

Kísérők kimutatása pulzáló változócsillagok körül a Kepler-űrtávcső mérései alapján

BSc szakdolgozat

DÁLYA GERGELY

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Fizika BSc III. évfolyam



Témavezető:

DR. SZABÓ RÓBERT

Tudományos főmunkatárs

MTA Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont
Csillagászati Intézete

Konzulens:

FORGÁCSNÉ DR. DAJKA EMESE

Adjunktus

Eötvös Loránd Tudományegyetem Csillagászati Tanszék

2015

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	3
1.1. Exobolygók	3
1.1.1. Történeti áttekintés	3
1.1.2. Felfedezési módszerek	4
1.2. Asztroszeizmológia és változócsillagok	7
1.2.1. Asztroszeizmológia	7
1.2.2. Pulzáló változócsillagok	8
1.3. Űrfotometria és a Kepler-űrtávcső	9
2. Az FM-módszer	12
2.1. Bevezetés	12
2.2. A paraméterek meghatározása	13
2.3. Eddigi vizsgálatok	16
3. A PM-módszer	17
4. Saját eredmények	19
4.1. Az FM-módszer gyakorlati tesztelése	19
4.2. A legjobb jelölt	21
4.3. Elméleti számítások	26
4.4. Szimuláció	28
5. Spektroszkópiai megerősítés	33
Összefoglalás és kitekintés	35
Köszönetnyilvánítás	36
Hivatkozások	37

Kivonat

A NASA *Kepler*-űrtávcsöve által elindított „mikromagnitúdós forradalom” lehetőséget teremtett az égitesteknek a korábbiakhoz képest kimagaslóan precíz, hosszú és folyamatos mintavételezésére. Kutatásom során az űrtávcső adatait felhasználva ismert δ Scuti, γ Doradus és hibrid csillagok esetében vizsgáltam, hogy talállok-e kísérőt valamelyik rendszerben. Az eddigiekhez képest 2-3 nagyságrenddel nagyobb pontosság folyományaként használhatunk egy tisztán fotometriai módszert, amellyel fősorozatbeli pulzáló változócsillagok körüli csillagokat vagy bolygókat lehet kimutatni, ráadásul a tömegfüggvényt és a radiális sebességet is megkapjuk belőle, spektroszkópiai megfigyelések nélkül. A módszer a változócsillag frekvenciamodulációján alapul, amit a kísérője következtében fellépő fény-idő effektus okoz. A módszerrel talált jelöltek közül egy csillagot vizsgáltam részletesebben, amelynek a kettősségét egy másik fotometriai módszerrel illetve spektroszkópiai úton is megerősítettük.

Dolgozatomban bemutatom az emellett végzett elméleti és szimulációs munkát is, amelynek során számításokkal meghatároztam és számítógépes modellezéssel vizsgáltam a módszer elvi korlátait, vagyis hogy mekkora tömegű égitestek detektálására képes. Az eredmények konzekvensen azt mutatják, hogy akár exobolygók kimutatására is van lehetőség. Az elvi korlátokat kiszámítottam a *Kepler*-űrtávcsőre, és annak mostani küldetésére, a K2-re is, hogy az utóbbi által megfigyelendő objektumok kiválasztásánál akár ezt a szempontot is figyelembe lehessen venni.

1. Bevezetés

1.1. Exobolygók

1.1.1. Történeti áttekintés

Az emberiséget már nagyon régóta foglalkoztatja a kérdés: vajon létezhetnek-e bolygók más csillagok körül is? Giordano Bruno 1584-ben már arról írt, hogy a világűrben megszámlálhatatlan csillag van, amelyek körül megszámlálhatatlan bolygó kering, később többek között Newton is értekezett az ilyen égitestek lehetőségéről [26].

Az exobolygók kimutatása felé Otto Struve tette meg az első lépést 1952-ben, amikor is egy cikkében felvetette a spektroszkópai úton történő kimutatás, illetve a tranzit módszer lehetőségét [30]. William Borucki és Audrey Summers pedig már 1984-ben leírták, hogy egy *Kepler*-szerű űreszköznek mit kellene tudnia és hogyan kellene kinéznie [4].

Az első exobolygó felfedezéséig azonban 1994-ig kellett várni, amikor is Alexander Wolszczan és Dale Frail a PSR 1257+12 jelű milliszekundumos pulzár körül két planétát fedeztek fel [35]; később egy harmadik bolygó jelenlétét is detektálták. Az általuk használt módszer a pulzár rendkívül szabályos jeleiben bekövetkező változásokon alapult, ezt ma pulsar timing-nak nevezzük.

Az első olyan exobolygót, amely főszorozati csillag körül kering, 1995-ben fedezte fel Michel Mayor és Didier Queloz. Az 51 Pegasi körüli égitestet a radiális sebesség módszerrel tudták kimutatni [20]. Ezt követően sorra fedezték fel az újabb és újabb exobolygókat a csillagászok. A következő nagy előrelépést az űrtávcsövek jelentette precizitás megjelenése hozta el, amelyről az 1.3. fejezetben írok részletesebben.

Az exobolygók kutatása nagy jelentőséggel bír. Segítségével jobban megérthetjük a Naprendszer és a Föld kialakulását. Az eddigi felfedezések során olyan típusú bolygókat is találtunk, amilyenek a Naprendszerben nem fordulnak elő (pl. forró Jupiterek, szuperföldek), illetve rendkívül érdekes helyeken bukkantunk bolygókra, pl. kettőscsillagok körül. Emellett a Föld-típusú illetve a lakhatósági zónában keringő bolygók felfedezésével közelebb kerülhetünk annak a kérdésnek a megválaszolásához, amely az ősidők óta foglalkoztatja az emberiséget: van-e élet a Földön kívül?

1.1.2. Felfedezési módszerek

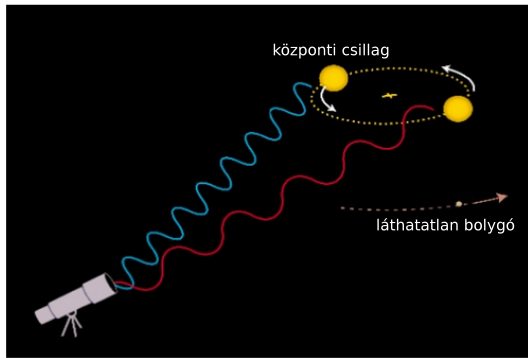
Nagyon sokféle módszer született az utóbbi évtizedekben az exobolygók kimutatására, amelyek közül a felfedezett planéták számát tekintve kiemelkedik a radiális sebesség és a tranzit módszer.

A **radiális sebesség módszer** egy spektroszkópai eljárás, amelynek lényege az, hogy ha egy csillagnak van bolygója, akkor a két égitest a közös tömegközéppont körül fog keringeni. Ennek következtében a csillag hol közeledik felénk, hol pedig távolodik tőlünk. Ez a jelenség a Doppler-effektus révén a csillag spektrumában a spektrumvonalak elmozdulását vagy torzulását fogja okozni. Az elmozdulás mértékéből kiszámítható az exobolygó minimális tömege és radiális sebességének amplitúdója. A módszer lényegét a 1. ábra szemlélteti.

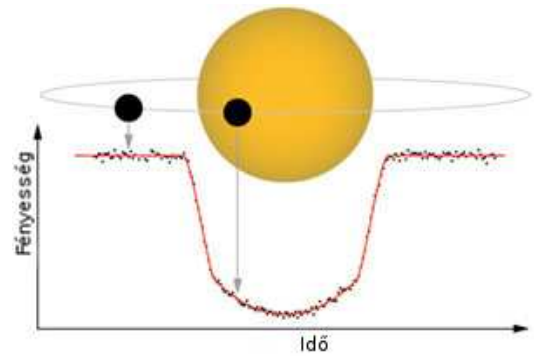
A csillag spektrumvonalainak tanulmányozásából a csillag sok tulajdonsága is kideríthető, pl. kémiai összetétele, felszíni hőmérséklete, nyomása, mágneses tere (Zeeman-effektus) és elektromos tere (Stark-effektus).

A **tranzit módszer** során egy bolygó áthaladását figyeljük meg a csillag korongja előtt. Ilyenkor a bolygó a csillag egy részét kitakarja, így annak fényessége egy kicsit csökken. Ezt láthatjuk a 2. ábrán. A fényességcsökkenés mértékéből a bolygó és a csillag méretének aránya kapható meg, míg az egymást követő tranzitok közötti idő lesz a keringési idő, a tranzit hosszából pedig a pálya sugarára következtethetünk. A módszer további előnye, hogy a másodlagos fedés révén a bolygó hőmérséklete is meghatározható, illetve a fedési rendszereknél viszonylag fényes csillagok esetében transzmissziós spektroszkópia is végezhető, amellyel a bolygó légköri összetevőit lehet meghatározni.

A tranzit módszer esetében elég kicsi a fedés valószínűsége, mert pont kedvező szögben kell rálássunk a rendszerre; ezen kívül sok a hamis pozitívnak bizonyuló bolygójelölt; ilyen lehet például egy fedési kettőscsillag a háttérben vagy az előtérben vagy akár egy súroló fedés. Ennek ellenére rengeteg fedési exobolygót fedeztek fel mind a földfelszínről (pl. *HATNet*, *SuperWASP*), mind a világűrben (pl. *CoRoT*, *Kepler*). Az űrmissziók esetében a hamis pozitívak aránya jóval kisebb lehet, mint a földi megfigyeléseknél. A hamis pozitívak aránya azonban függ a csillag fényességétől és a bolygó méretétől is. [21].



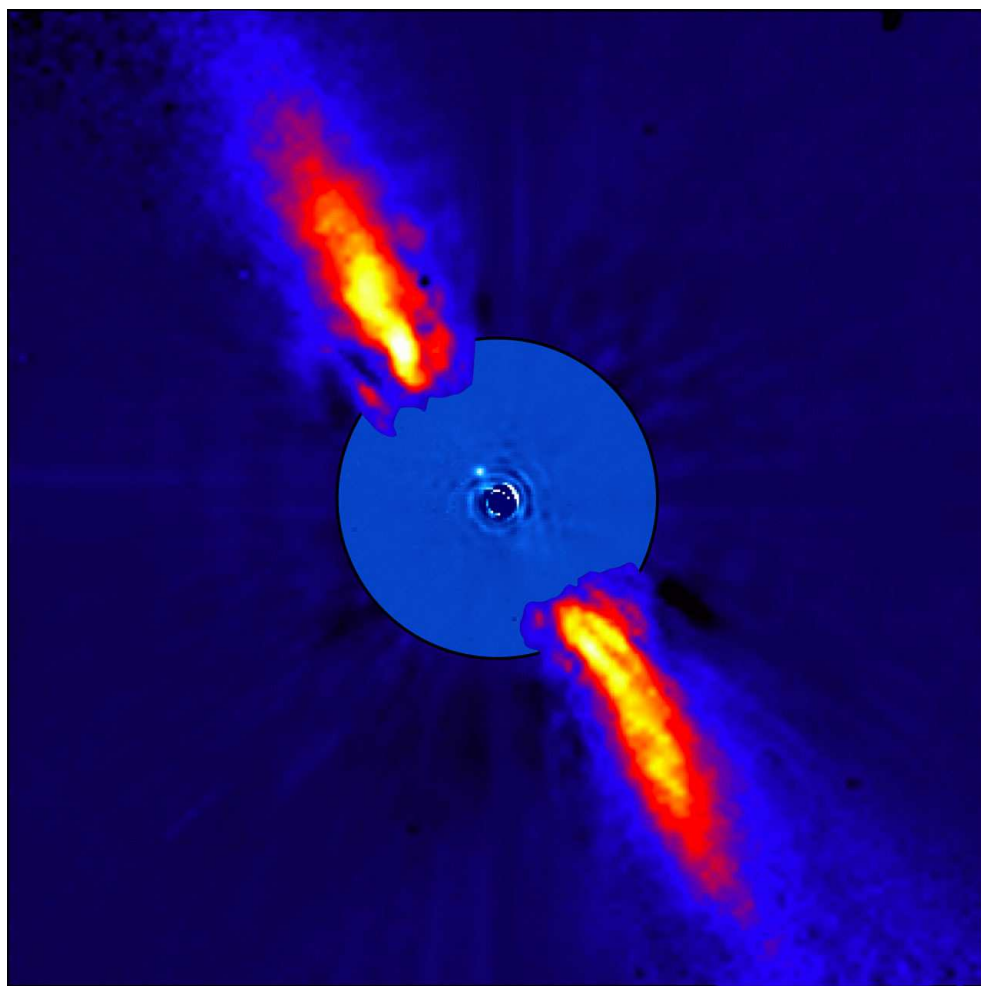
1. ábra. Az exobolygó Doppler-effektusként megnyilvánuló hatása. A kép forrása: [32]



2. ábra. A tranzit módszer lényege. A kép forrása: [5]

