonalak a csillagfejlődés utolsó fázisában (Blöcker, 1995). A felső ábrán három különböző kezdeti tömegű modell látható. A címkek 1000 években vannak megadva. Figyelemre méltó a legnagyobb tömegű modell gyors fejlődése. Az alsó ábrán egy első poszt-AGB fázisa alatt késői termális pulzusokat elszenvedő modellt láthatunk. Ilyet olyan esetben várunk, amikor a poszt-AGB fázis egy termális pulzushoz közel indul el. A csillag hirtelen visszakerül az AGB-re (újraszülető AGB csillag), hogy utána ismételtlen keresztül fejlődjön a HRD-n. A legkisebb tömegű objektumok esetében az újraszülető fázis kétszer is bekövetkezhet, mielőtt a csillag eléri a fehér törpe lehűlési vonalat. Ezt mutatja a felső ábra legalsó modellje.

a felkeveredés működése, valamint az, hogy mekkora mag-burok tömeg esetében indul be a folyamat. A szén csillagok kialakulásának mind az alsó, mind a felső tömeghatára bizonyta-



lan, bár az előbbi  $1,5 M_{\odot}$  körül van. Megkötéseket a Nagy Magellán-felhő szénscillagainak luminozitás függvénye alapján lehet tenni, amely szerint a felkeveredés a kis tömegű csillagok esetében is hatékony (például Groenewegen, van den Hoek & de Jong 1995, Marigo, Girardi & Bressan 1999). A modellek számára további befolyásoló tényező az ún. konvektív túllövés figyelembe vétele (Van Winckel, 2003), amellyel hatékony felkeveredés érhető el a kis tömegű, Naphoz hasonló fémességű csillagokban (Herwig, 2000). Szakmai körökben általánosan elfogadottá vált, hogy a felkeveredés alacsonyabb fémtartalom mellett hatékonyabb (Groenewegen, 1999).

A poszt-AGB csillagok gyors fejlődése miatt csak keveset ismerünk belőlük (néhány száz darabot; Szczerba és mtsai 2007, 2012). Szisztematikus keresésükre a közép- és távoli infravörös műholdak felbocsájtása után nyílt lehetőség. Mind közül a legsikeresebb az 1983-ban indított IRAS (Infrared Astronomical Satellite) műhold volt, amely színsatornáiból képzett szín-szín diagramot a mai napig használják a késői AGB és a planetáris köd fázisa között elhelyezkedő objektumok azonosítására (például Kwok, Boreiko & Hrivnak 1987, Volk & Kwok 1989, van der Veen, Habing & Geballe 1989, Manchado és mtsai 1989, Hu és mtsai 1993, García-Lario és mtsai 1997, Van de Steene, van Hoof & Wood 2000). A szelekciós kritérium miatt, azaz hogy olyan csillagokat keresünk, amely körül táguló por héj található, a legtöbb ilyen ismert objektum optikailag halvány; nevüket főként egy-egy IRAS azonosító viseli. A központi csillagok (amennyiben sikerült őket megfigyelni) az M-től B-ig terjedő színképosztályokba tartoznak.

A fejlődés minden egyes fázisában vannak olyan tulajdonságok, amelyeket a mérésekkel össze lehet hasonlítani. Ezek közül a legegyszerűbb a periódus változásának kimutatása, mivel az a sugár változásával arányos, amely növekszik, ha a csillag jobbra fejlődik a HRD-n, illetve ellenkező esetben csökken. Ebből következik, hogy az RV Tau csillagok esetében kizárólag a periódus csökkenésének megfigyelését várjuk. Percy (1999) 16 csillag periódusának változását vizsgálva arra a következtetésre jutott, hogy 13 objektum egyre gyorsabban pulzál, alátámasztva ezzel az elméletből származó jóslatokat.

## 2.4. Poszt-AGB kettőscsillagok

A kettőscsillagok kimutatására jelenleg is a legfontosabb megfigyelési eszköz a radiális sebességmérés. Mivel a poszt-AGB csillagok várható keringési periódusa igen nagy (egy-től néhány évig terjed), hosszú megfigyelési kampányokra van szükség. Sok objektum optikailag halvány a csillagokat körülvevő cirkumsztelláris anyagnak, valamint a nagy távolságuknak köszönhe-

tően. Ezen felül a poszt-AGB csillagok gyakran mutatnak meglehetősen nagy amplitúdójú belső változásokat is, amelyek elkülönítése a keringésből származó jeltől nem egyszerű feladat. A megfigyelések egyértelműen a fényesebb, nagy amplitúdójú, pulzáció nélküli csillagok felé tolódnak el.

Mindezek ellenére a dolgozat írásának időpontjában 33 darab, kettős rendszerben található poszt-AGB csillagot sikerült azonosítani és a pályaelemeiket meghatározni, köztük tizenkettő RV Tauri csillagét: AC Her, DY Ori, EN TrA, EP Lyr, HP Lyr, IRAS 09144-4933, IRAS 17038-4815, RU Cen, SX Cen, TW Cam, U Mon és V340 Ser (Oomen és mtsai, 2018). A keringési periódusok 100 és 3000 nap közé esnek, míg a kettősök több, mint 70%-a elliptikus pályán kering. A kísérők tömegeloszlásának maximuma  $1,09 M_{\odot}$ -nél van, amelyhez  $0,62 M_{\odot}$  szórás társul (Oomen és mtsai, 2018). Néhány objektum esetében a meghatározott tömegfüggvény (például a HD 213985, ahol  $f(M) = 0,95 M_{\odot}$ ; Waelkens és mtsai 1987) kizárja a fehér törpe kísérő létének a lehetőségét, de erős tömeg átadást jelez. A legtöbb, de nem az összes ilyen kettős poszt-AGB rendszer esetében valószínűleg a kísérő egy fősorozati csillag.

Az AC Her egy jól ismert kettős RV Tauri csillag 1188,9 napos keringési periódussal (Oomen és mtsai, 2018). Fotoszférájára alacsony fémtartalom, de a Napéhoz hasonló gyakoriságú  $\alpha$ -elemek jellemzőek (Giridhar, Lambert & Gonzalez, 1998, Van Winckel és mtsai, 1998). A csillagot körülvevő porkorongot a  $^{12}\text{CO}$  molekula interferometrikus megfigyelésével sikerült felbontani (Bujarrabal és mtsai, 2015). A megfigyelések a korong forgó mozgását támasztják alá. A megfigyelt gyenge CO kibocsátás, a kémiai összetétel és a por tulajdonságai arra utalnak, hogy az RV Tauri csillagok kettős rendszerek tagjai (Van Winckel és mtsai, 1999). Az átlagfényesség változásban megfigyelt különbségek a cirkumsztelláris anyag inklinációjának eltéréseiből származhat. A kettősség befolyással van mind a tömegvesztés mind a pulzáló csillag fejlődésének történetére, azonban a legtöbb modell magányos csillagok fejlődésével foglalkozik.

## 2.5. A II-es típusú cefeidák dinamikus légköre

Az első jel, amely arra utalt, hogy a kettes típusú cefeidák légköre szokatlan, a felszálló ág során a hidrogén emissziós vonalának, valamint a He I emissziójának a felfedezése volt, amelyet a csoport prototípusának, a W Vir-nek a spektrumában sikerült kimutatni (Joy, 1937). A klasszikus cefeidák spektrumában sosem mutattak ki hidrogén vagy hélium emissziót. Sanford (1953) ugyan ezen csillag esetében végzett méréseiből dupla abszorpciós vonalakat mutatott ki a felszálló ágon. A radiális sebességek megegyeztek a H I esetében mérttel.

Schwarzschild (1953) szerint az emissziós vonal és a dupla abszorpciós vonalak jelenléte egy, a csillag légkörében végigvonuló lökeshullámra utal. Mint később kiderült, Sanford spektrumaiában is megtalálható volt a He I 5876 Å-ös vonala (Wallerstein, 1959).

Abt (1954) a W Vir spektrumában látott dupla abszorpciós vonalak magyarázatára két modellel állt elő. Ezek a radiális sebesség-mérések szerint vagy két réteg halad át egymáson, vagy ezek szuperszonikus sebességgel ütköznek. Abt modelljeiből származó hőmérséklet és nyomás értékek szerint az atomi szabad úthossz sokkal kisebb, mint az adott réteg vastagsága. Ennek következtében a rétegek ütközése csak szuperszonikus sebességgel lehetséges; az első modell nem valósulhat meg.

A lökeshullám-modellt alátámasztó megfigyeléseket Wallerstein (1959) mutatott be, aki olyan spektrumokat használt, ahol mind a H, mind a He I emissziója látszik. Ezeket felhasználva megbecsülte a H/He arányát, ami a Napéhoz hasonlóan adódott. A lökeshullám modellezésének problémáját Whitney & Skalafuris (1963) tárgyalta, akik rájöttek arra, hogy a lökeshullám struktúráját másképp is lehet értelmezni. Leírásukban egy réteg sorozat szerepel, amely az alábbi módon épül fel. A lökeshullám előtti részben a hideg gáz befelé hullik. Ez a tartomány nincs kapcsolatban a lökeshullámmal, leszámítva a hullámfront mögötti rekombinálandó gáz által kibocsátott sugárzást. A lökeshullám mögött közvetlenül egy magas hőmérsékletű, nagy nyomású belső relaxációs réteg helyezkedik el, ahol az atomok gerjesztett ill. ionizált állapotba kerülnek. Annak ellenére, hogy a lökésfront energiájának nagy része a H I és He I ionizációjára fordítódik, a hőmérséklet eléri az 50 000 K-t. Emögött található a külső relaxációs zóna, ahol a H és He rekombinációja rájuk jellemző spektrumot hoz létre. A H és He vonalak önabszorpciója, valamint az intenzív sugárzási tér általi gerjesztés és reionizáció miatt a folyamat meglehetősen bonyolult. Bár a gáz optikailag vastag a Lyman-, sőt még a Balmer vonalak számára is, a sugárzás egy része képes átjutni a lökésfronton, hogy újra gerjessze és újra ionizálja a front előtti hideg gázt. A haladó lökeshullám szimulációja komplikált iteratív problémát jelent a radiatív hidrodinamikában, ahol nem egyensúlyi termodinamikát kell feltételezni (Wallerstein 2002).

Raga, Wallerstein & Oke (1989) új megfigyelési adatok felhasználásával leillesztette a W Vir felszálló ága során megfigyelhető vonalprofilokat. A He és H mennyiségének arányára ( $N_{\text{He}}/N_{\text{H}}$ )  $0,12 \pm 0,4$ -et kaptak. Az alsó határ közel áll a fémszegény csillagokban megfigyeltekhez, ami alapján a szintetizált He-nak a csillaglégkörbe való felkeveredésére következtethetünk.

## 2.6. A pulzáció eredete és tulajdonságai

Olyan csillagokat, amelyek luminozitásukat periodikusan változtatják már évszázadok óta ismerünk. Azonban csak az elmúlt 100 év során sikerült szilárdan megalapozni azt, hogy ezen változások hátterében számos esetben a csillagok saját pulzációja áll. Érhető okokból a pulzáló változócsillagok vizsgálata eleinte a nagy amplitúdójú változókra korlátozódott, mint például a cefeidák vagy a hosszú periódusú változók. Az ilyen fajta csillagok fényességváltozásait alapvetően az alapl módusú radiális pulzációval lehet értelmezni, ahol a csillag légköre kitágul, majd összehúzódik miközben megtartja gömbszimmetrikus alakját. Shapley (1914) már korán rájött arra, hogy az ilyesfajta mozgás periódusa nagyjából a csillag dinamikai időskálájával egyezik meg:

$$t_{din} = \left( \frac{R^3}{GM} \right)^{1/2} \simeq (G\bar{\rho})^{-1/2}, \quad (2.4)$$

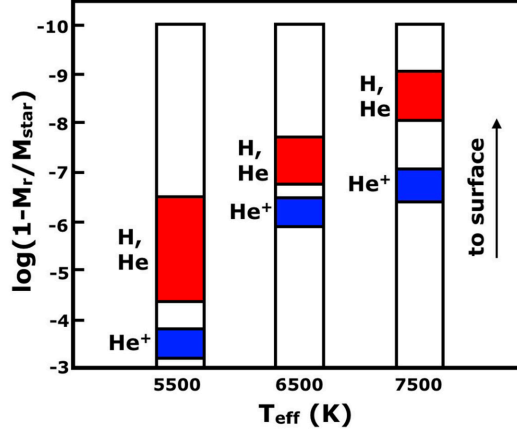
ahol  $R$  a csillag sugara,  $M$  a tömege és  $\bar{\rho}$  az átlagsűrűsége, valamint  $G$  a gravitációs állandó. Azaz a periódus megfigyelésből azonnal következtethetünk a csillag egyik fizikai tulajdonságára, az átlagsűrűségére.

A csillagok pulzációját sokáig adiabatikus folyamatokkal írták le, ekkor nem történik energiacsere a környezettel. Ha csak ilyen folyamatok hajtják a pulzációt, akkor azok idővel csillapodnának. Az ilyen modellek másik legnagyobb hátránya volt, hogy nem tudták magyarázni a többfrekvenciás rezgéseket. Két határeset lehetséges, vagy gyorsan leáll a pulzáció, vagy a csillagról héjak dobódhatnak le. Ezért kell lennie egy másik mechanizmusnak, amely gerjeszti a pulzációt és tartósan fenn is tartja azt. Ez a *kappa-mechanizmus*. A csillag külső rétegeiben találhatóak a H és a He ionizációs zónák, melyek opacitása a Kramers-törvény értelmében hatványfüggvényként függ a hőmérséklettől és lineárisan a sűrűségtől:

$$\kappa \sim \frac{\rho}{T^{7/2}}. \quad (2.5)$$

Kis hőmérséklet növekedés esetén nő az ionizáció foka, ezért több lesz a szabad elektron. Mivel ezek nagy hatáskeresztmetszettel szórják a fotonokat, ezért ez a folyamat a sugárnyomás növekedéséhez és a csillaglégkör kitágulásához vezet. A tágulás következtében a hőmérséklet csökken, az opacitás és a sugárnyomás szintén, rekombináció megy végbe, a csillag elkezd összehúzódni. Ez a folyamat addig tart, míg a hőmérséklet és az opacitás növekedés miatt a sugárnyomás nagyobb nem lesz a gravitációs összehúzódásnál. Ekkor a körfolyamat kezdődik előlről.

Könnyen megmutatható, hogy ezen körfolyamat működéséhez részlegesen ionizált zónára vagy zónákra van szükség. Az összehúzódás fázisában a sűrűség ( $\rho$ ) nő, ennek hatására a



2.5. ábra. A H és He ionizációs zónák instabilitási sávon belüli hőmérsékletfüggésének szemantikus ábrája. Pirossal a  $H \rightarrow H^+$  és  $He \rightarrow He^+$  zónákat, késsel a  $He^+ \rightarrow He^{++}$  tartomány látható. Az RV Tauri csillagok radiális pulzációját a részlegesen ionizált  $He \rightarrow He^+$  és  $H \rightarrow H^+$  zónák hajtják. A függőleges tengelyen a zónák feletti tömegek láthatóak az össztömeghez viszonyítva logaritmikus skálán. Lamers & Levesque (2017) és Carroll & Ostlie (1996) nyomán.

hőmérséklet ( $T$ ) jelentősen növekszik az ionizált gázba áramló hő miatt. A politróp csillagmodell értelmében:

$$P \sim \rho^\gamma$$

és

$$T \sim \rho^{\gamma-1},$$

ahol  $\gamma$  a politróp kitevő ( $=C_p/C_v$  fajhőhányados). Ezen összefüggéseket a Kramers-törvénybe helyettesítve kapjuk, hogy

$$\kappa \sim \rho T^{-7/2} \sim \rho^{(9-7\gamma)/2}.$$

Az opacitás növekedésének feltétele, hogy

$$\gamma < 9/7.$$

A tágulás fázisában a sűrűség csökken, viszont a hőmérséklet nagyjából állandó marad, mivel a gáz rekombinálódik és így energiát bocsájt ki. Az előző összefüggés alapján az opacitás csökken és a többlet energia sugárzással távozik. Teljesen ionizált gáz esetében  $\gamma = 5/3$ , amely meghaladja az előbb megmutatott  $\gamma < 9/7$  feltételt, azaz a  $\kappa$ -mechanizmus nem működik teljesen ionizált gázban.

Elméletben a  $\kappa$ -mechanizmus bármely csillag részleges ionizációs zónájában működik, azonban a pulzáció fenntartásának további két fontos feltétele van (2.5. ábra). *i)* Az ionizációs zóna nem lehet túl mélyen, máskülönben a felette található rétegek elnyomhatják a pulzációt. Ez a helyzet az alacsony hőmérsékletű csillagok esetében, ahol az ionizációs zóna túl mélyen van és a felette levő konvektív réteg hatékonyan elviszi az energiát. *ii)* Az ionizációs zóna a felszínhez sem lehet túl közel, mert nem lesz elegendő mennyiségű gázzóla a zóna felett a hatékony pulzáció kialakításához. Ez jellemző a forróbb csillagokra. Bár az ionizáció mélysége enyhén függ a gravitációtól és a nyomástól is, de a hőmérsékletfüggés a fő ok amiért az instabilitási sáv közel függőleges a Hertzsprung–Russell diagramon.

A kettes típusú cefeidák kis tömegű, második populációs, radiális alapl módusban pulzáló csillagok. Az RV Taurik pulzációját a részlegesen ionizált HeI – HeII és HI – HII zónákban működő  $\kappa$ -mechanizmus hajtja. Jellemző tulajdonságuk, amely egyben az osztályozási kritériumuk is, a periódus-kettőződésnek nevezett jelenség. Periódus-kettőződésnek nevezzük azt a jelenséget, amikor egy diszkrét dinamikai rendszerben az azt leíró egyenletek valamely paraméterének kicsiny változása a rendszert egy új állapotba viszi át a kezdeti periódus duplájával megegyező periódussal.

A kettes típusú cefeidák pulzációs dinamikája meglehetősen összetett, ugyanis minél hosszabb a periódus, annál több irregularitás figyelhető meg a fénygörbében. Irregularis pulzációt mind a rövidebb periódusú W Vir csillagok, mind az RV Taurik esetében észleltek már. Az irregularis viselkedés az utóbbi típus esetében a periódus-kettőződés okozta alternáló minimumokkal együtt bukkan fel (Soszyński és mtsai, 2008, 2011). Ezeket a jelenségeket a nemlineáris pulzációs modelleknek köszönhetően ma már jobban értjük. A periódus-kettőződést a pulzációs módusok közötti fél-egész rezonancia váltja ki (Moskalik & Buchler, 1990). Kovács & Buchler (1988) modelljei megmutatták azt, hogy az egymást követő periódus-kettőződés bifurkációk determinisztikus káosz kialakulásához vezetnek. Modelljeikben a periódus-kettőződés 10 nap körüli pulzációs periódusnál indul be; a megfigyelésekben ez 20 nap körül tapasztalható.

Hidrodinamikai modellek szerint az irregularitások mögött valójában alacsony dimenziójú determinisztikus káosz állhat, amely egy periódus-kettőződött kaszkádon vagy egyéb úton keresztül alakul ki. Valóban, több RV Tauri csillag esetében is sikerült, elsősorban amatőr-csillagászok sok évtizedes adatsoraira alapozva, a kaotikus viselkedés kimutatása (R Scuti, AC Her és DF Cyg; Buchler és mtsai 1996, Kolláth és mtsai 1998, Plachy, Bódi & Kolláth 2018), amely eredményekhez magam is hozzájárultam.

A nagy amplitúdójú, kettes típusú cefeidák pulzációjának modellezése körülményes. So-

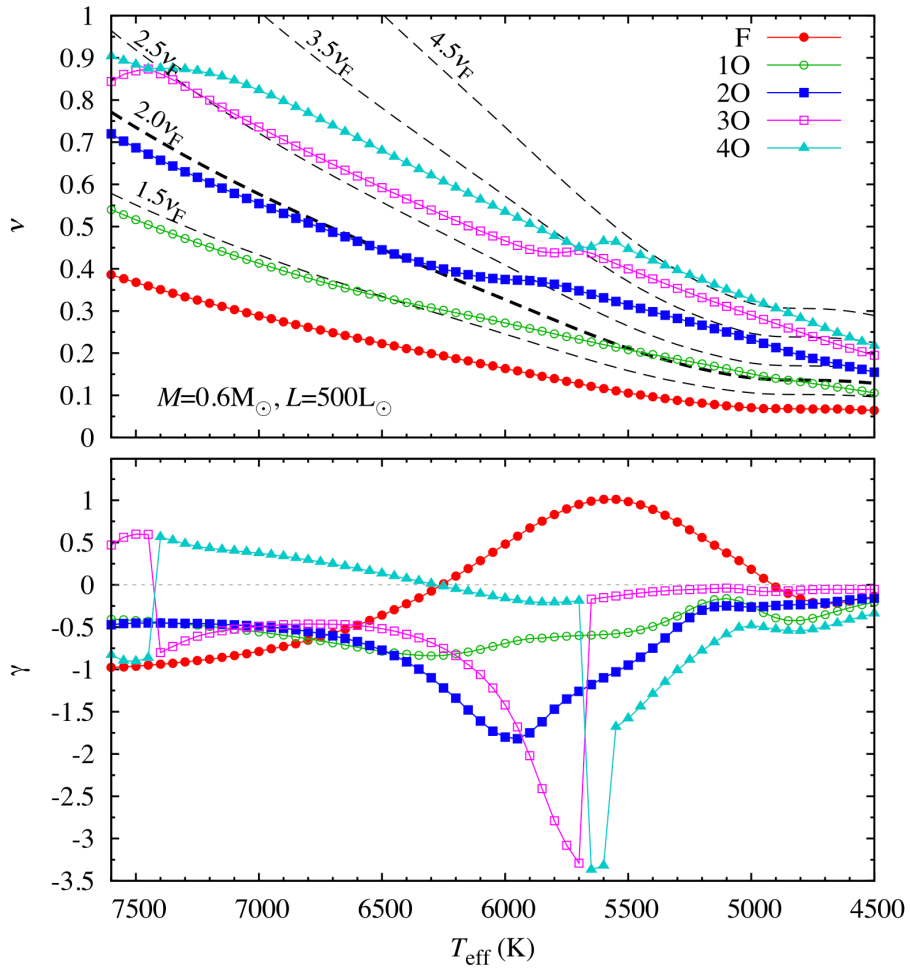
káig az irodalomban csak a rövidebb ( $P < 8$  nap) periódusú csillagokra voltak elérhető modellszámítások (Pollard és mtsai, 2000). A legújabb számításokat Smolec (2016) mutatta be egy sor nemlineáris, konvektív, kettes típusú cefeida modellen keresztül. Bár modelljei lefedik a klasszikus instabilitási sáv teljes hőmérséklet-tartományát, az elérhető luminozitások korlátozottak. A legnagyobb fénykibocsájtású modellek táguló fázisa során kialakuló lökéshullám a csillagmodell külső rétegeinek leválasztódásához vezet, amely valószínűleg a pulzáció okozta tömeg vesztéssel áll kapcsolatban. Emiatt csak a rövidebb periódusú RV Tauri modelleket sikerült feltérképeznie. Ennek ellenére az ő számításai tartalmazzák a legtöbb és legfrissebb információt a kettes típusú cefeidákról. A következőekben Smolec (2016) eredményei nyomán mutatom be az RV Taurik paraméter tartományát lefedő modellek fénygörbéjében megfigyelhető jelenségeket és azok okait, amelyek a valódi csillagok dinamikai jelenségeinek megértéséhez szükségesek.

### 2.6.1. Lineáris periódusok és módusrezonanciák

A nemlineáris modellek tulajdonságainak bemutatása előtt érdemes a lineáris tulajdonságokkal is foglalkozni. Gyakorlatilag ez alatt a statikus modellek radiális rezgéseinek lineáris periódusait értjük. Bár tudjuk, hogy a kettes típusú cefeidák alaplómódusú rezonátorok, és a magasabb felhangok erősen csillapítottak az instabilitási sáv nagy részében, ennek ellenére a belső módus rezonanciákon keresztül a magasabb felhangok befolyásolhatják a pulzációs tulajdonságokat. A csillag pulzációjában két jól ismert rezonáns jelenség játszat szerepet: *i*) a klasszikus cefeidákra jellemző Hertzsprung-haladvány, amit a 2:1 rezonancia hoz létre (Simon & Schmidt, 1976, Kovács & Buchler, 1989, Buchler, Moskalik & Kovács, 1990, Kienzle és mtsai, 1999), *ii*) valamint a periódus-kettőződés, amit a fél-egész rezonanciák okoznak (Moskalik & Buchler, 1990). Az utóbbi állhat a periódus modulációjának háttérében is (Buchler & Kolláth, 2011, Smolec & Moskalik, 2012a).

A 2.6. ábra felső részén a módus frekvenciák effektív hőmérséklettől való függése látható adott csillagparaméterek mellett ( $M=0,6 M_{\odot}$ ,  $L = 500 L_{\odot}$ ,  $[Fe/H] = -1,5$ ). A vékony szaggatott vonalak a  $1,5\nu_F$ ,  $2,5\nu_F$ ,  $3,5\nu_F$  és a  $4,5\nu_F$ , valamint az alaplómódus és a magasabb rendű felhangok fél-egész rezonanciáinak helyzetét jelölik. A  $2,0\nu_F$ -nél látható vastag szaggatott vonal a 2:1 rezonancia helyét jelöli. Az alsó panelen a módusok lineáris növekedési rátái láthatóak.

Az ábra számos érdekes jelenséget szemléltet. Jól kivehető a harmadik és negyedik felhangok között fellépő ún. elkerült keresztezés (avoided crossing). Az első keresztezés 7450 és 7400 K között, a második 5700 és 5650 K között látható. A jelenség az ún. furcsa vagy felüle-



2.6. ábra. Felül: radiális módusfrekvenciák a modellek effektív hőmérsékletének függvényében egy adott luminozitás mellett. Az alaphang néhány egész és fél-egész többszöröse szaggatott vonallal látható. Alul: a felső ábrán látható módusok lineáris növekedési rátái. Smolec (2016) nyomán.

ti módusokkal áll kapcsolatban (Glasner & Buchler, 1993, Buchler & Kolláth, 2001), amelyek akkor alakulnak ki amikor a vékony, részlegesen ionizált hidrogén zóna egy potenciálgátként viselkedve két részre osztja csillagot. A pulzációsan instabil módusok a külső burkolóba



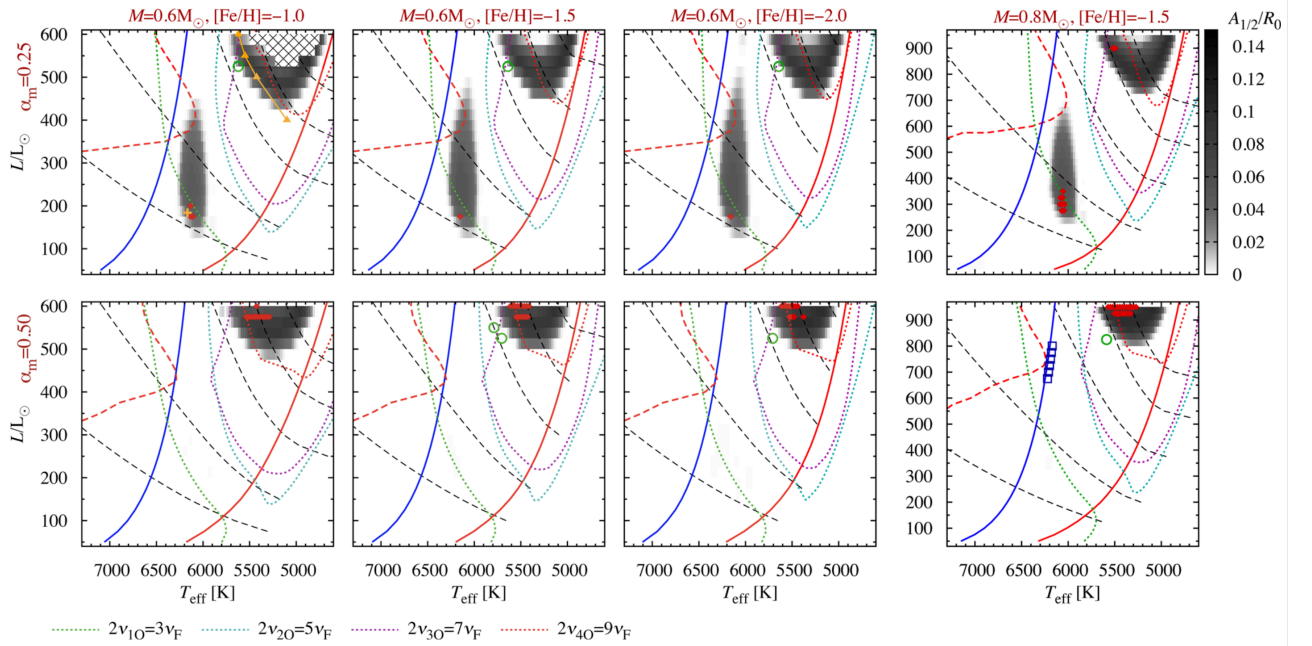
csapdázódnak. Gerjesztésük teljes egészében a részlegesen ionizált hidrogén zónában történik. Az effektív hőmérséklettel látszólag szabálytalanul változó módusfrekvenciák jelentősen befolyásolják a módusrezonanciák helyeit. Látható, hogy egy adott luminozítás mellett mind a fél-egész, mind az egész rezonanciák két helyen jelennek meg (2.6. ábra). Ezen scenáriót a luminozítás változtatása tovább befolyásolja; megjelenik az ún. nemlineáris fázisszinkronizáció. Például a cefeidák esetében az alpmódus és az első felhang 2:1 rezonanciája okozta Hertzsprung-haladvány széles periódustartományon befolyásolja a klasszikus cefeidák fénygörbéjének lefutását. A nemlineáris fázisszinkronizáció miatt a második felhang nem egy független frekvenciaként jelentkezik (mivel  $\nu_{2O} = 2\nu_F$ ), inkább egy púpot hoz létre a fénygörbén, amelynek pozíciója a lineáris periódus aránytól függ (Buchler, Moskalik & Kovács, 1990).

### 2.6.2. Nemlineáris periódus változás

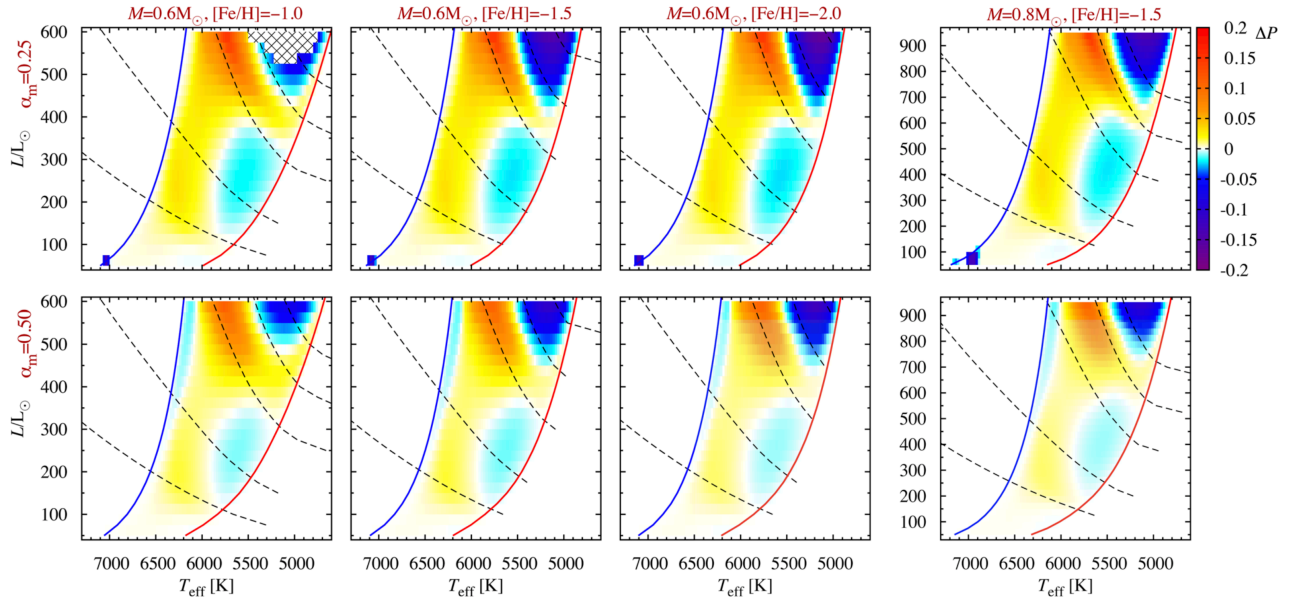
A nemlineáris modellek esetében öt jól elkülönülő jelenséget figyelhetünk meg, amelyeknek a HRD-n való eloszlását a 2.7. ábrán láthatjuk: *i*) egyperiódusú alpmódusú pulzáció (az instabilitási sávon belüli fehér tartomány); *ii*) periódus-kettőződött pulzáció (szürke háttérrel jelölt részek); *iii*) négyperiódusú pulzáció, amely minden esetben a periódus-kettőződött régióon belül található (rombuszok); *iv*) a pulzáció periodikus modulációja (üres körök); *v*) dupla periódusú (beat) pulzáció az alaphangban és a negyedik felhangban (négyzetek). A következőekben a felsorolt jelenségek közül az RV Taurik esetében is várhatóakat tárgyalom.

A 2.8. ábrán a nemlineáris periódusok relatív eltérése látható a lineáris periódusokhoz képest,  $\Delta P = (P_{nl} - P_l)/P_l$ , ahol  $P_{nl}$  és  $P_l$  a nemlineáris, valamint a lineáris periódus. A kirajzolódó mintázat meglehetősen összetett. A HRD egyes részein megfigyelhető legszembetűnőbb jelenség a nemlineáris periódusok csökkenése a lineárisokhoz képest. A klasszikus cefeida vagy RR Lyrae modellek esetében a nemlineáris periódus tipikusan akár 2 százalékkal is hosszabb a lineárisnál. A kettős típusú cefeida modellek ettől eltérőek; az erősen nem adiabatikus modellek nagy amplitúdójú pulzációt mutatnak. Ezek sokkal inkább a vörös óriás- vagy Mira-típusú modellekre hasonlítanak, ahol a periódus rövidülése egy már ismert jelenség (Wood, 2007). Az effektus leírásával például Ya'ari & Tuchman (1996) foglalkozott, akik szerint a rövidülés oka az, hogy a nagy amplitúdójú pulzáció átrendezi a csillag belső felépítését. Ennek eredményeképp a csillag pulzáló légkörének átlagos felépítése eltér az egyensúlyi struktúrától.

A 2.8. ábrán látszik, hogy annál nagyobb a periódus változás mértéke, minél nagyobb a modell luminozitása. Ez akár  $\pm 15\%$  is lehet. A felső sorban látható modell esetében,



2.7. ábra. Smolec (2016) modellszámításaiban jelentkező dinamikai jelenségek a HRD különböző tartományain. Az instabilitási sávon (vastag kék és vörös vonalakkal határolt sávon) belüli fehér tartományok az egyperiódusú alpmódusú pulzációt jelölik. A szürkével kiemelt részek a periódus-kettőződés helyét jelölik. Minél sötétebb a színezés, annál nagyobb az alternálás amplitúdója (amelybe beleértjük az  $R_0$  átlag, az  $A_{1,2}$  a felhangok amplitúdóját a fél ill. negyed frekvenciájú csúcsokkal együtt). A trapézzal jelölt pontok olyan modellek, ahol négyperiódusú pulzáció alakult ki. Az üres körökkel jelöltek esetében a pulzáció periodikus modulációja volt megfigyelhető. A négyzetek helyein az alap és a negyedik felhangban dupla periódusú pulzáció jelentkezik. A pontozott vonalak a fél-egész rezonanciák helyeit jelölik. A szaggatott vonalak (lentől felfelé haladva) a 2, 4, 8, 12 és 16 napos konstans alap módusú pulzáció helyét mutatják. A bal felső panelen látható összekötött narancsszínű háromszögek a Kovács & Buchler (1988) által számolt periódus-kettőződő tartomány határát jelölik. A plusz jel a Smolec és mtsai (2012b) által vizsgált, T2CEP-279 jelű csillagra legjobban illeszkedő modellt mutatja.



2.8. ábra. Smolec (2016) modellszámításaiban jelentkező nemlineáris periódus változás. A színek a nemlineáris és a lineáris periódusok közti relatív eltérést mutatják,  $\Delta P = (P_{nl} - P_l)/P_l$ . Az alsó modellek esetében látható, hogy az instabilitási sáv kék oldala mentén húzódó szignifikáns perióduscsökkenés azon RR Lyr-eknek feleltethető meg, amelyek módust váltottak és az első felhangban pulzálnak. A cián-kék részek a periódus rövidülését, a sárga-piros tartományok a periódus növekedését jelölik.

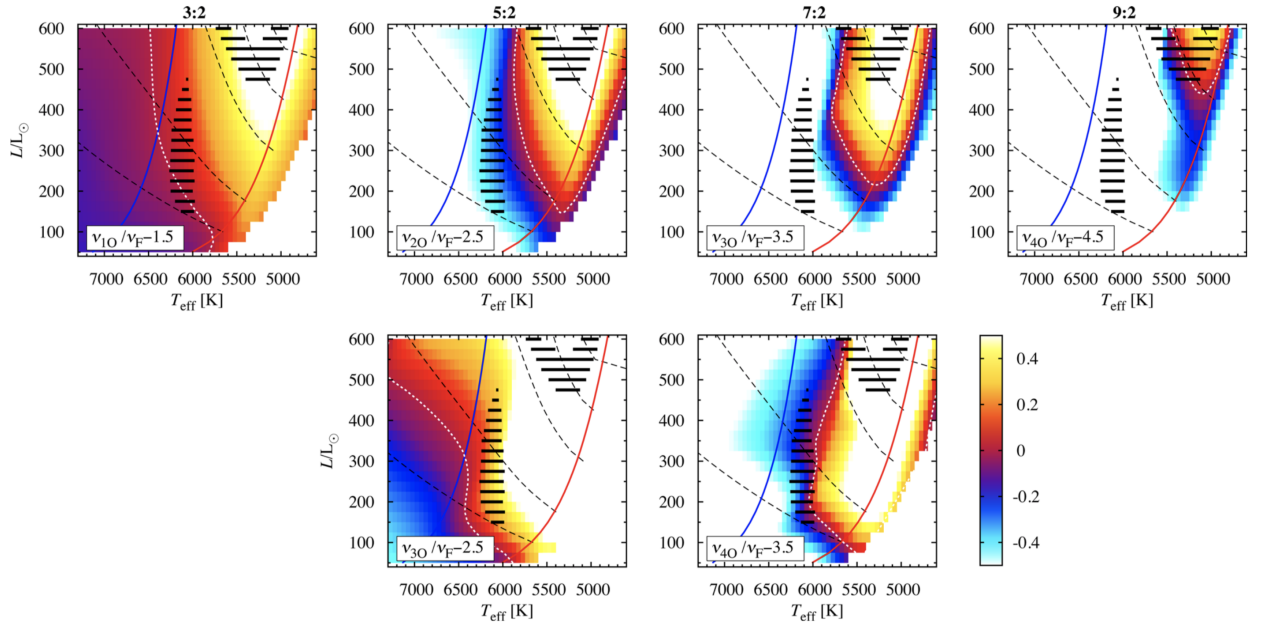
ahol kisebb mértékű a viszkozitás ( $\alpha_m$ ), két tartományon rövidebb a nemlineáris periódus a lineárisnál. Mindkettő határos az instabilitási sávval; a periódus rövidülésének mértéke a nagyobb luminozítások felé haladva jelentősebb. Az ábra alsó felén látható modell kvalitatíve megegyezik az előzővel, a különbség annyi, hogy egy újabb tartomány jelenik meg, ahol nemlineáris periódus rövidül. Ezen vékony sáv határos az instabilitási sáv kék oldalával. A perióduscsökkenés mértéke itt kevésbé szignifikáns, maximum 2 százalék.

### 2.6.3. Periódus-kettőződés

A 2.7. ábrán a periódus-kettőződés megjelenésnek helyeit a szürke területek jelzik; minél sötétebb a régió, annál erősebb az effektus. A skála az alternálás relatív amplitúdóját mutatja, azaz a  $A_{1,2}/R_0$  értéket. A nagyobb luminozitású modellek esetében mindkét konvektív paraméter beállítás mellett található periódus-kettőződött régió. Ezen tartományok V alakúak: a legnagyobb luminozitásoknál ezek két, különböző effektív hőmérsékleténél láthatóak, amelyek a luminozitás csökkenésével egybe olvadnak. Azonban ez a kettősség a nagyobb viszkozitású modellekre nem jellemző. A periódus-kettőződés határának vörös oldala az instabilitási sáv alacsonyabb hőmérsékletű határával esik egybe. A pulzációs periódusok  $\sim 9,5$  napnál nagyobbak. Sajnos a modellcsillagok külső héjának ledobódása miatt a nagyobb luminozitású csillagok periódus-kettőződött régióinak kiterjedése és alakja nem rajzolódik ki.

Vajon mi okozza a periódus-kettőződött pulzációt? Dinamikai szemszögből a periódus-kettőződés bifurkáció egy kontroll paraméterként jelenik meg, például úgy, mint a hőmérséklet változása a konstans luminozitású modellekben (Seydel, 2010). A bifurkációt a pulzációs módusok között fellépő fél-egész rezonanciák idézhetik elő (Moskalik & Buchler, 1990). De vajon mely rezonanciák felelősek a nagy luminozitású modellek periódus-kettőződéséért? A modellekben a második, harmadik és negyedik felhang alaplómódussal vett 5:2, 7:2 és 9:2 rezonanciája is egy V alakot rajzol ki a HRD-n. Az, hogy melyik rezonancia játssza a legfontosabb szerepet, sajnos nem lehet egyértelműen eldönteni. A vizsgálatokat ebben a paramétertartományban az erős nemlineáris fáziseltolódás nehezíti meg. A lineáris periódusokkal számított rezonanciák helyei alapján mind a három kölcsönhatás szerepet játszhat a periódus-kettőződés kialakulásában. Bár a negyedik felhanggal vett 7:2 rezonancia megjelenése egy kicsit kívül esik a kívánt tartományon (lásd 2.9. ábra).

Smolec (2016) szerint a konvektív modellek periódus-kettőződés bifurkációját legnagyobb valószínűséggel az alap- és a második felhang 5:2 rezonanciája okozza, ami összhangban áll Kovács & Buchler (1988) korábbi vizsgálataival. Smolec (2016) azt is feltételezi, hogy az 5:2 rezonancia csak a periódus-kettőződés kialakulásában játszik szerepet, a megfigyelt periódus-kettőződött tartományokon másra nincs hatással.



2.9. ábra. Elméleti HRD az alaphang és magasabb felhangok közti (balról jobbra haladva) 3:2, 5:2, 7:2 és 9:2 rezonanciák helyeivel. A színek a panelek bal alsó sarkában definiált rezonancia eltérési paramétert jelölik. A színes, folytonos vonalak az instabilitási sáv határait, a szaggatott vonalak a konstans alpmódusú periódusokat mutatják. Továbbá, vastag vízszintes vonalakkal a periódus-kettőződés megjelenésének helyei láthatóak. Smolec (2016) nyomán.

## 3. fejezet

# Alkalmazott módszerek

A következőkben a disszertáció elkészítéséhez használt matematikai módszereket mutatom be.

### 3.1. Fourier-analízis

A változócsillagászat tárgykörén belül vizsgált jelek általában (kvázi-)periodikusak, amelyek a Fourier-tétel értelmében felbonthatóak különböző amplitúdóval, frekvenciával és fázissal rendelkező szinuszok és koszinuszok összegére. Ezt, matematikailag az alábbi alakban írható:

$$m(t) = \sum_{i=1}^N A_i \cdot \sin(2\pi(f_i t + \Phi_i)) \quad (N < \infty), \quad (3.1)$$

ahol  $A_i$  az  $i$ -edik komponens amplitúdója,  $f_i$  az  $i$ -edik komponens frekvenciája, és  $\Phi_i$  az  $i$ -edik komponens fázisa.

Általában az  $A_i$ ,  $\Omega_i$ ,  $\Phi_i$  értékeket ismeretlenek, ezeket szeretnénk meghatározni. Ehhez a 3.1. egyenlet Fourier-transzformációját kell felhasználni, áttérve az időtartományról frekvencia tartományra:

$$FT[m(t)] = F(f) = \sum_{n=1}^N \frac{A_n}{2} [e^{i\Phi} n\delta(f - f_n) + e^{-i\Phi} n\delta(f + f_n)]. \quad (3.2)$$

Az összefüggés azt mutatja, hogy  $N$  számú frekvencia jelenléte  $N$  db csúcsot eredményez a frekvencia-spektrumban (Szatmáry, 1994).

A valóságban a mért adatsoraink véges hosszúságúak, diszkrét pontokban mintavételezettek és különböző méretű üroket tartalmaznak, így Diszkrét Fourier Transzformációt

(DFT) kell alkalmaznunk (például Deeming 1975) a 3.2. helyett:

$$F(f) = \sum_{j=1}^N m(t_j) e^{-2\pi f t_j}. \quad (3.3)$$

Az adott  $f$  frekvenciához tartozó amplitúdót az alábbi módon számíthatjuk ki:

$$A(f) = \left[ \left( \frac{2}{N} C_f \right)^2 + \left( \frac{2}{N} S_f \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (3.4)$$

ahol  $N$  az adatsor pontjainak száma, és

$$\begin{aligned} C_f &= \sum_{j=1}^N m(t_j) \cos(2\pi f t_j), \\ S_f &= \sum_{j=1}^N m(t_j) \sin(2\pi f t_j). \end{aligned} \quad (3.5)$$

A fázist a

$$\Phi = \operatorname{arctg}\left(-\frac{S_f}{C_f}\right) \quad (3.6)$$

kifejezés adja. A gyakorlatban a fázis nagymértékű (tized radiános) hibája miatt a DFT-vel meghatározott frekvenciával a 3.1. egyenletet legkisebb négyzetek módszerével illesztjük az adatsorra (például Breger 1990).

