

Szegedi Tudományegyetem
Természettudományi és Informatikai Kar

TDK-dolgozat

Elfedett pulzációk vizsgálata KIC 3858884 fedési
kettősrendszerben

Készítette: **Bókon András**
Fizikus MSc szakos hallgató

Témavezető:
Dr. Bíró Imre Barna
tudományos főmunkatárs, SZTE Bajai Observatóriuma

Szeged
2016

Tartalomjegyzék

Bevezetés	2
1. Elméleti összefoglaló	3
1.1. Fedési kettőscsillagok	3
1.2. Pulzáló csillagok	6
1.3. Pulzáló komponenset tartalmazó fedési kettőscsillagok	12
2. Mérési adatok	14
2.1. A Kepler űrtávcső program	14
2.2. A KIC 3858884 általános leírása	15
2.3. Felhasznált adatsorok	16
3. Adatfeldolgozás	19
3.1. Az adatsorok előkészítése	19
3.2. A fedési és pulzációs fénygörbék szeparációja	19
3.2.1. Kettősmodell illesztése a PHOEBE programmal	21
3.2.2. Periódusanalízis	22
3.3. A modellezés leírása	22
3.4. Az Eclipse Mapping és Direct Fitting leírása	25
4. Eredmények	30
4.1. A fénygörbe komponenseinek különválasztása	30
4.2. A kiválasztott frekvenciák Eclipse Mapping vizsgálata	30
4.3. Gömbharmonikusok illesztése	38
Összefoglalás	41
Köszönetnyilvánítás	42
1. Függelék	43
Hivatkozások	44

Bevezetés

A csillagok belső szerkezetének megállapítása nagy kihívást jelent a csillagászok számára. Ahogyan fel tudjuk térképezni a Föld belsejét a szeizmológia segítségével, földrengések útján, teljesen hasonló módon határozhatjuk meg csillagrendszerekből a csillagok belső szerkezetét. Fontos különbség, hogy amíg a Föld esetén a nagyobb mértékű rengések alkalmoszerűen történnek, a csillagrendszerek folyamatosak, ezzel elősegítve megfigyelésüket. A Nap esetén könnyen elvégezhető volt ez a feladat (mivel felbontható a felszíne), a helioszeizmológia segítségével derítették ki például, hogy a Nap áramlási és sugárzási zónája között egy átmeneti réteg, ún. „tachoklína” helyezkedik el, amely valószínűleg a Nap mágneses terének kialakításában játszik szerepet.

A többi csillagok belső szerkezetével az asztroszeizmológia foglalkozik, de eddig csupán a Nap-típusú oszcilláló csillagokra volt sikeres, mert a Fourier-spektrum vizsgálatával és néhány egyszerű mennyiség ismeretében néhány módus azonosítható, s a környezetük vizsgálatával további módusok detektálhatóak. Ugyanakkor más típusú csillagoknál kevésbé eredményes a módusazonosítás [4], bár a KEPLER és CoRoT űrtávcsövek (ultrapontos és majdnem 4 éven át folyamatosan tartó) méréseinek elemzésével a helyzet javulóban van. A fő akadály az, hogy a csillagoknak csak a korongra integrált fényének periodikus változását tudjuk mérni, a tényleges, korongon látható intenzitáseloszlásról nem tudunk információt szerezni. Ennek áthidalása érdekében az elmúlt évtizedekben egyedülálló csillagokra többszín-fotometriai, illetve nagyfelbontású spektroszkópiai információra alapuló eljárásokat dolgoztak ki és alkalmaztak több-kevesebb sikerrel. Egyre több pulzáló változót fedeznek azonban fel kettős csillagrendszer tagjaként, többségük fedési kettős is. Az ilyen rendszerek különösen hasznosak, két okból is. Egyrészt a tagcsillagokra pontos fizikai jellemzők határozhatóak meg (pl. tömeg és sugár), ami elsődleges fontosságú az asztroszeizmológiához. Másrészt, mivel a fedő csillag gyakorlatilag letapogatja a pulzáló komponens felszínét, egyedi moduláció lép fel az amplitúdókban, és ez segít visszakövetkeztetni a felszíni mintázatra, anélkül, hogy részletes csillagmodellekre lenne szükség.

A kutatásom során egy ilyen fedési kettőscsillagra, a KEPLER űrtávcső által kimért KIC 3858884 rendszerre végeztem el a pulzációk módusazonosításainak az első lépéseit. Egy egyedileg kidolgozott iterációs eljárással különválasztottam a fényességváltozás sztatikus – fedési és dinamikus – pulzációs – komponenseket. A fedési komponens elemzésével pontosítottam a kettős szakirodalomban szereplő modelljét. Ezután azt felhasználva, két, témavezetőm által kidolgozott független módszerrel meghatároztam a domináns frekvenciákra a legvalószínűbb móduskonfigurációt. A teljes asztroszeizmológiai elemzés – mely sokkal nagyobb volumenű analízist igényel – egy későbbi tanulmány része lesz.

1. Elméleti összefoglaló

A fejezet első két alpontjának elsődleges forrása [1] és [2].

1.1. Fedési kettőscsillagok

Kettőscsillagoknak nevezzük az olyan csillagrendszereket, amelyek két, gravitációsan kötött csillagból állnak és közös tömegközéppontjuk körül keringenek. A legutóbbi évtizedek felmérései azt mutatják, hogy a Naphoz hasonló csillagoknak több, mint fele ilyen rendszerben található [10]. Ha egy kettőscsillag pályasíkja úgy helyezkedik el a térben hozzánk képest, hogy a két komponens a keringése során kölcsönösen elfedi egymást, **fedési kettőscsillagnak** nevezzük, jellegzetes periodikus fényváltozásukból könnyen felismerhetők. Ebből adódóan a fényváltozás leírásában az idő változót az ún. *orbitális fázissal* is kifejezhetjük, ami definíció szerint a keringési időre normált, 0 és 1 közé eső szám:

$$\phi_{orb}(t) = \frac{t - t_0}{T} - \left\lfloor \frac{t - t_0}{T} \right\rfloor \quad (1)$$

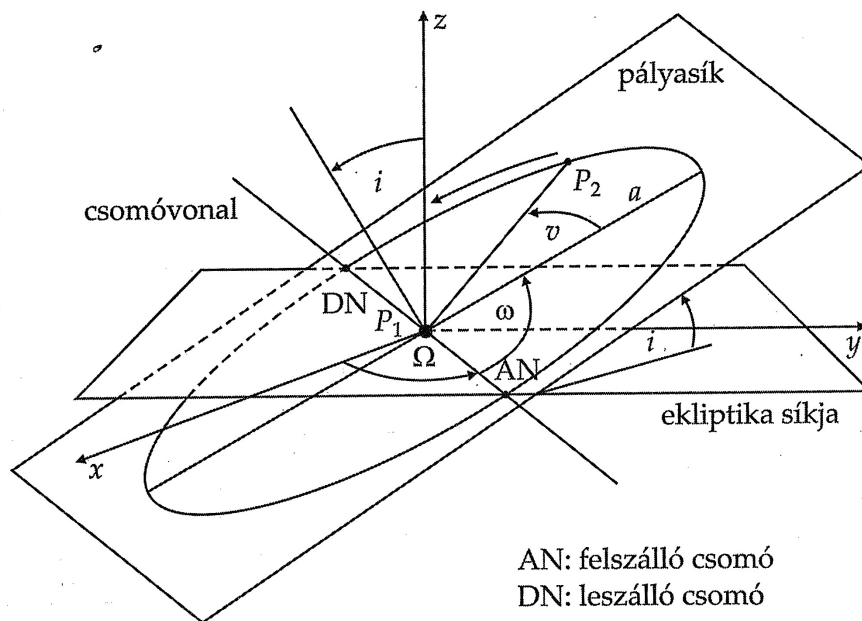
Itt t a megfigyelt időpont, t_0 egy tetszőleges kezdeti időpont – de általában valamelyik fedési esemény közepének az időpontja –, valamint T a keringési idő. A csillagok jellemzése szempontjából kiemelten fontos tulajdonság még a csillagok tömege (M_1 és M_2), valamint fényteljesítménye, amelyet luminozitásnak nevezünk (L_1 és L_2). A csillagok tömegei helyett sok esetben a két komponens tömegarányát (konvenció alapján M_2/M_1) is szokás megadni, amelyet q -val jelölnek. Ehhez kapcsolódóan, az elsődleges – 1-es indexű – csillagnak azt a komponenszt szokták megválasztani, amelynek elfedése nagyobb elhalványodást (mélyebb fedést) eredményez. Általában, de nem feltétlenül mindig, a nagyobb tömegű csillag lesz az elsődleges. A pályát hat paraméterrel írhatjuk le térben és időben. Közülük két paraméter a pálya alakját határozza meg, két szögmennyiség a pályasík térbeli helyzetét jellemzi, egy harmadik szög a pályának a pályasíkon belüli helyzetét jelöli ki, végül a hatodik, időpont jellegű mennyiség a mozgást időben helyezi el. Ezen hat úgynevezett *pályaelem* kettőscsillagokra szabott értelmezése az alábbiak szerinti:

- Az elliptikus pálya *fél-nagy tengelye* (a) a pálya méretét határozza meg.
- Az *excentricitás* (e) a pálya lapultságát jellemzi.
- A *pályahajlás* vagy *inklináció* (i) a pályasík normálisa és a látóirány által bezárt szög, vagy még szemléletesebben a pályasík és az égbolt síkja közötti szög.
- A *felszálló csomó hossza* (Ω) az inklináció mellett a pályasík térbeli helyzetét leíró másik szög, szemléletesen a pályasíknak a látóirány körüli pozíciószöge. Értelmezéséhez a *felszálló csomó* fogalmára van szükség. Ez a pálya és az égbolt síkjának azon metszéspontja, amelyen való áthaladáskor a másodlagos csillag az égbolt az égbolt

síkja „mögé” kerül. A felszálló csomópontot és az elsődleges csillagot összekötő félegyenes a *felszálló csomóvonal*. A felszálló csomó hossza az égbolt síkjában a felszálló csomóvonal és az északi irány közötti szög (a szokásos trigonometriai irányban mérve).

- A *periasztron argumentuma* (ω) a periasztron iránya és a felszálló csomóvonal közötti szög.
- A *periasztronon való áthaladás* valamelyik időpontja (τ), amikor a két csillag a legközelebb van egymáshoz (körpálya esetén, periasztron híján, a felszálló csomón való áthaladás időpontját veszik).
- A pálya félnagytengelye (a).

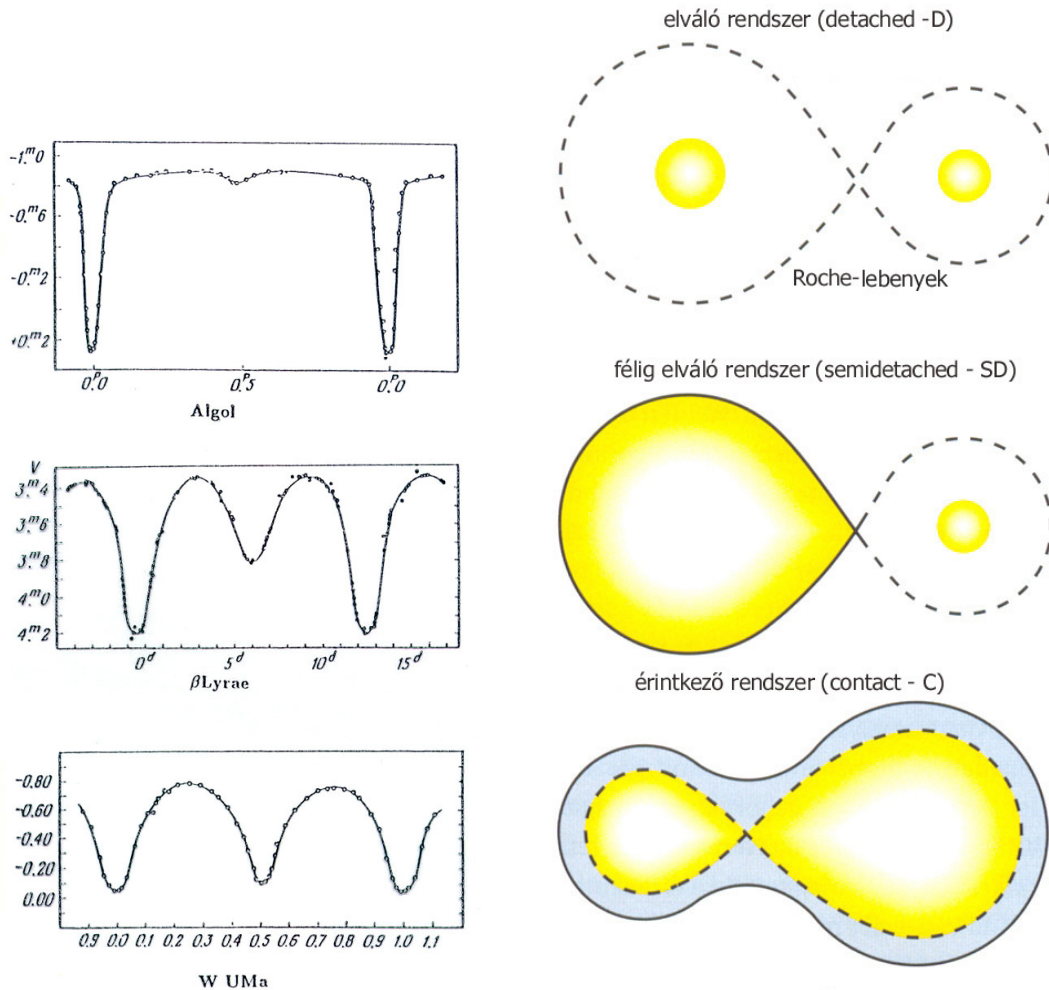
Ha ezen pályaelemek ismertek, akkor a csillagok pozíciója bármely időpontban megadható.



1. ábra. Pályaelemek az egycentrum problémában. A szemléltető ábrán megvan jelölve a v valódi anomália is. (Forrás: Kovács J.: *Theoria motus corporum coelestium*, 2015-ös Meteor évkönyv, (195. o.), 2014).

Fedési kettőscsillagok esetén fotometriai és spektroszkópai mérések együttes elemzésével ezek a paraméterek többségükben kiszámíthatóak. A fedési rendszerek többségében az inklináció 90 fok közeli, azaz a látóirányuk közel van a rendszer keringési síkjához. Pontosan 90 fokos inklinációnál a fedések centrálisak.

A fedési kettőscsillagokat általában két szempontból szokás osztályozni: fénygörbéjük alapján, illetve az ún. „Roche-lebeny” (vagy „Roche-térfogat”) kitöltöttsége alapján.



(a) Fénygörbe alapján történő osztályozás (Forrás: astro.u-szeged.hu)

(b) Roche-térfogat kitöltöttsége alapján történő osztályozás. (Forrás: Sterne und Weltraum 2008/12 alapján)

2. ábra. Fedési kettősök osztályozása.

Fénygörbének nevezzük azt a grafikont, amely a csillagok időbeli fényváltozását jellemzi. Ez alapján három osztály különíthető el, amelyet 2a. ábrán szemléltettem.

- **Algor:** a csillagkomponensek távolsága viszonylag nagy, így az árapályhatások elhanyagolhatóak. Angol rövidített jelölése: EA.
- **β Lyrae:** csillagpáros szeparációja kicsi, érintkeznek egymással, így erős árapály kölcsönhatás tapasztalható. Angol rövidített jelölése EB.
- **W UMa:** a Roche-lebeny annyira kitöltött, hogy már közös gázfelhő, atmoszféra alakul ki. Angol rövidített jelölése EW.

Kimutatható, hogy a kettőscsillagok alakjai jó közelítéssel leírhatók egy közös Roche-potenciál azonos értékének megfelelő, ún. ekvipotenciális felületével. Ez a potenciál

foglalja magában a két csillag gravitációs, valamint a keringés centrifugális potenciálját. **Roche-lebenynek** nevezzük azt a kettőscsillagok ekvipotenciális felületei által határolt térrészt, ami mindkét csillagot egyenként körülveszi, és közöttük érintkezik az úgynevezett L1 Lagrange-pontban. Ennek kitöltöttsége alapján három csoportba lehet osztályozni a fedési kettőscsillagokat (2b. ábra):

- elváló, angolul detached (D)
- félig elváló, angolul semi-detached (SD)
- érintkező, angolul contact (C)

A kétféle osztályozás lazán kötődik egymáshoz. Az Algol-féle típusú fedési kettőscsillagok elváló, β Lyrae-típusúak általában félig elváló rendszerek, míg a W UMa rendszerek érintkezőek. Meg kell jegyezni, hogy a fénygörbék jellegét a fedésen kívül számos fizikai jelenség is bonyolítja. Például a közelebb elhelyezkedő csillagok egymást is fűthetik, ezáltal az egymás felé eső oldalaik forróbbak lesznek. Ráadásul az ilyen rendszerekben a csillagok már elnyúltak, csepp alakúak az árapályhatásnak köszönhetően, ami ellipszoidális fényváltozásokat eredményez. Az itt felsorolt jelenségek a fedésen kívüli fényességváltozás fő okai.