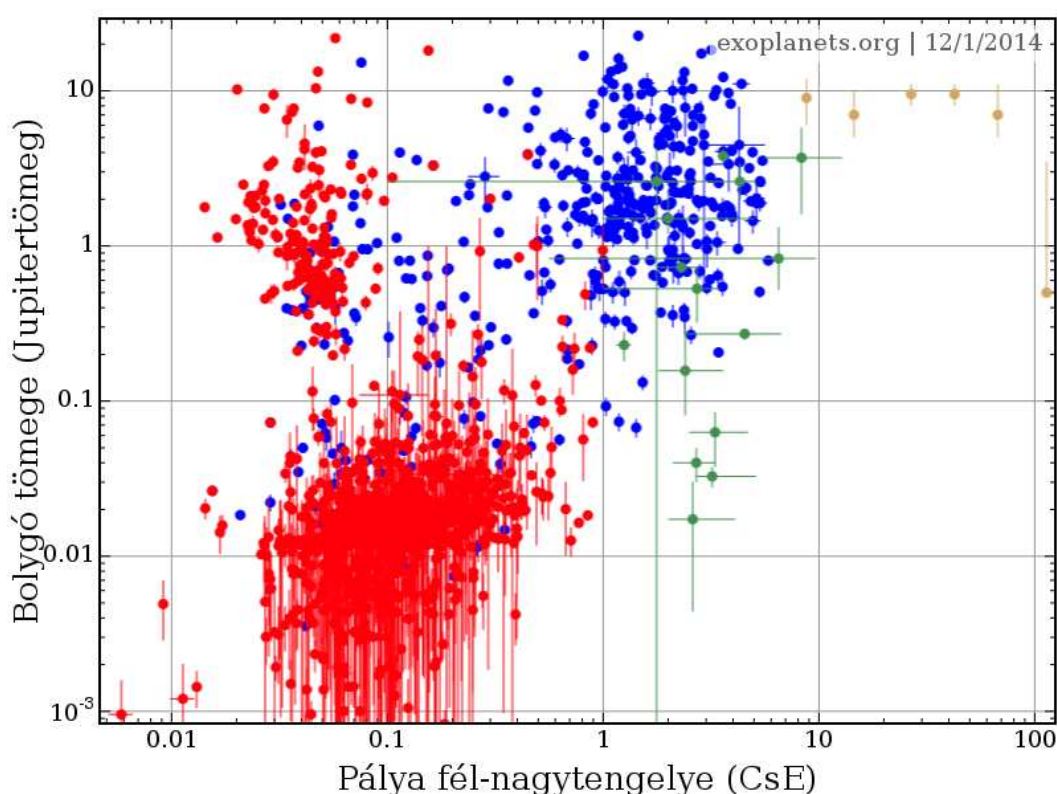
Ezen a két módszeren kívül érdemes megemlíteni a **gravitációs mikrolencsézést**, a **közvetlen képalkotást** (direct imaging, amivel pl. a β Pictoris b-t felfedezték, amelyet a 3. ábrán láthatunk), az időbeli késések vagy sietések detektálásán alapuló **timing**-ot, és az **asztrometriát**, mint exobolygó-felfedezési módszereket. A 4. ábrán láthatjuk az egyes módszerekkel talált exobolygójelöltek fél-nagy tengelyét és tömegét.

Az egyes módszerek különböző típusú rendszerek esetén előnyösek. A közvetlen képalkotással a távoli, fiatal bolygók látszanak jól, a csillaguktól távol keringő bolygók kimutatására, ami a tranzit módszer számára még az űrből végezve is nehézséget okoz, mikrolencsézéssel van jó esély, a radiális sebesség módszer pedig a nagy tömegű bolygókra érzékeny. Így a különböző módszerek jól kiegészítik egymást. Az exobolygók átlagsűrűségét például a radiális sebesség (tömeg) és a tranzit módszer (méret) együttes alkalmazásával kaphatjuk meg.



3. ábra. A közvetlen képalkotással felfedezett β Pictoris b. A kép közepétől balra felfelé található fényes pötty maga a bolygó. A kép forrása: [8]

Ezidáig összesen 5444 exobolygójelöltet ismerünk, amelyek közül 1924 van megerősítve. 483 olyan rendszert ismerünk, amely több exobolygót is tartalmaz [26], [10].



4. ábra. Az eddig talált exobolygójelöltek méret és fél-nagy tengely szerinti eloszlása. A színek a különböző felfedezési módszereket jelölik: kék - radiális sebesség, piros - tranzit, zöld - mikrolencsézés, narancssárga - közvetlen képalkotás. Az ábra bal alsó részén a kistömegű bolygók nagy piros halmaza szinte kizárólag a *Kepler* érdeme. A kép forrása: [9]

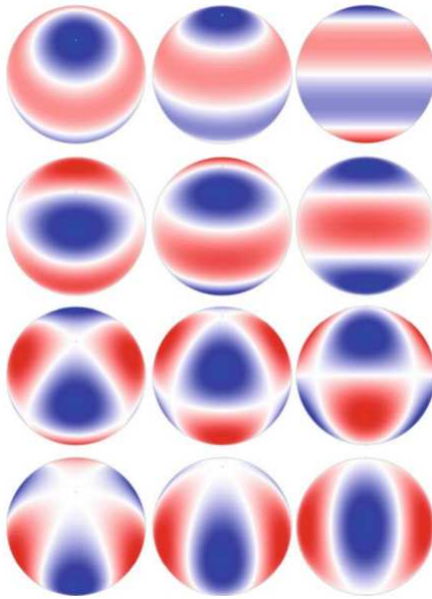
1.2. Asztroszeizmológia és változócsillagok

1.2.1. Asztroszeizmológia

1926-ban írt könyvében Sir Arthur Eddington még arról értekezett, hogy a csillagok belseje az Univerzumban a tudományos vizsgálódások számára a legkevésbé elérhető hely [7]. Az azóta eltelt évtizedekben azonban az asztroszeizmológia tudományának köszönhetően betekintést nyerhettünk a csillagok és köztük a Nap belsejébe is.

A csillagok belső szerkezetéről azok rezgéseinek, oszcillációinak segítségével kaphatunk információkat. A különböző rezgéseket 3 kvantumszámmal jellemezhetjük: n a gömbszimmetrikus csomófelületek száma amelyet felhangnak is hívunk, ℓ a felületen elhelyezkedő csomóvonalak száma, míg m azt adja meg, hogy ezek közül mennyi hosszúsági vonal. A 5. ábra szemlélteti ezen kvantumszámok jelentését. Az ábrán a kék és piros területek kifelé illetve befelé mozognak. Az egymás melletti képek ugyanazt a módot más-más szögekből

mutatják, míg az egymás alatti képek más módushoz tartoznak.



5. ábra. Különböző $\ell = 3$ oktopól rezgési módusok. Az első sorra $m = 0$, a másodikra $m = 1$, a harmadikra $m = 2$, míg a negyedikre $m = 3$. A kép forrása: [1]

Alapvetően kétféle rezgési módust különböztetünk meg: a p- és a g-módusokat. A p-módusok (pressure) akusztikus oszcillációk, melyeknek magasabb frekvenciái vannak, és Nap-típusú vagy annál kissé nagyobb csillagok esetében a csillag külső rétegeiben nagyobb amplitúdóval rendelkeznek. Megfigyelhetünk mind radiális, mind nemradiális p-módusú oszcillációkat. A g-módusok esetében a visszatérítő erő a felhajtóerő és alacsonyabb frekvenciájúak. Nap-típusú csillagoknál a mélyebb rétegekben van nagyobb amplitúdójuk [1].

Nap-típusú csillagok frekvenciaspektrumát felvéve, abban jellegzetes mintázatokot alkotnak a különböző módusú pulzációk. Ezeknek a tanulmányozásával a csillag tömege 5%-nál, kora 10%-nál pontosabban meghatározható. Csillagmodellek segítségével ezekből az adatokból megkaphatjuk a csillag sugarát és kémiai összetételét is.

1.2.2. Pulzáló változócsillagok

Az általam vizsgált fősorozati pulzáló változócsillagok a δ Scuti, a γ Doradus vagy a hibrid osztályba esnek. Röviden bemutatom az egyes osztályok jellemzőit.

A δ Scuti csillagok első populációs, 1,5-2,5 $M_{\odot}$ tömegű csillagok, amelyek a Hertzsprung-Russel diagram (HRD) fősorozatának azon részén találhatók, ahol az találkozik a klasszikus instabilitási sávval. A csillag oszcillációit a hélium

kétszeres ionizációs parciálisan ionizált zónájában fellépő κ -mechanizmus gerjeszti és hajtja. Ez azt jelenti, hogy az ionizációs zóna nagyobb opacitása révén gátolja a sugárzás útján történő energiaátvitelt, így a hőmérséklet és ezáltal a nyomás nőni kezd a zónában és a csillag elmozdul az egyensúlyi állapotból. Ennek következtében viszont csökken az ionizációs fok, ami az opacitás csökkenésével jár együtt, vagyis a sugárzás ismét képes lesz áthatolni az anyagon. Ekkor a csillag elkezd összehúzódni, majd az egész folyamat indul előlről [19].

A δ Sct csillagok esetében mind radiális, mind nemradiális módusok gerjesztődhetnek, melyek jellemzően 18 perc és 8 óra közötti periódusú p-módusok. A rezgések amplitúdói elég széles határok között változhatnak, millimagnitúdóstól egészen a több tized magnitúdóig [1].

A γ Doradus változócsillag-osztályt 1993-ben fedezték fel a fősorozat és az instabilitási sáv vörös szélének találkozásánál [15]. Ezekben a változócsillagokban az oszcillációkat a konvektív blokkolás mechanizmus (convective blocking) hajtja [6], és a 0,5 és 3 nap közötti nemradiális g-módusok okozta pulzációk dominálnak.

A hibrid típusú változócsillagokban jelen vannak mind a δ Scutikra jellemző p-módusok, mind a γ Doradusoknál megfigyelhető g-módusok, mindkét csillagtípus jellemzőit mutatják. Az ilyen csillagok tanulmányozásával a különböző pulzációk révén az égitest nagyon eltérő belső régióinak tanulmányozására nyílik lehetőség, amely igen hasznos lehet a csillagok szerkezetének és működésének jobb megértésében.

1.3. Űrfotometria és a Kepler-űrtávcső

Az exobolygók felfedezésében hatalmas előrelépést jelentett az űrfotometria megjelenése, amellyel nagyságrendekkel pontosabb fényességmérés vált lehetővé.

Az egyik első olyan űreszköz, amellyel exobolygókat figyeltek meg, a kanadai *MOST* (Microvariability and Oscillation of Stars) teleszkóp volt, amelyet 2003-ban lőttek fel és elsődleges célkitűzései között asztroszeizmológiai célok szerepeltek, csak később derült ki, hogy bolygókat is ki lehet vele mutatni. A *MOST* nevéhez fűződik többek között az 55 Cnc e exobolygó fedéseinek kimutatása [34].

A következő nagyon fontos műszer a *CoRoT* (Convection, Rotation and Planetary Transits) űrtávcső volt, amely a Francia Űrügynökség (Centre National d'Étude Spatiale, CNES) és az Európai Űrügynökség (ESA) közös projektje. Az űrtávcső 2007-ben kezdte meg működését és egészen 2013-ig szolgáltatotta az adatokat. Fő célja kettős volt: mind exobolygók felfedezése,

mind asztroszeizmológiai vizsgálatok végzése. A működése során több, mint 200 exobolygójelöltet talált. Egyik jelentős eredménye volt az első olyan exobolygó felfedezése, amelynek okkultációját (másodlagos fedését) sikerült optikai tartományban is megfigyelni (CoRoT-1b) [29]. A *CoRoT* nevéhez fűződik továbbá az első fedési kőzetbolygó kimutatása (CoRoT-7b) [18].

A NASA *Kepler* űrtávcsőve egy hatalmas ugrást jelentett mind a fotometriai pontosság tekintetében, mind pedig a mintavételezés hosszában. A műszer hármas célt teljesített: a Földhöz hasonló, a lakhatósági zónában keringő bolygókat keresett a fedési módszert használva, asztroszeizmológiai méréseivel a csillagok szerkezetének és fejlődésének jobb megismeréséhez segítette a kutatókat és további asztrofizikai objektumokra is több éves, ultrapontos, homogén fotometriát nyújtott [14].

A *Kepler* főműszere egy 0,95 méteres apertúrájú Schmidt-teleszkóp, amelynek fénye 42 db 2200×1024 pixeles CCD chipre vetül (6). Az űrtávcső a 430-890 nm-es hullámhossztartományban képes észlelni. Az űrtávcső pályája egy 372,5 napos Nap-körüli Föld-követő (Earth-trailing) pálya.