Ha minden adatpont értékét egynek vesszük és kiszámítjuk a DFT-t, akkor megkapjuk az adatsorra jellemző spektrál ablakot

$$W(f) = \left[ \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \cos(2\pi f t_j) \right]^2 + \left[ \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \sin(2\pi f t_j) \right]^2, \quad (3.7)$$

amelyet konvolálva az ideális méréssel (folytonos, végtelen hosszú adatsorral) kapjuk a valódi Fourier-spektrumot

$$S(f) = F(f) * W(f), \quad (3.8)$$

ahol a csúcsok szélessége  $\delta f \approx 1/T$ ;  $T$  a mérés hosszát jelöli.

A mintavételezési tétel értelmében a legnagyobb frekvencia, amelyet meghatározhatunk az a Nyquist-frekvencia

$$f_N = \frac{1}{2\Delta t}, \quad (3.9)$$

ahol  $\Delta t$  a mintavételezés időköze. A számolt Fourier-spektrum a Nyquist-frekvenciára periodikusan tükröződik (például Kurtz 1983).

Ahhoz, hogy a többfrekvenciás jeleket szét lehessen választani, a gyakorlatban elterjedt módszer az ún. időbeli fehérítés. A DFT-vel meghatározott legnagyobb amplitúdójú frekvenciával megillesszjük az adatsort, majd az eredményt egyszerűen levonjuk. Így a maradék (reziduál) adatsor Fourier-spektrumából a levont csúcs mellékoldalai is eltávolításra kerülnek. A folyamatot iterálva addig végezhetjük, amíg az összes frekvenciakomponenst egy bizonyos kritériumig meg nem kapjuk, például addig, ameddig a csúcsok körüli frekvenciaátlag négyeszeresénél kisebb nem lesz az adott reziduál spektrum legnagyobb amplitúdója (Breger és mtsai, 1993). Sajnos a módszer hátránya, hogy egyes hamis csúcsok felerősíthetik egymást. Szerencsére az általam vizsgált nagyon pontos és sűrűn mintavételezett űrbéli megfigyelések esetében a spektrál ablak nem tartalmaz szignifikáns hamis csúcsokat.

A DFT megvalósítására több szoftver is készült már, ezek közül a változócsillagokkal foglalkozó kutatók között igen elterjedt a Period04 programcsomag, amely a korábbi Period98-nak egy kiterjesztett változata (Lenz és Breger, 2005).

## 3.2. Idő-frekvencia analízis

A Fourier-analízis csak az adatsorban megjelenő frekvencia, amplitúdó és fázis komponenseket adja meg. Ezek, főként a sztochasztikus folyamatok által gerjesztett pulzáló csillagok esetén, időben nem állandóak, emiatt szükség van egy olyan módszerre, amellyel az időbeli változást is nyomon lehet követni. Az ilyen, idő-frekvencia vizsgálatra alkalmas egyik módszer a wavelet-analízis.

Egy  $m(t)$  adatsor (fénygörbe) wavelet transzformációja matematikailag a következő formula alapján történik:

$$W(f, \tau) = \sqrt{f} \int_{-\infty}^{\infty} m(t) g^*[f(t - \tau)] dt, \quad (3.10)$$

ahol  $f$  a frekvencia,  $\tau$  az időeltolási paraméter és  $g^*[f(t - \tau)]$  az analizáló hullám (magfüggvény) komplex konjugáltja (Szatmáry, 1994). Azaz a mérésünket egy általunk választott függvénnyel időben konvoláljuk. Az általam is használt ún. Morlet-féle analizáló magfüggvény nem más, mint egy módosított Gauss-görbe:

$$g^*[f(t - \tau)] = e^{-icx} e^{-\frac{1}{2}x^2}, \quad (3.11)$$

ahol  $x = f(t - \tau)$  és  $c$  egy paraméter, amely értékének változtatásával az idő- és frekvenciabeli felbontást szabályozhatjuk; megegyezés szerint értéke általában  $2\pi$ .



A gyakorlatban a DFT-hez hasonlóan itt is a diszkrét változatot kell alkalmaznunk. A Diszkrét Wavelet Transzformáció, amely szerint az amplitúdó spektrum (Szatmáry & Gál, 1992):

$$W(f, \tau) = [fC(f, \tau)^2 + fS(f, \tau)^2]^{1/2}, \quad (3.12)$$

ahol

$$\begin{aligned} C(f, \tau) &= \sum_{j=1}^N m(t-j) \cos(2\pi f(t_j - \tau)) e^{-\frac{1}{2}f^2(t_j - t_0 - \tau)^2}, \\ S(f, \tau) &= \sum_{j=1}^N m(t-j) \sin(2\pi f(t_j - \tau)) e^{-\frac{1}{2}f^2(t_j - t_0 - \tau)^2}, \end{aligned} \quad (3.13)$$

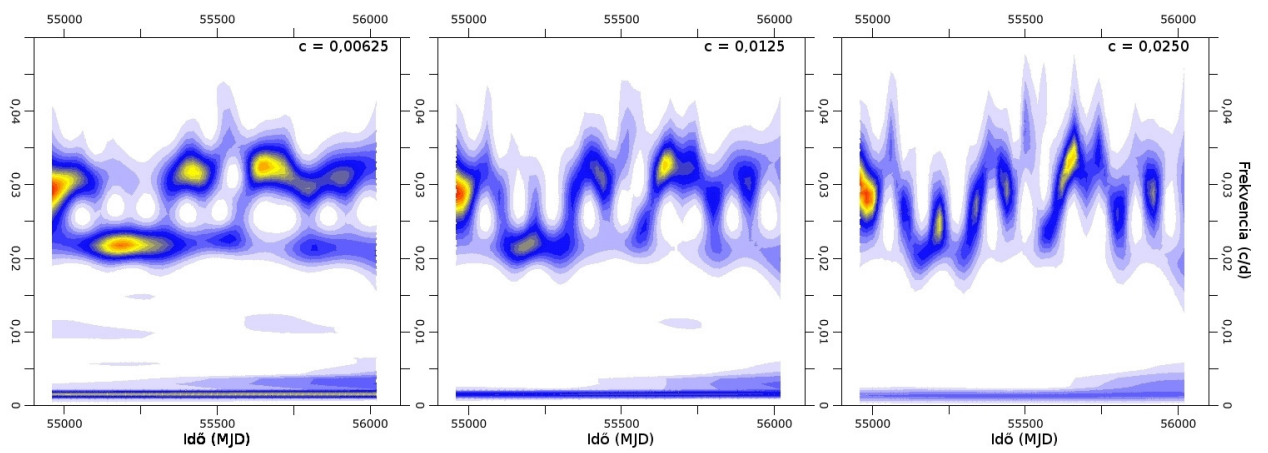
valamint  $t_0$  a mért adatsor első pontjához tartozó idő.

Az analízis során egyszerre nem a teljes adatsor kerül vizsgálat alá, hanem egy ablakozási módszer történik. Az ablak szélessége arányos az éppen keresett periódus nagyságával. Ennek az ablaknak az eltolása történik  $\tau$  időtartamokkal. A folyamat előállítja a frekvencia-idő-amplitúdó hármast. Ezt ábrázolhatjuk 3D-ben, vagy síkban is heatmap-ként, ezzel egy wavelet térképet előállítva. Ilyen módon minden, az adatsorban megjelenő frekvenciáról megmutatható, hogy időben hogyan változik az amplitúdója.

Megjegyezendő, hogy a wavelet analízis nem az adatsor egyszerű feldarabolását jelenti. Az adott ablak csúsztatása mellett annak szélessége is változik, igazodik a keresett periódus-hoz, így a spektrumban a csúcsok szélessége eltérő, ellentétben a Fourier-módszerrel. Ez a jelenség még egyetlen csúcs esetében is megfigyelhető (Szatmáry, 1994).

Az általam alkalmazott WinWWZ az AAVSO munkatársai által írt, wavelet térképek készítésére alkalmas program, amely elérhető windows rendszer alatt futó verzióban, valamint található egy fortran nyelven írt változata is. A Fortan nyelvű verzió futtatása linux alapú rendszer alatt lehetséges. Bemelő paraméterként megadhatjuk az idő- és frekvenciabeli felbontást, valamint a vizsgálni kívánt idő- és frekvencia-tartományt és az ún. „c” paramétert.

A „c” paraméter analógiája a kvantummechanikából ismert határozatlansági reláció, amely elméleti határ bizonyos fizikai mennyiségek egyszerre, teljes pontossággal való megismerhetőségére, mint például hely és impulzus. Az elv értelmében a vizsgált két mennyiség szorzata nem lehet kisebb egy adott számnál. Annak érdekében, hogy megmutassam ezen paraméter változtatásának a hatását, a 3.1. ábrán a KIC 2582664 katalógusszámú csillag wavelet térképét ábrázoltam különböző  $c$  értékek mellett. Látható, hogy a kisebb frekvenciák esetében a frekvenciabeli, a nagyobbak esetében az időbeli felbontás a jobb. A WinWWZ programban az alapértelmezett érték 0,0125, amelyet növelve az időbeli, azt csökkentve a frekvenciabeli felbontás növekedése tapasztalható.



3.1. ábra. A „c” paraméter változtatásának hatása a KIC 2582664 jelű csillag wavelet térképére.

## 4. fejezet

# Adatok forrása, előkészítése és használata

Az alábbi fejezetben összefoglaló módon bemutatom azon űrtávcsövek felépítését és legfontosabb tulajdonságait, amelyek létezése nélkül ezen dolgozat sem jöhetett volna létre. Emellett részletezem a fénygörbék tudományos vizsgálatokra is alkalmas előkészítését, valamint a mérések felhasználásának módszereit.

### 4.1. A *Kepler*-űrmisszió

Az exobolygók keresésére 2009. március 7-én bocsájtották fel a *Kepler*-űrtávcsövet. Fő célként a lakhatósági zónában keringő, Föld típusú fedési exobolygók kimutatását tűzték ki. A cél megvalósításához legalább 100 ezer csillag folyamatos megfigyelése szükséges, éveken át tartó, extrém pontos fényességmérés mellett. A megfelelő látómezőt és fényerőt egy 1,4 méter átmérőjű,  $f/1$ -es nyílászviszonyú, 95 cm szabad apertúrájú Schmidt-rendszer biztosította (Benkő & Szabó, 2010).

A programot 3,5 évre tervezték, amelyet 2012 novemberében további 4 évvel meghosszabbítottak. A távcső térbeli irányba állítását és stabil iránytartását 4 db lendkerékkel végezték. Ezek közül egy már a meghosszabbítás időpontjában sem működött, így nem lehetett tudni, hogy a további 4 évre kitűzött célokból mennyit sikerül majd teljesíteni. 2013 májusában a fennmaradó - a távcső irányításához feltétlen szükséges - 3 db lendkerékből további egy tönkrement, ami a mérések befejezését jelentette. Így összesen 4 év hosszú missziót sikerült megvalósítani, amely során 17 darab negyedév hosszú mérési adatsor született (Q0-Q17).

A távcső a görbült fókuszban elhelyezett, 42 db CCD csipre képezte le a képet (4.2.

ábra), amelynek felbontása 2200x1024 pixel. A megfigyelt égterület 105 négyzetfok volt. Az észleléseket a 430-840 nm közötti hullámhossztartományban végezték. Az optikai útban semmilyen mozgó alkatrészt, színszűrőt, detektort, nem helyeztek el. A távcső folyamatosan a Hattyú (Cygnus) és a Lant (Lyra) csillagképek irányába nézett. A folyamatos megfigyelést a 372,5 napos keringési idejű, Nap körüli, úgynevezett Föld-követő pálya biztosította.

A 4 év során a szünetmentes megfigyelés érdekében a távcső körülbelül negyedévente 90 fokkal elfordult úgy, hogy a napelemek mindig a Nap irányába nézzenek, illetve a hűtőrész a Nappal ellentétes oldalon legyen. A célpontok 9-16 magnitúdós tartományba estek. Kivételes esetben lehetőség volt 7 magnitúdós objektumok fotometriájára is, de elvileg akár a 20 magnitúdós vagy annál halványabb csillagok is vizsgálhatóak voltak. A nagyméretű CCD-nek köszönhetően nagy volt a csillagok szögmérete, ezért rengeteg foton volt gyűjtendő, ami javította a jel/zaj viszonyt. A telítődés elkerülése érdekében 6 másodpercenként olvasták ki az adatokat. A képek egy része 1 perces, a többség 30 perces expozíciós idejű felvételnként összegződött. Az adatok letöltése és a parancsok, valamint az új objektumok feltöltése havonta történt. Az összes adat tárolását nem tudták megoldani, ezért csak a kijelölt objektumok pixelei maradtak meg, a többi törlődött.

A *Kepler* három különböző kategóriába eső célpontokat észlelt:

- bolygókeresésre használt,
- asztroszeizmológiai,
- Guest Observer („vendégészlelő”) célpontokat.

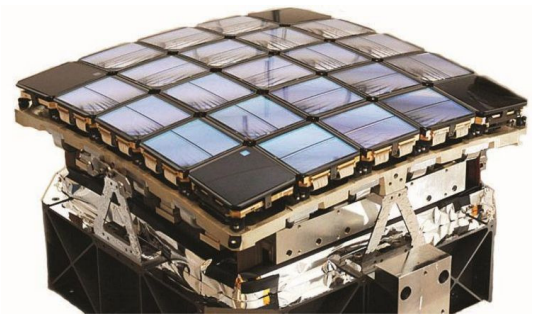
A első programban 150 000, főként F-K színképtípusú főszorozati csillagot figyeltek meg. Fő cél a más csillagok körül, a lakhatósági zónában keringő, Föld típusú bolygók kimutatása volt, amelyeket a küldetés teljes ideje alatt folyamatosan vizsgáltak.

Az asztroszeizmológiai csoportba mintegy 4000 csillag megfigyelése került. A vizsgálatok kettős célt szolgáltak, az exobolygók gazdacsillagai fizikai tulajdonságainak pontosítását és a pulzáló változócsillagok jobb megértését. Az adatok kiértékelésére jött létre a nemzetközi Kepler Asztroszeizmológiai Tudományos Konzorcium (KASC), melyen belül 13 munkacsoportot hoztak létre, ezek további alcsoportokra oszlanak a földi támogatás, adatfeldolgozás, modellezés szerint. A mirák és félszabályos változók vizsgálatait Kiss László (MTA CSFK KTM CsI), a cefeidákét Szabó Róbert (MTA CSFK KTM CsI) vezette. A célpontok kijelölésében, az adatfeldolgozásban és a földi támogatásban magyar kutatók is részt vettek (Benkő & Szabó, 2010).

A vendégészlelő kategóriában mintegy 3000 objektum megfigyelésére volt lehetőség. Ide



4.1. ábra. A *Kepler*-űrtávcső felépítése (Forrás: [http://hu.wikipedia.org/wiki/Kepler\\_űrtávcső](http://hu.wikipedia.org/wiki/Kepler_űrtávcső)).



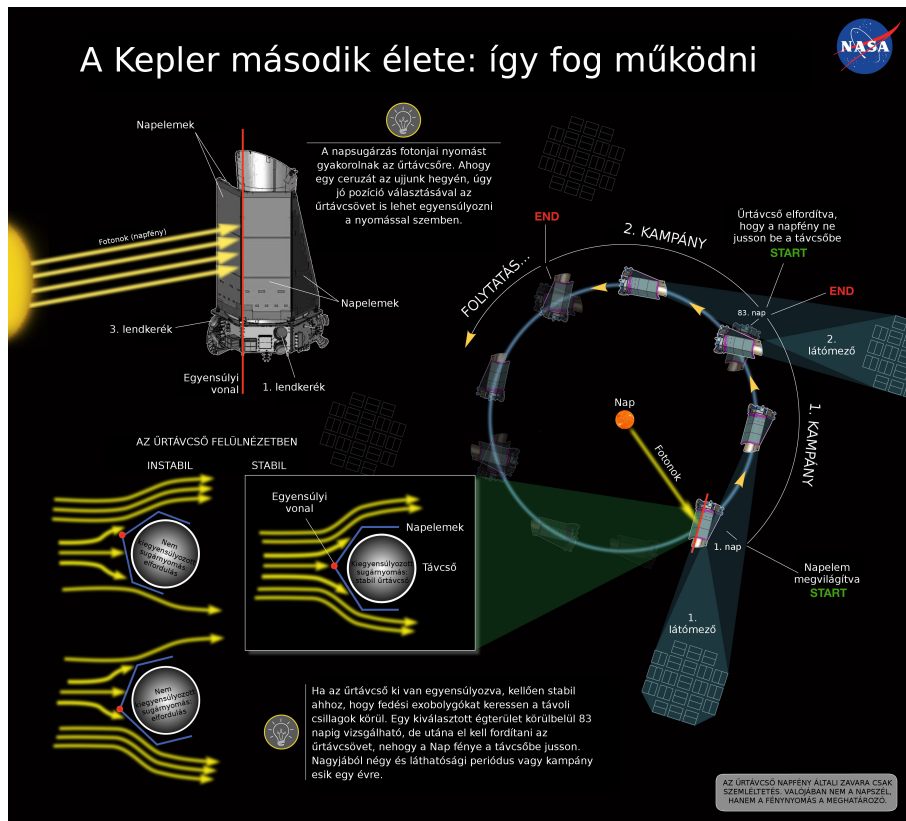
4.2. ábra. A *Kepler*-űrtávcső CCD kamerája (Forrás: [http://en.wikipedia.org/wiki/Kepler\\_\(spacecraft\)](http://en.wikipedia.org/wiki/Kepler_(spacecraft))).

bárki adhatott be pályázatot egyéb (aktív galaxismagok, nóvák, törpenóvák), a *Kepler*-látómezejébe eső asztrofizikai objektum fotometriai vizsgálatára.

A második lendkerék meghibásodása ellenére a *Kepler*-űrtávcső műszerei továbbra is kiválóan működtek. A 42 db CCD-ből mindössze egy páros romlott el. A megmaradt üzemanyag is még évekre elegendő volt. Miért is kellett volna abbahagyni a kutatómunkát ezzel, a valaha létezett legpontosabb és legjobb időbeli lefedettségű fotometriát biztosító műszerrel (Molnár, 2014)?

2013 nyarán a *Keplert* gyártó Ball Aerospace próbálkozott is a meghibásodott lendkerekek újraindításával, de nem jártak sikerrel. A túl nagy súrlódás miatt nyilvánvalóvá vált, hogy az eredeti üzemmód nem állítható vissza. Persze nem ez volt az első ilyen eset. Az IUE (International Ultraviolet Explorer) űrtávcső lendkerekei is sorban tönkrementek. Ebben az esetben az egyetlen megmaradó lendkerék mellett a térbeli orientációt a napszenzor és a csillagkövető kamerák biztosították. A *Kepler* esetében a CCD-k eltérő érzékenysége miatt ez a módszer nem működött volna, mivel ha egy csillag képe az egyik pixelről egy másikra csúszik át, akkor a detektált fényesség megváltozik. Ezt a földi mérések esetében flat-field korrekcióval oldják meg, de a *Kepler* erre az űrben nem volt képes (valójában a Földfelszínen készítettek egy flat modellt, amit a csipek lokális érzékenységi egyenetlenségeinek átlagolásából és a nagy skálán mért vignettálási térkép kombinálásával állítottak elő; Jenkins 2017). Másik módszer az, hogy a csillagok képét egy adott pixelen tized- vagy akár századpixelnyi pontossággal tartjuk. Ennek feltétele a pontos térbeli orientáció, amihez három lendkerék kellett volna.

A mérések során a fő problémát a Nap sugárzása okozta. A beérkező fotonok sugár-



4.3. ábra. Az ábra az egyensúlyozás problémáját mutatja. Ha a sugárnyomás a távcső valamely oldalán nagyobb forgatónyomatékokat képes kifejteni, akkor az forogni kezd a hossztengetye körül (Forrás: <http://www.csillagaszat.hu/hirek/tudomany/tu-urteleszkopek/ime-a-kepler-masodik-elso-fenye/>).

nyomása abban az esetben, ha a tömegközépponthez képest valamely irányban nagyobb forgatónyomatékokat tudott kelteni, mint a többiben, akkor elfordította a távcsövet. Tehát a mérnököknek az a lehetőségük maradt, hogy a hiányzó harmadik lendkerék által szabályozott tengely mentén a távcsövet vagy kiegyensúlyozzák, vagy az billegni, forogni fog, ahogy az a 4.3. ábrán látható.

2013 augusztusában a *Kepler* működéséért felelős NASA Ames Kutatóközpont felhívásában a tudományos közösségtől arra vártak javaslatokat, hogy milyen módon lehetne a távcsövet szabályozni, illetve hogy milyen méréseket lehetne végezni egy kissé billegős űrtávcsóval. A beérkezett 42 mű között kettő magyar kutatók által készített is szerepelt. Szabó Róbert vezetésével készült javaslat a déli ekliptikai pólust, a Nagy Magellán-felhő melletti égterületet javasolta, míg Molnár László és társszerzői által írt mű az eredeti területen található nagyobb amplitúdójú változók (fedési kettősök, RR Lyrek és  $\delta$  Scuti csillagok stb.)

továbbészleléseinek előnyeit foglalta össze.

A 2013 novemberében tartott második *Kepler* tudományos konferencián derült fény az űrtávcső jövőjére. A K2-nek nevezett küldetés terveit ott mutatták be.

A Napból érkező fotonok sugárnyomásának ellensúlyozására az a megoldás született, hogy a napelemeket pontosan olyan irányba kell állítani, hogy a középvonalhoz képest a Nap mindkét oldalon azonos nagyságú forgatónyomatékokat hozzon létre, így a látómező nem fordul el. A távcsövet ennek megfelelően elfektették, így a látómező az ekliptika síkjába esett.

A távcső forgatása miatt kb. 80 nap hosszan lehetett egy irányban észlelni, majd újabb látómezőt kellett keresni. Ily módon a hosszabb pulzációs periódusú változók, mint az RV Taurik vizsgálatára nem volt lehetőség. A 4 évig tartó K2 misszió során összesen 19 területet sikerült monitorozni, amely során több tízezer újabb célpontot sikerült megfigyelni.

A K2 program és így a teljes *Kepler*-misszió Johannes Kepler halálának 388. évfordulóján, 2018. november 15-én ért véget, amikor NASA elküldte a végső, az eszköz leállítását végrehajtó parancsot. A *Kepler*-misszió legfontosabb eredményeiről Benkő József tollából a csillagaszat.hu<sup>1</sup>-n olvashatunk egy összefoglalót.

#### 4.1.1. Fénygörbék összeillesztése

A távcső tárolóegységeiről az előre kiválasztott felvételeket a földi központba való sugárzás után egy automatikus algoritmus (pipeline) dolgozta fel (Jenkins, 2017). A folyamat során a nyers adatok, a pixelkoordináták és a kiegészítő műszaki adatok kalibrált beütésszámmá, valamint asztrometriai koordinátákká lettek átszámolva. A CCD felvételeket több lépcsőben lettek korrigálva (mint például bias korrekció, sötét áram levonás, erősítés, földfelszínen előre előkészített flat képpel való korrekció). A fotometria az ily módon előállított kalibrált felvételeken történt. A szükséges további korrekciók (például baricentrikus időkorrekció, a kozmikus sugarak eltávolítása, háttér levonása) elvégzése után a kód egy előre meghatározott apertúrán belül adta össze az elektronok számát. Az automatikus adatfeldolgozás minden csillag nyers fénygörbéjét előállította (idő, nyers flux). A kalibrált felvételeket egy másik modul dolgozta fel, azonosítva a hibás adatpontokat, korrigálva a szisztematikus hibákat, így változócsillagokat, valamint asztrofizikai eseményeket keresve. Mivel a pipeline fedések keresésére lett optimalizálva, a változócsillagok esetében a valós fényességváltozásokat is szisztematikus hibáknak tekinthetik. Ezen ok miatt a dolgozatomban kizárólag a nyers fénygörbékkel foglalkoztam, amelyek szabadon letölthetők a Mikulski Archive for Space Te-

---

<sup>1</sup><https://www.csillagaszat.hu/hirek/asztrofizika-hirek/af-kulonleges-csillagok/bucusu-a-kepler-urtavcsotol/>

lescopes (MAST; <https://archive.stsci.edu/>) vagy a Kepler Asteroseismic Science Operations Center (KASOC; <http://kasoc.phys.au.dk/>) honlapjáról.

A *Kepler* folyamatos megfigyelései ellenére is vannak kisebb-nagyobb űrök, hibák a fénygörbékben. A távcső negyedévente elfordult, ezért a csillagok ennyi időnként másik CCD csipre estek. Megpróbálták a csipeket teljesen azonosra felépíteni, de így is van eltérés az érzékenységükben. Emiatt a különböző negyedévekben mért fénygörbeszakaszok között ugrás tapasztalható. Ezt a hibát a feldolgozás előtt javítani kellett. Az elfordulások ideje alatt nem történt mérés, ami néhány napnyi adatkiesést is jelentett. Előfordulnak kiugró pontok, elcsúszások, ezeket a negyedéven belüli hibákat különböző programokkal lehet kijavítani. A távcső váratlan esemény következtében biztonsági üzemmódba kapcsolt. Ilyen esemény lehet egy kozmikus sugár becsapódása, vagy egy hibás parancs kiadása. Az ilyen fajta hibát nem lehet kiküszöbölni, ezek a fénygörbékben eltérő hosszúságú űröket hagynak.

A KASC adatbázisból letölthető fájlokban a mérési időpont, a csillagok mért fluxusa, a korrigált fluxus és ezek hibája található. A periodikus jelek kimutatásához össze kellett illeszteni az egymáshoz képest függőlegesen eltolódott negyedéves adatsorokat. Erre két módszert alkalmaztam. Az egyiknél a negyedek különböző hosszúságú szakaszaira egyenest illesztünk. A szakaszokat úgy toljuk el egymáshoz képest, hogy az egyenesek pontosan a negyedek közötti űr felénél metszék egymást. A módszer a több 10 napos vagy annál hosszabb periódusú változásokat mutató csillagok esetében működik jól. Másik módszer, amikor a negyedek átlagát vesszük különböző hosszúságú szakaszokon. Az ebből adódó párhuzamos egyeneseket toljuk el egymáshoz. Ez a módszer a nagyon rövid (napos) periódusokat mutató csillagok esetében működik megfelelően. Példaként a 4.4. ábrán a KIC 5722894 (Kepler Input Catalog) katalógusjelű csillag fénygörbéjét mutatom be az összetolás előtti és utáni állapotban (Bányai és mtsai, 2013, Csányi, 2012, Csányi és mtsai, 2012, Szatmáry és mtsai, 2012).

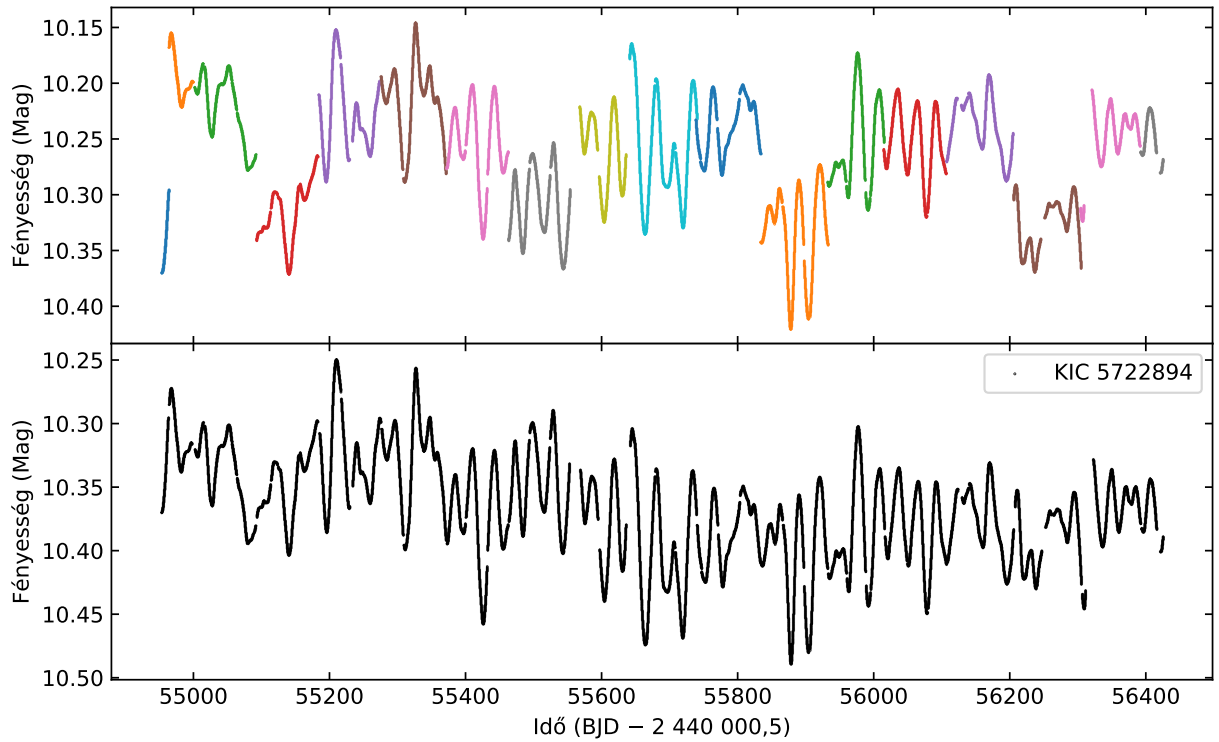
Ahhoz, hogy az adatok a csillagászatban szokásos magnitúdóban legyenek, a mért fluxusokat az alábbi összefüggéssel számoltam át:

$$m = -2,5 \log F + C \quad (4.1)$$

ahol  $m$  a magnitúdó érték,  $F$  a mért fluxus és  $C$  egy zéróponthoz viszonyított konstans, melyet 25-nek választottam.

A Q0 egy 10 nap hosszú próbaüzem volt, tehát a Q0 és Q1 adatok ugyanabban a távcsőállásban (azaz ugyanarra a csipre) készültek, ezért itt egyik csillag esetében sem kell az összetolást elvégezni. Sajnos a Q7 és a Q8 jelzésű negyedek között a távcső biztonsági üzemmódba kapcsolt, ami miatt több mint 2 hét hiányzik az összes fénygörbéből. További



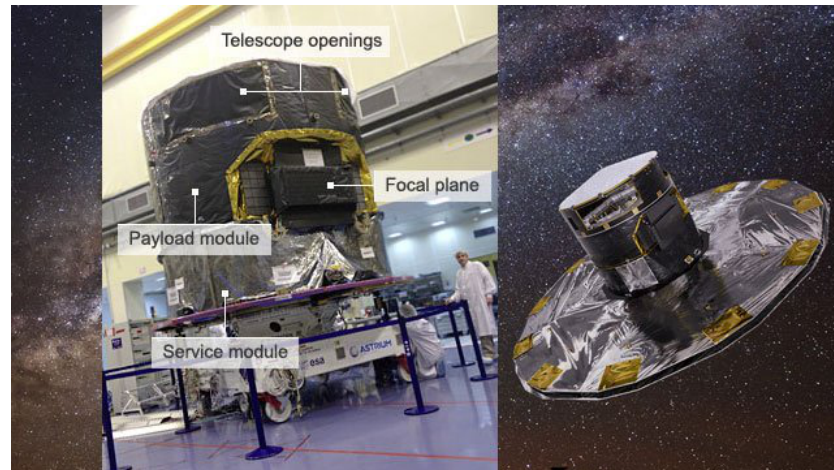


4.4. ábra. A KIC 5722894 fénygörbéje összetolás előtt (fent) és után (lent). A színek az egyes negyedéveket jelölik. Az adatok fluxusban vannak megadva, ezeket a csillagászatban megszokott magnitúdó egységekbe számoltam át.

probléma, hogy a távcső működése során 2 CCD csip elromlott, ezért ha egy csillag valamilyik negyedévben a két csip egyikére esett, akkor nem történt mérés. Saját vizsgálataimat ezen nehézség nem befolyásolta.

## 4.2. A *Gaia*-űrmisszió

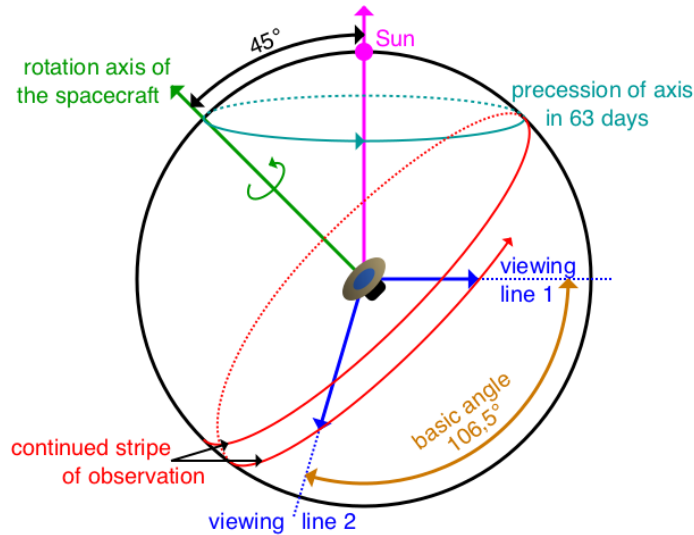
Ebben a fejezetben bemutatom a *Gaia*-misszió legfontosabb tulajdonságait, valamint részleteiben ismertetem a hibával rendelkező parallaxisok használatának általam is átvett módszerét.



4.5. ábra. A *Gaia*-űrtávcső felépítése (balra) és látványterve (jobbra). Forrás: [https://news.bbcimg.co.uk/media/images/69408000/jpg/\\_69408035\\_gs\\_poster.jpg](https://news.bbcimg.co.uk/media/images/69408000/jpg/_69408035_gs_poster.jpg)

A *Gaia* az Európai Űrügynökség (European Space Agency, ESA) űrtávcsöve, amelyet asztrometriai mérésekre terveztek (Gaia Collaboration és mtsai, 2016a). A küldetés célja a Tejútrendszer háromdimenziós térképének elkészítése. Ennek érdekében az űreszköz a tervezett öt éves időtartam alatt minden megfigyelni kívánt objektumot körülbelül 70-szer fog meglátogatni. A távcső kilenc éves működésre lett tervezve, feltéve, hogy a detektorok nem károsodnak a vártnál gyorsabban; a küldetés négy évvel meghosszabbítható. A célpontok nagyjából a Tejútrendszer populációjának egy százalékát teszik ki, ideértve minden 20 magnitúdónál fényesebb objektumot.

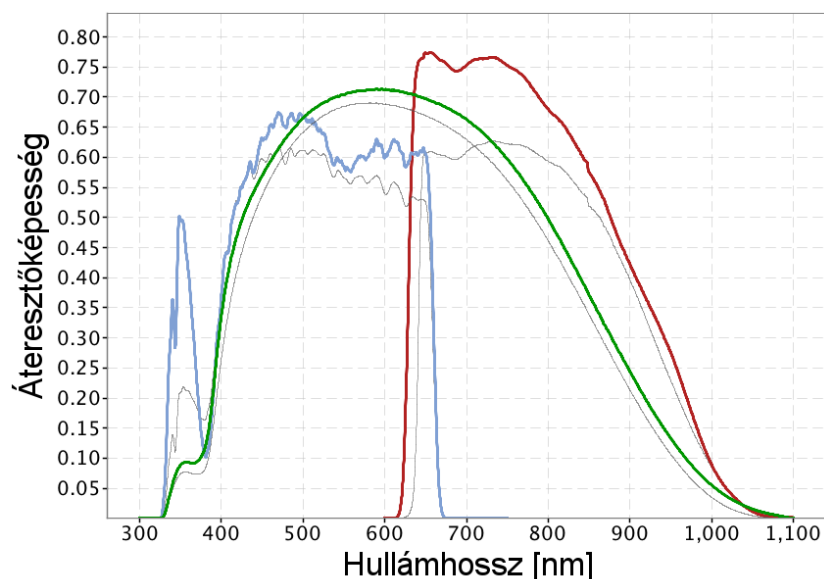
A *Gaia*-t 2013. december 19-én bocsátották fel. Az eszköz a Nap-Föld L2 pontja körül Lisszajous-pályán kering. A felszerelést tekintve három eszköz került fel a fedélzetre: i) az asztrometriai berendezés (Astro) célja az 5,7 és 20 magnitúdó közötti fényességű csillagok pozíciójának precíz mérése. A rendszer két 1,45x0,5 m főtükrű távcsőből áll, amelyek megfigyelési irányai egymással 106,5 fokos szöget zárnak be. Az űreszköz a távcsövek látóirányára merőlegesen folyamatosan forgásban van, amely forgástengely enyhén precesszál. A mérés során az objektumok relatív szögtávolsága kerül meghatározásra (lásd 4.6. ábra). A cél a 15 magnitúdónál fényesebb csillagokra 20  $\mu$ másodperces, illetve 1 milliárd 20 magnitúdónál fényesebb objektumokra 200  $\mu$ másodperces pontosság elérése. ii) A fotometriai berende-



4.6. ábra. A *Gaia* által alkalmazott mérési elv, amely a csillagpozíciók két látómezőben történő szisztematikus és ismétlődő megfigyelésén alapul. Az űrtávcső  $1^\circ$ /perces állandó szögsebességgel forog egy olyan tengely körül, amely merőleges a két látómezőre, és ezáltal 6 óra alatt egy kört ír le az égbolton. Az asztrometriai látómezők egymáshoz képest  $106,5^\circ$ -os szögben állnak. Ennek köszönhetően az objektumok a második látómezőben  $106,5$  perccel az első után haladnak át. A távcső forgástengelye  $45^\circ$ -os szöget zár be a Nap irányával. Ez a tengely lassú precessziós mozgást végez a Nap-Föld irány körül átlagosan 63 napos periódussal. Ez lehetővé teszi, hogy a mérés független legyen az L2 körüli pályától. Forrás: [https://en.wikipedia.org/wiki/Gaia\\_\(spacecraft\)](https://en.wikipedia.org/wiki/Gaia_(spacecraft))

zés (BP/RP) lehetővé teszi az 5,7-20 magnitúdó közötti csillagok fényességének mérését a 320-1000 nm-es sávban. Két, alacsony felbontású grism segítségével színmeghatározásra is lehetőség van. A kék fotométer a 330-680 nm, amíg a vörös a 640-1050 nm-es tartományt fedi le (lásd 4.7. ábra). A színeket a csillagok olyan alapvető fizikai tulajdonságainak meghatározására használják fel, mint az effektív hőmérséklet, tömeg, kor és kémiai összetétel. iii) A radiális sebesség-spektrométerrel (RVS) a 17 magnitúdónál fényesebb objektumok radiális sebességének meghatározása lehetséges a nagy felbontású, 847-874 nm közötti spektrumokból. A fényesebb objektumok esetében a pontosság  $1 \text{ km/s}$  ( $V=11.5$ ), a többi objektumra  $30 \text{ km/s}$  ( $V=17.5$ ).

A *Gaia* katalógust szakaszosan bocsátják a nagyközönség elé. Az első adat kibocsátás (DR1) során 14 hónapon keresztül történő mérések eredményeit közzétették le (Gaia Collaboration és mtsai, 2016b). A második adat kibocsátás (DR2), amely 2018. április 25-én vált



4.7. ábra. A *Gaia* második adatkibocsájtása során alkalmazott fotometriai átviteli függvények (színessel). A halvány vonalak a fellövés előtti névleges görbéket mutatják, amelyek az első adatkibocsájtás során kerültek felhasználásra (Jordi és mtsai, 2010). Forrás: [https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/iow\\_20180316](https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/iow_20180316)

elérhetővé, már 22 hónapnyi mérésen alapszik. Megtalálható benne 1,3 milliárd csillag pozíciója, parallaxisa és sajátmozgása, ill. további 300 millió csillag pozíciója, valamint 1,1 milliárd objektum kék és vörös oldali fotometriai adatai, 400 millió csillag egyszín fotometriája, és 7 millió 4-13 magnitúdó közötti csillag medián radiális sebessége. A harmadik (2021 második fele), valamint a végleges katalógus a dolgozatom megszületése után fog napvilágot látni.

Az adatok szabadon elérhetőek az Európai Űrügynökség (ESA) *Gaia* Archív honlapján keresztül<sup>2</sup>, ahol vizualizációs eszközöket, nagy katalógusokkal előre keresztkorrelált mintákat és átfogó dokumentációkat is találni.

#### 4.2.1. Hibával terhelt parallaxisok használata

Az iskolai példákban a távolságokat a parallaxisokból a legegyszerűbb módon határozzuk meg, vesszük az utóbbi reciprokát. Azonban mint minden mérés, a parallaxisok is hibával terhelték, amelyeket figyelembe kell venni. Ebben az alfejezetben Bailer-Jones (2015) és Astraatmadja & Bailer-Jones (2016) nyomán megmutatom, hogy adott mért parallaxis és mérési

<sup>2</sup><http://archives.esac.esa.int/gaia>

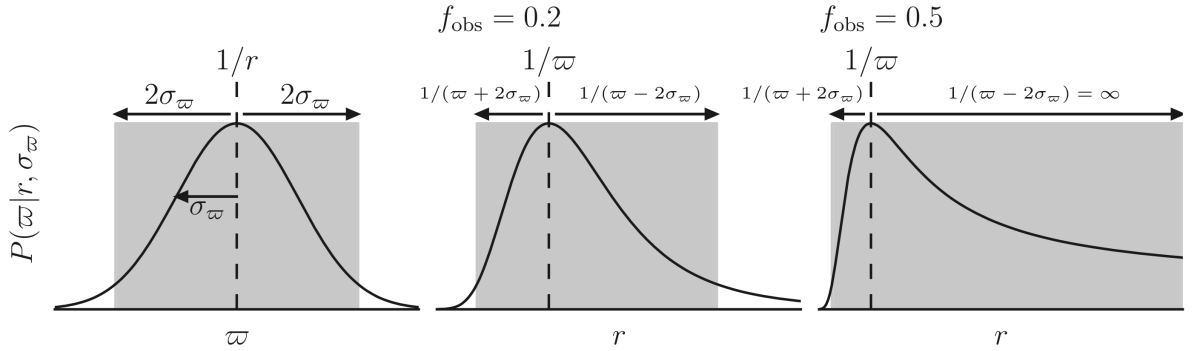
hiba mellett hogyan becsülhetjük meg helyesen a távolságot és annak bizonytalanságát.

Az általános gyakorlat szerint a távolságot az  $1/\omega$  szerint becsüljük, a hibát a Taylor szerinti sorfejtés első rendje adja ( $\sigma_\omega/\omega^2$ ), ahol  $\omega$  a parallaxis,  $\sigma_\omega$  pedig annak bizonytalansága. Ez azonban problémás, mert  $\omega$  zajos, valamint a távolságra való átszámítás nagy mértékben nemlineáris. Ha feltesszük, hogy a zaj eloszlása gaussos, akkor a mérésre úgy tekinthetünk, mintha azt egy olyan Gauss-eloszlásból mintavételeztük volna, amelynek átlaga  $1/r$  és szórása  $\sigma_\omega$ :

$$P(\omega|r, \sigma_\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\omega} \exp\left[-\frac{1}{2\sigma_\omega^2}\left(\omega - \frac{1}{r}\right)^2\right], \sigma_\omega \geq 0. \quad (4.2)$$

A függvény a mért modell vagy valószínűség (likelihood), amely megadja a valószínűségi sűrűség függvényt (PDF) – egységnyi parallaxisra eső valószínűséget – bármely  $\omega$  esetében, adott  $r$  és  $\sigma_\omega$  mellett. Ezt a mennyiséget használják a *Gaia* adatfeldolgozása során.

Ahogy azt a 4.8. ábra bal oldalán láthatjuk, az eloszlás a parallaxisra nézve szimmetrikus, míg a távolságra ( $r$ ) nem. Még abban az esetben is ferde eloszlást kapunk, amikor a relatív parallaxis hiba kicsi ( $f_{\text{obs}} = \sigma_\omega/\sigma < 0,2$ ). Mivel a valószínűség még végtelen távolságban sem csökken nullára, így még véges parallaxishibák mellett is a konfidencia szintek végtelen nagyra nőhetnek, ily módon értelmetlen eredményeket adva (Bailer-Jones, 2015). Ezt mutatja be a 4.8. ábra jobb oldala.



4.8. ábra. A bal oldali ábra a  $P(r|\omega, \sigma_\omega)$  valószínűséget mutatja  $\omega$  függvényében. A középső ábrán a  $P(r|\omega, \sigma_\omega)$  látható az  $r$  függvényében, egy olyan objektum esetében ahol  $\sigma_\omega/\sigma = 0,2$  ( $= f_{\text{obs}}$ ). A jobb oldali ábra ugyanaz, mint a középső, csak az  $f_{\text{obs}} = 0,5$  esetre. A besötétített rész az  $1/r$  helyét, valamint az ennek megfelelő transzformáció körüli  $2\sigma$  konfidencia intervallumot jelöli. Astraatmadja & Bailer-Jones (2016) nyomán.

A probléma adott, szeretnénk  $\omega$ -ból és  $\sigma_\omega$ -ból az  $r$ -et meghatározni, de mivel a mérésünk zajos, így ezt nem tudjuk közvetlenül megtenni; egy valószínűségi eloszlást kell meghatá-

roznunk az  $r$  minden lehetséges értékére. Matematikailag ez a  $P(r|\omega, \sigma_\omega)$  függvény meghatározását jelenti. Bayes tétele szerint ezen függvény az alábbi módon áll kapcsolatba a valószínűséggel (likelihooddal):

$$P(r|\omega, \sigma_\omega) = \frac{1}{Z} P(\omega|r, \sigma_\omega) P(r), \quad (4.3)$$

ahol  $Z$  a normalizációs konstans

$$Z = \int_{r=0}^{r=\infty} P(\omega|r, \sigma_\omega) P(r) dr, \quad (4.4)$$

amely független  $r$ -től.  $P(R)$ -t *prior*-nak nevezzük, ami a távolságra vonatkozó ismereteinket vagy feltételezéseinket fejezi ki függetlenül a mért parallaxistól,  $P(r|\omega, \sigma_\omega)$  függvényt pedig *posterior*-nak.