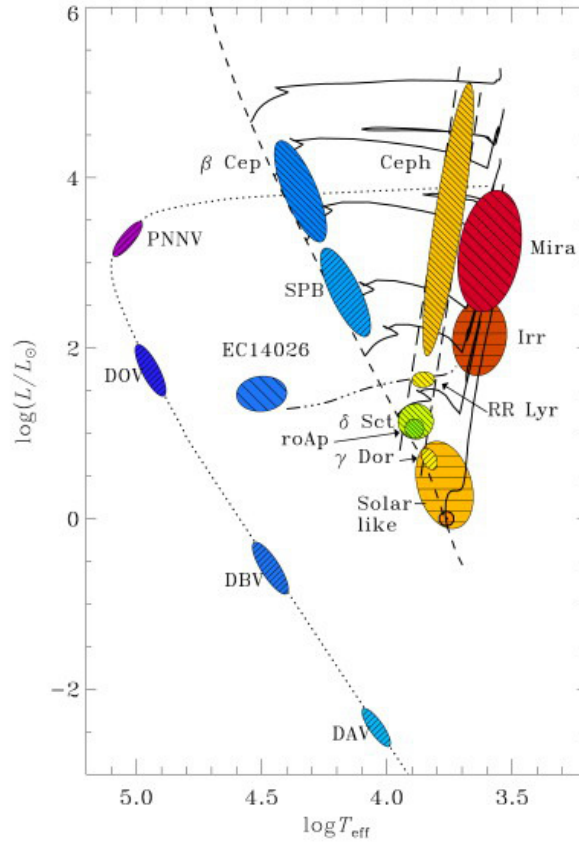
Az asztrofizikában a fedési kettőscsillagok nagy jelentőséggel bírnak, mivel a fedési fénygörbének vizsgálatából és a csillagokon elvégzett színképelemzés segítségével megállapíthatók a csillagok abszolút fizikai paraméterei, mint például a tömeg, sugár vagy hőmérséklet.

1.2. Pulzáló csillagok

A csillagok periodikus fényváltozását mutató másik, nagy csoportját a pulzáló csillagok alkotják. A fedési kettősökkel ellentétben ezek fizikai változók: a csillag ritmikus, lüktető összehúzódásának és kitágulásának következtében ismétlődő fényességcsökkenést és -növekedést mutat. A hosszú ideig tartó pulzálás arra utal, hogy a csillagok stabil egyensúlyi helyzetük körül tartósan „rezegnek”, amihez különleges belső szerkezet, kémiai összetétel szükséges, hogy hatékony fenntartó mechanizmust eredményezzen. Emiatt az asztrofizika egyik legfontosabb ábrája, a *Hertzsprung-Russell Diagram* (továbbiakban HRD) jól meghatározott helyein találhatóak, amit a 3. ábrán tüntettem fel. A HRD-n a csillagokat felszíni hőmérsékletük (vízszintes tengely) és fényteljesítményüket kifejező abszolút fényességük (függőleges tengely) alapján helyezik el. Fő jellegzetessége, hogy a csillagok túlnyomórészt egy a jobb alsó saroktól a bal felső sarokig húzódó *fősorozaton* helyezkednek el rajta.

Az említett ábrán az is látható, hogy egyes pulzáló változócsillag-típusok (pl. γ Doradus, δ Scuti, RR Lyrae, stb.) egy *instabilitási sávnak* nevezett területen belül helyezked-

nek el. Fejlődésük során a csillagok viszonylag rövid ideig tartózkodnak ezen a területen, de emberi időskálán bőven elegendő ideig, hogy pulzációjuk megfigyelhetőek legyenek.



3. ábra. Legfontosabb pulzáló változócsillag típusok a HRD-n. (Forrás: Christensen-Dalsgaard 2003 alapján)

A csillagok anyagának térbeli oszcilláló mozgása, illetve csomóhelyei (az állandóan nyugalomban levő térbeli elemek) matematikailag három, gömbi koordinátarendszerben található ortogonális irányban írhatóak le a legkönnyebben. A pulzáció jellemezhető az r középponttól való távolsággal, θ szélességi jellegű, északi pólustól mért szöggel, illetve a φ szintén szögben mért hosszúsággal. A kis amplitúdójú pulzációk elmélete szerint a gömbszimmetrikus csillagok egyes pontjainak (r, θ, φ) irányokban mérhető elmozdulását a következő kifejezések adják meg [4]:

$$\xi_r(r, \theta, \varphi, t) = a(r)Y_\ell^m(\theta, \varphi) \exp(-i\omega t) \quad (2)$$

$$\xi_\theta(r, \theta, \varphi, t) = b(r) \frac{\partial Y_\ell^m(\theta, \varphi)}{\partial \theta} \exp(-i\omega t) \quad (3)$$

$$\xi_\varphi(r, \theta, \varphi, t) = \frac{b(r)}{\sin \theta} \frac{\partial Y_\ell^m(\theta, \varphi)}{\partial \varphi} \exp(-i\omega t) \quad (4)$$

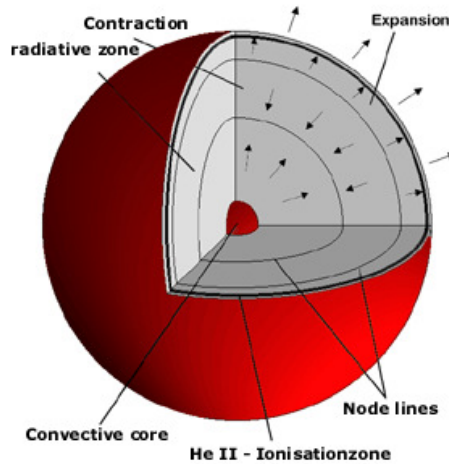
A fenti egyenletekben $a(r)$ és $b(r)$ az amplitúdók, $\omega = 2\pi\nu$ az oszcilláció körfrekvenciája, t az idő és $Y_\ell^m(\theta, \varphi)$ a gömbfüggvények, amelyeknek formulája következőképpen néz ki:

$$Y_\ell^m(\theta, \varphi) = c_{\ell m} P_\ell^m(\cos\theta) \exp(im\varphi) \quad (5)$$

ahol $c_{\ell m}$ egy ℓ -től és m -től függő normalizációs konstans, $P_\ell^m(\cos\theta)$ az ún. csatolt Legendre-polinomok:

$$P_\ell^m(\cos\theta) = \frac{(-1)^m}{2^\ell \ell!} (1 - \cos^2\theta)^{\frac{m}{2}} \frac{d^{\ell+m}}{d\cos^{\ell+m}\theta} (\cos^2\theta - 1)^\ell \quad (6)$$

Ha a pulzáció csak sugárirányú, akkor **radiális pulzációról** beszélünk. Ekkor a csillag összehúzódik és kitér, ezzel párhuzamosan, némi késéssel a csillag felszíne némileg felmelegszik és lehűl. A radiális pulzációt egy **rendnek** nevezett n radiális kvantumszámmal lehet jellemezni, amely megadja a sugárirányban található csomófelületek számát. A csomófelületek ellentétes fázisban mozgó résztérfoogatokat választanak el, ahogyan a mellékelt 4. ábra is mutatja.



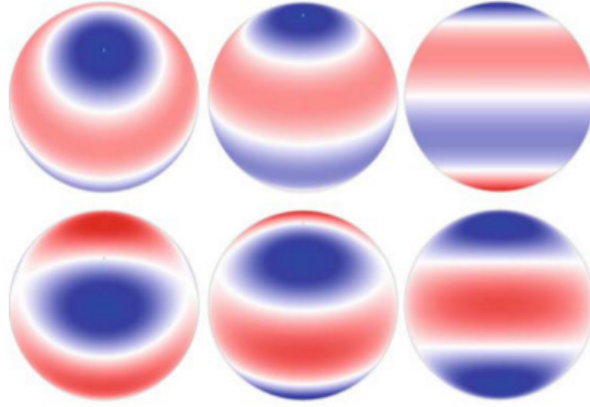
4. ábra. Radiális módus szemléltetése, $n=3$ esetén. (Forrás: Zima, 1999)

Nemradiális pulzáció esetén a csillag gömbszimmetriája megszűnik, ekkor egy kicsit deformálódik a csillag felszíne. Ez a felszíni intenzitáseloszlásban is jelentkezik és két számmal egyértelműen jellemezhető. Az ℓ **fokszám** megadja, hogy a csillag felszínén összesen hány csomóvonal található. Az m **azimutális rend** megadja, hogy ebből hány megy át a pulzációs tengely pólusain. Ennek értéke az ℓ és $-\ell$ közé eshet, így adott ℓ -hez $2\ell + 1$ féle m azimutális szám tartozhat. A csomóvonalak hálózata a csillag felszínét váltakozó fázisban mozgó részekre bontja fel. A pulzációs mintázat egyenlítőre viszonyított szimmetriája alapján vannak szimmetrikus és aszimmetrikus módusok. Könnyen felismerhető, hogy ezt az $\ell + |m|$ paritása határozza meg: ha páratlan, akkor aszimmetrikus, ha

páros, akkor szimmetrikus.

Tehát a pulzációt általában egy (n, ℓ, m) számhármassal jellemezhetjük, amelyben az n -től maga a frekvencia, míg az (ℓ, m) -től a felszíni mintázat függ elsősorban. A nemradiális pulzációra az 5. ábrán mutatok példát.

Az ℓ és m viszonya alapján háromféle nemradiális oszcillációt szoktunk megkülönböztetni. Az $m = 0$ azimutális rendű módusokat **tengelyszimmetrikusnak**, az $|m| = \ell$ azimutális rendűeket **szektoriálisnak** nevezzük. Minden más ℓ, m párossal leírt módust **tesszerális módusnak** hívjuk [11].



5. ábra. Nemradiális pulzációs mintázat szemléltése, $\ell = 3$ esetére. Soronként $m = 0$ és $m = 1$, illetve oszloponként a pulzációs tengely 60, 30 és 0 fokkal van megdőntve a látóirányhoz képest (Forrás: Aerts, Christensen-Dalsgaard, Kurtz: Asteroseismology 2010).

A módus frekvenciáját a csillag forgása is befolyásolja. A fenti egyenletekből $m \neq 0$ módus esetén az exponenciális tagban levő fázis faktor $\exp(-i(2\pi\nu t - m\varphi))$ alakú lesz. A fázis faktor azt jelenti, hogy ezek a módusok az előjelüknek megfelelően forgás irányába (pozitív m -ekre), illetve éppen ellenkező irányba látszódnak haladni (negatív m -ekre). Ez a pusztán geometriai hatás – amely abból adódik, hogy egy forgó koordinátarendszerben pulzáló csillagot egy külső, álló vonatkoztatási rendszerben figyelünk meg, – további fizikai hatásokkal is kiegészül, melyeket nagyobb forgási sebesség esetén a jelentőssé váló centrifugális és Coriolis-erők, valamint a gömbszimmetriától való eltérések okoznak. Ezek együttes hatása annyiban tér el a geometriaitól, hogy az $m\Omega_0$ tagban egy járulékos $C_{\ell m}$ szorzó jelenik meg:

$$\Omega_{\text{obs}} = \Omega_{\text{phys}} + m C_{\ell m} \Omega_0 \quad (7)$$

ahol Ω_{obs} a megfigyelt körfrekvencia, Ω_{phys} a csillag tényleges körfrekvenciája és Ω_0 a csillag forgási szögsebessége. Ez okozza a frekvenciák felhasadását: álló csillagban rögzített ℓ mellett az összes m módusszámhoz ugyanaz a frekvencia tartozik, míg forgó csillagban azok a fenti képlet alapján hasadnak fel. Ugyancsak ennek köszönhető, hogy –

mivel minden csillag forog valamilyen mértékben – az általunk megfigyelt frekvenciák eltérnek a csillag sajátfrekvenciáitól, utóbbiak pedig csak az azonosított módusok (ismert m) esetére állapíthatók meg a forgási sebesség ismeretében. *Ennek az a következménye, hogy a pulzációs mintázatokat nem a forgó csillagon, hanem annak az égbolt síkjára vetített korongján tudjuk vizsgálni (és például rekonstruálni).* Ha a gömbszimmetria sérülése elhanyagolható a kis amplitúdók miatt, és a csillag forgása sem jelentős, akkor $C_{\ell m} \simeq 1$, és a felhasadás is egyenletes mértékű.

Mivel az általam alkalmazott módusazonosítási módszerek a csillagok felszíni intenzitáseloszlásának fedések alatt történő mintavételezését használja ki, ezért kissé részletesebben foglalkozom pulzációs felszíni mintázatokkal. Ha $I(\theta, \phi; t)$ -vel jelöljük a hely- és időfüggő intenzitást, akkor adott (ℓ, m) móduspárra az intenzitás felszíni eloszlását az alábbi összefüggés határozza meg:

$$I(\theta, \phi; t) = \sqrt{4\pi} \Re \{ I_0 Y_\ell^m(\theta, \phi) \exp[-i(\omega_0 t - \delta_0)] \} \quad (8)$$

ahol \Re az argumentumban szereplő komplex mennyiség valós részét jelöli. I_0 az alapintenzitás, ω_0 a megfelelő körfrekvencia, δ_0 a hozzátartozó fáziskésés. Hogy a csillagról mért összintenzitást megkapjuk, a csillag látható korongjára kell integrálni a fenti mennyiséget, majd a csillag korong A területével kell leosztani. Így az átlagos intenzitás:

$$I(t) = \frac{1}{A} \int_A I(\theta, \phi; t) dA \quad (9)$$

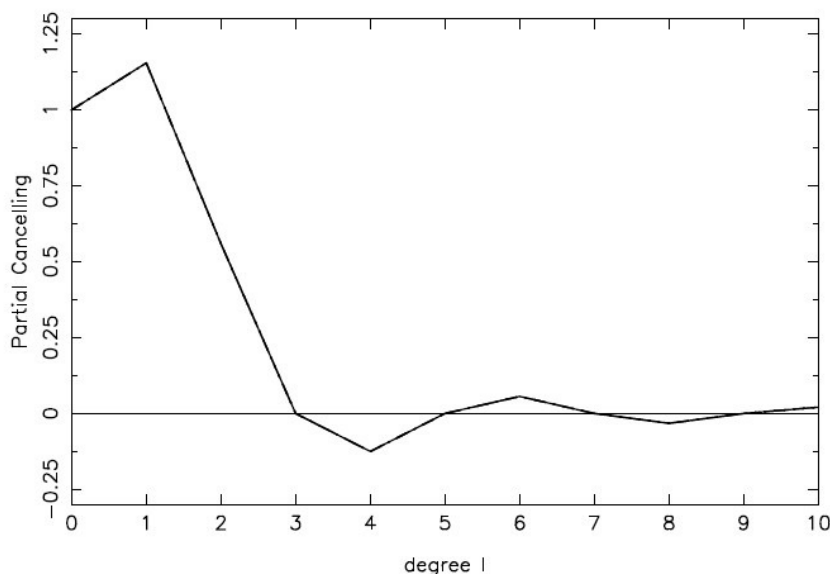
Megmutatható, hogy a fenti mennyiség integrálás után az alábbi alakba írható.

$$I(t) = S_\ell^{(I)} I_0 \cos(\omega_0 t - \delta_0) \quad (10)$$

ahol $S_\ell^{(I)}$ az úgynevezett térbeli válaszfüggvény, amely egyszerű esetekben analitikusan, de általánosan csak numerikusan számolható ki (a fő bonyolító tényező a szélsötétedés jelensége). Ez a függvény korlátozza le a ténylegesen látható radiális módusokat, azaz a legpontosabb fotometriával sem lehetséges $\ell \geq 6$ módusok azonosítása (6. ábra). Meg kell jegyezni, hogy hasonló eredményre jutunk, hogyha ugyanezt a számolást a csillag felületelemeinek radiális sebességeire végezzük el, lévén hogy az felszín egyes elemeinek mozgását ugyanazok az egyenletek írják le.

A pulzációt kiváltó ok és fenntartó mechanizmus többféle lehet. Ehhez olyan elméletek szükségesek, amelyek öngerjesztőek és csillapítás ellenére is periodikus rezgéshez vezetnek. A szakirodalomban négy fő hajtómechanizmust különböztetnek meg: γ -, κ -folyamat, konvektív hajtás és sztochasztikus gerjesztődés.

A **γ -mechanizmus** során a csillag magjában zajló fúziós energiatermelés rátája változik. Amikor egy energiatermelő régió összenyomódik, a hőmérséklet megnő, így több energia tud felszabadulni. Ennek köszönhetően a fúziós régió kitágul, a hőmérséklet csökken,



6. ábra. Nemradiális módusok láthatósága ℓ szerint (Forrás: Aerts, Christensen-Dalsgaard, Kurtz: Asteroseismology 2010).

így energiatermelés is lecsökken, és a folyamat kezdődik előlről.