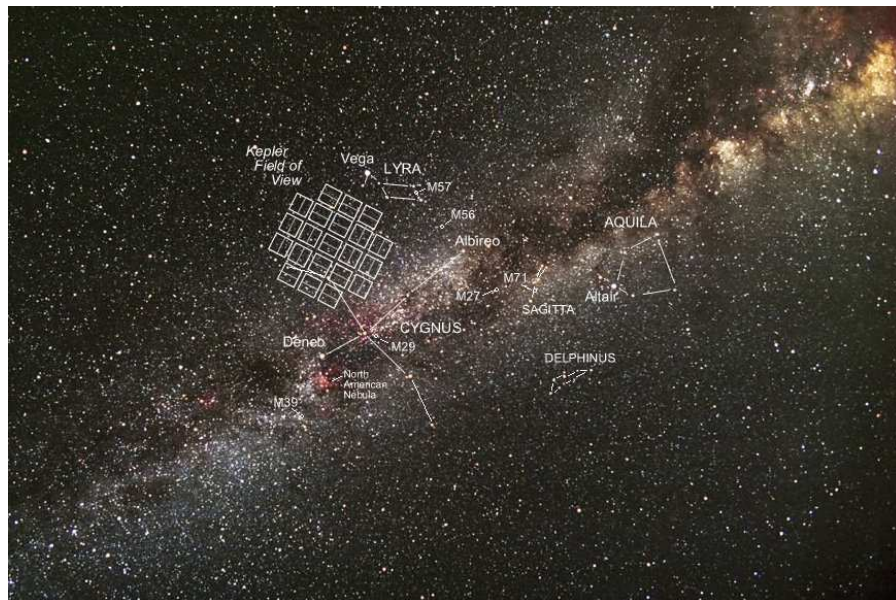
Az űrtávcső folyamatosan ugyanazt a Hattyú és a Lant csillagképek közé eső 105 négyzetfokos területet figyelte (7), amelyen 4,5 millió objektum található a 16^m -s határfényességig. A pixeleknek azonban csak 5%-a tölthető le, ezért folyamatosan meg kellett tervezni, hogy melyik objektumokat is figyelje meg. A műszer negyedévenként (93 nap) 90° -kal elfordul, így más-más pixelekre esnek ugyanazok az objektumok. ezeket a negyedéveket Q-val jelölik, pl. Q0, Q1, stb.

A *Kepler* kétféle üzemmódban tudja mérni az objektumokat. Az egyik az LC (Long Cadence), ahol 29,4 percenként vesz fel egy adatot az űrtávcső. A másik az SC (Short Cadence), ahol a mintavételezés 58,9 másodpercenként történik. Körülbelül 156000 objektum egyidejű megfigyelésére van lehetőség.

Az űrtávcsövet 2009. 03. 07-én lőtték fel Cape Canaveralról, és májusban kezdte meg a tudományos megfigyeléseket. Működését eredetileg 3,5 évre tervezték, de 2012-ben ennek 2+2 éves meghosszabbítását jelentették be. A Kepler rendkívül sikeres az exobolygók detektálásának terén: 4607 jelöltet és 1027 bolygót fedezett fel, vagyis a ma ismert exobolygók több mint felét általa ismertük meg [14].



6. ábra. A Kepler űrtávcső CCD-chipjei. A kép forrása: [25]



7. ábra. Az űrtávcső látómezője. A kép forrása: [25]

Sajnos azonban több probléma is jelentkezett a *Keplernél*. 2010. januárjában két CCD-je meghibásodott, majd 2012. júliusában az egyik stabilizáló giroszkóp is elromlott. 2013. májusában egy másik giroszkóp is meghibásodott, így lehetetlenné vált az eddigi pontosság megtartása.

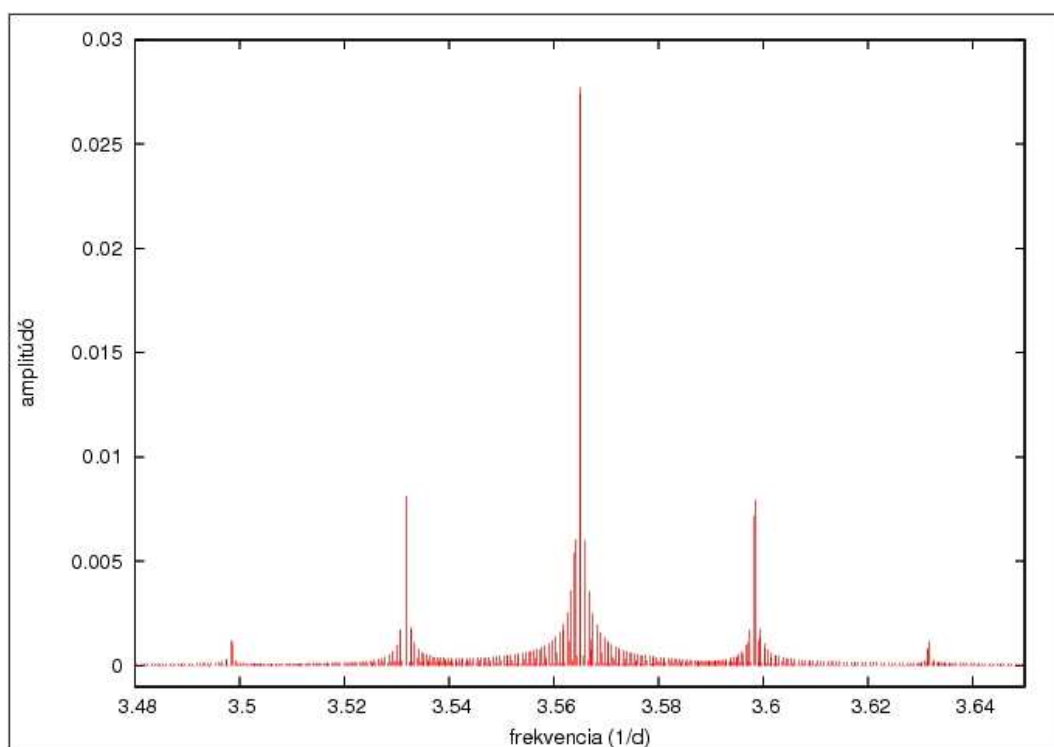
Az új üzemmód a K2 nevet kapta, és lényegesen módosítani kellett az eddigi megfigyelési módszereket. A távcső az ekliptika irányába néz, hogy kiegyensúlyozza a Naptól érkező sugárnyomást, azonban így kb. 85 naponként más-más látómezőt kell vizsgálnia [12]. Az űrtávcső így már nem képes Föld-típusú bolygókat kimutatni Nap-típusú csillagok körül a lakhatósági zónában, azonban még így is a csillagászat rengeteg területén hajthat hasznát a működése.

2. Az FM-módszer

2.1. Bevezetés

A változócsillagok körüli bolygók megfigyelése a hagyományos módszerekkel nem egyszerű, és eddig nem vezetett sok eredményre. A tranzit módszerrel nehéz kimutatni ezeket a bolygókat, mert a fedés kis jele könnyen eltűnik a pulzáció által okozott jelben. Eddig két esetben sikerült bolygót találni ilyen csillagok körül: a WASP-33b egy δ Sct [11], míg a V391 Peg b egy sdB csillag körül kering [28]. A 1,5-2 naptömegű, A-típusú változócsillagok a radiális sebesség módszer számára sem kedvezőek, mert kevés abszorpciós vonaluk van, leginkább csak a hidrogénvonalak megfigyelhetőek. Ilyen bolygóra példa a KOI-13.01 [31].

Egy 2012-ben publikált, a Kepler-pontosságú adatokra kidolgozott fotometriai módszer [27] segítségével azonban ezek a rendszerek is könnyebben tanulmányozhatók válnak. Egy kettős rendszer esetében, ha annak egyik tagja egy pulzáló fősorozati változócsillag, a másik pedig bármilyen (szub)sztelláris kísérő, a frekvenciaspektrumból meghatározhatóak a rendszer releváns paraméterei: a keringési idő, a pálya fél-nagy tengelye, illetve a korábban spektroszkópiai úton meghatározott radiális sebesség és tömegfüggvény. A csillag és kísérője a közös tömegközéppont körül fog keringeni, így a változócsillag fényének hol hosszabb, hol rövidebb utat kell megtennie, amíg a távcsövhöz ér. Ezt a jelenséget hívjuk fény-idő effektusnak, ami egy fázismodulációként fog realizálódni. A fázismoduláció fizikailag megfeleltethető egy frekvenciamodulációnak, így végeredményben a fázismodulációra utaló struktúrákat, multipleteket kell látnunk a csillag frekvenciaspektrumában. Egy ilyen multipletet láthatunk a 8. ábrán. A frekvenciamoduláció matematikai formalizmusát részletesen tárgyalja például a [2]. cikk.



8. ábra. Egy szimulált adatsorból származó kvintuplet vagyis öt csúcsból álló multiplet

Multipleteket azonban nem csak ilyen esetekben láthatunk a frekvenciaspektrumban. Egy másik lehetséges ok lehet ha nemradiális pulzációs módusok gerjesztődnek a csillagban [17]. Ilyenkor a multiplet csúcsai közötti távolság a csillag forgásának szögsebességével lesz arányos. Ennek egyik speciális esete ha ferde pulzációt látunk, azaz a pulzációs módusok szöget zárnak be a forgástengellyel pl. roAp csillagok esetében [16].

Megemlítendő még a Blazskó-moduláció is, amelynek oka több mint egy évszázada rejtély [3]. Ez a jelenség az RR Lyrae csillagok jelentős részénél megfigyelhető egy kváziperiodikus amplitúdó- és fázismoduláció formájában [2]. Mivel RR Lyrae típusú változócsillagokat mi nem vizsgáltunk, ezt a jelenséget nem kellett figyelembe vennünk.

A fentebb felsorolt jelenségek esetleg hamis pozitív megfigyelésekhez vezethetnének, ezért alapos vizsgálatra van szükség minden egyes csillag esetében.

2.2. A paraméterek meghatározása

Tekintsük azt az esetet, amikor a kísérő körpályán kering a változócsillag körül. Ebben az esetben a [27] cikkben levezetett módon az észlelt fényességváltozás a

t időpillanatban a következő kifejezéssel lesz arányos:

$$\cos \left[(\omega_0 t + \phi) + \frac{a_1 \omega_0 \sin i}{c} \sin \Omega t \right], \quad (1)$$

ahol ω_0 a pulzáció körfrekvenciája, ϕ a nulla időpillanatban lévő fázis, a_1 a változócsillag pályájának fél-nagy tengelye vagyis a csillag középpontjának és a rendszer tömegközéppontjának a távolsága, i a pálya inklinációja, c a fénysebesség, Ω pedig a keringés körfrekvenciája. Az egyenletből jól látható a fázismoduláció jelenléte.

A rendszer paramétereinek meghatározásának kulcsa a fázismoduláció amplitúdójának kiszámítása [27]. Kepler 3. törvényéből megkaphatjuk a változócsillag és kísérője közötti távolságot:

$$a = \left(\frac{GM_\odot}{4\pi^2} \right)^{1/3} \left(\frac{m_1}{M_\odot} \right)^{1/3} (1+q)^{1/3} \cdot P_{orb}^{2/3}, \quad (2)$$

ahol $q = \frac{m_2}{m_1}$ a tömegarány, $P_{orb} = \frac{2\pi}{\Omega}$ pedig a keringési idő. Kifejezve a változócsillagnak a középponttól vett távolságát a csillag és a kísérő közötti távolsággal ($a_1 = q(1+q)^{-1}a$), a fázismoduláció amplitúdójára ($a_1 \omega_0 \sin i / c := \alpha$) a következő kifejezést kapjuk:

$$\alpha = \frac{(2\pi GM_\odot)^{1/3}}{c} \left(\frac{m_1}{M_\odot} \right)^{1/3} q(1+q)^{-2/3} P_{orb}^{-1/3} \sin i, \quad (3)$$

ahol $P_{osc} = \frac{2\pi}{\omega_0}$ a pulzációs periódusidő.

Láthatjuk, hogy adott pulzációs frekvenciára a keringési idő növelésével nő a fázismoduláció amplitúdója is, vagyis a távolabb keringő kísérők jobban kimutathatóak lesznek. Adott keringési idő esetén pedig a nagyobb frekvenciájú pulzációk esetében lesz könnyebb a detektálás.

A tömegfüggvény meghatározásához egy kissé átírjuk a 3. egyenletet:

$$\alpha = \left(\frac{2\pi G}{c} \right)^{1/3} \frac{P_{orb}^{2/3}}{P_{osc}} \frac{m_2 \sin i}{(m_1 + m_2)^{2/3}}. \quad (4)$$

Mivel a tömegfüggvény a következőképpen írható fel:

$$f(m_1, m_2, \sin i) = \frac{m_2^3 \sin^3 i}{(m_1 + m_2)^2}, \quad (5)$$

α segítségével átírható:

$$f(m_1, m_2, \sin i) = \alpha^3 \frac{P_{osc}^3}{P_{orb}^2} \frac{c^3}{2\pi G}. \quad (6)$$

A frekvenciamoduláció amplitúdójának felhasználásával a változócsillag és a gravitációs tömegközéppont közötti távolság illetve a radiális sebesség is

megkapható:

$$a_1 \sin i = \frac{P_{osc}}{2\pi} \alpha c \quad (7)$$

$$v_{rad,1}(t) = \frac{P_{osc}}{P_{orb}} \alpha c \cos \Omega t. \quad (8)$$

Amint a 1. képletben láthatjuk, a fényességváltozást leíró egyenletekben $\cos(\alpha \sin \Omega t)$ típusú tagok fognak megjelenni. Ezeket a Jacobi-Anger kifejtéssel átírhatjuk a Bessel-függvényeket tartalmazó kifejezésekre:

$$\cos((\omega_0 t + \phi) + \alpha \sin \Omega t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\alpha) \cos((\omega_0 + n\Omega)t + \phi), \quad (9)$$

ahol J_n az n -edrendű Bessel-függvény.