Látható, hogy csak az esetben tudjuk a távolságot valószínűségekkel értelmezni, ha feltételezünk egy priort. Azaz az eredményeink nagyban függenek a választott priortól. Bailer-Jones (2015) és Astraatmadja & Bailer-Jones (2016) szimulált zajos adatokra, valamint az egész *Gaia* katalógus szimulációjára alapozva megvizsgálták a különböző priorok viselkedését, azok segítségével való távolságbecslés pontosságát. Az eredmények részletes bemutatását mellőzve az alábbiakban csak az általam is használt egyparaméterű, jól viselkedő priort mutatom be, amely a GUMS (*Gaia* universe Model Snapshot; Robin és mtsai 2012) szimuláció alapján készült. Az exponenciálisan csökkenő térfogatsűrűség (Exponentially Decreasing Volume Density; EDVD) prior, ahogy az elnevezése is mutatja, a csillagok térfogatsűrűségét a távolsággal exponenciálisan csökkenti, az alábbi függvény szerint:

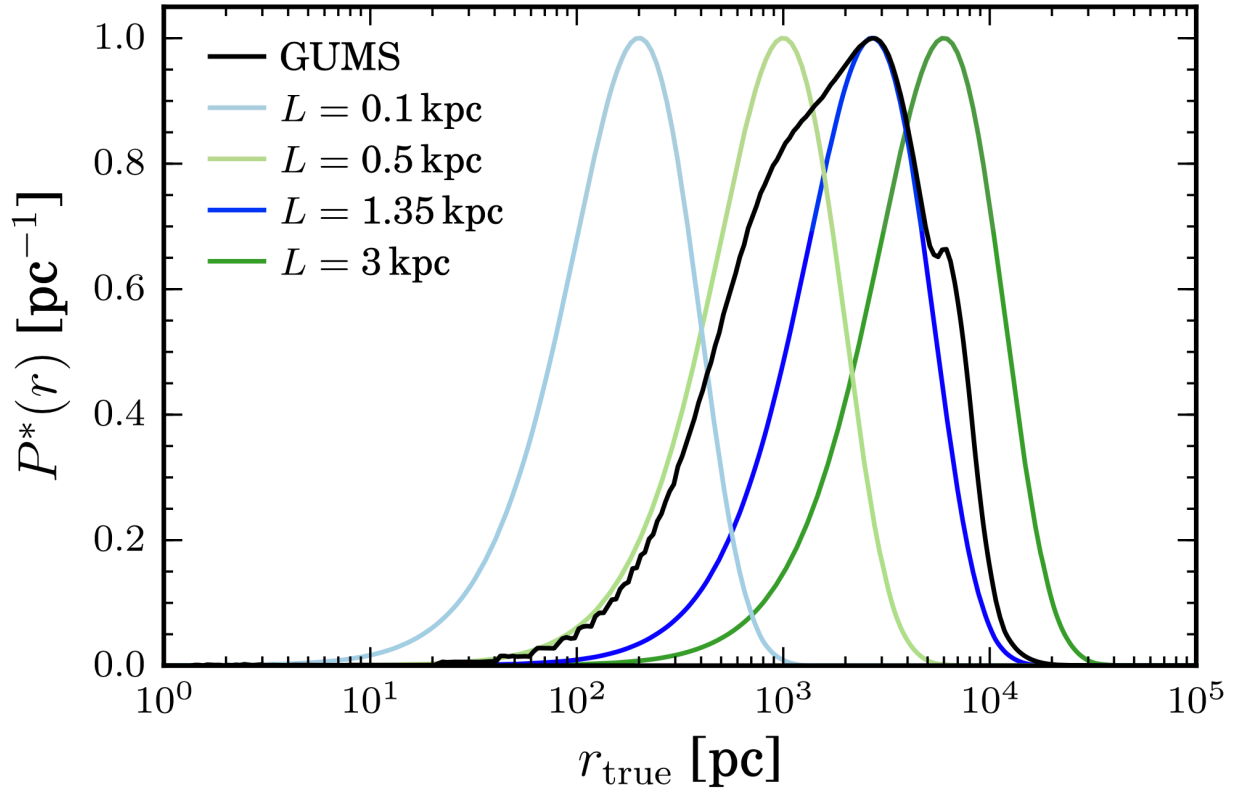
$$P(r) = \begin{cases} \frac{1}{2L^3} r^2 \exp(-r/L), & \text{ha } r > 1 \\ 0, & \text{egyébként,} \end{cases} \quad (4.5)$$

ahol  $L (>0)$  a távolság skála. Ez alapján a normalizálatlan posterior az alábbi alakba írható:

$$P(r|\omega, \sigma_\omega) = \begin{cases} \frac{r^2 \exp(-r/L)}{\sigma_\omega} \exp\left(-\frac{1}{2\sigma_\omega^2(\omega - \frac{1}{r})^2}\right), & \text{ha } r > 1 \\ 0, & \text{egyébként,} \end{cases} \quad (4.6)$$

amely bármely  $\sigma_\omega$  és  $\omega$  értékre (ideértve a negatív parallaxisokat is) véges távolságot ad.

A 4.9. ábra az összes katalógusbeli csillag valódi távolságának eloszlását mutatja. Az eloszlás maximuma kb. 2,7 kpc környéken van, amely a vékony korong skálahosszának felelthető meg (Robin és mtsai, 2012). Egy másik kisebb csúcs is látható kb. 6 kpc-nél, amely a galaxisunk középpontjának irányában található csillagok eloszlásának maximumát mutatja. E csillagok egyébként az extinkció miatt nem figyelhetőek meg. A 4.9. ábrán feketével az



4.9. ábra. A GUMS katalógusban szereplő csillagászati objektumok valódi távolságának ( $r_{true}$ ) eloszlása (fekete vonal). A színes vonalak az exponenciálisan csökkenő térfogatsűrűség priort mutatják különböző skálahosszak mellett. A valószínűségi sűrűségfüggvények a maximumértékeikkel lettek normálva. Látható, hogy az 1,35 kpc-es skálahosszhoz tartozó prior közelíti legjobban a valódi eloszlást. Astraatmadja & Bailer-Jones (2016) nyomán.

exponenciálisan csökkenő térfogatsűrűség prior látható négy különböző skála hossz mellett,  $L = 0,1, 0,5, 1,35, 5$ . Amint látható, egyik eloszlás sem követi a GUMS-ét, de az 1,35 kpc-es prior maximuma egybeesik azzal. Mivel ebben a távolságban található a Tejútrendszer csillagainak nagy többsége, így az EDVD prior jó becslést ad a legtöbb csillag távolságára.

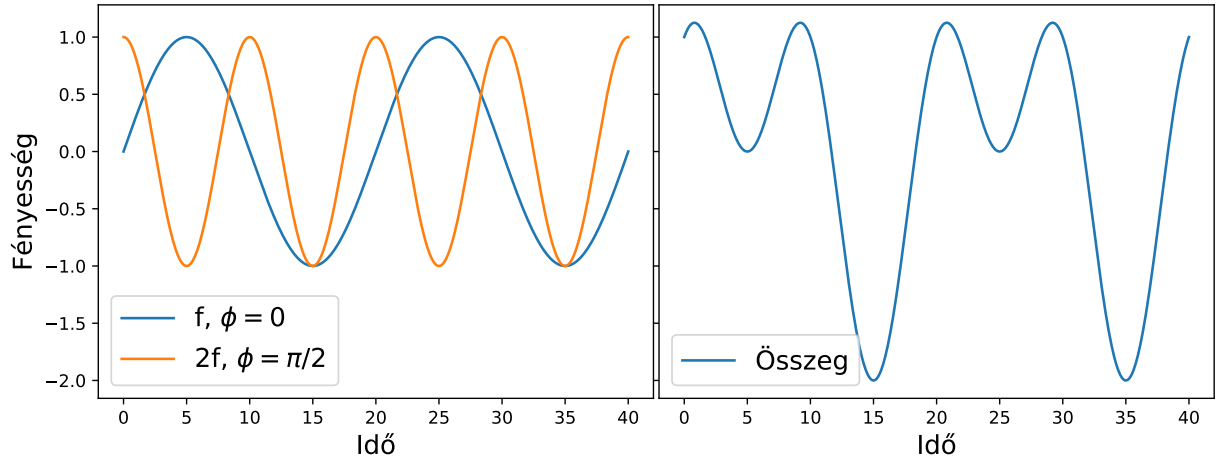
## 5. fejezet

# Az RV Tauri típusú pulzáló változócsillag, a DF Cygni periodicitásai: *Kepler*-adatok egyesítése földfelszíni megfigyelésekkel

A bevezetőben ismertetett RV Tauri csillagok luminozitása hasonló, az effektív hőmérsékletük nagyobb, mint a Mira típusú változócsillagoké. Az RV Taurik luminozitásfüggvénye nagyrészt átfed a Mirák luminozitásfüggvényének alacsony fényességű tartományával. A két csillagtípus megfigyelési tulajdonságai között számos hasonlóság van. Néhány Mira fénygörbéje az RV Taurik esetében gyakori (például R Cen, R Nor) kettős maximumot mutat. Egyes Mirákra és félszabályos változókra olyan kvázi-periodikus, hosszú periódusú átlagfényesség változás jellemző, ami megegyezik (vagy legalább is fizikailag hasonló) az RVb alosztály esetében ismerttel. Úgyszintén jelentős irodalma van az aszimptotikus óriásági csillagok ún. hosszú másodlagos periódusának; a jelenségnek, amely az RVb csillagokéhoz meglepően hasonló fénygörbét hoz létre, de a mai napig kérdéses a magyarázata (Wood és mtsai, 1999, Takayama, Wood és Ita, 2015).

Az RV Taurik fényességváltozására számos modell próbált már magyarázattal szolgálni. A rövid periódusú változást könnyen lehet reprodukálni két 2:1 frekvencia arányú és  $\pi/2$  fáziskülönbségű szinusz összegével (Pollard és mtsai, 1996). Ezt szemléletesen az 5.1. ábra mutatja be, ahol a bal panelen két szinuszt külön, a jobb panelen pedig azok összegét ábrázoltam. Buchler és mtsai (1996), valamint Kolláth és mtsai (1998) egy sokkal kifinomultabb modellel álltak elő az R Sct és az AC Her csillagok fényességváltozásainak magyarázatára;





5.1. ábra. Balra: két szinusz hullám 2:1 frekvencia aránnyal és  $\pi/2$  fáziskülönbséggel. Jobbra: ezek összege, amely egyértelműen hasonlít az RV Tauri csillagok jellegzetes fénygörbéjére.

alacsony dimenziójú káosz jelenlétét mutatták ki. A hosszú periódusú átlagfényesség változásra jóval nehezebb magyarázatot találni a fénygörbékben, valamint az RVb csillagok spektrumában megfigyelhető jelenségek miatt. Pollard és mtsai (1996, 1997) hosszútávú fotometriai és spektroszkópiai felmérést végeztek. Kimutatták, hogy néhány RVb csillag a hosszú periódusú minimumot követően lesz a legvörösebb. Arra is rájöttek, hogy a rövid periódusú változás szűrőben, valamint anélkül mért amplitúdója a hosszú periódus minimumában kisebb. Szintén ezen szerzők voltak azok, akik kimutatták, hogy a  $H\alpha$  emissziós vonal ekvivalens szélessége a hosszú periódussal együtt változik. Az RVb jelenséget magyarázó egyik modell szerint a pulzáló csillag egy kettős rendszer tagja, amelyet egy cirkumsztelláris vagy cirkumbináris porkorong vesz körül (Percy, 1993, Waelkens és Waters, 1993, Willson és Templeton, 2009). Pollard és mtsai (1996, 1997) végül arra a következtetésre jutottak, hogy a pulzációs amplitúdó csökkenését csak nehezen lehet magyarázni ezen népszerű modellel. Ezen felül azt is megmutatták, hogy a  $H\alpha$  emissziót a csillag légkörén áthaladó lökeshullám hozza létre. A hosszú periódusú átlagfényesség-változás fotometriai és spektroszkópiai jellemzőit magyarázhatja a Pollard, McSaveney és Cottrell (2006) által javasolt porernyős modell konfiguráció. Magát a modellt a következő fejezetben mutatom be, ahol részletesen foglalkozom az RVb jelenség fizikai hátterével. Sajnos a korábbi mérések rossz minősége az R Sct és AC Her kivételével nem tették lehetővé a pulzációs mechanizmus részletes vizsgálatát.

Gezer és mtsai (2015) a WISE műhold infravörös fotometriai méréseit felhasználva tanulmányozták az RV Tauri csillagok spektrális energiaeloszlását (SED). A cirkumsztelláris koronggal rendelkező objektumok SED-je közeli infravörös többletet mutat. Az ebbe a cso-

portba tartozó csillagok fénygörbéjének átlagfényessége időben változik, míg a korong jelenléte és a kettősség egyértelmű összefüggésben áll egymással. Következésképp a kettősség kapcsolatban áll az átlagfényesség változással. Másrészt Gezer és mtsai (2015), valamint Giridhar és mtsai (2005) vizsgálatokat végeztek a fotoszféra kémiai anomáliájával kapcsolatban (vagyis, hogy egyes elemek alulreprezentáltak a többihez képest), amit a por-gáz szeparáció egyik jelének tekintenek. Két forgatókönyvet javasoltak a szokatlan abundanciák magyarázatára: *i*) magányos csillagok, amelyek csillagszelében válik ketté a por és a gáz, *ii*) kettőscsillagok, amelyeket körülölelő cirkumbináris korongban szeparálódik a por és gáz (Giridhar és mtsai, 2005). Az utóbbi összhangban áll az RVb-k kettős természetének hipotézisével. Gezer és mtsai (2015) arra a következtetésre jutottak, hogy a korong jelenléte szükséges, de nem elégséges feltétele a kémiai elemkimerülés hatékony működésének.

A DF Cygni az RVb alosztályba tartozó fényes változócsillag, amelyet Harwood fedezett fel 1927-ben. Fényességét a V fotometriai sávban 10,5 és 13 magnitúdó között változtatja. Az egymást követő minimumok közötti periódus hossza 49,4 napnak adódott. Néhány évvel később egy  $790 \pm 10$  nap hosszú másodlagos periódus jelenlétére is fény derült (Harwood, 1936, 1937). A legfrissebb eredmények szerint a radiális pulzáció periódusa nagyjából 50 nap, hosszú másodlagos periódus pedig kb. 775 nap (Percy, 2006). Preston és mtsai (1963) a spektrális és színbeli változásokat vizsgálva a csillag spektrumában CN sávokat mutatott ki. Gezer és mtsai (2015) munkájuk során, amelyben olyan csillagokat kerestek, amelyek spektrális energia eloszlása porkorong jelenlétére utal, a DF Cygnit bizonytalan kategóriába sorolták. Ez azt jelenti, hogy korong jelenléte nem mutatható ki egyértelműen, habár a csillag spektrumában egyes kémiai elemek csak kis mértékben alulreprezentáltak, már ha egyáltalán hiányosak (Giridhar és mtsai, 2005, Gezer és mtsai, 2015). Összességében a DF Cygni az egyik legjobban ismert RV Tauri-típusú csillag, amelynek különlegessége, hogy ez az egyetlen ilyen típusú objektum az eredeti *Kepler*-mezőn.

A következőkben a DF Cygni fényességváltozásaival kapcsolatos vizsgálataim eredményeit mutatom be, amelyhez a 48 év hosszú földfelszíni vizuális észlelések mellé felhasználtam a *Kepler*-űrtávcső 4 év hosszú ultraprecíz fotometriáját is. A kettő ötvözése lehetővé tette, hogy egyszerre érjek el nagy frekvenciabeli felbontást és extrém fotometriai pontosságot legalább a *Kepler* által lefedett időszakban.

## 5.1. Fénygörbék előkészítése

Az Amerikai Változócsillag-észlelők Társasága (AAVSO; American Association of Variable Star Observers) által összegyűjtött szabadon elérhető észleléseket a weblapjukról töltöttem le<sup>1</sup>. Az elérhető adatok közül csak a leghosszabbat, a majdnem 5 évtized hosszúságú vizuális fényességbecsléseket használtam. Összességében 5924 darab egyedi vizuális észlelést találtam, amely 110 amatőr csillagász 1968 októbere és 2015 júliusa között végzett méréseit tartalmazza. Jellemzően az egyedi észlelések pontossága  $\pm 0,3$  mag (Kiss és mtsai, 1999). A megfigyelések hosszú távú megbízhatóságát átlagolással lehet növelni. Hosszabb szakaszokat használva a rövid periódusú változást is kisimítottam volna, míg rövidebbekkel nem tudtam volna a megfigyelési hibát csökkenteni, mivel túl kevés pont esett volna egy-egy átlagba. Jellemzően 10-15 pontonként történt az átlagolás, amivel nagyjából  $\pm 0,1$  magnitúdóra csökkentettem a mérések bizonytalanságát.

A *Kepler* által mért adatsort a Kepler Asztroszeizmikus Tudományos Konzorcium (Kepler Asteroseismic Science Consortium; KASC) üzemeltette adatbázisból töltöttem le<sup>2</sup>. Az eredeti adatsorban megtalálható (egyéb technikai adatok mellett) a baricentrikus Juliándátum, a nyers- és a korrigált *Kepler* fluxusok és azok becsült bizonytalanságai. Az utóbbi minden észlelési pontra nagyjából 70 ppm volt. A DF Cygni az eredeti *Kepler*-mező teljes megfigyelési időtartama alatt az észlelési program részét képezte, azaz több mint 4 év (17 negyed) hosszú adat áll róla rendelkezésre. A mintavételezés a hosszú módban történt, amely 29,4 percenként jelent egy pontot (ill. további rövid űrököt a negyedek között). A *Kepler* negyedévente történő elforgatása miatt a csillag minden negyedben más-más chipre esett. A chippek eltérő érzékenysége szisztematikus eltolódásokat okozott a különböző negyedbeli fénygörbeszakaszok között. A csillagtól származó valós fényváltozások szétválasztása a negyedről negyedre történő változásoktól igen nagy kihívást jelent, mivel a DF Cyg esetében a domináns fényességváltozás időskálája összemérhető a *Kepler*-negyedek hosszával.

Jelen munkámban a Bányai és mtsai (2013) által kidolgozott, a dolgozat bevezető fejezetében bemutatott módszert alkalmaztam a negyedek összeillesztésére, a folytonos fénygörbe létrehozására. Röviden a korrekciót az alábbi módon végeztem el. Minden egyes negyed elejének és végének egy-egy kis szakaszára egyenest illesztettem, amelyeket az űrök közepén egymáshoz is összeillesztettem. Mindehhez a fénygörbét fluxusból magnitúdóba konvertáltam és csak függőleges eltolásokat alkalmaztam. Néhány esetben kézzel kellett apró korrekciókat végezni, hogy a lehető legjobban illeszkedő fénygörbét hozzam létre.

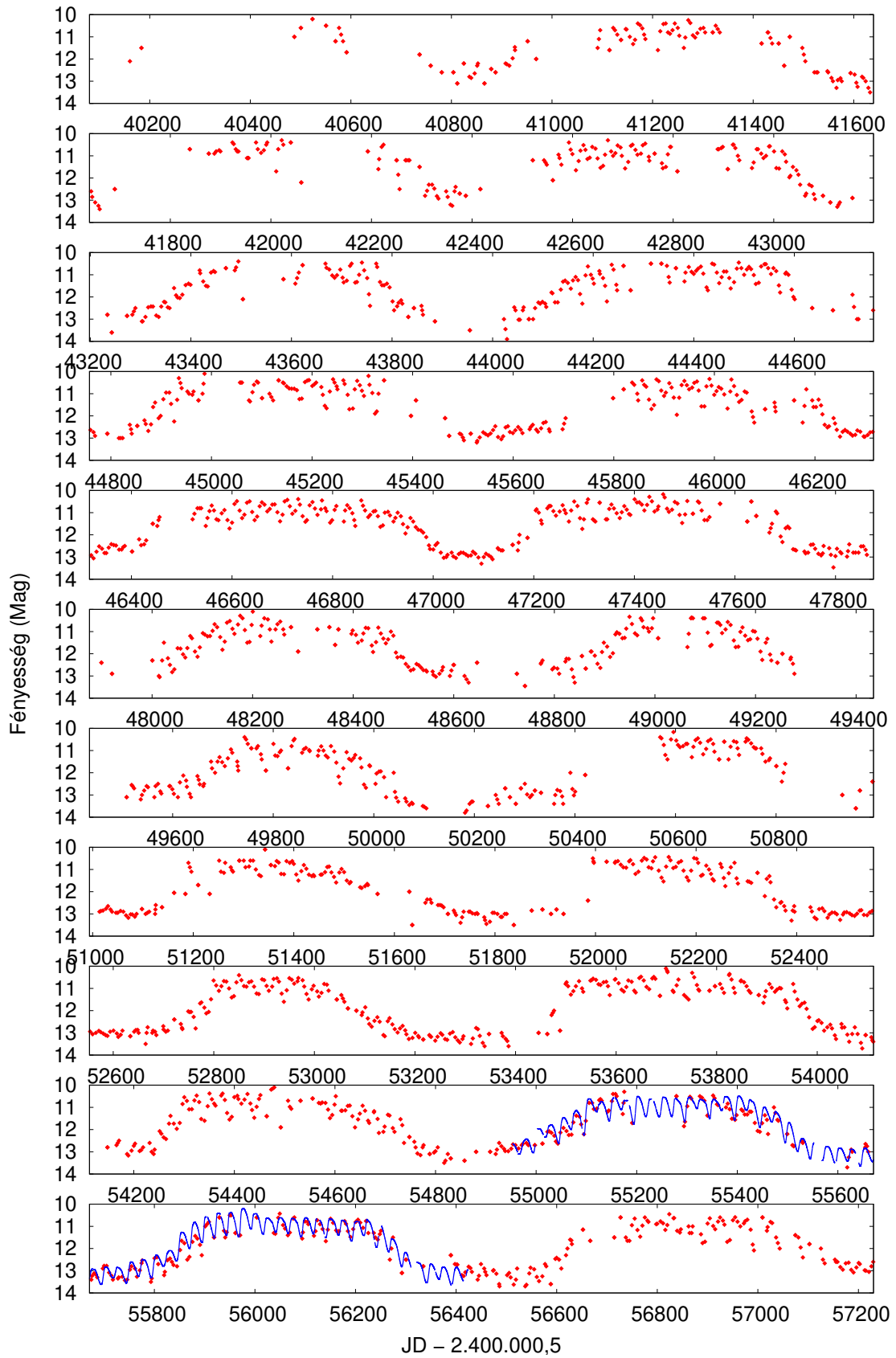
---

<sup>1</sup><http://www.aavso.org>

<sup>2</sup><http://kasoc.phys.au.dk/>

A végső adatsort az 5.2. ábrán mutatom be. Piros rombuszokkal az AAVSO által gyűjtött vizuális észlelések 5 napos átlagolással, folytonos kék vonallal az általam korrigált *Kepler*-fénygörbe látható. Az utóbbi nullpontját úgy változtattam, hogy a mérések a lehető legnagyobb mértékben fedjenek át a szimultán vizuális észlelésekkel. A fénygörbét olyan szakaszokra osztottam, amelyek hossza pontosan 2 RVb ciklust fed le (ami  $1570 \text{ nap} = 4,3 \text{ év/panel}$ ).

Az 5.2. ábrára tekintve jól látható, hogy a hosszú periódus végig koherens maradt a 48 évnyi vizuális adatgyűjtés során. Bár néhol a fénygörbe alakjában apró változásokat figyelhetünk meg, mint például az időnként ellaposodó maximumok, ennek ellenére a leg-halványabb szakaszok látszólag fázistolódás nélkül, nagyon pontosan ismétlődnek. A rövid periódusról ez már nem mondható el. Mind amplitúdójában, mind a ciklusok alakjában is jelentős változások észlelhetők. Az utóbbiról az 5 napos átlagolás miatt csak korlátozott mértékben tudunk információt kinyerni, mivel a kb. 50 nap hosszú pulzációs periódusokat a legjobb esetben is maximum  $\sim 10$  pont fed le. A pulzáció apró részleteinek vizsgálatára csak a folytonos *Kepler*-fénygörbében van lehetőségünk. Ettől függetlenül a kétfajta mérési sorozatot ugyanazon módszerek alkalmazásával hasonló módon elemeztem, így közvetlenül össze tudtam hasonlítani a bennük rejlő információt.



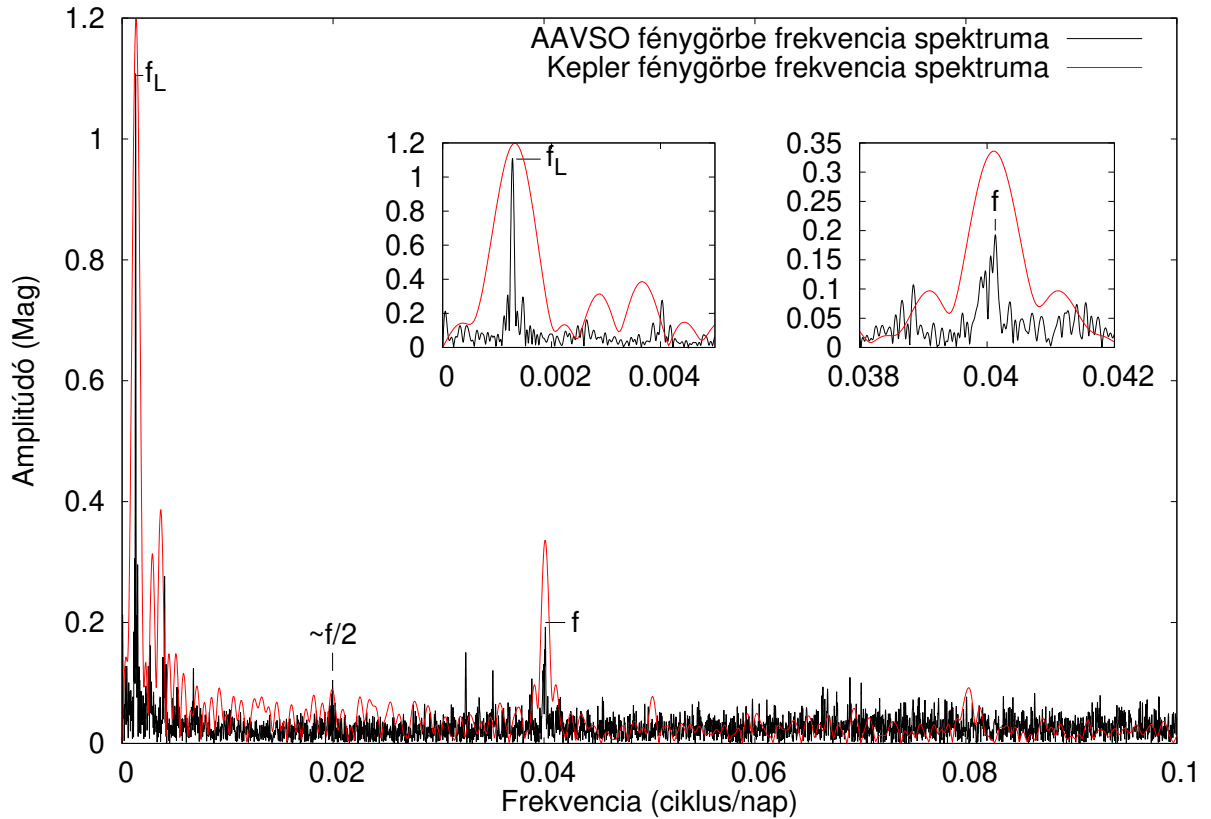
5.2. ábra. A DF Cygni AAVSO (piros pontokkal, 5 napos átlagolással) és *Kepler* (kék vonallal) fénygörbéi.

## 5.2. A fénygörbe vizsgálata

Az adatok elemzéshez a hagyományos Fourier-analízist, az O–C módszert, valamint a wavelet-analízist használtam fel. A módszerek közül egyeseket az eredeti adatsorra közvetlenül tudtam alkalmazni, míg néhány esetben szükséges volt további módosításokat végezni, mint például levonnom az átlagfényesség hosszú periódusú változását. Az ebben a fejezetben bemutatásra kerülő frekvenciaspektrumokat, egyedi frekvenciákat, azok amplitúdóit, fázisait és bizonytalanságait a Lenz és Breger (2005) által fejlesztett Period04 nevű programmal számoltam ki. A kezdeti paramétereket a legkisebb négyzetek módszerével illesztettem az adatsorra, a program által elérhető legtöbb iterációs lépést kihasználva. Minden egyes csúcs jel per zaj viszonyának meghatározásához a zaj mértékét a csúcsok körüli amplitúdó értékek átlagolásával határoztam meg. A wavelet-térképet a Foster (1996) által Fortran-nyelven fejlesztett WWZ kóddal számoltam ki, amely során a „c”, azaz a „bomlási” paraméter értékét 0,0125-nek választottam. Ennek oka, hogy tapasztalat szerint néhány tíz és száz nap közötti időskálájú változás esetében ez az érték nyújtja a legtöbb információt. Az idő-frekvencia eloszlás részleteit saját magam által írt szkriptekkel nyertem ki a kimeneti fájlokból. Ezzel a módszerrel konkrét információkat kaptam a frekvenciacsúcsok és azok amplitúdóinak időbeli stabilitásáról.

Az AAVSO által gyűjtött vizuális észlelések 1968-ban kezdődtek és mostanra már 22 hosszú periódusú ciklust ölelnek fel. A teljes, csúcstól csúcsig mért amplitúdó kb. 3,45 mag. A hosszú periódusú maximumok laposak, hasonló fényességűek, de eltérő időtartamúak. A minimumok jellemzően rövidebbek és íveltebbek, 100-200 nap hosszú lapos szakaszokat mutatnak. A rövid periódusok alakja aligha ismerhető fel az AAVSO fénygörbében. Ezzel szemben a *Kepler* űrbéli mérési pontosságának köszönhetően 59 ciklust tudunk részletesen megvizsgálni. Az alternáló minimumok, hasonlóképp a maximumok változása is tisztán kivehető. Ezeket a jellegzetes változásokat a zajos vizuális adatsorban nem lehet kimutatni.

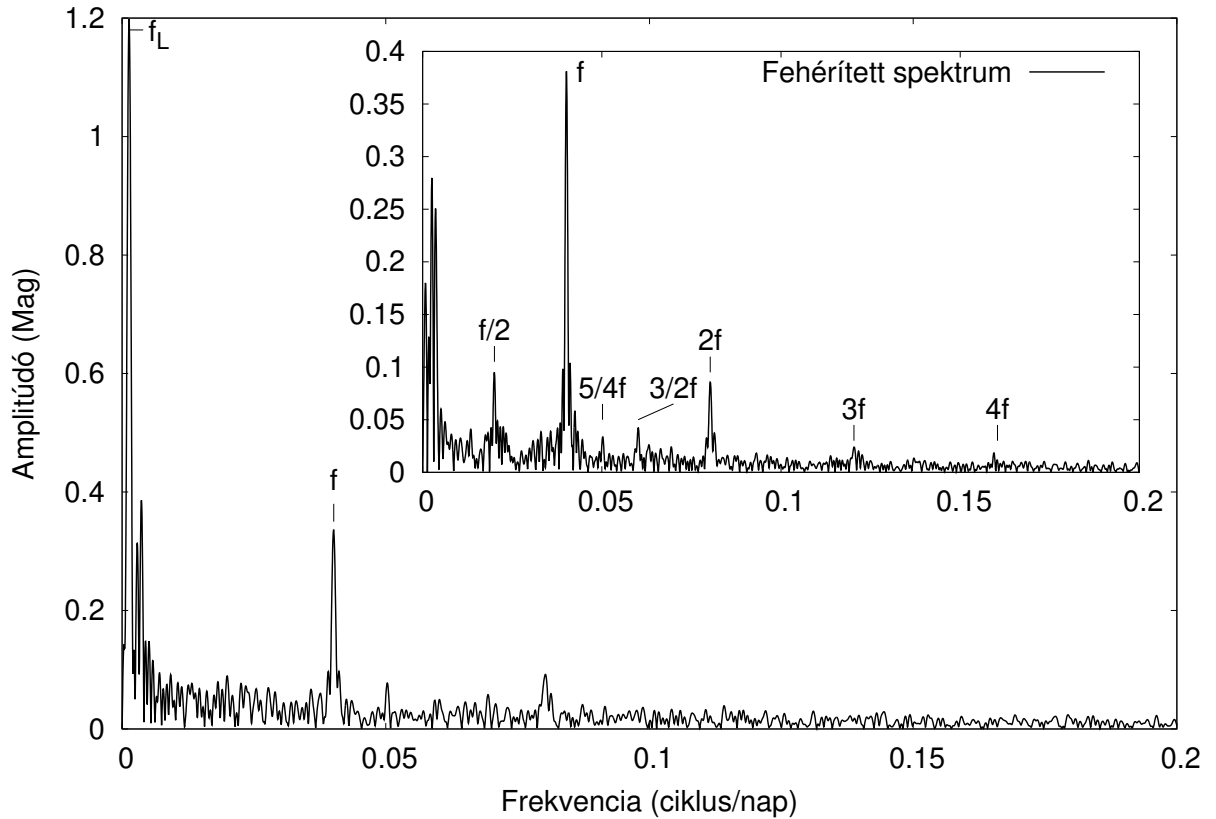
Mindkét adatsor frekvenciaspektrumában két szignifikáns csúcs jelenik meg a hosszú periódusú (amelyet  $f_L$ -el jelöltem), és a rövid időskálájú (amelyet  $f$ -el jelöltem) változások miatt (lásd 5.3. ábra és 5.1. táblázat). Az AAVSO spektrumban még az  $f/2$  is megfigyelhető, de ezen kívül nem látni mást a zajszint felett. A csúcsok szélessége az eltérő adathosszak miatt más (hiszen a frekvenciabeli felbontás a megfigyelés időtartamával fordítottan arányos), de egyértelműen kivehető, hogy az  $f_L$  csúcs sokkal stabilabb volt az elmúlt öt évtizedben, mint az  $f$ . Az utóbbi, 0,04 c/d ( $P \sim 25$  d) körüli csúcs az AAVSO adatsorban fel van hasadva; a felhasadást a frekvencia vagy a fázis időbeli változása(i) okozzák. Az általam, a két adatsorból meghatározott  $f_L$  és  $f$  értékek jó egyezést mutatnak, viszont a sokkal hosszabb



5.3. ábra. A DF Cygni AAVSO (feketével) és *Kepler* (pirossal) fénygörbéire számolt frekvenciaspektrumok. Inzertekben az  $f_L$  és  $f$  körüli tartomány látható.

AAVSO mérések jóval pontosabb frekvencia meghatározást tesznek lehetővé az  $f_L$  esetében. Megjegyzem, hogy az AAVSO frekvenciaspektrumban látható összes többi csúcs a három domináns frekvencia ( $f_L$ ,  $f$  és  $f/2$ ) éves vagy hónapos hamis mellékcsúcsa („alias”-a).

A *Kepler* spektrum jóval gazdagabb csúcssereget mutat. A  $f_L$  frekvenciával való fehérítés után készült reziduál spektrumban megjelenik egy sor egész számú harmonikus ( $2f$ ,  $3f$ ,  $4f$ ), valamint három további szubharmonikus is ( $f/2$ ,  $3f/2$  és  $5f/4$ ). Az alacsony frekvenciás tartományban is van egy kevés többlet teljesítmény, amit a két hosszú periódusú ciklus instabil alakja okoz. A fehérítést folytatva további harmonikusok és szubharmonikusokat sikerült egyértelműen kimutatnom egészen a  $6f$  és a  $7f/2$  frekvenciáig (a teljes lista a 5.1. táblázatban található). A fehérítést addig folytattam, ameddig a legnagyobb amplitúdójú csúcs magassága nagyobb volt, mint a körülötte mért átlagos amplitúdó (zaj) háromszorosa. Más szavakkal élve a jel/zaj le nem csökkent 3,0 alá. Nagyon fontos megjegyznem, hogy egyetlen olyan frekvenciát sem sikerült kimutatnom a vizsgálat során, amely független lenne az  $f_L$  vagy az  $f$  csúcsoktól.



5.4. ábra. A *Kepler*-adatok frekvenciaspektruma. Inzertben az  $f_L$  frekvenciával való fehérítés után kapott reziduál spektruma látható.

Annak érdekében, hogy a rövid periódusú változást külön meg tudjam vizsgálni, a *Kepler*-fénygörbét két komponensre választottam szét. A sima, hosszú periódusú változást egy olyan polinommal illesztettem le, amely figyelmen kívül hagyja a pulzáció okozta gyors fluktuációkat. Ezzel a módszerrel valamennyivel jobb reziduált kaptam, mintha csak alacsony frekvenciás szinuszokkal fehérítettem volna, amelyek nem tudják a hosszú változás lapos maximumának alakját lekövetni. A *Kepler*-fénygörbe két komponensét az 5.5. ábrán mutatom be. Jól látható, hogy a rövid periódus amplitúdója a négy év hosszú mérés során látszólag véletlen módon 2-es faktossal változott.

Az 5.6. ábrán a hosszútávú átlagfényesség változásról leválasztott rövid periódus fázisdiagramját ábrázoltam. A diagram elkészítéshez az O–C analízissel (ld. alább) pontosabban meghatározott 49,99 napos periódust használtam. Az alternáló minimumok egyértelműen kivehetőek. Emellett azt is láthatjuk, hogy a minimumok és maximumok hasonló mértékben szórnak, azaz az amplitúdó változás nem áll kapcsolatban semmilyen pulzációs fázissal. Mindkét minimum leszállóága meredekebb az őket követő maximumok felszálló ágaihoz ké-

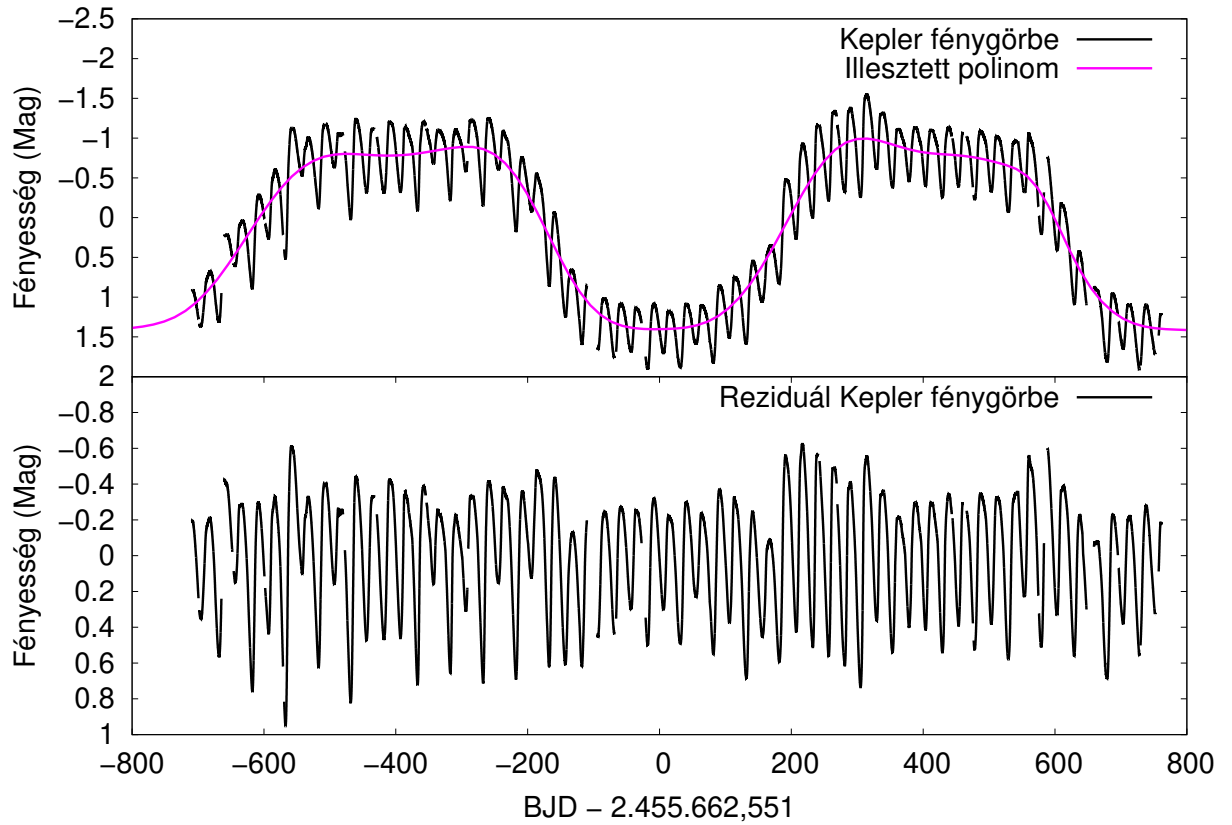


5.1. táblázat. Az AAVSO és a *Kepler*-fénygörbékből számolt periódusok, frekvenciák, amplitúdók, fázisok, azok hibái, valamint a nekik megfelelő jel/zaj viszonyok.

	ID	P (nap)	freq. (c/nap)	amp (mag)	$\phi$ (rad/2 $\pi$ )	$\pm$ frek. (c/d)	$\pm$ amp (mag)	$\pm\phi$ (rad/2 $\pi$ )	S/N
AAVSO	$f_L$	779.606	0.0012827	1.1427	0.3710	2.57e-07	9.09e-03	1.27e-03	67.48
-	f	24.916	0.0401350	0.2389	0.2138	1.23e-06	9.09e-03	6.06e-03	19.03
-	$\sim f/2$	50.099	0.0199604	0.0819	0.5890	3.58e-06	9.09e-03	1.77e-02	5.31
<i>Kepler</i>	$f_L$	785.824	0.00127255	1.30205	0.417638	1.84e-08	6.40e-05	7.83e-06	3580.48
-	f	24.925	0.04012110	0.39100	0.821511	6.14e-08	6.40e-05	2.61e-05	870.38
-	f/2	49.915	0.02003410	0.08026	0.539616	2.99e-07	6.40e-05	1.27e-04	211.68
-	2f	12.460	0.08025420	0.08660	0.593535	2.77e-07	6.40e-05	1.18e-04	171.36
-	3/2f	16.634	0.06011710	0.04373	0.061574	5.49e-07	6.40e-05	2.33e-04	107.01
-	f/4	96.109	0.01040490	0.03819	0.370853	6.29e-07	6.40e-05	2.67e-04	108.37
-	f/3	74.454	0.01343110	0.02637	0.627438	9.11e-07	6.40e-05	3.87e-04	74.11
-	3f	8.308	0.12037000	0.02669	0.243770	9.00e-07	6.40e-05	3.82e-04	37.45
-	5/4f	19.925	0.05018830	0.01189	0.196658	2.02e-06	6.40e-05	8.57e-04	26.23
-	4f	6.235	0.16039200	0.01090	0.162611	2.20e-06	6.40e-05	9.35e-04	12.05
-	5/2f	9.986	0.10013900	0.01126	0.927556	2.13e-06	6.40e-05	9.06e-04	19.06
-	7/2f	7.083	0.14118000	0.00369	0.488105	6.51e-06	6.40e-05	2.76e-03	4.85
-	5f	5.012	0.19952900	0.00374	0.003264	6.41e-06	6.40e-05	2.72e-03	4.48
-	6f	4.172	0.23969100	0.00199	0.033615	1.21e-05	6.40e-05	5.12e-03	3.30

pest. A fénygörbe alakja nagyon hasonlít a cefeida típusú pulzáló változócsillagokéhoz.

Az 5.6. ábrán látható szórást a fázis időbeli változása okozza. A jelenség kimutatására a hagyományos O–C vizsgálat alkalmas. A módszer lényege, hogy egy próbaperiódussal előre számolt minimumok vagy maximumok időpontjának a megfigyelt értékektől vett eltérését az idő függvényében ábrázoljuk. Ha a fénygörbe elég hosszú, elég sok ciklust lefed, akkor az apró eltérések felösszegződnek és a fázistolódás kimutathatóvá válik. A DF Cygni esetében az AAVSO fénygömbét nem tudtam ilyen jellegű analízisnek alávetni, mivel az 5 napos átlagolás miatt nem lehet az egyedi pulzációs ciklusokat részletesen vizsgálni. Azonban a *Kepler* adatpontosságának, mintavételezési gyakoriságának és folytonosságának köszönhetően az úrfotometriai fénygömbében az egyes ciklusok minimum időpontjait már kellő pontossággal meg tudtam határozni. Viszont nem szabad elfelejteni azt, hogy az O–C vizsgálat egyik alapvető feltevése, hogy a fénygörbe alakja változatlan marad, azaz bármely kismértékű változás a periódusban vagy a fázisban csak apró perturbáció a teljesen változáshoz képest. A DF Cygni esetében ez a stabilitás nem áll fent, ennek ellenére úgy éreztem, hogy mégis van értelme megpróbálkozni az O–C analízissel.



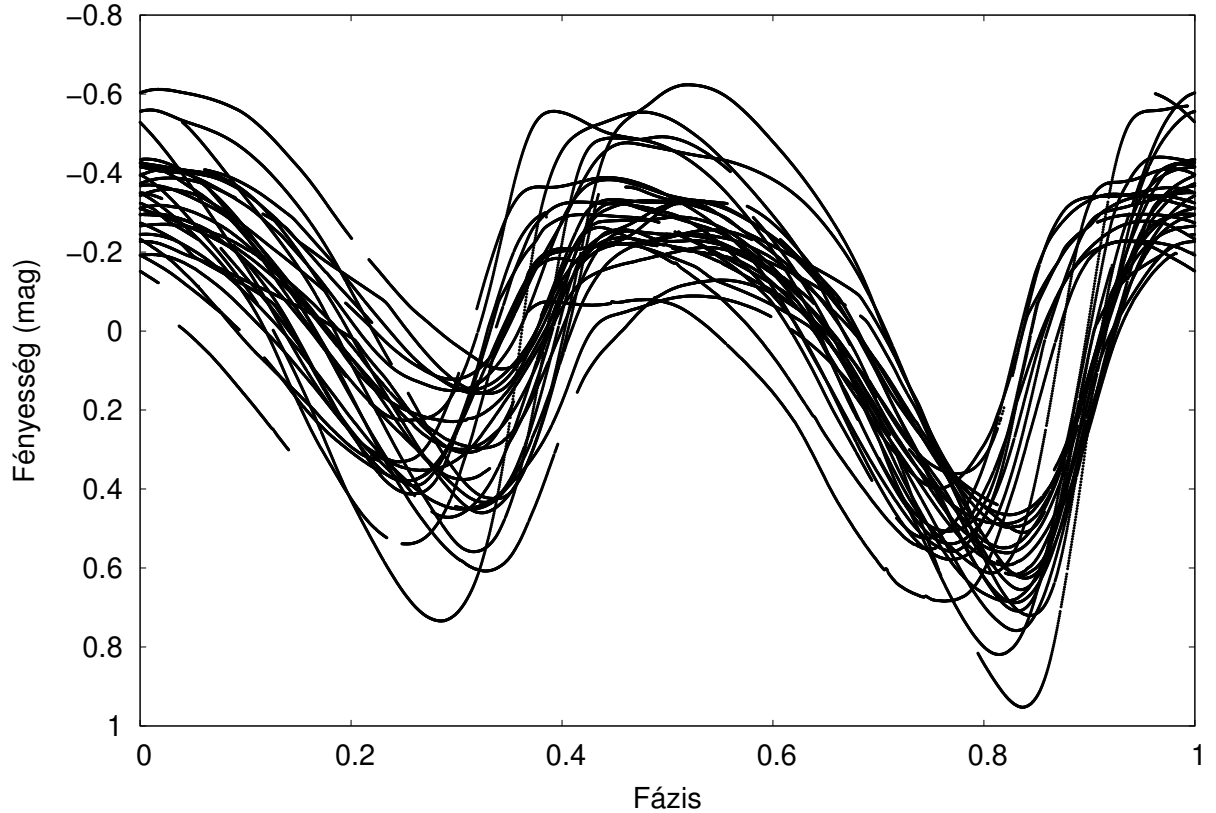
5.5. ábra. *Felül:* az eredeti *Kepler*-fénygörbe (feketével) és az arra illesztett sima polinom (magentával). *Alul:* a hosszú távú változás levonása utáni reziduál *Kepler*-fénygörbe. Az időtengelyt a hosszú periódusú változás minimumához toltam el.