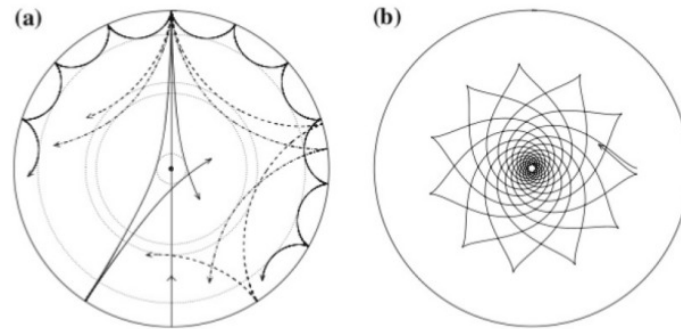
A **κ -folyamat** során a csillag belsejéből érkező energiafluxus felmelegíti a felszín közelében lévő réteget, ennek következtében az ott lévő atomok ionizációs foka megnő, azaz több elektron szakad le az atomról. Ezáltal megnő az opacitás (átlátszatlanság). A megnövekedett nyomás hatására kitágul a réteg, hőmérséklete lecsökken, így az atomok újra befogadják az előbb leszakadt elektronokat, vagyis csökken az atomok ionizációs foka. Az opacitás csökkenésével csökken a nyomás és az egész ciklus kezdődik előlről. Ez az egyik legsikeresebb elmélet, mivel egyes változótípusokra már tudni lehet, hogy mely kémiai elem (hidrogén vagy hélium) mely ionizációs változása okozza a pulzációt.

A **konvektív hajtásnál** hasonló szerepe van a külső, pulzáló rétegnek, de itt a csillag konvektív rétege akadályozza időről időre az érkező fluxus magból kifelé való áramlását. Összenyomódáskor eltárolja a benne rejlő energiát, majd kitáguláskor továbbadja a pulzáló rétegnek.

A **sztochasztikus gerjesztődés** a Naphoz hasonló csillagok pulzációjánál jelentős. A véletlenszerű gerjesztődés oka a konvektív cella külső rétegeiben történő turbulencia. Az erős konvektív áramlás pedig a felszíni rétegekben széles frekvenciatartományú akusztikus zajt generál, és ez Nap-szerű oszcillációkat gerjeszt.

A nemradiális módusok kétféle módon jönnek létre: p-hullám és g-hullám segítségével (7. ábra). A **p-hullámokat** nyomáshullámnak is szokták nevezni, nevükből adódóan a nyomás határozza meg ezeket és amplitúdója a felszín közelében a legnagyobb. A **g-hullámoknál** a gravitáció és a felhajtóerő együttesen határozza meg a nemradiális módus terjedését. Frekvenciájuk kisebb, és a csillag belsejében a legerősebbek. Így ezeknek a hullámoknak az észlelése, detektálása nehéz, nagy érzékenységű távcsövek és műszerek

szükségesek hozzá. Ilyenek például a CoRoT és KEPLER űrtávcsövek, amelyek fotometriai érzékenysége százszor, illetve ezerszer jobb a legjobb földi műszerekénél.



7. ábra. A p- (a) és g-hullámok (b) szemléltetése (Forrás: Aerts, Christensen-Dalsgaard, Kurtz: Asteroseismology 2010)

1.3. Pulzáló komponenset tartalmazó fedési kettőscsillagok

Az egyedülálló pulzáló csillagok esetében a fénygörbe csak a benne rejlő frekvenciákról ad információt, ami több (radiális és nemradiális) módus esetén nagyon sokféle lehet. Az is előfordulhat, hogy egy frekvenciához több módus is tartozik, de az ezeket eredményező fizikai folyamatok különböznek tőlük. Ha sikerülne meghatározni, hogy mely frekvencia melyik pulzációs módushoz tartozik, akkor modellező programok segítségével megismerhetnénk a csillag belső szerkezetét. Egyedülálló csillagoknál például több olyan modell létezik, amellyel spektroszkópia segítségével tudunk módusokat azonosítani, mert a nemradiális pulzáció modulálja a színképvonalak profiljait. Ugyanakkor ez a moduláció még mindig a látható korongra felösszegzett mennyiség, nincsen felszíni mintavételezés, emiatt ezek a módszerek nem túl hatékonyak. Ráadásul bemenetként ismerni kell a csillag teljes belső és légköri modelljét; előbbit a sajátfrekvenciák megállapításához, utóbbit pedig ahhoz, hogy légkörnek a rezgéshullámokra adott válaszát lehessen megmondani.

Ehhez nyújthat segítséget egy társcsillag, amely időnként elfedi a pulzáló csillagot. A csillag minden egyes módushoz tartozó pulzációs mintázata gömbfüggvények segítségével modellezhető le, és ezek összege határozza meg lényegében, hogy mit látunk a fénygömbben. Fedéskor az inklinációtól függően megtörik ez a szimmetria, aszimmetria és amplitúdó-moduláció lép fel. Ezeken kívül sok mindentől függ még a moduláció jellege, mint például a forgástengelytől, pulzációs tengely irányától is. Általában ez a kettő tengely megegyezik, bár vannak olyan esetek, amikor ez nem teljesül. Egyik ilyen eset, amikor a pulzáló komponens roAp típusú, egy gyorsan rezgő (**rapidly oscillating**), erős mágneses térrel rendelkező, forró csillag. Itt az erős mágneses tér miatt a pulzációs tengely nagyobb valószínűséggel áll be a mágneses tengely irányába, ami eltérhet a forgástengelytől (ferde rotátor modell).

A másik eshetőség, hogy ha a kettőscsillag rendszere szoros, akkor az árapályerők miatt a pulzációs tengely elbillenhet a kísérő felé, és annak keringésével összhangban foroghat. Mindkettő esetén fedésen kívül is látható frekvenciafelhasadás és álmódusok jönnek létre. Ezekről a speciális esetektől eltekintve a moduláció magán a teljes fénygörbén alig vehető észre, de a fedési fénygörbe levonásával már látható különbség van a normál és a fedéskori pulzációban.

Mivel minden egyes módushoz eltérő pulzációs mintázat tartozik, a fedéskor is jól megkülönböztethető amplitúdó- és fázismoduláció jelentkezik. Ezeknek nagysága és jellege a fedés során bekövetkező fényességváltozás profilját meghatározó geometriai tényezőktől függ. Legnagyobb mértékben az inklinációtól és a csillagsugarak arányától függ. Megmutatható, hogy kör alakú pályák esetén a legnagyobb moduláció a „közepes” inklinációértékeknél fog teljesülni, valamint az is előnyös, ha az elfedő sztatikus komponens minél nagyobb. Az előbbinél a szimmetrikus módusok modulációinak eltűnése az ok, utóbbinál az egyidőben történő, azonos elfedett felületelemek állnak a háttérben, Ekkor ugyanis a két mintavételezett terület átlaga fog megjelenni a modulációban, így az egyszerre elfedett területek egyedi felületi intenzitáseloszlásáról nem kapunk információt.

A valóságban kevés olyan kettőscsillagrendszer van, amelynek relatív pályája kör alakú. Sokkal jellemzőbb az excentrikus pályákon való mozgás, ami befolyásolja a fent leírt modulációkat. Számottevő változást az *excentricitás* és a *pericentrum argumentuma* okoz. A sztatikus csillag vetített pályája nem a pulzáló csillag egyenlítőjével párhuzamosan fog elhaladni, hanem ezektől a pályaelemektől függően különböző szöveget fog bezárni a csillag látszólagos pályája, amint az a 9. ábrán látható.

A kutatásom tárgya egy konkrét rendszernek, a KIC 3858884 pulzációs módusainak meghatározása a témavezetőm által megírt programcsomaggal. A programcsomag működésének alapjait a következő fejezetben fogom tárgyalni. A kitűzött célok:

- Előzetes vizsgálatként megállapítani, hogy a rendszer alkalmas-e a kitűzött feladat véghezvitelére (a pulzációs módusok beazonosítására).
- A rendszer kettősmodell illesztése a Phoebe nevű programmal [6], a korábban hivatkozott cikk [7] eredményeit kiindulási értéként felhasználva.
- A kettősmodell által szintetizált fénygörbe levonása a valódi adatsorból, majd a keringési frekvencia és felharmonikusainak eltávolítása.
- Period04 segítségével fehérítés segítségével a keringési frekvenciák, amplitúdók és fázisok meghatározása.
- A rekonstrukció elvégzése kettő különböző módon, csillag felszíni mintázatának illesztéssel, és közvetlenül gömbharmonikusok illesztésével.
- Eredmények összehasonlítása, értelmezése.

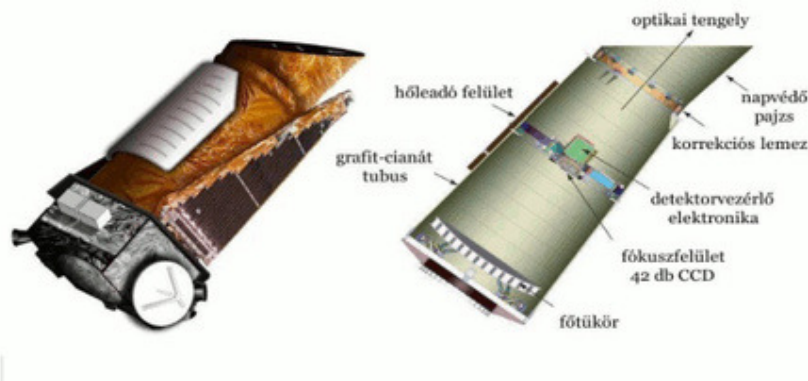
2. Mérési adatok

2.1. A Kepler űrtávcső program

A *Kepler* űrtávcsövet 2009. március 7-én indították el, amely a Földet követő pályáján 2009 és 2012 között a Hattyú és Lant csillagkép irányában közel 160 ezer csillagot figyelt meg egy rögzített, kb. 10×10 fokos égterületen. Elsődleges célja Földhöz hasonló, lakhatósági zónában keringő exobolygók keresése volt. Ennek feltétele, hogy azon az égterületen lévő csillagokat folyamatosan, legalább három éven keresztül figyelje meg a ultraprecíz méréssel.

Ezeknek a feltételeknek egy 1,4 méteres átmérőjű, f/1-es nyílásviszonyú, 95 cm-es szabad apertúrájú Schmidt-rendszer felel meg. [5]

A megfigyelt 105 négyzetfokos égterületet az optikai rendszer egy görbült fókuszsíkra képezi le. Itt található az a 42 darab, 2200×1024 pixeles CCD-chip, aminek érzékenysége 430 nm és 840 nm tartományban van. Az átlagos relatív mérési pontossága mintegy 10 ppm (parts per million), azaz 10 mikromagnitúdó.



8. ábra. A Kepler űrtávcső felépítése (Forrás: csillagaszat.hu)

A távcsövet negyedévenként 90 fokkal elforgatják, hogy a folyamatos energiaellátás végett a napelemek a Nap irányába nézzenek. A *Kepler* célpontjai 9 és 16 magnitúdó fényességtartományba esnek, kivételes esetekben 7 magnitúdós csillagok fényességmérésére is van lehetőség, illetve akár 20 magnitúdós vagy még halványabb égitest mérése is lehetséges. A pixelek gyors telítődése elkerülése végett 6 másodpercenként történik a kiolvasás, majd azokat összegezve egy kis részük 1 perces, többségük 30 perces integrációs idejű felvételként tárolódik. Az adatok letöltése havonta történik, így az adatok csökkentése érdekében előre kiválasztják azokat a csillagokat, amelyeknek csak egy bizonyos pixeltartományát tárolják el. A *Kepler* űrtávcső három különböző kategóriába eső objektumot észlel: bolygókeresésre használt, asztroszeizmológiai, és Guest Observer („Vendégészlelő”) célpontokat.

Az eredetileg három és fél évre tervezett programot 2012 tavaszán további négy évre

meghosszabbították. Nem sokkal később sajnálatos módon elromlott az irányzékot biztosító giroszkópok többsége, lehetetlenné téve a további méréseket. Némi technikai szünet után azonban egy olyan új működési módot találtak ki rá, amelyben az egyetlen ép giroszkópja segítségével is tartani lehet az irányzékot. Ebben az ún. K2 módban most az ekliptika mentén vizsgálódik tovább 2014 óta. Jelenleg is ebben a módban működik, mégpedig igen sikeresen, további exobolygók garmadáját fedezte fel többek között.

Az *asztroszeizmológiai* célpontok segítségével egyrészt a *Kepler* által felfedezett exobolygók anyacsillagának fizikai tulajdonságait lehet pontosabban meghatározni, másrészt a pulzáló változócsillagokat lehet jobban megérteni. A négyezer előre kiválasztott célpontokról készült adatsorok csillagszeizmológiai kiaknázására jött létre a Kepler Asztroszeizmológiai Tudományos Konzorcium, amelyen belül 13 munkacsoportot hoztak létre. Ezek további alcsoportra oszlanak, földi támogatás, adatfeldolgozás és modellezés szerint.

2.2. A KIC 3858884 általános leírása

Kepler célpontjai között található a KIC 3858884 objektum is, amely egy Algol típusú fedési kettőscsillag, Kepler fényessége 9,277 magnitúdó. Maceroni és tsai 2014-ben publikált cikkükben összegezték vizsgálataikat a csillagrendszerrel, melyhez spektroszkópai méréseket is végeztek [7]. Utóbbi általánosan is szükséges, mivel maga az űrtávcső fotonégyzetére egyetlen szélessávú hullámsávban működik, ezért, bármilyen pontosan méri a fényességet, nem szolgál színi információval, radiális sebességekről nem is szólva. A hivatkozott cikkben leírtak alapján meghatározták a csillagrendszer legfontosabb paramétereit, melyet az 1. táblázatban foglalok össze.

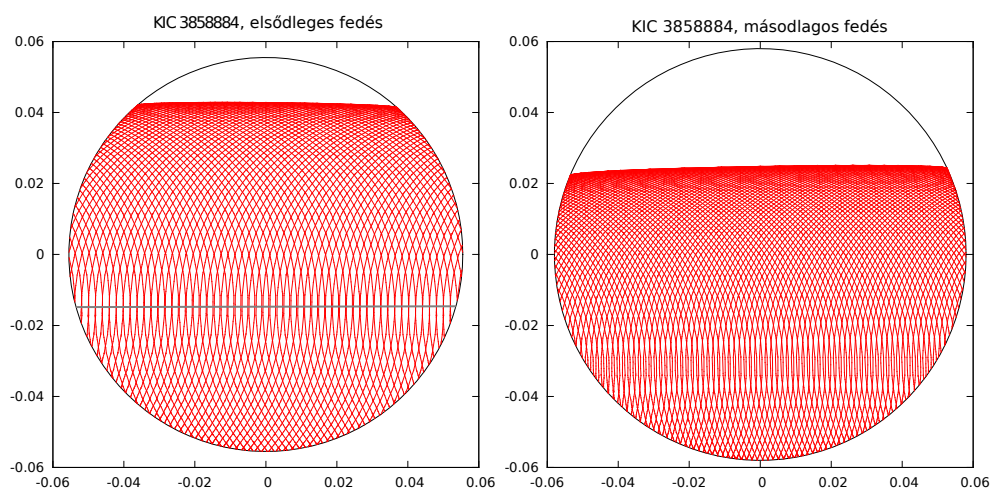
Fizikai paraméter	Érték	Hiba
P [nap]	25,952	0,00005
i [$^\circ$]	88,176	0,002
e	0,465	0,002
ω [$^\circ$]	21,61	0,01
q	0,988	0,22
a [R_\odot]	57,22	0,22
$T_{eff,1}$ [K]	6800	70
M_1 [M_\odot]	1,88	0,03
R_1 [R_\odot]	3,45	0,01
$T_{eff,2}$ [K]	6606	70
M_2 [M_\odot]	1,86	0,01
R_2 [R_\odot]	3,05	0,01

1. táblázat. A KIC 3858884 előzőleg meghatározott fizikai paramétereit.

Ezek, valamint a cikk eredményei közül az alábbiakat emelem ki:

1. A csillag szeparációja a csillagsugarakhoz képest sokkal nagyobb, így a kettőscsillag meglehetősen elváló rendszer.
2. Bár az excentricitás nagyra tűnik, a legkisebb szeparáció idején is kellő távolságban találhatók egymástól. A távolságváltozás okozta árapályhatás elhanyagolható.
3. A másodlagos komponens egy δ Scuti pulzáló változócsillag, ami az adatsor és az illesztett kettősmodell reziduumban látszódik: a másodlagos fedés tartományában sokkal nagyobb, mint az elsődlegesében; ez a másodlagos fedés alatti modulációra utal (és azért marad reziduumban, mert a szokványos modellezések állandó amplitúdót és fáziskésést feltételeznek).

Az első kettő pont különösen fontos a vizsgálataink szempontjából, mert a két később ismertetett eljárás feltételezi, hogy az árapályhatás nem torzítja el a csillag gömbalakját. A harmadik pont alapján pedig a pulzáció viszonylag kis amplitúdói biztosítják, hogy a gömbszimmetriától való eltérés elhanyagolható legyen.



9. ábra. A fedések „lábnyomai” a KIC 3858884 rendszer fő- és másodkomponensén. A fekete színű körvonal a fedést elszenvedő csillagkorong szélét jelöli, a piros színű körvonalak sorozata a különböző fedési fázisok idején az elfedő csillagkorong szélének helyzete. Utóbbinak középvonalán elhelyezkedő vonal a fedő csillag középpontjának az útvonala.

A fenti adatok ismeretében már meg lehetett vizsgálni, milyen az elsődleges komponens fedési lenyomata a másodlagoson. A 9. ábra jobb oldalán jól látható, hogy a pulzáló csillag felszíne kellőképpen van mintavételezve.