A Bessel-függvények segítségével megadhatjuk az egyes oldalcsúcsoknak a főcsúchoz viszonyított relatív magasságát is, a következőképpen:

$$\frac{A_{+n} + A_{-n}}{A_0} = \frac{2|J_n(\alpha)|}{|J_0(\alpha)|}, \quad (10)$$

ahol A_0 a főcsúcs amplitúdója, míg A_{+n} és A_{-n} az n . oldalcsúcsok amplitúdói. Ez a kifejezés azért lényeges, mert megadja, hogy az egyes α értékek esetén melyik csúcsok lesznek legjobban láthatóak a frekvenciaspektrumban. Általában a főcsúcs lesz a legmagasabb és tőle távolodva egyre alacsonyabb csúcsok követik, ahogy például a 8. ábrán is láthatjuk; azonban bizonyos esetekben az oldalcsúcsok a főcsúcsnál magasabbra is nőhetnek.

Fontos megjegyezni, hogy az egyenletek elvben végtelen sok oldalcsúcs megjelenését írják le, azonban a fényességmérés véges pontossága miatt a Fourier-spektrumban is lesz egy bizonyos zajunk, amely következtében csak néhány csúcsot fogunk látni (tipikusan hármat, vagyis egy tripletet).

Az α értéke kettőscsillagok esetében 10^{-2} nagyságrendbe esik, a kísérő tömegének csökkentésével pedig még kisebb lesz. Ennek következtében az általunk vizsgálandó rendszerek esetében joggal használhatjuk a 10. képlet $\alpha \ll 1$ esetben érvényes közelítését. Ilyenkor $J_0(\alpha) \approx 1$ illetve $J_1(\alpha) \approx \frac{\alpha}{2}$, így a 10. képlet így írható át:

$$\alpha = \frac{A_{+1} + A_{-1}}{A_0}. \quad (11)$$

Ennek az ismeretében átírhatjuk a 6, 7 és 8 egyenleteinket is, mégpedig a következőképpen:

$$f(m_1, m_2, \sin i) = \left(\frac{A_{+1} + A_{-1}}{A_0} \right)^3 \frac{P_{osc}^3}{P_{orb}^2} \frac{c^3}{2\pi G}, \quad (12)$$

$$a_1 \sin i = \frac{P_{osc}}{2\pi} \frac{A_{+1} + A_{-1}}{A_0} c, \quad (13)$$

$$v_{rad,1}(t) = \frac{P_{osc}}{P_{orb}} \frac{A_{+1} + A_{-1}}{A_0} c \cos \Omega t. \quad (14)$$

Ezek az egyenletek pedig már csak a frekvenciaspektrumból mérhető mennyiségeket és fizikai konstansokat tartalmaznak, vagyis a fénygörbe Fourier-transzformálása után ha abban „látjuk a megfelelő oldalcsúcsokat”, mindezeket a mennyiségeket meghatározhatjuk. Ω a főcsúcs és a mellette lévő oldalcsúcs távolsága, P_{orb} pedig ebből a korábbiakban már leírt módon egyszerűen kiszámítható.

2.3. Eddigi vizsgálatok

A módszert eddig nem sokan használták, de néhány cikk azért már megjelent a témával kapcsolatban. Simon Murphy és munkatársai például a KIC 11754974-en végzett komplex vizsgálatuk során alkalmazták ellenőrzésképpen az FM-módszert is. A *Kepler* Q0-Q7 negyedéveinek LC adatait dolgozták fel, és ezek alapján konzekvensen minden vizsgált paraméter értékére hibahatáron belüli egyezést kaptak a más módszerekkel számoltakhoz képest [23].

3. A PM-módszer

Az előző fejezetben ismertetett frekvenciamoduláción alapuló módszer mellett egy másik eljárás is ismert a kettős rendszerbeli pulzáló változócsillagok kimutatására és pályaparamétereik meghatározására [22]. Az eljárás jobban detektálható jelet ad alacsony frekvenciás pulzációk esetén, mint a korábban tárgyalt FM-módszer, azonban a rövid periódusú kettőscsillagok vizsgálatában kevésbé hatékony.

A PM-módszer lényege az, hogy expliciten a csillag belső pulzációs módusainak fázismodulációját használjuk ki (erre utal az eljárás neve is). A csillag teljes *Kepler*-fénygörbéjének Fourier-transzformálásával meghatározunk néhány domináns frekvenciát. Ezután felosztjuk a fénygörbét tíz napos részekre, és minden ilyen kis szegmensben meghatározzuk a domináns frekvenciákhoz tartozó fázist, így kapunk egy adatsort, amely az idő függvényében tartalmazza a fázisokat. Ha nagyobb szegmenseket választunk, akkor pontosabban meg tudjuk határozni a fázisokat, míg ha kisebbet, akkor az időbeli felbontásunk javul. Figyelembe kell venni azt is, hogy csak olyan rendszerekre lesz érzékeny a vizsgálatunk, amelyekben a periódusidő nagyobb, mint a szegmensek hosszának kétszerese. A tíz napos felosztás nagyjából kiegyensúlyozza az egyes szempontok előnyeit, így ideálisnak tekinthető.

Mivel a fázisváltozás amplitúdója függ a vizsgált frekvenciától, az egyes frekvenciákra más-más amplitúdójú görbéket kapnánk, így nehezebben lennének összevethetők a különböző frekvenciákból kinyert adatok [22]. Emiatt a fázisváltozásokat át kell váltani abba az időbeli késésbe, amit a csillag tőlünk mért pozíciójának változása okoz (time delay).

Jelöljük az egyes pulzációs frekvenciákat ν_j -vel, az időszegmenseket pedig t_i -vel! Minden vizsgált frekvenciához minden időszegmensben tartozik egy ϕ_{ij} fázis. A ν_j frekvenciához tartozó fázisok átlagát megkaphatjuk a következőképpen:

$$\overline{\phi_j} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \phi_{ij}, \quad (15)$$

innen pedig a relatív fázistolás kiszámítható a $\Delta\phi_{ij} = \phi_{ij} - \overline{\phi_j}$ összefüggés segítségével. A keresett időbeli késés pedig a következő képlet használatával adódik:

$$\tau_{ij} = \frac{\Delta\phi_{ij}}{2\pi\nu_j}. \quad (16)$$

Körpálya esetén az időkéésések az idő függvényében egy szinuszgörbét kell adjanak, amely periódusa a keringési idő, amplitúdója pedig az az idő, amennyi

a fénynek kell, hogy a pálya átmérőjének látóirányú vetületét megtegye.

Minden pulzációs módus ugyanolyan periódusú, amplitúdójú és fázisú görbét kell adjon, így ha több frekvenciára is ugyanolyan görbe jön ki, azzal megerősíthetjük az eljárásunk helyességét. Fontos megjegyezni azonban, hogy a tíz napos szegmensek frekvenciafelbontása korántsem olyan jó, mint a teljes adatsoré; így könnyen lehet, hogy bizonyos frekvenciák, amelyeket a teljes fénygörbe Fourier-transzformáltjában különváltak, a kis szegmensekben már nem fognak. Ez pedig meg fogja növelni az időkések szórását az ilyen frekvenciákra, mindazonáltal a szinuszos alak és a periódusidő nem változik, így az ilyen frekvenciákból is kinyerhető információ.

A módszer másik nagy előnye az, hogy meghatározható vele a radiális sebesség görbéje is. Az időkéseket a következő integrállal fejezhetjük ki

$$\tau(t) = -\frac{1}{c} \int_0^t v_{\text{rad}}(t') dt', \quad (17)$$

vagyis az időkések deriválásával megkaphatjuk a radiális sebességet:

$$v_{\text{rad}}(t) = -c \frac{d\tau}{dt}. \quad (18)$$

4. Saját eredmények

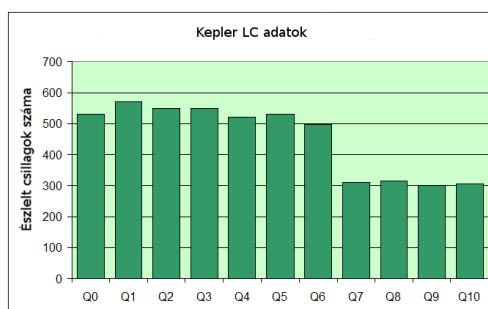
4.1. Az FM-módszer gyakorlati tesztelése

Közvetlenül az FM-módszert leíró cikk [27] megjelenése után kezdtem dolgozni ezen a témán, így a módszert gyakorlatban még nem tesztelte senki alaposabban; a fent említett szakcikkben csupán egyetlen, korábban már ismert kettőscsillagrendszert vizsgáltak meg vele, a KIC 4150611-et, és bár a 2.3. fejezetben bemutattam egy ilyen irányú munkát, a módszer megjelenése óta sem sok cikk született ebben a témában, így fontosnak találtam, hogy a gyakorlatban is kipróbáljam a módszer teljesítőképességét.

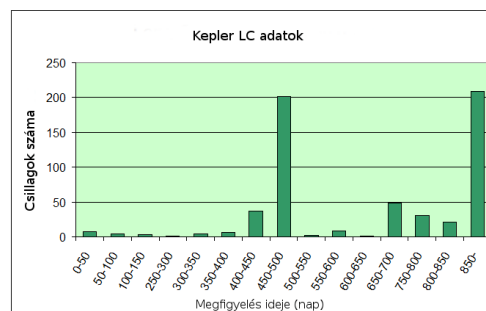
Vizsgálataim során a NASA *Kepler* űrtávcsövének adatait használtam fel. 585 δ Sct, γ Dor és hibrid típusú változócsillaggal dolgoztam, amelyeket a Kepler Asztroszeizmológiai Tudományos Konzorcium (KASC) tagjai válogattak ki előzetesen a Kepler-látómezőből [33]. Kihagytam az ismert kettőscsillagokat, tekintve, hogy elsősorban új kettőscsillagok vagy exobolygók felfedezése volt a célom, nem az eddig is ismertek megerősítése.

Az egyes csillagok esetében a legfontosabb paraméter az volt, hogy hány negyedévig észlelte őket a *Kepler* LC illetve SC módban. Az ilyen típusú változócsillagok esetében alapvetően nem a hosszú megfigyelésen volt a hangsúly, hanem azon, hogy minél többet tudjanak közülük akár rövidebb periódusokig észlelni, ugyanis asztroszeizmológiai célok miatt mérte az űrtávcső a fényüket. Emiatt sok csillagra csak néhány negyedévnyi adatunk van, ami nagyon megnehezíti az ezen égitestek körüli bolygódetektálást, mint azt a 3.3. fejezetben látni fogjuk.

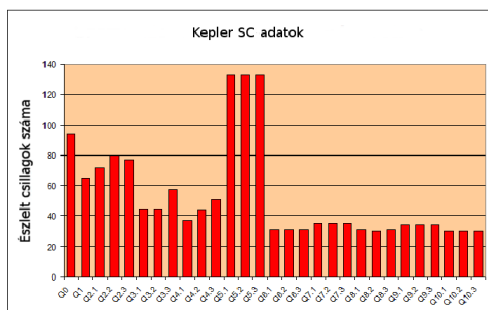
Az 585 csillag vizsgálatát akkor végeztem, amikor még csak Q10-ig voltak publikusak az adatok, így az azóta elérhetővé vált negyedévek felhasználásával még nagyobb eséllyel lehetne kísérőket kimutatni. A 9 - 12 ábrák hisztogramjai mutatják, hogy az egyes negyedévekben hány csillagot figyelt meg a *Kepler* az általam vizsgáltak közül illetve hány csillagra milyen hosszú adatsorom van. Az ábrákért köszönet Csorba Dánielnek.



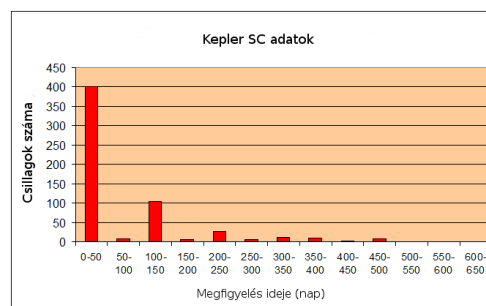
9. ábra. Az egyes negyedévekre LC adatokkal rendelkező általam vizsgált csillagok száma



10. ábra. A csillagok LC módban észlelt idejének hisztogramja



11. ábra. Az egyes negyedévekre SC adatokkal rendelkező általam vizsgált csillagok száma



12. ábra. A csillagok SC módban észlelt idejének hisztogramja

Láthatjuk tehát, hogy 150 napnál hosszabb SC adataim csak elvétve voltak, LC-ből viszont igen gyakori volt a 450-500 napos adatsor, illetve a 850 napnál hosszabb is.