A minimumidőpontokat úgy határoztam meg, hogy a fénygörbe minden egyes minimumának egy szűk környezetére (1-3 nap) a következő log-normális függvényt illesztettem:

$$f(t) = \alpha \times \exp \left( -\ln(2) \times \left( \frac{\ln(2 \times \gamma \times \frac{(t-O)}{\beta} + 1)}{\gamma} \right)^2 \right) + c \quad (5.1)$$

ahol  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , és  $c$  konstans paraméterek,  $O$  pedig a megfigyelt minimumidőpont, amelyet a függvény illesztésével határoztam meg. Azért ezt a függvényt választottam, mert a minimumok aszimmetrikusak, valamint az illesztéshez csak kevés változót kell felhasználni. Az illesztett paraméterek értékeit és azok bizonytalanságát a  $\chi^2$  módszerrel határoztam meg. Az  $O$  időpontok tipikus hibája nagyjából  $\pm 0,0037$  nap, azaz 5,3 perc, amely a *Kepler* hosszú mintavételezési idejének kb. 1/6-ával egyezik meg. Ahogy az RV Tauri-típusú csillagok O-C analíziseinek esetében szokás (Percy és mtsai, 1997), én is a fényesség minimumokat vizsgáltam, mivel azok alakja élesebb, így pontosabban lehet őket illeszteni.

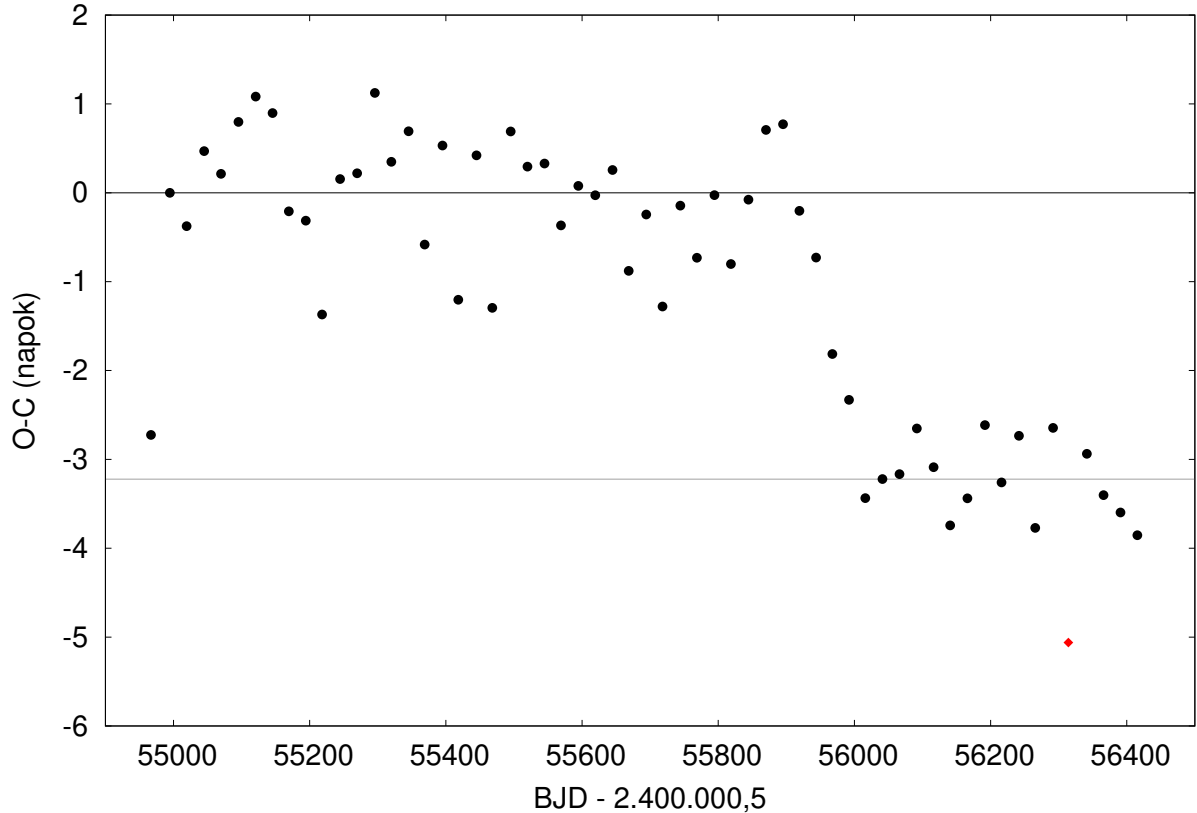
Az O-C ábra elkészítéshez az alábbi efemeriszt és periódust használtam:  $T_0 = \text{BJD } 2454994,58$



5.6. ábra. A hosszú periódusú változás levonása utáni reziduál *Kepler*-fénygörbe 49,99 nap periódussal meghatározott fázisdiagramja.

és  $P=49,99$  nap. A periódust úgy választottam meg, hogy az O–C ábrán a pontok a lehető leglaposabban helyezkedjenek el, a többségük a 0 érték körül szórjon. Végül azt kaptam, hogy a *Kepler*-fénygörbéből számolt pontok valójában élesen elválasztva két ágra szakadnak (ld. 5.7. ábra).  $\text{BJD}=2455900$  és  $\text{BJD}=2455900$  között durván 100 napig egy kb. 3 napos (a pulzációs periódus 6%-ának megfelelő) fáziseltolódást jelent meg. Ezt követően a pulzációs periódus a korábbi értékre állt vissza. Az idő-frekvencia analízisből látható (ld. lentebb), hogy a fáziseltolás pontosan egybeesik azzal, amikor a pulzáció a legnagyobb amplitúdójú állapotban van. Ebben a fázisban az amplitúdó az előtte levő, valamint az utána következő szakaszban tapasztalhatóhoz képest kétszeresére nőtt. Az 5.7. ábrán a legelső pont is lefelé szóródott. Fázisa megegyezik az 1000 nappal később bekövetkező fázisugrást követő szakaszával. Másrészt, a ciklusról ciklusra való változás szórása jóval nagyobb mértékű a mérési hibánál. Az utóbbi az 5.7. ábrán kirajzolt szimbólumok méreténél is kisebb.

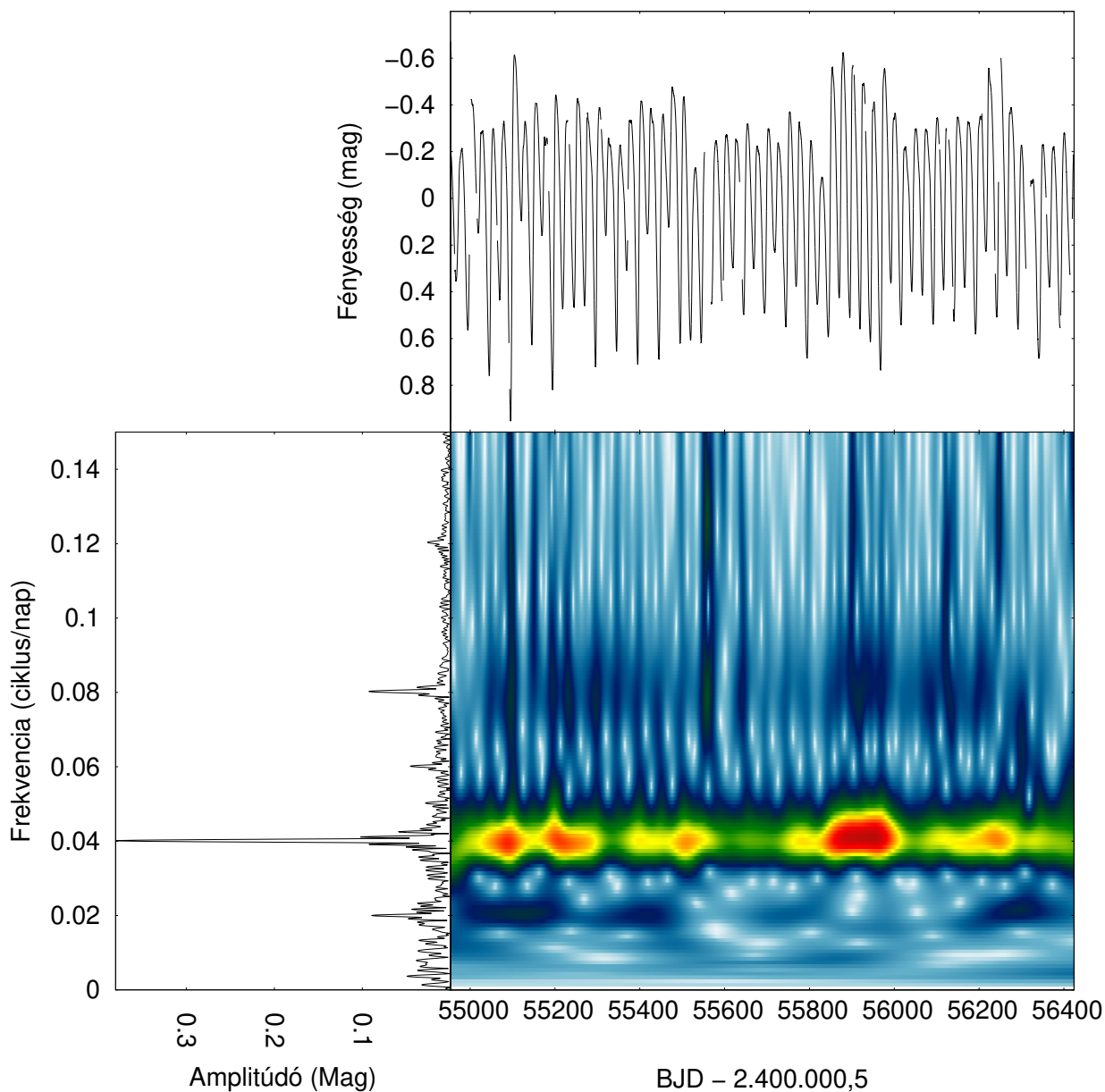
Az amplitúdók és a frekvenciák időbeli változásának részletesebb vizsgálata céljából kiszámoltam az 5.8. ábrán látható wavelet-térképet. Ezen leginkább az  $f$  frekvencia gerince



5.7. ábra. A *Kepler*-fénygörbe O–C diagramja, ahol  $T_0 = 54994,58$  és  $P = 49,99$  nap. A vízszintes vonalak a két csoportba rendeződött pontok átlagát jelölik.

rajzolódik ki. Emellett az egész- és fél-egész többszörösök is jól kivehetőek. Hogy könnyebben értelmező legyen az ábra, a térkép fölé a fénygörbét, balra tőle pedig a Fourier-spektrumot is elhelyeztem. A színskála az amplitúdó időbeli és frekvenciabeli változását dekódolja. Jól látható, hogy az összes csúcs amplitúdója jelentős mértékben változott. A harmonikusok relatív amplitúdójának változása a fénygörbe alakjának számottevő módosulására utal.

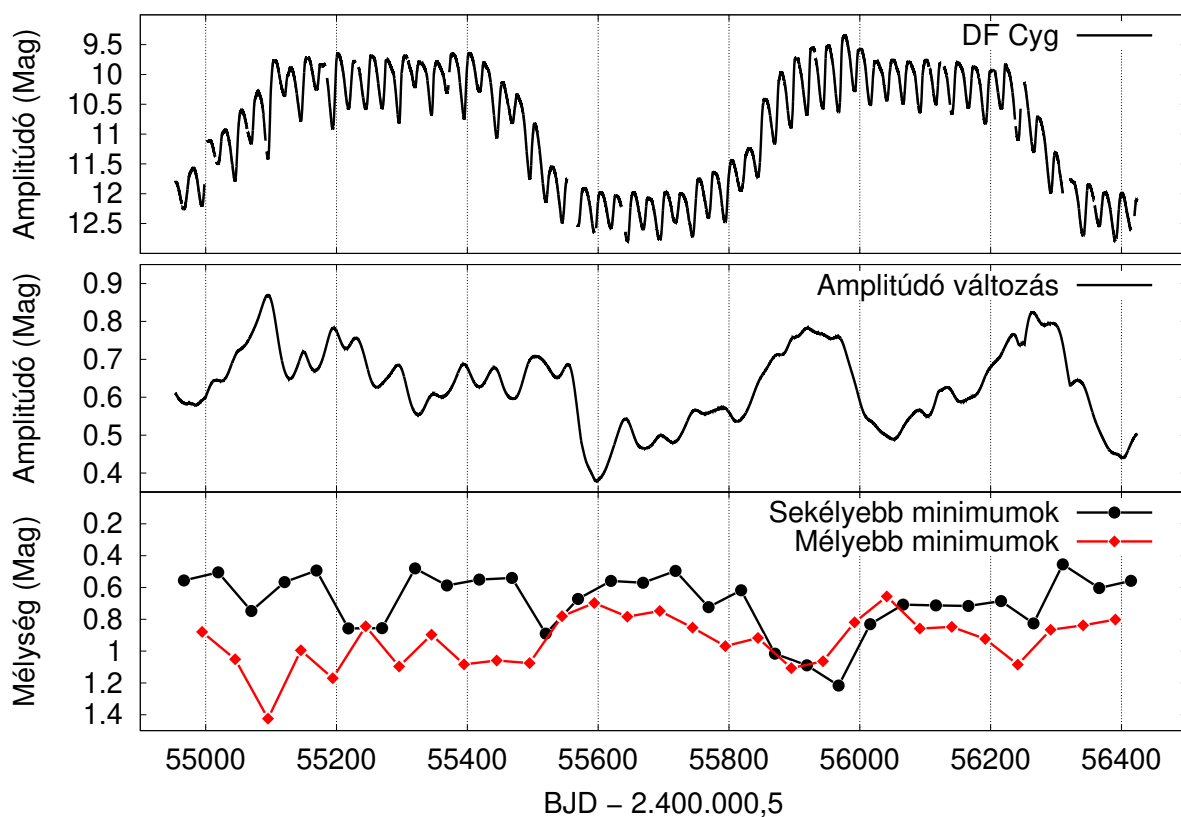
Annak érdekében, hogy az amplitúdó változását valamennyire számszerűsíteni tudjam, a wavelet-térképen összegeztem a három legerősebb, jól elkülönülő frekvenciához tartozó gerinc csúcsait. Ennek kiszámolásához minden időpillanatban meghatároztam a csúcsok pillanatnyi amplitúdóját. Az így kapott összeg a teljes oszcillációs amplitúdót adja; ebben az esetben a fáziskülönbségeket elhanyagoltam. Az eredmény az 5.9. ábra középső panelén látható. Úgy tűnik, mintha az RVb ciklus fázisa korrelálna az összegzett amplitúdó változásával. Az utóbbi akkor a legkisebb, amikor a fénygörbe a leghalványabb minimumában van (középtájt BJD=2455600-nál, valamint a vége felé BJD=2456400-nál). Továbbá az összegzett amplitúdó pontosan a második fázisugrást követően (BJD=2456000 körül) csökken le



5.8. ábra. *Felül:* a lassú változás levonása utáni reziduál fénygörbe. *Alul:* ennek frekvencia spektruma és wavelet térképe.

ugrásszerűen. Összességében megállapítható, hogy úgy tűnik, a pulzáció teljes amplitúdója valamilyen módon kapcsolódik az átlagfényesség változáshoz, azaz a pulzáció nem teljesen független a hosszú periódusú változástól. Itt megjegyzem, hogy ezzel a jelenséggel részletesen a következő fejezetben foglalkozom.

A két különböző minimum mélységének módosulását a következőképpen vizsgáltam meg. Minden esetben kiszámoltam az adott minimumot megelőző és az azt követő maximumok



5.9. ábra. *Felül:* az eredeti *Kepler*-fénygörbe az összehasonlítás kedvéért. *Középen:* A 0,02, 0,04 és a 0,08 c/nap frekvenciák összegének amplitúdó változása. *Alul:* a sekélyebb (fekete pontok) és a mélyebb minimumok (piros trapézok) mélységének változása.

fényességének átlagát, majd a kapott értéket levontam a minimum fényességéből. Az eredményt az 5.9. ábra alsó panelén mutatom be. A kétfajta minimumot külön-külön ábrázoltam azzal a feltevéssel, hogy azok szabályosan alternálnak, azaz minden sekélyebb minimumot egy mélyebb követ és vice versa. Az ábra alapján látható, hogy azon idő alatt, ameddig a *Kepler* mérte a csillagot, a mélyebb minimum majdnem mindig a mélyebb maradt, kivéve egy rövid szakaszt BJD=2455900 és 2456000 között. Érdekes módon ez a rövid átmeneti szakasz pont egybeesik a fázis 3 napos ugrásával, valamint azzal, amikor a csúcstól csúcsig terjedő amplitúdó elérte a maximumát.

### 5.3. Diszkusszió

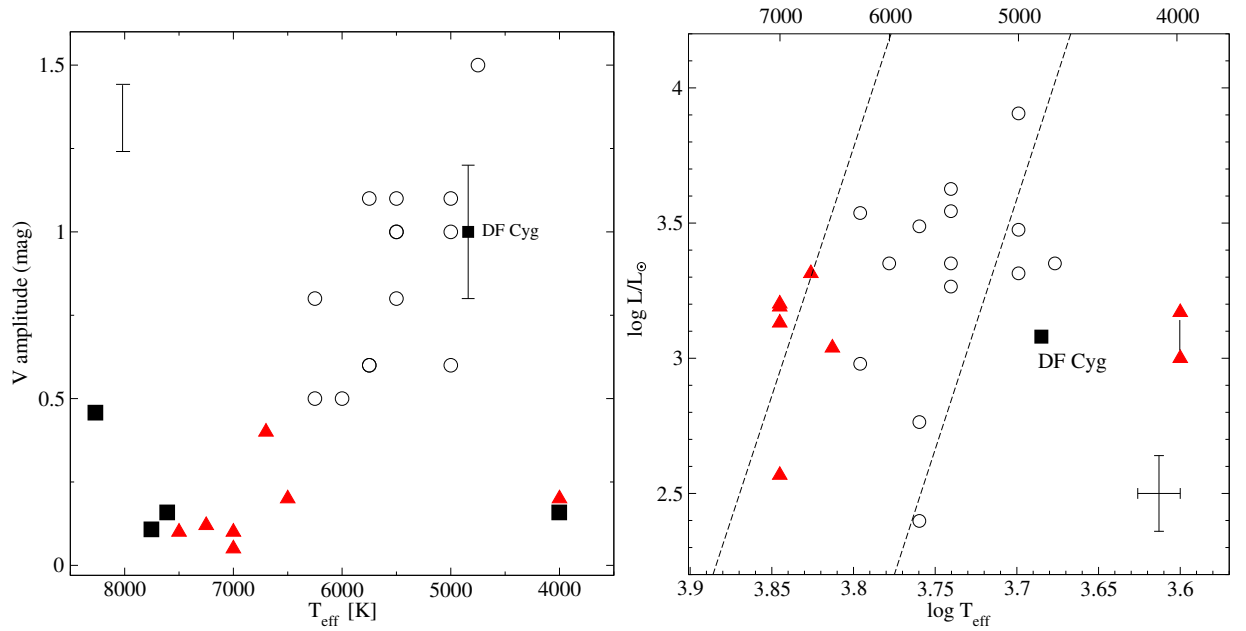
Vajon a DF Cygni mennyire tipikus RV Tauri csillag? A kérdés megválaszolásához elkészítettem az 5.10. ábrát, ahol a Kiss és mtsai (2007) által vizsgált poszt-AGB csillagok V fotometriai sávban mért amplitúdóját, valamint a luminozitását ábrázoltam az effektív hőmérséklet függvényében. Ahhoz, hogy a DF Cygnit is el tudjam helyezni a diagramon, a hőmérséklet esetében 4840 K-t (Brown és mtsai, 2011, Giridhar és mtsai, 2005), a V-sávbeli amplitúdó csúcstól csúcsig vett értékének az 5.6. látható fázisdiagram alapján becsült  $1,0 \pm 0,2$  magnitúdót használtam. A luminozitást a Nagy Magellán-felhőben (LMC) található RV Tauri csillagokra érvényes periódus–fényesség (PL) reláció segítségével becsültem meg (Kiss és mtsai, 2007):

$$M_V = 2,54(\pm 0,48) - (3,91 \pm 0,36) \log(P/2), \sigma = 0,35. \quad (5.2)$$

A bolometrikus korrekció értékét De Ruyter et al. (2006) publikációjában található A.2-es táblázatból vettem. A becsült luminozitás  $1200 \pm 300 L_{\odot}$ -nak adódott, ahol a bizonytalanság az LMC PL relációjának szórását tükrözi. Az 5.10. ábra felső panelén a DF Cygni igen közel esik számos egyéb nagy amplitúdójú csillaghoz, amelyek mind tipikus RV Taurik (mint például az U Mon és az AI Sco, amelyek az RVb alsztályba tartoznak). Az 5.10. ábra alsó panelén látható empirikus Hertzsprung–Russell-diagramon is hasonló egyezés tapasztalható. Bár itt a DF Cygni kissé jobbra esik a klasszikus instabilitási sávtól, pozíciója konzisztens a klasszifikációjával. Ez alapján feltételezhető, hogy fénygörbéjének megfigyelt tulajdonságai az egész csillagtípust jellemzi.

A DF Cygnit minden időskálán nézve igen változatos viselkedés jellemzi. A lassú változás periódusa 779,606 nap, amely meglehetősen stabil maradt a vizuális észlelések 48 éve alatt. Ezen hosszú távú változásra ül rá a 24,925 nap periódusú (vagy ha figyelembe vesszük az RV Tau típusú alternálást, akkor a 49,25 napos dupla periódusú) pulzáció. Mindkét fajta fényességváltozás jelentős mértékben fluktuál, amelyekre mind az amplitúdó mind a fázis modulációja befolyással van.

A *Kepler*-adatsor Fourier-spektrumában az  $f$  frekvencia mellett jelen vannak annak szubharmonikusai is. A jelenséget gyakran az alacsony-dimenziójú kaotikus viselkedés okozta periódus-kettőződéssel magyarázzák. Hasonló viselkedést már számos hosszú periódusú változócsillag esetében kimutattak, mint például a kaotikus csillagok etalonja, az RV Tauri-típusú R Sct esetében (Buchler, Serre és Kolláth, 1995, Buchler és mtsai, 1996), a kevésbé irreguláris RVa csillag az AC Her esetében (Kolláth és mtsai, 1998), számos félszabályos változónál (Buchler, Kolláth és Cadmus, 2004) és még egy Mira-típusú változónál is (Kiss és Szatmáry, 2002). Újabb az RR Lyrae csillagok vizsgálati módszereinek palettáját bőví-

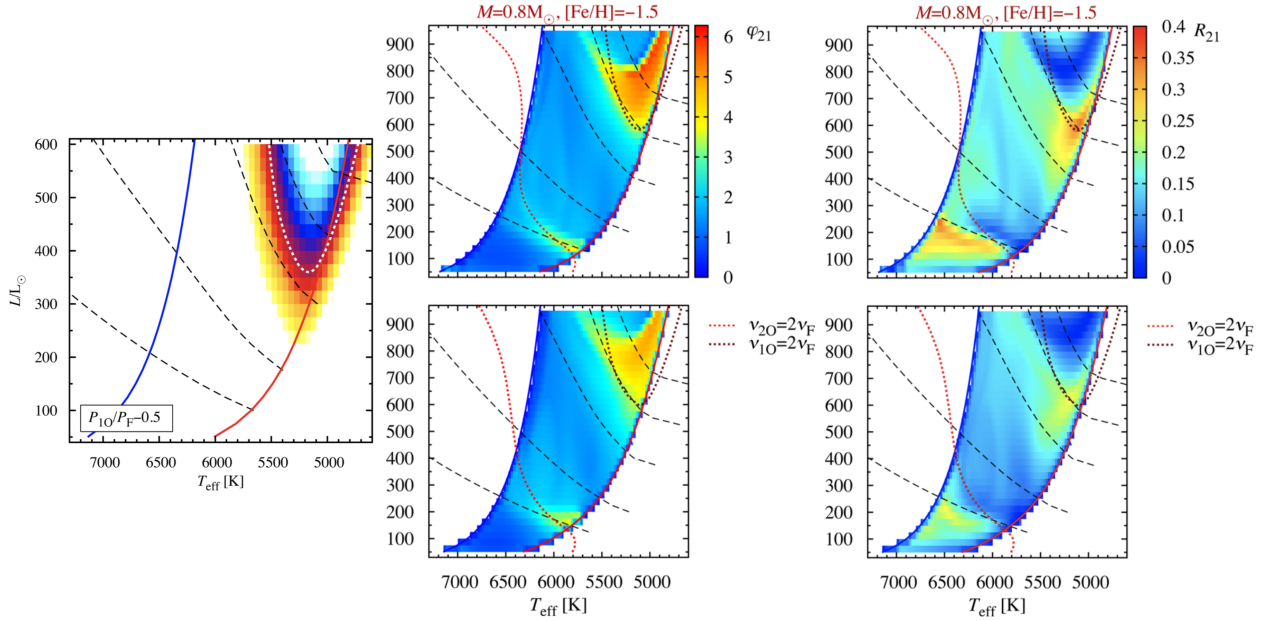


5.10. ábra. *Balra*: V fotometriai sávban mért amplitúdók az effektív hőmérsékletek függvényében. Az ábra a Kiss és mtsai (2007) poszt-AGB csillagait, valamint a DF Cygni helyzetét mutatja. *Üres körök*: egy periódusú csillagok; *háromszögek*: több periódusú/félszabályos csillagok; *négyzetek*: keringés miatt változást mutató csillagok. A bal felső sarokban látható függőleges szakasz a pulzáló csillagok amplitúdójának ciklusról ciklusra való változásának tipikus értékét mutatja. *Jobbra*: Kiss és mtsai (2007) által vizsgált pulzáló csillagoknak, valamint a DF Cygninek a helyzete az empirikus HRD-n. A szaggatott vonalak a Christensen-Dalsgaard (2003) által számolt klasszikus instabilitási sáv határait mutatják. A jobb alsó sarokban látható hibahatárok az effektív hőmérséklet  $\pm 3\%$ -os (ami kb. 200 K a vizsgált tartományon), és az LMC P–L reláció  $\pm 0,35$  magnitúdós hibáját szemléltetik.

tette a *Kepler* a periódus-kettőződés és az ahhoz kapcsolódó jelenségek kimutatásával (lásd például Szabó és mtsai 2010, Plachy, Kolláth és Molnár 2013, Plachy és mtsai 2014, Benkő és mtsai 2014, Moskalik és mtsai 2015). Az RV Tauri csillagokat tekintve további elméleti vizsgálatokra lenne szükség. Az egyetlen friss tanulmányt, amely érinti a DF Cygni által lefedett paraméter tartományt Smolec (2016) készítette el. Munkája során egy kettes típusú cefeidára vonatkozó nemlineáris, konventív modell hálót tanulmányozott, amelynek számomra is releváns eredményeit az értekezésem bevezető fejezetében részletesen bemutattam. Bár a tanulmány nem fed le az RV Tauri csillagok teljes paraméter tartományát, azért egyes modellek határai közel esnek a DF Cygni hőmérsékletéhez és luminozitásához. Például az 5.11. ábra bal oldali paneljén az alaphang és az első felhang 2:1 rezonanciájának helyét láthat-



jük, amely befolyással van a modellfénygörbék alakjára. A megfelelő Fourier-paraméterek az 5.11. ábra középső és jobb oldali paneljén láthatóak. A DF Cygni luminozitása csak egy hajszállal haladja meg a nagyobb tömegű modell luminozitásának felső határát. Ebben a régióban, az instabilitási sáv vörös oldalához közel az alaphang és az első felhang rezonanciája dominál (amelyet az  $M=0,8 M_{\odot}$ -ű modellben a V-alakú sötét régiók jeleznek). A DF Cygni pulzációjában megfigyelt komplexitás összhangban áll a modellek erősen nemlineáris viselkedésével.



5.11. ábra. Elméleti HRD-k Smolec (2016) nemlineáris, konvektív, kettes típusú cefeida modelljeiben megjelenő rezonanciák helyeivel. A színes, folytonos vonalak az instabilitási sáv határait, a szaggatott vonalak a konstans alaphangú periódusokat mutatják (lentől felfelé 2, 4, 6, 8 és 12 nap). Balra: az alaphang és az első felhang 2:1 rezonanciája (pontosított vonal;  $M = 0,6 M_{\odot}$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}] = -1,5$ ). A színek a panel bal alsó sarkában definiált rezonancia eltérési paraméter körüli  $(-0,05, +0,05)$  tartományt jelölik. Középen: A sugárváltozás  $\phi_{21}$  ( $= \phi_2 - 2\phi_1$ ) Fourier-paramétere a HRD különböző helyein ( $M = 0,8 M_{\odot}$ ; felül:  $\alpha=0,25$ , alul:  $\alpha=0,50$ ). A piros pontosított vonal a második felhang és az alaphang, a fekete pontosított vonal az első felhang és az alaphang 2:1 rezonanciájának helyét jelöli. Jobbra: a sugárváltozás  $R_{21}$  ( $= A_2/A_1$ ) Fourier-paramétere a HRD különböző helyein. Az ábrázolt mennyiségek Smolec (2016) statikus modelljének lineáris analiziséből származnak.

Ahogy azt az előző alfejezetben láttuk, az összes periódus, amplitúdó és fázis mutat időbeli változást, amelyek közül egyik sem szigorúan periodikus. Az O–C diagram segítségével

sikerült azt is kimutatni, hogy a fénygörbe  $BJD=2456000$  körül egy tranziens szakaszon ment keresztül, ahol az amplitúdó és a fázis is jelentős mértékben változott. Rögtön az RVb ciklus felszálló ágát követően a pulzációs amplitúdó majdnem egy kettes faktossal növekedett, miközben a periódus drámai mértékben lecsökkent (nagyjából 3-4 százalékkal, amely kb. 1 nap/ciklusnak felel meg). Úgy 4-6 ciklus elteltével a pulzáció visszaállt az előző állapotába. Igencsak meglepő tény, hogy a hirtelen amplitúdónövekedést a periódus csökkenése kísérte, miközben a klasszikus pulzáló csillagok periódusa és amplitúdója ezzel ellentétesen korrelációt mutat. Érdekes módon a bevezetőben ismertetett Smolec (2016) tanulmánya is kitér a lineáris és nemlineáris modellek közti különbségekre, amelyek azt mutatják, hogy a nemlineáris és a lineáris periódusok relatív eltérése az instabilitási sáv egyes részein elérheti a 15 %-ot. Ha összevetjük a DF Cygni helyzetét a 2.8. ábrán látható struktúrákkal, akkor azt az érdekes jelenséget vehetjük észre, hogy azon a tartományon a periódus különbség erősen negatív, azaz a nemlineáris modellek periódusa rövidebb a lineárisokból számoltaknál. Feltételezésem szerint az, hogy a DF Cygni pont ott helyezkedik el, ahol a nemlineáris pulzációs periódus szignifikánsabb rövidebb, nem véletlen. Abban az esetben, ha a pulzáció nemlinearitása okozza a fénygörbében megjelenő amplitúdónövekedéssel és perióduscsökkenéssel járó tranziens szakaszt, akkor a Smolec (2016) által számolt modellek egyértelmű magyarázatot adnak a megfigyelt jelenségre. Vagyis a fénygörbe alakjának hirtelen megváltozását a nemlineáris effektusok felerősödése okozza.

Mind a fázisdiagram, mind az O-C diagram pontról pontra való szórása (5.6. és 5.7. ábra) eltér a cefeida típusú változók stabilitásától. Azonban az I-es típusú cefeidák esetében a legfrissebb űrtávcsöves megfigyelésekkel olyan a pulzációs módustól függő ciklusról ciklusra való fluktuációkat fedeztek fel (Derekas és mtsai, 2012), amelyek esetében az első felhang jóval instabilabb az alapmódushoz képest (Evans és mtsai, 2015). Bár a II-es típusú cefeidák részletes űrbéli vizsgálata még várat magára, azért el lehet képzelni azt, ahogy az RV Tauri csillagok nemlineáris rezsimje felé haladva a pulzációs periódussal egyre növekvő instabilitások alakulnak ki.

A pulzáció tulajdonságai mellett az RVb jelenségre, azaz az átlagfényesség hosszú időskálájú változására is érdemes kitérni. A legnépszerűbb magyarázat szerint az RVb jelenséget az okozza, hogy egy kettős rendszert körülvevő cirkumsztelláris vagy cirkumbináris porkorong periodikusan elfedi a komponenseket (Waelkens és Waters, 1993, Pollard és mtsai, 1996, 1997, Van Winckel és mtsai, 1999, Maas, Van Winckel & Waelkens, 2002), habár egyes szerzők szerint nem minden megfigyelési tényt sikerült összeegyeztetni ezzel a porkorongos modellel (Pollard és mtsai, 1996, 1997). A WISE űrtávcső infravörös mérésein alapuló leg-

frissebb eredmények szerint (Gezer és mtsai, 2015) az RVb csillagok azok az objektumok, amelyeket jól megfigyelhető cirkumsztelláris korong vesz körül, miközben a koronggal rendelkező források és a kettősök között is egyértelmű korreláció mutatható ki. Az, hogy a DF Cygni hosszú periódusú változása is 48 évig koherens tudott maradni, annak a jele lehet, hogy a kettőscsillagok mozgásához hasonló stabil mechanizmus áll a háttérben.

Említésre méltónak tartom az RVb jelenség és a vörös óriás csillagok hosszú másodlagos periódusa (Long Secondary Period; LSP) közötti hasonlóságokat is. Az utóbbira még nem sikerült egyértelmű magyarázatot találni (Nicholls és mtsai 2009 és referenciái, Soszyński & Wood 2016, Saio és mtsai 2015, Takayama, Wood és Ita 2015). A javasolt megoldások között találunk kettősöket, cirkumsztelláris korong okozta fedéseket, illetve ún. strange nemradiális módusokat is, amelyek közül számos az RVb jelenség magyarázatához hasonló megoldással áll elő. LSP-szerű változásokat már pulzáló vörös szuperóriás csillagokban is kimutattak (Kiss, Szabó és Bedding, 2006, Yang és Jiang, 2012), azaz a jelenség valószínűleg nem csak a vörös óriásokra korlátozódik. Vizsgálataim szerint a pulzáció és az RVb jelenség valamennyire összefügg; ennek legszembeűnőbb jele a pulzációs amplitúdó csökkenése a DF Cygni leghalványabb szakaszaiban, bár a dolog nem teljesen egyértelmű. Érdekes módon van Aarle és mtsai (2011) keresztkorrelálták a poszt-AGB jelölt csillagokból álló mintájukat a MACHO hosszú periódusú változóival (Long Period Variable; LPV). 245 olyan objektumot találtak, amelyek az LPV csillagok elkülönülő periódus-fényesség relációjára esik. Bár nem mindegyik jelölt valódi poszt-AGB csillag, azért az egy érdekes kérdés, hogy van-e összefüggés a vörös óriás csillagok LSP-je és a poszt-AGB változások között. Mai ismereteink figyelembe véve a legjobb sejtésünk az lehet, hogy ezek a hosszú ciklusokat mutató vörös óriások is kettős rendszerek tagjai; bár ezek a kettősök az RV Tauriknál hosszabb keringési periódusúak, azaz ezeknél a hasonló tömegátadási jelenségek később indulnak be, ezzel lehetővé téve az AGB-n való továbbfejlődést.

## 5.4. Összefoglaló

Az ebben a fejezetben bemutatott eredményeimet az alábbiakban foglalom össze:

1. Egyesítettem a Változócsillag-észlelők Amerikai Társasága (AAVSO) által gyűjtött közel 50 év hosszú vizuális észleléseket a kb. 4 év hosszú *Kepler* mérésekkel annak érdekében, hogy egy RV Tauri-típusú változócsillag eddigi legrészletesebb fénygörbe-vizsgálatát végezhessem el.
2. A fényes RVb típusú változócsillag a DF Cygni, osztályának tipikus képviselője, átlagfényességének hosszú periódusú változását mutatja, valamint amplitúdójában és fázisában is folyamatosan változó, cefeidákhoz hasonló pulzációval rendelkezik.
3. A *Kepler*-adatsor Fourier-spektrumában látható szubharmonikusok sorozata bonyolult periódus-kettőződés jelenlétére utal. Az idő-frekvencia analízisből egyértelműen látható, hogy az amplitúdó változásai nem ismétlődnek.
4. A *Kepler*-fénygörbében tranziens jelenségek is kimutathatóak, ezek közül kiemelkedik a BJD=2456000 körüli, amely során tapasztalt periódus-amplitúdó antikorreláció a nemlineáris effektusok felerősödésére utalhat.
5. Az RVb változás hosszú távú stabilitása összhangban áll a kettőscsillagok mozgásával. Emellett az átlagfényesség változása és a pulzáló vörös óriás csillagok hosszú másodlagos periódusa közötti hasonlóságokat is megemlítettem.

## 6. fejezet

# Modulált RV Tauri-csillagok amplitúdóváltozásai és a porkorongos modell

Az RVb-jelenséget évtizedek óta a csillagokat övező porral társítják, aminek első indikátora, hogy az RVb-csillagok jellemzően vörösebb színűek az RVa-knál (Evans, 1985). Újabb vizsgálatok szerint az RVb-k elhalványodásait az okozza, hogy a pulzáló csillag egy olyan kettős rendszerben kering, amit körbevesz egy sűrű porkorong; az elhalványodások során a pulzáló komponens sűrűbb porfelhők mögé kerül, kifényesedéskor pedig kibukkan mögülük (Fokin, 1994, Pollard és mtsai, 1996, Van Winckel és mtsai, 1999, Fokin és mtsai, 2001, Maas, Van Winckel & Waelkens, 2002, Gezer és mtsai, 2015). Ebben a képben az összes RVb kettős és a keringés során változtatja helyzetét egy fényelnyelő porernyőhöz képest. A poros korongok létezését ténylegesen mutatják az infravörös adatokon alapuló Spektrális Energia Eloszlás (SED) görbék, amelyekben a normál csillag sugárzásához képest jelentős többlet látszik a közepes és távoli infravörös hullámhosszakon (a legutóbbi, WISE méréseken alapuló effajta analízist Gezer és mtsai (2015) végezték). A korong mellett egyes tanulmányokban feltételezték, hogy a kettős rendszer komponensei között is kölcsönhatás léphet fel (Pollard és mtsai, 1996, Maas, Van Winckel & Waelkens, 2002, Pollard, McSaveney és Cottrell, 2006), ami módosítja a pulzációs amplitúdót, további komplikációkat okozva a konkrét csillagok modellezésében.

Az a tény már régóta ismert, hogy az RVb-csillagok fénygörbéjében a halvány állapotban kisebb amplitúdóval történnek a pulzációk (egyes változókra már az 1940-es években feljegyezték ezt az összefüggést). Fokin (1994) szisztematikusan összegyűjtötte egy tucatnyi

RVb adatait és megjegyezte, hogy a moduláció minimumában az összes változó pulzációs amplitúdója lecsökken. Pollard és mtsai (1996) két csillagra, az U Mon-ra és az AI Sco-ra tárgyalták az amplitúdók változásait és arra következtettek, hogy az RVb-k kettős rendszereiben dinamikai kölcsönhatás léphet fel, ami mind a pulzációkat, mind a tömegvesztést befolyásolja valamilyen bonyolult fizikai folyamatban. Ez a csoport explicite leírta, hogy a feltételezett porkorong általi fénycsökkentésnek nem kellene változtatnia a pulzáció amplitúdóját. Később Pollard és mtsai (1996) ismét azzal a konklúzióval tértek vissza, hogy az U Mon esetében megfigyelt amplitúdócsökkenést a periasztronban megnövekedett tömegvesztéssel vagy a két komponens kölcsönhatásával lehet értelmezni. Percy 2015-ben közölte a legfrissebb összefoglalást az RV Tau-csillagok amplitúdóváltozásairól, ahol 42 csillagot vizsgálva arra jutott, hogy a pulzációs amplitúdó akár egy 10-es faktorialis is változhat. Végül azzal zárta a tárgyalást, hogy a pulzációs amplitúdó változásának oka továbbra is ismeretlen.

Az RV Tau-változók népszerű amatőrcsillagász célpontok, mivel kellemesen gyors változásaik több magnitúdós amplitúdóval történnek. Az R Sct, U Mon, AC Her, V Vul, R Sge, maga a névadó RV Tau mind a legtöbbit észlelt amatőr objektumok közé tartoznak és közülük az RVb altípusba eső csillagokra a legbővebb észlelési adatforrás az Amerikai Változócsillagészlelők Társasága, az AAVSO adatbázisa. Egyetlen egy jól észlelt csillag, a DF Cygni egészen véletlenül a *Kepler*-űrtávcső eredeti látómezejébe beleesett, így róla négy évnyi folyamatos *Kepler*-adatsor létezik. Mindmáig ennek a csillagnak van egyedül igazán pontos és kellően hosszú fénygörbéje, ami lefedi az összes változás időskáláit. A *Kepler*-adatokról két tanulmány is megjelent a közelmúltban: míg én (Bódi, Szatmáry és Kiss, 2016) az előző fejezetben láthatóan a periodicitások részletes tanulmányozására és a nemlineáris effektusok kimutatására helyeztem a hangsúlyt, addig Vega és mtsai (2017) a *Kepler*-adatokat használták fel annak megerősítésére, hogy az RVb-modulációk oka ténylegesen a kettős rendszerbe tartozás. Utóbbi szerzők megjegyezték, hogy ha a csillagászatban hagyományos magnitúdók helyett a csillagról érkező fotonzámmal arányos fluxus-egységekben hagyjuk a *Kepler*-méréseit, akkor a pulzációs amplitúdók ugyanúgy 90%-kal csökkennek az RVb-minimumban, mint ahogy az átlagfényesség is 90%-kal csökken. A két csökkenés azonos mértéke természetes módon következhet abból, hogy a csillag korongjának 90%-át kitakarja egy sűrű porernyő minden egyes keringés során, ami azt is jelenti, hogy a pulzáció relatív mértéke valójában végig konstans marad, ha a mindenkor átlagfluxushoz arányítjuk a fluxusbeli amplitúdót.

Ez a megfigyelés inspirálta a disszertáció jelen fejezetében bemutatni kívánt munkámat. Kezdetől fogva a társszerzőmmel (Kiss Lászlóval) úgy gondoltuk, hogy a korábbi cikkekben elmulasztottak észrevenni egy nagyon egyszerű összefüggést az amplitúdók és az átlagfényes-

ség között. A mulasztás oka, hogy mindenki ragaszkodott az inverz logaritmikus magnitúdóskálához, ahelyett, hogy a fizikailag releváns fluxusba transzformálták volna az adatokat. Mint azt az alábbiakban bemutatom, a DF Cygni *Kepler*-adataiban talált arányosság az összes jól észlelt RVb-csillagra fennáll, így a porkorongos fénycsökkenés univerzális magyarázatot szolgál az RVb-jelenségre, illetve az RVb-csillagok hosszú időskálájú pulzációs amplitúdóváltozásaira.

## 6.1. Adatok és módszerek

Az RV Tau-k ritkaságának folyományaként nagyon kevés csillagról áll rendelkezésre kellően bőséges megfigyelési adatsor. Kutatásomhoz átnéztem az AAVSO által fenntartott International Variable Star Index (VSX<sup>1</sup>) adatbázisát, illetve a szakirodalmat jól észlelt RVb-csillagok után keresve. Végül is három adatforrást azonosítottam be. Elsőként az AAVSO vizuális adatbázisából bányásztam elő összesen nyolc RVb-változót, amelyekre a lassú moduláció több ciklusa is le lett fedve, illetve a fénygörbék folytonossága is elérte a 75%-ot (utóbbi azért fontos, hogy ki lehessen mérni viszonylag pontosan az egyedi pulzációs ciklusok teljes amplitúdóját). Ezek után az All Sky Automated Survey (ASAS, Pojmanski 2002) projekt adatbázisát vettem elő, amiben három RVb-csillagra találtam használható minőségű V-szűrős méréseket. Végezetül az Optical Gravitational Lensing Experiment (OGLE; Soszyński és mtsai 2008, 2010, 2011, 2013) projekt hatalmas adatbázisát szűrtem RVb-típusra és találtam jó I-szűrős adatokat hat csillagra a Tejútrendszer központi dudorának irányában, illetve egy csillagra a Nagy Magellán-felhőben.

