

SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM
TERMÉSZETTUDOMÁNYI ÉS INFORMATIKAI KAR
KÍSÉRLETI FIZIKAI TANSZÉK
FIZIKA DOKTORI ISKOLA

Exoholdak fedési exobolygók körül

DOKTORI ÉRTEKEZÉS

- Szerző: Simon Attila,
PhD hallgató, Szegedi Tudományegyetem,
tudományos segédmunkatárs, MTA KTM CSKI
- Témavezetők: Dr. Szabó M. Gyula,
egyetemi adjunktus, Szegedi Tudományegyetem,
tudományos munkatárs, MTA KTM CSKI
- Dr. Szatmáry Károly,
habil. egyetemi docens, Szegedi Tudományegyetem
- Konzulens: Dr. Kiss L. László,
tudományos tanácsadó, MTA KTM CSKI
címzetes professzor, University of Sydney



Szeged, 2011

Tartalomjegyzék

Bevezetés	4
1. Az exobolygók megismeréséhez vezető út	8
1.1. Felfedezésük történetének főbb mérföldkövei	8
1.2. Kutatási módszerek	13
1.2.1. Közvetlen módszerek	13
1.2.2. Közvetett módszerek	14
1.2.3. Egyéb módszerek	22
1.3. Kutatóprogramok	22
1.3.1. HIRES – High Resolution Echelle Spectrometer	23
1.3.2. HARPS – High Accuracy Radial velocity Planet Searcher	23
1.3.3. AAPS – Anglo-Australian Planet Search	23
1.3.4. HAT – Hungarian-made Automated Telescope	24
1.3.5. SuperWASP – Wide Angle Search for Planets	25
1.3.6. XO program	26
1.3.7. TrES – Trans-Atlantic Exoplanet Survey	26
1.3.8. SWEEPS – Sagittarius Window Eclipsing Extrasolar Planet Search	26
1.3.9. OGLE – Optical Gravitational Lensing Experiment	27
1.3.10. MOA – Microlensing Observations in Astrophysics	27
1.3.11. CoRoT – Convection, Rotation and planetary Transits	28
1.3.12. Kepler	29
1.3.13. PLATO - Planetary Transits and Oscillations of stars	32
2. Exoholdak a kutatás középpontjában	34
2.1. A holdak keletkezésének elfogadott modelljei	34
2.1.1. Ütközéssel keletkezett holdak	35
2.1.2. Korongban keletkezett holdak	36

2.1.3.	Befogott holdak	37
2.2.	Az exoholdak kimutatására javasolt módszerek	38
2.2.1.	A Sartoretti és Schneider-féle baricentrikus modell	40
2.2.2.	A fotocentrikus modell	42
2.2.3.	Pulzások jelének késése	45
2.2.4.	A TDV-effektus	47
2.2.5.	Exoholdak Rossiter–McLaughlin-effektusa	48
2.2.6.	A szórási csúcs módszer	49
3.	Exoholdak szimulációja	52
3.1.	A numerikus modell	52
3.1.1.	Stabilitásvizsgálat	54
3.1.2.	A Roche-határ	54
3.2.	A szimulátor program	55
3.3.	Holdak jelenléte a fény- és RM-görbében	58
3.3.1.	A hold fénygörbetorzító hatásai	58
3.3.2.	Holdak RM-effektusai	61
4.	A fotometriai tranzitidőpont-eltolódás analízise a paramétertérben	65
4.1.	A fotometriai középpont	65
4.2.	A fotometriai középpont helye a bolygó-hold egyenesen	68
4.3.	A fotometriai tranzitidőpont-eltolódás (TTV_p)	68
4.4.	Az időpont-eltolódás kifejezése tömeg- és sugárárányokkal	69
4.5.	A sűrűség becslése	70
4.6.	Összefüggések a holdparaméterek és TTV_p effektus nagysága között	71
4.7.	Föld–Hold típusú rendszerek	72
4.7.1.	Föld–Hold rendszerek detektálhatósága	73
4.7.2.	A fedés középidejének elcsúszása a Föld–Hold rendszerben .	74
4.7.3.	Holdunk sugarának és sűrűségének megbecslése	74
4.8.	További fedési rendszerek exoholddal	75
4.8.1.	A rendszerek detektálhatósága	75
4.8.2.	Lehetséges holdméretek néhány fedési rendszerben	78
4.9.	Következtetések	80
5.	A Rossiter–McLaughlin-effektus inverziója	83
5.1.	Különböző tranzitkonfigurációk megfigyelési stratégiái	83
5.2.	A bolygó és a hold effektusának szétválasztása	85
5.3.	A paraméterek illesztése és hibaanalízis	86

5.4.	A szimulációban vizsgált modell	87
5.5.	A hold paramétereinek feltérképezése	89
5.6.	Felső becslés az RM-effektusból kimutatható hold méretére	92
5.7.	Az exoholdak keresésének legjobb célpont csillagai	94
5.8.	Az RM-effektus használhatóságának korlátai	95
5.9.	Összefoglalás	96
6.	A szórási csúcs módszer analízise a tervezett űreszközök figyelembevételével	97
6.1.	Az átlagolt fénygörbe egyszerűsített modellje	98
6.1.1.	Az átlagolt fénygörbe holddal	98
6.1.2.	A szórási csúcs	100
6.2.	Szimulációk leírása	101
6.3.	Megfigyelési stratégia	102
6.3.1.	Fénygörbék centrálása	103
6.3.2.	Az átlagoló ablak nagysága	103
6.3.3.	Kiértékelés	104
6.3.4.	FAP (False Alarm Probability) analízis	105
6.3.5.	Nem homogén adatok esete	106
6.4.	Eredmények	107
6.4.1.	Gyorsan keringő holdak	109
6.5.	Következtetések	111
	Összefoglalás	114
	Summary	118
	Köszönetnyilvánítás	121
	Rövidítések jegyzéke	122
	Ábrák jegyzéke	128
	Táblázatok jegyzéke	133
	Irodalomjegyzék	134
	Melléklet	147

Bevezetés

A Naprendszeren kívüli bolygók (exobolygók – Szatmáry, 2003 és 2006) kutatása az elmúlt másfél-két évtizedben egy új kutatási irányra nőtte ki magát a csillagászat tudományágán belül. A kezdeti sikerek, majd a felfedezett exobolygók számának exponenciális növekedése arra ösztönözték a kutatókat, hogy közelebbről is megvizsgálják ezeket az exobolygórendszereket és feltegyék a kérdést, hogy melyek azok a hasonlóságok, illetve különbségek, amelyek megkülönböztetik őket a mi Naprendszerünkétől. A csillagok fizikai tulajdonságainak vizsgálata és a bolygók eloszlására vonatkozó kérdések megválaszolása egészen az élet kialakulásának feltételeit kereső kutatásokhoz nyúlik vissza. A követelmények hosszú sora mellett Wagner (1936) és Asimov (1979) munkájában olvashatunk arról a feltételről, amely szerint a földi élet megjelenésében Holdunk nagy szerepet játszott. A bolygók fejlődését számos körülmény meghatározza, például hold jelenléte nélkül a kőzetbolygók forgástengelyének iránya rövid időskálán jelentős változáson mehet keresztül. A Föld esetében ez szélsőséges időjárási viszonyokat, és ezzel együtt az életnek még a csíra állapotában történő elfojtását eredményezte volna. Holdunknak tehát nagy szerepe van abban, hogy bolygónk forgástengelye hosszú időskálán stabil maradjon, és lehetőséget adjon az intelligens civilizáció megjelenéséhez. Ez a gondolat inspirálta kutatásaimat, amelyek során távoli csillagok bolygói körül keringő holdak (exoholdak) kimutatásának lehetőségeit tanulmányoztam.

Doktori értekezésemet az exobolygók történetének megismertetésével kezdem, bemutatom az exobolygók kimutatásának több évtizedre visszanyúló sikertelen próbálkozásait, majd az első sikeres exobolygó-azonosítástól (Wolszczan és Frail, 1992) eljutok a Kepler-űrtávcső által felfedezett ≈ 1200 exobolygójelöltig (Borucki és mtsai., 2011). Áttekintem az exobolygók kimutatására az évek során kidolgozott technikákat, megemlítve a módszerekkel elért legfontosabb eredményeket. Ezek közül talán a legeredményesebbnek azt a fotometriai módszert mondhatjuk, amely a csillaguk előtt elhaladó exobolygók vizsgálatát tűzte ki célul. Erre a technikára olyan kistávcsöves égboltfelmérő programok épültek, mint például a magyar vo-

natkozású HAT (Hungarian-made Automated Telescope), amely több mint 30 fedési exobolygó felfedezését tudhatja magáénak, vagy a SuperWASP (Super Wide Angle Search for Planets), amely közel 70 exobolygó detektálását jelentette be 2011 októberéig. A 2006-ban poláris pályára állított CoRoT és a 2009-ben felbocsátott Kepler-űrtávcső is ezt a módszert használja. A módszerek mellett betekintést nyújtok az említett kutatóprogramok, illetve a spektroszkópiai és a gravitációs mikrolencsehatás eszközein alapuló kutatások főbb eredményeibe is.

A következőkben áttérek az exobolygó-kutatás eredményei által inspirált kérdések bemutatására, miszerint létezik-e exobolygó körül keringő hold, hogyan alakulhattak ki, hogyan fejlődtek, de legfőképpen, amely kérdés a kutatásaim és az értekezésem legfőbb kérdése, milyen esélyünk van exoholdakat detektálni a jelenlegi és a jövő űrtávcsöves-küldetések segítségével. Az extraszoláris holdak keletkezésének áttekintése után röviden összefoglalom a kimutatásaikra az irodalomban eddig megjelent módszereket, amelyek közül három a kutatásaim fő irányvonalát képviseli és eredményeimnek tömör lényegét vázoljak fel.

Kutatásaimban az exoholdak jelének vizsgálatához szükség volt olyan komplex numerikus algoritmusok kifejlesztésére, amelyek segítségével jól tanulmányozható a csillaguk előtt elhaladó exobolygó-exohold páros. Az exohold-szimulátorom legfőbb jellemzője, hogy grafikus felhasználói felületen tudjuk beállítani a bolygó és a hold fizikai tulajdonságait, a kimenő fájl pedig tartalmazza a kiindulási rendszer paramétereit és a szimuláció eredményét. A szoftver működésének bemutatását a fénygörbe és Rossiter–McLaughlin (RM) görbe elemzésével folytatom, ahol megvizsgálom, hogy a csillaga előtt elhaladó bolygó fény- és RM-görbéjére milyen módon rakódik rá a rendszerben keringő exohold hatása (Simon és mtsai., 2009).

Az értekezés további részeiben rátérek az exoholdak detektálására kidolgozott módszereim részletes tárgyalására. Legelőször azt a technikát mutatom be, amely az exobolygók egymás utáni fedésének időpontjaiban történő változásra épül. Hasonló módszert Sartoretti és Schneider (1999) már kidolgozott úgy, hogy számításaikat a hold dinamikai hatásaira alapozták. Jelen vizsgálatok a holdnak azon fotometriai hatását is figyelembe veszik, amely a bolygó fedési fénygörbéjére rakódik rá. A részletes analízisek során olyan formulát vezettem le, amellyel megbecsülhetjük egy lehetséges exohold tömegét, sugarát és sűrűségét (Szabó és mtsai., 2006; Simon és mtsai., 2007).

Fedési exobolygók radiális sebességének mérése egyrészt igazolja az exobolygó létét, másrészt lehetőséget ad a Rossiter–McLaughlin-effektus vizsgálatára (Gaudi és Winn, 2007). Hasonlóan a fedési fénygörbéhez, a hold torzító hatása a bolygó RM-görbéjében is megmutatkozik (Simon és mtsai., 2009). Ezekre az eredmények-

re és a hold RM-effektusának szimulációjára támaszkodva részletesen ismertetem a hold paramétereinek teljes rekonstrukciójára vonatkozó kutatásaimat, amelyben kitérek a módszer hatékonyságára és korlátaira, és megadom azon csillagok jellemzőit, amelyeknél a módszer használatával a legjobb eredményt érhetjük el. Megmutatom azt is, hogy a fotometriai és spektroszkópiai mérések együttes használata milyen módon befolyásolja a hold paramétereinek meghatározásának pontosságát, és melyek azok a paraméterek, amelyek megbecsléséhez a fotometriai mérések elengedhetetlenek (Simon és mtsai., 2010).

A legújabb eredményeimben egy új, az eddigiektől különböző technikát mutatok be exoholdak jelének detektálására. A módszerben a fénygörbe szórásának helyi ingadozását vizsgálom, és megmutatom, hogy annak értékét a hold jelentősen befolyásolja. A fázisba tekert „szórásgörbén” a fedés időpontjában megjelenő csúcs (ún. „Scatter Peak”) utal a hold jelenlétére. Különböző fotometriai pontosságú adatok szimulálásával arra keresem a választ, hogy a jelen és a jövő űrtávcsöveivel, valamint elegendően sok földi megfigyelés összegyűjtésével mekkora méretű hold detektálására van lehetőségünk a módszer használatával. Kiemelem a jól megtervezett észlelési stratégia fontosságát és azt, hogy az adatok nem körültekintően végzett feldolgozása nagyban hozzájárulhat a hold jelének elmosódásához (Simon és mtsai., 2011).

Dolgozatomat az eredményeim magyar és angol nyelvű összefoglalójával zárom.

A kutatásaimban és a disszertációmban a következő öt, referált folyóiratban is megjelent/elfogadott publikációra támaszkodtam:

- **Simon, A. E.; Szabó, Gy. M.; Kiss, L. L. & Szatmáry, K.:** *Signals of exomoons in averaged light curves of exoplanets* 2011, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, tmp, 1592
- **Simon, A. E.; Szabó, Gy. M.; Szatmáry, K. & Kiss, L. L.:** *Methods for exomoon characterization: combining transit photometry and the Rossiter-McLaughlin effect*, 2010, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, **406**, 2038
- **Simon, A. E.; Szabó, Gy. M. & Szatmáry, K.:** *Exomoon Simulations*, 2009, Earth, Moon and Planets, **105**, 385
- **Simon, A.; Szatmáry, K. & Szabó, Gy. M.:** *Determination of the size, mass, and density of "exomoons" from photometric transit timing variations*, 2007, Astronomy & Astrophysics, **470**, 727

- Szabó, Gy. M.; Szatmáry, K.; Divéki, Zs. & **Simon, A.**: *Possibility of a photometric detection of "exomoons"*, 2006, *Astronomy & Astrophysics*, **450**, 395

A kutatások eredményeiből megjelent konferenciapozterek:

- Szabó, Gy. M., **Simon, A. E.**, Kiss, L. L., Regály, Zs., 2010, *Practical suggestions on detecting exomoons in exoplanet transit light curves*, „The Astrophysics of Planetary Systems: Formation, Structure, and Dynamical Evolution”, Torino, Italy, 11-15 Oct, 2010
- **Simon, A. E.**, Szabó, Gy. M., Szatmáry, K., 2008, *Exomoon simulations*, „Future Ground Based Solar System Research: Synergies with Space Probes and Space Telescope”, Pertoferraio, Elba, Livorno, Italy, 8-12 Sept, 2008
- Szabó, Gy. M., Szatmáry, K., **Simon, A.**, Divéki, Zs., 2007, *On the possible discovery of "exomoons" in exoplanetary transits*, „Extreme Solar Systems”, Thira, Santorini, Greece, 25-29 July, 2007
- Szabó, Gy. M., Szatmáry, K., **Simon, A.**, Divéki, Zs., 2005, *Light curve effects due to "exomoons" in exoplanetary transits*, „Astrophysics of Variable Stars”, Pécs, Hungary, 5-10 Sept, 2005

1. fejezet

Az exobolygók megismeréséhez vezető út

1.1. Felfedezésük történetének főbb mérföldkövei

A Földhöz hasonló bolygó keresésének és felfedezésének kérdésével az ókori görögök (Démokritosz, Epikurosz) foglalkoztak először. Munkásságuk számos filozófust (Giordano Bruno, Fontenelle, Goethe, Kant, ...) is gondolkodásra ösztönzött, de először Huygens (1698) próbált meg kimutatni bolygót más csillagok körül. Hamar rájött, hogy egy ilyen bolygó kimutatása messze meghaladja legjobb távcsövei lehetőségeit is. Ezután több mint 150 évig nem is voltak hasonló megfigyelések.

1855-ben W. S. Jacob a 70 Oph kettőscsillag mozgásának anomáliájából következtetett arra, hogy ezt az imbolygást nagy valószínűséggel a rendszerben keringő bolygószerű test okozhatja (Jacob, 1855). Elméletét sokáig sem megerősíteni, sem elvetni nem tudták, míg 1988-ban Heintz szerint a XIX. századi mérések szokatlanul nagy szisztematikus hibája okozta a bolygó téves feltevését.

A XX. század első felében van de Kamp holland csillagász a csillagok sajátmozgásának és parallaxisainak meghatározásával foglalkozott. Úgy gondolta, hogy a Napunk közelében lévő Barnard-csillag körül bolygót fedezett fel, s a csillag égi hullámmozgásából a kísérő tömegére 1,7 Jupiter-tömeget kapott (van de Kamp, 1969a). Pár hónappal később felülbírálta állítását, és azután már két bolygót (1,1 és 0,8 Jupiter-tömegű) tételezett fel a rendszerben, amelyek 20 és 12 év alatt kerülnek meg a csillagot (van de Kamp, 1969b). A későbbiekben többször is módosította a bolygók keringésére és tömegére vonatkozó adatokat, mígnem Gatewood és

Eichhorn függetlenül is megvizsgálták a csillagot, de nem tapasztaltak kimutatható hullámmozgást a Barnard-csillagnál (Gatewood és Eichhorn, 1973). Hershey újból megvizsgálta van de Kamp lemezeit, és azt találta, hogy nemcsak a Barnard-csillag mozgásában jelentkezik a hullámmozgás, hanem az összes további vizsgált csillagnál is, így a meghatározott pozíciók erős szisztematikus hibával terheltek (Hershey, 1973).

Az első megfigyelt exobolygó Campbell nevéhez fűződik 1988-ban. A γ Cephei csillag radiális sebességének elemzéséből arra jutottak, hogy a rendszerben 1 és 9 Jupiter-tömeg közötti bolygónak kell keringenie. Állításuk igazolásához azonban további mérésekre volt szükség, s abban sem voltak biztosak, hogy nem egy barna törpét fedeztek fel. Közben megjelentek olyan eredmények is, amelyek kétségbe vonták a bolygó létezését, és a radiális sebesség-görbe ingadozását a csillag forgási periódusával modulált csillagaktivitással magyarázták (Walker és mtsai., 1992). A tényleges megerősítésre 2003-ig kellett várni, míg Hatzes és munkatársai kétséget kizáróan bebizonyították, hogy a csillag körül egy 1,7 Jupiter-tömegű bolygó kering 906 napos periódussal.

Bailes és munkatársai 1991-ben jelentették be, hogy a PSR 1829-10 pulzár körül exobolygót fedeztek fel, de a felfedezésüket a következő évben visszavonták (Lyne és mtsai., 1992). Az első megerősített exobolygót így Wolszczan és Frail fedezhette fel 1992-ben szintén egy pulzár, a PSR 1257+12 jelű csillag körül. A felfedezés alkalmával rögtön két, 0,01 Jupiter-tömegű bolygót is találtak, míg a harmadik, Földnél kisebb tömegű kísérő megerősítésére 1994-ben került sor (Wolszczan, 1994).

Az első valódinak tekintett exobolygóra, amely egy fősorozati csillag körül kering, 1995-ig kellett várni. Mayor és Queloz radiális sebesség-mérések elemzésével a Napunkhoz hasonló 51 Pegasi csillag körül a dél-franciaországi Haute Provence Obszervatórium távcsövével egy fél Jupiter-tömegű exobolygóra bukkant. A planéta olyan közel kering a csillagához, hogy felszíni hőmérséklete eléri az 1200°C fokot.

A negyedik bolygót az 55 Cancri jelű csillag körül találták, rögtön a következő évben (Butler és mtsai., 1997). Érdekessége, hogy az 55 Cancri egy kettőscsillag, egy sárga és egy vörös törpe kering egymástól 1000 csillagászati egységre, így az A jelű sárga komponens körül kimutatott forró jupiter az első, amelyet egy két csillagból álló rendszerben mutattak ki. Az 55 Cancri története itt még nem ért véget, ugyanis 2002-ben még két bolygót (Marcy és mtsai., 2002), 2004-ben a negyediket (McArthur és mtsai., 2004), 2007-ben pedig az ötödik bolygót is megtalálták (Fischer és mtsai., 2008).

Hasonló sikereket ért el a Gliese 876 jelű csillag is. Ez volt az első vörös törpecsil-

lag, amely körül exobolygót fedeztek fel. Az első kísérőt két független kutatócsoport egyszerre jelentette be 1998-ban (Marcy és mtsai., 1998; Delfosse és mtsai., 1998), a negyediket Rivera és munkatársai találták meg 2010-ben.

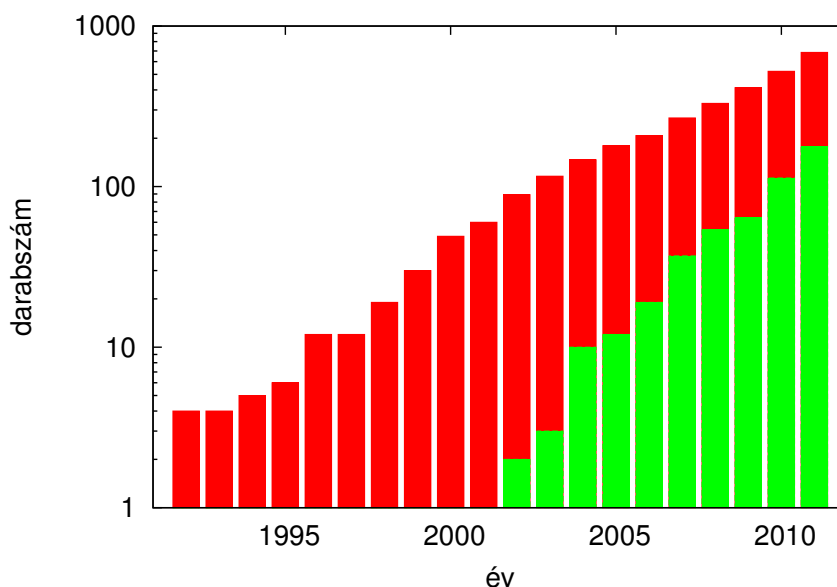
A Gliese család tagjai a későbbiekben sem kerültek ki a figyelem középpontjából. A Gliese 581 lehetett volna az első Naprendszeren kívüli csillag, amely körül 6 kísérőt fedeztek fel (Vogt és mtsai., 2010), de a hat bolygó kimutatásának módszere nagy vihart kavart a kutatók körében. Egy 2011-es tanulmány szerint az elfogadott álláspont, hogy a csillag körül négy megerősített bolygó kering, az ötödik létezésére kis valószínűséggel mondhatjuk, hogy fals detektálás eredménye, míg a hatodik bolygó esetében a detektált jel nem különböztethető meg a véletlen jelek előfordulásának valószínűségétől (Gregory, 2011).

A 90-es évek végére a felfedezett exobolygók száma elérte a 30-at, amelyből 26 a csillagok radiális sebességének mérésére épülő módszer eredménye. A módszer a 2000-es években is tartotta a vezető pozícióját, de a kezdeti önálló felfedezések után új feladatként a fedési exobolygók megerősítésére használták.

Az első tranzit megfigyelésére 1999-ben került sor a HD 209458 jelű csillag körül (Charbonneau és mtsai., 2000). Az exobolygó karrierje ezek után gyorsan felfele ívelt, az egyik legtöbbet tanulmányozott célponttá nőtte ki magát. A következő évben elsőként kimérték a Rossiter-McLaughlin-effektusát (Queloz és mtsai., 2000), majd 2002-ben először Charbonneau és munkatársai négy fedés spektroszkópiai vizsgálatával kimutatták a légkörét is. Ez a bolygó volt az első 2007-ben, amelynek publikálták a színeképét. Két esetben vettek fel spektrumokat, az egyikben a bolygó és a csillag is látható, a másikban a bolygó a csillag mögött tartózkodik (csak a csillag spektruma látható). A két spektrum különbsége adta a bolygó spektrumát (Richardson és mtsai., 2007). A bolygó légkörében található szén-monoxid abszorpciós vonalának eltolódásából Snellen és munkatársai 2010-ben közvetlenül meghatározták a bolygó pálya menti sebességét, amelynek ismeretében a csillag és a bolygó tömege pontosítható volt. Emellett a légkörében találtak vizet (Beaulieu és mtsai., 2010), titán- és vanádium-oxidot is (Désert és mtsai., 2008). A bolygó fedésének időtartama alatt az atomos hidrogén abszorpcióját is megfigyelték, a Lyman- α -ban a fedés mélysége nagyobb volt, mint a többi hullámhosszon (Vidal-Madjar és mtsai., 2003).

A HD 209458 fedésének sikeres kimérése után a tranzit jelenségek nagyszámú megfigyeléséhez szisztematikus keresőprogramokat vetettek be. A 2000-es évek első felében csak néhány felfedezés történt ezzel a módszerrel, majd az évtized második felétől, a kistávcsöves égboltfelmérő programok (HAT, SuperWASP) elindulása után a felfedezett fedési exobolygók száma gyors növekedésnek indult. Míg

2005-ben 12 bolygó fedési fénygörbéjét ismertük, 2011-re a megerősített fedési exobolygók száma 15-szörösére (185) növekedett (Schneider-katalógus, 2011. október 28.). A legnagyobb meglepetést az űrtávcsövek (CoRoT, Kepler) okozták. 2011-ben a Kepler-űrtávcsővel a meg nem erősített fedési exobolygók száma több mint egy nagyságrenddel megugrott, közel 1200 bolygó várja, hogy létezését más módszerekkel megerősítsék vagy éppen megcáfolják (Borucki és mtsai., 2011).

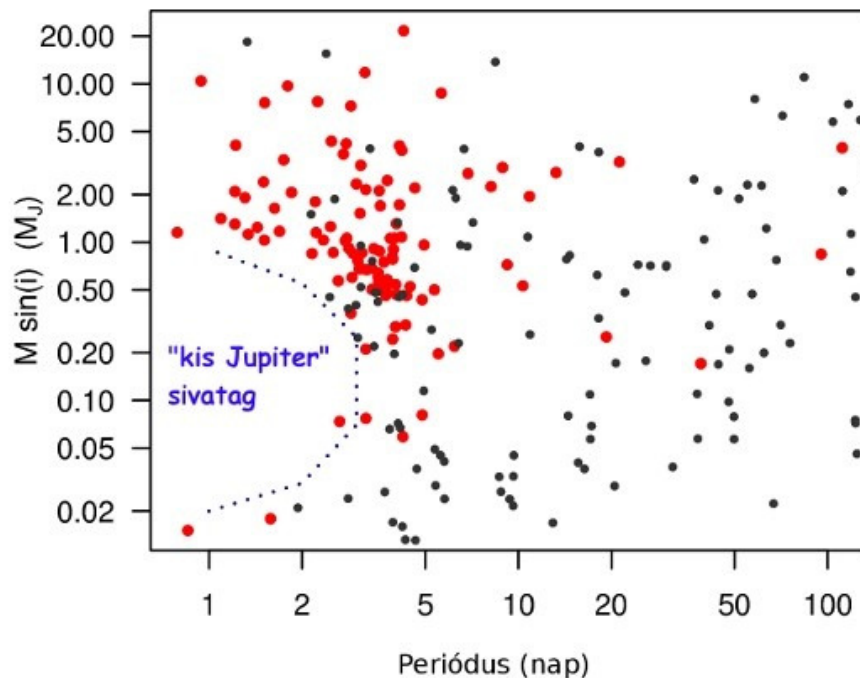


1.1. ábra. A felfedezett és megerősített exobolygók darabszámának növekedése az évek során. A piros oszlopok az összes bolygót, a zöld oszlopok a fedési módszerrel megtalált exobolygókat jelölik. A függőleges tengely logaritmikus (Schneider, 2011).