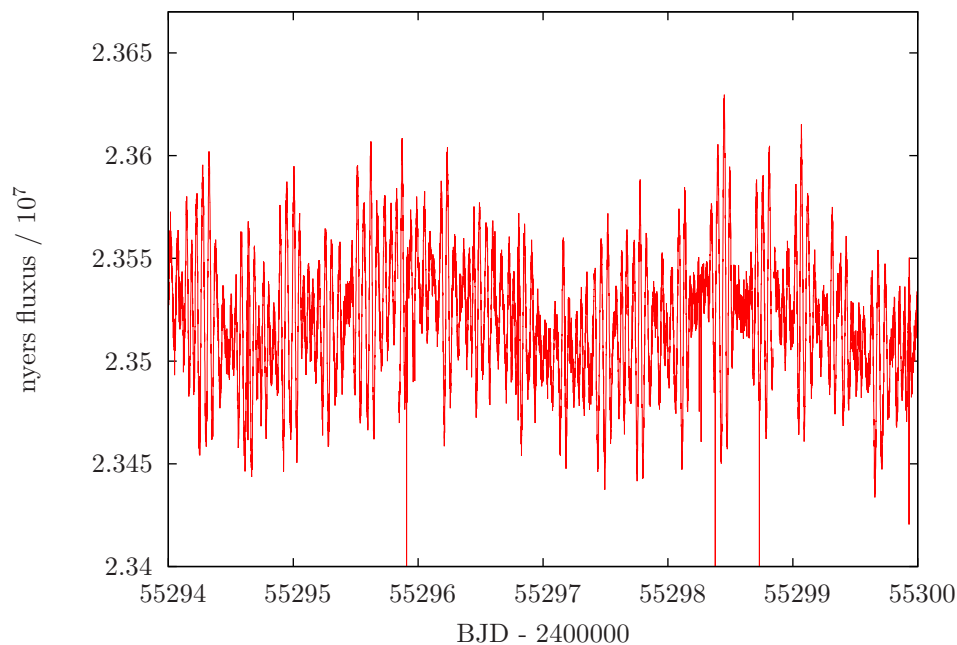
Ezek után az 585 csillagok szisztematikusan megvizsgáltam: olyan mellékcúcsokat kerestem független pulzációs frekvenciák körül, amelyek konzisztensen a megfelelő szeparációt és amplitúdóarányokat adják, és több pulzációs frekvencia körül is megvannak. Azt is ellenőriztem, hogy az adott helyen nincsenek-e hamis, a *Kepler*-ből adódó instrumentális periodicitások. A vizsgált csillagok közül több is biztatónak bizonyult. A következő fejezetben a legjobb jelöltet mutatom be, amelynél négy frekvenciacsúcs mellett is láthatóak voltak az oldalcsúcsok, és ezek konzisztensen ugyanazokat az eredményeket adták a pályaparaméterek értékére.

4.2. A legjobb jelölt

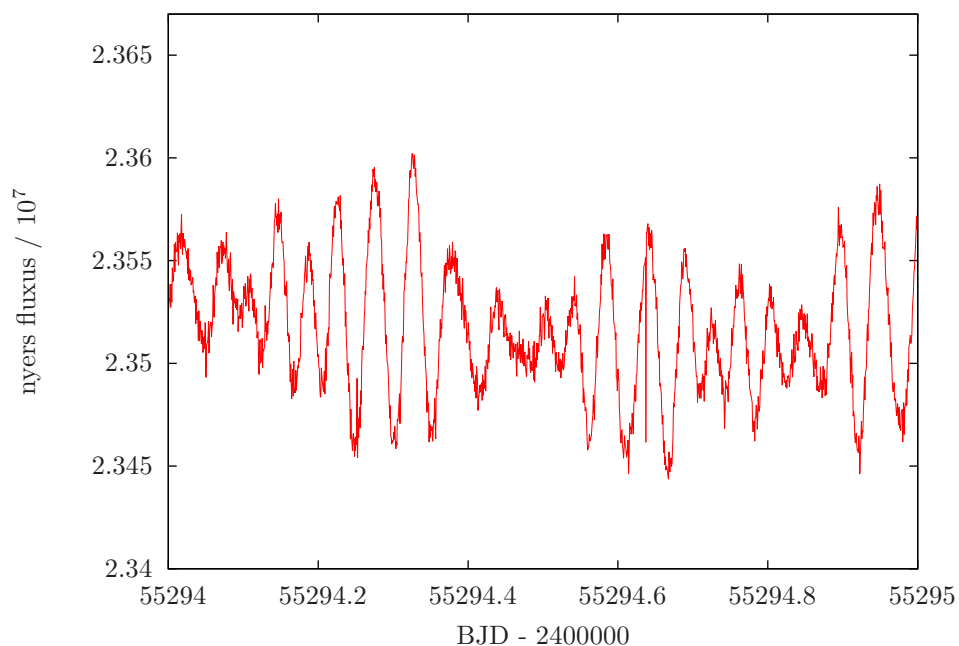
Az 585 fősorozati változócsillag FM-módszerrel való vizsgálata során a legjobb kettőscsillagjelöltnek a KIC 5709664 számú δ Sct - γ Dor hibrid csillag bizonyult. A csillag és a mintavételezés paraméterei a következők:

- Adatpontok száma: 39594
- Adatsor hossza: 880 nap (LC: Q0 - Q10, SC: Q2.2, Q5)
- Fényesség: $11,2^m$ (Kp)
- Effektív hőmérséklet: 7200 K
- Becsült tömeg: $1,7 M_{\odot}$ (egy tipikus δ Scuti tömege)

A 13. és 14. ábrákon különböző időskálákon láthatjuk a csillag fénygörbéjét. Szépen látszik, hogy a δ Scutikra jellemző nagyobb frekvenciájú, néhány órás periódusú p-módusú pulzációk mellett a kisebb frekvenciájú, 1-2 napos periódusú g-módusok is megfigyelhetők.

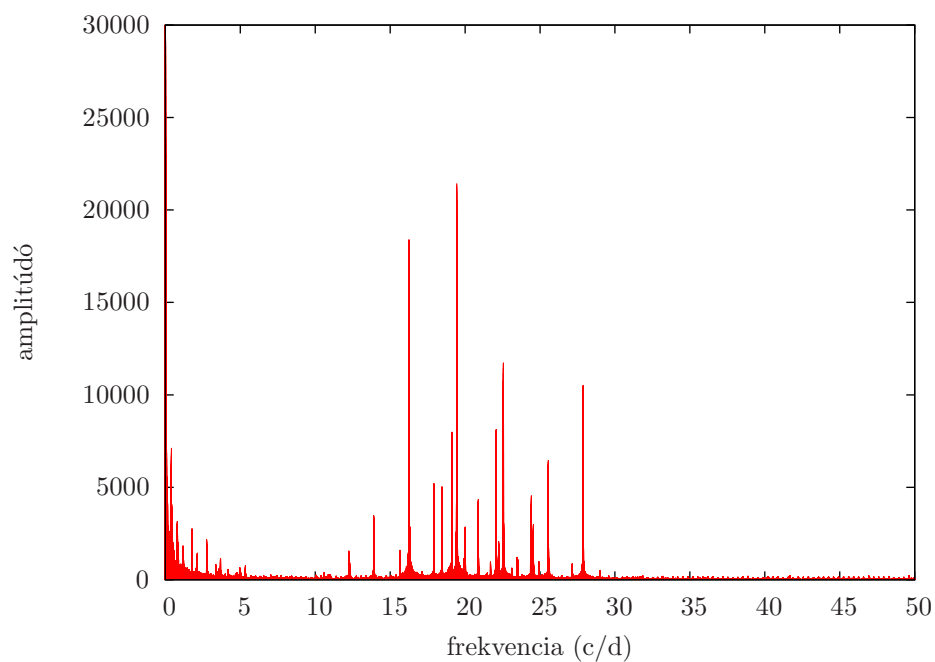


13. ábra. A KIC 5709664 fénygörbéjének egy része. Jól látható egy kisebb frekvenciájú módus

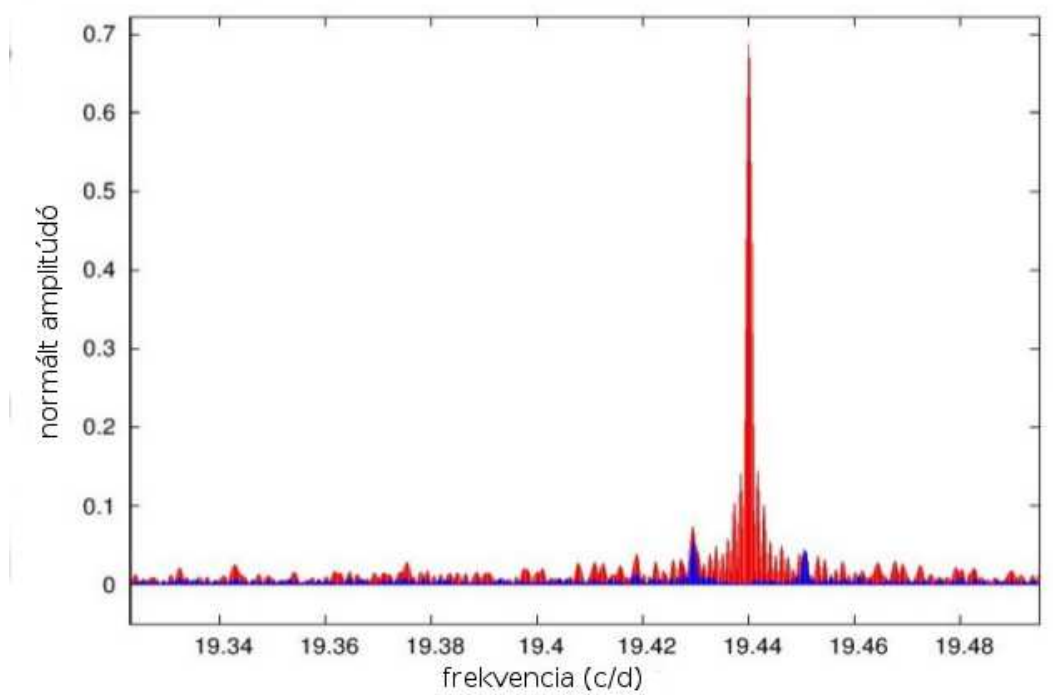


14. ábra. A KIC 5709664 fénygörbéjének egy része, nagyobb nagyítással. Jól látható egy nagyobb frekvenciájú pulzáció

A csúcsok profilja miatt gyakran nem lehet látni az oldalcsúcsokat, így célszerű a legnagyobbakat levonni, és a maradékban keresni a nagy csúcsoktól szimmetrikusan ugyanakkora távolságra elhelyezkedő, egymáshoz képest közel ugyanakkora oldalcsúcsokat. A KIC 5709664 frekvenciaspektrumát láthatjuk a 15. ábrán, míg a 16. ábrán a levonás előtti és utáni állapot figyelhető meg. Utóbbiban szépen látszanak a mellécsúcsok.



15. ábra. A KIC 5709664 frekvenciaspektruma



16. ábra. Az egyik vizsgált frekvencia és a levonása után (kék) láthatóvá vált mellécsúcsok

Mind a négy látható triplet esetén az oldalcsúcsoknak a főcsúcshoz képesti pozíciójából és relatív amplitúdójából a 12., 13 és 14 egyenletek alapján kerültek meghatározásra a rendszer paraméterei. A négy eredmény átlagai adták a

rendszer paramétereit:

- Keringési idő: $94,8 \pm 0,4$ nap
- Kísérő minimális tömege: $0,934 \pm 0,005 M_{\odot}$
- Fél-nagytengely: $0,200 \pm 0,007$ CsE
- Radiális sebesség amplitúdója: $22,90 \pm 0,86$ km/s

A 17 ábrán látható egy, a rendszerről ezen paraméterek alapján Kolláth Zoltán által készített ábrázolás.



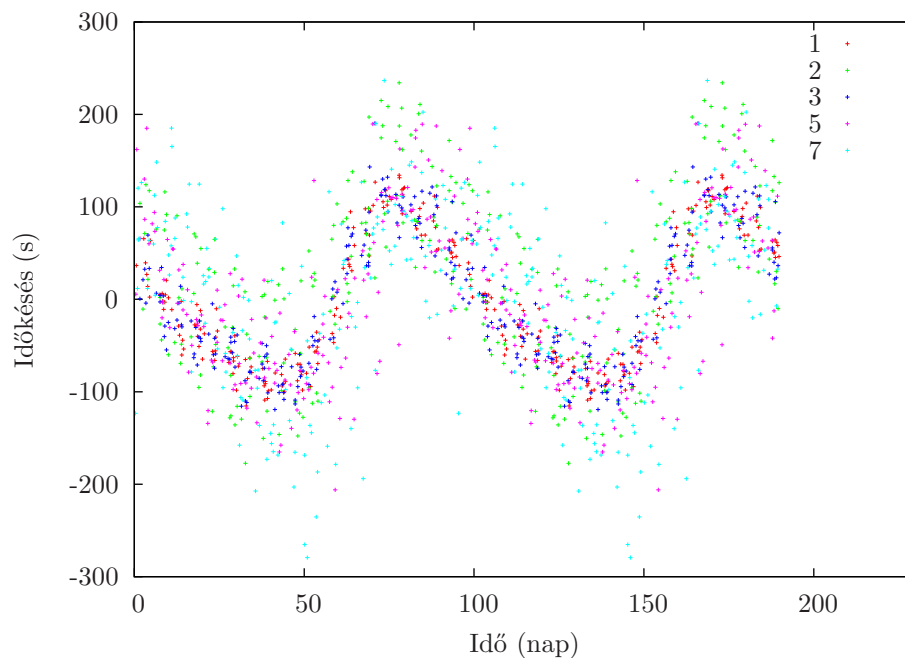
17. ábra. A rendszerről készített ábrázolás

A csillagok megvizsgálásának két fontos tanulsága is lett. Az egyik az, hogy a nagy frekvenciák a Nyquist-frekvenciáról áttükröződhetnek a vizsgált frekvenciatartományba, ezáltal hamis csúcsokat hozva létre. A tükrözött jelnek azonban kisebb az amplitúdója mint az eredetinek, így SC adatok segítségével könnyen megmondható, melyek a valódi frekvenciák [24]. Ez is egy indok, hogy miért fontos, hogy minél több csillagra legyenek SC adataink is. Az általam vizsgált csillagok 9%-ára egyáltalán nem állt rendelkezésre SC adat, 7%-ára pedig csak a Q0-ból, amely igen rövid.