A teljes kollekció végül is 15 RVb-változóra összesen 19 adatsorból áll, ami ismereteim szerint mindeddig a legnagyobb minta ezekre az objektumokra. Mindegyikre meghatároztam a pulzációs periódust és a moduláció periódusát. A periódusokat, valamint az egyes fénygörbék időbeli hosszát a mérési pontok számával együtt a 6.1. táblázatban gyűjtöttem össze. A kapott értékeket a Lenz és Breger (2005) által fejlesztett Period04 szoftverrel, sztenderd Fourier-analízissel határoztam meg. A minimumok alternáló jellege miatt a Fourier-spektrumokban a legnagyobb csúcs mindig az RV Tauri-ciklus felénél van. Emiatt a kapott periódusértékek dupláját listáztam ki. Az IW Car az egyetlen csillag, amelynek fénygörbéje nem mutatja az alternálást, így ebben az esetben a szimpla periódust tekintem a pulzációs ciklusok hosszának. A 6.1. táblázatban látható paraméterek hibája az utolsó számjegy nagyságrendjébe esik. Elméletben a pulzációs periódust még pontosabban is meg

---

<sup>1</sup><http://www.aavso.org/vsx/>

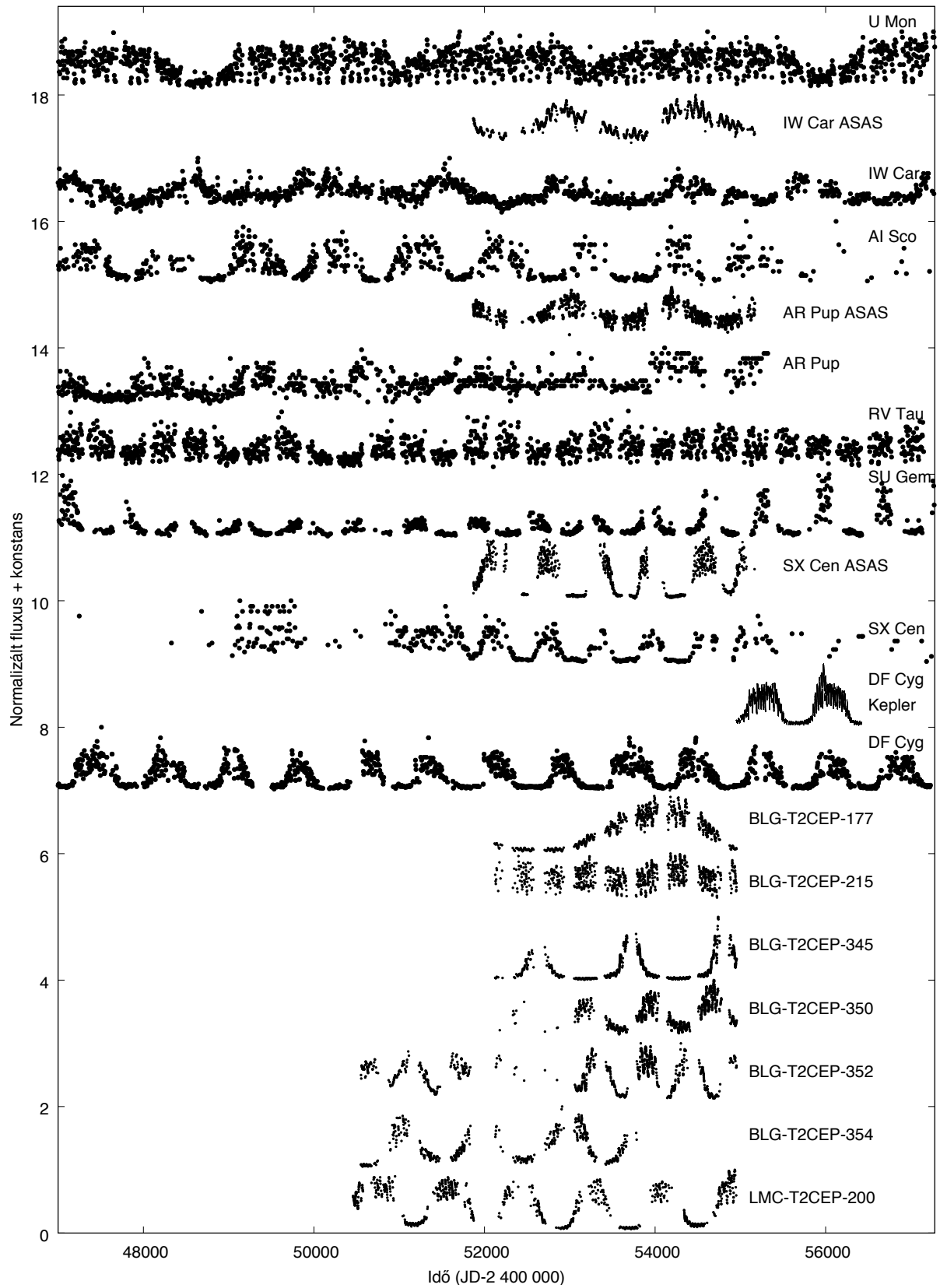
6.1. táblázat. A vizsgált minta.  $T_{\text{obs}}$  az adatsor hossza napokban,  $N_{\text{obs}}$  az egyedi pontok száma,  $P_{\text{pul}}$  a pulzációs periódus,  $P_{\text{mod}}$  pedig a moduláció periódusa, mindkettő napban.

Név	$T_{\text{obs}}$ (nap)	$N_{\text{obs}}$	$P_{\text{pul}}$ (nap)	$P_{\text{mod}}$ (nap)	Forrás
IW Car	18120	4685	71.98	1449	AAVSO
	3300	2179	72.2	1470	ASAS
SX Cen	22409	1320	32.88	602	AAVSO
	3296	1153	33.01	610	ASAS
DF Cyg	17074	5924	49.82	780	AAVSO
	1470	66533	49.84	786	<i>Kepler</i>
SU Gem	14783	2228	49.92	682	AAVSO
U Mon	46283	48019	91.48	2451	AAVSO
AR Pup	14998	1450	76.66	1194	AAVSO
	3299	1086	76.34	1178	ASAS
AI Sco	19538	1408	71.64	977	AAVSO
RV Tau	40020	14976	78.48	1210	AAVSO
BLG-T2CEP-177	2836	742	92.44	2970	OGLE
BLG-T2CEP-215	2829	814	55.74	958	OGLE
BLG-T2CEP-345	2830	1344	73.64	1100	OGLE
BLG-T2CEP-350	2776	1026	87.20	722	OGLE
BLG-T2CEP-352	4404	978	103.78	543	OGLE
BLG-T2CEP-354	3232	533	66.46	951	OGLE
LMC-T2CEP-200	4494	917	69.86	850	OGLE

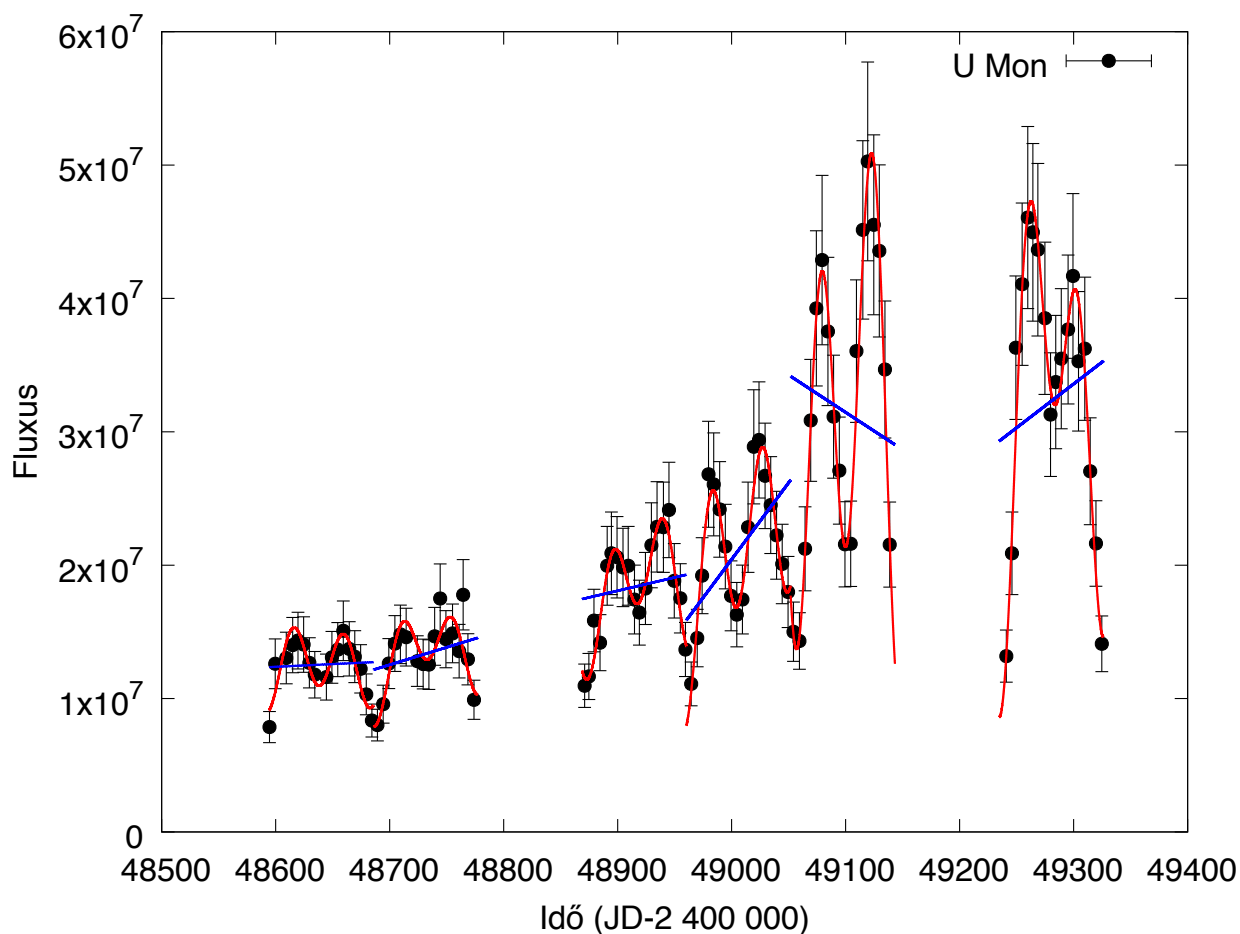
lehetne határozni, azonban a periódus/fázis látszólag irreguláris változása (ahogy azt előző fejezetben a DF Cygni esetében tárgyaltam) a későbbi fázisidőpontok megjóslását jelentős mértékben limitálja. A kapott eredmények lényegében jó egyezést mutattak az irodalomban található periódus értékekkel (például Pollard és mtsai 1996, Kiss és mtsai 2007, Percy 2015).

Ezek után a vizuális adatokra 3-5 napos átlagokat határoztam meg, kiátlagolandó az amatőr fénybecslések bizonytalanságainak (amelyek tipikus értéke  $\pm 0,2 - 0,3$  magnitúdó per pont) hatását, ugyanakkor megőrizve a fénygörbék alakját is (a 30-40 napos pulzációs periódusok mellett hosszabb átlagolási közőkkel elkennék az egyedi ciklusok lefutását). A CCD mérések esetében csak a vizuálisan kiugró pontokat távolítottam. Az ASAS és OGLE adatok napi egy mérést tartalmaznak, ezeknél nem volt szükséges átlagolni.





6.1. ábra. Normált fluxusgörbék 15 RVb-változóra.



6.2. ábra. Az U Mon AAVSO adataiból 900 nap, benne hat egyedi pulzációs ciklussal. Jól látszik, hogy halvány állapotban mennyire lecsökken a pulzáció amplitúdója.

Utolsó lépésként Vega és mtsai (2017) ötletét követve minden magnitúdót fluxusra konvertáltam az  $f = 10^{-0,4 \times (\text{magn.} - 25)}$  képlettel, ahol a 25-ös értéket a tetszőleges zéruspontként választottam. A mintát galériaszerűen a 6.1. ábrán mutatom be, ahol további normálást is végeztem, minden csillag egyedi fluxusait elosztva a globális maximumfényességek fluxusértékeivel. Míg az ábrán a teljes *Kepler*, OGLE és ASAS adatsorok láthatók, az AAVSO adataiból csak 10 ezer napos részleteket mutatok be. A csillagok többségére azonnal feltűnik a gyors pulzációk amplitúdójának változása: míg maximumban széles tartományban „szórnak” a pontok, minimumban erősen lecsökken a pulzáció jele. Kivétel az IW Car, AR Pup (ASAS) és az OGLE-BLG-T2CEP-215 jelzésű csillag, melyekre a pulzációs amplitúdó stabilabbnak tűnik, miközben a moduláció mértéke nagyjából megegyezik a pulzáció mértékével.

Az elemzéshez ezek után minden egyes csillag összes pulzációs ciklusára meghatároztam a lokális pulzációs amplitúdót. Ehhez minden egyes adatsort pontosan egy pulzációs ciklus

hosszú szakaszokra (azaz két egymást követő minimum és maximumot lefedő szakaszokra) osztottam, majd minden darabra az alábbi két szinuszból álló modellgömbét illesztettem:

$$f(t - t_0) = f_0 + k(t - t_0) + \sum_{n=1}^2 A_n \sin \left( \frac{2\pi(t - t_0)}{nP_{\text{pul}}} + \varphi_n \right) \quad (6.1)$$

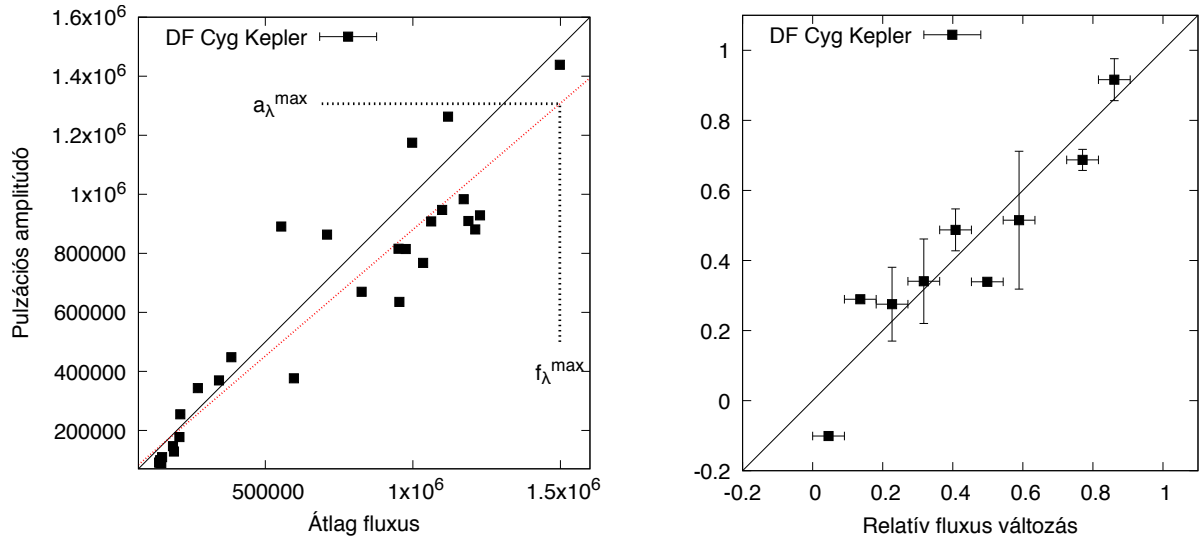
ahol  $t$  az idő,  $t_0$  az első ponthoz tartozó mérési időpont.  $f_0$ ,  $k$ ,  $A_n$  és  $\varphi_n$  ( $n = 1, 2$ ) az illesztett paraméterek (az IW Car esetében  $n = 1$ -et használtam). A zéruspont és a lineáris tag a lassú RVb modulációt veszi figyelembe, amíg a két komponensű Fourier-polinom nagyjából a fénygörbe pulzációs alakját követi le. Az utóbbi eléggé leegyszerűsített változata a fénygörbének, azonban én inkább a pulzációs amplitúdó nagy átlagbeli változására voltam kíváncsi, mintsem az egyes pulzációs ciklusok alakjára. Az illesztést néhány teszt erejéig elvégeztem magasabb rendű polinomok használatával is, de mivel az az eredményeket csak elhanyagolható mértékben változtatta meg, így maradtam a legegyszerűbb modellnél. Az illesztés folyamatát a 6.2. ábra illusztrálja, ahol az U Mon AAVSO adatainak egy rövid szakaszát látjuk, benne fekete pontokkal az átlagolt vizuális adatokat, folytonos vonallal pedig az illesztett fénygörbe-modellt (a rövid egyenes szakaszok a lassú modulációt próbálják lekövetni). A fő üzenet itt az, hogy a kétkomponensű harmonikus illesztés láthatóan nagyon jól leírja a megfigyeléseket.

Miután minden szakaszt sikerült leillesztenem, a 6.1. egyenlettel, levontam a lineáris tagot, majd kiszámoltam a maradékul kapott polinom két szélsőértékét (kivéve a DF Cyg *Kepler*-adatsorát, ahol a szélsőértékeket közvetlenül a reziduál fénygörbe pontjaiból vettem). A teljes pulzációs amplitúdót a pontok különbsége, a csillag átlagfluxusát pedig az egyes szakaszok mediánja reprezentálja. A disszertáció jelen fejezetének fő eredménye az, hogy sikerült kimutatnom ezen amplitúdók és átlagfluxusok közötti kapcsolatot.

## 6.2. Eredmények

A négy különböző adatot (vizuális, OGLE I, ASAS V, *Kepler*) külön kezeltem, részben, hogy figyelembe vehessem a pulzációs amplitúdó általános színtüggését (Pollard és mtsai, 1996), részben, hogy ne keverjek össze heterogén adatokat.

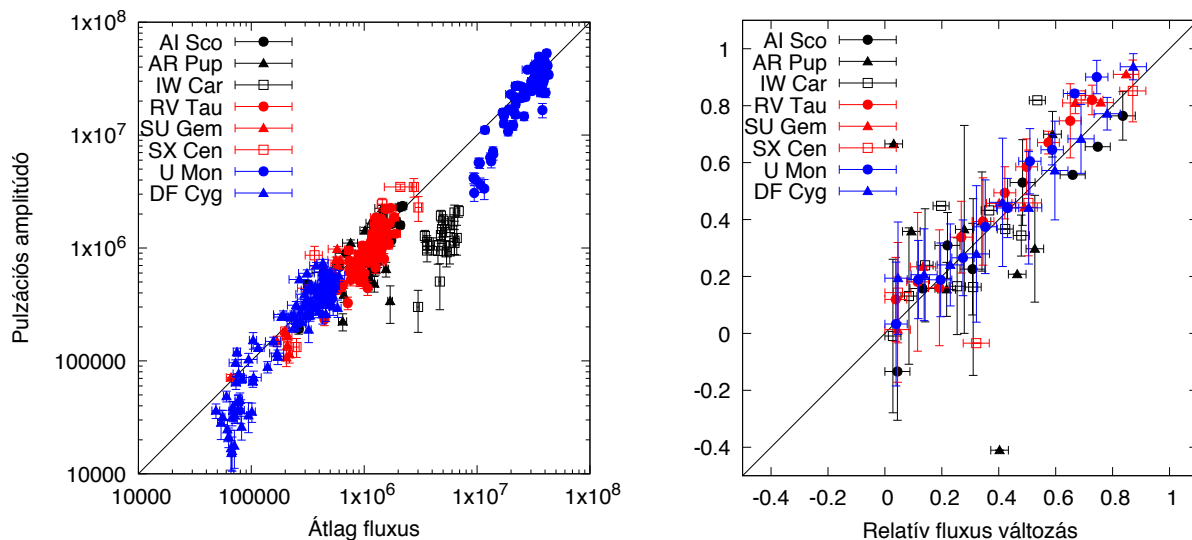
Először az átlagfluxusok és a hozzájuk kapcsolódó teljes amplitúdók közti nyers korrelációkat mutatom be a 6.3-6.6. ábrák bal oldali paneljein. A 6.4-6.6. ábrákon mindkét tengelyen logaritmikus skálát használtam, így összehasonlíthatóvá téve a halványabb és a fényesebb csillagokat. A könnyebb értelmezhetőség érdekében az ábrákon az 1:1 relációhoz tartozó egyenest is feltüntettem. Míg a *Kepler* és a vizuális adatpontok közel esnek az átlós



6.3. ábra. Amplitúdó-átlagfényesség-reláció a DF Cygni *Kepler*-adataiban. Balra: a pillanatnyi fluxusban mért amplitúdók az átlagfluxusok függvényében, lineáris skálán. A piros szaggatott vonal a pontokra való illesztést mutatja, amit az  $f_\lambda^{\max}$  és az  $a_\lambda^{\max}$  paraméterek meghatározásához használtam. A formális hibahatárok a szimbólumok méreteinél kisebbek. Jobbra: egyenlő osztásközű fluxusban mért pillanatnyi amplitúdók az átlagfluxusok függvényében. A függőleges hibahatárok az átlag körüli szórást, a vízszintesek a szakaszok méretét mutatják (a kevés pont miatt 0,7-nél hiány látható). Az átlós fekete vonalak az 1:1 arányt mutatják. A részletek a szövegben találhatóak.

egyeneshez, addig az OGLE és az ASAS pontok mindegyike az átlós vonal alatt, párhuzamos szekvenciákat alkotva helyezkedik el. Ez azt jelenti, hogy a korreláció közel esik a lineáris-hoz, de az átlagos meredekség kisebb mint egy. A legtöbb csillag esetében a Pearson-féle korrelációs koefficiens ( $r$ ) értéke nagyobb, mint 0,8, leszámítva a már korábban, a 6.1. ábra esetében is említett három csillagot (IW Car:  $r = 0,53$  (AAVSO), AR Pup:  $r = 0,21$  (AAVSO), OGLE-BLG-T2CEP-215:  $r = 0,34$ ).

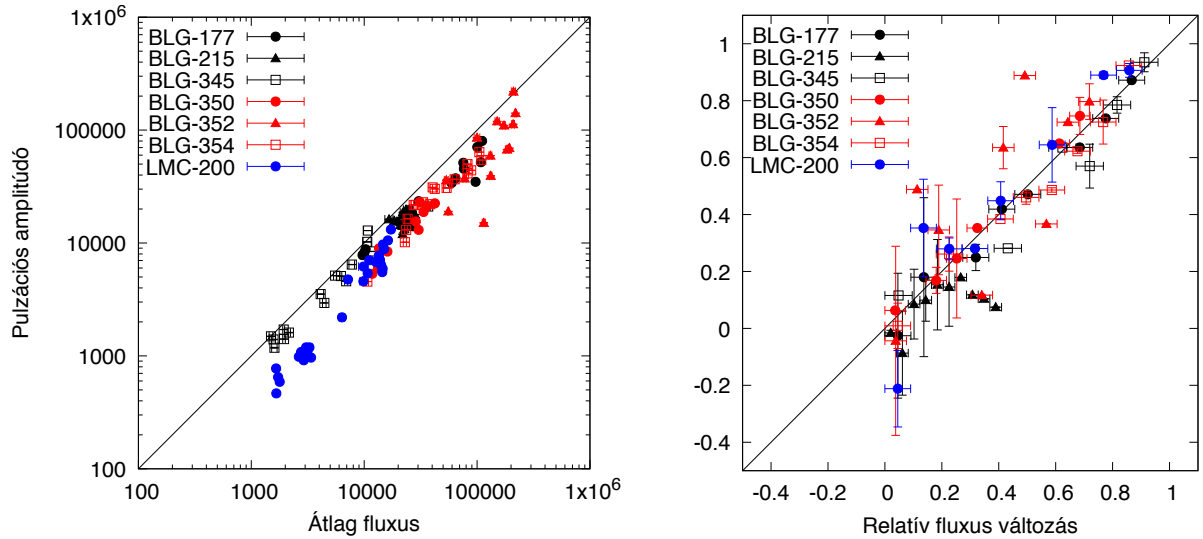
A 6.3-6.6. ábrák bal oldali paneljein látható  $a_\lambda$  amplitúdók és  $f_\lambda$  átlagos fluxusok közti egyértelmű lineáris korrelációkat könnyen le lehet illeszteni egy  $a_\lambda = \alpha f_\lambda + \beta$  ( $\lambda$ =vizuális,  $V$  and  $I$ ) alakú lineáris függvényvel. A különböző  $\lambda$  hullámhosszak tekintetében a kapott  $\alpha$  meredekségek majdnem minden csillag esetében a hibahatárok figyelembe vételével közel azonosnak adódtak. Ennek oka, hogy a vizuális megfigyelések meredeksége egység körüli (például AI Sco:  $0,95 \pm 0,10$ ; RV Tau:  $0,89 \pm 0,08$ ; SU Gem:  $1,21 \pm 0,14$ ; U Mon:  $0,93 \pm 0,06$ ), az OGLE  $I$ -sávú mérései 0,6-es meredekség körül szórnak (például BLG-177:  $0,59 \pm 0,06$ ; BLG-215:  $0,68 \pm 0,09$ ; LMC-200:  $0,60 \pm 0,04$ ). Az ASAS  $V$ -sávú adatainak esetében csak az



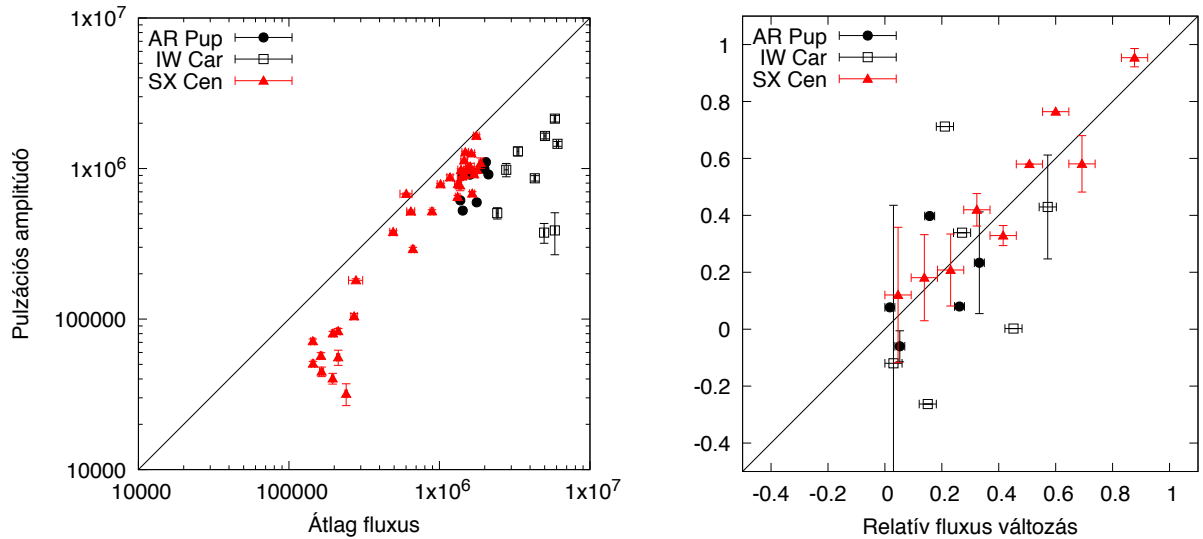
6.4. ábra. Amplitúdó-átlagfényesség-reláció az AAVSO adatbázisból származó nyolc RVb csillagra (minden egyes csillag esetében egy pont egy teljes pulzációs ciklusnak felel meg). A bal oldali panelen használt logaritmikus skálán könnyen összehasonlíthatóak a halvány és a fényes csillagok. A jobb oldali ábra azonos a 6.3. ábra jobb paneljével.

SX Cen-re kaptam értelmes korrelációt, amely pontok egy  $0,62 \pm 0,08$  meredekségű egyenest követnek. A DF Cygni *Kepler* sávbéli amplitúdó-fluxus korrelációja a teljes RVb ciklus alatt a vizuális adatok alapján vártat követi. Ahogy azt a következőkben be is fogom bizonyítani, a meredekségek hullámhosszfüggése a valós pulzációs amplitúdók hullámhossz szerint változását követik (vagyis az, hogy a megfigyelt *I*-sávbéli meredekség kisebb közvetlenül annak köszönhető, hogy az *I*-sávban mért pulzációs amplitúdó kisebb, mint a *V*-sávban mért).

A következő lépésként a relatív fluxus változások és a relatív pulzációs amplitúdó változások meghatározását mutatom be. A fluxusok esetében a relatív változásukat az alábbi módon definiálom:  $(f_{\lambda}^{\max} - f_{\lambda})/f_{\lambda}^{\max}$ , ahol  $f_{\lambda}^{\max}$  a csillag legfényesebb állapotában a pulzációra kiátlagolt fluxus. Ezzel meghatároztam a relatív fluxusváltozás skáláját, amelyen 0,0 a globális maximumnak felel meg. A relatív amplitúdó változások meghatározásához figyelembe kellett vennem az RV Tauri fénygörbe alak valós, ciklusról ciklusra jelentkező változásait (amely jól ismert az RVa csillagok esetében, mint például R Sct – Buchler és mtsai 1996, AC Her – Koláth et al. 1998). Emiatt félrevezető lett volna az, hogy ha a legnagyobb fluxushoz tartozó amplitúdó értéket tekintem a maximális amplitúdónak; ehelyett az amplitúdó-fluxus ábrára egyenest illeszttem, majd a legnagyobb fluxus helyén felvett értéket vettem a hipotetikus átlagos maximális amplitúdónak ( $a_{\lambda}^{\max}$ ). Ezen két paramétert vizuálisan a 6.3. ábrán mutatom be. Ezután az amplitúdó relatív változását a fluxushoz hasonlóan, az alábbi módon



6.5. ábra. A hét OGLE csillag amplitúdó-átlagfényesség-relációja.



6.6. ábra. A három ASAS csillag amplitúdó-átlagfényesség-relációja.

definiáltam:  $(a_{\lambda}^{\max} - a_{\lambda})/a_{\lambda}^{\max}$ . Legvégül a relatív fluxusváltozást a minimum és maximum értéke között tíz egyelő részre osztottam, majd minden szakaszban kiszámoltam az oda eső átlagos relatív amplitúdó és fluxusváltozás értékek átlagát.

A *Kepler*, az AAVSO, az OGLE és az ASAS adatok esetében számolt eredmények a 6.3-6.6. ábrákon láthatóak, ahol a (0,0) koordináta a legfényesebb szakasznak felel meg, ahol legnagyobb a pulzációs amplitúdó. Az, hogy az origóban egyetlen pontot sem találunk a következő két okra vezethető vissza: (i) a szakaszok középpontjának a középértéket tekintem (ii) a maximális amplitúdó meghatározásának definíciójából következik az, hogy a legfénye-

sebb állapotban az egyedi pontok az origó körül szórnak. Két fontos következtetést tudok ezen ábrák alapján levonni. Az első, hogy a relatív amplitúdó változások hibahatáron belül tökéletesen követik a relatív fluxus változásokat, amely azt jelenti, hogy a pulzációs amplitúdó a teljes RVb ciklus alatt változatlan marad, ha azt a teljes rendszer fluxusához viszonyítjuk. Az átlós vonalak nem illesztések, csak az 1:1 relációt szemléltetik. Néhány kivétellel az összes RVb csillag követi a Vega és mtsai (2017) által talált arányosságot, amely nem csak kizárólag a szélsőértékekről (amint azt az előbb említett szerzők észrevették), hanem a teljes RVb ciklusról elmondható. A második, hogy az ábrákon látható szórás inkább maguknak a csillagoknak, mintsem a mérési hibáknak köszönhető, ahogy azt a 6.3. ábra jobb oldali panelén jól megfigyelhetjük, hiszen az ott szereplő egyedi pontok gyakorlatilag zérus mérési hibával terheltek. Valójában az RV Tau-típusú pulzáció az, ami látszólag irregulárisan (feltehetőleg az erős nemlineáris effektusok miatt; Bódi et al. 2016) változik a 6.3-6.6. ábrákon szereplő pontok átlós vonalak körüli szórásának mértékével. Ez azt jelenti, hogy a legegyszerűbb magyarázathoz is olyan mechanizmus szükséges, amely egyformán befolyásolja az átlagos fényességet és a látszólagos amplitúdót.

### 6.3. Diszkusszió

Eredményeim a csillagok döntő többségére érvényes általános összefüggést, az átlagfényesség és a pulzációs amplitúdó közötti lineáris korrelációt mutatnak abban az esetben, ha mindent fluxus egységekben mérünk. Az, hogy a 6.3-6.6. ábrákon látható relatív változások egy az egyben megfeleltethetők egymásnak nem más jelent, mint hogy a lineáris korrelációk más-más paraméterekkel jelennek meg, amit a következőképpen értelmezhetünk. Tekintsük a pulzációs amplitúdók és az átlagfluxusok relatív változásait azonosnak

$$\frac{\Delta a_\lambda}{a_\lambda} = \frac{\Delta f_\lambda}{f_\lambda} \quad (6.2)$$

a következő differenciál egyenlet közelítéseként

$$\frac{da_\lambda}{a_\lambda} = \frac{df_\lambda}{f_\lambda}. \quad (6.3)$$

Az egyenletet könnyen integrálhatjuk, amely értelmében

$$\log a_\lambda = \log f_\lambda + c_\lambda, \quad (6.4)$$

ahol az integrációs konstans  $c_\lambda$ -t a következő alakban fejezhetjük ki

$$c_\lambda = \log \frac{a_\lambda^{\max}}{f_\lambda^{\max}}. \quad (6.5)$$

Jelen esetben  $a_\lambda^{\max}$  és  $f_\lambda^{\max}$  a csillag legfényesebb állapotában mérhető amplitúdó és átlag-fluxus. A  $c_\lambda$ -t a 6.4. egyenletbe helyettesítve, majd átrendezve az egyenletet a következő formális megoldást kapjuk

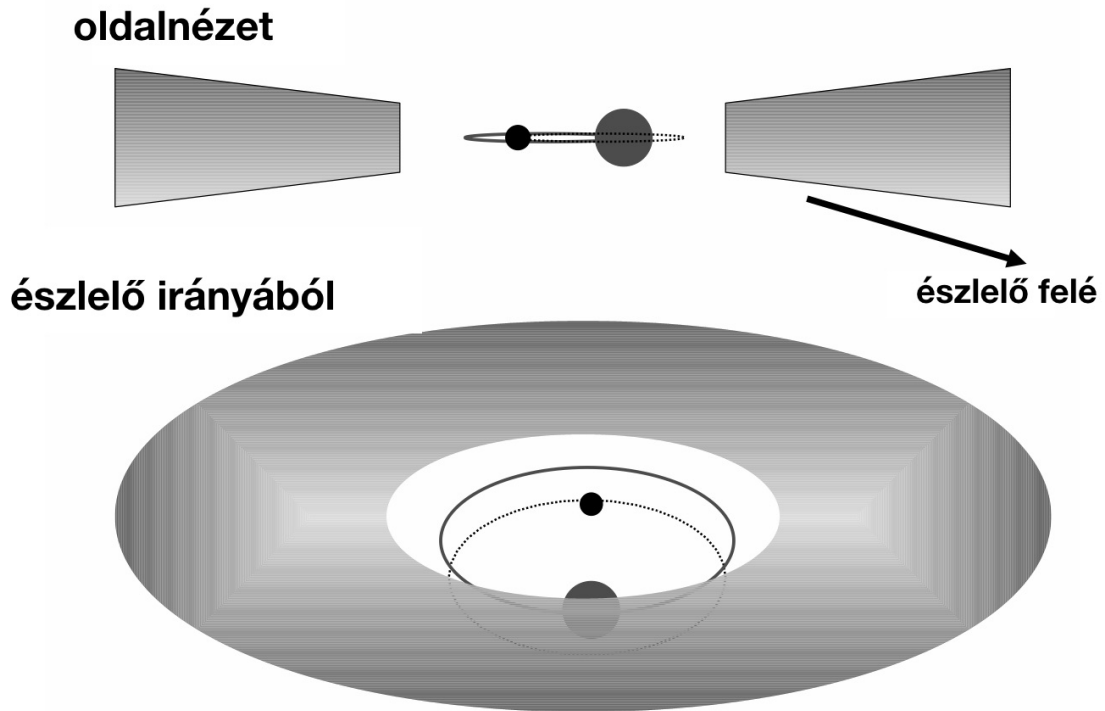
$$a_\lambda = \frac{a_\lambda^{\max}}{f_\lambda^{\max}} f_\lambda, \quad (6.6)$$

amely nem más, mint az amplitúdók és a fluxusok közti lineáris összefüggés, amelyet az empirikus adatok esetében is láttunk. Az  $\alpha$  meredekséget a maximális amplitúdók és fluxusok arányai adják, amely minden csillagra minden fotometria sávban külön külön meghatározható. Figyelembe véve, hogy az RV Taurik pulzációs amplitúdója pontosan ugyan olyan módon függ a hullámhossztól, mint például a cefeidáké, adódik, hogy az  $I$  szűrőben mért OGLE csillagok esetében mért kisebb meredekségű korrelációt közvetlenül az okozza, hogy  $I$  sávban mérve a pulzációs amplitúdó kisebb, mint  $V$ -ben (például Pollard és mtsai 1996).

Mik a következtetésem a fentiekben vázolt egyszerű összefüggések alapján? Mint említettem a bevezetésben, egyes csillagokra már nagyon régen felismerték, hogy halvány állapotban kisebb a pulzációs amplitúdó (például O'Connell 1946 az IW Car-ra). Evans (1985) ugyan felismerte a kapcsolatot a csillagot övező porral, de szerinte kettősség helyett inkább a pulzáció által indukált tömegvesztés okozhatja az RVb-halványodásokat (hasonlóan az R Coronae Borealis típusú változók elhalványodásaihoz). Fokin (1994) körbejárta a kérdést és arra jutott, hogy pulzációval nem igazán értelmezhető az RVb-jelenség és a kettősség mellett tette le a voksát. Waelkens és Waters (1993) és Zsoldos (1996) szintén elvetette a pulzációs magyarázatot, ugyanakkor utóbbi szerző megjegyezte, hogy a kettősség sem ad egyszerű magyarázatot, mivel az RV Tau RVb-modulációja időben változó ciklusokat rajzol ki. Pollard és mtsai (1996) fogalmazták meg az amplitúdó-csillapítás jelenségét, mint a kettősség által fellépő dinamikai hatást, ám részletes modelleket nem adtak. Későbbi szerzők (úgy mint Van Winckel és mtsai 1999 és Maas, Van Winckel & Waelkens 2002) kritika nélkül elfogadták, hogy porkorong fénycsökkentő hatásaival nem magyarázhatók a pulzációs amplitúdó változásai.

Eredményeim arra utalnak, hogy a korábbi szerzők elmulasztották észrevenni, hogy valójában az adatok teljes mértékben alátámasztják a porkorongos fénycsökkentés nyomán várható pulzációs amplitúdó-változásokat. Persze az RV Tauri változók fluktuáló amplitúdója sem segített ezen: ahhoz, hogy az RV Taurik sajátos ciklusról-ciklusról való vál-





6.7. ábra. A porkorongos fénycsökkenés modelljének geometriája. A pulzáló csillag (a nagyobb koronggal) időnként bevonul a sűrű porkorong mögé, időnként pedig kibukkan. Pollard, McSaveney és Cottrell (2006) nyomán.

tozásait megfelelően ki tudjuk átlagolni, hosszú és jó lefedettségű adatsor szükséges. Az adatokban rejlő információk felismeréséhez szükséges volt a fluxusban gondolkodás, amit a *Kepler*-űrtávcső természetes módon elősegít, tekintve, hogy a letölthető *Kepler*-mérések mind fluxusban szerepelnek az adatfájlokban. Vega és mtsai (2017) észrevették a megegyező mértékű átlagfényesség- és amplitúdócsökkenést, én pedig megmutattam, hogy az összes többi létező mérés is ugyanazt mutatja, ha túllépünk a hagyományos magnitúdó-rendszeren. Más szavakkal élve a pulzációs amplitúdó, ha azt a rendszer teljes fényességéhez képest mérjük, nem változik (a pulzáció nemlineáris jellegéből adódó kis mértékű fluktuációt leszámítva).

Végül röviden rátérek azokra a csillagokra, amelyek viselkedés csak kis mértékben hasonlít a többihez. Ez a három csillag az IW Car, AR Pup és az OGLE-BLG-TCEP2-215. Az RV Tauri csillagok helyes klasszifikációjának problémája már régóta ismert az irodalomban (például Zsoldos 1998). Gyakorta előfordul, hogy félszabályos (SR) változókat tévesztenek össze más típusú fényes változókkal. Való igaz, hogy az SR csillagok periódusa, amplitúdója és szisztematikus amplitúdóváltozásai fotometriailag nagyon hasonlóak lehetnek (Kiss és

mtsai, 2000), így további kiegészítő információkra mindig szükség van. Az IW Car esetében az ALMA távcsőegyüttesnek sikerült felbontania egy forgó és táguló poszt-AGB ködöt (Bujarrabal és mtsai, 2017), amely eredmény a csillag régóta ismert poszt-AGB státuszának legfrissebb megerősítése. Mindazonáltal a fénygörbéjében nem jelentkező alternálás arra utal, hogy a csillag inkább egy általánosan pulzáló poszt-AGB objektum, mintsem egy klasszikus RV Tau-szerű változó. Ez a kijelentés összhangban áll azzal a ténnyel, hogy a Giridhar és Lambert (1994) által spektroszkópiai úton származtatott 6700 K-es hőmérséklet jelentősen meghaladja az RV Taurikra jellemző tipikus értéket (Kiss és mtsai, 2007). Az AR Puppist és annak poszt-AGB korongját interferometrikus úton Hillen és mtsai (2017) bontották fel, akik megjegyezték, hogy a vörösödésmentes optikai fluxust a teljes infravörös luminozitás dominálja, amely jellemzően arra utal, hogy a korongot éléről látjuk. A legkevesebbet az OGLE csillagról tudunk, mindössze annyit, hogy a katalógusokban szereplő színe nagyon vörös ( $V - I \approx 3,3$  mag), amely erős intersztelláris vörösödéssel utalhat, de okozhatja a csillag valódi vörös színe is. Azt feltételezem, hogy ezen három csillag a többitől eltérő geometriával és/vagy cirkumsztelláris extinkcióval rendelkezik. Még az IW Car és az AR Pup esetében is vannak olyan RVb ciklusok, amelyek során mintha az amplitúdó változása követné az átlag-fluxus szintjét. Az, hogy az RVb ciklusok más csillagok esetében sem szigorúan ismétlődőnek arra utal, hogy a fényelnyelő felhők a keringési periódussal összemérhető időskálán változnak. Mindent összevetve annak ellenére, hogy ezen csillagok korrelációja kissé zajosabb, mint a többié, alapvetően hasonló lineáris kapcsolat mutatkozik a pulzációs amplitúdójuk és a rendszer fluxusa között. Azaz beleillenek az általam javasolt általános képbe.

## 6.4. Összefoglaló

A legfontosabb eredményeimet az alábbiakban foglalom össze:

1. Összegyűjtöttem a mindeddig legteljesebb mintát jól észlelt RVb-csillagokról, amihez vizuális, földi CCD-s és ultraprecíz *Kepler*-adatokat kombináltam.
2. Univerzális lineáris korrelációt találtam a pulzációs amplitúdó és átlagfényesség fluxusban kifejezett értékei között. A pulzációk valójában jó közelítéssel állandó mértékűek, ha a mindenkori átlagfényességhez viszonyítjuk őket.
3. A korreláció tulajdonságait természetes módon magyarázhatjuk egy olyan mechanizmussal, ami a teljes fénygörbét skálázza időfüggő módon. Egy nagy fénycsökkentő ernyő, feltehetően a kettős rendszereket kívülről övező porkorong periodikusan változó eltakarása pontosan ilyen mechanizmust szolgáltat.
4. Következtetésem szerint az RVb-csillagok fényváltozásait jelenségek szintjén teljes mértékben leírhatjuk az időben változó nemlineáris pulzációk és az RVb-jelenség porkorongos fénycsökkentést feltételező modelljének kombinálásával. Nincs szükség semmilyen további egzotikus kölcsönhatások és bonyolult jelenségek feltételezésére.

## 7. fejezet

# Galaktikus RV Tauri csillagok *Gaia* DR2 adatokon alapuló fizikai tulajdonságai

Az RV Tauri csillagok periódus–fényesség relációját (PL-relációját) vizsgáló korábbi tanulmányok szinte kizárólag a Magellán-felhők második populációs cefeidáinak különböző mintáin vagy gömbhalmazokon alapultak. Ezek a vizsgálatok felvetették annak lehetőségét, hogy a hosszabb periódusú kettes típusú cefeidák a rövidebbekétől eltérő meredekségű PL-relációt követnek (McNamara, 1995). Arra is fény derült, hogy a különbség függ a megfigyelt hullámhossztól is, amelynek mértéke elhanyagolható a  $JHK_S$  sávokban (Matsunaga és mtsai, 2006). A témával kapcsolatos legújabb vizsgálatokat Groenewegen & Jurković (2017a) és Manick és mtsai (2017) végezték, akiknek a Magellán-felhőkben, valamint a Tejútrendszerben található poros RV Taurikkal kapcsolatos eredményeik arra utalnak, hogy ezen csillagok PL-relációja meredekebb, mint a többi kettes típusú cefeidáé.

Mindmáig nem publikáltak olyan PL-relációt, amely közeli, fényes és minden más szempontból részletesen megfigyelt galaktikus RV Taurikon alapszik. Első alkalommal a *Gaia* második adatkibocsájtása (DR2) adott lehetőséget a galaktikus RV Taurik geometriai úton történő távolságmérésére. Ebben a fejezetben bemutatásra kerülő munkám legfőbb célja a Tejútrendszer és a Magellán-felhők RV Tauri populációjának, valamint a PL-relációk univerzalitásának összehasonlítása volt.

## 7.1. A rendelkezésre álló adatok és az alkalmazott módszerek

Annak érdekében, hogy összegyűjtsem az összes RV Taurinak vélt galaktikus csillagot, átböngésztem a VSX (variable star index<sup>1</sup>) adatbázist, a Változócsillagok Általános Katalógusát (GCVS; Samus és mtsai 2017) és a SIMBAD (Wenger és mtsai, 2000) adatbázist. Ezt követően keresztkorreláltam a mintát a *Gaia* archívumával<sup>2</sup> (Gaia Collaboration és mtsai, 2016a, 2018) és letöltöttem az összes elérhető mérést minden olyan csillag esetében, ahol a relatív parallaxis hiba ( $\sigma_\pi/\pi$ ) kisebb volt, mint 0,2 (ezek az ún. jól meghatározott parallaxisok; Astraatmadja & Bailer-Jones 2016). Végül 56 csillag adatait sikerült összegyűjtenem. A folyamat során feltűnt, hogy a *Gaia* táblázatból a legtöbb esetben hiányzik az extinkció értéke. Mint kiderült, ennek oka a *Gaia* csapat által alkalmazott szűrési módszer. Az Andrae és mtsai (2018) cikkben szereplő (8)–(11) egyenletek segítségével kiszórták azokat a magas galaktikus szélességeken levő csillagokat, amelyek esetében a becsült abszorpció (A) vagy a színexcesszus (E(BP-RP)) hibája túl nagy volt (az egyenletekben a '+' és '-' jelek a 16. és a 84. percentilist jelölik). Gyakorlatilag ezen feltételek kiszűrték a HRD-n a fősorozat felső része és az RGB/AGB közti összes csillagot (ahogy ez a 7.1. ábrán látható). Emiatt, valamint a *Gaia* effektív hőmérsékletek és az extinkció erős degeneráltságának köszönhetően, a *Gaia*  $T_{\text{eff}}$  értékek szisztematikusan eltolódtak. A jelenséggel a következő alfejezetben foglalkozom részletesen.