2011 októberében a felfedezett és megerősített exobolygók száma megközelítette a 700-at (6.6 ábra). Méretüket és tömegüket tekintve szélesebb skálán vesznek fel értékeket, mint amit Naprendszerünkben lévő égitesteknél tapasztalunk. Többségük a Jupiterhez hasonló gázóriás, a Földünkhöz hasonló méretű planéták felfedezése egyelőre még várat magára.

A felfedezett bolygók egy nagy csoportját alkotják az úgynevezett forró jupiterek, a csillagukhoz közel keringő, a Jupiter tömegének és méretének nagyságrendjébe eső bolygók, amelyek keringési ideje mindössze néhány nap (Marcy és mtsai., 2005). A felépítésükben a Földhöz hasonló, 1 és 10 Föld-tömegű bolygók a szuperföldek közé tartoznak (Valencia és mtsai., 2007). Az előző két kategóriába nem sorolható planétákat mostanában kezdik nagy számban felfedezni. Ezek az úgynevezett forró neptunuszok, a csillagaikhoz hasonlóan közel keringő, de a forró jupiterekénél kisebb tömegű égitestek.

Az eddig azonosított exobolygók eloszlása azt mutatja, hogy forró neptunuszokból több van, mint forró jupiterekből. Mindez a keringési periódusoktól függetlenül igaz: a 3–100 nap tartományon nagyjából végig hasonlóan tűnik a forró jupiterek és a forró neptunuszok becsült aránya, az egyszerű bolygókeletkezési elméletekkel összhangban (Szabó és mtsai., 2011a). A három napnál rövidebb keringési periódusú bolygók estében Szabó M. Gyula és Kiss L. László azt a meglepő jelenséget fedezte fel, hogy Neptunusz-tömegű bolygót nem ismerünk, annak ellenére, hogy a forró jupiterek és a forró földek nagy számban előfordulnak ezen a tartományon. A tranzitos exobolygók méretét a keringési periódus függvényében ábrázolva egy jól körülhatárolt üres tartomány, a „kis Jupiter sivatag” rajzolódik ki (1.2 ábra), amely éles ellentétben áll a három napnál hosszabb periódusok esetén megfigyelt eloszlással. Az irodalomban több alternatívát is közöltek a jelenség magyarázatára. Lehet, hogy a kis jupiterek gyorsan elpárolognak a csillag közelében, hiszen légkörük gravitációsan kevésbé kötött. A forró jupiterek is párolognak, de a párologási ráták lényegesen kisebbek, így a gázóriások hosszabb ideig bírják ki stabilan a csillag közelségét. Egy alternatív magyarázat szerint a kis jupitereket már a bolygókeletkezés korai szakaszában kitiltja a korong árapályhatása a csillagok közvetlen közeléből, miközben a nagy tömegű bolygókra ez a folyamat nem hat (Szabó és mtsai., 2011a; Szabó és Kiss, 2011).



1.2. ábra. A fedési exobolygók periódus–méret eloszlása (piros pontok), kiegészítve a radiálissebesség-mérések által detektált periódus – minimális tömeg eloszlással (fekete körök).

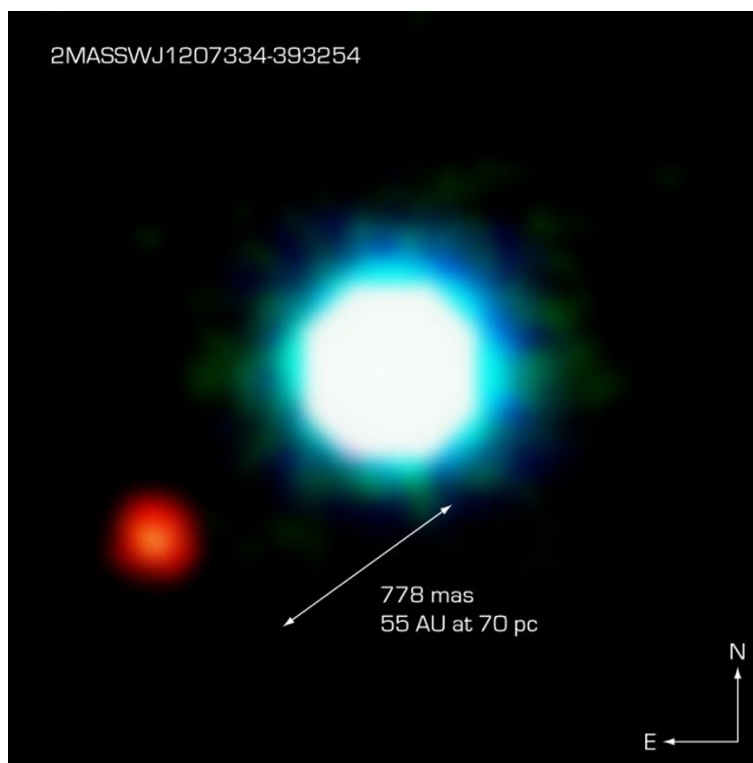
1.2. Kutatási módszerek

Az első exobolygó felfedezése után a kutatási módszerek tárháza folyamatosan bővült. A legtöbb esetben csak közvetett bizonyítékaink vannak a bolygók létét, azonban ha ezek közül több független módszer is igazolja bolygó létezését, akkor biztosak lehetünk, hogy a felfedezés nem véletlen eseményeknek következménye. A közvetlen módszerek száma kevesebb, de ebben az esetben ténylegesen a bolygótól származó jelet detektáljuk.

1.2.1. Közvetlen módszerek

A bolygó valamilyen fizikai tulajdonságát közvetlenül tudjuk mérni. Hátránya, hogy nagyon precíz megfigyelési technikákat igényel, és a ráfordított idő nem egyenesen arányos a felfedezés hatékonyságával.

Képkalkotás



1.3. ábra. Az első exobolygó, amelyet sikerült közvetlenül is megfigyelni. (Kék a csillag, vörös a bolygó.)

Egy távoli csillag körüli exobolygó képének közvetlen megfigyelésére akkor van lehetőség, ha a bolygó elég nagy és elegendően távol van a központi csillagtól. Első-

sorban infravörösben készülnek felvételek, mivel ebben a tartományban a két égitest sugárzása „kevésbé” tér el egymástól, mint rövidebb hullámhosszon, a két égitest közötti fényességkülönbség kisebb lesz. A képalkotáshoz a napkorona megfigyelésénél használt koronográfot is alkalmazhatnák, amellyel a központi csillag fényét kitakarva láthatóvá válik a bolygó (Trauger és Traub, 2007). A módszerhez elengedhetetlen a jó felbontás, amelyet az adaptív optikás, illetve űrtávcsöves megfigyelésekkel érnek el. A 2M1207 jelű exobolygóról Chauvin és munkatársai (2004) készítették az első képet (1.3 ábra), a felfedezést később a VLT teleszkóppal megerősítették (Chauvin, 2005; Mamajek, 2005).

Magas kontrasztú „spektroszkópiai képalkotás”

A módszer alapötletét Sparks és Ford írta le 2002-ben. Thatte N. és munkatársai 2007-ben a modellt továbbfejlesztve sikeres méréseket végeztek az AB Doradus nevű csillagon. Az eljárás lényege, hogy csillag diffrakciós képét vizsgálva olyan torzulást keresnek, amelyet nem skáláz a hullámhossz. Ehhez egy IFU (Integral Field Unit) egységgel felszerelt spektrográf egyidejű képalkotási és spektroszkópiai tulajdonságait használják ki. A csillag Airy-korongjának méretét a különböző hullámhosszakon rögzített felvételeken egységes méretűre skálázzák, levonják a megfigyelésekből, majd a képeket az eredeti skálaméretre transzformálják vissza. Mivel a bolygó pozíciója a felvételeken nem függ a hullámhossztól, az átskálázás és a csillag átlagos Airy-korongjának levonása nincs hatással a bolygó profiljára. A levonás és az eredeti skála visszaállítása után a képeket összeadva a bolygó láthatóvá válik a felvételen.

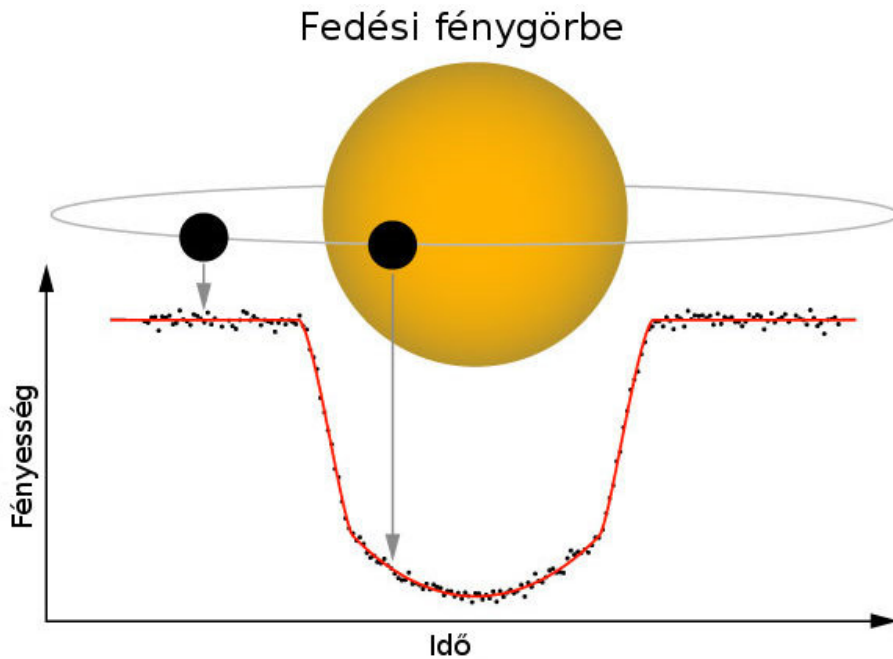
1.2.2. Közvetett módszerek

A csillag egyes fizikai tulajdonságait figyeljük meg (fényesség, térbeli mozgás), amelyek mérésével következtetni tudunk a bolygó jelenlétére. A legtöbb módszer esetében becslést kaphatunk a bolygó paramétereire is (méret, tömeg). A létezés megerősítéséhez több, egymástól független módszerrel elvégzett mérés szükséges.

Fotometria - Fedési módszer

Ha egy égitest elhalad a csillaga előtt, akkor annak fényét részben kitakarja, aminek eredményeképpen a csillag látszó fényessége lecsökken (1.4 ábra). A bolygók okozta fényességcsökkenés legjobb esetben a csillag fényességének néhány százalékát teszik ki, a legtöbb alkalommal pedig csak néhány ezred magnitúdó (Borucki és mtai., 1985). A módszer abban az esetben használható, ha a bolygó pályasík-

ja jó közelítéssel egybeesik a látóirányukkal. Ez a feltétel különösen igaz abban az esetben, ha a bolygó távol kering a csillagtól.



1.4. ábra. A csillag előtt elhaladó bolygó lecsökkenti a csillag látványos fényességét, jellegzetes fénygörbéje jön létre.

A fedés mélységét és a görbe alakját sok tényező befolyásolja. A bolygó relatív (a csillaghoz viszonyított) sugarának növekedésével a csillag elhalványodása növekszik. A csillag hőmérsékletének változásával változik a peremsötétedés értéke, a fénygörbe alakja és mélysége. A pálya inklinációja a fedés időtartamát és – a peremsötétedés lokális változása miatt – a mélységét határozza meg. Az inklináció helyett definiálni szokták a bolygó impakt paraméterét, amely azt adja meg, hogy a bolygó a csillag középpontjától milyen távolságra, a csillagsugár hányad részénél halad el. A fénygörbe részletes vizsgálatával tehát ki tudjuk számolni a bolygó sugarát, ha ismerjük a csillag már előzőleg meghatározott méretét (Charbonneau és mtsai., 2000). Ugyanakkor következtetni tudunk a bolygó pályájának látóirányunkkal bezárt szögére, valamint a csillag peremsötétedésére is.

Abban az esetben, ha nincs semmilyen információnk a rendszerünkről, a csillag átlagsűrűségét még ekkor is meg tudjuk határozni. Legyen a fedés hossza $t_{fedés}$, a bolygó keringési periódusa p_b , a kettő hányadosa:

$$\frac{t_{fedés}}{p_b} \propto \frac{r_*}{a_b}, \quad (1.1)$$

ahol a r_* a csillag sugara, a_b a bolygó pályasugara. Felhasználva Kepler III. törvényét

$a_b^3/p_b^2 \propto m_*$ (m_* a csillag tömege) és hogy $m_* \propto \rho_* \times r_*^3$, amelyből $a_b^3/p_b^2 \propto \rho_* \times r_*^3$, és visszaírva a_b -t a fenti egyenletbe, kapjuk:

$$\rho_* \propto \frac{p_b}{t_{fedés}^3}, \quad (1.2)$$

ahol ρ_* a csillag átlagsűrűsége.

A módszer önmagában nem elegendő a bolygó létének igazolására, a fedés megerősítéséhez más független módszerből adódó megerősítés szükséges, mint például a radiálissebesség-mérés. Az utóbbiból a bolygó tömegére tudunk következtetni, így kombinálva a két módszer eredményeit, a bolygó sűrűsége meghatározható (Minniti és mtsai., 2007). Amint a későbbiekben látni fogjuk, a fotometria az exoholdak felfedezésének egyik fő eszköze lehet, mivel a holdak jelenléte leginkább a fénygörbe menetére, annak alakjára van hatással, valamint szerepet játszik a fedések középidejének megváltoztatásában is (Szabó és mtsai., 2006; Simon és mtsai., 2007; 4. fejezet).

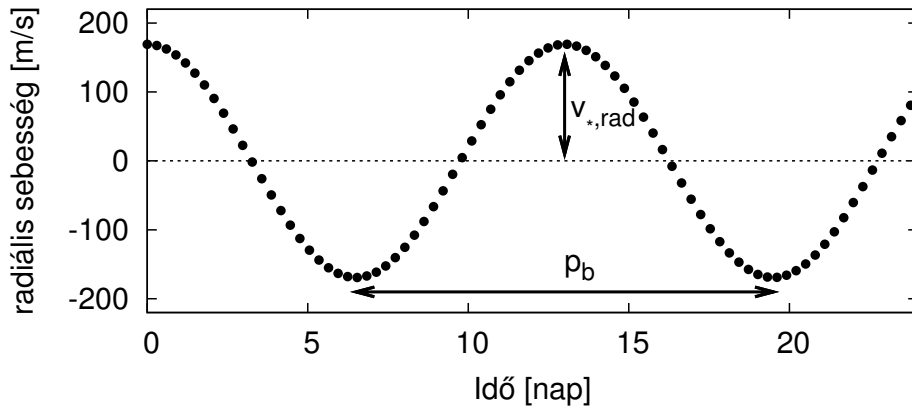
Asztrometria

A csillag és a bolygó a közös tömegközéppontjuk körül keringenek, aminek következtében a csillag sajátmozgása az égi koordináta-rendszerben hullámszerű lesz (Mutterspaugh és mtsai., 2006). Az effektus akkor figyelhető meg a legjobban, ha a keringés síkja nem esik egybe a látóirányunkkal, maximális értékét pedig merőleges rálátás estén éri el. Függ az égitestek tömegarányától és a bolygó pályasugarától is. A módszer segítségével már 50 éve próbálnak meg kimutatni más naprendszerben bolygókat, de az első sikeres felfedezés 2009-ig váratott magára. Pravdo és Shaklan (2009) volt az első, akiknek ezzel a módszerrel elsőként sikerült a VB10 jelű csillag hullámmozgását kimutatni. Eredményük szerint a csillagot egy $6,4 m_{Jupiter}$ tömegű égitest 0,74 nap periódussal kerüli meg.

Radiálissebesség-mérés

Az előzőhöz hasonlóan itt is a közös tömegközéppont körüli keringésen alapul a módszer. A keringés során a bolygó egyszer közeledik felénk, máskor távolodik tőlünk, a csillag ehhez képest épp ellentétes irányban mozdul el. A csillag látóirányú sebességvektorában periodikus jel detektálható, amely szoros összefüggésben áll a csillag színekpavonalainak elmozdulásával. Ha a csillag közeledik felénk, a vonalak a rövidebb (kék), míg ha távolodik tőlünk, a hosszabb (vörös) hullámhosszak felé tolódnak el (Doppler, 1903). Az effektus nagyságát több paraméter is befolyásolja. Egyrészt akkor éri el maximumát, ha a látóirányunk és a keringés síkja kis szöget

zár be, másrészt a nagysága függ a bolygó tömegétől és a pályasugár nagyságától is. Minél nagyobb tömegű egy bolygó a csillagához képest, és minél távolabb kering tőle, a sebességamplitúdó annál nagyobb lesz. Így a nehezen megfigyelhető esetekhez tartoznak azok a bolygók, amelyek kis tömegűek, pályahajlásuk nagy és gyorsan kerülnek meg a csillagaikat (pályasugár kicsi). A módszer hátránya, hogy az inklináció ismeretének hiányában csak a bolygó minimális tömege becsülhető.



1.5. ábra. Egy csillag radiális sebességének mintagörbéje, ahol a bolygó p_b idő alatt kerül meg a csillagot. $v_{*,rad}$ a sebesség félamplitúdója.

A rendszer impulzusának megmaradását kihasználva a következőt írhatjuk:

$$m_b = m_* \frac{v_*}{v_b}, \quad (1.3)$$

ahol m_b és m_* a bolygó és a csillag tömege. Körpályát feltételezve és felhasználva, hogy bolygó keringési sebessége $v_b \propto \sqrt{m_*/a_b}$, és $v_{*,rad} = v_* \sin i$ (ahol $v_{*,rad}$ a mért radiális sebesség, 1.5 ábra), valamint Kepler III. törvénye, $a_b^3/p_b^2 \propto m_*$ és visszahelyettesítve a kifejezéseket a fenti egyenletre a bolygó becsült tömegére a következőt kapjuk:

$$m_b \times \sin i = v_{*,rad} (p_b m_*)^{1/3}. \quad (1.4)$$

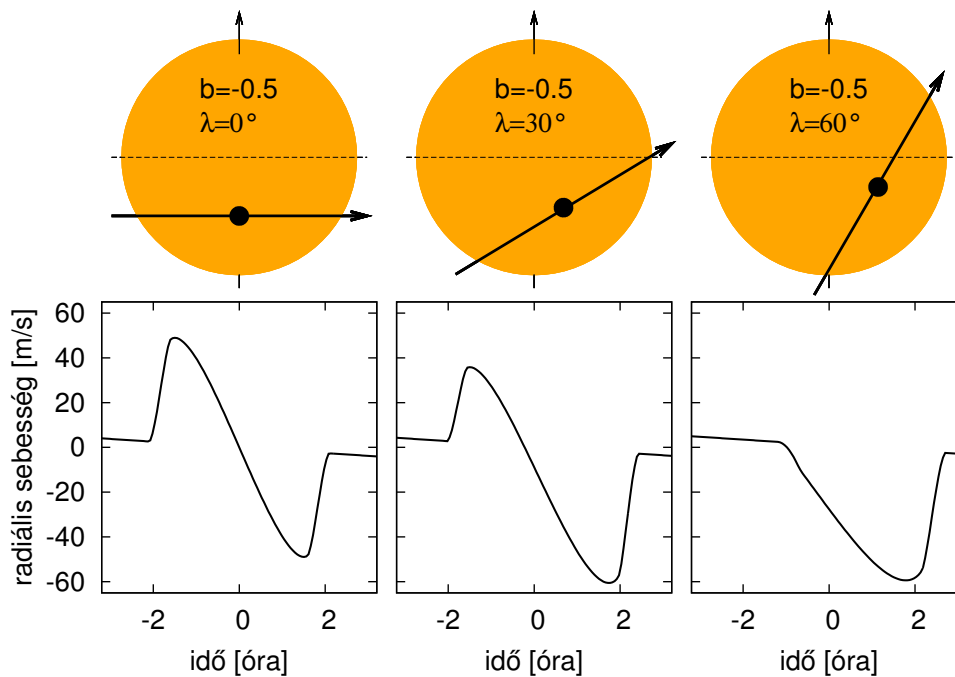
A bolygó minimális tömegére tehát egy becslést adhatunk, amely nem zárja ki azt a lehetőséget, hogy a bolygó valójában egy barna törpe.

A módszer általános használhatóságát erősen korlátozza még a csillagok fényessége, ugyanis a pontos sebességméréshez jó jel/zaj arányú spektrumok szükségesek, épp ezért legjobb eredményt a közeli, fényes csillagok esetében érhetünk el (Cochran és Hatzes, 1994). Az első felfedezéseket (51 Pegasi, Mayor és Queloz, 1995) követően ezzel a módszerrel mutatták ki a legtöbb exobolygót (Marcy és But-

ler, 1998), majd Kepler-űrtávcső indítása után a fotometriai tranzitos megfigyeléseké lett a főszerep (Borucki és mtsai., 2011). Mivel a fedési exobolygók felfedezése önmagában még nem bizonyíték létezésükre, a radiális sebesség-mérés átvette ezen exobolygók felfedezésének megerősítő szerepét.

Rossiter–McLaughlin-effektus (Rossiter, 1924; McLaughlin, 1924)

A fedési exobolygók nemcsak a csillagok látszó fényességét csökkentik, hanem jellegzetes módon befolyásolják a radiális sebesség-görbe alakját a tranzit ideje alatt (1.6 ábra).



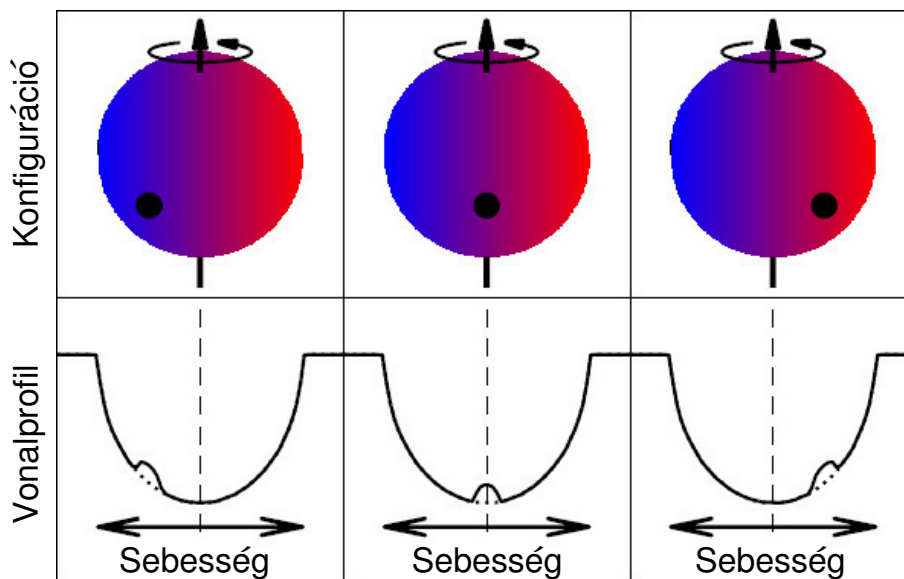
1.6. ábra. A Rossiter–McLaughlin-effektus görbéje különböző ferdeségű bolygópályák esetében (Gaudi és Winn, 2007). λ a bolygó pályasíkjának normálisa és a csillag forgástengelye által bezárt szöget jelenti. b a bolygó impakt paramétere, amely azt adja meg, hogy a bolygó a csillag középpontjától milyen távolságban halad el, centrális tranzit esetén értéke 0, a csillag peremén való áthaladáskor pedig 1.

Mivel a csillag forog, ezért a forgástengelytől eltérő távolságra lévő felületelemek radiális sebessége más lesz. Ha az észlelés során a csillag teljes felületét vizsgáljuk, akkor az összfelületre a radiális sebességek átlaga nulla lesz. Ha a bolygó elhalad a csillaga előtt, először kék, majd vörösén eltolódott fényt takar ki, a felületelemek radiális sebességének egyenlő aránya felbomlik, a csillag látszó radiális sebessége megváltozik. A moduláció alakját, amplitúdóját a rendszer számos paramétere

meghatározza, úgymint a bolygó keringésének iránya és pályájának hajlásszöge (λ) a csillag forgástengelyéhez képest, a bolygó impakt paramétere (b), a bolygó és a csillag sugáráránya, a csillag forgási periódusa és peremsötétedése (Ohta és mtsai., 2005; Giménez, 2006).

Az egyre pontosabb radiálissebesség-mérések lehetővé tették, hogy fedési exobolygóknak ne csak a tranzit fénygörbéjét figyeljük meg, hanem a radiálissebesség-görbében fellépő RM-effektust is kimutassuk. Ezekkel a mérésekkel a legfőbb cél a pályák térbeli helyzetének és keringés irányának a meghatározása, valamint a bolygó méretének pontosítása (Winn és mtsai., 2006; Simpson és mtsai., 2011). Meglepő felfedezés, hogy a pálya ferdesége a bolygópályák jelentős részénél előfordul, és több olyan esetet is találtak, amikor a bolygó a csillag forgási irányával ellentétesen kering a rendszerben (Narita és mtsai., 2009; Bayliss és mtsai., 2010). A két jelenség közül egyiket sem tudjuk kielégítően megmagyarázni.

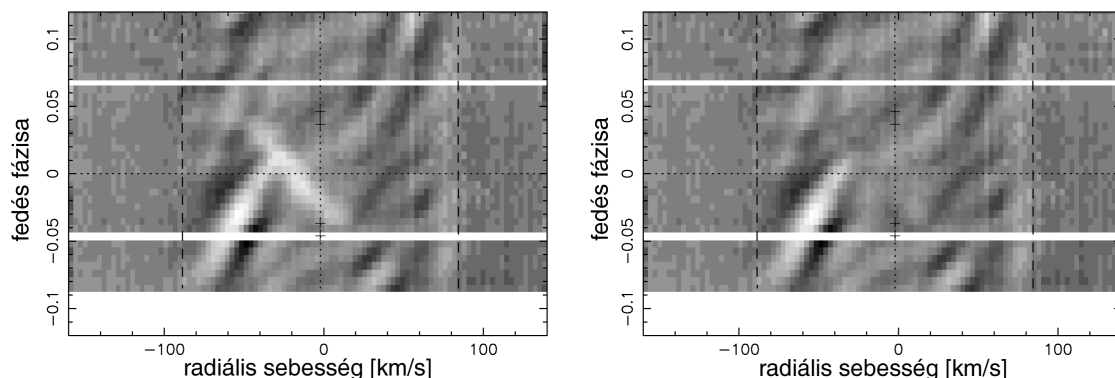
A Rossiter–McLaughlin-effektus hatása a radiálissebesség-görbe modulációján kívül a színkép vonal profiljának megváltozásában is megmutatkozik (1.7 ábra). Ezt vizsgáljuk a Doppler-árnyék megfigyelésével.