A másik tanulság az, hogy a frekvenciák között gyakran megjelenik a Kepler-év és annak fele is. Így ha ezekhez nagyon közeli frekvenciát találunk, az valószínűleg hamis jel lesz.

Végül megvizsgáltam a KIC 5709664-et a PM-módszerrel is. Ehhez a teljes fénygörbét felosztottam tíz napos szegmensekre, és ezekben a hét legnagyobb

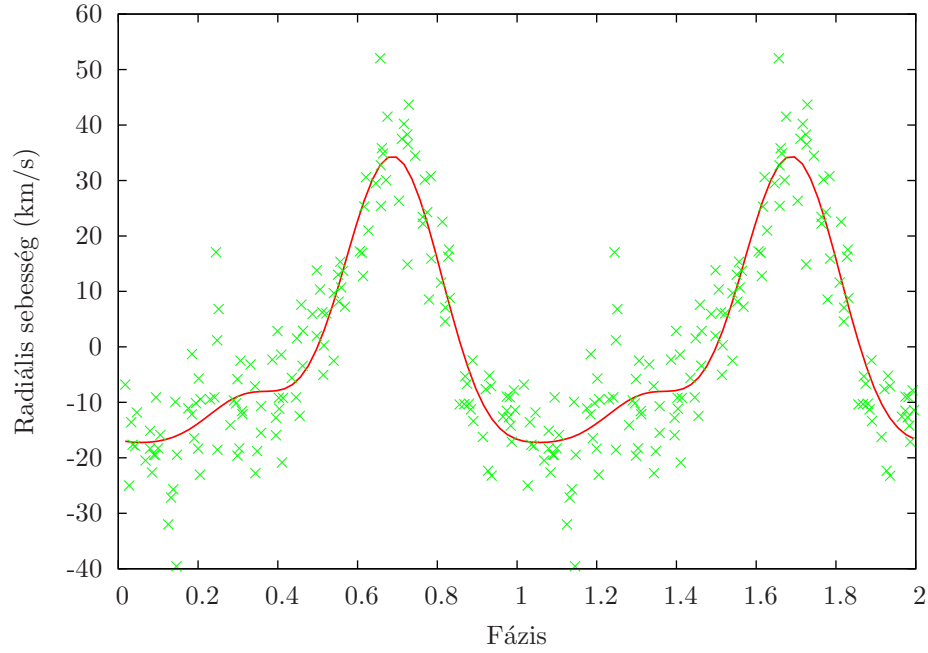
amplitúdójú frekvencia fázisának változásait vizsgáltam. A relatív fázistolásokat időkézésbe átszámítva kaptam meg a 18. ábrát. Ezen az 1., 2., 3., 5. és 7. legdominánsabb frekvenciára elvégzett vizsgálat eredménye látható. A 4. és a 6. legnagyobb frekvencia sokkal nagyobb zajjal terhelt görbét eredményezett, így ezeket nem ábrázoltam. Láthatjuk, hogy mind az öt frekvencia konzekvensen ugyanolyan görbét adott.



18. ábra. A KIC 5709664 fázisgörbéje

Meghatároztam a kísérő keringési idejét is, erre $P_{\text{orb,PM}} = (94,9 \pm 0,2)$ nap adódott, ami jól egyezik az FM-módszer eredményével: $P_{\text{orb,FM}} = (94,8 \pm 0,4)$ nap.

Numerikus deriválással megkaptam a radiális sebesség-görbét is. Ezt láthatjuk a 19. ábrán.



19. ábra. A KIC 5709664 radiális sebesség-görbéje. A piros vonal egy négytagú Fourier-sor illesztésével adódott.

4.3. Elméleti számítások

Miután sikeresen találtam kettőscsillagot a módszerrel, elkezdtem vizsgálni, mi az a minimális kísérőtömeg, amit a módszer ezekre a csillagokra még megtalálhat. Ahhoz, hogy kimutathassuk a kísérőt, legalább egy-egy mellékcúcsot kell lássunk a főcsúcs mellett annak levonása után a frekvenciaspektrumban. A Fourier-spektrum szórásához képest 4σ -nál nagyobb jeleket tekintettem valódinak, vagyis amikor $\frac{A_{+1}+A_{-1}}{2} > 4\sigma_{Fou}$. Ilyenkor $6,3 \cdot 10^{-3} \%$ a hamis pozitív valószínűsége. A zajt fehérnek tételeztem fel, ami a frekvencia kis környezetében valószínűleg teljesül. A diszkrét Fourier-transzformáció során a szórás az adatpontok számának gyökével fordítottan arányos, vagyis $\sigma_{Fou} \propto \frac{\sigma_{jel}}{\sqrt{N}}$, ahol σ_{jel} az észlelt adatpontok hibája. Az arányossági tényező meghatározásához szimulációkat végeztem, ahol 10 és 1000 nap közötti észlelések során vizsgáltam a σ_{jel} és a σ_{Fou} értékeket. A szimulációk eredményeképpen a következő összefüggést állapíthattam meg: $\sigma_{Fou} = 1,11 \frac{\sigma_{jel}}{\sqrt{N}}$.

Tehát a következőt követeltem meg:

$$\frac{A_{+1} + A_{-1}}{2} > 4 \frac{1,11 \cdot \sigma_{jel}}{\sqrt{N}}. \quad (19)$$

Bevezetve az $A_s = \frac{A_{+1}+A_{-1}}{2}$ jelölést, a 4. és 11. egyenletek segítségével a

következőt kapjuk:

$$\left(\frac{2\pi GM_\odot}{c}\right)^{1/3} \frac{P_{orb}^{2/3}}{P_{osc}} \frac{m_2 \sin i}{(m_1 + m_2)^{2/3}} = \frac{2A_s}{A_0} > \frac{8}{A_0 \sqrt{N}} 1,11 \cdot \sigma_{jel}. \quad (20)$$

Ezt P_{orb} -ra rendezve megkapjuk, mekkora az a minimális keringési idő, aminél adott tömegű (m_1) kísérő esetén adott mintavételezési pontossággal és adatponttal továbbá adott csillagtömeg és pulzációs módus esetén ki lehet mutatni a kísérőt. A képlet a következő:

$$P_{orb} = \left[\frac{8}{A_0 \sqrt{N}} \left(\frac{2\pi GM_\odot}{c}\right)^{-1/3} \left(\frac{m_1}{M_\odot}\right)^{-1/3} \frac{1}{\sin i} P_{osc} \frac{(1+q)^{2/3}}{q} 1,11 \cdot \sigma_{jel} \right]^{3/2} \quad (21)$$

A zaj, vagyis σ_{jel} értéke az észlelt változócsillag fényességével függ össze. Az egyes fényességértékekhez tartozó zajt a [13] cikk tartalmazza, annak adatait használtam fel.

15 Kepler-negyedévnyi (≈ 1400 nap) folyamatos LC mintavételezést (fél óránként egy adat) feltételezve $N = \frac{1400}{0,021} = 66666$. Tegyük fel, hogy a pálya inklinációja $i = 90^\circ$. Egy reális szituációra, ahol $m_1 = 1,7 M_\odot$, $P_{osc} = 12,4$ h és $A_0 = 0,03^m$, a 21. egyenletet így írhatjuk:

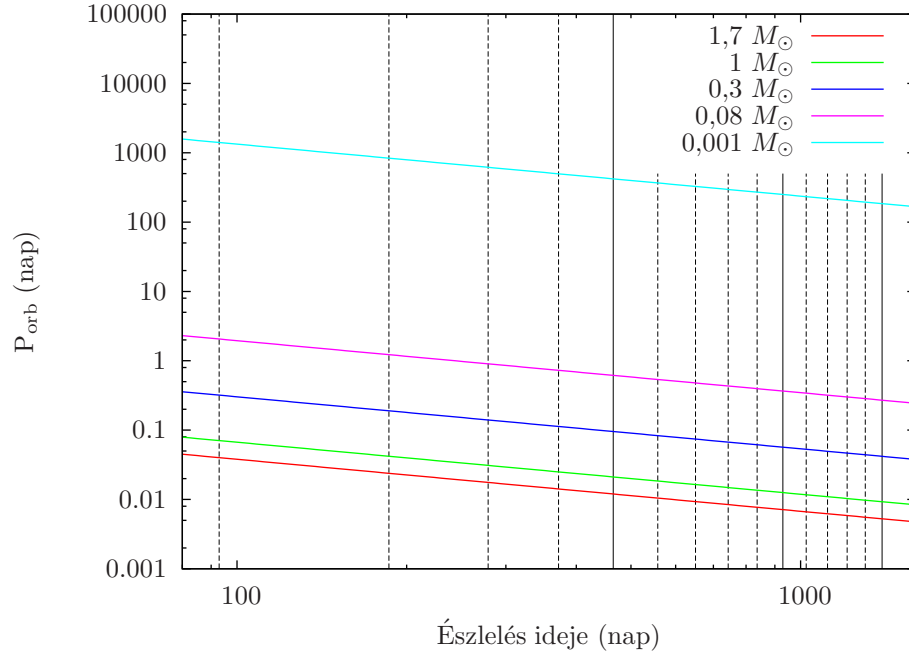
$$P_{orb} = \left(700,64 \cdot \sigma_{jel} \frac{(1+q)^{2/3}}{q} \right)^{3/2}. \quad (22)$$

A *Kepler*-űrtávcső mostani üzemmódját, a K2-t figyelembe véve az egyenletben lévő konstans módosul. A K2 egy-egy égterületet csupán 85 napig figyel meg, a mintavételezése viszont nem változott, így $N = 4047$. A hibája pedig a korábbihoz képest körülbelül háromszorosára növekedett. Ezeket felhasználva az egyenlet a K2-re:

$$P_{orb} = \left(2843,69 \cdot \sigma_{jel} \frac{(1+q)^{2/3}}{q} \right)^{3/2}. \quad (23)$$

A két egyenlet eredményét 7, 9, 11, 13 és 15^m -s csillagokra a következő fejezetben, a szimulációval összevetve láthatjuk a 22. illetve a K2-re a 23. ábrán.

Mivel a vizsgált csillagok közül sokra nem volt folytonos, 1400 napon keresztül tartó mintavételezésű adatsorom (erről részletesebb kimutatásokat a 3.1. fejezet 9 - 12 ábráin láthattunk), fontosnak tartottam azt is megvizsgálni, hogy rövidebb adatsorok ugyanekkora hibákkal milyen kísérők kimutatására lehetnek elegendőek. A számításaim eredményét a 20. ábrán láthatjuk.



20. ábra. Különböző hosszúságú adatsorok esetén kimutatható kísérők egy 11^m -s csillag körül

Az ábra x-tengelyén van ábrázolva a megfigyelés időtartama napokban, az y-tengelyen pedig a kísérő keringési ideje napokban. Mindkét tengely logaritmikus. A színes vonalak jelölik a kísérő különböző tömegeit. Az egyes tömegek esetén a hozzájuk tartozó vonaltól jobbra fölfelé lévő tartományba eső paraméterek esetén tudjuk a kísérőt kimutatni. A kimutathatóság tekintetében azonban a keringési időnek van egy felső határa is, ugyanis ha a keringési idő hosszabb mint az észlelés ideje, drasztikusan lecsökken a kimutathatóság. Tehát egyik esetben sincsen esélyünk hosszabb periódusú kísérőket kimutatni, mint amilyen hosszú adatsorunk van.

A függőleges szaggatott vonalak az egyes Kepler-negyedéveket jelölik. Minden ötödik vonal a jobb azonosíthatóság érdekében folytonos.

Mivel a csillag fényességétől való függést a 22. ábrán már vizsgáltam, a fényességet most konstansnak, 11^m -nak tekintettem. Az ábráról jól látszik, hogy az észlelés idejének növelésével jelentősen lejjebb szorítható a tömeghatár, ezért is fontos, hogy minél hosszabb adatsoraink legyenek.