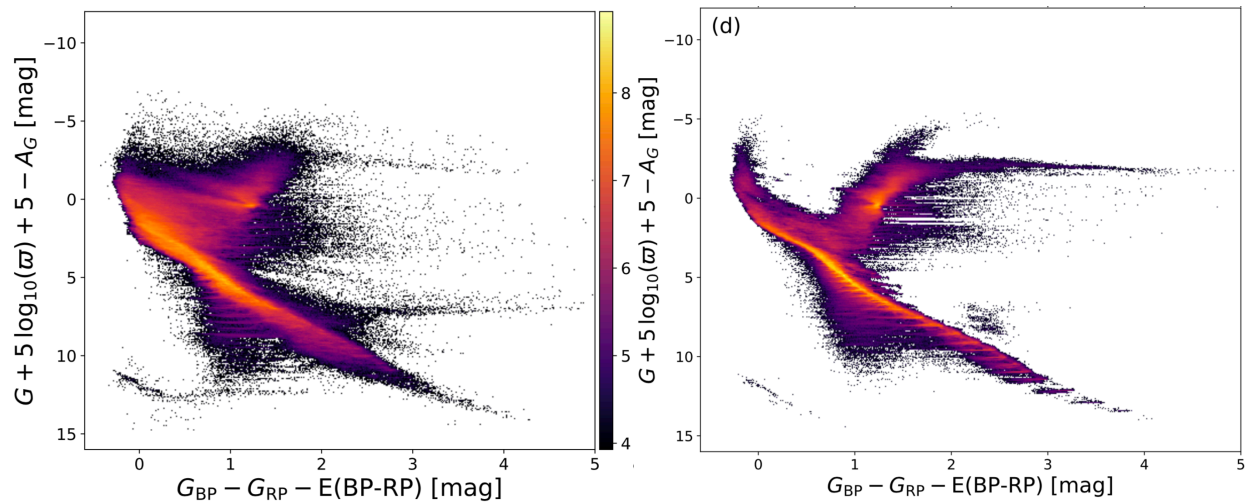
Ahogy azt a bevezető fejezetben részletesen tárgyaltam, Bailer-Jones (2015) mutatta meg azt, hogy ha mérési hibával terhelt parallaxisokból akarunk távolságokat számolni, akkor statisztikus következtetések alkalmazására van szükség. A hagyományos módszer, amely szerint a parallaxis reciprokával kell számolni, nem megfelelő (szisztematikusan eltérő) hibát ad eredményül. Ezt egy megfelelően normált prior használatával lehet elkerülni. Astraatmadja & Bailer-Jones (2016) különböző priorok távolságmeghatározási hatékonyságát vizsgálva azt találták, hogy az exponenciálisan csökkenő térfogatsűrűség (exponentially decreasing space density; EDSD) prior 1,35 kpc-es skálahossz mellett megfelelő eredményt ad. Az értekezés ebben a fejezetében található távolságokat és hibáikat az EDSD módszerrel határoztam meg.

Az abszolút fényességek és a luminozítások meghatározásához fotometriai méréseket, extinkciót és bolometrikus korrekciókat használtam fel. A 2MASS J,H,K<sub>s</sub> és a Johnson V, I sávbeli méréseket a SIMBAD katalógusból vettem. Azonban a luminozítások kiszámításá-

---

<sup>1</sup><http://www.aavso.org/vsx/>

<sup>2</sup><https://gea.esac.esa.int/archive/>



7.1. ábra. A *Gaia* által megfigyelt (balra), valamint a por korrekció után kapott (jobbra) szín-fényesség diagram. A színskála források száma/mag<sup>2</sup> egységben van megadva. Andrae és mtsai (2018) nyomán.

hoz elsődlegesen, ha volt elérhető adat, akkor a *Gaia*-magnitúdókat használtam fel. Az  $A_V$  extinkció értékeket az `mwdust` (Bovy és mtsai, 2016) nevű python csomag segítségével becsültem meg, amely kód a Marshall és mtsai (2006), Green és mtsai (2015), valamint Drimmel, Cabrera-Lavers & López-Corredoira (2003) által készített háromdimenziós vörösödési térképeken alapszik. A bolometrikus korrekciókat (BC) a MIST (MESA Isochrones & Stellar Tracks)/C3K nevű modellháló (C. Conroy és mtsai, előkészületben<sup>3</sup>) alapján lineáris interpolációval határoztam meg a  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}]$  és  $A_V$  értékeket felhasználva. A  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$  és  $[\text{Fe}/\text{H}]$  adatok az irodalomból, vagy a *Gaia*-archívumból származnak. A hiányzó  $\log g$  és  $[\text{Fe}/\text{H}]$  értékeket 0,0-nek vettem, feltételezve, hogy az előbbi hibája 0,4, az utóbbié 0,5 (ezen értékek mellett reális nagyságú hibákat kaptam az interpolált mennyiségekre), amelyekre azért volt szükség, mert az általam alkalmazott algoritmus bizonytalanságokkal együtt végzi az interpolálást.

Az abszolút fényességeket, luminozitásokat és a sugarakat Monte-Carlo mintavételezési módszerrel határoztam meg. Ehhez a Huber és mtsai (2017) által írt `isoclassify` nevű kód „direkt” módját használtam fel, amelyet a saját céljaimnak megfelelően módosítottam. Az algoritmus minden paraméter esetében egy posteriori eloszlást ad eredményül. A paraméterbecslést csillagról csillagra az alábbi lépésekkel végeztem. Először a távolságot, majd a vörösödési térképekből az  $A_V$  értéket határoztam meg. Ezek felhasználásával számoltam

<sup>3</sup>[http://waps.cfa.harvard.edu/MIST/model\\_grids.html](http://waps.cfa.harvard.edu/MIST/model_grids.html)

ki az abszolút fényességet az összes elérhető fotometria sávjában. A luminozítás a bolometrikus korrekció figyelembe vételével adódott. A sugarat a Stefan-Boltzmann-törvény alapján az effektív hőmérséklet felhasználásával kaptam. A végső paramétereknek a származtatott eloszlások medián értékeit, hibáiknak az  $1\sigma$  konfidencia intervallumokat adtam meg.

A pulzációs periódusokat és (az RVb csillagok esetében) az átlagfényesség változás periódusait az irodalomból gyűjtöttem össze. Olyan csillagok esetében, ahol nem volt publikált periódus, az AAVSO (Változócsillag-Észlelők Amerikai Társasága) és ASAS (All Sky Automated Survey; Pojmanski 2002) fénygörbéket használtam fel annak meghatározására. A bevezetőben ismertetett módon Fourier-spektrumokat számoltam, majd szinuszt illesztettem az adatsorokra. A továbbiakban a pulzációs ciklus alatt a dupla periódust értem, azaz két egymást követő sekélyebb vagy mélyebb minimum közt eltelt időt.

### 7.1.1. A vizsgált minta

Az összegyűjtött adatok alapján ábrázolt elsődleges Hertzsprung–Russell-, valamint periódusfényesség diagramokon azt tapasztaltam, hogy a pontok jelentős mértékben szórtak. A kezdeti minta számos alacsony luminozítású, illetve az elméleti instabilitási sávtól meglehetősen távol eső objektumot tartalmazott. A megfigyelt szórást az okozhatta, hogy számos csillagot tévesen kategorizáltak be az RV Taurik közé. Emiatt a mintát az alábbi szigorú követelmények szerint felülvizsgáltam.

Először is gondosan átnéztem az elsődleges minta összes csillaga esetében a kapcsolódó irodalmat és eltávolítottam azokat az objektumokat, ahol az RV Tauri kategóriába való besorolást a legkisebb mértékben is meg lehet kérdőjelezni. Ezt követően figyelembe vettem Zsoldos (1991) munkásságát, aki szisztematikusan felülvizsgálta a rosszul kategorizált RV Taurikat. Végül azon objektumok is lekerültek a listáról, amelyek periódusának bizonytalansága nagy volt (emiatt tényleges RV Taurik is kikerülhettek a mintából, de ezek esetében további fotometriai mérésekre van szükség a pulzációs periódusuk pontosítása végett).

A következő lépésben átnéztem a megmaradt csillagok AAVSO és ASAS fénygörbéit, annak érdekében hogy meggyőződjek arról, hogy a mérési adatok valóban tükrözik az RV Taurikra jellemző vonásokat. A folyamat során kiszűrtem azon objektumokat, amelyek kevés megfigyelési ponttal rendelkeztek, vagy nem mutattak alternáló minimumokat (azaz a megfigyelt minimumok hasonló mélységűek voltak). Továbbá néhány esetben arra is fény derült, hogy a gyakran használt katalógusokban található fényességek hibásak.

Az RVb csillagok átlagfényességének hosszú periódusú változása miatt luminozításuk meghatározása során különös figyelemmel kell eljárni. Amint az kiderült, a katalogizált

fényességeket a teljes fénygörbére vett átlagolással állapították meg, azaz az RVb ciklust is beleszámították az értékekbe. Ahogy azt az előző fejezetben láttuk, az RVb jelenség csak egy látszólagos fényességváltozást jelent, amit egy a rendszert körülvevő porfelhő periodikusan fellépő extinkciója okoz. Emiatt újra meghatároztam a csillagok fényességét oly módon, hogy a hosszú periódusú változás maximuma környékén végzett méréseket átlagoltam ki. Eredményképp a kapott luminozítások megnőttek, a PL reláció szórása pedig csökkent.

Legvégül úgy döntöttem, hogy az olyan csillagok vizsgálatára szorítkozom, amelyek: (i) megtalálhatóak a Gezer és mtsai (2015) által közölt mintában és korábban kémiai úton is vizsgálták őket; (ii) szerepelnek az előző fejezetben bemutatott objektumok között és rendelkeznek spektroszkópiai módon meghatározott paraméterekkel. Az így kialakult minta a valaha létezett legmegbízhatóbb gyűjteménye azon galaktikus RV Tauri csillagoknak, amelyekre elérhetőek nagy pontosságú *Gaia* DR2 parallaxisok. A végső lista 11 RVa és 7 RVb csillagot tartalmaz.

### 7.1.2. *Gaia* és spektroszkópiai effektív hőmérsékletek összehasonlítása

A második *Gaia* adatközlésben (*Gaia* DR2) három fotometriai sávban mért fényesség értékek érhetőek el. Egy, amelyet széles sávú szűrőben mértek (G sáv), valamint két másik, amelyek a grism spektrumok vörös és kék oldalainak kiintegrálásából adódtak (BP és RP sávok). A G=17 magnitúdónál fényesebb objektumok effektív hőmérsékletét ezen mérések különbségeinek segítségével határozták meg a 3000-10 000 K közötti tartományban. Az értékek bizonytalansága 324 K (Andrae és mtsai, 2018), amely kizárólag a véletlen hibákat veszi figyelembe, nem törődve a lehetséges szisztematikus eltérésekkel.

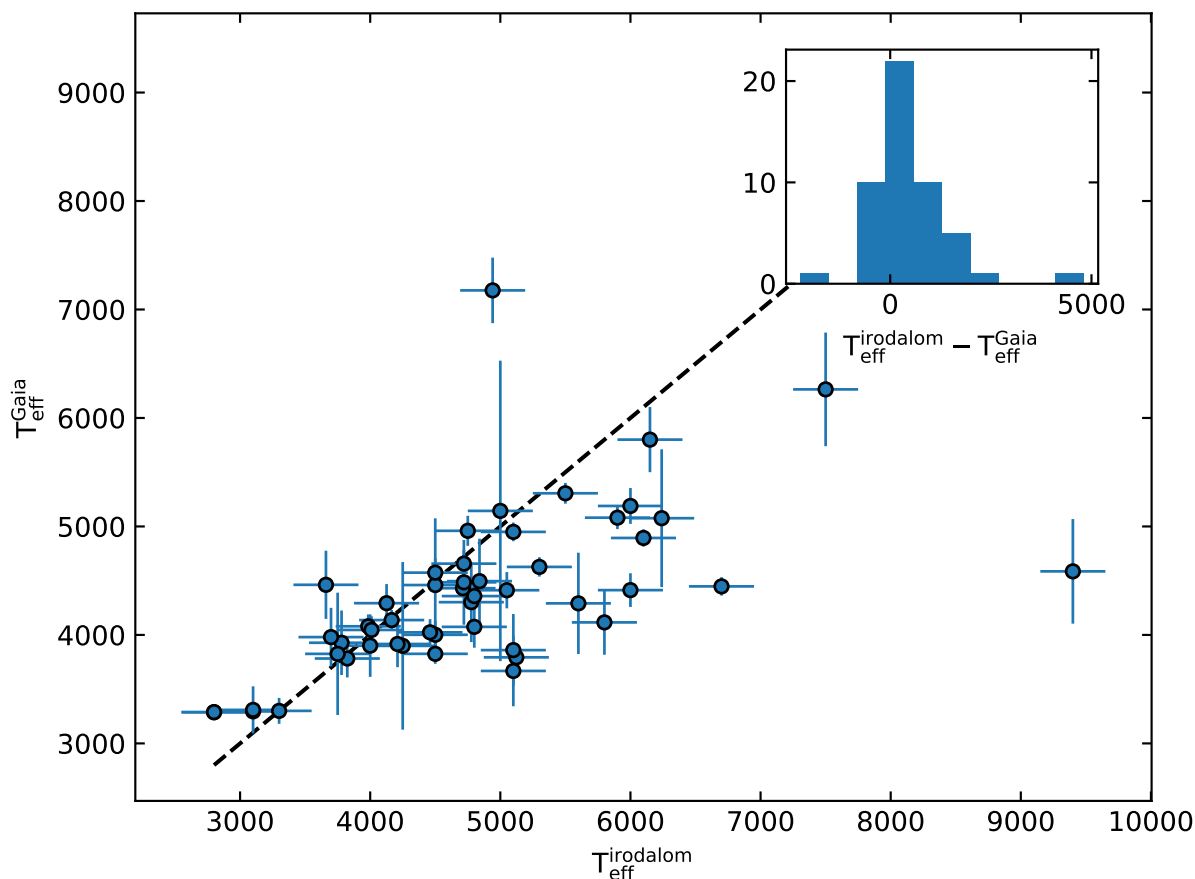
Számos RV Tauri típusú csillag esetében sikerült spektroszkópiai úton meghatározott effektív hőmérséklet értékeket is találnom. Mivel várhatóan ezek a mérések az intersztelláris vörösödés tekintetében jóval megbízhatóbbak a *Gaia* csapat által származtatottaknál, így lehetőségem volt összehasonlítani a *Gaia*  $T_{\text{eff}}$  értékeket az irodalmi adatokkal, ezzel tesztelve az előző esetben megadott hibahatárok megbízhatóságát. A 7.2. ábrán a  $T_{\text{eff}}^{\text{Gaia}}$  adatokat ábrázoltam a  $T_{\text{eff}}^{\text{irodalom}}$  függvényében. Inzertben a különbségek eloszlását mutatom be. Amint az látható, a hőmérsékletek közel azonosak a  $T_{\text{eff}}^{\text{irodalom}} \lesssim 4500$  K tartományon. Ennél nagyobb hőmérsékletek esetében az eltérések (egyetlen pont kivételével) a  $T_{\text{eff}}^{\text{irodalom}}$  növekedésével növekednek. Az eltérés az Andrae és mtsai (2018) által publikált tanulmány alapján nem meglepő (lásd a 7.3. ábra), viszont a folyamatosan növekvő eltérés helyett szimmetrikus eloszlást várnánk. Az inzertben látható eloszlás alapján az átlagos eltérés 445,4 K, amely



7.1. táblázat. Nagy megbízhatóságú RV Tauri csillagok fizikai paramétereit (a részletek a szövegben találhatóak). A hibák a posteriori eloszlások  $1\sigma$  konfidencia intervallumait jelentik. Az effektív hőmérsékletek elsődlegesen Gezer és mtsai (2015) által publikált, spektroszkópiai úton meghatározott értékek. A pulzációs periódusok, valamint az átlagfényesség változások periódusai vagy az irodalomból származnak vagy magam határoztam meg őket.

Név	d [pc]	L/L <sub>☉</sub>	R/R <sub>☉</sub>	M <sub>V</sub> [mag]	T <sub>eff</sub> [K]	P [nap]	RVb per. [nap]	Hiv.	π [mas]	σ <sub>π</sub> [mas]
RVa típusú csillagok										
UY Ara	4648 <sup>+1064</sup> <sub>-629</sub>	884 <sup>+510</sup> <sub>-204</sub>	34,4 <sup>+8,2</sup> <sub>-5,5</sub>	-2,730 <sup>+0,324</sup> <sub>-0,464</sub>	5500	56,94	–	1	0,21	0,04
EQ Cas	4336 <sup>+802</sup> <sub>-534</sub>	844 <sup>+361</sup> <sub>-164</sub>	48,4 <sup>+11,7</sup> <sub>-7,3</sub>	-2,460 <sup>+0,286</sup> <sub>-0,367</sub>	4500	58,23	–	2	0,22	0,03
RU Cen	1932 <sup>+221</sup> <sub>-158</sub>	1054 <sup>+304</sup> <sub>-169</sub>	31,1 <sup>+4,9</sup> <sub>-3,5</sub>	-3,191 <sup>+0,198</sup> <sub>-0,226</sub>	6000	64,74	–	3	0,52	0,05
V820 Cen	2260 <sup>+397</sup> <sub>-248</sub>	1964 <sup>+915</sup> <sub>-407</sub>	68,0 <sup>+14,7</sup> <sub>-11,0</sub>	-3,004 <sup>+0,263</sup> <sub>-0,368</sub>	4750	159,70	–	1	0,45	0,06
SS Gem	3423 <sup>+836</sup> <sub>-488</sub>	17680 <sup>+12800</sup> <sub>-6400</sub>	150,6 <sup>+41,7</sup> <sub>-34,8</sub>	-6,685 <sup>+0,588</sup> <sub>-0,523</sub>	5600	89,83	–	1	0,29	0,05
AC Her	1276 <sup>+49</sup> <sub>-44</sub>	2475 <sup>+183</sup> <sub>-209</sub>	47,1 <sup>+4,7</sup> <sub>-4,1</sub>	-3,929 <sup>+0,084</sup> <sub>-0,084</sub>	5900	75,46	–	3	0,78	0,03
EP Lyr	6170 <sup>+1267</sup> <sub>-806</sub>	4164 <sup>+2075</sup> <sub>-902</sub>	61,2 <sup>+13,9</sup> <sub>-9,3</sub>	-4,845 <sup>+0,299</sup> <sub>-0,410</sub>	6100	83,18	–	2	0,15	0,03
TT Oph	2535 <sup>+221</sup> <sub>-172</sub>	714 <sup>+131</sup> <sub>-102</sub>	38,5 <sup>+5,4</sup> <sub>-4,5</sub>	-2,791 <sup>+0,165</sup> <sub>-0,165</sub>	4800	61,08	–	3	0,40	0,03
R Sge	2475 <sup>+353</sup> <sub>-229</sub>	2329 <sup>+744</sup> <sub>-638</sub>	61,2 <sup>+12,4</sup> <sub>-9,9</sub>	-3,505 <sup>+0,302</sup> <sub>-0,302</sub>	5100	71,15	–	1	0,40	0,05
AR Sgr	2823 <sup>+516</sup> <sub>-258</sub>	1878 <sup>+756</sup> <sub>-412</sub>	53,5 <sup>+10,8</sup> <sub>-8,4</sub>	-3,521 <sup>+0,252</sup> <sub>-0,353</sub>	5300	86,76	–	1	0,34	0,05
V Vul	1854 <sup>+160</sup> <sub>-140</sub>	2169 <sup>+504</sup> <sub>-315</sub>	77,9 <sup>+13,0</sup> <sub>-10,1</sub>	-3,873 <sup>+0,203</sup> <sub>-0,237</sub>	4500	76,09	–	1	0,55	0,04
RVb típusú csillagok										
TW Cam	1771 <sup>+142</sup> <sub>-106</sub>	2157 <sup>+386</sup> <sub>-257</sub>	68,0 <sup>+9,5</sup> <sub>-8,5</sub>	-3,361 <sup>+0,168</sup> <sub>-0,168</sub>	4800	86,36	671	6	0,57	0,04
IW Car	1907 <sup>+128</sup> <sub>-96</sub>	2622 <sup>+338</sup> <sub>-296</sub>	37,9 <sup>+4,0</sup> <sub>-3,5</sub>	-3,867 <sup>+0,127</sup> <sub>-0,127</sub>	6700	71,98	1449	4	0,52	0,03
SX Cen	4429 <sup>+1071</sup> <sub>-605</sub>	3684 <sup>+2315</sup> <sub>-842</sub>	61,1 <sup>+14,7</sup> <sub>-9,8</sub>	-4,343 <sup>+0,319</sup> <sub>-0,479</sub>	6000	32,88	602	4	0,22	0,04
DF Cyg	2737 <sup>+240</sup> <sub>-186</sub>	815 <sup>+155</sup> <sub>-116</sub>	39,9 <sup>+6,4</sup> <sub>-4,5</sub>	-2,286 <sup>+0,189</sup> <sub>-0,189</sub>	4840	49,82	780	4	0,37	0,03
BT Lac	3034 <sup>+307</sup> <sub>-204</sub>	686 <sup>+117</sup> <sub>-192</sub>	32,3 <sup>+5,3</sup> <sub>-4,5</sub>	-1,436 <sup>+0,417</sup> <sub>-0,179</sub>	5050	40,78	650	2,5	0,33	0,03
U Mon	1111 <sup>+137</sup> <sub>-102</sub>	5480 <sup>+1764</sup> <sub>-882</sub>	100,3 <sup>+18,9</sup> <sub>-13,2</sub>	-4,516 <sup>+0,246</sup> <sub>-0,287</sub>	5000	91,48	2451	4	0,92	0,09
RV Tau	1460 <sup>+153</sup> <sub>-117</sub>	2453 <sup>+605</sup> <sub>-403</sub>	83,4 <sup>+12,8</sup> <sub>-12,8</sub>	-3,359 <sup>+0,213</sup> <sub>-0,244</sub>	4500	78,48	1210	4	0,69	0,06

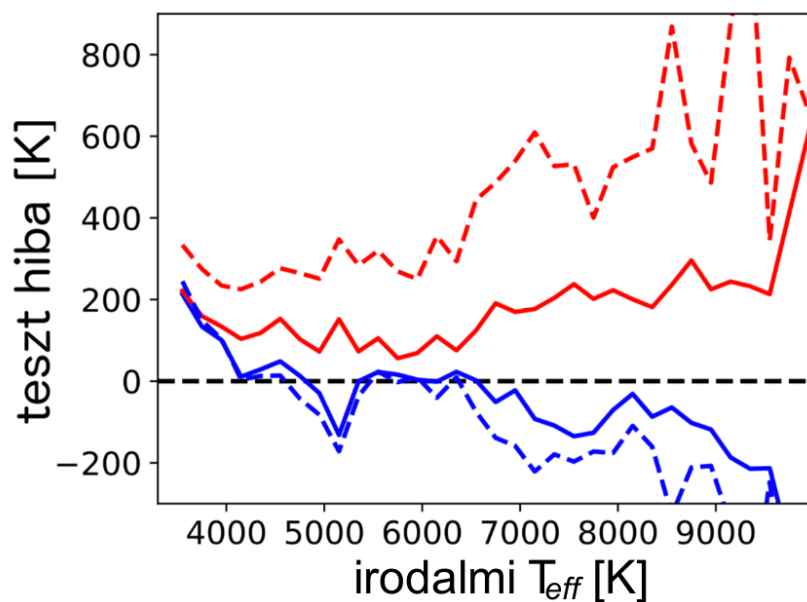
(1) Wils & Otero (2008); (2) saját eredmény; (3) Samus és mtsai (2017); (4) Kiss & Bódi (2017); (5) Percy (2015); (6) Manick és mtsai (2017)



7.2. ábra. A *Gaia*-katalógusból származó, valamint a spektroszkópiai úton meghatározott effektív hőmérsékletek összehasonlítása. A fekete szaggatott vonal az 1:1 arányt mutatja. Egyértelműen látható ahogy az irodalmi hőmérséklet növekedésével növekszik a kettő közti eltérés. Inzertben az eltérések eloszlása látható.

jelentős mértékben csökkenti a *Gaia* hőmérsékletértékeinek megbízhatóságát. Ez hatással van az RV Tau csillagok Hertzsprung–Russell-diagramon elfoglalt pozíciójára is, ahogy azt a következő fejezetben látni fogjuk. Továbbá befolyásolja azon objektumok tömegbecslését, amelyek esetében nincs elérhető spektroszkópiai hőmérséklet (lásd 7.2.4. alfejezet). Ezek az okok miatt döntöttem úgy, hogy a mintát a spektroszkópiai mérésekkel rendelkező csillagokra szűkítem le.

Fontos lenne figyelembe venni azt a tényt, hogy a *Gaia*-parallaxisok meghatározása során egyedüli csillagokat tételeztek fel, miközben számos RV Tauri (főképp RVb és koronggal rendelkező) csillag kettős rendszer tagja, amely hatással lehet a *Gaia* és a spektroszkópiai effektív hőmérsékletek közti megfigyelt eltérésre. Manick és mtsai (2017) megmutatták, hogy



7.3. ábra. A *Gaia* tanuló algoritmusához használt teszt adatsor effektív hőmérsékletének hibája az irodalmi hőmérsékletek függvényében. A piros vonalak az átlagos (szaggatott) és a medián (folytonos) négyzetes közepet, a kék vonalak az átlagos (szaggatott) és a medián (folytonos) hibát mutatják. Andrae és mtsai (2018) nyomán.

az RVb csillagok spektrumát a fényes főkomponens dominálja, valamint hogy a társkomponensnek nyoma sincs a spektrumokban. Ebből arra következtethetünk, hogy az effektív hőmérsékletek meghatározását a másodlagos komponensek elhanyagolható mértékben befolyásolják.

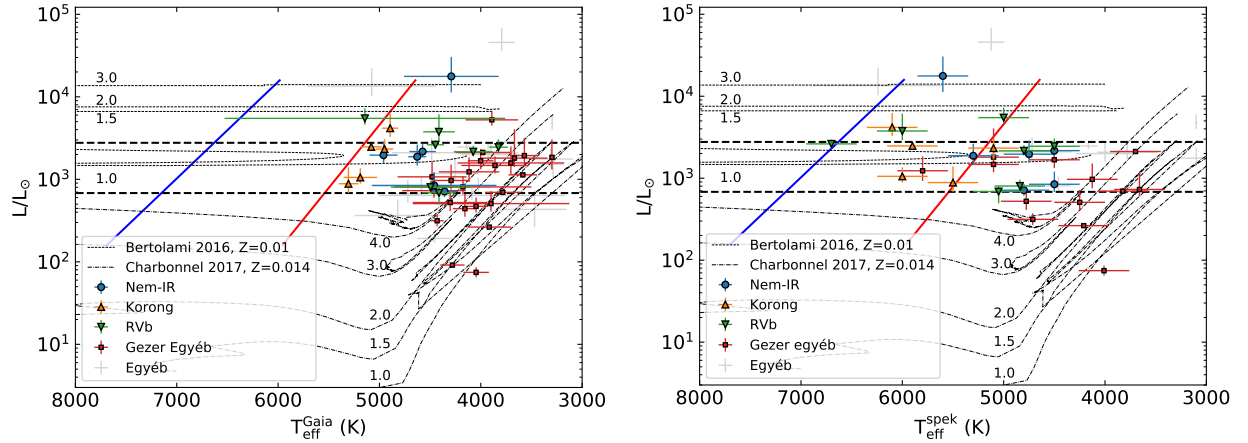
Az összegyűjtött, valamint az általam számított alapvető fizikai paramétereket a 7.1., az A1. és A2. táblázatban találjuk. Ezen adatokon alapszik a következő fejezet részletes diszkussziója.

## 7.2. Eredmények

### 7.2.1. Az empirikus Hertzsprung–Russell-diagram

A 7.4. ábrán két Hertzsprung–Russell-diagramot mutatok be, amelyek között a különbséget a vízszintes tengelyen használt effektív hőmérséklet jelenti: a bal oldali ábra elkészítéséhez a *Gaia* DR2 adatokat, a jobb oldaléhoz pedig a spektroszkópiai méréseket használtam fel. A hatás szembeutó, a *Gaia* DR2 hőmérsékleteket használva mindössze egyetlen RV Tauri csillag került a vélt instabilitási sávon belülre. Ez kétség kívül arra utal, hogy a *Gaia* DR2

adatok meghatározása során az extinkcióra való korrekció elhanyagolása a hőmérsékletek szisztematikus eltéréséhez vezetett. A spektroszkópai mérések használatával a legtöbb csillag az instabilitási sávba vagy annak vörös oldalához közel esik.



7.4. ábra. Galaktikus RV Tauri csillagok empirikus Hertzsprung–Russell-diagramja. A két ábra közti különbség az effektív hőmérsékletek megválasztásában rejlik (felső panel: *Gaia* DR2; alsó panel: spektroszkópai adatok). Kék pontok: azok a csillagok, amelyek Gezer és mtsai (2015) szerint nem mutatnak infravörös többletet; narancssárga háromszögek: Gezer és mtsai (2015) szerint koronggal rendelkező csillagok; zöld lefelé álló háromszögek: RVb változók; piros pontok: egyéb csillagok, amelyeket Gezer és mtsai (2015) vizsgáltak; szürke kereszttek: egyéb, az irodalomból összegyűjtött objektumok. A kék és vörös átlós vonalak a klasszikus instabilitási sáv határait jelölik (Christensen-Dalsgaard 2003 nyomán). A fekete pontozott-szagattott vonalak Charbonnel és mtsai (2017) által számolt, a fősorozattól az aszimptotikus óriás ágig (AGB) terjedő csillagfejlődési útvonalak. Fekete pontozott vonalakkal Bertolami (2016) által számolt poszt-AGB fejlődési útvonalak láthatóak (ahol  $Y=(0,285-0,292)$ ). A számok a modellek kezdeti tömegeit jelölik. A fekete vízszintes szaggattott vonalak az  $1 M_{\odot}$ -ű (felül), valamint a  $4 M_{\odot}$ -ű (alul) modellekhez tartozó vörös óriáságak tetejét mutatják.

A 7.4. ábrán többek között kis tömegű magányos csillagok zéró korú fősorozattól a poszt-AGB fázisig terjedő elméleti fejlődési útvonalait (Charbonnel és mtsai, 2017, Bertolami, 2016) is felrajzoltam. Ily módon lehetőségem van behatárolni a különböző csillagok fejlődési állapotát. A klasszikus instabilitási sáv vörös és kék oldali határait Christensen-Dalsgaard (2003) munkájából adoptáltam. Különböző szimbólumokat használok az RVa, RVb, porkoronggal rendelkező és anélküli csillagok megkülönböztetésére annak érdekében,

hogy megvizsgáljam a pulzáció jellemzőinek a porkorong jelenlététől való függését. Kiemelem még a  $Z=0,008$  fémtartalmú,  $1 M_{\odot}$  és  $4 M_{\odot}$  modellekhez tartozó vörös óriáságak tetejét is (Tip of the Red Giant Branch, TRGB).

A közelmúltban Manick és mtsai (2018) publikáltak egy tanulmányt, amelyben az SMC és az LMC RV Tauri csillagainak az evolúciós állapotait vizsgálták. Munkájukban egyedi csillagok elméleti fejlődési útvonalaikat, valamint a vörös óriáságak tetejének luminozitását hasonlították össze a mért adatokkal. A következőekben az általuk közölt érveket követve mutatom be a galaktikus RV Tauri csillagok tulajdonságait.

Az adatok által felölelt határokat megnézve láthatjuk, hogy az összes koronggal rendelkező és RVb csillag luminozitása a  $\sim 700\text{--}5500 L_{\odot}$  közé esik. Ezek mindegyike a  $1,5M_{\odot}$ -ű poszt-AGB modell alatt helyezkedik el. Manick és mtsai (2018) szerint azon porkorongos csillagok, amelyek luminozitása meghaladja az  $1 M_{\odot}$ -ű modellhez tartozó TRGB (felső vízszintes szaggatott vonal) fényességét, feltehetőleg  $1 M_{\odot}$ -nél nagyobb kezdeti tömegű poszt-AGB-k. A két horizontális vonal között található csillagok abban az esetben lehetnek a poszt-AGB-n, ha azok  $\sim 2\text{--}4 M_{\odot}$ -ű objektumokból fejlődtek el. Egyéb esetben az a valószínű, hogy kisebb tömegű poszt-RGB kettőscsillagokból származnak. A kisebb luminozitásúak feltehetően kisebb tömegű progenitorral rendelkező poszt-RGB csillagok, amelyek feltehetően kettős rendszer tagjai, mivel az összes megerősített kettős RV Tauri csillag valószínűleg rendelkezik porkoronggal is (Gezer és mtsai, 2015), amely feltevést az előző fejezetben bemutatott, az RVb-k vizsgálatával foglalkozó munkám is alátámaszt (Kiss & Bódi, 2017).

A legtöbb infravörös többletet nem mutató galaktikus RV Tauri csillag az  $1 M_{\odot}$ -ű modell TRGB-je alatt, az  $1 M_{\odot}$ -ű poszt-AGB fejlődési vonalhoz közel található. A HRD-n elfoglalt pozíciójuk alapján arra következtethetünk, hogy a fejlődésük során legalább egy tömegvesztési fázison át kellett menniük, azonban porra utaló jel nem található a spektrális energieloszlásukban. Manick és mtsai (2018) ezt a problémát azzal a spekulációval próbálják feloldani, hogy a pormentes RV Taurik olyan  $1,25 M_{\odot}$ -nél kisebb kezdeti tömegű alacsony luminozitású magányos poszt-AGB csillagok, amelyek porkorongja nagyjából 1000 éves időskálán felbomlott, ezzel lehetetlenné téve a jelenlegi infravörös űrobszervatóriumokkal való kimutatásukat (például a WISE űrtávcső esetében 22 mikronon). Másrészt ha ezek valójában kettősök, akkor a kis tömegű főkomponens lassú fejlődése elég időt adott a porkorong szétszóródására.

Egyetlen kilógó pont van, amely luminozitása jelentősen meghaladja a többiét. Ez a csillag az SS Gem, amely feltételezhetően egy első populációs cefeida, mivel az RV Taurik által kirajzolt PL reláció felett helyezkedik el (lásd 7.2.2. alfejezet).

Fontos még megjegyezni, hogy számos 5000 K-nél alacsonyabb effektív hőmérsékletű, kisebb luminozitású csillag közel esik a 3-4  $M_{\odot}$ , nagyon alacsony (a Magellán-felhőkével közel megegyező) fémtartalmú modellek kék hurkához. Az ilyen csillagok inkább az első populációhoz tartoznának, viszont így jelentős ellenmondásba kerülnének az egyéb megfigyelt tulajdonságokkal. Például az egyik ilyen hűvös, alacsony luminozitású csillag a DF Cygni, amely ahogy azt az első fejezetben bemutattam, az RV Taurik egyik reprezentatív képviselője.

Manick és mtsai (2018), valamint Groenewegen & Jurković (2017b) azt vették észre, hogy a poros RV Tauri csillagok átlagos luminozitása nagyobb a többinél. Az utóbbi szerzők ezt egy társkomponenstől származó fluxusjáruléknak tulajdonították. A 7.4. ábrán látható, általam készített HRD sajnos túl kevés csillagot tartalmaz ahhoz, hogy én is hasonló következtetéseket tudjak levonni, habár a („Korong” és „RVb” nevekkkel ellátott) pontok eloszlásában mintha az előbbi állítást alátámasztó enyhe tendenciát lehetne felfedezni.

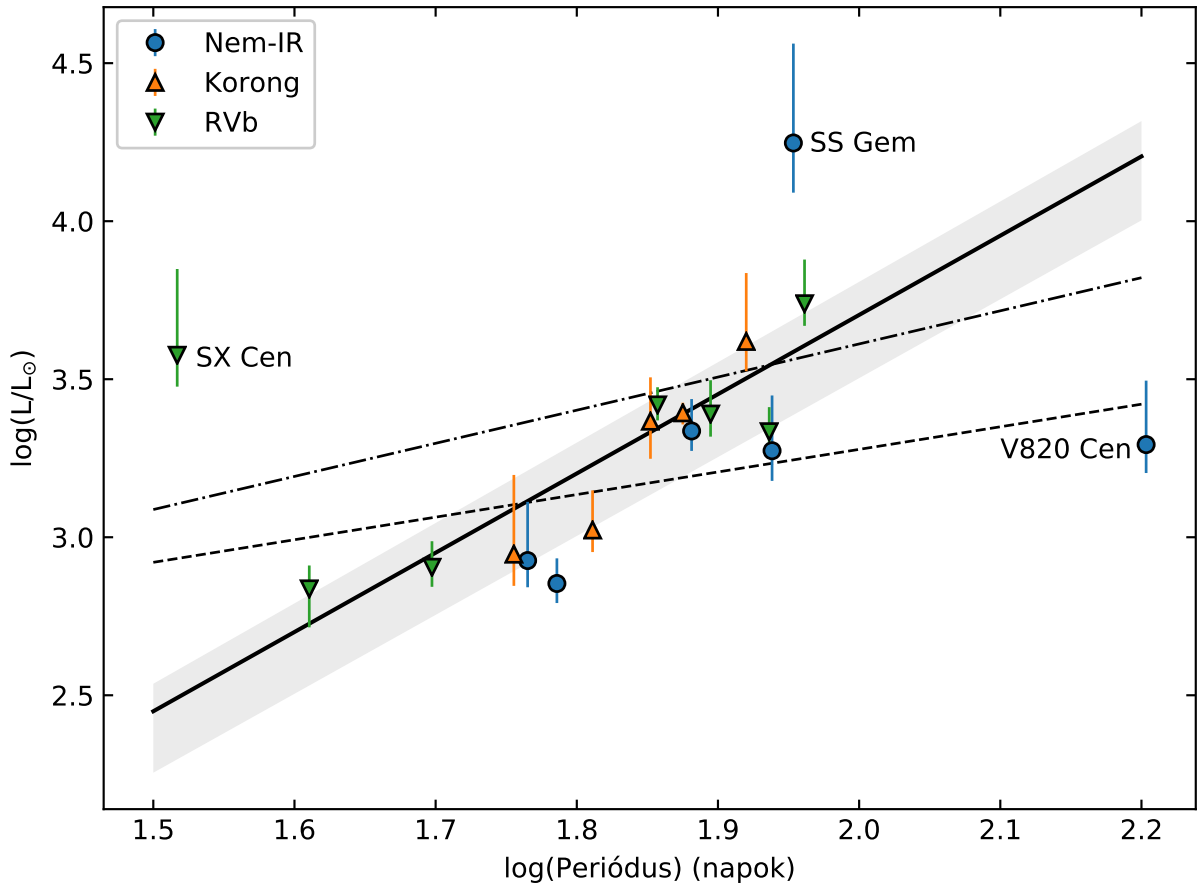
Összességében elmondható, hogy a galaktikus RV Tauri csillagok HRD-n elfoglalt pozíciója összhangban áll a Magellán-felhőkben található hasonló objektumokéval. Ebből arra következtettek, hogy az eltérő galaktikus környezet ellenére a galaktikus RV Tauri csillagok nagyon hasonló fejlődési útvonalon mennek keresztül.

Pulzációs szempontból az összes koronggal rendelkező csillag a mérési bizonytalanságok figyelembevételével az elméleti instabilitási sávon belül helyezkedik el. Érdekes módon a nem-infravörös és RVb típusú RV Taurik jelentős része az IS vörös oldalán kívülre esik. Azt, hogy néhány poszt-AGB csillag az IS alacsonyabb hőmérsékletű határához képest vörös irányban található, már Kiss és mtsai (2007) is észlelték, habár ők csak három csillagot találtak, amelyek hőmérséklete csak enyhén volt alacsonyabb a vártnál. Jelen esetben ez a jelenség sokkal hangsúlyosabb, amely valószínűleg a klasszikus cefeidák és az RV Taurik közti szerkezeti különbséget vagy a pulzációs mechanizmusaik közti különbséget tükrözi.

### 7.2.2. A periódus–fényesség-reláció

Igen kiterjedt irodalma van a klasszikus pulzáló változócsillagok, mint például az RR Lyrae és cefeida típusúak PL-relációjának. Ezen művek áttekintésétől terjedelmi okokból eltekintek. Groenewegen (2018) friss tanulmányát emelném csak ki, aki a Magellán-felhőkben található cefeida, valamint a hozzájuk kapcsolódó egyéb változócsillagok, mint például az RV Taurik PL-relációjának részletes vizsgálatával foglalkozott. Ebben az alfejezetben a legfőbb célom az, hogy létrehozam a galaktikus RV Tauri csillagok első parallaxis méréseken alapú PL-relációját.

A 7.5. ábrán a 7.1. táblázatból vett adatok alapján készült nagy megbízhatóságú RV Tauri csillagok periódus–fényesség-relációja látható. A pontok jelentős mértékű szórást mutatnak, de a  $\sim 40$ – $100$  nap közti tartományon egyértelműen kirajzolódik egy egyenes. Ezen a szakon is van egy kilógó pont, a már korábban is említésre került túl fényes SS Gem. Ezen felül még két csillag, az SX Cen és a V820 Cen luminozitása túl nagy vagy éppen túl kicsi az adatok által definiált egyenes teljes szórásához képest.



7.5. ábra. Nagy megbízhatóságú galaktikus RV Tauri típusú változócsillagok periódus–fényesség-relációja. A szimbólumok megegyeznek a 7.4. ábrán használtakkal. A fekete vonal a 100 napnál rövidebb periódusú pontokra való  $2\sigma$ -val vett iteratív illesztés eredményét mutatja. A szürke sáv az illesztés  $1\sigma$  konfidencia intervallumának felel meg. A fekete szaggatott, valamint a pontozott-szaggatott vonalak a Groenewegen & Jurković (2017a) által publikált, a Magellán-felhőkben található második populációs cefeidák és RV Tauri csillagok PL-relációja. Sorrendben a három kilógó pont az SX Cen (RVb), SS Gem (nem-IR) és a V820 Cen (nem-IR).

A 100 napnál rövidebb periódusú csillagokra logaritmikus skálán egyenest illesztettem. A folyamat során iteratív módon kiszórtam az átlagtól  $2\sigma$ -nál jobban eltérő pontokat. Eredményképp az alábbi egyenletet kaptam ( $\chi^2 = 0.90$ ):

$$\log L/L_{\odot} = 2.62_{-0.01}^{+0.05} \log P - 1.52_{-0.22}^{+0.07}, \quad (7.1)$$

ahol a hibák alatt az  $1\sigma$  bizonytalanságokat értem. A 17 pontból 2-t szórtam ki. Az egyenlet a 7.5. ábrán fekete vonallal látható, ahol az összehasonlítás érdekében a Groenewegen & Jurković (2017a) által származtatott, a Magellán-felhők második populációs cefeidáinak (fekete szaggatott vonal) és RV Tauri típusú csillagainak (fekete pontozott-szaggatott vonal) PL relációját is felrajzoltam.

Újabban Groenewegen & Jurković (2017a) mutatta ki azt, hogy az RV Tauri típusú változók fényesebbek, mint azt a rövidebb periódusú második populációs cefeidák (BL Her és W Vir csillagok) alapján várnánk. Vagyis az RV Taurik meredekebb PL-relációt követnek. A hosszabb periódusú változók ilyen fajta viselkedése már régóta ismert volt az irodalomban (például Harris 1985). A jelen munkámban bemutatott galaktikus RV Tauri csillagok PL-relációjának meredeksége még a Magellán-felhők esetében találnál is nagyobb. McNamara (1995) szerint a PL-reláció meredekségének növekedését az okozhatja, hogy a csillagtömeg a pulzációs periódussal arányosan növekszik, habár az az állítás ellentmond a 7.2.4. alfejezetben tárgyalt modellszámításoknak (egyenleteknek).

Rátérve a kilógó pontokra, átnéztem az irodalmat olyan információk után kutatva, amelyek alátámaszthatják azt, hogy az említett csillagok nem az RV Taurik közé tartoznak. Sajnos nem találtam semmilyen perdöntő bizonyítékot. Az SX Cen fizikai paraméterei, valamint fénygörbéje megerősíti annak fejlődési állapotát. Mivel az első populációs cefeidák PL-relációja a második populációs csillagokéhoz képest nagyobb luminozításoknál található, így adódik az a magyarázat, hogy az SS Gem-et az RV Taurik helyett a klasszikus cefeidák közé soroljuk. Viszont a fénygörbéje sokkal jobban hasonlít az RV Taurikéhoz, ami ellentmond a kizárólag a luminozítás alapján hozott konklúzióknak. Végül a V820 Cen pozíciója összhangban áll a Magellán-felhők második populációs cefeidái által követett PL-relációval. Ebből arra következtetnek, hogy a csillag eltérő pozícióját inkább a fémtartalombeli eltérés okozza (azaz sokkal fémszegényebb, mint az átlagos Tejútrendszerbeli csillagok), minthogy egy másik változó osztályba tartozna.