1.7. ábra. A Rossiter–McLaughlin-effektus hatására a spektrumvonal profilján egy púp halad végig a tranzit ideje alatt. Alakja annál jobban kiemelkedik, minél gyorsabban forog a csillag.

E módszer az exobolygók vizsgálatának a területén viszonylag újnak mondható, a technikai részleteket Cameron és munkatársai (2010a) dolgozták ki. A HD 189733 jelű csillag vonalprofiljának alakváltozásait vizsgálták, így eredményeikben a csillag forgási sebességét ($v \sin i$ értékét) más módszerektől függetlenül is meghatározták.

A HD 189733 és a HD 15082 jelű csillag bolygóinak elkészítették a Doppler-térképét is (1.8 ábra), a HD 15082 bolygójáról kiderült, hogy retrográd irányban kering (Cameron és mtsai., 2010b).



1.8. ábra. A HD 15082 jelű csillag vonalprofil reziduál változásának időszora. A két ábrát összevetve a bal oldalin jól látható a bolygótól származó fehér sáv, míg a jobb oldali mintázat csak a csillag aktivitásából származik.

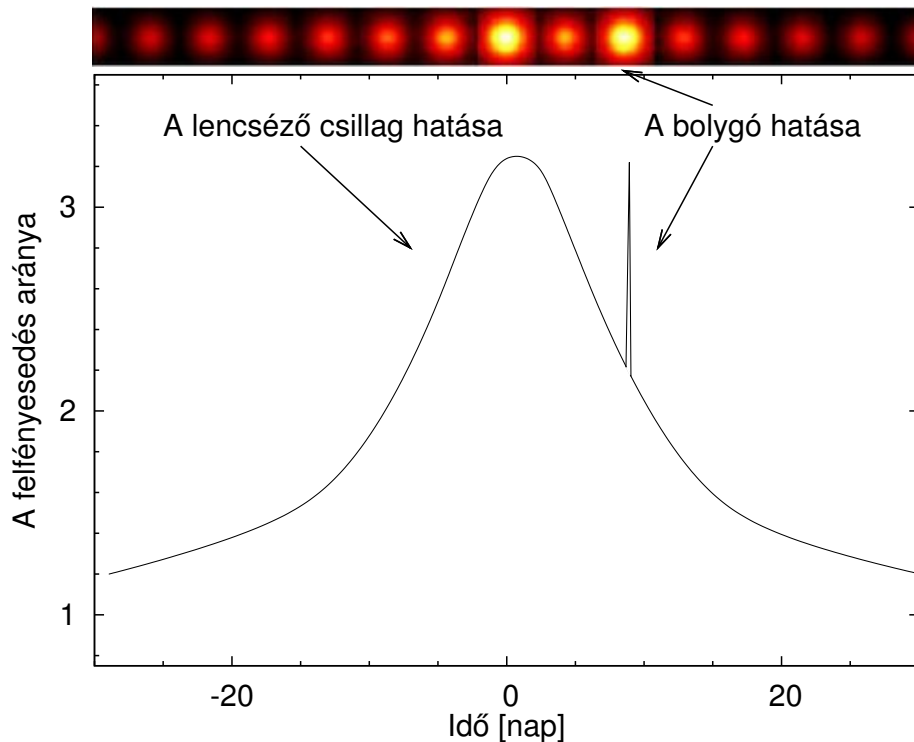
Valódi mérések mellett végeztünk szimulációs számításokat exoholdak RM-efektusának kimutathatóságára is (Simon és mtsai., 2010; 5. fejezet).

Pulzárjelek modulációja

A pulzárak nagyon pontos ismétlődéssel rádióhullámokat bocsátanak ki. Ha egy bolygó kering a rendszerben, akkor a pulzár és a bolygó is a közös tömegközéppont körül kering. A pulzárról érkező impulzusok ennek következtében hol sűrűbben, hol ritkábban követik egymást. Mivel az impulzusok nagyon szabályos ütemben követik egymást, a legkisebb változás is kimutatható a jelek periódusában. A pulzusok közötti időtartam változásából meghatározható a bolygó keringési ideje, valamint megbecsülhető a tömege. A legelső megerősített exobolygó-felfedezés ehhez a módszerhez kapcsolódik (Wolszczan és Frail, 1992), annak ellenére, hogy a módszert nem exobolygók felfedezésére fejlesztették ki. A módszer érzékenységről elmondható, hogy a Földnél nagyságrenddel kisebb tömegű égitest gravitációs perturbáló hatásaira érzékeny. Ezt mutatja, hogy PSR 1257+12 pulzár legkisebb kísérőjének a tömege a Földnek csupán 2%-a. Mivel a pulzárak száma az összes csillaghoz képest nagyságrendekkel kisebb, így a felfedezések száma el is marad az összes többi módszerhez viszonyítva. A majd két évtizedes első felfedezés óta összesen öt megerősített exobolygót sikerült ezzel a technikával felfedezni (Backer és mtsai., 1993; Konacki és Wolszczan, 2003).

Gravitációs mikrolencse-hatás

A gravitációs mikrolencse-hatás akkor jön létre, amikor egy sötét égitest elhalad egy távoli fényforrás előtt és rövid ideig tartó felfénylést okoz annak fényében. A felfényesedés azzal magyarázható, hogy az előtér objektum (lencséző égitest) kissé elgörbíti, egyszersmind a megfigyelő felé fókuszálja a távolabbi csillagról érkező fénysugarakat. Abban az esetben, ha a lencséző égitest egy csillag, amely körül egy exobolygó kering, akkor a rendszer geometriájától függően a háttérobjektum felfényesedése többször következik be. A csillag által okozott felfényesedés egy harangszerű, elnyúlt görbét hoz létre, amelyre a bolygó rövid ideig tartó, éles csúccsal kiemelkedő hatása rakódik rá (1.9 ábra). Egy bolygó több felfényesedést is okozhat. A fénygörbe alakjából és a felfénylés(ek) helyéből a bolygó tömegére és a pályájának méretére tudunk következtetni a csillag tömegének ismeretében (Queloz, 2006).



1.9. ábra. A bolygó lencsehatása a csillag mellett.

A csillag hatása eltarthat több napig, míg a bolygótól származó effektus átlagos időtartama néhány óra. Mivel két égitest egy vonalba való esése ritka eseménynek számít, a módszer hatékonyságát egy csillagokkal sűrűn benépesített égterület folyamatos monitorozásával lehet növelni (Griest és mtai., 1998). A módszer hátránya, hogy a bolygó jelének a fénygörbén való egyszeri rövid megjelenése után a bolygóra vonatkozó további kutatások, illetve információk szerzése gyakorlatilag lehetetlen. Ugyanakkor a rendszer földi nyomon követése is meglehetősen nehéz

feladat, az esemény után sok időbe telik, míg a háttércsillag és a lencséző égitest távcsövekkel felbontható távolságra kerül egymástól (Safizadeh és mtsai., 1999).

A kezdeti próbálkozások után az első megerősített felfedezésre egészen 2004-ig kellett várni, míg Bond és munkatársai a módszer használatával a OGLE 2003-BLG-235/MOA 2003-BLG-53 jelű csillag körül egy másfél Jupiter-tömegű bolygót mutattak ki.

1.2.3. Egyéb módszerek

Ide sorolhatjuk azokat a technikákat, amellyel nem fedeztek még fel exobolygókat, de méréseket már végeztek létező exobolygókra. Például amikor bolygó hőmérsékleti sugárzása hozzáadódik a csillag infravörös spektrumához (HD 189733b, Deming és mtsai., 2006), vagy a csillag spektrumában olyan vonalak jelennek meg (CO, H₂O, CH₄), amelyek a bolygólégkörök fő összetevői lehetnek (Fortney és mtsai., 2006).

1.3. Kutatóprogramok

Az első exobolygó felfedezése után számos új kutatócsoport alakult, fő feladatuknak a Naprendszeren kívüli bolygók szisztematikus keresését tűzték ki célul. Az első időkben a radiálissebesség-méréseken alapuló módszereket a 2000-es évek közepétől felváltotta a csillagok fénygörbéjében a bolygótranszitok keresése. Az utóbbi módszerre rengeteg kistávcsöves megfigyelőállomás települt szerte a világban, a világ legnagyobb távcsöveire ezek után csak a felfedezett bolygók megerősítésének céljából lehetett pályázni. Néhány éve épültek meg azok a távcsövek, amelyek az égbolt egy csillagokban gazdag területét figyelik az űrből. Az űrbe telepített obszervatóriumok több előnyt is felmutathatnak a Föld-bázisú megfigyelésekkel szemben. Egyrészt a légkör nem befolyásolja az észleléseket, másrészt folyamatos, akár több éves adatsort képesek szolgáltatni egy adott égterület csillagainak fényességváltozásairól. Emellett nemcsak a fedési exobolygók akadhatnak lencsevégre, hanem olyan változócsillagok is, amelyeknek rövid időskálájú változásai – a sűrű mintavételezésnek köszönhetően – új eredményekkel szolgálhatnak.

A legtöbb megerősített exobolygó-felfedezést a földi távcsövekkel végzett megfigyelések eredményezték, habár a Kepler-űrtávcső indítása után a jelöltek száma majd egy nagyságrenddel ugrott meg. A sort a legeredményesebb a spektroszkópiai eszközök bemutatásával (HIRES, HARPS, AAPS) kezdjük, ezt követik a kis objektívátmérőjű, automatizált égboltfelmérő távcsövek (HAT, SuperWASP, XO, TrES), majd egy HST mérés (SWEEPS) és a gravitációs mikrolencse-hatás módszerére épü-

lő programok (OGLE, MOA). A sort a CoRoT- és Kepler-űrtávcsövek zárják, és megemlíthetjük a 2010-es évek végére tervezett PLATO küldetést is.

1.3.1. HIRES – High Resolution Echelle Spectrometer

A Keck csillagászati obszervatóriuma a Hawaii-szigetek 4145 méteres magasságából kémleli az eget. A Mauna Kea csúcsán két teleszkóp kapott helyet, amelyek 10 méter átmérőjű főtükreivel a világ második legnagyobb átmérőjű távcsövei.

A távcső egyik fő és mechanikailag a legbonyolultabb műszere a nagy felbontású Echelle spektrográf (HIRES). Működési tartománya 0,3 és 1,0 mikrométer közötti hullámhossz, spektrális felbontása 25000 és 85000 között változik. Fő célja, hogy a kozmológia eddig megválaszolatlan kérdéseinek megoldását elősegítse, és bolygókat keressen a Naprendszerünkön kívül. Az exobolygó-kutatásban a legtöbb radiális sebesség módszerrel felfedezett bolygót tudhatja magának, mérési pontossága az 1 m/s-ot is eléri (Vogt és mtsai., 1994; Vogt, 2002).

1.3.2. HARPS – High Accuracy Radial velocity Planet Searcher

Chilében, 2400 méteres magasságban, az Atacama-sivatag szélén található az ESO (European Southern Observatory) La Silla csillagászati obszervatóriuma. A 3,6 méteres távcsövön üzemel az a spektrográf (HARPS), amellyel az eddigi legpontosabb radiális sebesség-mérések érhetők el (Wildi és mtsai, 2010). Ezt köszönheti egyrészt a nagy mechanikai stabilitású szerkezetnek, másrészt annak, hogy az Echelle spektrográf két optikai szállal van felszerelve. Ez a két optikai szál egy időben dolgozik, az egyik a csillag fényét gyűjti, míg a másik a tórium-argon lámpa vagy a csillag melletti háttér spektrumát rögzíti. Apertúrájuk akkora, hogy az égterület 1 ívmásodperces területéről tudnak fényt gyűjteni. A spektrográf felbontása eléri a 115000-et, működési tartománya 378 és 691 nanométer közötti.

A több tucat Naprendszeren kívüli bolygó felfedezése mellett a HARPS spektrográf érdeme a legkisebb Föld-szerű exobolygó-azonosítása. Mayor és munkatársai (2009) négy éven át végeztek mérésorozatot ahhoz, hogy a Gliese 581 jelű csillag negyedik kísérőjét is megtalálják. A GJ 581e bolygónak mindössze 1,9-szer nagyobb a tömege Földünkénél, ami azt jelenti, hogy a csillag színképvonaláiban alig 2 m/s-os eltolódás látható.

1.3.3. AAPS – Anglo-Australian Planet Search

Az Angol–Ausztrál Obszervatórium 1998-ban kapcsolódott be az exobolygó kereső programokba. A megfigyeléseket az 1100 méteren található Siding Spring Obszer-

vetórium 3,9 méteres távcsövével (AAT – Anglo-Australian Telescope) végzik. A Föld déli féltékéről megfigyelhető Nap típusú csillagokat (8 magnitúdónál fényesebb) monitoroznak az év 32 éjszakáján éveken keresztül. Céljuk a csillagok körüli Jupiter-méretű bolygók keresése és katalogizálása. Az év további 48 éjszakán együttműködnek más exobolygó kereső programokkal annak érdekében, hogy a Földnél csak néhányszor nagyobb méretű bolygókat is lehetőségük legyen megtalálni. A teleszkópon használt Echelle spektrográf (UCLES – University College London Echelle Spectrograph) a csillagok radiális sebességét legalább 3 m/s-os pontossággal képes meghatározni.

Az első sikeres felfedezésüket 2001-ben jelentették be (Tinney és mtsai., 2001). A későbbiekben további 26 bolygót sikerült detektálniuk, amelyek közül három kettős rendszer tagja. A felfedezett bolygók 2/3-ának nagyobb a keringési ideje egy évnél. Eredményeik között szerepel, hogy 61 Virginis jelű csillag körül egy szuperföldet és két Neptunusz-tömegű bolygót fedeztek a saját és a Keck teleszkóp adatainak közös kiértékelésével (Vogt és mtsai., 2010). Legújabb felfedezésük alkalmával egy 0,34 Jupiter-tömegű bolygót mutattak ki a HD 38283 csillag lakhatósági zónájában, így munkájukban kitértek arra a kérdésre is, hogy miként alakulhat exohold egy ilyen bolygó körül (Tinney és mtsai., 2011).

1.3.4. HAT – Hungarian-made Automated Telescope

Bakos Gáspár és munkatársai fejlesztették ki azokat a magyar automata teleszkópokat, amelyek jelenleg öt helyről pásztázzák az égboltot. Először a Föld északi féltékén két helyről, az arizonai Fred Lawrence Whipple Obszervatóriumból (USA) és a Hawaii-szigeteki Mauna Kea hegycsúcsról (USA) kémlelték a távcsövek az égboltot (Bakos és mtsai., 2002). Később egy nagyságrendi előrelépést jelentett, amikor a HAT sikeres eredményere támaszkodva 2009-ben megalakult HAT-South program (Bakos és mtsai., 2009a). A hat automata teleszkópból álló műszerpark a Föld déli féltékének három pontjáról monitorozza az égboltot (Siding Spring Obszervatórium – Ausztrália, Las Campanas Obszervatórium – Chile és a Hess Site – Namíbia). A helyszínek földrajzi hosszúság szerinti elhelyezkedése lehetővé teszi a célpontok folyamatos megfigyelését a nap 24 órájában. Az északi távcsövek 11 cm-es apertúrával és 2048×2048 pixeles kamerával vannak felszerelve, míg a déliek objektívje 18 cm átmérőjű és 4048×4048 CCD kamera dolgozik rajtuk. A távcsövek kezdeti célja a fedési kettősök, pulzáló változók, GRB utófénylések automatikus fényességmérése volt, a későbbiekben vált tudatos exobolygó-kereső programmá.

Az első exobolygót (HAT-P-1b) 2006-ban fedezték fel (Bakos és mtsai., 2007a). A következő években további 32 exobolygó jelét sikerült detektálni, amivel az egyik

legeredményesebb kistávcsöves bolygókereső hálózattá nőtte ki magát. A felfedezett bolygók között van

- két Neptunusz tömegű (HAT-P-11b: Bakos és mtsai., 2010a; HAT-P-26b: Hartman és mtsai., 2011a),
- két kompakt, több mint 7 Jupiter-tömegű (HAT-P-2b: Bakos és mtsai., 2007b; HAT-P-20b: Bakos és mtsai., 2010b),
- kis sűrűségű (HAT-P-7b: Pál és mtsai., 2008; HAT-P-8b: Latham és mtsai., 2009; HAT-P-12b: Hartman és mtsai., 2009; HAT-P-18b, HAT-P-19b: Hartman és mtsai., 2011b),
- alig egy napos periódusú (HAT-P-23b: Bakos és mtsai., 2010b),
- több mint 10 nap periódusú (HAT-P-15b: Kovács és mtsai., 2010; HAT-P-17b: Howard és mtsai., 2010),
- többes rendszer (HAT-P-13b,c: Bakos és mtsai., 2009b; HAT-P-17b,c: Howard és mtsai., 2010; HAT-P-31b,c: Kipping és mtsai., 2011) és
- számos excentrikus pályájú bolygó (HAT-P-2b, HAT-P-11b, HAT-P-14b: Torres és mtsai., 2010; HAT-P-15b, HAT-P-17b, HAT-P-21b: Bakos és mtsai., 2010b).

1.3.5. SuperWASP – Wide Angle Search for Planets

A SuperWASP az Egyesült Királyság vezető exobolygó-felfedező programja, amelyet nyolc híres intézmény alapított: Cambridge University, Instituto de Astrofísica de Canarias, Isaac Newton Group of Telescopes, Keele University, Leicester University, Open University, Queen's University Belfast és a St. Andrew's University.

A SuperWASP két robotizált obszervatóriumot foglal magában. Az egyik északon, La Palma szigetén található, az Isaac Newton Group of Telescopes területén; a másik délen, a Dél-Afrikai Csillagászati Obszervatórium kezelése alatt. Mind-egyik obszervatórium nyolc egyforma távcsővel van felszerelve, amelyek egyidejűleg pásztázzák az égboltot tranzit jelenségek után kutatva. Az objektívek átmérője 200 mm, amelyek fókuszában egyenként 2048x2048-as CCD kamera található. Minden egyes kamera az égterület 61 négyzetfokos területét képes monitorozni, ami azt jelenti, hogy egyszerre majd 100 ezer csillag fényét rögzíti (Pollacco és mtsai., 2006).

Az első két bolygót 2006-ban mutatták ki (Cameron és mtsai., 2007), majd az azóta eltelt öt év alatt a csoport több mint 70 felfedezést tudhat magáénak. Ebből számos olyan bolygó is lencsevégre akadt, amelyet a HAT csoport függetlenül is felfedezett (HAT-P-30b/WASP-51b, Enoch és mtsai., 2011).

1.3.6. XO program

Az XO teleszkópok a Hawaii-szigeteki Haleakala (Maui) csúcsán található 3054 méteres magasságban. 200 mm-es objektívlencsék kémlelik az eget, az 1024×1024-es CDD kamera az égbolt 7°-os átmérőjű részén keresi a csillagok fedési exobolygóra utaló fényességváltozásait (McCullough és mtsai., 2005).

Eredményeikben öt forró jupitert fedeztek fel 2006 és 2008 között (McCullough és mtsai., 2006), amelyek periódusa 4 nap körüli. 2010-ben kiadtak egy listát, amelyben 69 olyan detektálást írnak le, amelyek hamis bolygójelöltekhez vezettek (Poleski és mtsai., 2010).

1.3.7. TrES – Trans-Atlantic Exoplanet Survey

A kutatási programban három, 100 mm átmérőjű Schmidt-objektívből álló rendszer vizsgálja az égboltot a földgolyó három különböző pontjáról (Lowell Observatórium, Palomar Observatórium és a Kanári-szigetek). A műszerek hozzávetőlegesen 12 ezer csillag fényét mérik 36 négyzetfokos égterületen fedési exobolygók után kutatva.

Az első két exobolygó felfedezése után (Alonso és mtsai., 2004; O'Donovan és mtsai., 2006) 2007-ben még két exobolygót tudhatnak magukénak (O'Donovan és mtsai., 2007; Mandushev és mtsai., 2007). Az ötödik jelöltet 2011 augusztusában jelentették be (Mandushev és mtsai., 2011). Méretük és tömegük a Jupiter tömegéhez hasonló, keringési periódusuk 1 és 4 nap közötti.

1.3.8. SWEEPS – Sagittarius Window Eclipsing Extrasolar Planet Search

2006-ban 7 napra a Hubble-űrteleszkópot is bevonták a fedési exobolygó keresésébe. Az ACS-WFC kamera közel 180 ezer csillag fényességváltozását rögzítette ez idő alatt. A célpontjuk a Nyilas csillagképben a Tejútrendszer középpontjának a feltekerkezése volt, 27 ezer fényévre lévő csillagok fényében kerestek tranzit jelenségre utaló nyomokat.

Az egy hét alatt összesen 16 bolygójelöltet fedeztek fel, közülük két csillagnak a radiális sebességét is sikerült felvenni, így e két bolygónak a méretén kívül a tömegére is sikerült becslést adni. A többi rendszer olyan sűrű csillagmezőben helyezkedett el, hogy az lehetetlenné tette a spektrumok a többi csillagtól való független vizsgálatát. A felfedezett exobolygók periódusa 0,4 és 4,0 nap közötti, a méretüket tekintve 0,7 és 1,4 Jupiter közötti sugarúak (Sahu és mtsai., 2006).

1.3.9. OGLE – Optical Gravitational Lensing Experiment

A lengyel csillagászok kutatási programja 1992-ben indult a varsói egyetem támogatásával. Az OGLE program kutatási célja az olyan sötét anyag keresése volt, amelyet a gravitációs mikrolencse-hatás által okozott fényességváltozás révén lehet megtalálni. Az 1,3 méteres távcső (Las Campanas Observatórium, Chile) célpontjai a Kis- és Nagy Magellán-felhők, valamint Tejútrendszerünk központi vidéke, a bulge. Ezek a területek csillagokban leggazdagabb részei az égboltnak, így a ritkának számító mikrolencsézést nagyobb eséllyel figyelhetjük meg ezen a területen.

A program négy fázisából az első kettőben a megfigyelések során olyan fényességváltozást is tapasztaltak, amelyet nem mikrolencse-hatás, hanem másodlagos, kisebb tömegű objektum (bolygójelölt) okozhatott. A fényváltozás mértékéből, valamint radiálissebesség-mérésből kiderült, hogy ezek a kísérők a Jupiter tömegének nagyságrendjébe eső bolygók (OGLE-TR-10b: Konacki és mtsai., 2005; OGLE-TR-56b: Konacki és mtsai., 2003; OGLE-TR-111b: Pont és mtsai., 2004).

A harmadik fázisban (2001–2009) detektálták az első exobolygót (Bond és mtsai., 2004), amelyet a mikrolencse-hatás segítségével mutattak ki. A 2009-es fejlesztések után, 2010-ben kezdődött a negyedik fázis, amelyben egy 32 chip-ből álló mozaik CCD kamerát állítottak hadba, hogy megnöveljék a mikrolencse-hatás által felfedezhető exobolygók számát.

Közleményeikben tíz feletti exobolygó kimutatásról számolnak be, amelyből hatot a mikrolencsézés segítségével találtak meg. Ezek közül egy olyan bolygó is lencsevégre akadt, amely látszólag magányosan sodródik a világűrben. Ez a bolygó vagy kilöködött a világűrbe, vagy nagyon elnyúlt pályára állt az ismeretlen csillaga körül (Sumi és mtsai., 2011).

1.3.10. MOA – Microlensing Observations in Astrophysics

Új-Zéland és Japán együttműködéséből jött létre az a csoport, amely a mikrolencsézés segítségével kutat exobolygók után a Föld déli féltékéről látható égbolton. A programban használt méteres teleszkóp az új-zélandi Mt. John University Observatory épületéből figyeli a csillagok felvillanásait.

Eddigi eredményeikben négy exobolygót találtak, amelyek között ott találjuk az OGLE programmal közösen felfedezett csillag nélküli, magányos bolygót is (Sumi és mtsai., 2011).

1.3.11. CoRoT – Convection, Rotation and planetary Transits

Az űrprojekt a Francia Nemzeti űrügynökség (CNES) révén került megvalósításra a PROTEUS program keretében. Az első elképzelések 1994-ben láttak napvilágot, a CoRoT név akkor még csak CONvection, ROTation szavakból állt, és a csillagok asztroszeizmológiájával foglalkozott volna. A végleges nevét csak évekkel később kapta meg, miután sorra fedezték fel a Naprendszerünkön kívüli exobolygókat. A felbocsátásra egészen 2006. december 27-ig kellett várni, amikor is egy Szojuz hordozórakéta segítségével poláris pályára állt. A pálya alakja olyan, hogy a távcsövet évente csak kétszer kell mozgatni, így egy adott égterületet félévig folyamatosan tud megfigyelni. Fél év után 180°-kal elforgatják, mivel ekkor már a Nappal szembe kerülne, és következhet az újabb fél éves mérés. A vizsgált célpontok a Sas és az Egyszarvú csillagképek területére esnek (Catala és mtsai., 2001).

A műszer optikai elrendezésében a trapézra hasonlító tükröket úgy állították be, hogy a segédtükör a belépő nyalábból semmit se takarjon ki. Így a távcső fénygyűjtő képessége egy 27 cm átmérőjű tükör fénygyűjtő képességének felel meg, a fókuszba négy darab 2048×2048 CCD kamera foglal helyet. A négy chip 2,7×3,5 fokos égterületet fed le, kettő keresi az exobolygó-átvonulások jeleit, kettő pedig asztroszeizmológiai megfigyeléseket végez. A két terület eltérő kiolvasási idővel működik, mivel a korlátozott sáv szélesség nem teszi lehetővé a teljes adatmennyiség Földre való továbbítását. Az asztroszeizmológiai felvételeket készítő chippek 32 másodperces kiolvasási idővel működnek, de lehetőség van egyedi csillagokra 1 s-os mintavételre is. Az exobolygós rész expozíciós ideje 32 s, de ebből 16-ot még az űreszközön összeadnak, így közel 8 perces mintavétellel kell számolni a közel 12000 darab (11,5–16 magnitúdós) csillagra. Emellett lehetőség van 500 csillag eredeti, 32 s-os mintavételezésű kiértékelésére is (Moutou és mtsai., 2006).

Az űrtávcső két és fél évig hibamentesen működött, 2009 márciusában azonban „fél szemére megvakult”. Az egyik exobolygós és az egyik szeizmológiai CCD-vel megszűnt a kapcsolat, amelyet többszöri próbálkozásra sem tudtak helyreállítani.

Néhány fontosabb eredmény

- 2011 júniusában a CoRoT II. marseille-i szimpóziumán 10 új bolygót jelentettek be, amelyek közül hetet radiális sebesség-mérésekkel is megerősítettek. A CoRoT-24 jelű csillag körül kettős rendszert mutattak ki, amely a CoRoT esetében az első alkalom volt, hogy két bolygófedést tudott megfigyelni egyetlen csillag körül. További 103 esetben folyik a vizsgálat, amelynek eredményeként a bolygójelölt megerősítést vagy cáfolatot kap. A CoRoT program közel 30 fedési exobolygó felfedezését tudhatja magáénak (Alonso és mtsai., 2011).