2.3. Felhasznált adatsorok

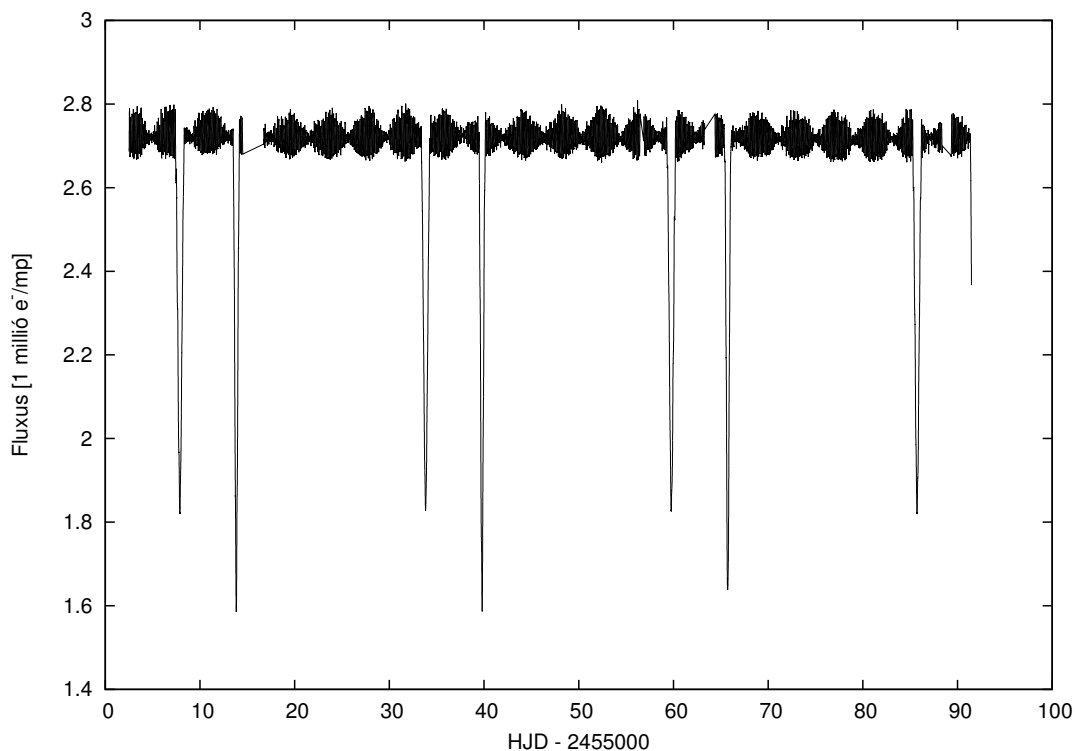
A *Kepler* által mért adatok nyilvánosan hozzáférhetőek, a csillagszeizmológiai célpontok adatsorai a KASC hivatalos weboldaláról tölthetők le. Az adatbázis alapján a KIC 3858884 objektum három negyedéves időszakon (kvarteren) keresztül egy percenként mintavételezett

(short cadence) célpont volt, míg a teljes működési idő alatt készült 30 percenként mintavételezett (long cadence) adatsor. A short cadence adatsorok a Q2, Q8 és Q9 negyedekben készültek el. Ezen kvarterek mérési idejét a 2. táblázatban foglalom össze [8].

Időszak [Q.m]	Kezdet	Vég
Q2.1	20-Jun-2009 00:10:56	20-Jul-2009 19:12:30
Q2.2	20-Jul-2009 19:42:54	19-Aug-2009 19:07:29
Q2.3	20-Aug-2009 20:38:32	16-Sep-2009 23:23:42
Q8.1	06-Jan-2011 20:30:55	24-Jan-2011 13:11:27
Q8.2	24-Jan-2011 14:40:43	22-Feb-2011 17:00:02
Q8.3	22-Feb-2011 18:29:18	14-Mar-2011 20:32:29
Q9.1	21-Mar-2011 00:10:11	26-Apr-2011 10:03:28
Q9.2	27-Apr-2011 02:44:53	25-May-2011 14:50:56
Q9.3	26-May-2011 06:04:04	26-Jun-2011 10:24:42

2. táblázat. A különböző mérési időszakok kezdési és befejezési időpontja UT-ben megadva. Formátum: Nap-Hónap-Év időpont.

A kutatás jelenlegi szakában a short cadence adatsorral foglalkoztunk, így az űrtávcsövet érintő események közül az ennek megfelelő időszakban történtek lesznek leírva.



10. ábra. A KIC 3858884 Q2 megfigyelési időszakban mért adatai.

A Q2 kvarterben, 2009. 07. 02-án a *Kepler* biztonsági üzemmódba lépett, az adatsorban körülbelül 2 napos hiány szerepel.

A Q8 kvarterben sajnos háromszor volt biztonsági üzemmódban a *Kepler*. A Q7 megfigyelési időszak leállítását követően rövidesen, 2010. 12. 22-én történt egy üzemzavar, emiatt a Q8 megfigyelési időszak a tervezetthez képest később indították el. A második hónap közepén (2011. 02. 01-én) történt egy rövid kimaradás, majd 2011. 03. 14-én bekövetkezett biztonsági üzemmód miatt korábban fejeződött be a megfigyelési időszak.

A Q9-es megfigyelési időszakot szerencsére nem érintette látszólag a Q8-ban történt események.

Az adatok letöltése után tehát három negyedévi adat áll rendelkezésre, két különböző időszakból, ezalatt a fedési kettőscsillag 9 keringést végzett összesen.

3. Adatfeldolgozás

3.1. Az adatsorok előkészítése

Az adatfájlok FITS kiterjesztésű, többdimenziós képfájlok, melyekben az integrált fluxusok mellett minden mérési időpontokra a csillag kis környezetének képei, az ún. *Target Pixel File*-ok is benne foglaltatnak arra az esetre, ha a fluxust új szempontok szerint újra akarnánk számolni. (Utóbbira egyébként a jelen tanulmányhoz végülis nem volt szükség.) A KEPLER adatok feldolgozására és egyéb ezzel kapcsolatos feladatok elvégzésére hozták létre a PyKE csomagot, amely Python/PyRAF környezetben fejlesztett és futtatható rutinokból áll. A BJD, SAP_FLUX és SAP_FLUXERR értékeket választjuk, amelyek rendre az észlelési időpont közepét megadó ún. Baricentrikus Julián Dátum, a *Kepler* által közvetlenül mért fluxus elektron per másodpercben, végül annak hibája, amit az űreszköz PA kimenete határoz meg. Az adatfájlok nagy mennyisége miatt ezt a feladatot PyRAF szkripttel végeztettem el.

Az így kinyert adatok viszont több okból szisztematikus hibával vannak terhelve. A legszámottevőbb hiba abból ered, hogy a *Kepler* mezőben lévő csillagok különböző megfigyelési időszakokban más-más CCD-chipen helyezkedtek el, ami a távcső negyedévenkénti elfordulásából ered. Bár a CCD-chipek gyártásakor törekedtek a minél nagyobb hasonlóságra, csillagászati mérésekkor észrevehető különbség van az egyes CCD-chipek érzékenységében. Ezt úgy lehet eltávolítani a már elkészített adatsorokból, hogy az egyes kvarterekre n -ed fokú polinom segítségével megillesszhető ez a szisztematikus hiba. Bár léteznek erre korrigált adatsorok (PDCSAP), saját készítésű python programmal végeztük el ezeket a korrekciókat. A polinomillesztés után egyre normáltuk le az adatokat az illesztett függvény leosztásával. Így a folyamat végeredménye fluxusra normált fénygörbe lett, amelyek összetolásával megkaptuk a továbblépéshez szükséges adatsort.

3.2. A fedési és pulzációs fénygörbék szeparációja

A sztatikus fedési és pulzációs komponens szétválasztását elsősorban az indokolja, hogy a fedések alatt a pulzáció amplitúdó- és fázismodulációt szenved, amit csak a fedési geometria ismeretében lehet megillesszteni, a módusazonosítás során. A két tag természetéből adódóan külön vagyunk képesek kezelni, hiszen az egész fényváltozás sztatikus átlagából kapjuk meg magát a fedés okozta fényességváltozást, míg ideális esetben a két adatsor különbsége lenne maga a pulzáció.

A fényességváltozás két komponenssé való szétválasztása egy hosszú, több ciklikus lépésből álló folyamat volt. Maceroni és társai előzetesen már meghatározták a rendszer legfőbb tulajdonságait, ezek eredményeit átvettük kiindulópont gyanánt, de a modellt finomhangolás alá vetettük. Erre azért volt szükség, mert a számunkra értékes információ a fedés alatti modulációban van kódolva, így kiemelt fontosságú a minél pon-

tosabb kettősmodell.

A továbbiakban összefoglalom, miként lett előállítva a három elvégzett iteráció során a beadott fénygörbe, majd ezt követően leírom az illesztés menetét, s az azok során kapott számunkra releváns eredményeket.

- Az elemzés kezdetekor a pulzációk adatai (frekvenciák, amplitúdók) még nem álltak rendelkezésre. Így azoktól a keringési fázisra való feltekerés után egy átlagolás eljárással – binneléssel – szabadultunk meg és állítottuk elő első közelítésben a fedés okozta fényváltozás fénygörbéjét. A binnelés röviden egy olyan eljárás, hogy vesz az adatsorban egymást követő N pontot, majd annak számtani közepével helyettesíti az N pont mérési időpontjának a közepén. Mivel az átlagolás elmosza az időbeli változásokat, ügyelni kellett arra, hogy a fedések profiljait ne érje ilyen jellegű károsodás. Ezért az elsődleges és másodlagos fedési, illetve a fedésen kívüli részekre külön-külön egyedileg szabott nagyságú binneléseket alkalmaztunk, mivel ezekben a részekben más-más a fényességváltozás nagysága és időintervalluma. Az elsődleges fedésre 120-as, a másodlagos fedésre 80-as, míg a többi részre 500-as binnelést alkalmaztunk. A binnelések értékeit ebben az első fázisban a keletkezett átlagolt fénygörbe vizuális ellenőrzésével, a próbálkozások és hibák módszerével állítottuk be.
- Az átlagos fedési fénygörbére a PHOEBE-vel egy finomított fedési kettős modellt nyertünk.
- Azt levonva az eredeti (binnelés nélküli) fénygörbéből, kaptuk a pulzációs komponens első közelítését. Ez az adatsor természetesen tartalmazta még a pulzációk fedések alatti amplitúdó- és fázismodulációját, amely többes csúcsokat eredményezett volna az idősor-analízis során a frekvencia-spektrumban. Ezért a fedések időszakait (elsődlegeset és másodlagosat egyaránt) kizártuk, mielőtt az adatsort a Period04 idősor-analízis programjával elemeztük volna.
- A nevezett Period04 program segítségével az első 150 legnagyobb amplitúdójú pulzáció paramétereit (frekvencia, amplitúdó, kezdőfázis) határoztuk meg.

Az iteráció végén

1. egy kettősmodell és az abból szintetizált fedési fénygörbe,
2. egy pulzációs modell és az abból szintetizált pulzációs fénygörbe,
3. valamint a fenti kettő összege és az eredeti fénygörbe különbsége mint *maradvány*

áll rendelkezésre.

A második iteráció elkezdéséhez az így meghatározott pulzációs modellt vontuk le az eredeti fénygöréből, ami már jobb közelítése a pulzációknak, mint az először alkalmazott binneléses módszer. Majd megismételtük az első iterációban már elvégzett lépéseket.

Az iteratív procedúra ismétlése során a két komponens egyre jobban szétválik egymástól, a teljes fénygöréből való eltérésük egyre kisebbé válik. A reziduumok, valamint a szeparációhoz alkalmazott modellillesztések paramétereinek monitorizásával lehet eldönteni, hogy meddig érdemes iterálni. Esetünkben ez három iterációt igényelt.

Miután a kettősmodell megfelelően konvergált, a negyedik iterációban elkezdhattük a pulzációk rekonstrukcióját az Eclipse Mapping eljárással. Ennek eredményei vezettek végül az első 8 frekvenciához tartozó módus azonosításához.

3.2.1. Kettősmodell illesztése a PHOEBE programmal

A kettős modell illesztéséhez a PHOEBE nevű programot használtam, amely lényegében egy, a nagy pontosságú úrtávcsöves (többek között KEPLER-) mérésekre is felkészített grafikus interfész-program a széles körben használt Wilson-Devinney kettősmodellező-és illesztő kódhoz. Maga a kód fotometriai, valamint kedvező esetben színképelemzés során kapott radiális sebesség-görbékből határozza meg a kettőscsillag fizikai és geometriai paramétereit.

Az egyes iterációkban beadott fénygörbe így -0,5 és 0,5 keringési fázisok és hozzátartozó normált fluxusok voltak. Ennek megfelelően a Phoebe programban a bemeneti adatsor tulajdonságait is így kellett megadni. A programban itt még külön beállítható, hogy milyen szűrőrendszer mely szűrőjében készültek az adatok, nekünk `Kepler:mean`-t kellett beadni. Ezt követően vagy megadtuk a paramétereket a cikk alapján, vagy második iterációtól az előző iterációból kapott illesztett paramétereket vettük át. Ezután az illesztéseket végeztettük el a következő paraméterekre.

ω pericentrum argumentum és excentricitás: mivel a fénygörbe paramétereinek ezek $e \cos \omega$, ill. $e \sin \omega$ kombinációitól függenek, e két paramétert együtt kell illeszteni.

Fázistolás: az illesztett modellből generált fénygörbe mennyi orbitális fázissal kell eltolni ahhoz, hogy az adatokra teljesen illeszkedjen.

Felszíni potenciál: ez határozza meg pillanatról pillanatra a csillag alakját.

Szűrőbeli luminozítás, Passband luminosity: a beadott fénygörbéhez igazítja a két csillag fényességét.

Szélsötétedés: a beállított szélsötétedési törvényben megadható koefficiensek közül a lineáris együtthatója illeszthető.

A felsorolt paramétereket külön-külön lehet csak illeszteni, így sokszor ciklikusan kellett lépésről lépésre illeszteni az adatsorokat, míg a változás minimálissá nem vált, azaz az adatokra való illeszkedés kielégítő nem volt. Utolsó lépésként a szintetikus fénygörbe legyártása volt, amelyet a következő lépésekben használtunk fel.

3.2.2. Periódusanalízis

Időben periodikusan változó közel harmonikus jelek jellemzésére gyakran használják a Fourier-transzformációt. A csillagászatban általában a változócsillagoknál, főleg a pulzáló csillagoknál általános ennek használata. Ha a csillag $m(t)$ időben változó fényessége egymástól független és időben állandó harmonikus oszcillációknak a szuperpozíciója, akkor a következő alakot használjuk Fourier-transzformációként:

$$m(t) = a_0 + \sum_{i=1}^N a_i \sin(2\pi(\nu_i t + \phi_i)) \quad (11)$$

ahol a_0 , a_i , ν_i és ϕ_i rendre a konstans tag, az i . harmonikus taghoz tartozó amplitúdó, frekvencia és a fázis, amely jelen képletben 0 és 1 közé esik. Ezt a formulát használja a `Period04` program [12], amelynek segítségével végeztük el a legfontosabb idősor analízis feladatokat.

A programban három fület használtunk: az adatbeolvasásra való `Data`, az azonosított vagy megadott frekvenciák illesztésére szolgáló `Fit`, illetve a pl. Fourier transzformációt is elvégző `Fourier` fül.

Az előző fejezetben leírt eljárás során kapott szintetikus fénygörbe témavezetőm programcsomagjában található `plcinterpolate` nevű programmal lett levonva az eredeti adatsorból. Mivel a levonás a még nem teljesen pontos fedési modell következtében nem távolítja el teljes mértékben a szintetikus fénykomponens fedés okozta változását, a `Period04` program segítségével a keringési frekvencia és többszöröseinek a fénygörbejárulékát még a pulzációs frekvenciaanalízis előtt illesztettük és levontuk a fénygörbéből. Az adatsor beolvasása után a Fourier fülön minden egyes `F1`, `F2`, stb. frekvenciához 1, 2, számot adtunk meg 150-ig, majd ezekkel a rögzített frekvenciákkal végeztettük el a számolást és a többszöri illesztéseket a frekvenciákhoz tartozó amplitúdókra és fázisokra. Majd ezzel távolítottuk el a fedési maradványokat.

Következő lépésben a ezen frekvenciáktól megtisztított adatsoron fehérítést végeztünk. Azaz a `Fourier` fülön végrehajtottuk a Fourier-transzformációt, majd a legnagyobb kapott és elfogadott frekvenciával a `Fit` fülön végeztük el a többszöri illesztéseket. Ezután minden egyes frekvencia következett oly módon, hogy a `Fourier` fülön a `Residuals at observed`-re kapcsolással az illesztett harmonikus tagokkal levont adatsorral végeztük el. Ezt a lépést egészen a 140. frekvenciáig folytattuk, mert az ezután illesztendő frekvenciacsúcsok S/N aránya már 3 alatti volt.

3.3. A modellezés leírása

A fedési kernelt, valamint a szintetikus fénygörbék adatsorát a `pulsecl` nevű program segítségével hoztam létre, amely témavezetőm által létrehozott programcsomag egy programja. A program olyan kettőscsillagokat tud reálisan modellezni, amelyeknek kompo-

nensei gömbszimmetrikusak, körpályán keringenek, s figyelembe veszi a szélsötétedést. További megszorítások a következők:

- A pulzációk okozta csillagfelszíni torzulások elhanyagolhatóak. A vizsgált kis amplitúdójú, rövid (perc, óra) periódusú pulzációkra ez teljesül.
- Nincsenek jelen árapály-erők miatt fellépő torzulások.
- A pulzációs mintázatok **forgási szimmetriával** rendelkeznek, melynek köszönhetően az amplitúdók nem változnak a hosszúsági kör mentén, valamint a kezdeti fázis azonos szélesség mentén állandó.