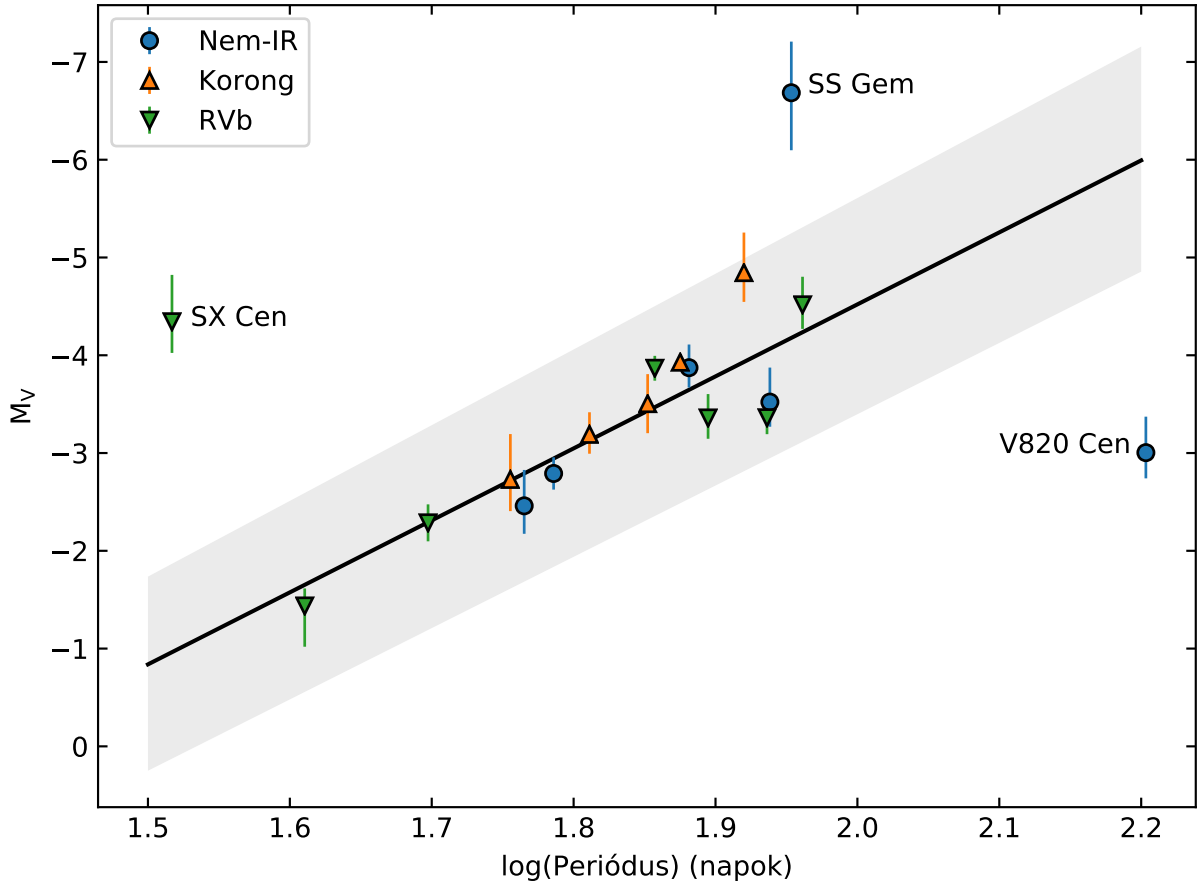
Az előbb bemutatott periódus-fényesség-reláció mellett meghatároztam a V fotometriai sávbeli periódus-abszolút fényesség relációt is, amelyet a 7.6. ábrán mutatok be. A 100 napnál rövidebb pulzációs periódusú csillagokra egyenest illesztettem, amellyel az alábbi



eredményt kaptam ( $\chi^2 = 0.96$ ):

$$M_V = -7.36_{-0.38}^{+0.07} \log P + 10.21_{-0.33}^{+0.98}, \quad (7.2)$$

ahol az illesztés során 17 csillagból 3-at szórtam ki. Érdekes módon a szórás kisebb, viszont a kilógó pontok ugyanazok, mint az előbbi PL-reláció esetében. Ezen eredményt sokkal könnyebb összevetni az irodalmi adatokkal, mivel sokkal több tanulmány született a V fotometriai sávban.



7.6. ábra. Periódus-V-sávbeli abszolút fényesség reláció. A szimbólumok megegyeznek az előző ábrák esetében használtakkal. A fekete vonal a pontokra való egyenes illesztés eredményét mutatja, amely esetben a  $2\sigma$ -nál távolabbi pontok nem lettek figyelembe véve. A szürke sáv az illesztés  $1\sigma$  bizonytalanságát mutatja.

A Magellán-felhők, illetve a gömbhalmazok változóinak periódus- $M_V$  diagramját tanulmányozó néhány kutató azt találta, hogy a hosszabb periódusú második populációs cefeidák a BL Her és W Vir csillagokhoz képest meredekebb egyenest követnek. A kapott meredekségek nagyjából -4 körül szórnak (-4,35: McNamara 1995; -3,91: Alcock és mtsai 1998; -3,60:

Harris 1981). Ezen átlagos érték szignifikánsan eltér az általam származtatottól, amely értelmében az én periódus- $M_V$  relációm a valaha kapott legmeredekebb. A Magellán-felhők második populációs cefeidáinak a legfrissebb periódus–fényesség-diagramját Soszyński és mt-sai (2018) publikálták. Illesztést nem, csak a 7.7. ábrán látható grafikont közölték, amelyre tekintve látható, hogy a periódus-abszolút fényesség relációban 20 nap körül valóban van egy törés. Sajnos az általam használt minta túl kicsi ahhoz, hogy bármiféle megalapozott kijelentést is tegyek. A következő *Gaia* adatkibocsájtás után lesz majd csak lehetőség a galaktikus minta bővítésére.

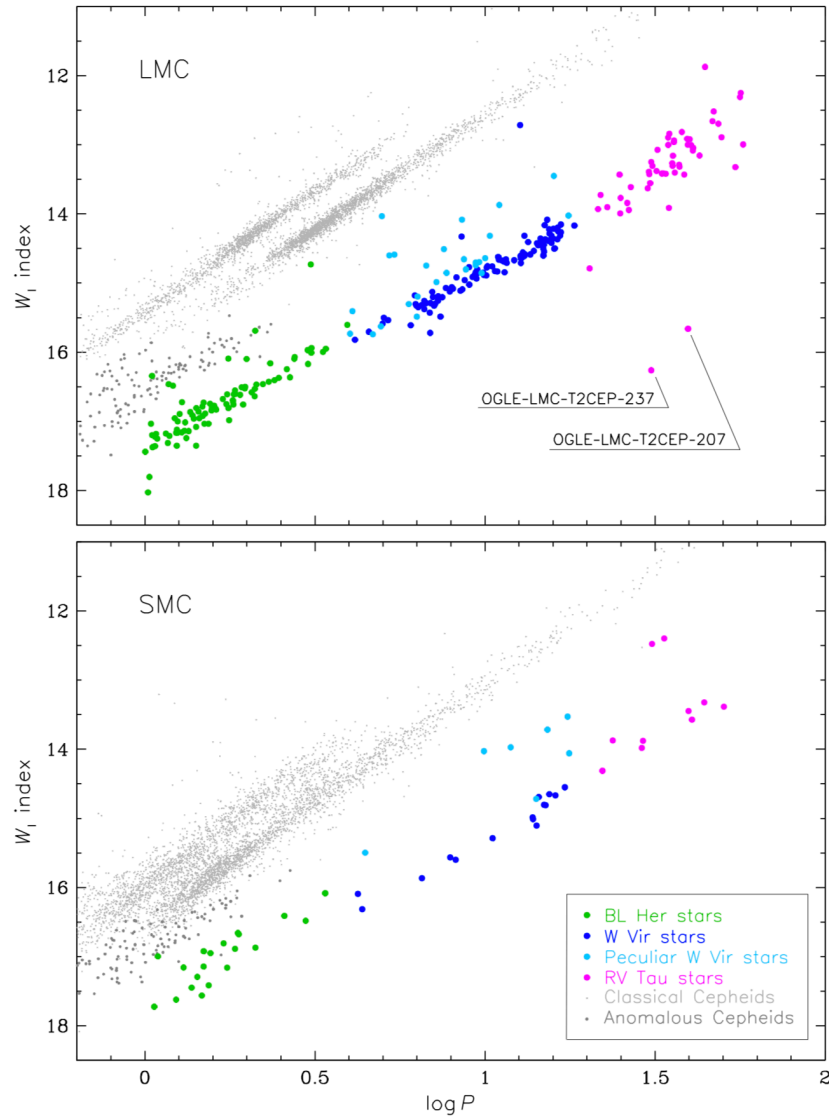
A tradicionális periódus-abszolút fényesség reláció mellett egy másik érdekes, az RVb periódus és az abszolút fényesség közötti korrelációra is figyelmes lettem. A 7.8. ábrán az átlagfényesség lassú változásának periódusa látható a V-sávbeli abszolút fényesség függvényében, ahol azt találtam, hogy a 7 db RVb csillag közül 5 egy jól meghatározott egyenes mentén helyezkedik el. Érdekes módon a kilógó pontok közül a legrövidebb periódusú, az az SX Cen, amely a 7.5–7.6. ábrákon bemutatott PL-relációk esetében is kilógott. A másik, a relációt szorosan nem követő csillag a TW Cam. A teljesség kedvéért az előzőekhez hasonló módon itt is egyenest illesztettem, amely esetében a  $2\sigma$ -nál jobban kieső pontokat iteratív módon kiszórtam. A következő alakú egyenest kaptam:

$$M_V = -5.403_{-0.128}^{+0.023} \log P_{RVb} + 13.390_{-0.083}^{+0.689}. \quad (7.3)$$

Az előző fejezetben láthattuk, hogy az RVb jelenséget, azaz a lassú fényességváltozást valószínűleg az okozza, hogy egy cirkumbináris porkorong periodikusan elfedi a pulzáló csillagot. Ebben a kontextusban a központi objektum egy kettőscsillag, és az RVb periódus a rendszer keringési periódusával egyezik meg. Az viszont nem világos, hogy a poszt-AGB csillagok esetében miért is kellene léteznie a keringési periódus és az abszolút fényesség között bármiféle kapcsolatnak. Ha az általam javasolt korreláció valósnak fog bizonyulni, akkor az fontos információkat szolgáltathat az ilyen erős tömegvesztést mutató kettős rendszerek fejlődésének tekintetében.

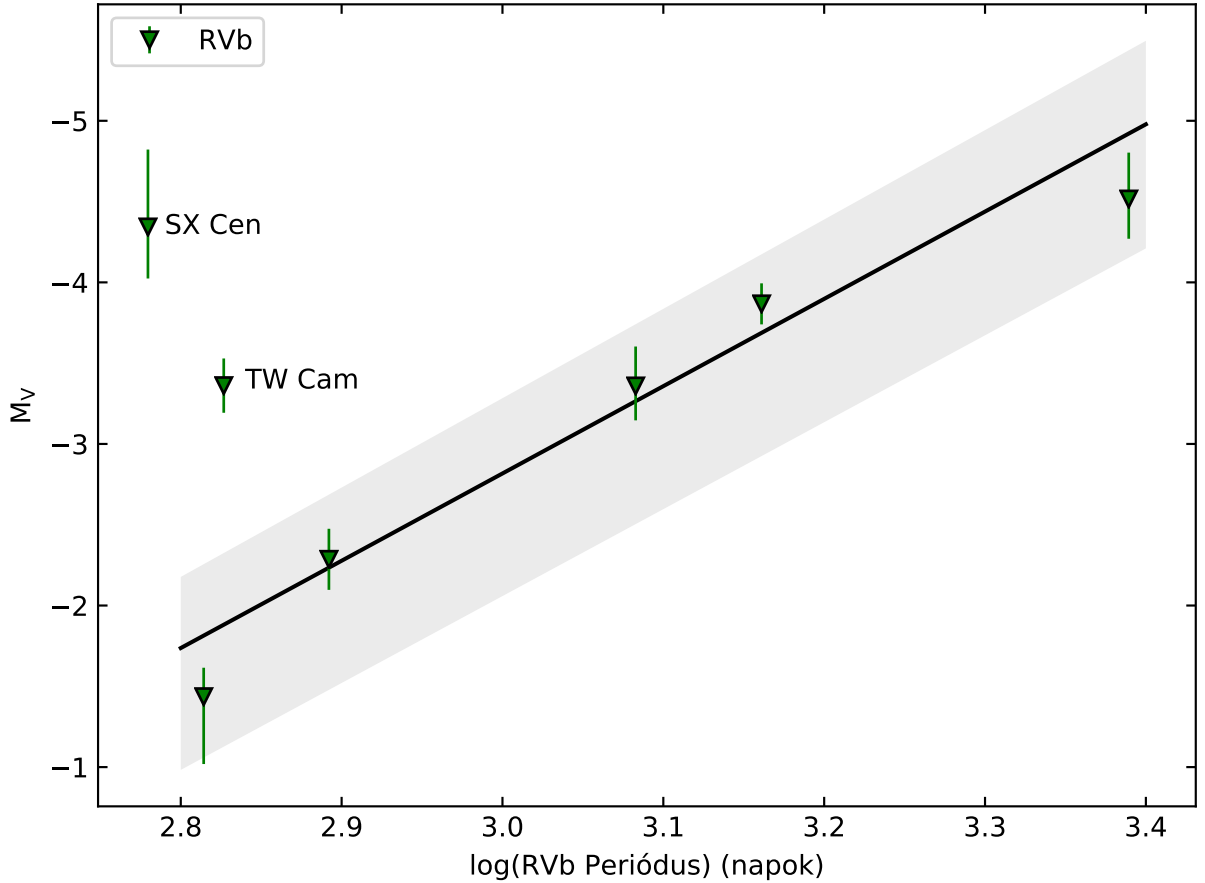
### 7.2.3. A periódus–sugár-reláció

Fernie (1984) összegyűjtötte a klasszikus cefeidák Baade-Wesselink analízisen alapuló sugárait. Az egészen 1982-ig elérhető adatok alapján létrehozta a pulzációs periódus és a sugár közti relációt (P–R reláció), amelyet később elméleti jóslatokkal is összevettetek (Fernie, 1984, Bono, Caputo & Marconi, 1999). Az elméleti és az empirikus eredmények a periódusok széles skáláján egyezést mutattak. Woolley & Carter (1973) mutatták meg azt, hogy a



7.7. ábra. Az LMC (felül) és az SMC (alul) különböző típusú cefeidáinak periódus-Wesenheit index diagramja. Zöld, kék, világos kék és a magenta színű pontok a BL Her, W Vir, pekuliáris W Vir és az RV Tauri csillagokat jelölik. A nagy és kis méretű szürke pontok az alaplómódusú klasszikus és az anomális cefeidák helyét jelölik. A címkék az ultra halvány RV Tauri jelölteket mutatják. Soszyński és mtsai (2018) nyomán.

második populációs cefeidák (BL Her és W Vir csillagok) esetében is létezik egy hasonló, a klasszikusokéval párhuzamos reláció. Azóta számos, a kettes típusú cefeidák P–R relációját vizsgáló tanulmány született; Burki & Meylan (1986), valamint Balog, Vinkó & Kaszás (1997) a Tejútrendszerbeli csillagokra, Groenewegen & Jurković (2017a) a Magellán-felhők csillagaira mutattak ki hasonló relációkat.



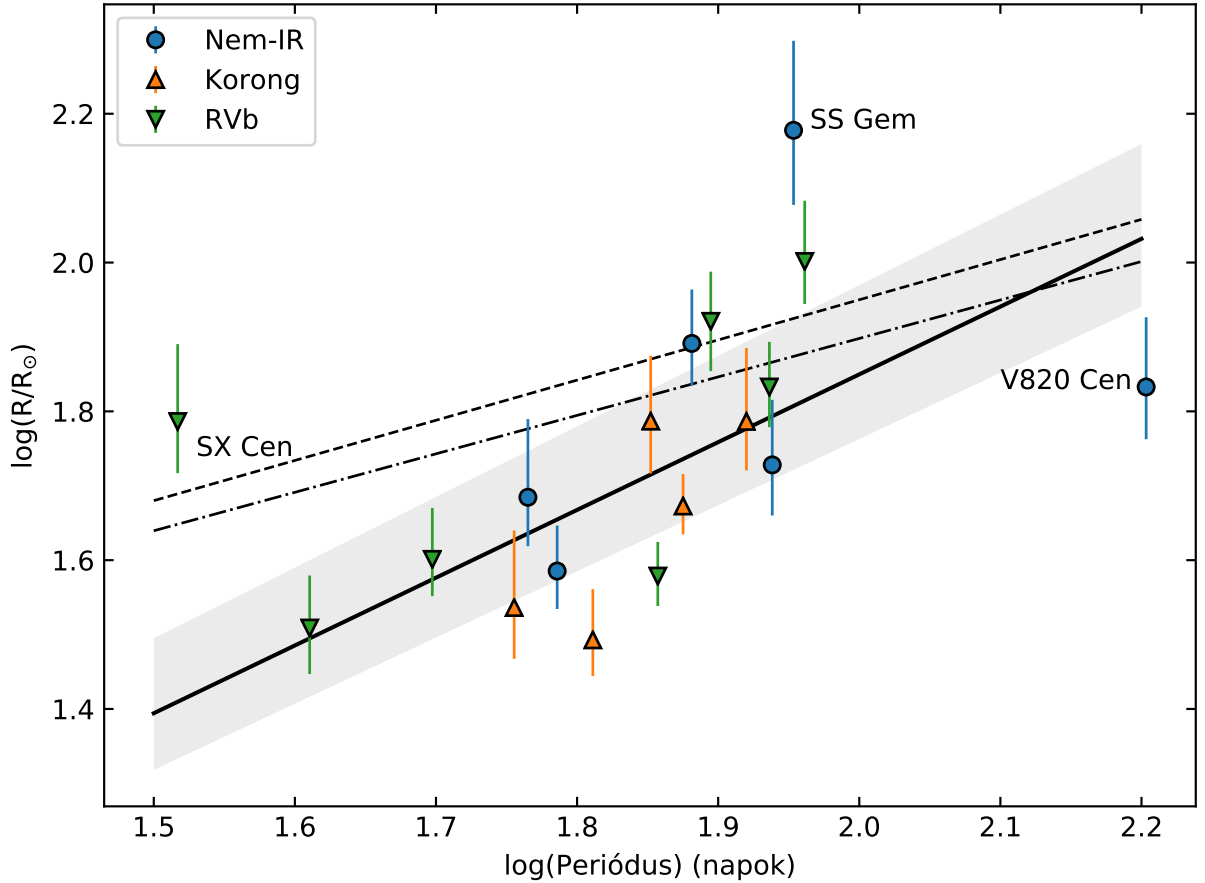
7.8. ábra. Az RVb csillagok V-sávbeli abszolút fényessége az átlagfényesség változásának periódusa függvényében. A fekete vonal azon 5 csillagra való egyenes illesztés eredményét mutatja, amelyek a szürke sávon belül helyezkednek el. A sáv az illesztés bizonytalansága.

A 7.9. ábrán az általam összeállított listán található galaktikus RV Tauri csillagok által definiált logaritmikus periódus–sugár-reláció látható. A pontok relatíve nagymértékű szórása miatt a sugár pulzációs periódustól való függése nem vehető ki egyértelműen. Ennek ellenére egy pozitív meredekségű korreláció tisztán látható, amelyet egy egyenes illesztésével is meg is erősíthetünk. Az átlagtól  $3\sigma$ -nál távolabbi pontokat iteratív módon kiszórva az alábbi egyenletet kaptam:

$$\log R/R_{\odot} = 0.91^{+0.04}_{-0.02} \log P - 0.03^{+0.04}_{-0.04}. \quad (7.4)$$

Az illesztés eredményét a 7.9. ábrán fekete vonallal, bizonytalanságát szürke sávval ábrázoltam.

A címkékkel ellátott kilógó pontok megegyeznek a PL-reláció esetében találtakkal. Mivel a sugarakat a luminozítások és az effektív hőmérsékletek alapján számoltam, így nem



7.9. ábra. A periódus–sugár-reláció. A szimbólumok megegyeznek az előző ábrák esetében használtakkal. A fekete vonal a pontokra való illesztés eredményét mutatja. Fekete szaggatott vonal Burki & Meylan (1986) által a galaktikus második populációs cefeidákra való illesztését, a pontozott-szaggatott vonal pedig a Groenewegen & Jurković (2017a) által a Magellán-felhők RV Tauri populációjára való illesztés eredményét szemlélteti.

okoz meglepetést az a tény, hogy a legnagyobb méretű csillag az SS Gem. A hibahatárok figyelembe vételével a V820 Cen minimálisan tér el az illesztett egyenestől, ha viszont ezt a csillagot szándékosan kihagyom az illesztésből, akkor a meredekségre valamivel nagyobb érték adódik.

A 7.9. ábrán a Burki & Meylan (1986) által a BL Her és W Vir csillagokra származtatott (fekete szaggatott vonal), valamint a Groenewegen & Jurković (2017a) által a Magellán-felhők RV Tauri populációjára illesztett P–R relációt (fekete pontozott-szaggatott vonallal) is felrajzoltam. Balog, Vinkó & Kaszás (1997) nem közöltek számszerű eredményeket, így az ő munkájuk eredményét nem tudom közvetlenül összevetni a sajátommal. Amennyiben

megnézzük a 7.9. ábrán a Burki & Meylan (1986), valamint a Groenewegen & Jurković (2017a) által publikált illesztett egyeneseket, akkor láthatjuk, hogy a kettő nagyon közel fut egymáshoz. Ezzel ellentétben úgy tűnik, hogy a galaktikus RV Tauri csillagok még a hibahatárokat meghaladóan is meredekebb relációt követnek. A Burki & Meylan (1986) által közölt egyenes csak a BL Her és a W Vir csillagokra lett illesztve, így az eltérés elképzelhető, hogy a második populációs csillagok különbözőségéből származik, annak ellenére, hogy ez a minta is galaktikus csillagokból áll. Groenewegen & Jurković (2017a) eredményeitől való eltérést már sokkal nehezebb megmagyarázni, tekintve, hogy ők az illesztésükhöz figyelembe vették az RV Tauri csillagokat is. Mivel a legfőbb eltérés a Tejútrendszer és a Magellán-felhők között a fémtartalomban van, így adódna a magyarázat, hogy a P–R-reláció [Fe/H] függő. Viszont Groenewegen & Jurković (2017a) kereste is ennek jelét, de nem sikerült pozitív eredményt elérniük, ezért a probléma magyarázatához is további, a következő *Gaia* adatkibocsájtás alkalmával várható adatokra van szükség.

#### 7.2.4. Tömegbecslések

Marconi és mtsai (2015) alaplómodusú és első felhangú pulzátorokra többféle fémtartalmat feltételezve ( $Z = 0,0001-0,02$ ) nemlineáris, időfüggő konvektív hidrodinamikai modelleket számoltak. A modelljeikre alapozva határoztak meg új, fémtartalomtól függő pulzációs relációkat, azaz a pulzációs periódus és az evolúciós státusz megfigyelhető paramétereinek közti összefüggéseket. Mivel munkájuk az RR Lyrae csillagok vizsgálatával foglalkozott, így a legfényesebb, RR Lyrae-k tekintetében atipikus modelleket ( $L/L_{\odot} \sim 100$ ) kihagyták az analízisből. Azonban a kettős típusú cefeidák fényessége pontosan ebbe a tartományba esik. Groenewegen & Jurković (2017a) a  $\log L > 1,65L_{\odot}$ -ú modelleket is figyelembe véve újból leszármaztatta a korábbi relációkat. Az alaplómodusú pulzátorokra az alábbi összefüggést kapták:

$$\begin{aligned} \log P = & (11,468 \pm 0,049) + (0,8627 \pm 0,0028) \log L \\ & - (0,617 \pm 0,015) \log M - (3,463 \pm 0,012) \log T_{\text{eff}} \\ & + (0,0207 \pm 0,0013) \log Z \quad (N = 195, \sigma = 0,0044). \end{aligned} \quad (7.5)$$

Korábban Bono, Caputo & Marconi (2000) egy sor nemlineáris, konvektív cefeida csillagmodell számítását végzett el. Munkájuk során azt találták, hogy a jóslott alaplómodusú periódusokat kapcsolatba lehet hozni a tömeggel, luminozitással és az effektív hőmérséklettel is. Groenewegen & Jurković (2017a) a Bono, Caputo & Marconi (2000) által közölt „kanonikus” és „nem kanonikus” modelleket felhasználva az alaplómodusú pulzátorok esetében

az alábbi összefüggést találta:

$$\begin{aligned} \log P = & (10,649 \pm 0,085) + (0,9325 \pm 0,0053) \log L \\ & - (0,799 \pm 0,020) \log M - (3,282 \pm 0,022) \log T_{\text{eff}} \\ & + (0,0393 \pm 0,0026) \log Z \quad (N = 202, \sigma = 0,0085). \end{aligned} \quad (7.6)$$

A pulzációs periódus, a luminozitás, az effektív hőmérséklet és a fémtartalom ismeretében az előbbi összefüggések segítségével megbecsülhető a csillagtömeg. Groenewegen & Jurković (2017a) egy jól ismert klasszikus cefeidán (OGLE-LMC-CEP-0227) tesztelte is az egyenleteket. A becsült csillagtömeg hibahatáron belül megegyezett az irodalmi értékkel. Ahhoz, hogy fel tudjam használni a 7.5. és a 7.6. összefüggést a csillagtömegek megbecsléséhez, szükségem van a fémtartalmak ismeretére. A számításokhoz minden esetben  $Z=0,014$ -et tételeztem fel (azaz a Nap fémtartalmát használtam). A kapott eredményeket a 7.2. táblázatban gyűjtöttem össze.

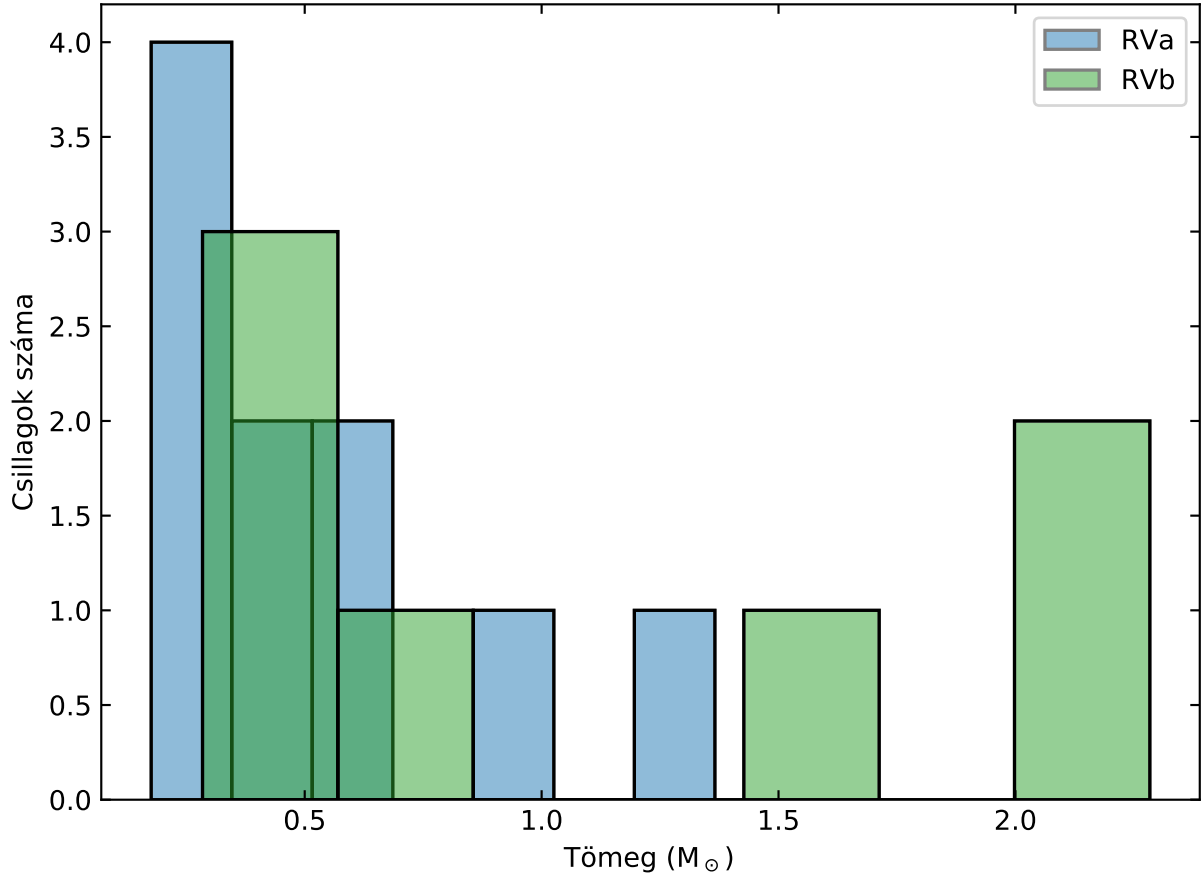
A becsült tömegek a pulzációs periódustól függetlenül a  $\sim 0,1$ - $2,2 M_{\odot}$ -ű tartományon belül adódtak. Egyetlen csillagra, az SS Gem-re kaptam ennél jóval nagyobb értéket. A kétféle módszerrel számított tömegek a becsült hibahatárokon belül egészen jó egyezést mutatnak. Legtöbb esetben  $0,1 - 0,2 M_{\odot}$ -el térnek csak el egymástól. A kétfajta tömeg átlagát véve, valamint az infravörös sugárzást nem mutató (nem-IR), a koronggal rendelkező és az RVb csillagokat szétválasztva az alábbiakra jutottam. A nem-IR csillagok tömege  $0,52 M_{\odot}$  mediánnal a  $0,33$ - $5,48 M_{\odot}$  közé esik, a korongos csillagok tömege  $0,45 M_{\odot}$  mediánnal a  $0,18$ - $0,9 M_{\odot}$  között van, az RVb csillagok pedig  $0,83 M_{\odot}$  medián átlaggal a  $0,28$ - $2,28 M_{\odot}$  közé esnek. Itt fontos megjegyezni, hogy ezen értékek meghatározásához a formális periódusok felével számoltam, mivel a dupla periódusokat alkalmazva a kapott tömegek a csillagfejlődésnek ellentmondóan alacsonynak adódtak. Ez viszont arra enged következtetni, hogy az RV Tauri csillagok valódi pulzációs periódusa - függetlenül azok mélységétől - két egymás követő minimum között eltelt idővel egyezik meg.

A becsült tömegek igen széles tartományon oszlanak el (ahogy az a 7.10. ábrán látható). Az eredményeim nagy általánosságban véve összhangban állnak a Groenewegen & Jurković (2017a) Magellán-felhőkben végzett vizsgálataival. Ha megnézzük a különböző típusú csillagokra adódott medián tömegeket, akkor láthatjuk, hogy jelentős az eltérés a nem-IR/korong és az RVb csillagok közt. Amíg a nem-IR és a poros csillagok hasonló tömeggel rendelkeznek ( $0,45$ - $0,52 M_{\odot}$ ), addig az RVb-k nagyjából kétszer akkora átlagtömegűek ( $0,83 M_{\odot}$ ). Viszont az ábra alapján látszik, hogy az RVb-k inkább dupla csúcsú eloszlást követnek ( $\sim 0,7 M_{\odot}$  és  $\sim 1,8 M_{\odot}$ ), amely következtében megalapozott konklúziót nem tudok levonni. Ahogy a korábbiakban, úgy jelen esetben is kritikus a kisméretű minta. Ez viszont csak akkor fog

7.2. táblázat. Nagy megbízhatóságú RV Tauri csillagok becsült tömegei. Az RRL és Cep alsó indexek Marconi és mtsai (2015) és Bono, Caputo & Marconi (2000) által publikált módszerekre utalnak (a részletek a szövegben találhatóak). A hibákat a fizikai paraméterek bizonytalanságai alapján becsültem meg.

Név	$M_{\text{RRL}}/M_{\odot}$	$M_{\text{Cep}}/M_{\odot}$
RVa típusú csillagok		
UY Ara	$0,20^{+0,17}_{-0,08}$	$0,31^{+0,22}_{-0,10}$
EQ Cas	$0,55^{+0,37}_{-0,23}$	$0,65^{+0,36}_{-0,21}$
RU Cen	$0,13^{+0,06}_{-0,04}$	$0,23^{+0,09}_{-0,06}$
V820 Cen	$0,26^{+0,18}_{-0,11}$	$0,40^{+0,23}_{-0,13}$
SS Gem	$5,60^{+5,84}_{-3,16}$	$5,37^{+4,64}_{-2,47}$
AC Her	$0,35^{+0,09}_{-0,09}$	$0,54^{+0,11}_{-0,11}$
EP Lyr	$0,52^{+0,38}_{-0,20}$	$0,77^{+0,47}_{-0,23}$
TT Oph	$0,28^{+0,11}_{-0,10}$	$0,39^{+0,12}_{-0,10}$
R Sge	$0,81^{+0,43}_{-0,38}$	$0,99^{+0,42}_{-0,37}$
AR Sgr	$0,35^{+0,22}_{-0,14}$	$0,51^{+0,26}_{-0,16}$
V Vul	$1,33^{+0,60}_{-0,49}$	$1,40^{+0,50}_{-0,40}$
RVb típusú csillagok		
TW Cam	$0,75^{+0,29}_{-0,25}$	$0,91^{+0,27}_{-0,23}$
IW Car	$0,20^{+0,06}_{-0,05}$	$0,37^{+0,08}_{-0,07}$
SX Cen	$2,23^{+2,03}_{-0,88}$	$2,34^{+1,76}_{-0,74}$
DF Cyg	$0,45^{+0,18}_{-0,16}$	$0,56^{+0,17}_{-0,15}$
BT Lac	$0,38^{+0,14}_{-0,18}$	$0,50^{+0,14}_{-0,19}$
U Mon	$2,00^{+1,06}_{-0,72}$	$2,13^{+0,91}_{-0,59}$
RV Tau	$1,50^{+0,70}_{-0,58}$	$1,56^{+0,57}_{-0,46}$





7.10. ábra. A nagy megbízhatóságú galaktikus RV Tauri csillagok becsült tömegeinek eloszlása. A legnagyobb ( $5 M_{\odot}$ -et meghaladó) tömegű SS Gem jóval a vízszintes tengelyen ábrázolt tartományon túl helyezkedik el.

növekedni, amikor a *Gaia* távolabbi csillagokat is képest lesz vizsgálni.

Az  $1 M_{\odot}$ -nél nagyobb tömegű csillagok a HRD-n nagyjából követik az egyedüli csillagok poszt-AGB modelljeinek fejlődési útvonalai alapján várt értéket, tekintve, hogy a releváns modellek kezdeti tömegei  $0,8\text{--}1,5 M_{\odot}$  között mozognak. Mindazonáltal ez az összehasonlítás sokkal relevánsabb lenne, ha kettőscsillagok fejlődési modelljeivel vetném össze az eredményeket (lásd 7.2.1. alfejezet). A kisebb tömegű csillagok közül azok mutatnak egyezést a Bono, Caputo & Santolamazza (1997) által számolt alaplópusú pulzátorokkal, amelyek tömege  $0,5\text{--}0,6 M_{\odot}$  körül van. Mindent egybevetve az általam származtatott fizikai paraméterek többé-kevés megegyeznek az elméleti jóslatokkal.

Végül megemlítem a legnagyobb tömegű ( $\sim 5,48 M_{\odot}$ -ű) csillagot, az SS Gem-et. Ilyen nagy tömeg az első populációs cefeidák körében jellemző (Turner, 1996), amely így egy újabb

bizonyítékául szolgál annak, hogy a csillag inkább egy masszív fiatal szuperóriás, mintsem egy poszt-AGB csillag lenne.

### 7.3. Összefoglaló

Az itt bemutatott munkámban összeállítottam egy listát a gondosan kiválogatott galaktikus RV Tauri csillagokból. A pulzációs periódusokat az irodalomból gyűjtöttem össze, vagy ha szükséges volt, akkor az elérhető fénygörbék alapján magam határoztam meg őket. Ezután keresztkorreláltam a koordináta listámat a *Gaia* DR2 adatbázissal. A távolságokat, bolometrikus fényességeket, luminozításokat és sugarakat az általam kis mértékben módosított, Huber és mtsai (2017) által írt `isoclassify` nevű kódot felhasználva Monte Carlo mintavételezési módszerrel számítottam ki. Az eredményül kapott posteriori eloszlásokból határoztam meg a paraméterek értékeit és hibáit.

Mivel az irodalom számos objektum fejlődési állapotát kétségbe vonta, vagy bizonytalanak tartja, így a kezdeti mintámat az alaposan tanulmányozott csillagokra korlátoztam. Mindezt úgy hajtottam végre, hogy egyesítettem a Gezer és mtsai (2015) által vizsgált kémiailag tanulmányozott, valamint az általam az előző fejezetben tárgyalt csillagok listáját, ezzel kialakítva a nagy megbízhatóságú objektumok halmazát. Vizsgálataimhoz létrehoztam a valaha létezett legmegbízhatóbb RV Tauri változók kollekciónak, kiegészítve a *Gaia* DR2 által nagy pontossággal meghatározott távolságokkal. A végső lista 11 RVa és 7 RVb típusú Tejútrendszerbeli csillagot tartalmaz.

A fejezet fő eredménye az, hogy sikerült leszámaztatnom a galaktikus RV Tauri-típusú változócsillagok parallaxis méréseken alapuló periódus-fényesség és periódus-sugar relációját. Legfontosabb következtetéseimet az alábbiakban sorolom fel:

1. Megmutattam, hogy az RV Taurik esetében a *Gaia* DR2-ben található effektív hőmérsékletek szignifikánsan eltérnek a spektroszkópiai úton meghatározottaktól, átlagosan  $\sim 436$  K-el alacsonyabbak. A szisztematikus eltérés hátterében az áll, hogy a Hertzsprung–Russell-diagramon az RV Taurik pozíciójában elhelyezkedő csillagok esetében nem korrigáltak a vörösödésre.
2. Ismertettem a galaktikus RV Tauri-típusú csillagok meglehetősen zavaros fejlődési állapotát. A legfényesebb, az  $1 M_{\odot}$  modell vörös óriáságának tetejénél is fényesebb csillagok feltehetőleg poszt-AGB-k, amelyek  $1 M_{\odot}$ -nél nagyobb tömegű objektumok leszámazottjai. A halványabb csillagok abban az esetben valószínűleg poszt-AGB-k, ha a kezdeti tömegük  $\sim 2-4 M_{\odot}$  között volt. Más esetben feltehetőleg kisebb tömegű

poszt-RGB kettőscsillagokból fejlődtek el. A többi csillag kisebb tömegű progenitorral rendelkező poszt-RGB kettős lehet.

3. A csillagok HRD-n elfoglalt pozíciója alapján arra következtettem, hogy az RV Taurik a klasszikus cefeidák instabilitási sávjának vörös oldalától alacsonyabb hőmérsékleteken is mutatják a cefeida-szerű pulzációt.
4. A galaktikus RV Taurik periódus–fényesség- és periódus–sugár-relációja a rövidebb periódusú második populációs cefeidákéhoz képest nagyobb meredekségű.
5. Az első alkalommal mutattam ki korrelációt az RVb csillagok átlagfényesség változásának periódusa és a V-sávbeli abszolút fényesség között. Ezen reláció nagyon kevés csillagon alapszik; további vizsgálatokra van szükség a feltételezett korreláció megerősítésére.
6. Azt találtam, hogy az RVa csillagok  $0,45\text{--}0,52 M_{\odot}$  közötti tömegűek, amely összhangban áll a kettes típusú cefeida modellszámításokkal. Az igen kevés tagból álló RVb csillagok tömegeloszlása kétcsúcsúnak tűnik, ahol a tömegek a  $\sim 0,7 M_{\odot}$  és az  $\sim 1,8 M_{\odot}$  körül szóródnak.

A galaktikus RV Tauri csillagok mélyebb megértéshez elengedhetetlenek a pontosabb adatok, amelyek a későbbi *Gaia* adatkibocsájtások révén lesznek elérhetőek, reményeim szerint szignifikánsan növelve a mintaszámot.

## Függelék

A függelékben azon csillagok fizikai paramétereit összegzem, amelyeket nem szórtam ki a kezdeti kritériumok alapján, viszont nem is használtam fel az analízishez, mivel több olyan objektum is található, amelyek luminozitása jelentősen alacsonyabb, mint azt egy poszt-AGB fejlődési állapotban levő csillag esetében várnánk.

A1. táblázat. Azok az RV Tauri csillagok általam származtatott fizikai paramétereit, amelyeket Gezer és mtsai (2015) is publikáltak. A hibák a posteriori eloszlások  $1\sigma$  konfidencia intervallumait jelentik. Az effektív hőmérsékleteket az irodalomból gyűjtöttem össze. A pulzációs periódusok vagy az irodalomból származnak vagy magam határoztam meg őket.

Név	d [pc]	L/L <sub>☉</sub>	R/R <sub>☉</sub>	M <sub>V</sub> [mag]	T <sub>eff,irodalom</sub> [K]	P [nap]	Hiv.	π [mas]	σ <sub>π</sub> [mas]
DY Aql	1778 <sup>+214</sup> <sub>-161</sub>	508 <sup>+213</sup> <sub>-102</sub>	38,7 <sup>+8,4</sup> <sub>-6,6</sub>	-1,857 <sup>+0,310</sup> <sub>-0,347</sub>	4250	131,86	3	0,57	0,06
V381 Aql	3146 <sup>+467</sup> <sub>-334</sub>	809 <sup>+281</sup> <sub>-153</sub>	–	–	–	109,60	3	0,32	0,04
V686 Ara	2064 <sup>+171</sup> <sub>-122</sub>	74 <sup>+12</sup> <sub>-10</sub>	17,8 <sup>+3,0</sup> <sub>-2,4</sub>	0,208 <sup>+0,149</sup> <sub>-0,170</sub>	4010	36,30	3	0,48	0,03
V662 Ara	3476 <sup>+890</sup> <sub>-445</sub>	1579 <sup>+926</sup> <sub>-421</sub>	–	-1,564 <sup>+0,330</sup> <sub>-0,471</sub>	–	92,80	3	0,28	0,05
V428 Aur	585 <sup>+21</sup> <sub>-19</sub>	2118 <sup>+156</sup> <sub>-156</sub>	120,2 <sup>+20,0</sup> <sub>-15,0</sub>	-2,431 <sup>+0,076</sup> <sub>-0,076</sub>	3699	110,57	2	1,71	0,06
GK Car	4189 <sup>+733</sup> <sub>-440</sub>	729 <sup>+478</sup> <sub>-130</sub>	95,1 <sup>+28,0</sup> <sub>-18,7</sub>	-1,743 <sup>+0,383</sup> <sub>-0,485</sub>	3660	55,30	3	0,23	0,03
V1071 Cas	1561 <sup>+55</sup> <sub>-48</sub>	91 <sup>+6</sup> <sub>-7</sub>	–	1,124 <sup>+0,081</sup> <sub>-0,081</sub>	–	96,70	3	0,64	0,02
V345 Cen	2549 <sup>+727</sup> <sub>-363</sub>	1848 <sup>+1199</sup> <sub>-533</sub>	–	–	–	166,80	3	0,39	0,07
BU Cen	3458 <sup>+564</sup> <sub>-376</sub>	1678 <sup>+640</sup> <sub>-349</sub>	61,6 <sup>+12,7</sup> <sub>-10,1</sub>	-1,094 <sup>+0,267</sup> <sub>-0,320</sub>	4500	170,40	3	0,29	0,04
SY Cir	5151 <sup>+817</sup> <sub>-613</sub>	523 <sup>+203</sup> <sub>-113</sub>	31,7 <sup>+6,7</sup> <sub>-4,6</sub>	–	4777	46,36	3	0,19	0,03
V399 Cyg	4073 <sup>+526</sup> <sub>-394</sub>	1473 <sup>+417</sup> <sub>-292</sub>	41,6 <sup>+7,5</sup> <sub>-6,0</sub>	-2,382 <sup>+0,243</sup> <sub>-0,292</sub>	5100	142,45	2	0,24	0,03
V457 Cyg	5066 <sup>+1108</sup> <sub>-665</sub>	1232 <sup>+610</sup> <sub>-305</sub>	31,3 <sup>+7,2</sup> <sub>-4,7</sub>	–	5800	80,35	2	0,19	0,03
CW Ind	3121 <sup>+287</sup> <sub>-205</sub>	315 <sup>+58</sup> <sub>-45</sub>	24,9 <sup>+3,9</sup> <sub>-3,3</sub>	-1,081 <sup>+0,167</sup> <sub>-0,167</sub>	4713	121,21	3	0,32	0,02
V338 Lib	1694 <sup>+194</sup> <sub>-138</sub>	470 <sup>+130</sup> <sub>-72</sub>	–	-0,716 <sup>+0,177</sup> <sub>-0,236</sub>	–	310,00	3	0,59	0,06
V338 Mus	1021 <sup>+38</sup> <sub>-35</sub>	695 <sup>+65</sup> <sub>-54</sub>	58,2 <sup>+9,6</sup> <sub>-6,8</sub>	-0,823 <sup>+0,095</sup> <sub>-0,095</sub>	3824	206,70	3	0,98	0,03
V407 Pav	5319 <sup>+1111</sup> <sub>-793</sub>	968 <sup>+542</sup> <sub>-217</sub>	67,5 <sup>+18,4</sup> <sub>-11,5</sub>	-2,389 <sup>+0,306</sup> <sub>-0,408</sub>	4126	112,80	3	0,18	0,03
V360 Peg	614 <sup>+22</sup> <sub>-21</sub>	1133 <sup>+85</sup> <sub>-85</sub>	–	-0,970 <sup>+0,077</sup> <sub>-0,077</sub>	–	90,53	2	1,63	0,06
V894 Per	2126 <sup>+195</sup> <sub>-140</sub>	5257 <sup>+1390</sup> <sub>-772</sub>	–	-4,139 <sup>+0,209</sup> <sub>-0,261</sub>	–	69,70	4	0,47	0,04
V594 Pup	5721 <sup>+1240</sup> <sub>-767</sub>	1071 <sup>+581</sup> <sub>-274</sub>	–	-3,091 <sup>+0,290</sup> <sub>-0,435</sub>	–	57,86	1	0,16	0,03
V760-Sgr	2145 <sup>+339</sup> <sub>-226</sub>	1806 <sup>+2240</sup> <sub>-395</sub>	48,4 <sup>+23,3</sup> <sub>-7,1</sub>	-3,431 <sup>+0,233</sup> <sub>-1,116</sub>	5100	44,98	1	0,47	0,06
V1284 Sgr	3355 <sup>+753</sup> <sub>-376</sub>	441 <sup>+224</sup> <sub>-89</sub>	–	–	–	80,03	1	0,29	0,05
HD 172810	434 <sup>+10</sup> <sub>-9</sub>	264 <sup>+15</sup> <sub>-13</sub>	27,5 <sup>+3,9</sup> <sub>-3,3</sub>	-0,080 <sup>+0,054</sup> <sub>-0,061</sub>	4210	–	–	2,30	0,05

(1) Wils & Otero (2008); (2) saját eredmény; (3) Samus és mtsai (2017); (4) Kazarovets és mtsai (2011)

A2. táblázat. Azok az RV Tauri csillagok általam származtatott fizikai paramétereit, amelyeket a *Gaia* megfigyelt. A hibák a posteriori eloszlások  $1\sigma$  konfidencia intervallumait jelentik. Az effektív hőmérsékleteket az irodalomból gyűjtöttem össze. A pulzációs periódusok vagy az irodalomból származnak vagy magam határoztam meg őket.