- A CoRoT-7b volt az első olyan exobolygó, amelynek a tulajdonságai a Földhöz hasonlítottak a legjobban. Sugara alig másfélszerese a Földünkének, sűrűsége $5,6 \text{ g/cm}^3$, mondhatni az első felfedezett kőzetbolygó. Az állítás nem teljesen igaz, ha figyelembe vesszük, hogy közelebb kering a csillagához, mint a Merkúr a Naphoz. Felszíni hőmérséklete 2000 °C körül lehet, ennek megfelelően a kőzet folyékony állapotban lehet jelen a felszínén (Léger és mtsai., 2009).
- A CoRoT-9b-re úgy tekinthetünk, mint az első 100 napos keringési periódust megközelítő (95 nap) fedési exobolygóra. Felszíni hőmérséklete külön figyelmet érdemel, ugyanis értéke $250\text{-}400 \text{ K}$ között van, így a rövid periódusú, közel keringő bolygóknál a besugárzás és a fellépő árapályfűtés is kisebb, a bolygófejlődési modelleket ezzel jól ellenőrizhetővé teszi (Deeg és mtsai., 2010).
- Az asztroszeizmológia területén a Nap típusú oszcillációk vizsgálata hozta a legfontosabb eredményeket. A CoRoT segítségével nemcsak a Naphoz hasonló csillagokon, de annál sokkal forróbb B (sőt O színképtípusú) csillagokon is sikerült kimutatni Nap típusú oszcillációkat. Korábban azt gondolták, hogy ezeknek a csillagoknak a konvektív zónája túlságosan vékony ahhoz, hogy ilyenek gerjesztődjenek bennük. Az egyik legtöbbet tanulmányozott célpont a HD 50844 δ Scuti típusú változócsillag volt, amelynél 1000-nél több pulzációs periódust találtak a korábbi néhány tucat helyett (Poretti és mtsai., 2009). Ez már jól közelíti azt az elméleti jóslatot, miszerint folytonos frekvenciaspektrumot kell látnunk, de azt a kérdést még mindig nem válaszolja meg, miért erősebbek az egyes frekvenciák, míg mások gyengébbek (Benkő és Szabó, 2011).

1.3.12. Kepler

A CoRoT felbocsátása után az exobolygó-felfedező versenybe beszállt az Egyesült Államok is. A tervek azonban már évtizedekkel előbb elkészültek; 1971-ben Rosenblatt, majd 1984-ben Borucki és Summers számolták ki, hogy mekkora esély van Jupiter-méretű bolygó okozta elhalványulás megfigyelésére más a csillagok fényében. A Kepler elődjének (FRESIP - Frequency of Earth-Size Inner Planets, Földméretű Belső Bolygók Gyakorisága) tervét 1992-ben terjesztették elő először a NASA vezetésének, de a felmerülő bizalmatlanság miatt – a kívánt fotometriai pontosságot nem lehet elérni – csak a tudományos értéket emelték ki, a támogatás elmaradt. A programmal 1994-ben és 1996-ban újra próbálkoztak, immár a CCD technológiájára alapozva, de a döntőbizottságot még mindig nem tudták meggyőzni arról, hogy a technológia alkalmas a kellő pontosság mellett több ezer csillag egyidejű fotometrállására. Ennek bizonyítására 1998-ban egy látómező 6000 csillagáról készítettek

távvezérelt észlelést, és sikeresen demonstrálták a módszer kivitelezhetőségét. A következő sikertelen pályázat után – nem bizonyított, hogy úrbéli körülmények között is képes a megfelelő pontosságot huzamosabb ideig biztosítani – 2001-ben zöld utat kapott, és elindult az úrtávcső a megvalósítás felé (Benkő és Szabó, 2011).

A Kepler 2009. március 7-én indult útnak a Cape Canaveral állomásról. Pályája 372,5 napos keringési idejű, Nap körüli, ún. Föld-követő pálya. A távcső Schmidt elrendezésű, a főtükör 1,4 méter átmérőjű, a belépő nyílás 95 cm, nyílásviszony $f/1$ -es. A fókuszba a görbült fókuszfelületre illeszkedő CCD chippek mozaikja került, amely 42 darab 2200×1024 -es egyedi CCD-kből áll. Az általuk lefedett égterület 105 négyzetfok. A mérések a 430–840 nm-es hullámhossztartományban készülnek, amely gyakorlatilag majdnem a teljes optikai tartományt jelenti. A célpont 150000 darab 9 és 16 magnitúdó közötti csillag a Hattyú, illetve a Lant csillagképben, de lehetőség van 7-20 magnitúdós csillagok fotometriájára is (megj.: a területen 15 millió objektum van ebben a fényességtartományban). A fotometriai pontosság 0,1 millimagnitúdó, képesek a 10^{-4} relatív fényességcsökkenést kimutatni. A telítődés elkerülése érdekében a felvételek 6 másodperces expozíciós idővel készülnek, amelyből kétféle integrációs időnek megfelelő adatsort állítanak elő: 1 és 30 perceset. A korlátozott sáv szélesség miatt rövid mintavételezésű adatokra csak néhány kiemelt objektum esetén van lehetőség, a legtöbb célpont a hosszú mintavétellel érkezik a Földre. Szintén a sáv szélesség miatt nem az összes CCD pixel adatait juttatják vissza, hanem csak az előre kiválasztott objektumokét (Borucki és mtai., 2004).

Észlelési célpontok

- Fedési exobolygók keresése, amelynek céljai:
 - A lakható zónában, illetve annak közelében található Föld típusú és a nagyobb bolygók arányának meghatározása.
 - A bolygók pályájának osztályozása alak és méret szerint.
 - A többes csillagrendszerekben található bolygók számának megbecslése.
 - A rövid keringési periódusú óriások méretének, tömegének és sűrűségének meghatározása.
 - Újabb tagok azonosítása a már felfedezett rendszerekben.
 - Bolygórendszerrel bíró csillagok tulajdonságainak meghatározása.
- Asztroszeizmológiai célpontok

A megfigyelések két célt is szolgálnak. Egyrészt a fedési exobolygók csillagainak vizsgálta, másrészt a pulzáló változócsillagok működésének jobb megértését szolgálják. A küldetés folyamán közel 4 ezer ilyen csillag beválasztására

lesz lehetőség, amelyet a Kepler Asztroszeizmológiai Tudományos Konzorcium (KASC) koordinál.

- Vendégészlelői (Guest Observer) célpontok

A programban a területen található 3000 egyéb objektum észlelésére van lehetőség pályázat útján (nóvák, aktív galaxismagok stb.).

Néhány fontosabb eredmény

- A Kepler program indulása óta a felfedezett exobolygók számát egy nagyságrenddel növelte, mintegy 1200 bolygó jelöltet jelentve be (Borucki és mtsai., 2011). Ebből már több mint 20 megerősített rendszert publikáltak, a legutóbb bejelentett (2011 októberéig) exobolygók a Kepler-17b és a Kepler-19b (Désert és mtsai., 2011; Ballard és mtsai., 2011).
- Elsőként fedezett fel egy olyan többes bolygórendszert, amelyben egyszerre hat fedési exobolygó kering. A legkisebb 2, a legnagyobb 4,5 Föld-átmérőjű, keringési periódusuk 10 és 118 nap közötti. Ennek megfelelően 0,1 és 0,5 csillagászati egység távolságban kerülnek meg a Naphoz hasonló méretű csillagot. A Kepler-11 jelű csillag körül tehát elég sűrűn követik egymást a bolygók, ha a Merkúr pályáját tekintjük, akkor a Naprendszerünkben mindegyik ezen belül keringene. Az öt égitest egymásra gyakorolt hatása egyértelműen kimutatható, így felmerültek a hosszú távú stabilitás kérdései. A numerikus szimulációk azonban azt mutatták, hogy gyenge kaotikus mozgás megfigyelhető, de a rendszer hosszú időskálán stabil maradhat (Lissauer és mtsai., 2011).
- Magyar csillagászok triplán fedő hármas rendszert fedeztek fel. A 7,1 magnitúdós HD 181068-ról mutatták ki, hogy az eddig ismeretlen rendszerben a legfényesebb vörös óriás körül két vörös törpe kering. A vörös törpepár 0,9 naponta fed el egymást, közben 45,5 naponta pedig eltűnik a főkomponens árnyékában. Nagy szögfelbontású felvételek Pizskéstetőn, az 1 m-es teleszkóppal is készültek, amelyek kizárták optikai kísérők összeolvadó képét egészen 0,5"-es határig. A Hipparcos adatai szerint a hármas mintegy 800 fényév távolságban található. Ennek ismeretében a Wilson-hegyi CHARA optikai interferométerrel készült mérések eredményei szerint a HD 181068 A komponensének korongja $0,461 \pm 0,011$ mas (ezred ívmásodperc) átmérőjű, ami a 250 parszekes távolságban $12,4 r_{Nap}$ sugárnak felel meg. A spektrumok modellezéséből számított 5200 K-es hőmérséklet, illetve a Naptól több mint tízszer nagyobb átmérő 93 Nap-luminozitású G/K óriáscsillagra utal, becsült tömege

mintegy 3 Nap-tömeg. A B és C jelzésű komponensek kb. 6 magnitúdóval halványabbak, így jelenlétük sem a spektrumokból, sem az interferometriai adatokból nem mutatható ki közvetlenül (Derekas és mtsai., 2011).

- A gyorsan forgó, pólusán magas hőmérsékletű csillag előtt elhaladó bolygót azonosított Szabó M. Gyula által vezetett, magyar csillagászokból álló csoport. A forró pólus és a kísérő ferde pályája miatt a fedési fénygörbében torzulás lép fel, egy lokális gödör keletkezik. A jelenséget J. W. Barnes 2009-ben már megjósolta, de azt mostanáig nem sikerült megfigyelni. A detektálás a Kepler-űrtávcső nyilvános anyagainak átnézésén alapult, amelyet kiegészítettek egy németországi távcsővel készített nagy felbontású színeképpel és a piszkés-tetői 1 méteres RCC nagy szögfelbontású megfigyeléseivel. A Kepler-adatok újra-redukálásával kiderült, hogy a kísérő a kettős fényesebb csillaga körül kering. A csillagokra modellt illesztve a csoport arra az eredményre jutott, hogy két, a Napnál 23-szor és 30-szor fényesebb csillag alkotja a rendszert, amely tőlünk 1800 fényévre helyezkedik el. A kísérő mérete a Jupiter méretének 2,2-szerese, ami alapján nem dönthető el teljes bizonyossággal, hogy barna törpéről vagy bolygóról van-e szó (Szabó és mtsai., 2011b).
- Tim Bedding és munkatársai közel egy éven át monitoroztak több száz vörös óriáscsillagot a Kepler-űrtávcsővel. A fénygörbék alapos elemzésével, a belőlük származtatható, a belső tulajdonságokra utaló rezgési módusok feltárásával arra a következtetésre jutottak, hogy a vizsgált vörös óriások közül némelyiknek már elfogyott a hidrogén a magjában, sőt, ott már héliumot éget, azaz fejlődésének már egy későbbi szakaszában jár, mint a minta többi tagja. Bedding szerint az elméleti modellek már utaltak arra, hogy a héliumégető magot jelző apró oszcillációknak meg kell jelenniük a fénygörbékben. A Kepler-adatok meg is erősítik ezt, lehetővé téve a vörös óriások közti különbségtételt, illetve a különböző fejlődési fázisokban lévő csillagok arányának korábban nem lehetséges meghatározását (Bedding és mtsai., 2011).

1.3.13. PLATO - Planetary Transits and Oscillations of stars

Várhatóan 2018-tól fog működni a CoRoT- és Kepler-űrtávcső utódjaként az ESA által tervezett űrtávcső, a PLATO, a tervek véglegesítése 2011-ben, e sorok írásakor is folyik. Ez előző két űrmisszióhoz hasonlóan a PLATO is a bolygóátvonulások keresését tűzte ki célul. A különbség mindössze annyi, hogy az optikai elrendezésben nem egy nagy tükör gyűjti össze a fényt, hanem az egyik elképzelés szerint 34 darab 12 cm-es távcső kémleli az ég több mint 4000 négyzetfokos területét. Ezek közül

kettő a 4 és 8 magnitúdó közötti fényes csillagokat méri 2,5 s-os expozíciós idővel, míg a többi 32 kamera a 8 magnitúdónál halványabb csillagokat veszi célpontba 25 másodperces kiolvasási idővel. A tervek szerint az L_2 Lagrange pont körül fog keringeni, és a 6 évre tervezett működési idő alatt több mint 250 ezer csillag fényét fogja mérni folyamatosan. A célpontok között elsősorban Nap típusú csillagok körüli Föld-méretű és tömegű exobolygók vannak, de a programban szerepelnek az exoholdak kimutatását megcélzó és asztroszeizmológiai vizsgálatok is (Catala és mtsai., 2011).

A célok között szerepel a felfedezett bolygó méretének 5%-os, tömegének 10%-os pontosságú meghatározása. Ehhez a csillag paramétereinek olyan pontos ismeretére van szükség, amelyet a legjobb esetekben ≈ 20 ppm (milliomod rész) pontosságú fotometriai mérések szeizmológiai vizsgálatának eredményei szolgáltathatnak. Emellett a csillagok fejlődésére és a bolygók eloszlására vonatkozó kérdésekre is keresik a válaszokat, amelyek egészen az élet eredetének kereséséhez nyúlnak vissza.

2011 októberében jelentették be, hogy a PLATO tervét sajnos bizonytalan időre felfüggesztették. Az ESA a távcső megépítésének lehetőségét egy későbbi időpontra tette át, amelyről egyelőre nincs döntés.

2. fejezet

Exoholdak a kutatás középpontjában

A történelemben Holdunk nagy szerepet játszott a tudományos kutatás mellett a földi élet megjelenésében és fejlődésében (Wagner, 1936; Asimov 1979) és Jáki (1966) szerint a csillagászat kialakulásában. Az is elképzelhető, hogy egy intelligens civilizáció kifejlődéséhez olyan holdra van szükség, amely kellően hosszú időskálán biztosítani tudja bolygója forgási tengelyének stabilitását. Az ismert exobolygók számának exponenciális növekedésével komoly érdeklődés kezdett kibontakozni abban a témában, hogy vajon létezhet-e ezen bolygóknak exoholdja.

2.1. A holdak keletkezésének elfogadott modelljei

Az exoholdak kimutatását vizsgáló módszerek megjelenésével a hold keletkezésére vonatkozó elméletek területén szintén nagy érdeklődés bontakozott ki. A legújabb szimulációk azt mutatják, hogy a holdak számának és fizikai tulajdonságaiknak eloszlását a keletkezés módja erősen meghatározza. Az elméletek szerint a holdak általában a bolygókeletkezés végső fázisában alakulnak ki.

A holdak keletkezésének magyarázata az irodalomban három jelentősebb modell köré összpontosul (Lewis, 2011):

- Föld-szerű bolygóknál az az elfogadott álláspont, hogy az excentrikus pályán keringő bolygócsírák perturbálják egymás mozgását, és az **összeütközések eredményeként** létrejöhet a hold.
- Óriás bolygók esetében a protoplanetáris korongban kialakult csomó a növekedésben elér egy olyan szakaszhoz, amikor a protobolygó elegendő méretű

lesz ahhoz, hogy a korongból közvetlenül további gázt és törmelékot vonzzon magához. A folyamat eredményeként a bolygócsíra körül egy akkréciós korong alakul ki. A holdak ebben a **cirkumplanetáris korongban formálódnak** a bolygó fejlődésének utolsó szakaszaiban.

- A harmadik elképzelés szerint egy **óriásbolygó körül befogás útján** is megjelenhetnek holdak. Ezen holdak fizikai tulajdonságai kevésbé függenek a bolygó keletkezési mechanizmusaitól, azt inkább a befogásra alkalmas égitestek eloszlása határozza meg.

2.1.1. Ütközéssel keletkezett holdak

A bolygócsírák növekedésének periódusában azok az ütközések, amelyek eredményeként hold jöhet létre, elég gyakoriak (Agnor és mtsai., 1999). A szimulációk azt mutatják, 2,5 Föld-tömegnél kisebb bolygócsírák ütközésénél törmelékcorong alakul ki, amely néhány bolygósugár távolságra összeáll. Az ütközések véletlenszerű természetének révén a végső hold pályájának inklinációja tetszőleges értéket vehet fel. Fél és egy Föld-tömeg közötti égitestek esetén a törmelékek egymás közötti kölcsönhatása és az ütközések dinamikája olyan, hogy a végeredményként egy nagy hold jön létre, amelynek maximális tömege a szülőbolygó tömegének nagyságrendileg 4%-a (Canup és mtsai., 1999, 2001).

A hold pályájának inklinációja tetszőleges értéket vehet fel a kialakulásának kezdetén, amely meghatározza a hold további életútját. Az erre vonatkozó szimulációkat Atobe és Ida (2007) végeztek. Nagy inklinációjú hold esetén azt találták, hogy a kezdetben a bolygójától távolodó hold pályasugarának növekedése megfordul. A későbbiekben ez a folyamat egy néhány bolygósugár távolságra keringő holdat vagy a szülőbolygójával történő ismételt összeütközést eredményezhet. Szintén összeütközés az eredménye annak a konfigurációnak, ha a holdpálya normálisa és a bolygó forgástengelye különböző irányokba mutat. Ellenkező esetben, ha a holdpálya normálisa és a bolygó forgástengelye közel megegyezik, a hold elkezd a fejlődése folyamán a további összeütközéseket, és a bolygóhoz közeledő, vagy attól távolodó pályára áll.

A rendszer további fejlődését az árapályerők nagyban meghatározzák, a bolygó forgási és a hold keringési periódusának arányától függenek. Csökken a hold távolsága, ha a bolygó lassabban forog, mint ahogy a hold kering, nő ellenkező esetben és nem változik szuperkötött (mindkét égitest mindig ugyanazt az oldalát fordítja a másik felé) keringés esetén.

2.1.2. Korongban keletkezett holdak

Óriásbolygók körül fejlődésük során akkréciós korong alakul ki, ahogy a bolygó a környezetéből gázt és törmeléket vonz magához. A korongban holdak alakulnak ki, és növekednek úgy, hogy a korongra jellemző fizikai tulajdonságokat magukon hordozzák a későbbiekben. Jellemző, hogy inklinációjuk kicsi, keringési irányuk pedig megegyezik a bolygó forgási irányával. Magának a hold keletkezésének folyamatát, azt, hogy a törmelékekből és a gázból milyen módon alakul ki egy nagyobb hold, nem ismerjük teljesen pontosan.

Canup és Ward (2006) egykomponensű cirkumplanetáris modellt dolgozott ki a holdak kialakulásának vizsgálatára. A korongban keletkezett holdak tömegét szerintük két folyamat egyensúlya határozza meg: (i) a holdra hulló törmelékek rátája és a hold környezetéből elszabaduló anyag mennyisége, amely azután a bolygó tömegét növeli. A folyamatok eredményeként három-öt nagy hold keletkezik a bolygótól 60 sugárnyi távolságon belül, össztömegük a bolygó tömegének mindössze 0,01 %-át teszik ki. A holdak keletkezésének ütemét úgy magyarázza, hogy a nem differenciálódott (pl. Callisto) holdak születésének időpontját a társainál későbbre teszi, és a kihűlt korong végeredményeként tekint rá (Barr és Canup, 2008).

Mosqueira és Estrada (2003a, 2003b) kétkomponensű korongot használnak modelljükben, amely egy sűrűbb belső és ritkább külső korongra választható szét. Ez a modell részben magyarázza a Callisto hosszabb keletkezési időskáláját, amely hosszabb a szomszédos Ganymedes-énél. A modellben a holdak migrációs időskálája hosszabb a keletkezési időskálánál, így lehetőséget ad korongbeli űr kialakulására. A holdak tömegére nem állít be éles határt, és egy nagyobb hold keletkezését jósolja meg a belső sűrűbb korong sugarán kívül.

Az óriásbolygók körül keletkezett holdak elhagyják a rendszert, ha pályasugaruk nagyobb, mint lesz, mint a Hill-sugár (lásd 3.1.1 alfejezet); vagy az árapályerők feldarabolják őket, ha közelebb kerülnek a bolygóhoz, mint a Roche-határ. A két határ között is csak egy jól behatárolt tömegnél kisebb holdak maradhatnak fenn hosszabb időskálán. Például egy olyan rendszerben, ahol egy Jupiter-méretű bolygó a csillaga körül 0,2 csillagászati egység távolságra kering, a hold maximális tömege nem haladhatja meg 0,88 Föld-tömeget. Ez arra az esetre igaz, ha Barnes és O'Brien (2002) szigorú stabilitási feltételeit vesszük alapul, miszerint a hold hosszú időskálán csak a Hill-sugár harmadánál keringhet stabilan.

2.1.3. Befogott holdak

Egy bolygónak nemcsak a közvetlen környezetében kialakult holdja lehet, hanem befogódás révén egy idegen égitest is bolygó körüli pályára állhat. Agnor és Hamilton (2006) a Pluto – Charon pároshoz hasonló kettős rendszerek fejlődését vizsgálták, ahogy azok elhaladtak egy nagyobb bolygó mellett. Szimulációikban azt tapasztalták, hogy ha a kettős elegendően megközelíti a bolygót, akkor pályájuk erősen perturbálódik, a rendszer egyik tagja kilöködik a rendszerből, a másik pedig bolygó körüli pályára áll.

A kettős szétválása akkor történik meg, amikor kettős tömegközéppontja körüli Hill-sugár (3.1.1 alfejezet) a legnagyobb közelítés időpontjában meg fog egyezni a kettős szeparációjával. Ekkor a kisebb égitest a Hill-szférán kívülre, szabad állapotba kerül. A bolygót megközelítő kettős Hill-sugara:

$$a_H = a_k = d_{min} \left(\frac{m_1 + m_2}{3m_b} \right)^{1/3} \quad (2.1)$$

ahol a_k a kettős fél nagytengelye, d_{min} a bolygó és a kettős távolsága legnagyobb közelítéskor, m_1 és m_2 a páros tömegei, m_b a bolygó tömege. A kettős közül a kisebb tömegű befogódik, nagy inklinációjú pályára áll, amelyen retrográd irányban kering. Pericentruma meg fog egyezni a legkisebb közelítés távolságával. Ha az újonnan befogott hold keresztezi a már helyben kialakult holdak pályáját, méretétől függően ő maga vagy a már meglévő holdak közül több megsemmisül vagy kilöködik a rendszerből.

Az árapályerők hatására a pálya idővel kör alakúvá válhat. A befogott hold tömege a 2.1 egyenlettel becsülhető, ha kettős tömegeit egyenlőnek ($m_1 + m_2 = 2m_h$), a hold pályasugarát pedig kétszeres pericentrum-távolságnak vesszük ($a_h = 2d_{min}$).

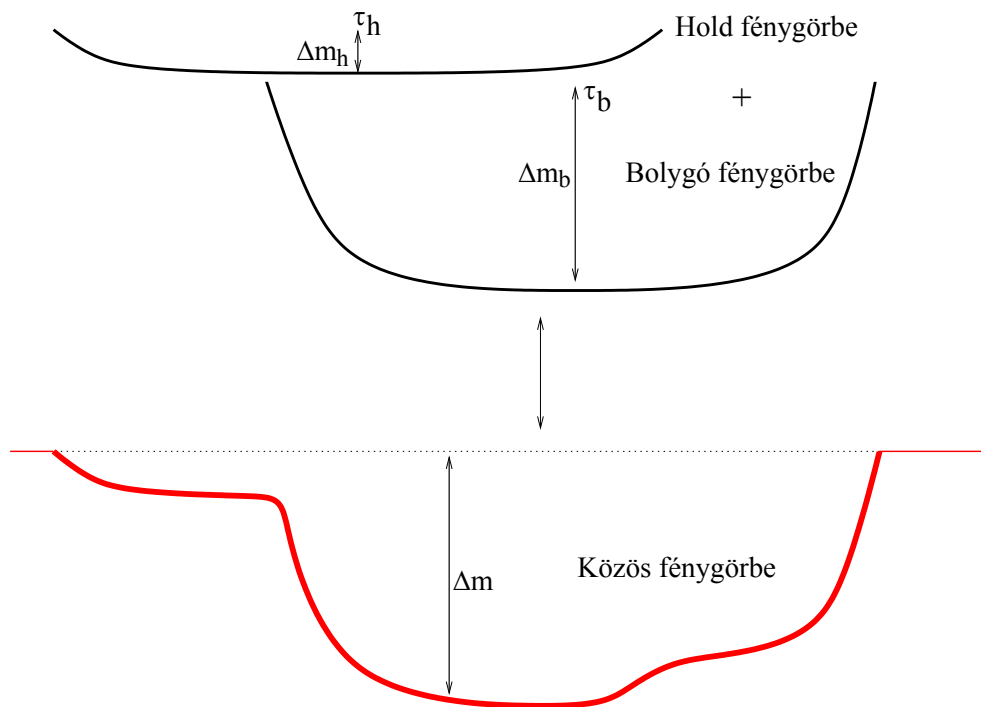
$$m_h = 12 \left(\frac{a_k}{a_h} \right)^3 m_b, \quad (2.2)$$

ahol m_h a befogott hold tömege. Látható, hogy befogott hold tömege fordítottan arányos a körösödött pálya méretének köbével, amely tovább csökkenhet abban az esetben, ha hold retrográd irányban kering a bolygó forgásához képest.

A holdak hatékony csapdázódását több tényező is meghatározza. Egyrészt a kettős égitestek darabszáma, térbeli és méretbeli eloszlása, valamint a Hill-sugaruk mérete. Ahhoz, hogy egy hold befogása sikeres legyen, nagy számú, nagy Hill-sugarú kettős égitestre van szükség. A viszonylag nagy tömegűek csak a csillaguktól távol alakulhatnak ki, így egy olyan speciális konfiguráció létrejöttéhez, amiben egy viszonylag nagy hold retrográd pályán kering a bolygója körül, csak a Neptunusz távolságában keringő bolygóknak van esélye.

2.2. Az exoholdak kimutatására javasolt módszerek

Naprendszeren kívüli bolygók fotometriai kimutatása az utóbbi évek egyik meghatározó eszközévé vált. Az ismert fedési exobolygók száma ennek következtében gyors növekedésnek indult, az összes ismert és megerősített fedési exobolygó száma mára elérte a 185-et (Schneider katalógus, 2011. október 28.). A Kepler-űrtávcső színre lépése után a jelöltek száma hirtelen megtízszereződött (Borucki és mtsai., 2011). A felfedezések számának emelkedésével számos olyan módszer került kidolgozásra, amely a növekvő fotometriai pontosság mellett a közeljövőben segítheti az exoholdak felfedezését. Jelenleg az irodalomban még nincs példa arra, hogy egy ilyen hold létezését a Naprendszeren kívül bebizonyították volna.



2.1. ábra. A bolygó és a hold fedési fénygörbéje külön-külön és az együttes fénygörbe.