A program egy olyan **par** kiterjesztésű paraméter fájlt vár, amelyben a modellezéshez szükséges adatok, paraméterek találhatóak.

Sokféle rendszer lemodellezésének lehetőségét biztosítja például a rendszer távolságának, a csillagok sugarainak, tömegarányának, rendszer inklinációjának megadása. Fontos kiemelni, hogy a komponensek távolsága itt skálázó szereppel bír és ez is a sugarak mértékegysége. Emiatt a dolgozat további részében a **csillagok R_1 és R_2 sugarán a szeparációra normált nagyságot** értjük, nem a tényleges fizikai méretet. Ezen kívül lehetséges az elliptikus pályán mozgó csillagokra vonatkozó fénygörbe-adatsor elkészítése az excentricitás és pericentrum-argumentum paramétereinek beállításával.

A szintetizált fénygörbe adatpontjainak tényleges legenerálásához külön kell megadni a csillagok **alapintenzitását**, amely a felületegységenként érkező intenzitást határozza meg. A program végül a felénk eső sztatikus F érkező fluxust a következő képlet alapján számítja ki:

$$F = 2\pi R^2 I_{base}, \quad (12)$$

ahol R a csillag sugara, I_{base} az alapintenzitás értéke.

Ahogy korábban is említettem, a csillagok **szélsötétedését** ismeri a program, ami több fizikai effektusának köszönhetően jön létre. Mivel a korong közepén nagyobb sugárirányú mélységre látunk be, és a helyi hőmérséklet befelé nő, a megfigyelő úgy látja a csillagok korongját, hogy annak közepe nagyobb intenzitású, mint a szélei (11. ábra). Ezt sokféle modellel lehet leírni, illeszteni, ezek közül a legegyszerűbb a lineáris együtthatójú modell, amelynek összefüggése a következő:

$$I_\mu = I_0 (1 - c(1 - \mu)), \quad (13)$$

ahol c az illesztett vagy illesztendő lineáris koefficiens, és $\mu = \cos \gamma$, melyben γ a látóirány és a megfigyelt felületelem normálisa által bezárt szöveget jelenti.

A lineáris szélsötétedési modellnél sokkal pontosabb a négyzetgyökös szélsötétedési modell. Az ebben alkalmazott függvény következő alakú:

$$I_\mu = I_0 (1 - c_1(1 - \mu) - c_2(1 - \sqrt{\mu})), \quad (14)$$



11. ábra. Szélsötétedés jelenségét szemléltető fekete-fehér kép a Napról. Forrás: <http://academic.regis.edu/dbahr/GeneralPages/Dave/DaveAstroPics.htm>

ahol a c_1 a lineáris, c_2 a nemlineáris szélsötétedési együttható. Meg kell jegyezni, hogy még számos szélsötétedési modell létezik, de ezek közül csak a fenti kettőt említettük, legutóbbit használták Maceroni és társai (2014).

Azt is meg kell adni, hogy a lemodellezendő csillagoknak milyen típusú rácshálózatot szeretnénk adni, amellyel a program a csillagok korongját pixelekre bontja. Ez négyféle lehet, ezek közül a modellezésekre a **gömbi polárrácsot**, a rekonstrukciós feladatokra éggömbre vetített csillagkorongra ültetett **lapos polárrácsot** használtam. Ennél a koordinátahálózatban a program a jól ismert szélességi és hosszúsági körök mentén osztja fel pixelekre a csillag felszínét. Foroghat, és a forgástengelyt bármerre lehet dönteni. A lemodellezendő rács kívánt felbontását is szabadon lehet megadni: kettő számot kell megadni, a hosszúsági és szélességi felosztás miatt.

A forgástengely állását kettő irányszöggel, a θ és φ Euler-szögekkel adhatjuk meg. **Pulzációs módusok** megadása kötelező, mivel a program ennek alapján generálja le a fénygörbe pulzációs részét. Ha több módus van, akkor az **Elméleti összefoglaló** című fejezetben leírtaknak megfelelően felösszegzi, és azt adja a sztatikus fedési fénygörbéhez. Ehhez minden egyes módushoz kell a frekvencia, amplitúdó, ℓ és m értéke, valamint a hozzá tartozó pulzációs tengely. Ez a tengely ugyan elvileg mindig egybeesik a forgástengellyel, de előfordulhat, hogy a módushoz tartozó sajátfüggvény leírására létezik egy egyszerűbb koordinátarendszer. Ennek polártengelyét tekintjük pulzációs tengelynek.

A program ezen bemeneti adatok segítségével létrehoz először egy **krn** kiterjesztésű, úgynevezett fedési kernel fájlt, amely azt tartalmazza, hogy a modellezendő rendszer fedési fázisai során az elfedett csillag egyes pixeljei milyen mértékben járulnak a fedési fénygörbéhez. A pulzációs mintázatot egy külön **fit** kiterjesztésű fájlban menti el. A fedési kernelt és pulzációs mintázatot tartalmazó fájl egyaránt FITS formátumú. A program ezen kettő fájl dekonvolúciójával hozza létre a fénygörbének az adatpontjait a kívánt formában: fázis, teljes fluxus, hiba, egyes pulzációs mintázathoz tartozó járulék a fénygörbéhez.

3.4. Az Eclipse Mapping és Direct Fitting leírása

Az **Elméleti összefoglalóban** leírtak alapján egyszerűnek tűnik a módusazonosítás fedési kettőscsillagok segítségével. Mint már említettük, a kapott fénygörbe a két csillagkorong felszíni térképének és egy úgynevezett fedési kernelnek a konvolúciója, ami az alábbi összefüggés alapján határozható meg:

$$\phi_t = \sum_k D_{k,t} \cdot f_k, \quad (15)$$

ahol ϕ_t a fénygörbe adatpontja a t időben, f_k a felosztott csillagkorong k . felületeleme, valamint $D_{k,t}$ a fedési kernel, amely megadja, hogy a k felületelemnek mekkora a fényjárulék a teljes fluxushoz t időpontban. Tehát az intenzitástérkép meghatározásához dekonvolúciót kell végezni, hogy megkapjuk a keresett intenzitáseloszlást, ami sikeres esetben egy adott (ℓ, m) -hez tartozó gömbfüggvénnyel leírható nemradiális pulzáció. A dekonvolúció általánosan nem eredményez egyértelmű megoldást, mivel általában olyan információt kellene visszanyernie, amely a konvolúció során elvész. Jelen esetben két darab kétdimenziós térkép konvolúciója eredményez egy egydimenziós adatsort, a fénygörbét, ami jelentős mértékű információvesztést jelent. Ezért a probléma *elfajult*, a megoldás csak további járulékos feltételezések mellett oldható meg. A célzott feladat megoldása jellegénél fogva időigényes, az alkalmazott iterációs eljárások megvalósítása napokig tartó programfuttatásokat ölel fel. A dekonvolúciós feladat megoldására témavezetőm két módszert dolgozott ki: az egyik a már bevált Eclipse Mapping pulzáló változócsillagokra alkalmazható megvalósítását, valamint a Direct Fitting nevű eljárást, melyet elvégző programcsomagját *pulzem*-et is ő írt. A továbbiakban mindkét módszer lényegét foglalom össze, illetve a hozzá tartozó programok kezelését.

Eclipse Mapping

Az Eclipse Mapping egy indirekt leképezési módszer, amelyet az eredeti intenzitáseloszlás legjobb becslését éri el a fotometriai adatsorok ismeretében [13]. Az elmúlt évtizedekben kimutatták, hogy az addig ismert elvek közül az Maximális Entrópia Módszer bizonyul a legjobbnak csillagászati feladatokhoz. Lényegében a legegyszerűbb felszíni mintázatot keresi, ami megmagyarázza a megfigyelt adatokat. Az 1980-as években az úgynevezett katalizmikus változócsillagokra dolgozták ki egy számítógépes algoritmust, amellyel sikeresen rekonstruáltak egy csillag körül keringő akkréciós korongot. A technikai részleteket elhanyagolva egy kép információtartalmát az alábbi információs entrópia jellegű mennyiség méri:

$$S(f, A) = \sum_i f_i - \sum_i A_i - \sum_i f_i \log \left(\frac{f_i}{A_i} \right) \quad (16)$$

Ebben az egyenletben f_i az illesztett kép, A_i az úgynevezett referenciakép i . pixele.

A referenciakép kódolja a megoldás természetét, mint priori feltételezésünket a csillagról. A Maximális Entrópia Módszer szerint akkor érjük el a kívánt megoldást, ha a fenti mennyiséget, valamint a kényszerfeltételeket Lagrange multiplikatőrrel figyelembe véve maximalizáljuk.

A problémához legjobban alkalmazható referenciakép tengelyszimmetrikus. Ugyanis ha a forgástengellyel párhuzamos gömbi polárkoordinátarendszerben írjuk le a pulzációt, akkor a pulzációs módus A amplitúdója csak a csillagrajzi hosszúságtól, a F fázisa pedig a csillagrajzi szélességtől függ. Azaz $A(\bar{r}) = A(\theta)$ és $F(\bar{r}) = F(\phi)$. Az algoritmus minden egyes iterációban ezt a modellt illeszti az előző lépésben kapott megoldással, majd létrehozza a következő lépésben használandó referenciaképet. Ez a ciklikus lépéssorozat addig folytatódik, amíg meg nem találja a legjobb megoldást, ami az algoritmusban definiált TEST értéket, ami leegyszerűsítve a valódi maximális entrópiát teljesítő képtől való távolságot, pontosabban annak nem-párhuzamosságát határozza meg.

Fontos kiemelni, hogy ez az algoritmus modell-független: nem tételezünk fel semmit a pulzációs mintázat alakjáról, csak a tengelyszimmetriát. Másrészt csupán a fedési geometriát, valamint a szélsőtétedést kell ismerni a feladat elvégzéséhez. Hátránya, hogy ehhez ismerni kell a pulzációs tengely forgásszögeit a forgástengelyhez viszonyítva.

Témavezetőm `pulsmemplus` programja a többi programhoz hasonlóan parancssorból futtatható, amely egy kötelező paraméterfájlnévét és további opcionális parancssori kapcsolókat, paramétereket vár. A fájlnev egy `.par` kiterjesztésű, ASCII szövegfájl, amelyben adott kulcsszavak mellett kell megadni a kívánt futtatás beállításait. A következőket kell mindenképpen megadni a sikeres futtatáshoz:

- `.krn` kiterjesztésű kernel fájl,
- valódi vagy szimulációval kapott fénygörbe adatsorát,
- kimeneti fájlnev bázisnevét,
- az adatillesztés kívánt szorosságát,
- futtatás végfeltételét adó TEST értéket,
- valamint a képillesztést szabályozó és priori feltételeket megadó fájl nevét.

Az utóbbi fájlban lehet kikötni az elfedetlen illetve a virtuális pixelek kezelési módját, minden egyes komponens sztatikus illetve pulzáló kép priori feltételét.

További beállítási lehetőség például, hogy hány iterációs lépésenként mentse le az adatokat, ami a program futtatásával párhuzamos ellenőrzést teszi lehetővé. A terminálban futtatható `pulsmemplus` előnye, hogy a futtatás során *interaktívan* lehet változtatni a χ^2 célértékét vagy a TEST_AIM célértékét. Ha több frekvenciára kívánjuk elvégezni a futtatást, előfordulhat, hogy a végeredmény néhány frekvenciára annyira zajos, hogy

értelmezhetetlenné válik. Ez elkerülhető oly módon, hogy megadjuk a program számára, hogy az egyes képeket milyen súllyal vegye figyelembe.

A kezdeti futtatásoknál különösen kellett figyelni az adatok illesztési feltételére. Ugyanis ha túl kicsinek választjuk meg az illesztést, akkor a képek túlságosan zajosak lesznek az értelmezéshez, míg túl laza esetén a sokáig tartó futásnál a konvergencia nem mutatott célravezető eredményt.

A futtatás végén létrehozza az illesztett görbét és hibáját tartalmazó adatsort, továbbá az EM által illesztett pulzációs mintázatokat tartalmazó FITS fájlokat.

Direct Fitting

A Direct Fitting a gömbharmonikusok közvetlen illesztését végzi a csillag felszínére [14], így lényegében a frekvenciák ismeretében kipróbálja az összes lehetséges móduskonfigurációt, végül a fedési kernel ismeretében lemodellezve a fénygörbét kiszámolja a hibák négyzeteit. Az eljárást és az ezen alapuló `dfit` programot szintén témavezetőm dolgozta ki és programozta le. Ez az Eclipse Mappinghez feltételezi, hogy a nemradiális pulzáció pontosan a szférikus gömbfüggvényekkel írható le. Ennek fizikai kikötése az, hogy a csillag alakja nem torzult a nagy forgási sebességtől.

Az eljárás előnye, hogy gyorsabban fut le a lineáris illesztés miatt, viszont nem annyira modellfüggetlen, mert többet feltételez a pulzációs mintázatról. Az eljárás lehetőséget ad a forgástengelyek dőlésszögének meghatározására. Ennek kulcsa a gömbharmonikusok transzformációs tulajdonságai, melynek felhasználásával az alábbi összefüggés írható fel:

$$\tilde{Y}_{\ell,m} = \sum_{m'} D_{m',m}^{(\ell)}(\alpha, \beta, \gamma) Y_{\ell,m'} \quad (17)$$

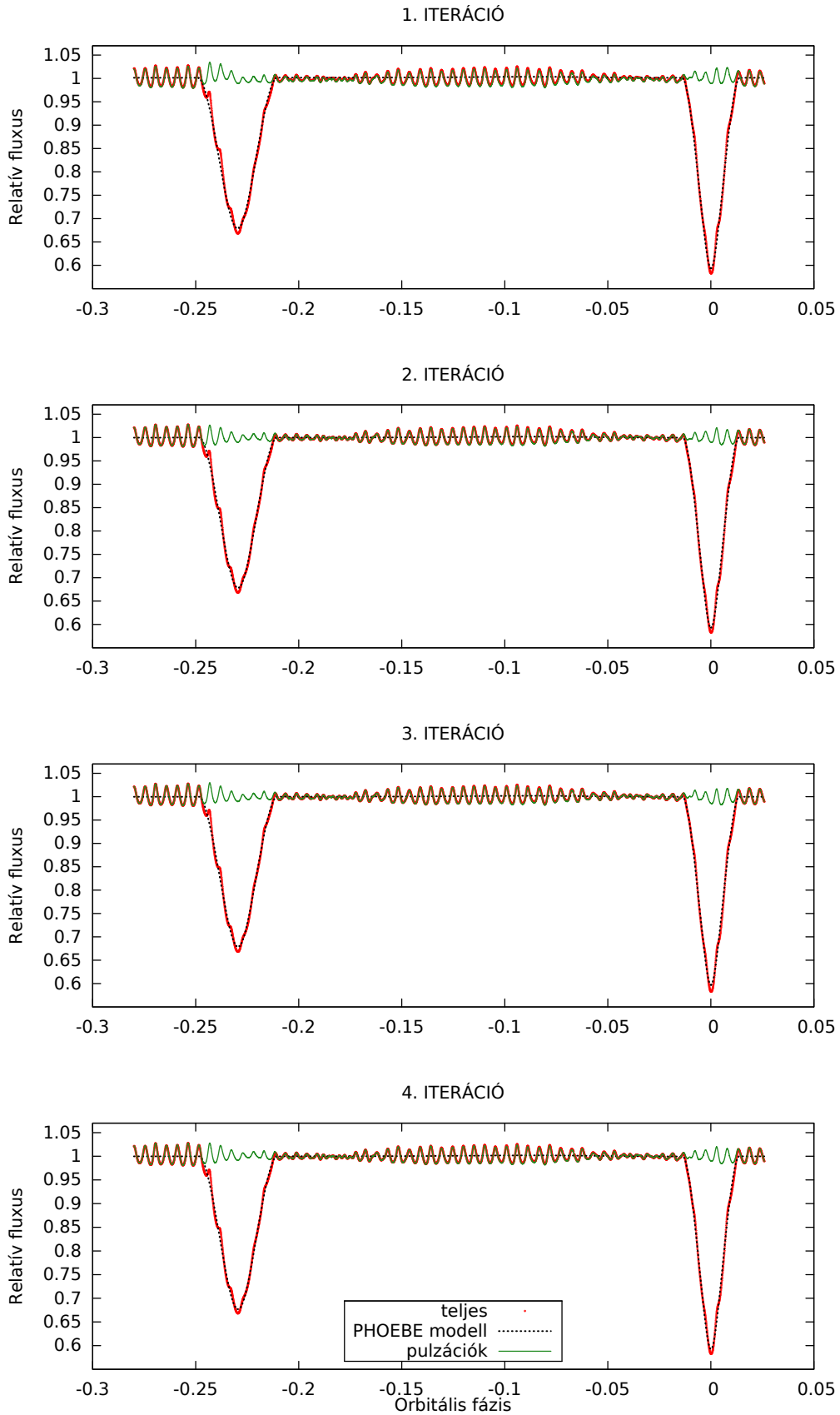
ahol (α, β, γ) az Euler-szögek, D a Wigner-féle forgatási mátrix.