Név	d [pc]	L/L <sub>☉</sub>	R/R <sub>☉</sub>	M <sub>V</sub> [mag]	T <sub>eff,irodalom</sub> [K]	P [nap]	Hiv.	π [mas]	σ <sub>π</sub> [mas]
KK Aql	2883 <sup>+357</sup> <sub>-268</sub>	2074 <sup>+690</sup> <sub>-384</sub>	109,7 <sup>+24,0</sup> <sub>-18,0</sub>	-2,887 <sup>+0,240</sup> <sub>-0,288</sub>	3780	106,00	3	0,35	0,04
RY Ara	2603 <sup>+549</sup> <sub>-310</sub>	2101 <sup>+1061</sup> <sub>-424</sub>	68,2 <sup>+17,1</sup> <sub>-10,9</sub>	–	4720	144,00	1	0,38	0,06
AG Aur	2437 <sup>+421</sup> <sub>-230</sub>	1995 <sup>+691</sup> <sub>-395</sub>	93,1 <sup>+21,7</sup> <sub>-13,6</sub>	-2,651 <sup>+0,230</sup> <sub>-0,323</sub>	4000	96,00	3	0,40	0,05
UZ CMa	955 <sup>+93</sup> <sub>-75</sub>	1193 <sup>+277</sup> <sub>-185</sub>	289,8 <sup>+69,9</sup> <sub>-54,4</sub>	1,045 <sup>+0,195</sup> <sub>-0,207</sub>	2800	362,00	3	1,06	0,09
DI Car	3543 <sup>+359</sup> <sub>-269</sub>	834 <sup>+212</sup> <sub>-106</sub>	11,5 <sup>+1,4</sup> <sub>-1,1</sub>	-2,437 <sup>+0,179</sup> <sub>-0,215</sub>	9400	58,31	2	0,28	0,03
PY Cas	1092 <sup>+108</sup> <sub>-77</sub>	4755 <sup>+1227</sup> <sub>-767</sub>	309,0 <sup>+72,7</sup> <sub>-45,4</sub>	-1,742 <sup>+0,215</sup> <sub>-0,259</sub>	3100	110,47	2	0,92	0,08
V405 Cen	2029 <sup>+135</sup> <sub>-102</sub>	638 <sup>+144</sup> <sub>-72</sub>	–	–	–	33,80	3	0,49	0,03
SX Her	1532 <sup>+68</sup> <sub>-61</sub>	2471 <sup>+236</sup> <sub>-207</sub>	93,7 <sup>+14,1</sup> <sub>-10,1</sub>	-2,513 <sup>+0,095</sup> <sub>-0,095</sub>	4165	102,90	3	0,65	0,03
VV Mus	8381 <sup>+985</sup> <sub>-985</sub>	1178 <sup>+586</sup> <sub>-204</sub>	–	–	–	29,00	3	0,10	0,02
V564 Oph	1777 <sup>+142</sup> <sub>-118</sub>	807 <sup>+234</sup> <sub>-128</sub>	44,3 <sup>+8,1</sup> <sub>-6,3</sub>	-1,685 <sup>+0,215</sup> <sub>-0,269</sub>	4460	70,33	3	0,57	0,04
EI Peg	816 <sup>+70</sup> <sub>-54</sub>	1522 <sup>+279</sup> <sub>-175</sub>	–	-0,620 <sup>+0,152</sup> <sub>-0,172</sub>	–	61,15	3	1,24	0,09
GK Sct	3182 <sup>+794</sup> <sub>-433</sub>	432 <sup>+300</sup> <sub>-167</sub>	–	–	–	40,00	3	0,32	0,06
RS Sge	5563 <sup>+1125</sup> <sub>-750</sub>	364 <sup>+206</sup> <sub>-94</sub>	–	–	–	82,39	3	0,17	0,03
S Sge	1601 <sup>+329</sup> <sub>-197</sub>	13490 <sup>+8766</sup> <sub>-3188</sub>	99,5 <sup>+26,0</sup> <sub>-14,5</sub>	-6,145 <sup>+0,252</sup> <sub>-0,554</sub>	6240	16,76	2	0,64	0,09
DZ UMa	3127 <sup>+764</sup> <sub>-424</sub>	1940 <sup>+1209</sup> <sub>-403</sub>	–	–	–	140,94	2	0,32	0,06
S Vul	3249 <sup>+528</sup> <sub>-352</sub>	45690 <sup>+22810</sup> <sub>-9777</sub>	240,9 <sup>+62,0</sup> <sub>-35,4</sub>	-6,737 <sup>+0,337</sup> <sub>-0,433</sub>	5123	68,46	3	0,30	0,04
TYC 3229-1483-1	1951 <sup>+137</sup> <sub>-114</sub>	192 <sup>+33</sup> <sub>-22</sub>	–	-0,420 <sup>+0,125</sup> <sub>-0,166</sub>	–	44,60	4	0,52	0,03

(1) Wils & Otero (2008); (2) saját eredmény; (3) Samus és mtsai (2017); (4) Dimitrov & Popov (2007)

# Összefoglalás

Dolgozatomban az RV Tauri-típusú változócsillagokkal kapcsolatos kutatásaimat és az elért eredményeimet mutattam be. Mindehhez elsődlegesen a *Kepler*-űrtávcső ultraprecíz fotometriai, valamint a *Gaia*-űrszonda nagy pontosságú parallaxis méréseit használtam fel.

Az eredeti *Kepler*-mezőn egyetlen RV Tauri-típusú objektum volt. Doktori ösztöndíjas munkámat a már jól ismert csillag, a DF Cygni részletes vizsgálatával kezdtem, amelyhez az űrbéli mérések mellé felhasználtam a 48 év hosszú földfelszíni vizuális észleléseket. A kettő ötvözése lehetővé tette, hogy egyszerre érjek el nagy frekvenciabeli felbontást és extrém fotometriai pontosságot legalább a *Kepler* által lefedett időszakban. Kimutattam, hogy a fényes RVb típusú változócsillag amplitúdójában és fázisában is folyamatosan változó, cefeidákhoz hasonló pulzációval rendelkezik. A *Kepler*-adatsor Fourier-spektrumában szubharmonikusok jelenlétét fedeztem fel, amelyek bonyolult periódus-kettőződésre utalnak. A *Kepler*-fénygörbében tranziens jelenségeket is kimutattam, amelyek során periódus-amplitúdó antikorrrelációt tapasztaltam. A legfrissebb modellszámításokkal való összevetés alapján ez a nemlineáris effektusok felerősödésére utalhat. Az RVb jelenséggel kapcsolatos vizsgálataim annak hosszútávú stabilitására utalnak. A dolgozatban megemlítettem, hogy a változás hasonlít a pulzáló vörös óriás csillagok hosszú másodlagos periódusához.

A doktori munkám következő fejezetében bemutatott vizsgálatokat Vega és mtsai (2017) által publikált eredmények inspirálták, akik megmutatták, hogy ha a DF Cygni *Kepler*-adatsorát magnitúdó egységek helyett fluxus egységekben használjuk, akkor a pulzációs amplitúdók ugyanúgy 90%-kal csökkennek az RVb-minimumban, mint ahogy az átlagfényesség is 90%-kal csökken. Kutatásomhoz összegyűjtöttem a mindeddig legteljesebb mintát a jól észlelt RVb-csillagokról, amihez vizuális, földi CCD-s és ultraprecíz *Kepler*-adatokat kombináltam. Ezek alapján univerzális lineáris korrelációt találtam a pulzációs amplitúdó és átlagfényesség fluxusban kifejezett értékei között, ezzel megmutattam, hogy a DF Cygni *Kepler*-adataiban talált arányosság az összes jól észlelt RVb-csillagra fennáll. A pulzációk valójában jó közelítéssel állandó mértékűek, ha a mindenkori átlagfényességhez viszonyítjuk őket. Eredményeim értelmében a korreláció tulajdonságait természetes módon magyarázhat-

juk egy olyan mechanizmussal, ami a teljes fénygörbét skálazza időfüggő módon. Egy nagy fénycsökkentő ernyő, feltehetően a kettős rendszereket kívülről övező porkorong periodikusan változó eltakarása pontosan ilyen mechanizmust szolgáltat. Következtetésem szerint az RVb-csillagok fényváltozásait jelenségek szintjén teljes mértékben leírhatjuk az időben változó nemlineáris pulzációk és az RVb-jelenség porkorongos fénycsökkentést feltételező modelljének kombinálásával, azaz nincs szükség semmilyen további egzotikus kölcsönhatások és bonyolult jelenségek feltételezésére.

Az RV Taurik periódus–fényesség- és periódus–sugár-relációját korábban csak a Magellán-felhők és a gömbhalmazok populációjára alapozva publikálták. Első alkalommal a *Gaia* második adatkibocsájtása adott lehetőséget a galaktikus RV Taurik geometriai úton történő távolságmérésére. Ezen adatok alapján sikerült leszámaztatnom a galaktikus RV Tauri-típusú változócsillagok parallaxis méréseken alapuló periódus–fényesség- és periódus–sugár-relációját. A rövidebb periódusú második populációs cefeidákéhoz képest nagyobb meredekségeket kaptam. Ezen felül megmutattam, hogy az RV Taurik esetében a *Gaia* DR2-ben található effektív hőmérsékletek szignifikánsan eltérnek a spektroszkópiai úton meghatározottaktól; átlagosan  $\sim 436$  K-el alacsonyabbak. Ismertettem a galaktikus RV Tauri-típusú csillagok meglehetősen zavaros, kezdeti tömegtől függő fejlődési állapotát. Meggyőzően demonstráltam, hogy az RV Taurik instabilitási sávjának alacsonyabb hőmérsékletű határa kiterjedtebb, mint a klasszikus cefeidák instabilitási sávja. A legelső alkalommal sikerült korrelációt találnom a kis számú RVb csillag átlagfényesség változásának periódusa és a V-sávbeli abszolút fényességük között. Legvégül megbecsültem a csillagok tömegét. Az RVa csillagok  $0,45\text{--}0,52 M_{\odot}$  közötti tömeggel rendelkeznek, amely összhangban áll a kettes típusú cefeida modellszámításokkal. Az igen kevés tagból álló RVb csillagok tömegeloszlása kétcsúcsúnak bizonyult, ahol a tömegek a  $\sim 0,7 M_{\odot}$  és az  $\sim 1,8 M_{\odot}$  körül szórnak.

# Summary

In this thesis I presented my research and achieved scientific results on the field of RV Tauri-type variable stars, to which, I primarily used the ultra-precise photometric measurements of the *Kepler* space telescope and the high-precision parallax measurements of the *Gaia* space probe.

In the original *Kepler* field, there was only one RV Tauri-type object. I started my PhD program with a detailed analysis of the well-known star, DF Cygni, to which, I used 48-year-long continuous ground-based visual observations along with the space-based measurements. The combination of the two dataset made it possible to achieve high frequency resolution and extreme photometric accuracy at the same time, at least during the period covered by *Kepler*. I showed that the amplitude and phase of the bright RVb-type variable are continuously changing in time; the characteristics of its pulsation is similar to those of Cepheids. I discovered the presence of sub-harmonics in the Fourier spectrum of the *Kepler* data series, which is the sign of ongoing complex period-doubling. I also discovered transient phenomena in the *Kepler* light curve, during which I experienced period-amplitude anti-correlation. Comparing this to the latest model calculations, this could be an indication of emerging non-linear effects. My investigations regarding the RVb phenomenon refers to its long-term stability. In the thesis I mentioned that the phenomenon is similar to the long secondary period of the pulsating red giant stars.

The next session of my dissertation was inspired by the study of Vega et al. (2017), who presented that when the light curve is measured in fluxes, the reduction of the pulsation amplitude in the faint state of DF Cyg is exactly the same (90%) as the overall fading (by 90%) during the RVb minimum. For my research, I have compiled the most complete sample of well-known RVb-type variables, using visual observations, ground-based CCD photometric measurements, and ultra-precise data from the *Kepler* space telescope. Based on this sample, I found a universal linear correlation between the pulsation amplitude and mean brightness, thus I showed that the found scaling in the *Kepler* data of DF Cygni is valid for all well-known RVb stars. The pulsation amplitude actually remains constant throughout



the RVb cycle, when measured relative to the system flux level. According to my results, the properties of the correlation can be naturally explained by a mechanism that equally affects the mean flux and the apparent amplitude, meaning that the whole light curve is scaled by a time-dependent factor. According to my conclusions, the light variations of RVb-type stars can be fully explained phenomenologically by the combination of time-dependent non-linear pulsations and the dust obscuration model of the RVb phenomenon, that is, there is no need for any further exotic interactions and complex phenomena.

Previously published period–luminosity and period–radius relations of RV Tauri stars were based on the population of Magellanic Clouds and globular clusters. *Gaia* Data Release 2 has opened, for the first time, the possibility of a geometric distance measurement of Galactic RV Tau stars. Using these data, I derived parallax based period–luminosity and period–radius relations for galactic RV Tauri-type variable stars. Compared to the Population II Cepheids with shorter pulsation periods, I derived steeper slopes. Moreover, I showed that *Gaia* DR2 effective temperatures for RV Tau type stars deviate significantly from the spectroscopically determined values. They are lower with a median shift of  $\sim 436$  K. I discussed the fairly ambiguous, initial mass dependent evolutionary status of galactic RV Tau type stars. I showed that the instability strip (IS) of RV Tauri stars has a broader extension in the cooler range than the classical IS of classical Cepheids. For the first time, I derived a period–absolute magnitude relation between the period of the mean brightness variation of RVb stars and their V-band absolute magnitude. Finally, I estimated mass of the stars. The median mass of RVa stars is around  $0.45\text{--}0.52 M_{\odot}$ , which is in agreement with Type II Cepheid model calculations. The mass distribution of the very small sample of RVb stars is sort of bimodal, with masses around  $\sim 0.7 M_{\odot}$  and  $\sim 1.8 M_{\odot}$ .

# Irodalomjegyzék

Abt, H. A., 1954, ApJS, 1, 63

Aerts, C., Christensen-Dalsgaard, J., Kurtz, D. W., 2010, Asteroseismology, Astronomy and Astrophysics Library, ISBN 978-1-4020-5178-4, Springer Science+Business Media B.V.

Aikawa, T., 2010, A&A, 514, A45

Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D. R., Axelrod, T. S., Becker, A., Bennett, D. P., Cook, K. H., Freeman, K. C., Griest, K., Lawson, W. A., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Minniti, D., Peterson, B. A., Pollard, Karen R., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Rodgers, A. W., Sutherland, W., Tomaney, A., Welch, D. L., 1998, AJ, 115, 1921

Andrae, R., Fouesneau, M., Creevey, O., Ordenovic, C., Mary, N., és mtsai, 2018, A&A, 616, 8

Arp, H. C., Wallerstein, G., 1956, AJ, 61, 272

Astraatmadja, T.L., Bailer-Jones, C.A.L., 2016, ApJ, 832, 137

Bailer-Jones, C.A.L., 2015, PASP, 127, 994

Balog, Z., Vinkó, J., Kaszás, G., 1997, AJ, 113, 1833

Bányai, E., Kiss, L. L., Bedding, T. R., Bellamy, B, Benkő, J. M., **Bódi, A.**, Callingham, J. R., Compton, D., Csányi, I., Derekas, A., Dorval, J., Huber, D., Shrier, O., Simon, A. E., Stello, D., Szabó, Gy. M., Szabó, R., Szatmáry, K., 2013, MNRAS, 436, 1576

Benkő J., Plachy, E., Szabó, R., Molnár, L., Kolláth, Z., 2014, ApJS, 213, 31

Benkő József, Szabó Róbert, 2010, Idősorok az űrből, Meteor csillagászati évkönyv, 2011, 207

Bertolami, M.M., 2016, A&A, 588, 25

- Blöcker T., 1995, A&A, 299, 755
- Bódi, A.**, Szatmáry, K., Kiss, L.L., 2016, A&A, 596, A24
- Bono, G., Castellani, V., Marconi, M., 2000, ApJ, 529, 293
- Bono, G., Caputo, F., Marconi, M., 1998, ApJ, 497, 43
- Bono, G., Caputo, F., Santolamazza, P., 1997, A&A, 317, 171
- Bovy, J., Rix, H.-W., Green, G. M., Schlafly, E. F., Finkbeiner, D. P., 2016, ApJ, 818, 130
- Breger, M., Stich, J., Garrido, R., Martin, B., Jiang, S. Y., Li, Z. P., Hube, D. P., Ostermann, W., Paparo, M., Scheck, M., 1993, A&A , 271, 482
- Breger M., 1990, Period program, Commun. in Astroseismology, 20
- Brickhill A. J., 1991, MNRAS, 251, 673
- Brown, T. M., Latham, D. W., Everett, M. E., Esquerdo, G. A., 2011, AJ, 142, 112
- Buchler J. R., Kolláth Z., 2011, ApJ, 731, 24
- Buchler, J. R., Kolláth, Z., Cadmus, R. R., 2004, ApJ, 613, 532
- Buchler J. R., Kolláth Z., 2001, ApJ, 555, 961
- Buchler, J.R., Kolláth, Z., Serre, T., Mattei, J., 1996, ApJ, 462, 489
- Buchler, J.R., Serre, T., Kolláth, Z., 1995, PhRvL, 74, 842
- Buchler J. R., Moskalik P., Kovács G., 1990, ApJ, 351, 617
- Bujarrabal, V., Castro-Carrizo, A., Alcolea, J., Van Winckel, H., Sánchez Contreras, C., Santander-García, M., 2017, A&A, 597, L5
- Bujarrabal V., Castro-Carrizo A., Alcolea J., Van Winckel H., 2015, A&A, 575, 7
- Burki, G., Meylan, G., 1986, A&A, 159, 255
- Carroll, B.W., Ostlie, D.A., 1996, An Introduction to Modern Astrophysics (Addison-Wesley)

- Charbonnel, C., Degressin, T., Lagarde, N., Gallet, F., Palacios, A., Auriere, M., Konstantinova-Antova, R., Mathis, S., Anderson, R.I., Dintrans, B., 2017, *A&A*, 605, 102
- Christensen-Dalsgaard, J., 2003, *Lecture Notes on Stellar Oscillations*, Aarhus University, May 2003, 5th ed.(<http://astro.phys.au.dk/~jcd/oscilnotes/>)
- Cooper W. A., Walker E. N., 1994, *Csillagok távcsővégen*, Gondolat, Budapest
- Csányi István, 2012, *Vörös óriás csillagok fényváltozásának analízise a Kepler űrtávcső mérései alapján*, BSc szakdolgozat, SZTE Kísérleti Fizikai Tanszék
- Csányi I., Szatmáry K., Kiss L.L., Bányai E., Derekas A., Szabó Gy.M.: 2012b, *Methods for light curve preparation: the case of long-period variables*, poster on Kepler Astroseismic Science Consortium 5th Workshop: „Extending the Kepler Mission: New Horizons in Asteroseismology”, June 18-22, 2012, Balatonalmádi, Hungary, Abstract Book(ISBN 978-963-88019-9-9), Ed. R. Szabó, p. 157
- Dawson, D. W., 1979, *ApJS*, 41, 97
- Deeming, T. J., 1975, *Ap&SS*, 36, 137
- Derekas, A., Szabó, Gy. M., Berdnikov, L., Szabó, R., Smolec, R., Kiss, L. L., Szabados, L., Chadid, M., Evans, N. R., Kinemuchi, K., Nemeč, J. M., Seader, S. E., Smith, J. C., Tenenbaum, P., 2012, *MNRAS*, 425, 1312-1319
- Dimitrov, D., Popov, V., 2007, *PZ*, 27, 2
- Drimmel, R., Cabrera-Lavers, A., López-Corrodoira, M., 2003, *A&A*, 409, 205
- Evans, N. R., Szabó, R., Derekas, A., Szabados, L., Cameron, C., Matthews, J. M., Sasselov, D., Kuschnig, R., Rowe, J. F., Guenther, D. B., Moffat, A. F. J., Rucinski, S. M., Weiss, W. W., 2015, *MNRAS*, 446, 4008-4018
- Evans, L. T., 1985, *MNRAS*, 217, 493
- Fernie, J. D., 1984, *ApJ*, 282, 641
- Fokin, A.B., Lèbre, A., Le Coroller, H., Gillet, D., 2001, *A&A*, 378, 546
- Fokin, A.B., 1994, *A&A*, 292, 133

Foster, G., 1996, AJ, 112, 1709

Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., és mtsai, 2018, A&A, 616, 1

Gaia Collaboration, Prusti, T., de Bruijne, J. H. J., Brown, A. G. A., Vallenari, A., Babusiaux, C., Bailer-Jones, C. A. L., Bastian, U., és mtsai, 2016a, A&A, 595, 1

Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., Prusti, T., de Bruijne, J. H. J., Mignard, F., Drimmel, R., Babusiaux, és mtsai, 2016b, A&A, 595, 2

García-Lario P., Manchado A., Pyck W., Pottasch S.R., 1997, A&ASS, 126, 479

Gehrz, R. D., 1972, ApJ, 178, 715

Gerasimoviš, B. P., 1929, HarCi, 341, 1

Gezer, I., Van Winckel, H., Bozkurt, Z., De Smedt, K., Kamath, D., Hillen, M., Manick, R., 2015, MNRAS, 453, 133

Giridhar, S., Lambert, D. L., Reddy, B. E., Gonzalez, G., Yong, D., 2005, ApJ, 627, 432-445

Giridhar S., Lambert D.L., Gonzalez G., 1998, ApJ, 509, 366

Giridhar, S., Rao, N. K., Lambert, D. L., 1994, ApJ, 437, 476

Glasner A., Buchler J. R., 1993, A&A, 277, 69

Green, G. M., Schlafly, E. F., Finkbeiner, D. P., Rix, H-W., Martin, N., Burgett, W., Draper, P. W., Flewelling, H., és mtsai, 2015, ApJ, 810, 25

Groenewegen, M.A.T., 2018, A&A, 619, 8

Groenewegen, M.A.T., Jurković, M., 2017a, A&A, 604, 29

Groenewegen, M. A. T. & Jurković, M. I., 2017b, A&A, 603, A70

Groenewegen M.A.T., 1999, IAUS, 191, 535

Groenewegen M.A.T., van den Hoek L.B., de Jong T., 1995, A&A, 293, 381

Harris, H. C., 1985, in Cepheids: Theory and Observations, IAU Colloquium No. 82, edited by B. F. Madore(Cambridge University Press, Cambridge), p. 232

Harris, H. C., 1981, AJ, 86, 719

- Harwood, M., 1937, *Annals of the Astronomical Observatory of Harvard College*, 105, 521-535
- Harwood, M., 1936, *Publications of the American Astronomical Society*, 8, 10
- Harwood, M., 1927, *Harvard College Observatory Bulletin*, 847, 5-7
- Herwig F., 2000, *A&A*, 360, 952
- Hillen, M., Van Winckel, H., Menu, J., Manick, R., Debosscher, J., Min, M., de Wit, W.-J., Verhoelst, T., Kamath, D., Waters, L. B. F. M., 2017, *A&A*, 599, A41
- Hu J.Y., Slijkhuis S., de Jong T., Jiang B.W., 1993, *A&ASS*, 100, 413
- Huber, D., Zinn, J., Bojsen-Hansen, M., Pinsonneault, M., Sahlholdt, C., és mtsai, 2017, *ApJ*, 844, 102
- Jeffery, C. S., Saio, H., 2016, *MNRAS*, 458, 1352
- Kepler Data Processing Handbook: KSCI-19081-002, 2017, szerkesztő Jenkins, J. M.
- Jordi, C., Gebran, M., Carrasco, J. M., de Bruijne, J., Voss, H., Fabricius, C., Knude, J., Vallenari, A., Kohley, R., Mora, A., 2010, *A&A*, 523, 48
- Joy, A. H., 1937, *ApJ*, 86, 363
- Jura M., Balm S.P., Kahane C., 1995, *ApJ*, 453, 721
- Jura M., 1986, *ApJ*, 309, 732
- Kamath, D., Wood, P. R., Van Winckel, H., 2015, *MNRAS*, 454, 1468
- Kamath, D., Wood, P. R., Van Winckel, H., 2014, *MNRAS*, 439, 2211
- Kazarovets, E.V., Samus, N.N., Durlevich, O.V., Kireeva, N.N., Pastukhova, E.N., 2011, *IBVS*, 5969, 1
- Kienzle F., Moskalik P., Bersier D., Pont F., 1999, *A&A*, 341, 818
- Kiss, L. L., Bódi, A., 2017, *A&A*, 608, 99
- Kiss L., Mizser A., Csizmadia Sz., 2009, *Változócsillagok, Amatőr csillagászok kézikönyve*, 471-512, MCSE, Bp.

- Kiss, L. L., Derekas, A., Szabó, Gy. M., Bedding, T. R., Szabados, L., 2007, MNRAS, 375, 1338
- Kiss, L. L., Szabó, Gy. M., Bedding, T. R., 2006, MNRAS, 372, 1721-1734
- Kiss, L. L., Szatmáry, K., 2002, A&A, 390, 585
- Kiss, L. L., Szatmáry, K., Szabó, Gy., Mattei, J.A., 2000, A&AS, 145, 283
- Kiss, L. L., Szatmáry, K., Cadmus, R.R. Jr., Mattei, J.A., 1999, A&A, 346, 542
- Kolláth Z., 1990, MNRAS, 247, 377
- Kolláth Z., Buchler J. R., Serre T., Mattei J., 1998, A&A, 329, 147
- Kovács G., Buchler J. R., 1989, ApJ, 346, 898
- Kovács G., Buchler J. R., 1988, ApJ, 334, 971
- Kurtz D.W., 1983, The high frequency limit to Fourier analysis. A reminder of the Nyquist frequency, IBVS, 2285
- Kwok S., Boreiko R.T., Hrivnak B.J., 1987, ApJ, 312, 303
- Lamers, H. J. G. L. M., Levesque, E. M., 2017, Understanding Stellar Evolution, by Lamers, Henny J.G.L.M. and Levesque, Emily M., ISBN: 978-0-7503-1278-3, IOP ebooks, Bristol, UK: IOP Publishing
- Lenz, P., Breger, M., 2005, CoAst, 146, 53
- Maas, T., Van Winckel, H., Waelkens, C., 2002, A&A, 386, 504-516
- Manchado A., Garcia-Lario P., Esteban C., Mampaso A., Pottasch S.R., 1989, A&A, 214, 139
- Manick, R., Van Winckel, H., Kamath, D., Sekaran, S., Kolenberg, K., 2018, A&A, 618, 21
- Manick, R., Van Winckel, H., Kamath, D., Hillen, M., Escorza, A., 2017, A&A, 597, 129
- Mantegazza, L., 1978, IBVS, 1500, 1
- Marconi, M., Coppola, G., Bono, G., Braga, V., Pietrinferni, A., Buonanno, R., Castellani, M., Musella, I., Ripepi, V., Stellingwerf, R. F., 2015, ApJ, 808, 50

- Marigo P, Girardi L, Bressan A., 1999, *A&A*, 344, 123
- Marshall, D. J., Robin, A. C., Reylé, C., Schultheis, M., Picaud, S., 2006, *A&A*, 453, 635
- Matsunaga, N., Fukushi, H., Nakada, Y., Tanabé, T., Feast, M.W., és mtsai, 2006, *MNRAS*, 370, 1979
- McNamara, D.H., 1995, *AJ*, 109, 2134
- Molnár László, 2014, *Kepler-űrtávcső második élete, Meteor csillagászati folyóirat*, 2014/2, 44
- Moskalik, P., Smolec, R., Kolenberg, K., Molnár, L., Kurtz, D. W., Szabó, R., Benkő, J. M., Nemeč, J. M., Chadid, M., Guggenberger, E., Ngeow, C.-C., Jeon, Y.-B., Kopacki, G., Kanbur, S. M., 2015, *MNRAS*, 447, 2348
- Moskalik P., Buchler J. R., 1990, *ApJ*, 355, 590
- Moskalik P., Buchler J. R., 1989, *ApJ*, 341, 997
- Nicholls, C.P., Wood, P.R., Cioni, M.-R.L., Soszyński, I., 2009, *MNRAS*, 399, 2063
- O'Connell, D., 1946, *Publications of the Riverview College Observatory*, 2, 46
- Oomen, G-M., Van Winckel, H., Pols, O., Nelemans, G., Escorza, A., Manick, R., Kamath, D., Waelkens, C., 2018, *A&A*, 620, 85
- Parthasarathy M, Gauba G, Fujii T, Nakada Y., 2001, *ASSL*, 265, 29
- Percy, J. R., 2015, *JAAVSO*, 43, 176
- Percy, J. R., 2006, *JAAVSO*, 34, 125
- Percy, J. R., 1999, *NewA Rev.*, 43, 449
- Percy, J.R., Bezuhly, M., Milanowski, M., Zsoldos, E., 1997, *PASP*, 109, 264
- Percy, J. R., 1993, in *Sasselov D.D., ed., ASP CoM. Ser. Vol. 45, Luminous High-Latitude Stars. Astron. Soc. Pac., San Francisco*, p.295
- Plachy, E., Bódi, A., Kolláth, Z., 2018, *MNRAS*, 481, 2986
- Plachy, E., Benkő, J., Kolláth, Z., Molnár, L., Szabó, R., 2014, *MNRAS*, 445, 2810



- Plachy, E., Kolláth, Z., Molnár, L., 2013, MNRAS, 433, 3590
- Pojmanski, G., 2002, AcA, 52, 397
- Pollard, K. R., McSaveney, J. A., Cottrell, P. L., 2006, MemSAIt, 77, 527
- Pollard, K. R., Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D., Axelrod, T. S., Becker, A. C., Bennett, D. P., Cook, K. H., Freeman, K. C., Griest, K., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Peterson, B. A., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Sutherland, W., Tomaney, A., Welch, D. L., MACHO Collaboration, 2000, in Szabados L., Kurtz D., eds, ASP Conf. Ser. Vol. 203, The Impact of Large-Scale Surveys on Pulsating Star Research, Astron. Soc. Pac., San Francisco, 89
- Pollard, K. R., Cottrell, P. L., Lawson, W. A., Albrow, M. D., Tobin, W., 1997, MNRAS, 286, 1
- Pollard, K. R., Cottrell, P. L., Kilmartin, P. M., Gilmore, A. C., 1996, MNRAS, 279, 949
- Preston, G. W., Krzeminski, W., Smak, J., Williams, J. A., 1963, ApJ, 137, 401
- Prialnik D., 2000, An Introduction to the Theory of Stellar Structure and Evolution, Cambridge University Press
- Quirion, P.-O., Fontaine, G., Brassard, P., 2006, MmSAI, 77, 53
- Raga, A., Wallerstein, G., Oke, J. B., 1989, ApJ, 347, 1107
- Robin, A. C., Luri, X., Reylé, C., Isasi, Y., Gruex, E., Blanco-Cuaresma, S., Arenou, F., Babusiaux, C., és mtsai, 2012, A&A, 543, 100
- Saio, H., Wood, P.R., Takayama, M., Ita, Y., 2015, MNRAS, 452, 3863
- Samus, N.N., Kazarovets, E.V., Durlevich, O.V., Kireeva, N.N., Pastukhova, E.N., 2017, ARep, 61, 80
- Sanford, R. F., 1953, Trans. IAU, 8, 809
- Schaller G., Schaerer D., Meynet G., Maeder A., 1992, A&ASS, 96, 269
- Schönberner D., 1997, In IAU Symp. 180: Planetary Nebulae, ed. HJ Habing, HJGLM Lamers, p. 379, Dordrecht: Kluwer
- Schönberner D., 1983, ApJ, 272, 708

- Schwarzschild, M., 1953, *Trans. IAU*, 8, 811
- Seydel R., 2010, *Practical Bifurcation and Stability Analysis*, 3rd edn. Springer, New York
- Shapley, H., 1914, *ApJ*, 40, 448
- Simon N. R., Schmidt E. G., 1976, *ApJ*, 206, 162
- Smolec, R., 2016, *MNRAS*, 456, 3475-3493
- Smolec R., Moskalik P., 2012a, *MNRAS*, 426, 108
- Smolec, R., Soszyński, I., Moskalik, P., Udalski, A., Szymański, M. K., Kubiak, M., Pietrzyński, G., Wyrzykowski, Ł., Ulaczyk, K., Poleski, R., Kozłowski, S., Pietrukowicz, P., 2012b, *MNRAS*, 419, 2407
- Soszyński, I., Udalski, A., Szymański, M. K., Wyrzykowski, Ł., Ulaczyk, K., Poleski, R., Pietrukowicz, P., Kozłowski, S., Skowron, D., Skowron, J., Mróz, P., Rybicki, K., Iwanek, P., 2018, *AcA*, 68, 89-109
- Soszyński, I., Wood, P. R., 2013, *ApJ*, 763, 103
- Soszyński, I., Udalski, A., Pietrukowicz, P., Szymański, M. K., Kubiak, M., Pietrzyński, G., Wyrzykowski, Ł., Ulaczyk, K., Poleski, R., Kozłowski, S., 2013, *AcA*, 63, 37
- Soszyński, I., Udalski, A., Pietrukowicz, P., Szymański, M. K., Kubiak, M., Pietrzyński, G., Wyrzykowski, Ł., Ulaczyk, K., Poleski, R., Kozłowski, S., 2011, *AcA*, 61, 285
- Soszyński, I., Udalski, A., Szymański, M. K., Kubiak, M., Pietrzyński, G., Wyrzykowski, Ł., Ulaczyk, K., Poleski, R., 2010, *AcA*, 60, 91
- Soszyński, I., Poleski, R., Udalski, A., Szymański, M. K., Kubiak, M., Pietrzyński, G., Wyrzykowski, Ł., Szewczyk, O., Ulaczyk, K., 2008, *AcA*, 58, 293
- Szabó, R., Kolláth, Z., Molnár, L., Kolenberg, K., Kurtz, D. W., Bryson, S. T., Benkő, J. M., Christensen-Dalsgaard, J., Kjeldsen, H., Borucki, W. J., Koch, D., Twicken, J. D., Chadid, M., di Criscienzo, M., Jeon, Y.-B., Moskalik, P., Nemeč, J. M., Nuspl, J., 2010, *MNRAS*, 409, 1244
- Szatmáry K., Csányi I., Kiss L.L., Bányai E., Derezas A., Szabó Gy.M.: 2012, Light curve analysis of M giant stars in the Kepler database, poster on Kepler Astroseismic Science

- Consortium 5th Workshop: „Extending the Kepler Mission: New Horizons in Asteroseismology”, June 18-22, 2012, Balatonalmádi, Hungary, Abstract Book (ISBN 978-963-88019-9-9), Ed. R. Szabó, p. 156
- Szatmáry Károly, 1994, Változócsillagok periódus-analízise az idő és a frekvencia tartományban, kandidátusi értekezés, JATE, Szeged
- Szatmáry K., Gál J., 1992, Wavelet-analysis of some pulsating stars, In: Inside the Stars, IAU Colloquium No. 137, Vienna, Communications in Astroseismology No.43, 819. Astron.Soc.Pac.Conf.Ser., 40, 761, 1993 Eds. W.W.Weiss, A.Baglin
- Szczerba, R., Siódmiak, N., Stasińska, G., Borkowski, J., García-Lario, P., Suárez, O., Hajduk, M., García-Hernández, D. A., 2012, IAUS, 283, 506
- Szczerba, R., Siódmiak, N., Stasińska, G., Borkowski, J., 2007, A&A, 469, 799
- Takayama, M., Wood, P. R., Ita, Y., 2015, MNRAS, 448, 464-483
- Turner, D. G., 1996, JRASC, 90, 82
- Van Winckel H., 2003, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 41, 391
- Van Winckel H., Waelkens C., Fernie J. D., Waters L. B. F. M., 1999, A&A, 343, 202
- Van Winckel H., Waelkens C., Waters L.B.F.M., Molster F.J., Udry S., Bakker E.J., 1998, A&A, 336, 17
- Van de Steene G.C., van Hoof P.A.M., Wood P.R., 2000, A&A, 362, 984
- Vassiliadis E., Wood P. R., 1993, ApJ, 413, 641
- Vega, L.D., Stassun, K.G., Montez, R., Jr., Boyd, P.T., Somers, G., 2017, ApJ, 839, 48
- Volk K.M., Kwok S., 1989, ApJ, 342, 345
- Waelkens, C., Waters, L. B. F. M., 1993, in Sasselov D.O., ed., ASP Conf. Ser. Vol. 45, Luminous High-Latitude Stars. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p.219
- Waelkens C., Waters L.B.F.M., Cassatella A., Le Bertre T., Lamers H.J.G.L.M., 1987, A&A, 181, 5
- Wallerstein, G., 2002, PASP, 114, 689

- Wallerstein, G., 1959, ApJ, 130, 560
- Weidemann V., 2000, A&A, 363, 647
- Wenger, M., Ochsenbein, F., Egret, D., Dubois, P., Bonnarel, F., Borde, S., Genova, F., Jasniewicz, G., Laloë, S., Lesteven, S., Monier, R., 2000, A&AS, 143, 9
- Werner K., Herwig F., 2006, PASP, 118, 183
- Whitney, C. A., Skalafuris, A., 1963, ApJ, 138, 200
- Willson, L. A., Templeton, M., 2009, in Stellar Pulsation: Challenges for Theory and Observation, AIP Conf. Proc. 1170, Amer. Inst. Physics, Melville, NY, 113.
- Wils, P., Otero, S., 2008, JAVSO, 36, 29
- Wood P. R., 2007, in Kupka F., Roxburgh I., Chan K., eds, Proc. IAU Symp. 239, Convection in Astrophysics. Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 343
- Wood, P. R., Alcock, C., Allsman, R. A., Alves, D., Axelrod, T. S., Becker, A. C., Bennett, D. P., Cook, K. H., Drake, A. J., Freeman, K. C., Griest, K., King, L. J., Lehner, M. J., Marshall, S. L., Minniti, D., Peterson, B. A., Pratt, M. R., Quinn, P. J., Stubbs, C. W., Sutherland, W., Tomaney, A., Vandehei, T., Welch, D. L., 1999, IAU Symposium #191, Edited by T. Le Bertre, A. Lebre, and C. Waelkens, p. 151
- Woolley, R., Carter, B., 1973, MNRAS, 162, 379
- Yang, M., Jiang, B. W., 2012, ApJ, 754, 35
- Ya'ari A., Tuchman Y., 1996, ApJ, 456, 350
- Zsoldos, E., 1998, AcA, 48, 775
- Zsoldos, E., 1996, A&AS, 119, 431
- Zsoldos, E., 1991, IBVS, 3557, 1
- van Aarle, E., van Winckel, H., Lloyd Evans, T., Ueta, T., Wood, P. R., Ginsburg, A. G., 2011, A&A, 530, 45
- van der Veen W.E.C.J., Habing H.J., Geballe T.R., 1989, A&A, 226, 108

# Publikációk

## Az értekezéshez felhasznált saját publikációk

### Referált angol nyelvű szakcikkek

1. **Bódi, A.**; Kiss, L. L.: *Physical properties of galactic RV Tauri stars from Gaia DR2 data*, 2019, *Astrophysical Journal*, 872, 60
2. Kiss, L. L.; **Bódi, A.**: *Amplitude variations of modulated RV Tauri stars support the dust obscuration model of the RVb phenomenon*, 2017, *Astronomy & Astrophysics*, 608, 99
3. **Bódi, A.**; Szatmáry, K.; Kiss, L. L.: *Periodicities of the RV Tauri-type pulsating star DF Cygni: A combination of Kepler data with ground-based observations*, 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 596, 24

## Egyéb, az értekezés témájához kötődő anyagok

### Posztterek, konferencia kiadványok

1. Kiss, L. L.; **Bódi, A.**: *RV Tauri-Type Stars: A Fresh Look at the Pulsation Patterns*, TASC3/KASC10 Workshop: TESSing Stellar Astrophysics, 2017. júl. 16-21., Birmingham, Anglia

## Egyéb, az értekezéshez szorosan nem kötődő publikációk

### Referált angol nyelvű szakcikkek

1. G. Zsidi, P. Ábrahám, J. A. Acosta-Pulido, ..., **A. Bódi**, és mtsai: *The weakening outburst of the young eruptive star V582 Aur*, 2019, *The Astrophysical Journal*, arXiv:1902.03673

2. Dimitriadis, G., Foley, R. J., Rest, A., . . . , **Bódi, A.**, mtsai: *K2 Observations of SN 2018oh Reveal a Two-component Rising Light Curve for a Type Ia Supernova*, 2019, The Astrophysical Journal Letters, 870, 1
3. Li, W., Wang, X., Vinkó, J., . . . , **Bódi, A.**, mtsai: *Photometric and Spectroscopic Properties of Type Ia Supernova 2018oh with Early Excess Emission from the Kepler 2 Observations*, 2019, The Astrophysical Journal, 870, 12
4. Plachy, E.; **Bódi, A.**; Kolláth, Z.: *Chaotic dynamics in the pulsation of DF Cygni, as observed by Kepler*, 2018, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 481, 2986
5. Mitnyan, T.; **Bódi, A.**; Szalai, T., mtsai: *The contact binary VW Cephei revisited: surface activity and period variation*, 2018, Astronomy & Astrophysics, 612, 91
6. Bányai, E., Kiss, L. L., Bedding, T. R., . . . , **Bódi, A.**, mtsai: *Variability of M giant stars based on Kepler photometry: general characteristics*, 2013, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 436, 1576

Poszterek, konferencia kiadványok

1. **A. Bódi**, L. L. Kiss, O. Latković, A. Cséki, G. Djurašević: *Asteroseismic analysis and spectrophotometric study of KIC 2422539, a Kepler red giant binary with active mass transfer*, TASC4/KASC11 workshop: First Light in a new Era of Astrophysics, 2018. júl. 8-13., Aarhus, Dánia
2. Plachy, E., **Bódi, A.**, Kolláth, Z.: *The Global Flow Reconstruction of DF Cyg*, 2018, The RR Lyrae 2017 Conference. Revival of the Classical Pulsators: from Galactic Structure to Stellar Interior Diagnostics. Proceedings of the meeting held 17-21 September, 2017 in Niepołomice, Poland. Proceedings of the Polish Astronomical Society, Vol. 6. Edited by R. Smolec, K. Kinemuchi, and R.I. Anderson, ISBN 978-83-938279-9-2, pp.312-313
3. **Bódi, A.**, Molnár, L., Plachy, E., Szabó, R.: *Shockwave Behaviour in RR Lyrae Stars*, 2018, The RR Lyrae 2017 Conference. Revival of the Classical Pulsators: from Galactic Structure to Stellar Interior Diagnostics. Proceedings of the meeting held 17-21 September, 2017 in Niepołomice, Poland. Proceedings of the Polish Astronomical Society, Vol. 6. Edited by R. Smolec, K. Kinemuchi, and R.I. Anderson, ISBN 978-83-938279-9-2, pp.282-283

4. Plachy, E., Molnár, L., **Bódi, A.**, mtsai: *K2 Photometry of RR Lyrae Stars*, 2018, The RR Lyrae 2017 Conference. Revival of the Classical Pulsators: from Galactic Structure to Stellar Interior Diagnostics. Proceedings of the meeting held 17-21 September, 2017 in Niepołomice, Poland. Proceedings of the Polish Astronomical Society, Vol. 6. Edited by R. Smolec, K. Kinemuchi, and R.I. Anderson, ISBN 978-83-938279-9-2, pp.114-118
5. **A. Bódi**, L. L. Kiss: *Variability of M giant stars based on Kepler and OGLE photometries: asteroseismic analysis and physical parameters*, TASC3/KASC10 Workshop: TESSing Stellar Astrophysics, 2017. júl. 16-21., Birmingham, Anglia
6. L. Molnár, E. Plachy, A. Pál, . . . , **A. Bódi**, mtsai: *The K2 RR Lyrae and Cepheid Survey: Pulsating Stars Near and Far*, TASC3/KASC10 Workshop: TESSing Stellar Astrophysics, 2017. júl. 16-21., Birmingham, Anglia
7. **A. Bódi**, K. Szatmáry, L. L. Kiss: *Kepler M giants: Comparison of stellar parameters from the KIC and APOGEE databases*, KASC8/TASC1 Workshop: Space Asteroseismology: The next generation, 2015. jún. 15-19., Aarhus, Dánia

# Köszönetnyilvánítás

Köszönettel tartozom témavezetőmnek, Dr. Szatmáry Károlynak, aki már az egyetemi alapképzésem során segítséget nyújtott az első kutatói szárnypróbálgatásaimhoz, valamint lehetőséget nyújtott a változócsillagok vizsgálataival kapcsolatos kutatómunkába való bekapcsolódásra. Szakmailag rengeteg segítséget kaptam tőle, amelyek nélkül nem sikerült volna kellő mélységben megismernem ezt az igen széles spektrumú témakört.

Szeretném megköszönni konzulensemnek, Dr. Kiss L. Lászlónak az elmúlt évek alatt nyújtott számos szakmai és publicisztikai tanácsot. Rengeteget tanultam tőle a tudományos közlés művészetéről és a kutatói pálya mibenlétéről. Rendkívül hálás vagyok a különböző konferenciákon való részvételémhez nyújtott anyagi támogatásáért, ezzel hozzájárulva a munkásságom nagyközönség előtti ismertetéséhez.

Külön köszönetem szeretném kifejezni Dr. Szabó Róbertnek, aki lehetőséget biztosított arra, hogy a doktori ösztöndíjas időszakom után is töretlenül folytathassam a kutatási munkámat az MTA CSFK Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézetben.

Köszönöm családomnak a támogatást, különösképp édesapámnak, akivel számos alkalommal együtt tekintettünk az égbolt csodáira.

Köszönettel tartozom a Szegedi Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Tanszékének, valamint az MTA CSFK Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézetnek, hogy biztosították a munkavégzésemhez szükséges körülményeket. Kutatómunkámat anyagilag az NKFIH K-115709 pályázata, az MTA Lendület LP2018-7/2018 programja és a GINOP-2.3.2-15-2016-00003 projekt támogatta.