A kidolgozott technikák a legtöbb esetben a bolygó-hold közös fénygörbéjének vizsgálatára alapulnak, amikor egy fedési exobolygó körül keringő hold a bolygó fénygörbéjének menetét jellegzetes módon befolyásolja (Simon és mtsai., 2007). A hold egyedi fénygörbéje hasonló a bolygóéhoz, a különbség a kettő között mindössze annyi, hogy a hold kisebb mérete révén kevesebb fényt takar ki a csillagból, így az általa okozott fényességcsökkenés is kisebb, a fénygörbéje sekélyebb (6.7 ábra felső panel, Δm_b , Δm_h fényességcsökkenés). Ha a rendszer akkor halad el a csillag előtt, amikor a hold nem tartózkodik a csillag-bolygó egyenesen, akkor a bolygó

és a hold is más-más időpontban takarja ki a csillag egy részét, így fénygörbe minimumainak időpontjai különbözni fognak (6.7 ábra felső panel, τ_b , τ_h időpontok). Vezető hold esetén ez azt eredményezi, hogy a csillag elé először a hold lép be, majd követi a bolygó is. A csillag előtt együtt haladva először a hold éri el először a csillag peremét, megkezdődik a kilépés, majd követi a bolygó is. A fénygörbében ez úgy mutatkozik meg, hogy egy sekélyebb vállal indul a fénygörbe (belép a hold), majd bolygó belépése után az együttes fénygörbe első fele kicsit mélyebben halad, ezután a hold fedésének befejeztével megemelkedik, végül a bolygó kilépésével végződik (6.7 ábra alsó panel).

Exoholdak fotometriai kimutathatóságával a századforduló környékén Sartoretti és Schneider (1999), Deeg (2002), Doyle és Deeg (2003) foglalkoztak először. Ők azt állították, hogy egy Földnél nagyobb hold, amely egy exobolygó körül kering, mérhető fotometriai hatást gyakorol a fénygörbére. Sartoretti és Schneider (1999) vezette le azt a baricentrikus tranzitidőpont-eltolódásra épülő formulát (TTV_b), amellyel megbecsülhető egy exohold tömege. A modellben a hold és a bolygó közös tömegközéppontja egyenes sebességgel kerüli meg a csillagot, s a hold ezen tömegközéppont körül keringve „megrángatja a bolygót”. Az adott konfigurációtól függően az egymást követő bolygótranzitok időpontjai hol előbb, hol később következnek be. Ezt a módszert később többen is alkalmazták egy-egy hipotetikus exohold maximális tömegének megbecslésére, illetve végeztek vizsgálatokat a tranzitidőpontok eltolódásának magyarázatára (Brown és mtsai., 2001; Charbonneau és mtsai., 2006; Bakos és mtsai., 2006; McCullough és mtsai., 2006; Steffen és mtsai., 2005; Gillon és mtsai., 2006).

Kutatásainkban (Szabó és mtsai., 2006; Simon és mtsai., 2007) ettől eltérően bevezettük a fotometriai középpont fogalmát és olyan, a fotometriai tranzitidőpont-eltolódásra (TTV_p) épülő módszert mutattunk be, amellyel figyelembe vettük a holdak kicsiny, a fénygörbéből közvetlenül ki nem mutatható effektusát. Számításainkban olyan formulát vezettünk le, amelylyel megbecsülhető egy potenciális exohold sugara, tömege és sűrűsége.

A fenti módszerek mindegyike a tranzit fotometriáján alapszik. Lewis és mtsai. (2008) a tranzit fotometriájától eltérő területeken végezték a kutatásaikat. Pulzárak jelének periodikus késését vizsgálták, és arra keresték a választ, hogy egy rendszerben keringő exohold milyen mértékben módosítja a vizsgált pulzárjelek periódusát.

A későbbiekben Kipping (2009a,b) mutatott be egy új, a hold által okozott fotometriai effektust, a tranzit időtartamának változását (TDV). A TTV_b és a TDV effektus jól kiegészíti egymást az alkalmazhatóság határain belül, felhasználásukkal a hold tömege, pályasugara egymástól függetlenül megbecsülhető.

A laboratóriumban már elérhető az 1 cm/s pontosságú sebességmérés a lézerfésű technológia segítségével (Li és mtsai., 2008). Mivel a radiálissebesség-mérés a Rossiter–McLaughlin-effektus révén jelentős szerepet játszik a fedési exobolygók kutatásában (Gaudi és Winn, 2007), az egyre pontosabb adatok eléggé biztatóak egy exohold felfedezésére. 2009-es tanulmányainkban (Simon és mtsai., 2009) bemutattuk, hogy lehetőség van egy exohold torzító jelét megfigyelni a Rossiter–McLaughlin görbén, majd ezen eredményekre támaszkodva 2010-ben elvégeztük (Simon és mtsai., 2010) a hold paramétereinek teljes rekonstrukcióját. Hibaanalízissel kiegészítve megvizsgáltuk, mekkora jel/zaj aránynál milyen paraméterek határozhatók a legpontosabban (5. fejezet).

2010-ben Liebig és Wambsganss, 2008-ban Han kísérletezett olyan szimulációkkal, amelyekben Föld-méretű holdak mikrolencsézését vizsgálták. Han és Han 2002-es eredményeivel ellentétben azt találták, hogy olyan esetben figyelhetünk meg a holdtól származó nem elhanyagolható nagyságú jelet, amikor a bolygó-hold távolság hasonló vagy nagyobb, mint a bolygóhoz tartozó Einstein-gyűrű sugara. Elsősorban kisebb törpecsillagok közül kerülhetnek ki a potenciális jelöltek, mivel az óriások esetében minden holdtól származó jel kisimul. Emellett az is feltétel, hogy a források Einstein-gyűrűjének szögátmérője kisebb legyen, mint 10^{-3} (radián). Ezek a 8 kpc távolságban lévő, Nap-méretű vagy annál kisebb csillagok.

2011-ben a szórési csúcs (Scatter Peak) módszer bevezetésével az eddigiektől különböző technikát mutattunk be exoholdak jelének kimutatására (Simon és mtsai., 2011). Különböző minőségű adatsorok szórásának helyi ingadozását vizsgáltuk, amelynek értékét a hold jelentősen befolyásolja. A fázisba tekert szórásgörbén a fedés időpontjában megjelenő csúcs utalhat a hold jelenlétére (6. fejezet).

A holdak mellett vizsgálták a fénygörbe-anomáliákat egyéb egzotikus folyamatok eredményeképpen is, mint például excentrikus bolygópálya (Kipping, 2008), gyűrűs exobolygók fedése (Ohta és mtsai., 2009; Di Stefano és mtsai., 2010), foltok jelenléte tranzitokban (Silva, 2003; Silva és mtsai. és referenciái, 2010), és különböző mesterséges eredetű alakzatok fedése is (Arnold, 2005).

Habár eddig csak negatív megfigyelések vannak, az egyre nagyobb mennyiségű, egyre pontosabb adatok és a jövő űrtávcsöves küldetései ígéretes exohold-felfedezéseket tartogathatnak.

2.2.1. A Sartoretti és Schneider-féle baricentrikus modell

A hold tömegéhez kapcsolódó időpont-eltolódást Sartoretti és Schneider (1999), Deeg (2002) és Doyle és Deeg (2003) tanulmányozta elsőként. Ők érveltek először amellelt, hogy exobolygó körül keringő Föld-méretű hold mérhető fotometriai ef-

fektusokat okozhat. Az ötlet azon alapult, hogy a közös tömegközéppont körül keringő bolygót a hold „megrángatja”, így időpont-eltolódás lép fel a bolygó fedésének időpontjaiban. Itt a hold magában a fedésben nem vesz részt, így nem ad járulékot a fényességcsökkenéshez. A modellben a rendszer tömegközéppontja szigorúan egyenletesen, körpályán kering a központi csillag körül, sebessége a csillag tömegével (m_*) és a bolygópálya fél nagytengelyével (a_b) kifejezve:

$$v_b = \sqrt{\frac{\gamma m_*}{a_b}}, \quad (2.3)$$

ahol γ a gravitációs állandó. Mivel a hold a fedések alkalmával más-más pozícióban van a bolygóhoz képest, a bolygó fedésének időpontja ingadozik. Ennek az ingadozásnak a maximális értéke a fedés idejében történő maximális időeltolódás; formulával kifejezve

$$TTV_b = \frac{1}{v_b} T_k = \frac{1}{v_b} \frac{a_h m_h}{m_b + m_h}, \quad (2.4)$$

ahol T_k a tömegközéppont és a bolygó középpontja közötti távolság, a_h a hold fél nagytengelye és m_h , m_b a hold és a bolygó tömege. T_k -ban a számlálót és a nevezőt is m_b -vel osztva és a nevezőben $\frac{m_h}{m_b}$ -t az 1 mellett elhanyagolva TTV_b a következőre egyszerűsödik:

$$TTV_b = \frac{a_h m_h}{v_b m_b}. \quad (2.5)$$

Ha egy rendszerben mérhető az időpont-eltolódás vagy maximális értékére létezik felső becslés, akkor a Sartoretti–Schneider-modellben a holdak maximális tömege a következő képlet alapján becsülhető:

$$m_h = m_{h,SS} = \frac{TTV_b v_b}{a_h} m_b, \quad (2.6)$$

ahol TTV_b a baricentrikus tranzitidőpont-eltolódás. Ehhez a becsléshez azonban a hold pályasugarára egy előzetes feltevést kell tennünk. Ha a holdak még éppen stabil pályán keringenek a bolygó körül, azaz fél nagytengelyük megegyezik a Hill-sugárral, $a_h = a_H$, akkor az egyenlet:

$$m_h = \frac{TTV_b v_b}{a_b} (3 m_b^2 m_*)^{1/3}. \quad (2.7)$$

Barnes és O’Brien (2002) az exoholdak keringésére szigorúbb feltételeket állított fel: a holdak pályája hosszú időskálán csak akkor maradhat stabil, ha fél nagytengelyük maximális értéke nem haladja meg a Hill-sugár harmadát. Domingos és mtsai. (2006) által javasolt értékek $0,4895 a_H$, ha megegyező, $0,9309 a_H$, ha retrográd irányban kering a hold. Esetükben a hold/bolygó tömegaránya $0,001$ volt és a hold

körpályán keringett. Barnes és O'Brien megszorításai révén a Sartoretti–Schneider-modell holdjainak tömege így háromszorosára növekszik, amely már számos esetben extrém nagy tömegű holdat eredményez.

Kipping (2009a,b) a fenti modellre általánosabb analitikus formulákat vezetett le. Modelljében megjelentek olyan paraméterek, mint az excentricitás, inklináció, pericentrum argumentuma és valódi anomália. A sokparaméteres módszer vizsgálatával a következő fontos állításokat fogalmazta meg:

- A TTV_b elfajult abban az értelemben, hogy csak a hold tömegének és pályasugarának szorzata számítható ki. Ha becsülni szeretnénk a tömeget, a hold pályájának fél nagytengelyére feltevéssel kell élnünk.
- A hold excentricitásának növelésekor a TTV_b effektus minden esetben csökken. A bolygó excentricitásának változtatásával a TTV_b értéke a pericentrum argumentumának függvényében hol nagyobb, hol kisebb értéket vesz fel, mint nulla excentricitású esetben. A legnagyobb effektust akkor kapjuk, ha pericentrum a csillag mögött helyezkedik a látóirányunkból nézve.
- A hold periódusának csak a harmonikusait tudjuk meghatározni, mivel a hold keringési periódusa általában kisebb a bolygó periódusánál, így a fedésenkénti mintavételezés frekvenciája túl kicsi a hold által okozott TTV_b frekvenciájához képest.

A tranzit időpontjának periodikus elcsúszása azonban nemcsak egy hold (Díaz és mtsai., 2008) jelenlétére utalhat, hanem egy perturbáló bolygó (Agol és mtsai., 2005) vagy a periasztron vándorlása is (Pál és Kocsis, 2008) okozhatja. A TTV_b nullától különböző értéke előre jelezheti egy exohold jelenlétét, de önmagában nem elegendő a megbizonyosodáshoz.

A modell hiányosságai közé lehet sorolni azt, hogy a hold által okozott fotometriai effektust nem veszi figyelembe. A hold ugyan a legtöbb esetben nem okoz akkora torzulást a fénygörbén, hogy az közvetlenül kimutatható lenne, de nagy hatással van a fénygörbe súlypontjának eltolódásában, amely alapjaiban különbözik a fedés általánosan vett időpontjának (középidéjének) eltolódásától (TTV_b -tól).

2.2.2. A fotocentrikus modell

Munkáinkban (Szabó és mtsai., 2006; Simon és mtsai., 2007) egy teljesen új oldalról közelítettük meg az exoholdak által okozott fotometriai effektust. A lényeges különbség, hogy modellünk figyelembe veszi a hold kicsiny fotometriai hatásait a

bolygóé mellett. Amellett érveltünk, hogy habár a hold jelenlegi műszereink fotometriai pontossága mellett nem mutatható ki közvetlenül, jelenléte a tranzitidőponteltolódás mértékét nagyban befolyásolja. Modellünkben a bolygó-hold egyenesen egy fix pontban, a fotometriai középpontban elhelyezkedő képzeletbeli égitest kering a bolygó-hold közös tömegközéppontja körül, amelynek eredményeképpen a fedés időpontja keringésről keringésre változik.

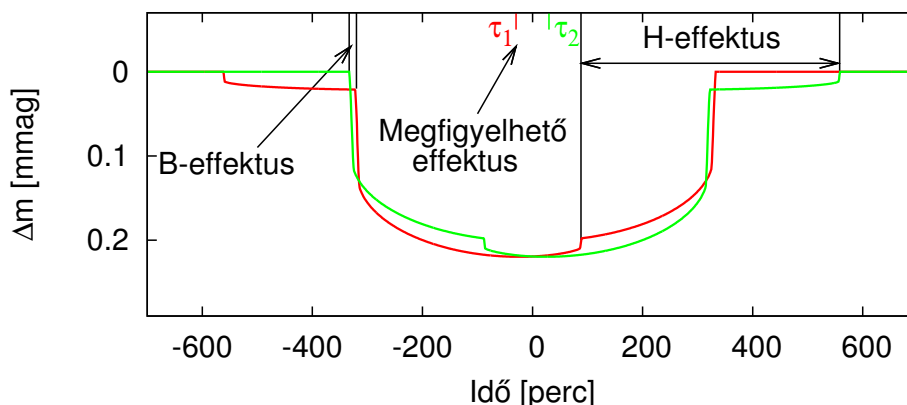
Az időpontokban történő változások értékének kiszámításához a fedés középidejét a következőképpen definiáltuk :

$$\tau = \frac{\sum_{fedés} \Delta m_i t_i}{\sum_{fedés} \Delta m_i}, \quad (2.8)$$

ahol t_i és Δm_i a megfigyelés ideje és a mért magnitúdócsökkenés. Az összegző index azt jelenti, hogy csak az egyedi fedéshez tartozó fotometriai pontokat vesszük figyelembe. Ha a fénygörbe egyenletesen van mintavételezve, akkor τ jelenti azt az időpontot (egy bizonyos hibahatáron belül) amikor a bolygó (illetve a hold) áthalad a csillag centrálmeridiánján. (Nem egyenletes mintavételezés esetén a megfelelően súlyozott fotometriai pontokat kell figyelembe venni.) Ez a képlet formálisan a súlypont definíciójával egyenértékű (ha t_i a „helykoordináta”, Δm_i a „tömeg”), így τ meghatározásához elég a poligonnak tekintett fénygörbe súlyvonalának helyzetét vizsgálni.

Hold jelenlétében a bolygó a közös tömegközéppont körül kering, így a hold helyzetétől függően a közös tömegközépponthoz képest hol előbb, hol később kezdi meg a fedést. Ez az állítás igaz a holdra is; a vezető, illetve követő pozíciójától függően a belépésének időpontja tranzitról tranzitra előbb, illetve később következik be. Ha nem lenne hold, a bolygó tömegközéppontja megegyezne a közös tömegközépponttal, így a fedések periodikusan mindig ugyanabban az előre jelzett időpontban történnének meg. A fedés időpontjainak eltéréseit a két esetben nevezzük B- (bolygó) és H-effektusnak (hold) (a 2.2 ábrán a fedés kezdetének, illetve végének időpontjaival jelezve). Mivel a hold kisebb tömege révén messzebb kering a tömegközépponttól, a H-effektus időben többszörösen meghaladhatja a B-effektus nagyságát (a fedések nagyon eltérő időpontokban következnek be), míg magnitúdóban a hold által okozott fényességcsökkenés sokkal sekélyebb, mint a bolygó esetében. Ha megvizsgáljuk a vezető és követő holdak esetén a fénygörbéket, és a 2.8 egyenlet segítségével kiszámoljuk a fénygörbéink súlyvonalát, azt tapasztaljuk, hogy a fedés középideje abba az irányba tolódik el, amerre a holdunk járulékos fényességcsökkenése található a bolygóhoz képest. Ez azért lehetséges, mert a fénygörbe pontjait mint súlyokat vesszük figyelembe, azért például vezető/követő hold esetén a görbe első/második felének pontjai nagyobb súllyal vesznek részt és eltolják τ értékét egy

korábbi/későbbi időpontra (2.2 ábra).

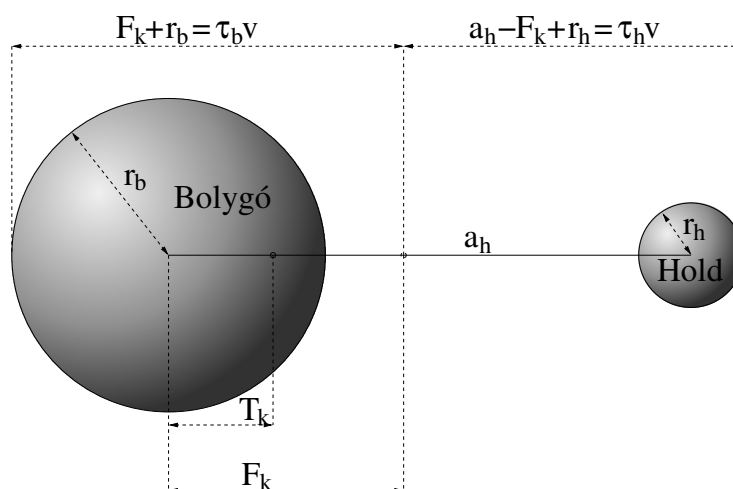


2.2. ábra. A B- és a H-effektus szerepe a tranzit időpontjának (τ_1 és τ_2) eltolódásában. A piros vonal vezető hold esetén, a zöld vonal követő hold esetén mutatja a közös fénygörbét.

A fedés fotometriai középidejének definíciójából (2.8-as egyenlet) levezethető a bolygó-hold egyenesen található fotometriai középpont, amelyben egy képzeletbeli égitest a bolygó-hold rendszert helyettesíti és felelős az időpont-eltolódásért (4. fejezet):

$$F_k = a_h \frac{r_h^2}{r_b^2 + r_h^2}, \quad (2.9)$$

ahol a_h a hold fél nagytengelye, r_h és r_b a hold és a bolygó sugara. Helyzetét a 2.3 ábra szemlélteti, amely fix a bolygó-hold egyenesen.



2.3. ábra. A rendszer tömegközéppontjának és fotometriai középpontjának helyzete (nem méretarányos).

A tranzit időpontjának ingadozása ebben a szemléletmódban abból ered, hogy a fotometriai középpont kering a tömegközéppont (amely a fedés alatt egyenes sebességgel kerüli meg a csillagot) körül, s a fedések alkalmával más-más pozícióban van. Maximális értéke pedig a fotometriai- és tömegközéppont geometriai távolságával arányos:

$$TTV_p = \frac{1}{v_b} |F_k - T_k|. \quad (2.10)$$

ahol T_k a rendszer tömegközéppontja. További számítások után a fedések idejének ingadozására kapjuk, hogy

$$TTV_p = \frac{a_h}{v_b} |\vartheta^2 - \mu|, \quad (2.11)$$

ahol $\vartheta = r_h/r_b$ a hold-bolygó sugárarány és $\mu = m_b/m_h$ a hold-bolygó tömegarány.

Az 2.5-ös és 2.11-es egyenlet összehasonlítása mutatja a különbséget a Sartoretti–Schneider-modell és a jelen szemléletmód között. A fenti egyenlettel definiált időeltolódás fizikai értelmében is különbözik a hagyományos, baricentrikus tranzitidőpont-eltolódástól, TTV_b -tól, ezért fotometriai tranzitidőpont-eltolódásnak nevezük.

Alapelvekben a Sartoretti–Schneider-modell csak azt a dinamikai effektust veszi figyelembe, ahogy a bolygó a tömegközéppont körül kering, míg a jelen megközelítés a keringő fotometriai középpontra fekteti a hangsúlyt, amely kombinálja a hold dinamikai és fotometriai hatásait a fedés folyamata során és egy lehetséges eszközt nyújt a hold tömegének és méretének meghatározására (4. fejezet).

2.2.3. Pulzások jelének késése

Lewis és mtsai. (2008) körében felmerült a kérdés, hogy a pulzások jelének időbeli késéséhez milyen mértékben járulhat hozzá a rendszerben keringő exohold. A vizsgálatokat az inspirálta, hogy az első Naprendszeren kívüli bolygót egy milliszekundumos pulzár (PSR 1257+12) körül felfedezték fel (Wolszczan és Frail, 1992). A módszer a rádiópulzusok periodikus késésének elemzésén alapult. A használt modellt, amelyben a bolygó körpályán kering a pulzár körül, a következő egyenlet írja le:

$$\mathbb{T}_N - \mathbb{T}_0 = (\mathcal{T}_N - \mathcal{T}_0) + \Delta\mathcal{T}_{corr} + \text{TOA}_{pert,b}(m_*, m_b, a_b, i, \Phi_b(0)), \quad (2.12)$$

ahol \mathbb{T}_0 és \mathbb{T}_N a kezdeti és az N-edik impulzus időpontjai a pulzár koordináta-rendszerében, \mathcal{T}_0 és \mathcal{T}_N a kezdeti és az N-edik impulzus időpontjai a megfigyelő

helyén, $\Delta\mathcal{T}_{corr}$ a két koordináta-rendszer közötti időkorrekció, $\text{TOA}_{pert,b}$ a bolygó mozgásából származó effektus, m_* és m_b a pulzár és a bolygó tömege, a_b a pulzár-bolygó távolság, i a bolygó pályájának normálisa és a látóirány által bezárt szög, $\Phi_b(0)$ a bolygó kezdeti pozíciója a pulzár-bolygó tömegközépponthez képest.

Lewis és mtsai. a fenti egyenletből indultak ki, olyan egyedi konfigurációt vizsgáltak, amelyben a bolygó-hold pályasíkja egybeesett a pulzár és a bolygó-hold közös tömegközéppontjának pályasíkjával. Ekkor a módosított modell az alábbiak szerint nézett ki:

$$\begin{aligned} \mathbb{T}_N - \mathbb{T}_0 &= (\mathcal{T}_N - \mathcal{T}_0) + \Delta\mathcal{T}_{corr} \\ &+ \text{TOA}_{pert,b}(m_*, m_b + m_h, a_b, i, \Phi_b(0)) \\ &+ \text{TOA}_{pert,b+h}(m_*, m_b, m_h, a_b, a_h, i, \Phi_b(0), \Phi_h(0)), \end{aligned} \quad (2.13)$$

ahol $\text{TOA}_{pert,b}$ jelzi a bolygó-hold együttes hatását, $\text{TOA}_{pert,b+h}$ pedig figyelembe veszi a bolygó-hold kettősségét. Itt m_h a hold tömege, a_h a bolygó-hold távolság, $\Phi_h(0)$ pedig a hold kezdeti pozíciója a bolygó-hold tömegközépponthez képest.

Eredményül a pulzár jelek eltolódásának maximális amplitúdójára a következőt kapták:

$$\text{TOA}_{pert,b+h,max} = \frac{9 \sin i}{16} \frac{m_h m_b}{(m_h + m_b)^2} \frac{a_b}{c} \left(\frac{a_h}{a_b} \right)^5, \quad (2.14)$$

ahol c a fénysebesség. A legnagyobb esély hold jelének detektálására akkor van, ha mind a bolygó, mind a hold nagy tömegű, nagy távolságra keringenek egymás körül és nagyon pontos időadat áll a rendelkezésünkre. Példaképp, egy 0,1 CS.E. szeparációjú Jupiter-Jupiter kettős 5,2 CS.E. távolságra a központi pulzártól 960 ns-os $\text{TOA}_{pert,b+h}$ amplitúdóra képes. Összehasonlításképpen: a legstabilabb pulzár (J0437-4715) mérési adatai mindössze 130 ns-os mérési hibával terheltek (van Straten és mtsai., 2001).

A módszer használatának azonban vannak gyakorlati korlátai is. Egyrészt számos olyan folyamat létezik, amely a hold jeléhez hasonlót képes produkálni: pulzárök precessziója (Akgün és mtsai., 2006), Nap forgásának hatása a napszállás keresztül (Scherer, 1997), gravitációs hullámok (Detweiler, 1979), kölcsönható bolygók (Laughlin és Chambers, 2001). Másrészt limitálja a használhatóságot a mérések során fellépő zajok (korrelált rózsaszín zaj, csúcsok jelmagasságának változása) és a hold fejlődése és stabilitása által behatárolt konfigurációk száma is.

2.2.4. A TDV-effektus

A hold egy újabb effektusát mutatta be David M. Kipping (2009a,b), amely a bolygó-fedés időtartamához köthető. A fedés alatt a bolygó sebessége két részből tevődik össze: a bolygó-hold tömegközéppontjának csillag körüli sebességéből, valamint a bolygó a holddal közös tömegközéppont körüli mozgásából. A hold helyzete a bolygóhoz képest fedésről fedésre változik, így bolygó sebességjáruléka a közös tömegközéppont körül egyszer pozitív, máskor negatív értéket vesz fel. Ennek az lesz az eredménye, hogy egyszer gyorsabban, máskor lassabban halad el a csillag előtt, ami mérhető tranzitidőtartam-változást (TDV-effektust) produkál.

Számításaiban a következő négy feltevést használta fel:

- A bolygó-hold tömegközéppontjának sebessége a csillaghoz képest nem változik szignifikánsan a fedés időtartama alatt.
- A bolygó sebessége a bolygó-hold tömegközéppontjához képest nem változik szignifikánsan a fedés időtartama alatt.
- A bolygó és a hold inklinációja nem változik keringésről keringésre.
- A rendszerben nincsenek olyan további bolygók, amelyek perturbálhatják a bolygó-hold páros pályáját.

Eredménye szerint a TDV effektus nagysága arányos a hold tömegével és fordítottan arányos a hold pályasugarának gyökével:

$$TDV \propto \frac{m_h}{\sqrt{a_h}}, \quad (2.15)$$

ahol m_h a hold tömege, a_h a holdpálya fél nagytengelye.