A `dfit` szintén parancssori futtatású, `.par` paraméterfájlt vár kötelezően, de vannak további nem kötelező paraméterek. A fájlban az *Eclipse Mappinghez* hasonlóan meg kell adni a kernelfájlt, bemeneti adatsort, a bázisnevet, frekvenciákat tartalmazó fájlt, valamint az egyes gridekre a kívánt illesztési módot. Ezek a következők lehetnek:

- **S**: egyetlen gömbharmonikust illeszt oly módon, hogy megilleszti a frekvenciát, amplitúdót és kezdőfázist. Ekkor az illesztés kezdeti értékeként a frekvenciákat tartalmazó fájlból veszi a megfelelő értékeket.
- **L**: megkeresi azt az ℓ -et, amelyre $2\ell + 1$ darab gömbharmonikusból kombinált multiplettel legjobban magyarázható a beadott adatsor.

A paraméterfájl még számos beállítási lehetőséget biztosít, például **S** módban kiirathatja az összes illesztési próbált ℓ, m gömbharmonikussal illesztett adatsort, képet vagy éppen kiirathatjuk a χ^2 érték szerinti legközelebb álló ℓ, m illesztéseket is a program futása végén.

Bár a program futása gyorsabbnak tűnik, több frekvencia illesztésénél hatványfüggvény szerint növekedik a megvizsgálandó esetek száma. Ez természetes, mert a program azt az ℓ, m konfigurációt keresi (szinglet módban), amely legjobban magyarázza az adatsort.



12. ábra. A fénygörbe komponenseinek szétválasztódása az egyes iterációkban. A piros telített körök az eredeti adatsort, a fekete szaggatott vonal a PHOEBE által generált modell komponenst, a zöld folytonos vonal a pulzációs modell komponenst ábrázolja.

4. Eredmények

4.1. A fénygörbe komponenseinek különválasztása

Az előző fejezetben leírt eljárás során folyamatosan tisztult meg a fénygörbe két komponense, harmadik lépésre a reziduum már kellőképpen kicsi volt. Az egyes iterációk fedési, illetve pulzációs modelljeinek illeszkedését a 12. illetve a 13. ábrák mutatják. A maradványok (amik a fluxusnak az aktuális sztatikus és pulzációs modellek összegén túli részét jelentik) a 14. ábrán hasonlíthatóak össze. Utóbbi ábrákon a -0.23 orbitális fázis körüli másodlagos, valamint a 0 körüli elsődleges fedések tartományát halvány színezett téglalapok jelzik.

A 140 darab pulzációs frekvencia közül a kilenc legdominánsabb (legnagyobb amplitúdójú) frekvenciát választottam ki fedési analízisre. Ez egy várhatóan hosszú iterációs folyamat első lépésének tekinthető, melynek lényege, hogy a frekvenciákat a kisebb amplitúdók felé haladva csoportokban vessük alá EM, illetve DF illesztésnek, fokozatosan megtisztítva a fénygörbét az egyes modulált pulzációktól. Ilyen nagyszámú frekvencia szimultán rekonstrukciója sem a jelenlegi számítási erőforrások miatt, sem pedig a numerikus instabilitások veszélye miatt nem lehetséges.

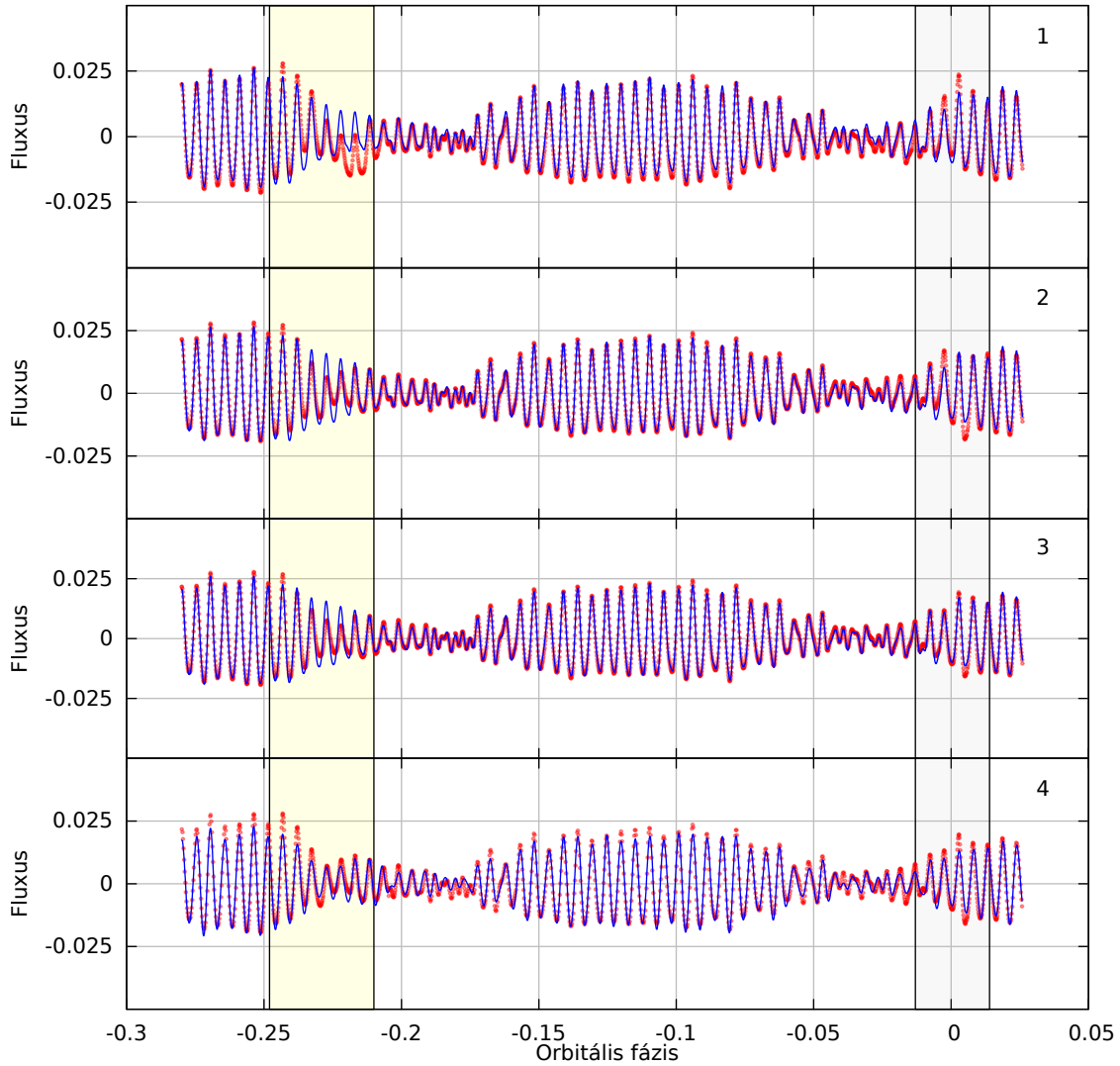
A frekvenciák szelekciója során kiderült, hogy a 7. frekvencia két korábbi frekvencia lineáris kombinációja: $F7 = F1 + F2$, amely így kombinációs felharmonikus lévén, nem tartozik tényleges pulzációs módushoz, nem hordoz tényleges fizikai információt. Ezért azt kihagytam a további elemzésből. Így az $F1-F6$ és $F8, F9$ frekvenciák lettek kiválasztva. A frekvenciaspektrumot a 15. ábra mutatja, amelyen piros háromszögekkel jelöltem a nyolc kiválasztott frekvenciának megfelelő csúcsokat, illetve fekete kereszt mutatja a kizárt kombinációs frekvenciát. A továbbiakban az egyszerűség kedvéért a nyolcadik és kilencedik frekvenciát folytonos számozás érdekében $F7$ -tel és $F8$ -cal fogom jelölni. Az alábbi 3. táblázatban összefoglalom a nyolc vizsgált frekvencia adatait.

Az illesztésnek még alá nem vetett frekvenciák járulékanak a Period04 által illesztett modelljét mindig levonjuk az aktuális adatsorból, ezáltal csökkentve a korrelált reziduumok zaját és könnyítve a program futását. Az itt taglalt első lépésben ez a maradék 132 frekvencia levonását jelentette.

Az illesztések során pontosítottam a szakirodalomban található értékeket, a pericentrum argumentumára $\omega_0 = 21,4045$ fokot és az excentricitásra $e = 0,46499$ kaptam.

4.2. A kiválasztott frekvenciák Eclipse Mapping vizsgálata

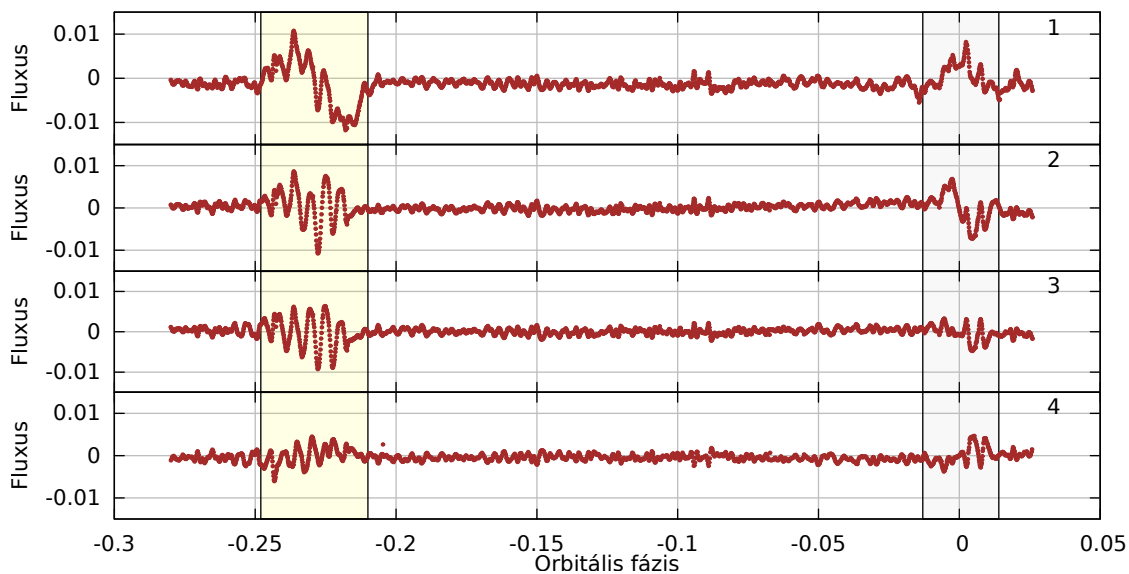
A reziduumok 14. ábrán mutatott jellege alapján világos, hogy legalábbis a domináns módusok nagy valószínűséggel a másodkomponensen helyezkednek el, hiszen a másodlagos fedés alatt jelentős a pulzációk modulációja. Ezért az illesztések során mind a nyolc pulzációt a másodkomponensen feltételeztem. Az Eclipse Mappinggel többféle képi re-



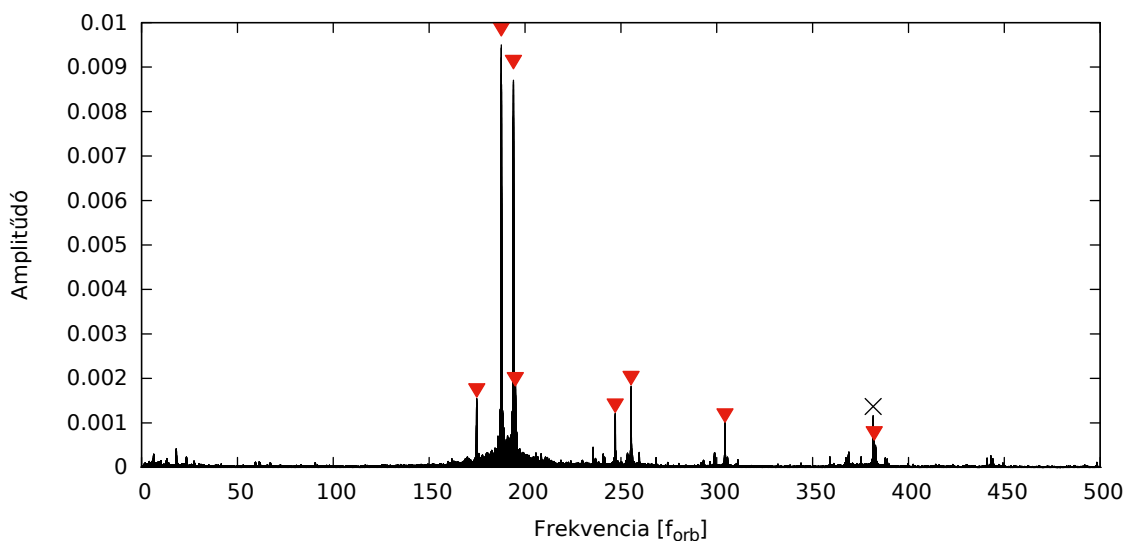
13. ábra. A pulzációs modell illeszkedése az elkülönített pulzációs adatokhoz az egyes iterációkban. A piros körök az adatokat, a kék folytonos vonal pedig a modellt jelölik. Az első három iterációban egyszerű harmonikus modellt, míg a negyedikben már az Eclipse Mapping illesztését is használtuk.

konstrukciót végeztünk el, melyek közül kettőnek lett érdemi eredménye. Némi próbálgatás után a χ^2 célértékét 3,5-re vettük. A 4-es érték túl megengedő volt (a rekonstrukciók majdnem egyenletes képek voltak), míg a 3-as érték túl szigorúnak bizonyult (a rekonstrukciók nagyon zajossá váltak). Mivel a fénygörbében koherens/korrelált zajként még ott szerepel a többi 142 frekvencia modulált jele is, ezért természetesen az ideális $\chi^2 = 1$ érték ebben a fázisban nem teljesíthető.

A kétféle képi illesztést a képekkel való súlyozás különbözteti meg. A súlyozás szerepe, hogy a rekonstruált képek egyformán simák legyenek. Az első futásnál mindegyik kép azonos súlyokat kapott, míg a másodikonál egy, az első futtatás eredménye alapján



14. ábra. A fénygörbe-maradványok alakulása az egyes iterációkban. A halványsárga téglalap a másodlagos fedés, a halványkék téglalap az elsődleges fedés idejét emeli ki az ábraszorozatokon.



15. ábra. Teljes adatsor Fourier sora, piros nyíllal jelezve a kilenc legnagyobb frekvenciát, X-szel az elvetettet.

kikísérletezett, úgynevezett *adaptív súlyozást* alkalmaztam.

Mindkét esetben a forgásszimmetrikus referenciamodell módot alkalmaztam, amely a rekonstruált képeket egy rögzített szimmetriatengelyre (pulzációs tengelyre) nézve a lehető legnagyobb forgásszimmetriával rendelkezőnek feltételezi. Közel gömbszimmetrikus csillagok pulzációs mintázataira ez egy elvárható követelmény. A szimmetriatengelyt a kettős rendszer keringési síkjára merőlegesnek feltételeztem. Erre egy előzetes, egyenletes

Jel.	ν_i [ν_{orb}]	a_i	ϕ_i
<i>F1</i>	187,65023	0,009755	0,8222
<i>F2</i>	193,949988	0,009049	0,4757
<i>F3</i>	255,304036	0,001875	0,2014
<i>F4</i>	194,96398	0,001781	0,8620
<i>F5</i>	174,808065	0,001554	0,8176
<i>F6</i>	247,040582	0,001240	0,7555
<i>F7</i>	304,306292	0,000999	0,3640
<i>F8</i>	382,151938	0,000599	0,1312

3. táblázat. A használt frekvenciákat összefoglaló táblázat. A ν_i a keringési frekvenciára normált frekvenciákat, a_i a hozzá tartozó relatív amplitúdót és ϕ_i a fáziskésést jelöli.

referenciamodellel történt próbafuttatás eredménye adott alapot: azokon a képeken sem látszott a mintázatoknak semmilyen furcsa megdőlése.