4.4. Szimuláció

A további vizsgálatok végrehajtásához írtam egy számítógépes programot, amelyben különböző fényességű pulzáló változócsillagok körül, eltérő távolságokban keringő, különböző tömegű kísérők hatását szimuláltam. A

program elvégezte a Fourier-transzformációt is és levonta a beadott öt különböző eredeti pulzációs módust, hogy a tripletek jobban látszódhassanak.

Néhány paramétert fixen hagytam, amelyeket tipikus hibrid változócsillagok, illetve a *Kepler* adatai alapján állapítottam meg. Ezek az alábbiak voltak:

- Változócsillag tömege: $1 M_{\odot}$
- 5 különböző frekvenciájú és amplitúdójú pulzációs módus
- Pálya inklinációja: 90°
- Mintavételezés hossza: 1400 nap
- Mintavételezések között eltelt idő: 30 perc

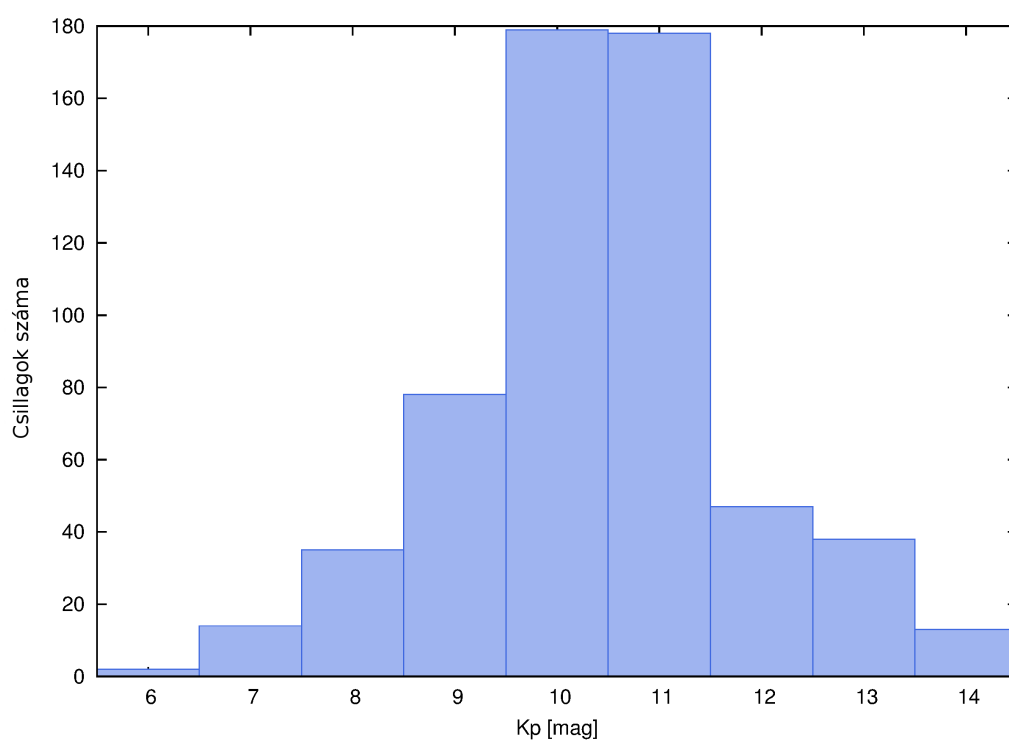
A 1. táblázat tartalmazza a beadott módusok paramétereit.

Módus száma	Amplitúdó (mag)	Frekvencia (c/d)	Kezdőfázis
1	0,05	1,59	$\pi/6$
2	0,03	3,57	$\pi/6$
3	0,02	1,20	$\pi/6$
4	0,018	0,97	$\pi/6$
5	0,011	2,44	$\pi/6$

1. táblázat. A szimulált változócsillag pulzációs módusai

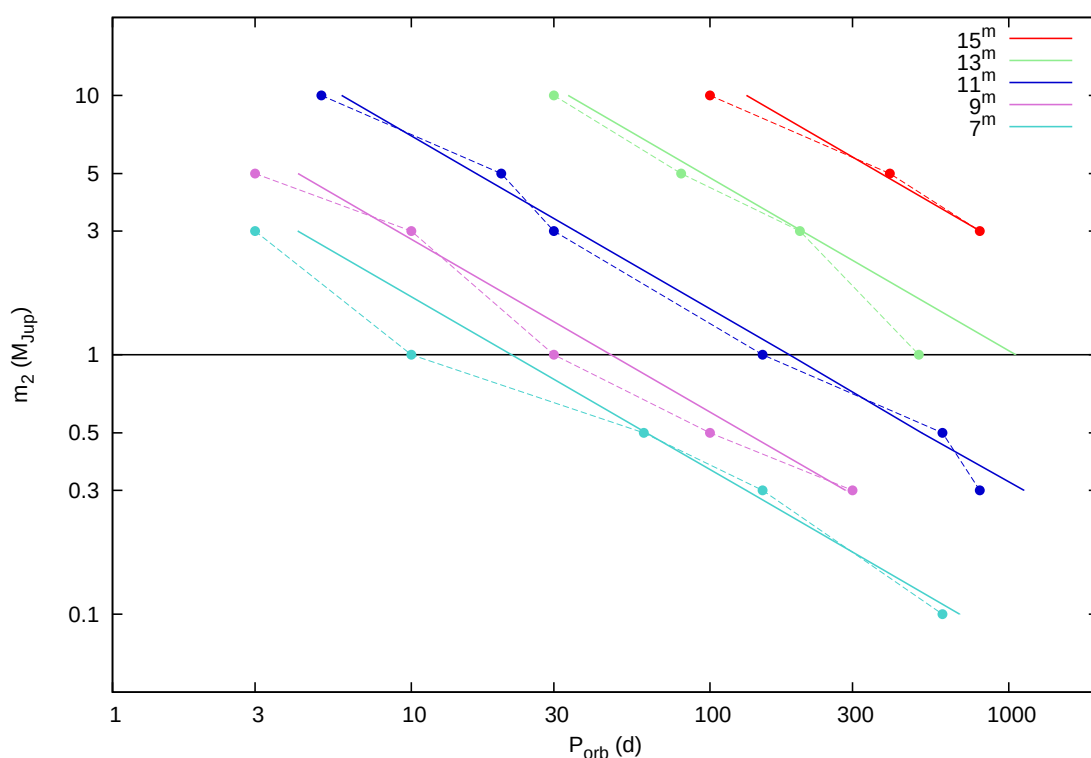
A csillagokban jóval több, mint öt frekvencia van, az általam szimulált egy ideális eset. A zsúfolt frekvenciaspektrum további problémákat okozhat, amelyektől eltekintettem.

A szimulációk során három paramétert változtattam: a kísérő tömegét, a keringés távolságát és a csillag fényességét, amely a zajt befolyásolja. A tömeget 1 földtömeg és 1,7 naptömeg között változtattam, a keringés távolságát pedig 1 és 1000 nap között. 7, 9, 11, 13 és 15^m fényességű csillagokat szimuláltam, ugyanis az általam vizsgált csillagok többsége ebbe a fényességtartományba esik, ahogy azt a 21. ábrán is láthatjuk.



21. ábra. Az általam vizsgált 585 csillag fényességeloszlása

A szimuláció eredményét a [22.](#) ábrán láthatjuk.

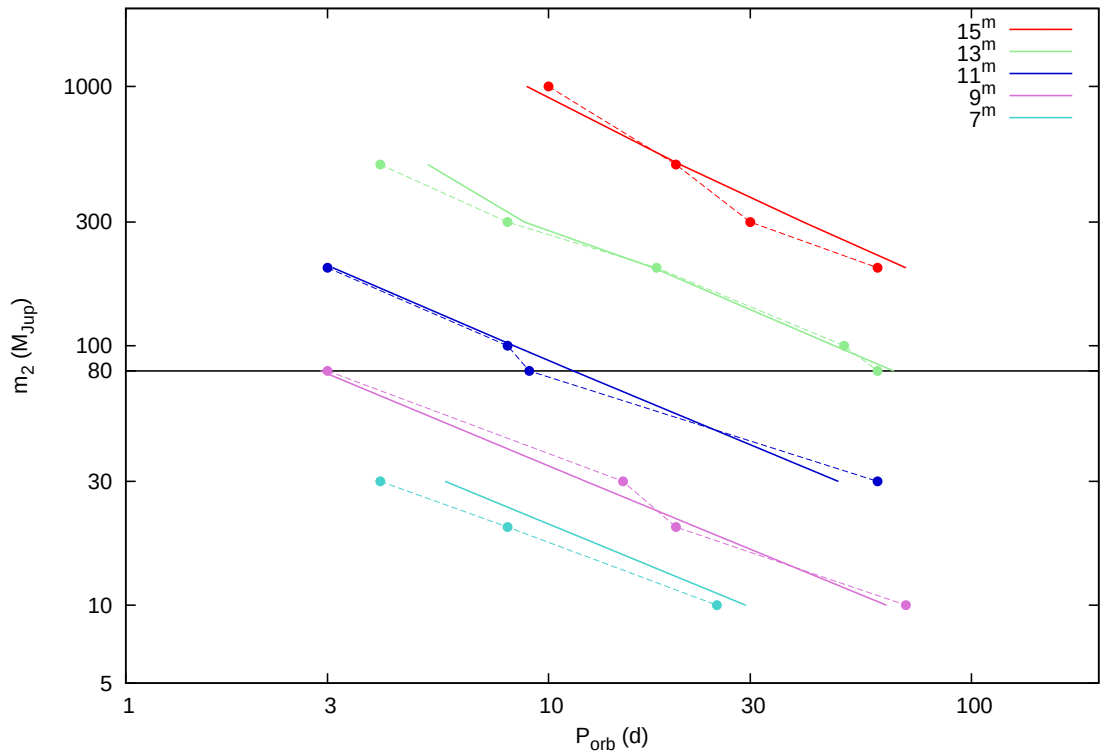


22. ábra. A szimulációból és az elméletből kihozott tömeghatárok. A folytonos vonalak mutatják az elmélet, a szaggatottak pedig a szimuláció eredményét

Az ábrán a ferde folytonos egyenesek mutatják a 3.3. fejezetben végzett elméleti számítások eredményét, míg a pontokat összekötő szaggatott egyenesek a szimulációét. Az x-tengelyen a keringési időt láthatjuk, az y-tengelyen pedig a kísérő tömegét. A különböző színek különböző fényességekhez tartoznak. Az ábrán az egyes fényességekre a hozzájuk tartozó vonaltól jobbra felfelé elhelyezkedő tartomány mutatható ki, vagyis pl. egy 11^m -s csillag körüli jupitertömegű bolygó 300 napos keringési idő esetén kimutatható, míg 100 napos esetén nem. A középtájt behúzott vízszintes egyenes a Jupiter tömegét jelöli.

Az ábráról világosan leolvasható, hogy mind a szimuláció, mind az elméleti számítások alapján kimutathatóak exobolygók is a módszerrel. Minél fényesebb csillagot vizsgálunk, annál lejjebb szorítható a tömeghatár, azonban exoföldek kimutatására ilyen pontosság mellett nem alkalmas a módszer.

Miután elvégeztem a szimulációt a *Kepler* mintavételezési paramétereit és hibáit használva, a mostani üzemmód, a K2 szimulációjába fogtam. Ebben az üzemmódban a fotometriai hiba körülbelül háromszor akkora, mint korábban, és egy-egy égterületet mindössze 85 napig vizsgálunk. A K2-re kapott eredmények láthatóak a 23. ábrán.



23. ábra. A szimulációból és az elméletből kihozott tömeghatárok a K2 esetén. A folytonos vonalak mutatják az elmélet, a szaggatottak pedig a szimuláció eredményét

Az ábrán a behúzott vízszintes egyenes ezúttal $80M_{Jup}$ -nél van, ami a barna törpék tipikus tömege. A szimulációt ebben az esetben azért nem végeztem el nagyobb keringési időkre, mert a mintavételezés hosszánál (85 nap) hosszabb keringési idők kisebb jelet okoznak, nehezebben kimutathatók. Láthatjuk, hogy itt kettőscsillagok és barna törpék kimutatása lehetséges, exobolygókeresésre a K2 esetén az FM-módszer nem alkalmas.

Szimulációim alapján arra a következtetésre juthatunk, hogy érdemes a K2 célpontjai közé minél több δ Scuti és γ Doradus csillagot is bevenni, tekintve hogy kettős rendszerek és esetleg barna törpék felfedezését is remélhetjük ezáltal az asztroszeizmológia számára nyújtott hasznon felül.