Felhasználva, hogy a TTV_b effektus nagysága egyenesen arányos a hold tömegével és fél nagytengelyével (2.5 egyenletből)

$$TTV_b \propto a_h m_h, \quad (2.16)$$

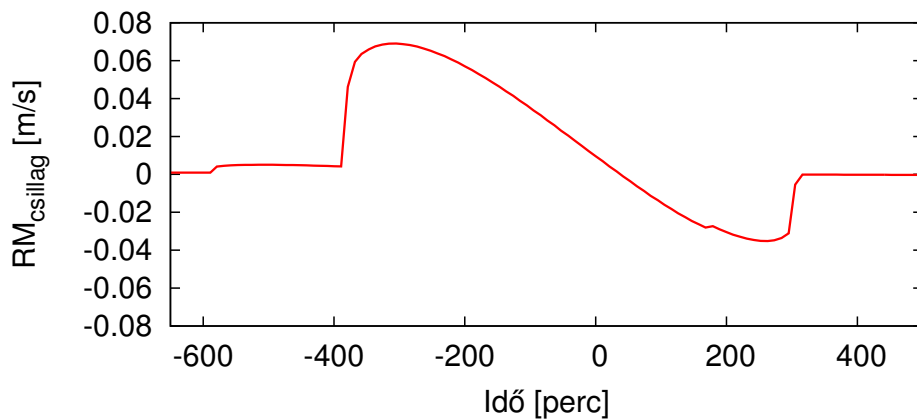
a TTV_b és a TDV effektusokat összevetve és képezve a 2.16 és a 2.15 egyenletek hányadosát, látható, hogy a hold tömegével egyszerűsítve a hold pályasugarát a két effektus mérésével közvetlenül becsülni tudjuk. A pályasugár ismeretében pedig a hold tömege meghatározható. Feltéve, hogy a hold pályájának excentricitása közel nulla értéket vesz fel, Kepler III. törvényét felhasználva a hold keringési periódusát is ki tudjuk számolni.

Szemléltetésül legyen egy Föld-tömegű, 2,5 nap keringési periódusú exoholdja a GJ436b bolygónak. A jósolt TTV_b effektus nagysága 138 másodperc lenne, míg a TDV effektusé 57 másodperc. Alonso és mtsai. (2008) a másfél méteres Carlos Sánchez teleszkóppal ≈ 13 másodperc pontossággal tudták meghatározni a fedés középidejét, míg a tranzit időtartamára ≈ 50 másodperces pontosságú értéket kaptak. Ez azt jelzi, hogy a hold által okozott TTV_b effektust már földi eszközökkel, míg a TDV effektust a közeljövő eszközeivel detektálni lehet.

2.2.5. Exoholdak Rossiter–McLaughlin-effektusa

A radiálissebesség-mérés jelentős szerepet kap a fedési exobolygó felfedezésének megerősítésében. Ezen bolygók Rossiter–McLaughlin-effektusának kutatása révén (Gaudi és Winn, 2007) pedig adott a lehetőség olyan modulációk keresésére, amelyek a rendszerben keringő exoholdak révén jelennek meg a Rossiter–McLaughlin görbében.

A hold fotometriai hatásai után megvizsgáltuk (Simon és mtsai., 2010), hogy csak spektroszkópiai mérésekkel a holdnak melyek azok a paraméterei, amelyek legpontosabban rekonstruálhatóak a hold RM-effektusából. Modellünkben a 2.4 ábrához hasonló RM-görbét vizsgáltunk. Látható, hogy a hold hatása a fénygörbéhez hasonló módon rakódik rá az RM-görbére.



2.4. ábra. Egy Föld–Hold rendszerhez hasonló páros nem centrális fedésének RM-effektusa a hold torzító hatásával.

A számításokat oly módon végeztük, hogy szétválasztottuk azt a folyamatot, amellyel a bolygó és a hold paramétereit megbecsülhetjük. Először a legjobban illeszkedő bolygó RM-görbéjét levontuk a zajjal terhelt szimulált megfigyelésekből, majd a már csak a hold hatását tartalmazó reziduálra holdmodelleket illesztettünk. A tesztek eredménye szerint a módszer működik, mivel egy hold jelének nagysága

a bolygó RM-effektusához képest nagyságrenddel kisebb, és a bolygóillesztés pontossága nem befolyásolja a megfelelő holdmodell kiválasztását.

A reziduál illesztése során $1,5 \times 10^6$ holdmodellt vizsgáltunk különböző zajjal terhelt görbék esetén. A 95%-os konfidenciaintervallumhoz tartozó értékeket véve, képet kaptunk arról, hogy a hold fizikai tulajdonságait milyen pontosan lehet meghatározni. Emellett fény derült a fizikai jellemzők egymás közti elfajultságára is. (A 95%-os konfidenciaintervallumot kísérleti úton, az egzakt holdgörbe 1000 zajos mérésre való illesztésének szórásából nyertük, részletes kifejtése az 5. fejezetben található.)

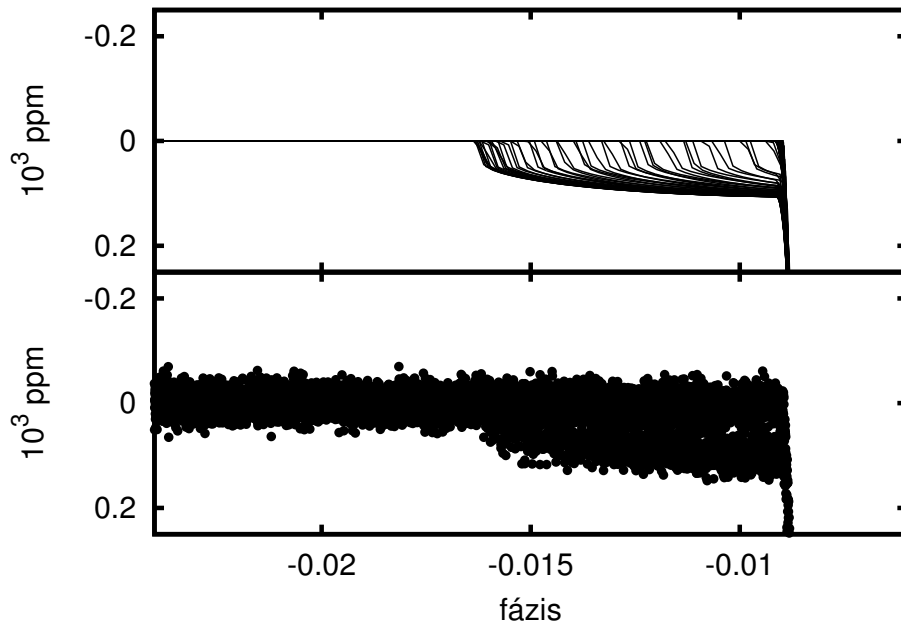
A legfőbb eredményünk az, hogy a tesztekben a hold sugarára adott számítások közelítik meg legjobban a bemenő értéket. Néhány esetben fizikailag értelmes információt is kaphatunk a hold periódusáról, és ha pontosan ismerjük a tranzit időpontját, például fotometriai mérésekből, akkor a hold pályájának szög paramétereire is adhatunk nagyságrendi becslést. Kombinálva a fotometriai és spektroszkópiai méréseket lehetőségünk nyílik a sűrűség meghatározásra is (Simon és mtsai., 2010).

A módszer használhatóságát azonban a csillagaktivitás, a konvekcióból származó fluktuáció effektusa nagyban befolyásolja, legrosszabb esetben a hold effektusát el is tüntetheti. Az ezzel járó következmény, hogy a csillagoknak csak egy körülhatárolt része tanulmányozható (K és korai M színeképtípusok), amelyek aktivitása alacsony szinten van. Aktív csillagok esetében sem reménytelen a helyzet, ha a hold hatásainak időskálája különbözik a csillagokból származó jelektől, így attól elválasztható.

2.2.6. A szórási csúcs módszer

Az irodalomban található legtöbb módszer azon alapszik, hogy figyelik az egymást követő tranzit időpontjaiban bekövetkező változásokat. A problémát új szemszögből megvizsgálva, és az ún. szórási csúcs (scatter peak) fogalmát bevezetve egy újabb módszert mutatunk be az exoholdak jelének kimutatására (Simon és mtsai., 2011). A módszer lényege, hogy elegendően sok tranzit fázis szerint feltekert fénygörbéjében (fázisgörbében) elemezzük a szórás helyi ingadozását. Az egyedi görbéken a hold a bolygó tranzitja előtt vagy után jelenik meg, a tranzit geometriától függően hosszabb-rövidebb ideig. A fázisgörbében így a hold különböző időbeli lefolyású hatásai egymásra rakódnak, és megnövelik a fénygörbe szórását a fedés időpontján kívüli értékhez képest. Az ingadozás ott lesz a legnagyobb, ahol a hold hatása legjobban elkülönül a bolygóétól, a belépő és a kilépő fázisban.

A 2.5 ábrán egy bolygó ≈ 100 fedésének fázisgörbéje látható. A felső panel mutatja az elméleti görbéket, míg az alsó a zajosított fénygörbét. A fénygörbe zaja és



2.5. ábra. A fénygörbe szórásának növekedése a hold jelenléte miatt a bolygó belépő oldalán. Fent az elméleti, lent a zajjal terhelt görbék.

a hold által okozott fényességcsökkenés jelen esetben egy nagyságrendbe esik. Jól látható, hogy a fénygörbe fedésen kívüli zaja a bolygó belépése előtt erősödik fel a legjobban, ott, ahol a hold már megkezdte a fedést, de a bolygó még nem. Egy megfelelően nagy szélességű átlagoló ablakban vizsgálva a szórás helyi értékeit és ábrázolva a fázis függvényében, az így kapott szórási görbében a hold által megnövelt szórás csúcsot fog eredményezni a fedés időpontjában. Ez a csúcsot nevezzük szórási csúcsnak.

A módszer lényegét négy pontban lehet összefoglalni:

- Első lépés a fénygörbék „fázisba tekerése”. Ez alatt nem a klasszikus értelemben vett fázisgörbét értjük, hanem a fénygörbék nagyon pontos egymásra való illesztését. Ez azt jelenti, hogy a fénygörbe lehetséges TTV és/vagy TDV effektusait el kell távolítani, ugyanis ezek származhatnak olyan fizikai folyamatoktól, amelyeknek nincs köze a holdhoz.
- Második lépésben a medián átlagolt görbe előállítását követjük, amelyet ezután levonunk a megfigyelésekből. Az átlagoló ablak nagyságát kísérleti úton kell megállapítani, mert rossz méretű ablak vagy nagyon zajossá tesz az eredményt, vagy nagyon elmossa az eredeti görbe alakját, ami hamis szórási csúcsokhoz vezet.

- A reziduál szórásának helyi vizsgálata, szórási görbe elkészítése a következő lépés. Az ablak méretének helyes megválasztása szintén elengedhetetlen.
- Végül el kell döntenünk, hogy a szórási csúcs szignifikánsan emelkedik-e ki a helyi szórás értékei közül. Ehhez nagyszámú, hold nélküli adatsor szórását kell kiértékelni, és meg kell vizsgálni, hogy a nulla jelet tartalmazó szórásgörbe egy adott küszöbszintet véve hány esetben vezet hamis csúcsokhoz.

Fontosabb eredményeinket és a sikeres detektálás feltételeit az alábbi pontokba sorolhatjuk:

- Az analízishez nagy számú fedési fénygörbe átlagolására van szükség.
- Az észlelések kivitelezésénél a tranzit idején kívül is mérni kell a csillagot legalább annyi ideig, mint ameddig a tranzit tart.
- A trendek eltávolítását úgy kell elvégezni, hogy azok ne legyenek hatással a bolygó be- és kilépésének közvetlen környezetére.
- A fénygörbe „fázisba tekerésénél” ügyelni kell a nem holdtól származó effektusok pontos eltávolítására.
- Az úrtávcsöves megfigyelések közül a Kepler rövid mintavételezésű (perces) adatokban Föld-méretű holdat elméletileg már ki tudunk mutatni, míg a félórás expozíciós idejű adatokban gyakorlatilag elmosódnak a hold jelei („smearing effect”: Kipping, 2010). Igazi áttörést a PLATO hozhatna, amely képes lenne $0,5 r_{Föld}$ sugarú hold jelének a kimutatására is.
- A rövid keringési idejű holdak közelebb keringenek a bolygójukhoz, hatásuk a fénygörbén kevesebb ideig tart, így kis mértékben, de lerontják a detektálási statisztikákat. Ez csak a detektálás határán lévő holdak esetében befolyásolhatja a kimutatás sikerességét.

3. fejezet

Exoholdak szimulációja

Fedési rendszerben keringő exoholdak fotometriai és spektroszkópai effektusainak megértéséhez egy teljesen új algoritmust fejlesztettünk ki grafikus környezetben, amely képes szimulációs adatsorok előállítására. Ezen adatsorok olyan numerikus számításokon alapulnak, amelyeknek eredményeként a szimulált görbék hűen tükrözik a valóságban megfigyelhető fedési fénygörbe és Rossiter–McLaughlin görbe alakját (Simon és mtsai., 2009, 2010, 2011).

3.1. A numerikus modell

A fénygörbe számítások alapja egy, a fizikai valóságnak megfelelő paraméterekkel rendelkező csillag, és az előtte elvonuló bolygó-hold rendszer volt. A csillagmodell megalkotásához a következő négy paramétert használtuk fel:

- A csillag tömegét, amelyből a csillag sugarát határoztuk meg, felhasználva a Nap fémtartalmának megfelelő Padova izokrónokat (Girardi és mtsai., 2002). A sugarat egyéb esetekben közvetlenül a Nap sugarában kifejezve adtuk meg.
- A csillag peremsötétedését, amelyhez Phoenix lineáris peremsötétedési értékeket vettük alapul (Claret és mtsai., 1995; Claret, 2000), amelynek értéke háttással van mind a fénygörbe, mind a RM-görbe alakjára.
- A csillag forgástengelyének irányát, amely a nulla értéket vett fel, ha beleesett a látóirányunkba, 90° -ot, ha arra merőlegesen állt.
- A csillag forgási sebességének $v_{*,rot} \sin j$ értékét, ahol j a csillag forgástengelyének iránya.

Az utóbbi két paraméter megadása azért fontos, mert a csillagmodellünk fel van készítve a poláris forró folt szimulációjára, amelynek helyzetét a csillag forgástengelyének változtatásával módosítani tudjuk.

A csillag látszó fényessége és a radiális sebesség-értékek is változnak, amíg a bolygó-hold rendszer elhalad a csillag előtt. A fedési fénygörbe és a Rossiter-McLaughlin görbe kiszámításához elkészítettük a csillag pixel alapú képét, figyelembe véve a peremsötétedés mértékét és a poláris forró folt helyzetét az egyes pixelek intenzitásánál. A kellő numerikus pontosság eléréséhez 1000 pixel sugarú csillagot vettünk alapul a modell elkészítéséhez. Az összes pixel együttes intenzitását (azaz a csillag fényességét) úgy számoltuk ki, hogy a bolygó és a hold által egy adott pozícióban lefedett képpontoknak nulla értéket adtunk, szimulálva ezzel a tranzit jelenségét, majd a maradék pixelek intenzitását felösszegeztük. A pixelekhez mint felületelemekhez két különböző mennyiséget rendeltünk: a lokális fényességet és a lokális sebességet. Az utóbbi a csillag forgási sebességéből, a forgástengelyének irányából, a sugarából és a pixel forgástengelyhez vett pozíciójából határoztuk meg.

A bolygó és a hold pályasugarát a keringési periódusból számoltuk ki Kepler III. törvénye szerint. Az ilyen típusú rendszerek dinamikai fejlődését a korlátozott háromtest-probléma írja le. Mivel a szimulációknak nem volt célja a rendszerek hosszú időskálán való fejlődésének elemzése, azzal az egyszerűsítéssel éltünk, hogy a bolygó-hold páros a közös tömegközéppontjuk körül kering, amely egyenletes sebességgel halad a csillag körüli körpályán, azaz az excentricitás értéke nulla. A szimulált rendszerek minden esetben eleget tettek a Hill-kritériumnak, valamint a holdak elegendően távol keringtek a bolygójuktól, hogy rövid időskálán az árapályerők miatt ne darabolódjanak fel, pályasugaruk mindig nagyobb volt, mint a Roche-határ.

A bolygó és a hold pálya egymáshoz és megfigyelőhöz viszonyított térbeli helyzetét két paraméter segítségével adtuk meg: a pálya inklinációja és a felszálló csomó hossza. Az utóbbit abban a koordináta rendszerben mérjük, amelyben a látóirányunk jelöli ki az „y” tengelyt, felfelé a „z” tengely mutat. A felszálló csomó hosszán az „xy” sík és a pályasík metszetével alkotott egyenes és a „x” tengellyel bezárt szöget értjük. Ennek abban az esetben van jelentősége, ha a pálya inklinációja („xy” sík normálisa és a pályasík által bezárt szög) nem nulla. A szimulációk alatt 90°-os bolygó, illetve hold inklináció mellett lehetőség volt kölcsönös (bolygó-hold) fedésre is, amelynek komplexitása teljes mértékben figyelembe volt véve.

A csillag radiális sebességének kiszámításához felhasználtuk, hogy a bolygó és a hold közös tömegközéppontja, valamint a csillag egyenletes sebességgel keringenek a hármas rendszer közös tömegközéppontja körül. Így a csillag radiális sebességé-

nek meghatározása egy dinamikai súlyzó modell megoldására egyszerűsödött le.

Az elkészült fény- és RM-görbékhez a mérések szimulációjakor Gauss- vagy „bootstrap” zajt is adhattunk. A fotometriai hibákat egy-egy Kepler-adatsor mérési hibáinak a véletlenszerű kiválasztásával modelleztük.

3.1.1. Stabilitásvizsgálat

A korlátozott háromtest-probléma értelmében egy csillag körül körpályán keringő bolygó esetén nem mindig lehet a bolygó köré dinamikailag stabil holdat elhelyezni. Ahhoz, hogy a hold a bolygó környezetét ne hagyja el, ne tudjon megszökni a belső Lagrange-ponton keresztül, a hold mozgásának Hill-féle értelemben stabilnak kell lennie. A korlátozott háromtest-problémának öt egyensúlyi megoldása létezik (Lagrange-pontok), amelyek közül a Hill-stabilitás szempontjából nekünk a belső Lagrange-pont (L_1) pont az érdekes. Ehhez az L_1 ponthoz tartozik egy ún. Jacobi-konstans (C_{L_1}), amely az összes többi Lagrange-ponthoz tartozó konstansnál nagyobb (Érdi, 2003). Egy rendszer Hill értelemben stabil, ha a hold pályájához tartozó Jacobi-konstans értéke nagyobb, mint az L_1 ponthoz tartozó érték. Matematikailag:

$$C_h \equiv 2Q_h - v_h^2 > C_{L_1}, \quad (3.1)$$

ahol Q az effektív potenciál, v a hold sebessége és $C_{L_1} = 2Q_{L_1}$. (Nap–Föld–Hold rendszerben a Holdhoz tartozó érték $C_{Hold}=3,0012$; Nap–Föld rendszer L_1 pontjának értéke $C_{L_1}=3,0009$. Mivel $C_{Hold}>C_{L_1}$, ezért a Hold mozgása Hill értelemben stabil.)

A gyakorlatban azonban egy egyszerűbb közelítő formulát használnak a holdak stabilitásának vizsgálatához. Az

$$a_H = a_b \left(\frac{m_b}{3m_*} \right)^{1/3} \quad (3.2)$$

egyenletben a_H a Hill-sugár, amely egyenlő a C_{L_1} Jacobi-konstanshoz tartozó pálya fél nagytengelyével. Az a_b a bolygó pályasugara, m_b és m_* a bolygó és a csillag tömege. A hold ebben a megközelítésben akkor kering stabil körpályán, ha fél nagytengelye kisebb, mint a Hill-sugár. A feltétel az összes szimulációnkban teljesült.

3.1.2. A Roche-határ

A szimulációk során vizsgáltuk a rendszerek Roche-határát is. Ha a hold fél nagytengelye kisebb, mint a Roche-határ, akkor holdat az árapályerők rövid időskálán feldarabolják. A formula a következő:

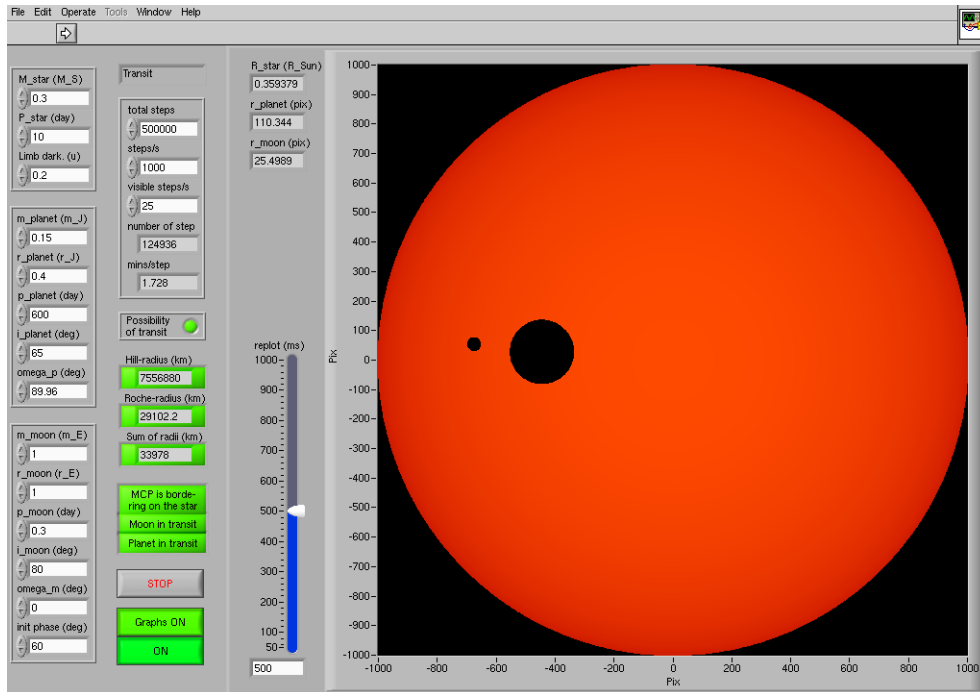
$$a_R = r_b \left(\frac{2}{\chi} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (3.3)$$

ahol a_R a Roche-határ (Roche, 1847-50), r_b a bolygó sugara, $\chi = \rho_h/\rho_b$ a hold és a bolygó sűrűségaránya. Ha a bolygó és a hold sűrűségét azonosnak vesszük, $\chi = 1$, formulánk nagyon egyszerű alakot ölt, egyenlő lesz a bolygósugár 1,26 szorosával ($\sqrt[3]{2}$):

$$a_R = \sqrt[3]{2} \cdot r_b. \quad (3.4)$$

3.2. A szimulátor program

A programot LabVIEW fejlesztői környezetben készítettem el. Használatakor grafikus felhasználói felületen dolgozhatunk, amelynek a fő paneljén négy különböző ábra jeleníthető meg. Az első mutatja magát a rendszert egy távoli megfigyelő szemszögéből úgy, hogy kirajzolja az aktuális pályákat. A második panelen a rendszer közeli konfigurációja látható a fedés közben, míg a harmadik magát a csillagot ábrázolja, ahogy elhalad előtte a méretarányos bolygó és a hold (3.1 ábra). A negyedik a fénygörbét és az RM-effektust rajzolja fel (Simon és mtsai., 2009).



3.1. ábra. A program kezelő felülete és a szimulációs ablakban egy vörös törpe korongja előtt elhaladó exobolygó-exohold rendszer.

A rendszer állítható fizikai paramétereit három fő csoportba sorolhatjuk:

- Bolygó, hold paramétere

Ide tartozik a sűrűség, a sugár, a keringési periódus, az inklináció és a felszálló csomó hossza.

A bolygó és a hold tömegét a program a sűrűség és a sugár felhasználásával számolja. Az öt-öt paraméter mellett szerepel még a holdnak a bolygóhoz viszonyított kezdeti fázisa (a hold orbitális fázisa), valamint megadható a bolygó-hold közös tömegközéppontjának ütközési paramétere. Ez utóbbi megadja, hogy a páros a csillag középpontjától a csillag sugarának milyen arányánál haladjon el. (Ha értéke különbözik nullától, akkor a program figyelmen kívül hagyja az inklináció és a felszálló csomó hosszának értékét, és csak az ütközési paraméterrel számol.)

- Csillag paramétere

Tömeg, sugár, forgástengely ferdesége (a látóiránnyal bezárt szöge), lineáris szélsőtétedési paraméter, valamint a csillag forgási sebességéhez tartozó $v_{*,rot} \sin j$.

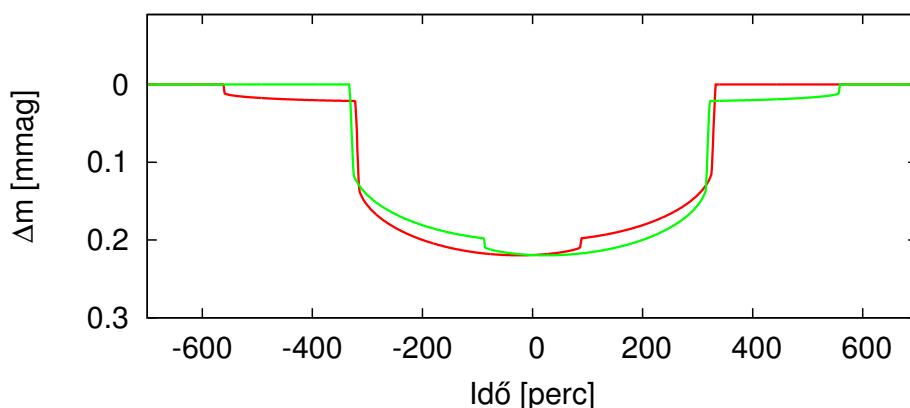
- Egyéb állítható paraméterek

Ide tartozik a fénygörbét és az RM-görbét terhelő zajok nagysága, minősége (Gauss-zaj, Kepler-mérések zajai), valamint a mintavételezés időköze és a szimuláció hosszúsága is.

A programban ezenfelül lehetőség van nagyszámú adatsor előállítására is, amikor a paraméterek értékeit egy bizonyos intervallumon belül véletlenszerűen vagy egyenletesen mintavételezve készítjük el a mintagörbéket. Ez akkor lehet fontos, amikor egy sokparaméteres problémában a paraméterek egymással való korrelációjára vagy éppen függetlenségére vagyunk kíváncsiak. Emellett a program egy opció beállításán keresztül biztosítja azt a lehetőséget is, ha csak a bolygó, illetve a hold effektusaira szeretnénk megvizsgálni.

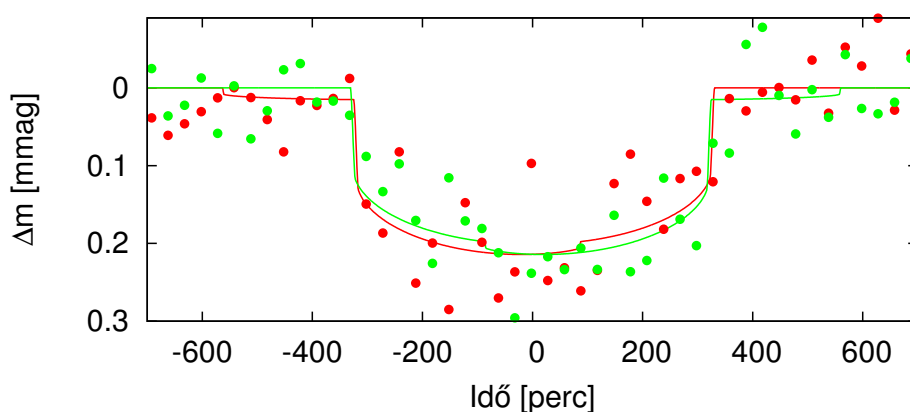
Szimulációnk eredményét a program egy ASCII fájlba írja, amelynek fejléce tartalmazza az égitestek összes előre beállított és számolt paraméterét. A szimulált megfigyelés adatai a fejléc után öt különálló oszlopban kaptak helyet: idő, zajos fénygörbe, zajos RM-görbe, zaj nélküli fénygörbe és az ötödik oszlopban zaj nélküli RM-görbe.