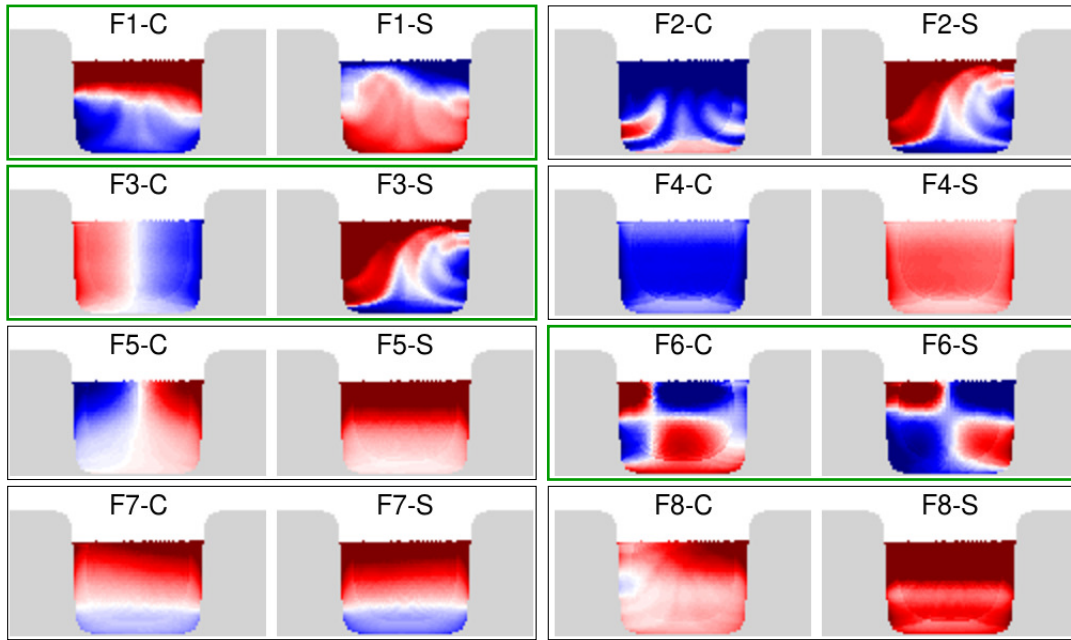
Az adaptív súlyozással történt rekonstrukció eredményéről egy összefoglaló ábrát készítettem, amely a 16. ábrán található. Ezen a pulzációs mintázatok a csillag felszínének hengeres vetületén (Mercator-vetületben) ábrázoltam. A szürke színű részek a csillag túlsó, nem látható félgömbjét jelentik, az északi pólus környékén levő fehér „hósapkák” pedig a csillag elfedetlen (mindig látszó) részét mutatják, amely így nem szolgáltat képi információt (de integrált fluxusát a program azért figyelembe veszi és virtuális pixelekkkel illeszti).

A probléma elfajult jellegéből adódóan a rekonstrukciók természetesen nem képesek teljesen kvantitatíve visszaadni a pulzációs mintázatok amplitúdóit, de a csomóvonalak elhelyezkedése és száma alapján mégis lehetővé teszik a módusszámok beazonosítását. Ezt megkönnyíti az is, hogy az egyes módusokhoz (frekvenciákhoz) tartozó képpárookra a feltételezett szimmetriatengely ismeretében ún. amplitúdó- és fázisprofilok illeszthetők.

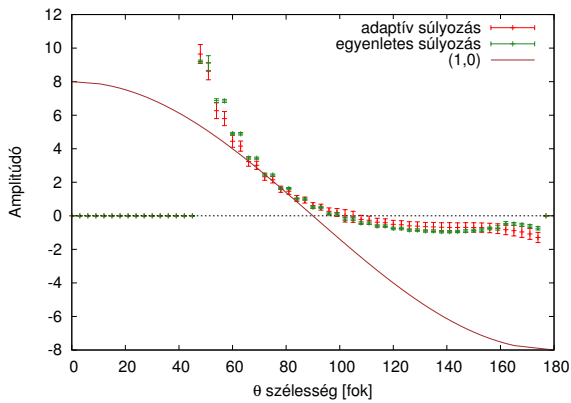
- A fázisprofil meredeksége a központi tartományon az m -et közelíti, *előjelesen* (azaz negatív meredekség esetén $m < 0$).
- Az amplitúdóprofil zérushelyeinek elhelyezkedése és száma pedig az $\ell - |m|$ számot adja meg, ahonnan m ismeretében már ℓ is beazonosítható.

Jelen esetben azonban az amplitúdóprofil főleg az egyenlítőre nézve szimmetrikus módusok esetén működik, és az inklináció 90 fokhoz való közelsége miatt is főleg csak az északi félteke adatai igazán megbízhatóak (ugyanezen okból egyébként a megfigyelhetőség is a szimmetrikus módusoknak kedvez, az aszimmetrikus módusok várhatóan kis amplitúdókkal szerepelnek majd – a további kisebb amplitúdójú frekvenciák között kersendők).

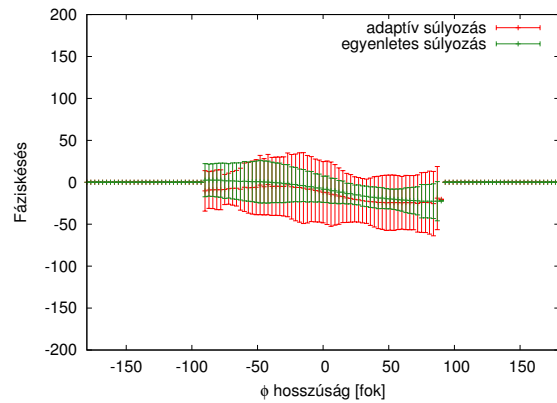
Az egyes módusok amplitúdó- és fázisprofiljai a 17.–24. ábrákon láthatók. Ezeken mindkét súlyozású futtatás eredményét feltüntettük. Megfigyelhető, hogy egyes frek-



16. ábra. Az EM rekonstrukció eredménye. A fekete és zöld színű keretekbe foglalt térképsorozatokat az $F1-F8$ frekvenciához tartoznak, melyek a vízszintes irányban a hosszúsági, függőleges irányban a szélességi koordináták jelölése nélkül vannak feltüntetve az amplitúdók piros-fehér-kék színskálával a sikeresen rekonstruált részekben. A megfigyelő által nem látott területek szürke színnel vannak kiemelve, míg a látott, de nem elfedett északi területek fehér színnel vannak helyettesítve. A zöld színű kerettel jelölt esetekben a módusazonosítási feladat is sikerült.



(a) Amplitúdóprofil.



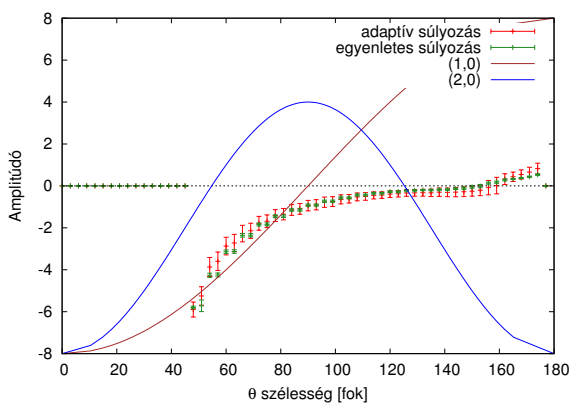
(b) Fázisprofil.

17. ábra. Az $F1$ -re kapott Eclipse Mapping rekonstrukció eredményének profilábrái.

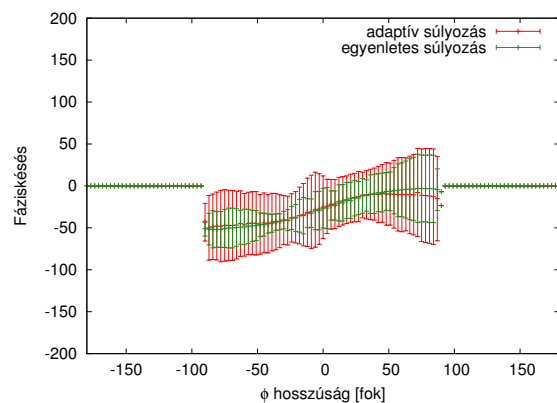
cenciákra a két eredmény közel azonos – ezek a jól beazonosítható módusszámú esetek, melyekkel azonnal lehet fehéríteni –, míg másokra a simább kép megkövetelése (adaptív súlyozás) megváltoztatja, de legalábbis kétértelművé teszi a módusazonosítást. Utóbbi frekvenciák várhatóan egy későbbi iterációs fázisban válnak egyértelműen beazonosíthatóvá.

Az $F1$ frekvenciára az EM által kapott képi illesztésből jól látható $(1,0)$ módust a 17. ábracsoportban összefoglalt keresztmetszetek is megerősítik. A 17a. ábrán egyetlen zéruspont az egyetlen csomóvonal helyét adja, míg a 17b. ábrán illesztett egyenes meredeksége $m = 0, 18$, ami a 0 módus fokszámot adja.

A második legnagyobb amplitúdójú harmonikus tagnál bizonytalanság lépett fel. Csúpan az EM alapján kapott képből nem ismerhető fel nemradiális módus, míg a profiloknál $(1,0)$ vagy $(2,0)$ lehetséges. Az egyetlen csomópont 158 foknál helyezkedik el, ami mind az első, mind a második esetben a Legendre polinomok zérushelyeitől igencsak messze található. Ráadásul a nagyobbik ℓ esetén csomóvonalat kellene látni a csillagrajzi egyenlítőn. A módus zonális jellege ($m = 0$) azonban egyértelmű.

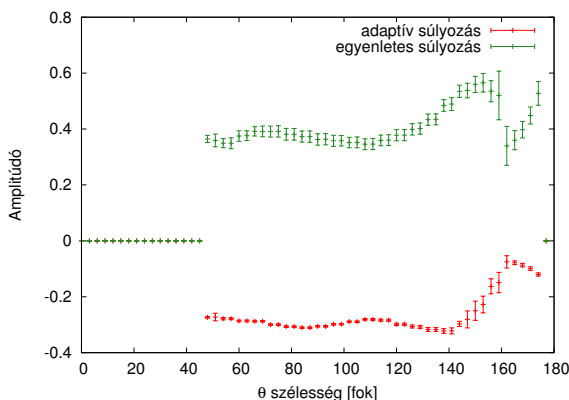


(a) Amplitúdóprofil.

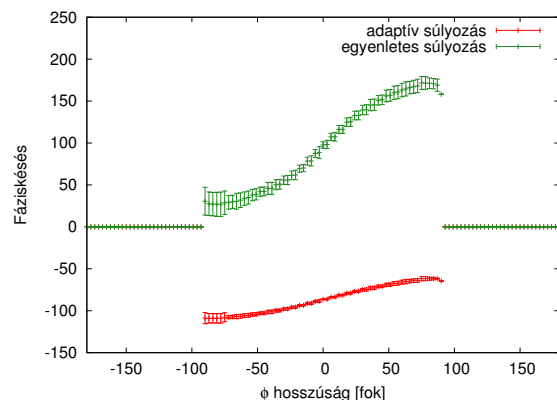


(b) Fázisprofil.

18. ábra. A $F2$ -re kapott Eclipse Mapping rekonstrukció eredményének profilábrái.



(a) Amplitúdóprofil.



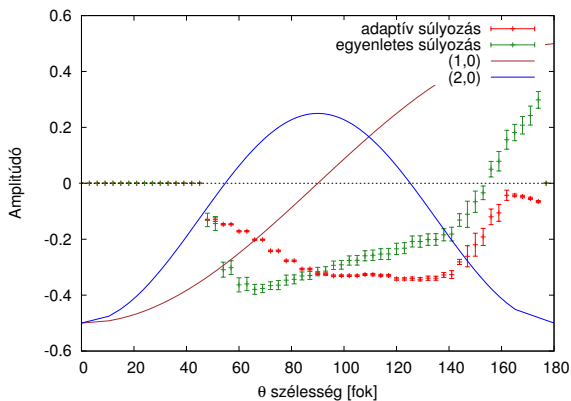
(b) Fázisprofil.

19. ábra. A $F3$ -ra kapott Eclipse Mapping rekonstrukció eredményének profilábrái.

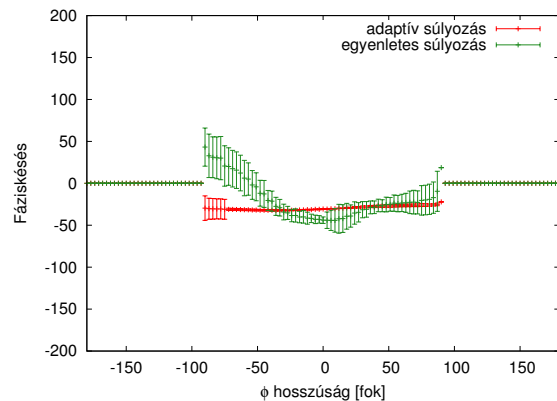
A $F3$ frekvenciára a két megoldás között látszólag nagy különbség van, de azt csak az (A, F) és $(-A, F + 180^\circ)$ esetek ekvivalenciája okozza. Komolyabb különbség, hogy az egyenletes súlyozás $m = 1$ -et, az adaptív pedig $m = 0$ -t eredményez. Ugyanakkor

a képi információ alapján – van függőleges csomóvonal – az $m = 1$ eléggé biztos. Az amplitúdóprofilon nem található zérushely, így az (1,1) módusszámok oszthatók ki erre a frekvenciára.

A F_4 frekvenciára a második frekvenciához hasonlóan nem kaptunk egyértelmű eredményt. A 20a. ábrán látható, hogy az adaptív súlyozású képi illesztés szerint nincsen csomóvonal a csillag felszínén, míg az egyenletes súlyozású futtatás szerint van csomóvonal, de annak helyzete nem lehet $\ell=1$. A 20b. ábrán látható fázisprofilon mindkét módú EM $m = 0$ zonális módust valószínűsít. Ezzel szemben ℓ értéke bizonytalan.

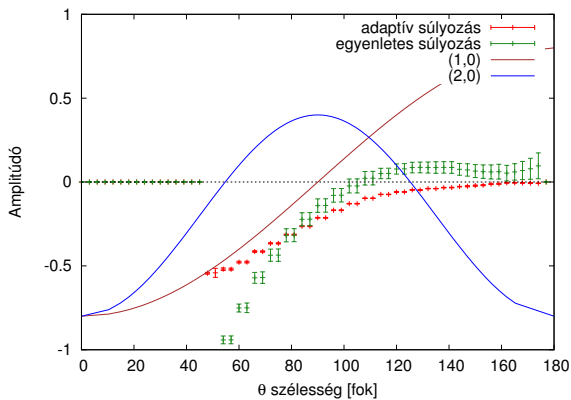


(a) Amplitúdóprofil.

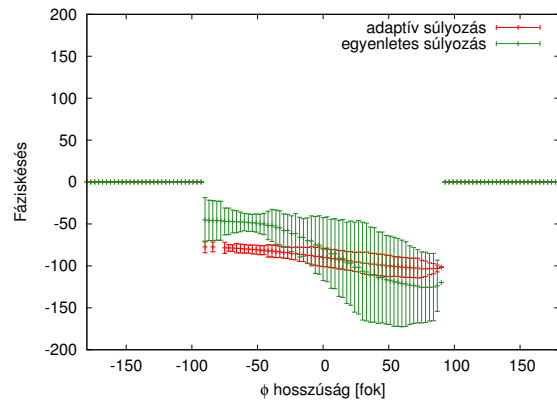


(b) Fázisprofil.

20. ábra. A F_4 -re kapott Eclipse Mapping rekonstrukció eredményének profilábrái.



(a) Amplitúdóprofil.



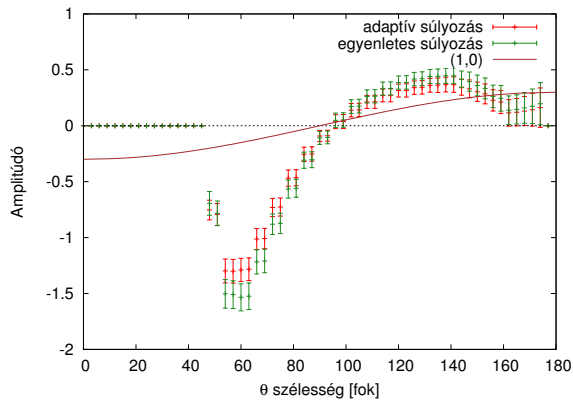
(b) Fázisprofil.

21. ábra. Az F_5 -re kapott Eclipse Mapping rekonstrukció eredményének profilábrái.

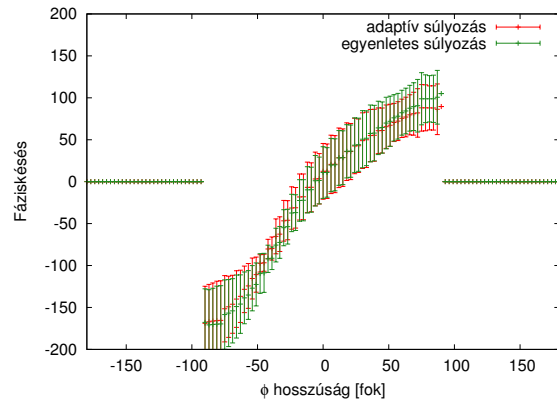
Az F_5 frekvencián az EM kétféle futtatási módja szintén eltérő eredményt mutat. Az egyenletes súlyozású szerint (0,0), az adaptív súlyozás szerint pedig (1,1) módusszámokat kapunk. A mintázat képe alapján az utóbbi tűnik helytállóknak (ismét a függőleges csomóvonal alapján). Az azonban egy kis gyanakvásra ad okot, hogy mind a jelenlegi

$F5$, mind pedig az $F3$ módusnál a csomóvonal helyzete pont a megfigyelő irányába (bár egyúttal a társcsillag irányába is) mutat a $t = 0$ pillanatban.

A hatodik legnagyobb amplitúdójú harmonikus tag EM illesztésekor már az ábrázolt képen látható, hogy a $(2,1)$ gömbharmonikushoz hasonlít a mintázat. Ezt megerősíti a 22. ábrán látható amplitúdó- és fázisprofil is. Egy csomóvonal található és a fázis hosszúságtól való függése egy $m = 1$ meredekséghez közeli egyenessel írható le.