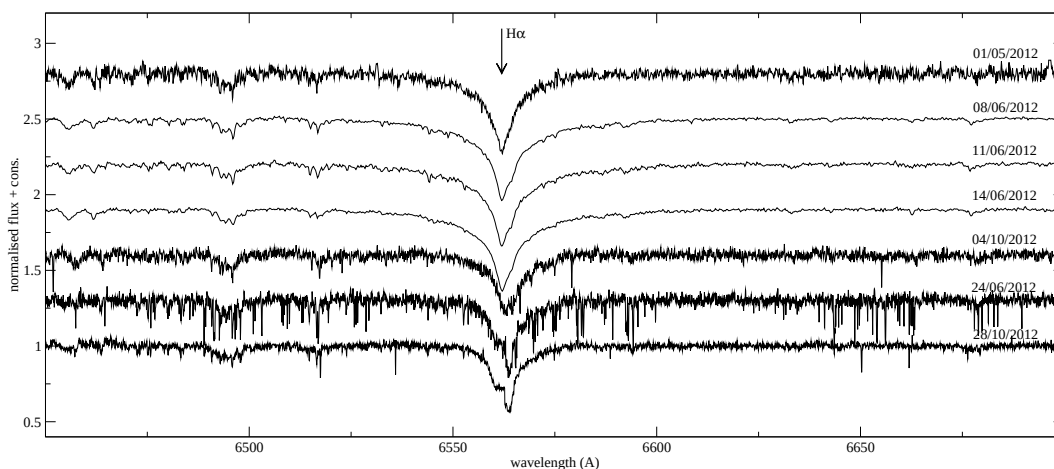
5. Spektroszkópiai megerősítés

Miután a 3.2. fejezetben ismertetett módon kiderült, hogy a KIC 5709664 egy kettőscsillag, nemzetközi együttműködésben megfigyelési kampányt indítottunk ennek spektroszkópiai úton történő megerősítésére. Összesen 7 spektrumot kaptunk, amelyekből egyértelműen látszik, hogy tényleg kettőscsillaggal van dolgunk. A spektrumokat a Pizkes-tetői Observatóriumban, a La Palma-i William Herschel Telescope-pal, illetve az egyesült államokbeli Apache Point Observatoryban mérték nekünk. A spektrumok feldolgozását Derekas Aliz végezte. Az egyes mérések jellemzőit a 2. táblázat tartalmazza.

Obszervatórium	Pizskétető	WHT	APO
Főtükör átmérője (m)	1	4,2	3,5
Spektrográf típusa	eShell	ISIS	ARCES
Hullámhossztartomány (Å)	4150-8450	4170-4570 ill. 6040-6830	3530-10500
Felbontás	$R \sim 11000$	$R \sim 12500$	$R \sim 30000$
Mérések száma	1	3	3

2. táblázat. A használt műszerek jellemzői

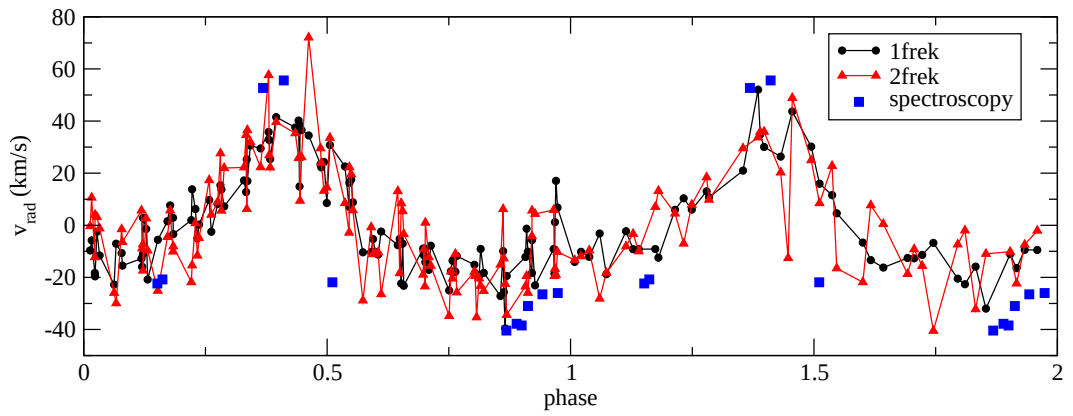
A 24. ábrán láthatjuk egymás alatt a különböző időpontokban készített spektrumoknak a hidrogén α -vonala körüli részét. A legfelső spektrum készült legkorábban, lefelé haladva az egyre későbbiek látszanak. Az első spektrum készült Pizskétetőn, a 2.-4. spektrumok a WHT-vel, míg az utolsó három az APO-ban.



24. ábra. A felvett spektrumok a $H\alpha$ vonal körül

A júniusi spektrumoknál a $H\alpha$ vonal aszimmetriája jól megfigyelhető, míg az utolsó spektrumon a vonal torzulásából egyértelmű a kísérő jelenléte. Érdeemes megjegyezni, hogy az első és az utolsó spektrum között majdnem két orbitális periódus telt el, vagyis ugyanolyan fázisban kellene legyenek. Valószínűleg a piszkésetői mérés rosszabb jel/zaj aránya miatt nem tudjuk abból a spektrumból is kimutatni a kísérő jelenlétét.

A 25. ábrán látható a PM-módszer két legnagyobb frekvenciájával kapott radiális sebesség-görbe és a spektroszkópiai megfigyelések összevetése. A megfigyelésekből származó adatok jó egyezést mutatnak a számítottakkal, csak az amplitúdóban van egy kis eltérés.



25. ábra. A két domináns frekvenciacsúsból számított radiális sebességek összevetve a spektroszkópiai megfigyelésekből kapottakkal (kék négyzetek). Derekas Aliz munkája.

Összefoglalás és kitekintés

Munkám során δ Scuti, γ Doradus és hibrid típusú változócsillagok körüli különböző tömegű kísérők asztroszeizmológiai úton való kimutathatóságát vizsgáltam a *Kepler*-űrtávcső adatai alapján. Egy tisztán fotometriai módszert használtam, amelynek előnye, hogy a hagyományosan fotometriai úton meghatározott jellemzők mellett a jellemzően spektroszkópiából kapott radiális sebességet és tömegfüggvényt is megadja.

Ennek a módszernek a gyakorlati tesztelésébe fogtam bele. 585 fősorozati változócsillag szisztematikus vizsgálatára került sor, amelyek közül a legjobb jelöltet be is mutattam dolgozatomban. Ennek a jelöltnek a kettősségét egy másik új fotometriai eljárással is megerősítettem, továbbá egy nemzetközi megfigyelési kampány keretében kapott spektrumokkal is jó egyezést mutatnak az eredményeim.

A gyakorlati tesztelés mellett elméleti és szimulációs munkát is végeztem, hogy megállapítsam a módszer tömeghatárát, vagyis hogy mekkora tömegű kísérőket lehet vele kimutatni. A tömeghatár hollétét minden releváns paraméter (pálya fél-nagy tengelye, csillag fényessége, mintavételezés hossza) függvényében megvizsgáltam. Konzekvensen mindkét módszerrel azt kaptam, hogy a *Kepler*-adatsorokból akár Jupiter tömegű bolygók kimutatására is esély van, míg a K2 adataiból barna törpéket fedezhetnénk fel. Ez utóbbi akár egy szempont is lehet a K2 célpontjainak kiválasztásakor.

A munka folytatásakor először a további *Kepler*-negyedévek feldolgozásán lesz a hangsúly, így lejjebb szorítva a kimutatható objektumok tömeghatárát. Ezáltal további kettőscsillagok, esetleg barna törpék vagy nagyobb exobolygók kimutatása a célunk. A végső cél egy statisztika készítése a fősorozati pulzáló változócsillagok kísérőinek tömegeloszlásáról, amely mind a tranzit, mind a radiális sebesség módszer számára a ma elérhető műszerekkel és megfigyelési stratégiákkal kevésbé célravezető és kivitelezhető, figyelembe véve a pulzáció okozta fotometriai és spektroszkópiai zavaró tényezőket.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton meg szeretném köszönni témavezetőm, Szabó Róbert támogatását, szakmai tanácsait mind a kutatómunka, mind a dolgozat megírása során. Köszönöm a spektroszkópiai megfigyeléseket Csák Balázsnak és Kovács Józsefnek (ELTE Gothard Asztrofizikai Observatórium), J. Southwort-nek (Keele University), S. Bloemen-nek (KU Leuven, Radboud University Nijmegen), és K. Kinemuchi-nak (Apache Point Observatory). Köszönöm a spektrumok kiértékelését Derekas Aliznak (ELTE Gothard Asztrofizikai Observatórium). Köszönöm továbbá a 4.1. fejezet négy grafikonját Csorba Dánielnek (ELTE) és a legjobb jelöltről készített ábrázolást Kolláth Zoltánnak (MTA CSFK KTM CSI). Munkám nagy részét az MTA CSFK-ban végeztem, köszönöm az ott kapott sok segítséget és hogy használhattam a Csillagászati Intézet felszereléseit.

Hivatkozások

- [1] Aerts, C., Christensen-Dalsgaard, J., Kurtz, D. W.: *Asteroseismology*. Springer, 2010.
- [2] Benkő J. M., Szabó R., Paparó M., 2011, *MNRAS*, **417**, 974
- [3] Blazhko, S., 1907, *Astronomische Nachrichten*, **175**, 325
- [4] Borucki, W. J., Summers, A. L., 1984, *Icarus*, **58**, 121
- [5] A Caltech exobolygós honlapja: <http://exolab.caltech.edu/>
- [6] Dupret, M.-A., Grigahcène, A., Garrido, R., De Ridder, J., et al., 2005, *MNRAS*, **360**, 1143
- [7] Eddington, A. S.: *The Internal Constitution of the Stars*. Cambridge University Press, 1926.
- [8] Az Európai Déli Obszervatórium (ESO) honlapja: <http://www.eso.org/public/archives/images/screen/eso0842a.jpg>
- [9] Exobolygók adatbázisa 1.: <http://exoplanets.org/plots>
- [10] Exobolygók adatbázisa 2.: <http://exoplanet.eu>
- [11] Herrero, E., Morales, J. C., Ribas, I., Naves, R., 2011, *A&A* **526**, L10-10
- [12] Howell, S. B., Sobeck, C., Haas, M., Still, M. et al., 2014, *PASP*, **126**, 938, 398
- [13] Jenkins, J. M., Caldwell, D. A., Chandrasekaran, H., Twicken, J. D., Bryson, S. T. et al., 2010, *ApJL*, **713**, L120
- [14] A Kepler-űrtávcső honlapja: <http://kepler.nasa.gov>
- [15] Krisciunas, K., 1993, *Bulletin of the Americal Astronomical Society*, **25**, 1422
- [16] Kurtz, D. W., 1982, *MNRAS*, **200**, 807
- [17] Ledoux, P., 1951, *ApJ*, **114**, 373
- [18] Léger, A., Rouan, D., Schneider, J., Barge, P. et al., 2009, *A&A* **506**, 287
- [19] Maeder, A.: *Physics, formation and evolution of rotating stars*. Springer, 2009.

- [20] Mayor, M., Queloz, D., 1995, *Nature*, **378**, 6555, 355
- [21] Morton, T. D., Johnson, J., A., 2011, *ApJ*, **738**, 170
- [22] Murphy, S. J., Bedding, T. R., Shibahashi, H., Kurtz, D. W., Kjeldsen, H., 2014, *MNRAS*, **441**, 2515
- [23] Murphy, S. J., Pigulski, A., Kurtz, D. W., Suarez, J. C. et al., 2013, *MNRAS*, **432**, 2284
- [24] Murphy S. J., Shibahashi H., Kurtz D. W., 2013a, *MNRAS*, **430**, 2986
- [25] A NASA Kepleres honlapja: http://www.nasa.gov/mission_pages/kepler/
- [26] A NASA JPL honlapja: <http://planetquest.jpl.nasa.gov>
- [27] Shibahashi, H., Kurtz, D. W., 2012, *MNRAS*, **422**, 738
- [28] Silvotti, R., Schuh, S., Janulis, R., Solheim, J.-E. et al., 2007, *Nature* **449**, 7159, 189-191
- [29] Snellen, I. A. G., de Mooij, E. J. W., Albrecht, S., 2009, *Nature*, **459**, 7246, 543
- [30] Struve, O., 1952, *The Observatory*, **72**, 199
- [31] Szabó Gy. M., Szabó R., Benkő J. M., Lehmann, H., et al., 2011, *ApJL*, **736**, L4
- [32] Szabó Róbert: Exobolygók mindenhol, 2013, előadás a Budapest Science Meetup-on
- [33] Uytterhoeven, K., Moya, A., Grigahcène, A., Guzik, J. A., Gutiérrez-Soto, J. et al., 2011, *A&A* **534**, A125
- [34] Winn, J. N., Matthews, J. M., Dawson, R. I., Fabrycky, D. et al., 2011, *ApJL*, **737**, L18
- [35] Wolszczan, A., Frail, D. A., 1992, *Nature*, **335**, 6356, 145

NYILATKOZAT

Név: Dálya Gergely

ELTE Természettudományi Kar, szak: Fizika BSc

NEPTUN azonosító: IQPEEG

Szakdolgozat címe: Kísérők kimutatása pulzáló változócsillagok körül a Kepler-űrtávcső mérései alapján

A **szakdolgozat** szerzőjeként fegyelmi felelősségem tudatában kijelentem, hogy a dolgozatom önálló munkám eredménye, saját szellemi termékem, abban a hivatkozások és idézések standard szabályait következetesen alkalmaztam, mások által írt részeket a megfelelő idézés nélkül nem használtam fel.

Budapest, 2015. 05. 20.

a hallgató aláírása