A program egy lehetséges kimenetét mutatják a 3.2 és a 3.3 ábrák. A szimulációban egy, a Föld–Hold párosához hasonló rendszer által létrehozott fedési fénygörbét láthatunk, 0,7 Nap-tömegű ($r_* \approx 0,75 r_{Nap}$) csillag előtt elhaladva. A folytonos görbe olyan konfigurációt ábrázol, amelyben a hold a bolygó előtt haladva kezdi meg a fedést, míg a szaggatott görbe ennek ellentéte, a bolygó lép be először a csillag elé. Látható, hogy a hold által okozott torzulás alakja olyan, hogy egy időben eltolt, sekélyebb fénygörbe adódik hozzá a bolygó fénygörbéjéhez.



3.2. ábra. Minta görbe két ellentétes fázisban bekövetkező tranzit esetén (piros vonal - vezető hold; zöld vonal - követő hold).

A 3.3 ábrán a minta görbét láthatjuk Kepler-zaj hozzáadása után. Jelen szimulációban a Kepler-űrtávcső által szolgáltatott hosszú mintavételezésű adatok minőségét vettük figyelembe. Ez jelen esetben 0,1 millimagnitúdót és a 30 perces integrált expozíciós időt jelent.



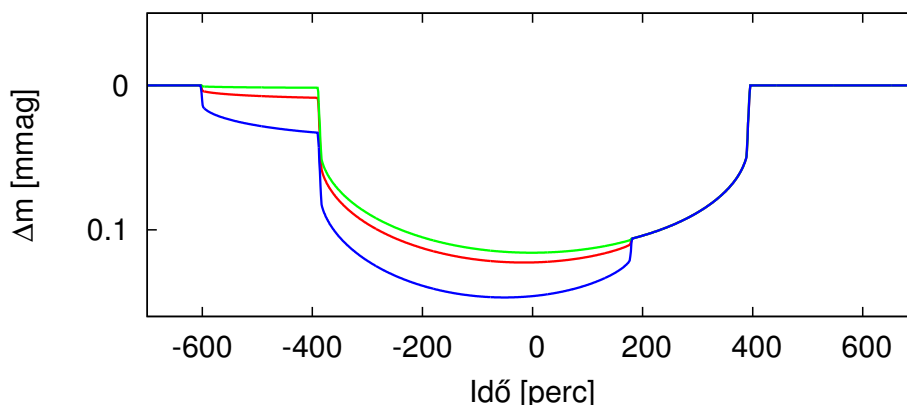
3.3. ábra. Egy szimulált Kepler-megfigyelés: 1 perces mintavételezésű zajosított fénygörbék 30 perces átlagolásban.

3.3. Holdak jelenléte a fény- és RM-görbében

3.3.1. A hold fénygörbetorzító hatásai

Az alfejezetben egy rövid áttekintést teszünk egy exobolygó holdjának fedésekor megfigyelhető fénygörbékről (Simon és mtsai., 2009). Megvizsgáljuk, hogy a hold egy adott fizikai paramétereit változtatva, az miként változtatja meg a fénygörbe alakját. A kiindulási rendszer minden esetben a Nap–Föld–Hold hármass volt, amely referenciaként piros folytonos vonallal lett feltüntetve az ábrákon. (Az ettől való eltéréseket a szövegben külön jelezzük.)

Hold sugar

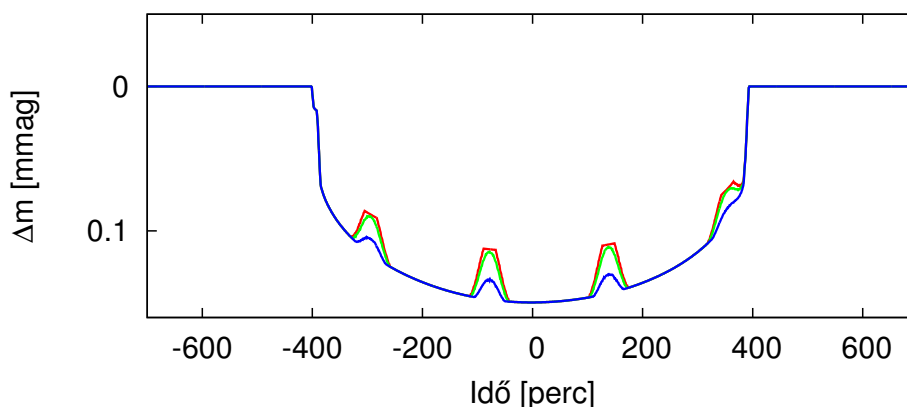


3.4. ábra. Különböző holdsugarak esete. A kék kétszer, a zöld folytonos vonal pedig fele akkora holdat jelent, mint a pirossal jelölt.

A hold méretének szerepe a fénygörbén létrehozott moduláció mélységében mutatkozik meg. A csillaghoz viszonyított méretének növekedésével a csillag fényének egyre nagyobb részét takarja ki, így egy nagyobb méretű hold által okozott moduláció mélysége is nagyobb lesz (3.4 ábra). Az effektus nagysága a hold sugarával négyzetesen arányos. A moduláció alakját meghatározza még a csillag peremsötétedésének a fedés ideje alatt lokálisan változó értéke és hold keringési periódusa. Gyors keringési periódus és kölcsönös fedés esetén úgynevezett „fogak” jelennek meg (3.5 és 3.6 ábra), amelyre a hold méretének változtatása oly módon hat, hogy csak a „fogak” közötti mélységet befolyásolja, de magát a „fogak” nagyságát nem.

Holdpálya inklinációja

A holdpálya inklinációjának akkor van szerepe, ha a tranzit időtartama alatt kölcsönös fedés következik be. Ekkor az inklináció értékétől függően a kölcsönös fedés lehet teljes, részleges, illetve az inklináció bizonyos érték alatt el is maradhat. A 3.5 ábra az inklináció csökkenő értékeinél mutatja az egyes tranzitgörbéket. A hold periódusa jelen esetben 0,3 nap, sugara pedig kétszerese Holdunkénak. Megfigyelhető, hogy a „fogak” közötti bemélyedések nagysága nem, csak a „fogak” magassága és szélessége változott.

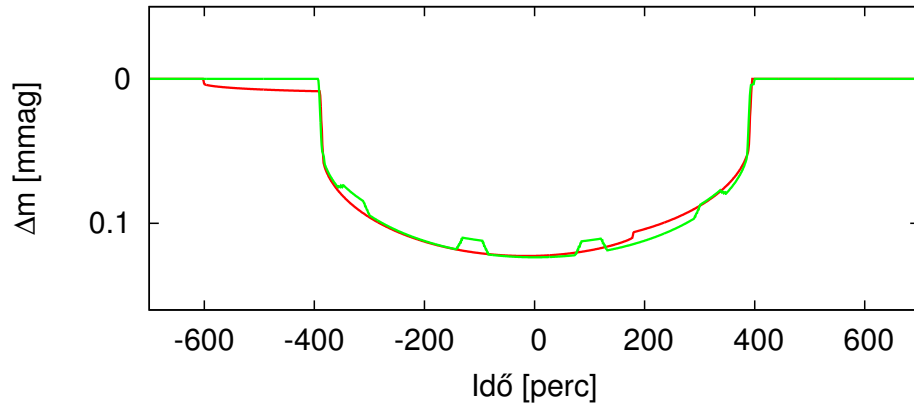


3.5. ábra. Gyorsan keringő hold hatása a kölcsönös fedések alatt különböző holdpálya-inklinációk esetén (piros: 90°, zöld: 80°, kék: 70°).

Ha a holdpálya inklinációja 90°, akkor éppen a bolygó átmérője mentén mozog a hold. Ekkor a kölcsönös fedések időtartama a leghosszabb. Növelve az inklinációt a hold távolodik az egyenlítőtől, egyre kevesebb időt tölt a bolygó korongján belül, azaz a kölcsönös fedések időtartama csökken, így a „fogak” szélessége is. Az inklináció további növelésével eléri a bolygó pólusát, ahol kilép a bolygó árnyékából. Ekkor ismét részt vesz a csillag kitakarásában, csökkentve a csillag fényességét, amelynek eredményeképpen a részleges fedések, azaz „fogak” nagysága is elkezd csökkenni. A fogak akkor tűnnek el véglegesen, ha a holdpálya inklinációja eléri azt az értéket, amelynél a páros már nem tudja egymást eltakarni.

Keringési idő

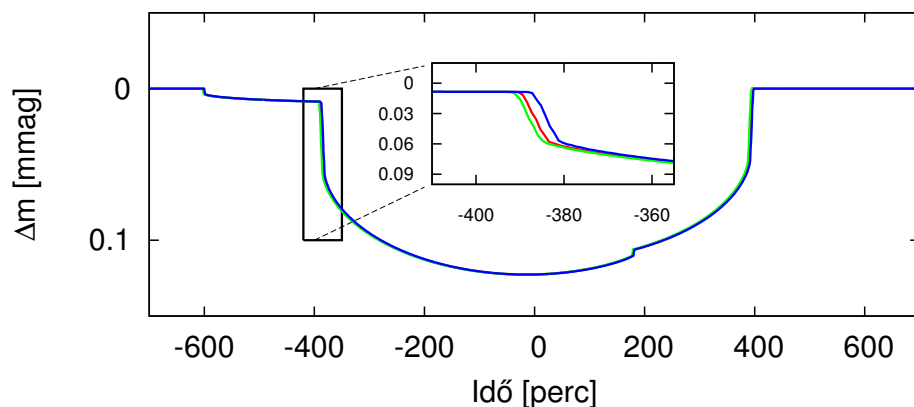
A hold keringési periódusát változtatva a fénygörbén található modulációk száma, illetve helyzete is változik. Amikor a hold periódusa a tranzit időtartamához képest sokkal nagyobb, csak egyetlen torzulás látható. Gyorsan keringő hold esetén, amikor a hold periódusa olyan rövid, hogy tranzit időtartama alatt többször is meg-



3.6. ábra. A gyorsan (zöld vonal), illetve a lassan (piros vonal) keringő hold modulációinak időbeli lefolyása a bolygó fénygörbéjében.

kerüli a bolygót, akkor az eredő fénygörbén úgynevezett „fogak” jelennek meg (3.6 ábra). Ezek a fogak a hold „hiányát” mutatják, azaz épp a kölcsönös fedés időtartama alatt emelkednek ki.

Holdtömeg



3.7. ábra. Különböző hold tömegek által módosított fénygörbék. A zöld vonal fele, a kék vonal kétszer akkor holdat reprezentál, mint a Földünké.

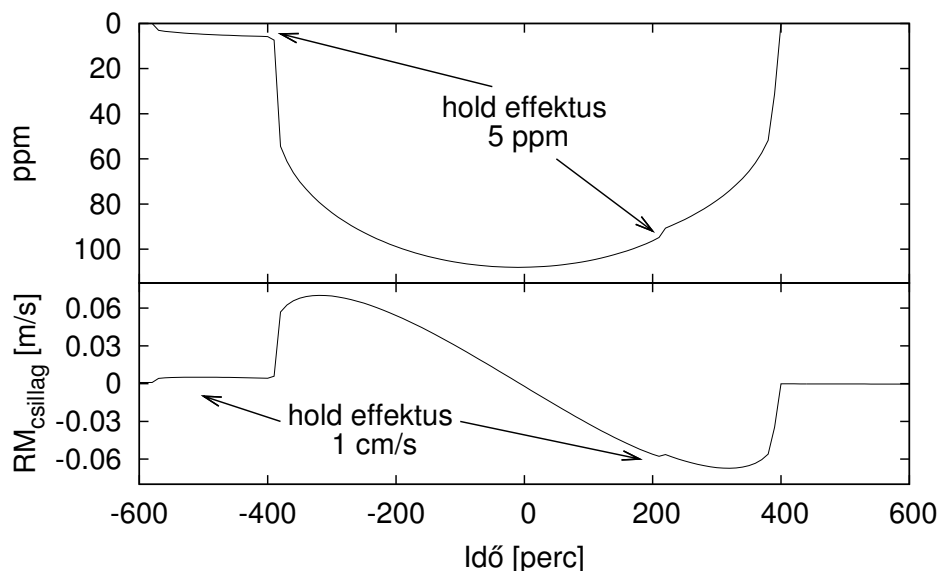
A hold tömegének változtatásával a fedések kezdetének időpontjai eltolódnak. A 3.7 ábrán látható vezető holdas konfiguráció esetén a hold tömegének növelésével a rendszer tagjai egyre később kezdik meg a fedést. A jelenség magyarázatául az szolgál, hogy nagyobb tömegű hold esetén a bolygó távolabb, a hold közelebb kerül a tömegközépponthoz (ami egyenletesen kering a csillag körül). Ugyanabban

a tranzit előtti időpontban vezető holdas konfiguráció esetén nagyobb távolságra kerülnek a csillag peremétől, a keringés során később érik el azt, így a fedés kezdete egy későbbi időpontban következik be.

3.3.2. Holdak RM-effektusai

Különböző fizikai tulajdonságú rendszerek szimulációja során különböző fedési eseteket azonosítottunk, amelyek különböző alakú fénygörbékhez és RM-görbékhez vezettek. A rendszerek paramétereit az ábrák feletti táblázatok foglalják össze.

1. szimuláció („Föld”)	Csillag	Bolygó	Hold
peremsötétedés(u)	0,65		
tömeg (m)	1,00 m_{Nap}	0,0032 m_{Jupiter}	0,0123 $m_{\text{Föld}}$
sugár (m)	1,00 r_{Nap}	0,0920 r_{Jupiter}	0,2720 $r_{\text{Föld}}$
forgási periódus ($p_{*,rot}$)	28,00 nap		
keringési periódus (p)		365,25 nap	27,30 nap
inklináció (i)		90°	90°
felszálló csomó (Ω)		0°	0°

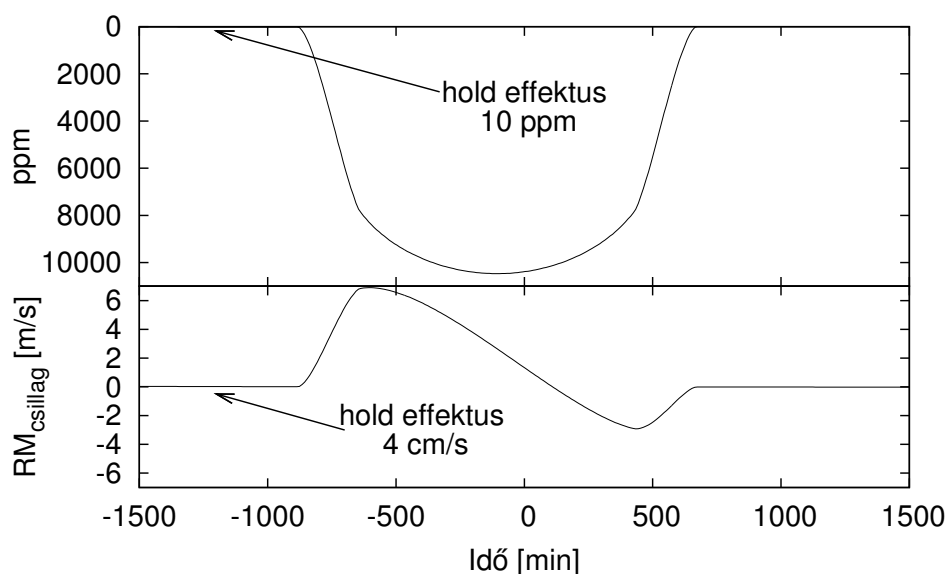


3.8. ábra. A Föld–Hold rendszer fénygörbéje és RM-effektusa egy távoli megfigyelő szemszögéből.

Legelőször két kiemelkedően fontos példát választottunk a Naprendszerünkből, amelyekre lefuttattuk a programunkat: a Föld–Hold rendszer és Jupiter–Ganymedes páros. A két rendszer fény- és RM-görbéjét, valamint a hozzájuk tartozó szimulá-

ció paramétereit a 3.8 és 3.9 ábrák mutatják. Jelen esetben is arra a következtetésre jutunk, hogy ezen holdak fotometriai hatása nem mutatható ki közvetlenül a fénygörbéből: értékük 5-10 ppm (parts per million; a csillag fényesség változásának milliomod része) nagyságrendjébe esik, amely egy-két nagyságrenddel kisebb, mint a Kepler-űrtávcső fotometriai pontossága (225 ppm az egy perces mintavételezésű adatokban, Gilliland és mtsai., 2010). Az RM-effektus nagysága szintén kicsi, 1-4 cm/s, amelyet jelenleg csak laboratóriumi körülmények között sikerült elérni (Li és mtsai., 2008). Ezek az effektusok a jelen technológia szintjén túlmutatnak és lényegesen kisebbek a csillag belsejében uralkodó viszonyok által keltett számos különféle zaj amplitúdójától (lásd 5.5 alfejezet). Ezen rendszerek felfedezésére csak a TTV_p detektálásán keresztül lehet esélyünk (Szabó és mtsai., 2006; Simon és mtsai., 2007; 4. fejezet).

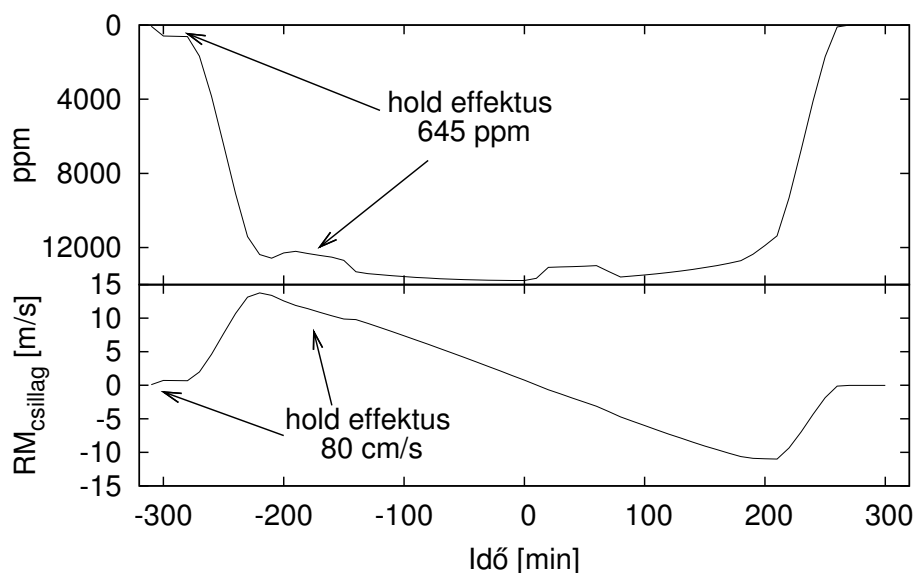
2. szimuláció („Jupiter”)	Csillag	Bolygó	Hold
peremsötétedés(u)	0,65		
tömeg (m)	1,00 m_{Nap}	1,00 m_{Jupiter}	0,0246 $m_{\text{Föld}}$
sugár (r)	1,00 r_{Nap}	1,00 r_{Jupiter}	0,4125 $r_{\text{Föld}}$
forgási periódus ($p_{*,rot}$)	28,00 nap		
keringési periódus (p)		4332,71 nap	7,15 nap
inklináció (i)		70°	90°
felszálló csomó (Ω)		-0,10°	0°



3.9. ábra. A Jupiter–Ganymedes páros. Az effektusok nagysága kisebb, mint a folytonos vonalak vastagsága.

Ha a hold olyan közel kering a bolygóához, hogy többször megkerüli azt a fedés időtartama alatt, akkor olyan effektus jön létre, amely hullámzást („fogak”) okoz mind a fénygörbén, mind az RM-görbén (3.10 és 3.11 ábrák). Az RM-effektus amplitúdói az alábbi konfigurációk esetén elérhetik a 10-100 cm/s-ot. Ilyen nagyságrendű jelet a szimulációk szerint akkor tapasztalhatunk, ha a rendszerben a központi csillag nagyon kicsi méretű és tömegű, a keringő bolygó nem nagyobb a Szaturnusz méreténél, amely körül egy viszonylag nagy, Föld-sugarú hold kering. Legjobb esetben a hold által okozott fényességcsökkenés elérheti a 730 ppm-et, míg az RM-effektus nagysága 80 cm/s is lehet.

3. szimuláció („1. rendszer”)	Csillag	Bolygó	Hold
peremsötétedés(u)	0,20		
tömeg (m)	0,30 m_{Nap}	0,15 m_{Jupiter}	1 $m_{\text{Föld}}$
sugár (r)	0,36 r_{Nap}	0,40 r_{Jupiter}	1 $r_{\text{Föld}}$
forgási periódus ($p_{*,rot}$)	10,00 nap		
keringési periódus (p)		600 nap	0,3 nap
inklináció (i)		65°	80°
felszálló csomó (Ω)		0,04°	0°

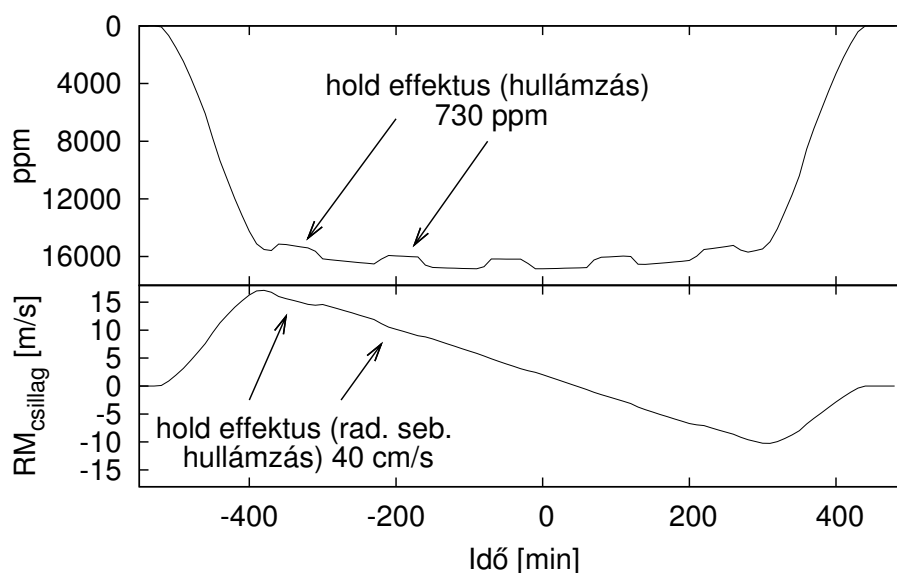


3.10. ábra. Vörös törpecsillag körül keringő „Szaturnusz” Föld-méretű holdjának fény- és RM-görbe effektusai.

Mindkét érték elég biztató, és azt mondhatjuk, ha ilyen rendszer létezik, a jelenleg elérhető technika éppen elegendő lehet a kimutatásukhoz. Habár jelen esetben a tranzit során többször is bekövetkezik a kölcsönös bolygó-hold fedés, ez nem fel-

tétlenül szükséges a hold felfedezéséhez. A legfontosabb paraméter a hold nagysága, amely ha Föld méretének nagyságrendjébe esik, olyan közvetlenül mérhető jelet okoz, amely elegendően nagy lehet egy hold felfedezéséhez, függetlenül annak keringési periódusától.

4. szimuláció („2. rendszer”)	Csillag	Bolygó	Hold
peremsötétedés (u)	0,20		
tömeg (m)	0,30 m_{Nap}	0,15 m_{Jupiter}	1 $m_{\text{Föld}}$
sugár (r)	0,36 r_{Nap}	0,45 r_{Jupiter}	1 $r_{\text{Föld}}$
forgási periódus ($p_{*,rot}$)	10,00 nap		
keringési periódus (p)		4300 nap	0,2 nap
inklináció (i)		70°	80°
felszálló csomó (Ω)		0,04°	0°



3.11. ábra. A fenti rendszerhez hasonló, de sokkal gyorsabban keringő hold hatásait mutatják a sűrűn ismétlődő hullámzások.

4. fejezet

A fotometriai tranzitidőpont-eltolódás analízise a paraméterterben ¹

A 2.2.2 alfejezetben bemutatott fotocentrikus modell és a fedés középidejének definíciójából kiindulva levezetjük a fotometriai középpont helyzetét, majd kiszámoljuk, hogy a fotometriai tranzitidőpont-eltolódás (TTV_p) értéke milyen módon függ a hold-bolygó sugarának, tömegének és sűrűségének arányától. Mivel az időpont-eltolódás értéke a rendszer paramétereinek függvénye, TTV_p maximális értékének megbízható mérése esetén lehetőségünk van ezen paraméterekre felső becslést is adni. Emellett szimulált és létező rendszerek időpont-eltolódásait vizsgálva kielemezzük, hogy az űrtávcsövekkel milyen exoholdak felfedezése válhat valóra.

4.1. A fotometriai középpont

Legyen egy bolygó-hold rendszerünk, amely egyenletes sebességgel halad el a csillaga előtt. A fedés folyamán a bolygó és a hold egymáshoz viszonyított pozíciója ne változzon (legyen a hold keringési ideje a tranzit időtartamához képest sokkal nagyobb) és a két égitest ne fedje egymást a megfigyelő szemszögéből. A fedés legyen centrális és a hold inklinációja is nulla. A fedést végig egyenletesen mintavételezzük.

Legjobb esetben, ha a hold hatása a fénygörbében közvetlenül kimutatható, vagyis a hold által okozott fényességcsökkenés a fotometriai feloldás határán belül van, akkor a hold-bolygó sugárarányt közvetlenül tudjuk mérni és a többi paramé-

¹Szabó, Szatmáry, Divéki, Simon, 2006; Simon, Szatmáry, Szabó, 2007

ter innen kezdve már egyértelműen meghatározható:

$$\frac{\Delta m_h}{\Delta m_b} = \frac{\pi r_h^2 / \pi r_*^2}{\pi r_b^2 / \pi r_*^2} = \frac{r_h^2}{r_b^2} = \vartheta^2, \quad (4.1)$$

ahol Δm_h és Δm_b rendre a hold és a bolygó által okozott relatív fényességcsökkenés. Ha az effektus nem mérhető közvetlenül, a hold csak közvetett módon mutatható ki (Szabó és mtsai., 2006), a továbbiakban a fénygörbe részletesebb elemzése szükséges.

Tudjuk, hogy a tranzit fénygörbe két komponensből tehető össze (2.2.2 alfejezet 6.7 ábra): a bolygó és a hold egyedi fénygörbéinek az összege, amelyek alakja a következő formulával írható le:

$$\Delta m_{h,i} = \frac{r_h^2}{r_*^2} f(t_i - \tau_h), \quad (4.2)$$

$$\Delta m_{b,i} = \frac{r_b^2}{r_*^2} f(t_i - \tau_b), \quad (4.3)$$

ahol $\Delta m_{h,i}$ és $\Delta m_{b,i}$ a t_i időpontokban bekövetkezett fényességcsökkenések, τ_h és τ_b az az időpont, amikor a hold, illetve a bolygó áthalad a csillag centrálmeridiánján. $f(t_i)$ az y -tengelyre szimmetrikus, normált fénygörbe alakját írja le, a fedésen kívül nulla értékkel.