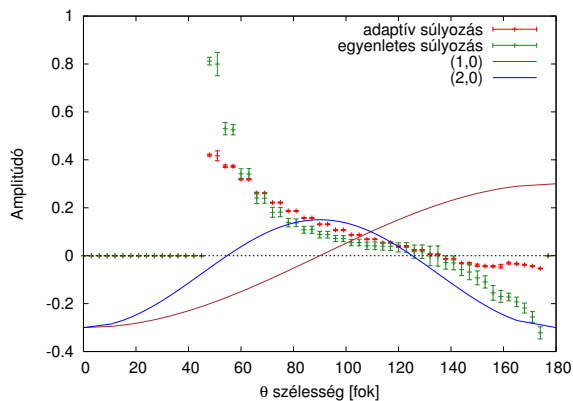


(a) Amplitúdóprofil.

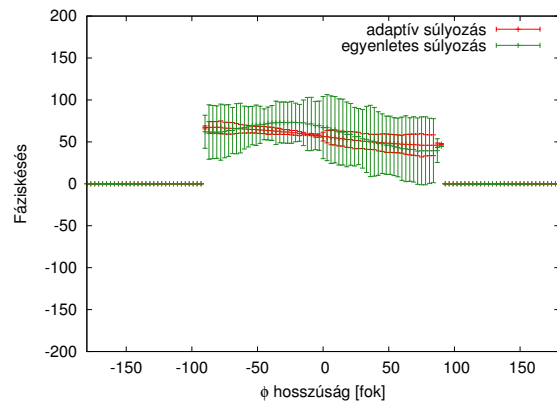


(b) Fázisprofil.

22. ábra. A $F6$ -ra kapott Eclipse Mapping rekonstrukció eredményének profilábrái.



(a) Amplitúdóprofil.

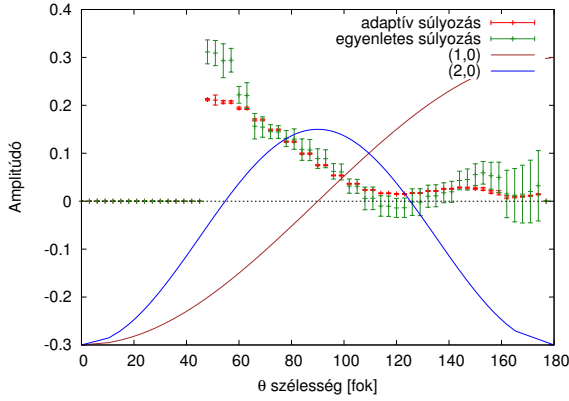


(b) Fázisprofil.

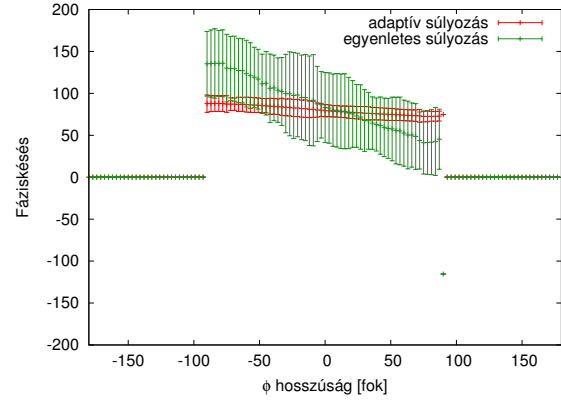
23. ábra. A $F7$ -re kapott Eclipse Mapping rekonstrukció eredményének profilábrái.

Az $F7$ mintázatából azonnal látható, hogy $m = 0$. Az amplitúdóprofilok alapján azonban mind az $\ell = 1$, mind pedig $\ell = 2$ esetek egyaránt lehetségesek, mivel az amplitúdók kicsik, és $\ell = 2$ esetén lehetséges egy további csomóvonal.

A legutolsó vizsgált, $F8$ frekvenciánál csak a súlyozott módú képi illesztésnél kaptunk biztosabb eredményt, az amplitúdó és fázisprofil alapján az $(1,0)$ módushoz áll a legközelebb. A 24. ábrán látható ugyan több zérushely az első után, de ezek numerikus hibák is lehetnek.



(a) Amplitúdóprofil.



(b) Fázisprofil.

24. ábra. A $F8$ -ra kapott Eclipse Mapping rekonstrukció eredményének profilábrái.

4.3. Gömbharmonikusok illesztése

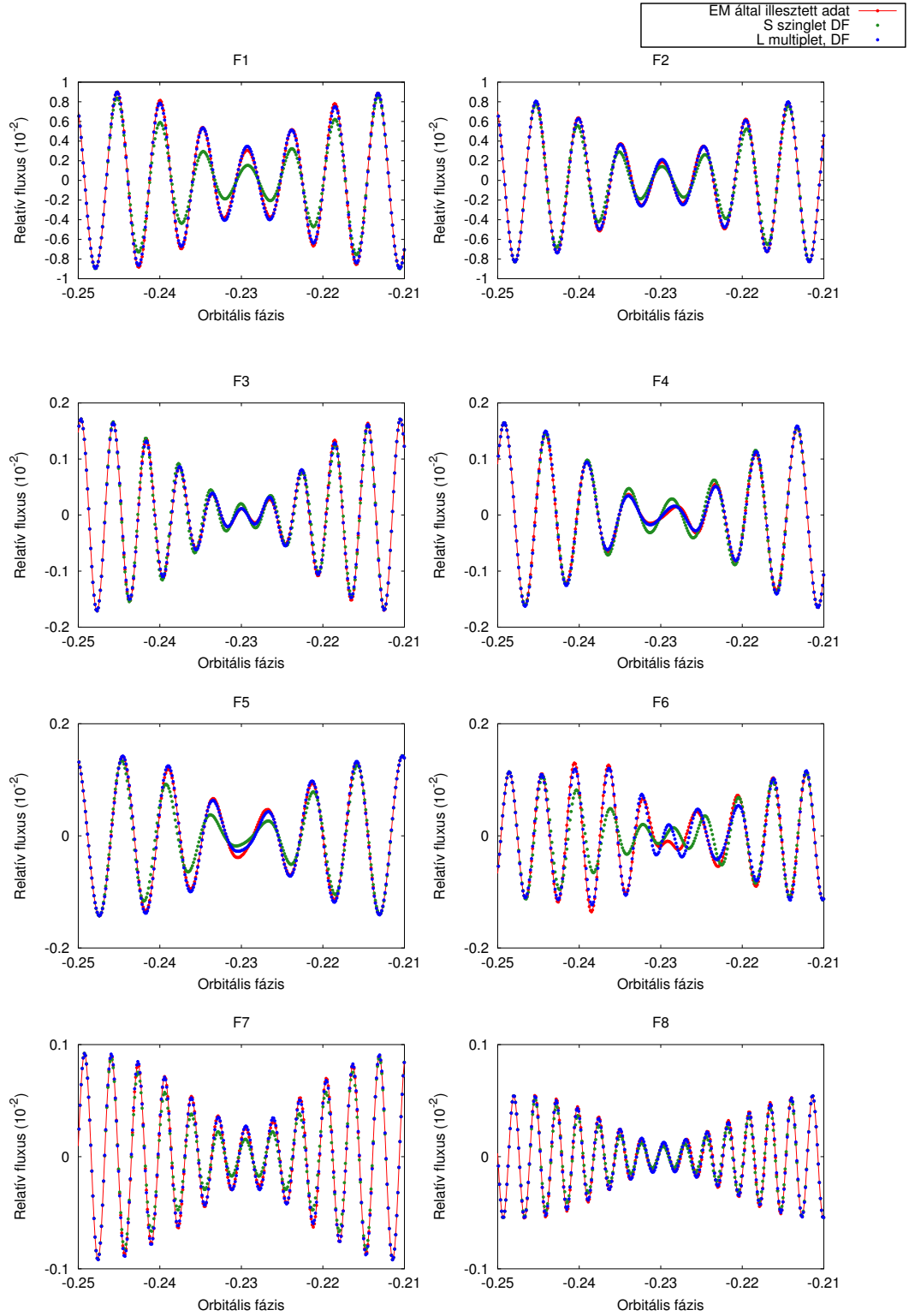
Az Eclipse Mapping (EM) képi rekonstrukció mellett a gömbharmonikusokkal való illesztést (DF, Direct Fitting) is végeztem, éspedig kétféle céllal:

- a) egyrészt ezáltal megvizsgálható, hogy az EM által rekonstruált „topológiai módusok” mennyire állnak közel az elméleti gömbfüggvény-esethez (eltérés lehetséges például a forgási torzultság miatt);
- b) másrészt pedig a *multiplet*-módú DF segítségével elméletileg a forgástengely iránya is megállapítható, egy esetlegesen ferde forgástengely létezése kideríthető – habár az Eclipse Mapping eredményei alapján ez nem valószínű.

A rekonstruált módusok gömbharmonikus jellegét úgy vizsgáltam, hogy az EM-mel kapott pulzációs mintázatból generált szintetikus adatsorokra frekvenciánként külön-külön végeztem DF-illesztést. Ezek során S szinglett és L multiplet módban egyaránt eszközöltem futtatást. Az esetek végigpásztázásakor az ℓ maximális értékét 5-nek vettem.

A legjobban illeszkedő DF-megoldásokat a 25. ábra mutatja, egyetlen másodfédés fázisstartományára korlátozódva. Zöld színnel a szinglet-, kézzel pedig a multiplet-megoldás látható.

A futtatások során érdekes eredményekre jutottam. A szinglet-megoldások illeszkedése a legtöbb frekvenciára teljesen sikertelen, annak ellenére, hogy a különböző esetek a χ^2 tekintetében jól elkülönülnek egymástól a szekvenciákban. Ez pedig arra utal, hogy a csillagfelszínén lévő nemradiális módusokat a gömbfüggvények nem képesek jól leírni. Ennek oka lehet a csillag esetlegesen gyors forgása miatti egyenlítői amplitúdó-koncentráció, a kísérő valamilyen árapályhatása, de ebben a fázisban egy **ferde forgás-, illetve pulzációs tengely** is (a szinglet módú DF során szintén a pályasíkra merőleges forgástengelyt feltételeztem). Utóbbi esetet a multiplet-DF alkalmazása tudja felderíteni.



25. ábra. A Direct Fitting illesztések összehasonlítása. A vörös színű, vonallal összekötött körök mutatják az EM által illesztett adatokat, zöld színű telített körök a szinglet módú DF, a sötétkék színű a multiplet módú DF legjobb illesztései.

Az ábra alapján a multiplet-illesztések lényegében mindegyik frekvencia modulációs görbét elfogadhatóan illesztik. Az ebből adódó forgástengelyt azonban a legtöbb frekvenciára az északi pólus 30 fokos környezetén belüli tartományra hozza ki. Két frekvenciára adódott igazán ferde forgástengely -76° az F_4 -re, 40° az F_7 -re –, de ezek a bizonytalanul azonosítható módusok közé tartoznak, ezért azokat némi fenntartással fogadom. A multiplet-Df ugyanakkor három frekvenciára az EM által is kapott ℓ módus rendszámokat eredményezte.

Következésképpen a forgástengely valószínűleg nem ferde, de a forgási vagy egyéb jellegű módustorzulás valószínűsíthető.

Az Eclipse Mapping és Direct Fitting alkalmazásával kapott módusszámokat a 4. táblázat foglalja össze.

	EM	DF	Eredmény
F1	(1,0)	(1,0)	(1,0)
F2	(1,0) v (2,0)	(1,0)	?
F3	(1,1)	(1,1)	(1,1)
F4	(?,0)	(1,?)	?
F5	(0,0) v (1,1)	(2, \pm 1)	?
F6	(2,1)	(2,1)	(2,1)
F7	(?,0)	(1,0)	(1,0)
F8	(1,0)	(1, \pm 1)	?

4. táblázat. Módusazonosítás eredményeinek összefoglalása

Összefoglalás

A KIC 3858884 egy egyedi, más csillagon eddig nem elvégzett módusazonosítási eljárást végeztem el a témavezetőm által kifejlesztett módszerekkel, programokkal. A Kepler nagy pontosságú fényességmérése révén körülbelül kilenc hónapnyi short cadence adatsor állt rendelkezésemre, ami a munkám eddigi eredményével összevetve elegendőnek bizonyult.

A fénygörbe két komponenssé való szétválasztása sikeresen megtörtént, a hibákat a dolgozatban leírt lépések keretében a lehető legkisebbre tudtam szorítani. A kidolgozott iterációs eljárásom során számos tapasztalatot sikerült szerezni az elfedésből és a pulzációból származó fényességváltozások terén.

A kétféle módon történő módusazonosítást részben sikeresnek tartom, vannak egyértelmű és kétséges eredmények. A kapott megoldások egy része azt sugallja, hogy a csillag forgástengelye a pályasík merőlegeséhez képest egy kicsit meg van dőlve.

A DF és EM összehasonlítása során kapott ellentmondásokat azonban a gömbharmonikusok torzulásával is lehet magyarázni, amire a DF csak korlátozott módon alkalmazható.

Kiemelendő, hogy jelen állapotban a módusazonosítási folyamat legelején vagyunk. Vannak további, kisebb frekvenciák, amelyekre szintén elvégezhető a fenti procedúra, és amelyek beazonosításának birtokában újból iterálható az egész folyamat. Ebben az esetben viszont a már azonosított módusok amplitúdó- és fázismodulációi már le lesznek vonva, ezáltal sokkal tisztább és egyértelműbb eredményeket kaphatunk.

Összességében sikerült teljesíteni a kitűzött célokat. Egyes frekvenciákra a módusazonosítás teljesen sikeres volt, ami ígéretes egy teljesen új, modellfüggetlen módusazonosítási módszer számára. Ennek tudatában folytatni fogom a rendszerrel megkezdett vizsgálataimat, későbbiekben további, a KIC 3858884-hez hasonló rendszereket keresek.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretném megköszönni témavezetőmnek, Dr. Bíró Barna Imrének az iránymutatásaiért, tanácsaiért, s nem utolsósorban végtelen türelmét a technikai problémák megoldásában.

Szeretnék köszönetet mondani Édesanyámnak és Édesapámnak, hogy szerető türelemmel viselték el távolléteimet. Nagy hálával tartozom minden kedves Barátomnak és Ismerősömnek, akik a legnehezebb időszakban is biztattak, bátorítottak.

1. Függelék

Az alábbiakban összefoglalom, hogy milyen feladatokat tűzött ki nekem témavezetőm a kutatómunkám során.

- *Előzetes vizsgálatként megállapítani, hogy a rendszer alkalmas-e a kitűzött feladathoz. A rendszer paramétereit ismeretében modellezéseket és rekonstrukciót végeztem, melyre vonatkozóan pozitív eredményeket kaptam. Ezek ismertetése a dolgozatban helyhiány miatt nem került sorra.*
- *A rendszer kettősmodell illesztése a Phoebe nevű programmal, a korábban hivatkozott cikk eredményeit kiindulási értéként felhasználva.*
- *A kettősmodell által szintetizált fénygörbe levonása a valódi adatsorból, majd a keringési frekvencia és felharmonikusainak eltávolítása.*
- *Period04 segítségével fehérítés segítségével a keringési frekvenciák, amplitúdók és fázisok meghatározása.*

Ez utóbbi három pontra vonatkozóan egyedi, időigényes iterációs eljárást készítettem, melynek szerves részei voltak a Phoebe, Period04, valamint általam készített C nyelvű programok, szkriptek rendszere. A folyamat menetét különféle diagnosztikai ábrák segítségével ellenőriztem.

- *A rekonstrukció elvégzése kettő különböző módon, csillag felszíni mintázatának illesztéssel, és közvetlenül gömbharmonikusok illesztésével. Témavezetőm által írt programcsomagot használva, többféle induló paraméterrel törénő rekonstrukciókat végeztem el az első nyolc pulzációs frekvenciára.*
- *Eredmények összehasonlítása, értelmezése. A kapott rekonstrukciókból ábrák készítése, kvalitatív és kvantitatív elemzése, majd a két módszer összehasonlítása. Felmerülő ellentmondások értelmezése.*

Hivatkozások

- [1] *astro.u-szeged.hu*, Csillagászat BSc digitális tananyag
- [2] *astro.u-szeged.hu*, Asztrofizika MSc digitális tananyag
- [3] Bradley W. Carrol, Dale A. Ostlie: *An introduction to the modern Astrophysics*, Pearson Addison Weayley, Second Edition (2007)
- [4] C. Aerts, J. Christensen-Dalsgaard, D.W. Kurtz: *Asteroseismology*, Springer (2010)
- [5] Benkő J., Szabó R.: *Idősorok az úrből*, 2011-es Meteor évkönyv, (207-231. o.), 2010
- [6] A. Prsa, T. Zwitter: *A Computational Guide to Physics of Eclipsing Binaries. Paper I. Demonstrations and Perspectives*, 2005, ApJ, 628, 426
- [7] C. Maceroni és tsai., 2015, A&A 563, A59
- [8] Kepler Data Release Notes 24, 2015
- [9] Keith Horne: *Image of accretion disks I. – The eclipse mapping method*, 1984, MNRAS, 213, 129-141
- [10] Gaspard Duchene, Adam Kraus: *Stellar Multiplicity*, 2013, ARAA, 51 [arXiv:1303.3028v1]
- [11] Gerald Handler: *Astroseismology*, [arXiv:1205.6407v1]
- [12] Lenz P., Breger M. 2005, CoAst, 146, 53
- [13] Bíró B. I.; Nuspl J. 2011, MNRAS, 416, 1601
- [14] Latkovic, O.; Bíró B. I. 2011, CoAst, Vol.157, p. 330-331