A fedés teljes mélysége az egyedi időpontokban a következőképpen alakul:

$$\Delta m_i = \Delta m_{h,i} + \Delta m_{b,i}. \quad (4.4)$$

Felhasználva a fedés középidejének definícióját, a 2.8-as egyenletet, és a kapott értéket behelyettesítve a következőt kapjuk:

$$\tau = \frac{\sum_{fedés} \Delta m_{h,i} t_i + \sum_{fedés} \Delta m_{b,i} t_i}{\sum_{fedés} \Delta m_i} \quad (4.5)$$

Legyen $N = \sum_{fedés} f(t_i)$, amely a fénygörbe által bezárt területet jelenti. Ekkor a nevező az alábbi formára egyszerűsödik:

$$\sum_{fedés} \Delta m_i = \frac{r_h^2 + r_b^2}{r_*^2} N. \quad (4.6)$$

A fentihez hasonlóan, a számlálót is átírhatjuk:

$$\sum_{fedés} \Delta m_{h,i} t_i + \sum_{fedés} \Delta m_{b,i} t_i = \frac{r_h^2}{r_*^2} N \tau_h + \frac{r_b^2}{r_*^2} N \tau_b. \quad (4.7)$$

Így τ -ra a következőt kapjuk:

$$\tau = \frac{\frac{r_h^2}{r_*^2} N \tau_h + \frac{r_b^2}{r_*^2} N \tau_b}{\frac{r_h^2 + r_b^2}{r_*^2} N} = \frac{r_h^2 \tau_h + r_b^2 \tau_b}{r_h^2 + r_b^2}. \quad (4.8)$$

A fedés középideje tehát a hold és a bolygó idejének a korongok felületével súlyozott átlaga.

A következőkben vizsgáljunk meg egy extrém konfigurációt, amikor a hold a vezető pozíciójában, a legnagyobb kitérésben kezdi meg a fedést. Tekintsük az első kontaktus időpontját (amikor a hold megkezdja a belépést), és azt az időpontot, amikor a hold pontosan a csillagkorong középpontjában tartózkodik. A két esemény között eltelt idő:

$$\tau_h = \frac{1}{v_b} (r_h + r_*). \quad (4.9)$$

A bolygónak ehhez az időponthoz képest még egy holdsugárnyi távolságot kell megtennie, hogy ugyanabban a pozícióban legyen, mint a hold, vagyis:

$$\tau_b = \frac{1}{v_b} (r_h + r_* + a_h). \quad (4.10)$$

A kapott τ_h és τ_b értékeket visszaírva a 4.8 egyenletbe kapjuk, hogy

$$\tau = \left(r_h + \frac{a_h r_b^2}{r_b^2 + r_h^2} + r_* \right) \frac{1}{v_b} \quad (4.11)$$

ha a hold vezető pozícióban van. A fentiekhez hasonlóan belátható, hogy követő holdas (vezető bolygó) esetben a fenti egyenlet a következőképpen alakul:

$$\tau' = \left(r_b + \frac{a_h r_h^2}{r_b^2 + r_h^2} + r_* \right) \frac{1}{v_b}. \quad (4.12)$$

A fenti két egyenletből leolvasható, hogy például vezető holdas esetben a hold első kontaktusa és a hold a csillagkorong középpontján való áthaladása között annyi idő telik el, mintha egy képzeletbeli égitest a zárójelben lévő távolságot v_b sebességgel megtenné. Ebből azt a következtetést vonhatjuk le, hogy bolygó-hold rendszert helyettesíteni tudja egyetlen égitest, amely a fedés időpontjában ugyanakkora elcsúszást okoz és a bolygó-hold egyenesen a bolygótól

$$F_k = a_h \frac{r_h^2}{r_b^2 + r_h^2} \quad (4.13)$$

távolságra helyezkedik el. Ezt nevezzük a bolygó-hold rendszer fotometriai középpontjának, amelynek helyzete fix a bolygó-hold egyenesen.

4.2. A fotometriai középpont helye a bolygó-hold egyenesen

A fotometriai középpont tömegközépponthoz való relatív helyzetét vizsgáljuk meg úgy, hogy a bolygó és a hold sűrűségét azonosnak vesszük, majd ezt felhasználva írjuk a tömegközéppont definícióját a következő alakban:

$$T_k = a_h \frac{m_h}{m_b + m_h} = \frac{a_h r_h^3}{r_b^3 + r_h^3}. \quad (4.14)$$

Legyen a hold sugara harmada a bolygó sugarának. Ekkor

$$F_k = 0,1a_h, \quad (4.15)$$

$$T_k = 0,036a_h, \quad (4.16)$$

vagyis az esetek többségében a tömegközéppont közelebb lesz a bolygó középpontjához, mint a fotometriai középpont a tömegközépponthoz, $0,036 \leq 0,1 - 0,036 = 0,064$. Egyenlőség $r_b = 2,206r_h$ esetén van. Ebből látszik, hogy sokkal nagyobb effektust kapunk akkor, ha kis tömegű, de nagyméretű hold kering a bolygó körül.

4.3. A fotometriai tranzitidőpont-eltolódás (TTV_p)

A TTV_p értékének megbecsléséhez vezessünk be három fontos paramétert:

$$\mu = m_h/m_b, \quad \vartheta = r_h/r_b, \quad \chi = \rho_h/\rho_b, \quad (4.17)$$

amelyek rendre a bolygó és a hold tömeg-, sugár- és sűrűségaránya. Ezek közül kettő független, így mindegyik kifejezhető a másik kettő segítségével.

A fotometriai középpont (F_k) kering a rendszer tömegközéppontja (T_k) körül, így fedésről fedésre változik az egymáshoz viszonyított helyzetük, azaz a fotometriai középpontban lévő képzeletbeli test eltérő időpontokban halad el a csillag előtt, ami a tranzit időpontjának eltolódásához vezet. Ennek maximális értéke pedig a fotometriai és a tömegközéppont geometriai távolságával arányos:

$$TTV_p = \frac{1}{v_b} |F_k - T_k|. \quad (4.18)$$

ahol T_k a rendszer tömegközéppontja. Beírva a F_k (4.13) és T_k (4.14) tömegközéppont definícióját, valamint a 4.17 kifejezéseket kapjuk:

$$TTV_p = \frac{1}{v_b} \left| \frac{a_h r_h^2}{r_b^2 + r_h^2} - \frac{a_h m_h}{m_b + m_h} \right| = \frac{a_h}{v_b} \left| \frac{\vartheta^2}{1 + \vartheta^2} - \frac{\mu}{1 + \mu} \right|. \quad (4.19)$$

A nevezőben elhanyagolhatjuk ϑ^2 -t és μ -t, mivel $\vartheta^2 \ll 1$ és $\mu \ll 1$, értékük 0,01 körül van. Ekkor TTV_p -re a következő egyszerűbb kifejezést kapjuk:

$$TTV_p = \frac{a_h}{v_b} |\vartheta^2 - \mu|, \quad (4.20)$$

ahol $\vartheta = r_h/r_b$ a hold-bolygó sugárárány és $\mu = m_b/m_h$ a hold-bolygó tömegarány.

4.4. Az időpont-eltolódás kifejezése tömeg- és sugárárányokkal

A következőkben a fotometriai tranzitidőpont-eltolódást fejezzük ki a sugár-, tömeg- és sűrűségaránytal, valamint a képezzük a kapott egyenletek teljes deriváltját a hibaterjedés vizsgálatához.

- Kifejezés sugáráránytal

Visszaírva ϑ és μ definícióját a 4.20-as egyenletbe, kifejezve a tömeget a sűrűség és a sugár segítségével a következőt kapjuk:

$$TTV_p = \frac{a_h r_h^3}{v_b r_b^3} \left| \frac{r_b}{r_h} - \frac{\rho_h}{\rho_b} \right| = \frac{a_h}{v_b} \left| \frac{1}{\vartheta} - \chi \right| \vartheta^3, \quad (4.21)$$

ahol $\chi = \rho_h/\rho_b$ a sűrűségek aránya. A hibaterjedés

$$\Delta TTV_p = \frac{a_h}{v_b} \{ [2\vartheta - 3\vartheta^2\chi] \Delta\vartheta - \vartheta^3 \Delta\chi \}. \quad (4.22)$$

A legtöbb esetben $\frac{1}{\vartheta} - \chi >$, ezért a 4.21-es egyenletben az abszolút érték jele lecserélhető sima zárójelre, mert (i) az óriásbolygók esetén $\vartheta \ll 1$, a sűrűségarányra $\chi > 1$ értéket várunk, de extrém esetben is csak 5; (ii) Föld típusú bolygók esetén pedig $\vartheta < 1$ és $\chi \approx 1$.

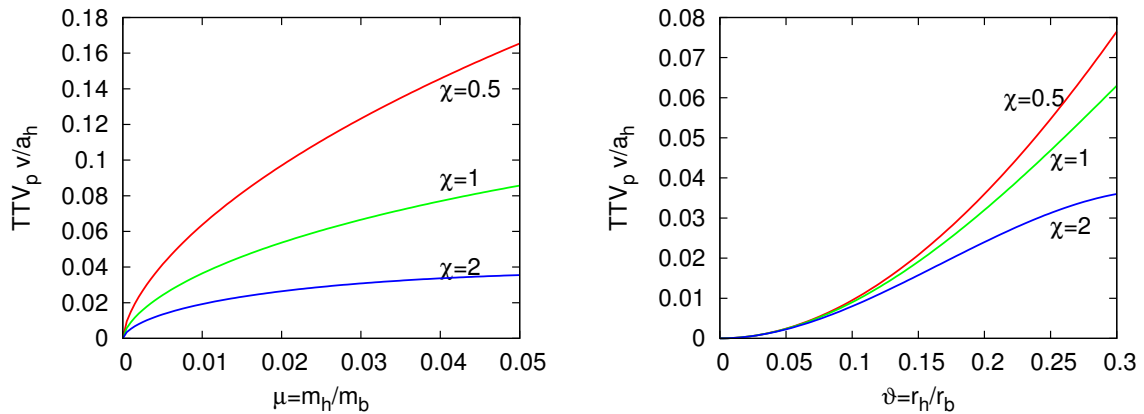
- Kifejezés tömegaránytal

A fentiekhez hasonlóan átalakítva a 4.20-as egyenletet, csak most a sugarat fejezve ki a tömeg és a sűrűség segítségével kapjuk, hogy:

$$TTV_p = \frac{a_h}{v_b} \left| \left(\frac{m_h/\rho_h}{m_b/\rho_b} \right)^{\frac{2}{3}} - \frac{m_h}{m_b} \right| = \frac{a_h}{v_b} \left| \left(\frac{\mu}{\chi} \right)^{\frac{2}{3}} - \mu \right| \quad (4.23)$$

$$\Delta TTV_p = \frac{a_h}{v_b} \left\{ \left[\frac{2}{3\chi^{\frac{2}{3}}\mu^{\frac{1}{3}}} - 1 \right] \Delta\mu - \frac{2\mu^{\frac{2}{3}}}{3\chi^{\frac{2}{3}}} \Delta\chi \right\}. \quad (4.24)$$

A μ 0,01 körüli értékét ($0,01^{\frac{2}{3}} \approx 0,046$) és a fenti χ értékeket véve belátható, hogy 4.23-as egyenlet abszolút érték jelei itt is lecserélhetők sima zárójelre.



(a) TTV_p függése a tömegtől három különböző sűrűségarány esetén (b) TTV_p függése a sugártól három különböző sűrűségarány esetén

4.1. ábra. A TTV_p alkalmasabb a sugár meghatározására.

Megvizsgálva a differenciálokat, a hibaanalízis azt mutatja, hogy a 4.21-es egyenlet kevésbé érzékeny a χ -ben lévő változásokra, mint a 4.23-as. Ebből arra következtethetünk, hogy a jelen modell használatával a sugár meghatározására pontosabban eredményt ad, mint tömegre. Ezt szemlélteti a 4.1 (a) és (b) ábra, amely különböző diszkrét sűrűség arányoknál mutatja TTV_p értékeit a tömeg és a sugár függvényében.

4.5. A sűrűség becslése

A felfedezett exorendszer sűrűségaránya könnyen becsülhető, ha a megfigyelés során a hold elegendően nagy magnitúdócsökkenést okoz ahhoz, hogy az közvetlenül kimutatható legyen. Ebben az esetben a relatív fényességcsökkenés arányaiból kapott sugárány eredményét (ϑ) és az időpont-eltolódás értékét (TTV_p) felhasználva a 4.21-es egyenletből a sűrűségarány (χ) meghatározható.

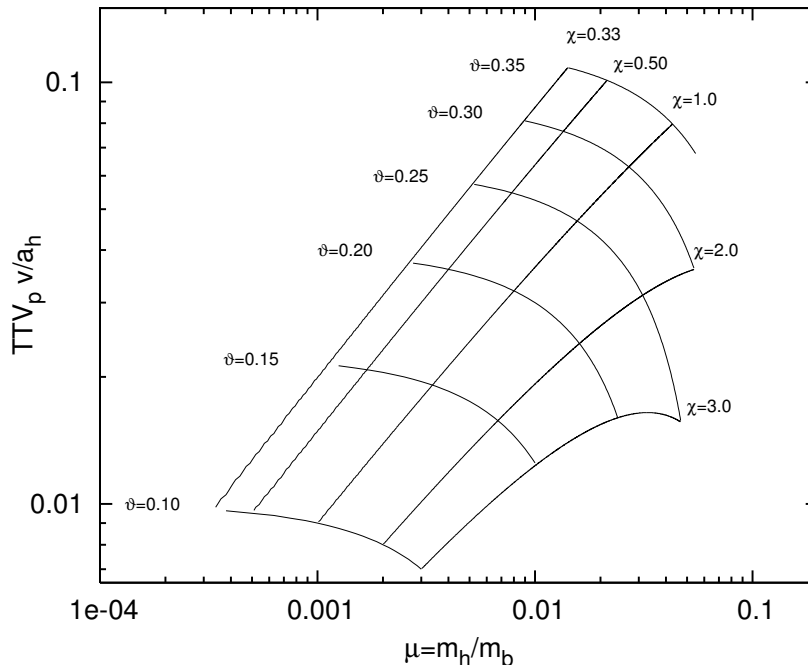
Ha nem tudjuk így becsülni a komponensek sűrűségarányát, de szeretnénk a társak sugarára és tömegére hozzávetőleges becslést tenni, akkor a már ismert bolygó méretének megfelelő sűrűséget válasszunk. Föld típusú bolygók esetén a bolygónál kisebb, óriások esetén nagyobb sűrűségű hold választása lehet a megfelelő. Az egyszerűség kedvéért jelen esetben válasszuk az azonos sűrűségű komponenseket, legyen $\chi = 1$. Ekkor a 4.21-es és a 4.23-as egyenlet a következő egyszerű alakot veszi fel:

$$TTV_p \approx \frac{a_h}{v_b} \vartheta^2 (1 - \vartheta), \quad (4.25)$$

$$TTV_p \approx \frac{a_h}{v_b} (\mu^{2/3} - \mu). \quad (4.26)$$

A következőkben a fenti egyenleteket fogjuk használni ismert fedési exorendszerek sugár- és tömegarányának megbecsléséhez. A méret meghatározása nem annyira sűrűségérzékeny, mint a tömegé, ezért a 4.25-ös egyenlet megoldása jobb eredményre vezet, míg a 4.26-os csak a tömeg durva megbecslésére alkalmas.

4.6. Összefüggések a holdparaméterek és TTV_p effektus nagysága között



4.2. ábra. A TTV_p értékének függése a tömeg-, sugár- és sűrűségarányok összefüggésében

Ahhoz, hogy össze tudjuk hasonlítani a különböző sűrűség- és sugárányok esetén a különböző tömegű holdak által okozott időpont-eltolódást, a TTV_p értéket hálószerűen ábrázoltuk a 4.2 ábrán. A konstans χ és ϑ vonalak segítségével meg tudjuk becsülni, hogy a sűrűségarány változtatásával hogyan változnak a hold paraméterei, valamint egy jövőbeli időpont-eltolódás pozitív detektálása révén mekkora a mérete és a tömege egy lehetséges exoholdnak.

A konstans χ vonalai mentén a tömeg növekedésével egyre nő az időpont-eltolódás, de nem minden esetben. Például $\chi = 3$ vonal mentén TTV_p $\mu = 0,034$

esetén eléri maximális értékét, majd μ növekedésével csökken. Másrészt a konstans ϑ vonalai (fix hold sugarak) azt mutatják, hogy a sűrűség alacsony értékénél TTV_p maximális. Adott átmérőnél ugyanis, ha a sűrűség csökken, akkor csökken a tömeg is. Ez azt eredményezi, hogy a tömegközéppont közelebb kerül a bolygó középpontjához, míg a ϑ -tól függő fotometriai középpont helyben marad, azaz nő kettőjük között a távolság, nő a TTV_p értéke is. Ez a távolság azonban nem haladhatja meg a bolygó középpontja és a fotometriai középpont közötti távolságot, vagyis TTV_p -nek is lesz maximális értéke. Ez a maximális érték analitikus úton meghatározható, ha a 4.21-es és 4.23-as egyenleteknek megvizsgáljuk a maximumát egy adott sűrűségáramánál. $\chi = 1$ esetén a 4.25-ös és 4.26-os egyenleteket deriválva és egyenlővé téve nullával az időpont-eltolódás maximumára $TTV_p \cdot v_b/a_h \approx 0,148$ kapjuk, amelyet két egymással ekvivalens érték, $\vartheta = 2/3$ és $\mu = 8/27$ esetén vesz fel. Ez azért fontos, mert a megfigyelések nézőpontjából értelmetlen az a becslés, amely meghaladja egy fizikailag lehetséges hold által okozott időpont-eltolódás maximumát.

Nagy értékű TTV_p -nek is lehet azonban fizikai jelentése. Ismerünk olyan folyamatokat, amelyek a tranzit időpontjában nagyobb eltolódást okoznak, mint az exoholdak. Ilyen például egy második bolygó perturbációi által okozott időpont-eltolódás (Steffen, 2006; Gillon és mtsai., 2006), vagy éppen a Jupiter kisbolygócsaládjához hasonló exotrójaiak hatása (Ford és Gaudi, 2006).

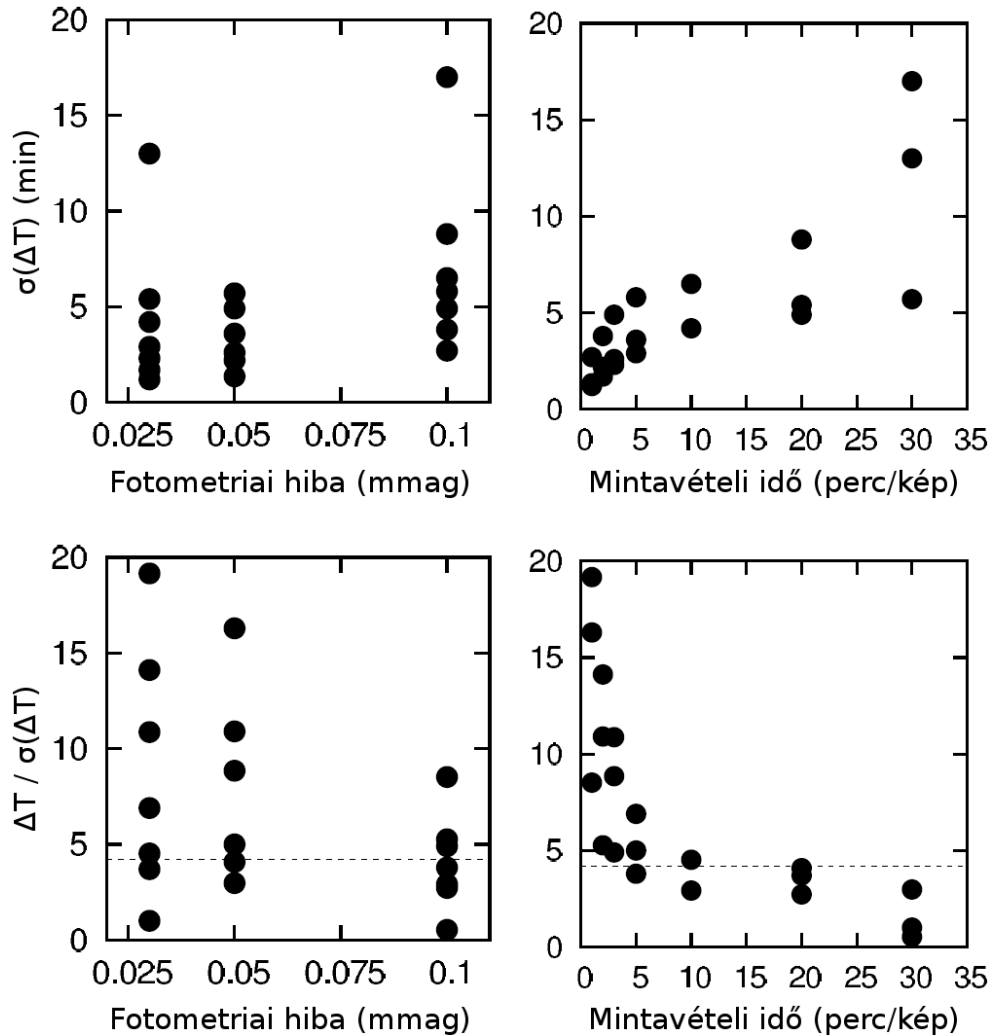
A TTV_p maximális értéke után a hold tömegét és méretét tovább növelve a rendszer átmegy egy kettős bolygóból álló rendszerbe. Ha komponensek mérete és tömege pontosan megegyezik, a szimmetria miatt tömeg- és a fotometriai középpont egybeesik, s az a reális, ha a rendszer nem produkál időpont-eltolódást. A 4.20-as egyenletbe ϑ és μ helyébe 1-et helyettesítve az egzakt megoldást kapjuk, $TTV_p = 0$. A Sartoretti–Schneider-modell azonban egy a_h/v_b -vel arányos effektust hoz létre, amely a modell használhatóságának korlátait mutatja.

4.7. Föld–Hold típusú rendszerek

Vajon képes a Kepler-úrtávcső felfedezni egy Föld–Hold pároshoz hasonló rendszert egy Nap típusú csillag körül? Holdunk 0,0085 millimagnitúddal járul hozzá a fényességcsökkenéshez, amit ha összehasonlítunk a 0,01, illetve 0,1 millimagnitúdós pontossággal, akkor a válasz egyértelműen a „nem”. Ennek ellenére van lehetőségünk extraszoláris holdak felfedezésére a hold több perces időpont-eltolódást okozó effektusa révén.

4.7.1. Föld–Hold rendszerek detektálhatósága

Ahhoz, hogy kiderítsük a Kepler-űrtávcső ideális körülmények között mekkora TTV_p effektust tud még észlelni, 0,1 millimagnitúdós pontosságú méréseket szimuláltunk 1 perces mintavételezési idővel.



4.3. ábra. Az időpont-eltolódások bizonytalansága Föld–Hold típusú rendszerekben. Fent: az időeltolódás meghatározásának pontossága 1σ szórás esetén a fotometriai hiba és a mintavételezési idő függvényében. Lent: Ugyanaz, csak relatív hibákban. A pozitív detektálás határát (4σ) a szaggatott vonal jelzi.

Az előállt rendszerek fénygörbéje az 3.3 ábrához hasonló, annyi különbséggel, hogy a csillag tömege jelen esetben $1 m_{Nap}$ volt, így a hold kisebb amplitúdóval vett részt a fedésben (mint a 4.4 ábrán). A húsz darab szimuláció 4-4 egymás utáni tranzitból állt, a hold kezdeti fázisa a bolygóhoz képest véletlenszerűen volt beállítva.

Az eredmények azt mutatták, hogy a húsz futási eredményből öt esetben a hold kimutatható. Ez a valószínűség nem nagy, de egyáltalán nem elhanyagolható.

A továbbiakban hasonló paraméterű rendszerekkel kísérleteztünk annak eldöntése érdekében, hogy a fotometriai pontosság vagy a mintavételezés sűrűsége hordoz jelentősebb szerepet a sikeres detektálásban. Modell csillagunk egy $0,7 m_{Nap}$ tömegű, 5 milliárd éves és $Z=0,019$ fémtartalmú csillag volt, míg a bolygó és a hold tömege, mérete és a periódusuk ugyanaz volt, mint a Föld–Hold rendszeré. A tesztek közül azt a következtetést vontuk le, hogy a sikeres holddetektálást főként a mintavételezési idő határozza meg. $0,1$ millimagnitúdós pontosság és $1-2$ perces mintavételezés esetén 4σ feletti pozitív detektálást kapunk, míg 30 perces esetben nincs kimutatható rendszerünk. A $10-20$ perces mintavétel pedig csak eléggé bizonytalan eredményeket szolgáltat (4.3 ábra).

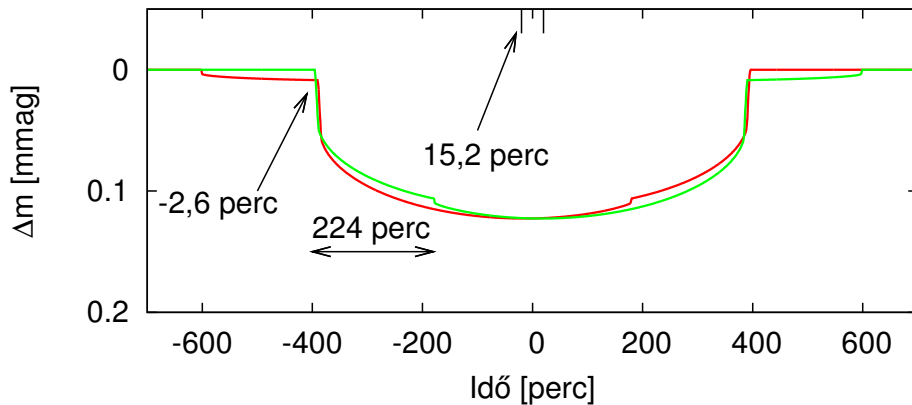
4.7.2. A fedés középidejének elcsúszása a Föld–Hold rendszerben

A fotocentrikus modellünket teszteltük a Föld–Hold rendszerre (4.4 ábra), ahogy az egy elegendően távoli megfigyelő esetében elhaladnak Napunk előtt. A teszt során az inklinációk értéke 90° , az összes többi paraméter pedig a valóságnak megfelelően volt beállítva. Az időpont-eltolódás kiszámításához a szükséges fényességcsökkenés értékeit a magnitúdó definíciójának felhasználásával kaptuk meg ($\Delta m = m_1 - m_2 = -2,5 \log(I_1/I_2)$), amely egy egyszerűsítő lépés után a következő alakban írható: $\Delta m = -2,5 \log \frac{r^2 - r_*^2}{r_*^2}$). Az r sugarak helyébe a Föld, illetve a Hold értékeit behelyettesítve kapjuk a komponensek által okozott magnitúdócsökkenéseket: $\Delta m_{Hold} \approx 0,0085 \text{ mag}$ és $\Delta m_{Föld} \approx 0,1 \text{ mag}$. A Föld és a Hold fedési időpontjainak eltolódásai (B- és H-effektusok értékei) a numerikus adatsorból: sorrendben $-2,6$ (B) és 224 (H) perc. A tranzit időpontjának eltolódása az effektusoknak a magnitúdócsökkenéssel súlyozott átlagai, vagyis a megfigyelhető időpont-eltolódás: $(0,0085 \cdot 224 - 0,1 \cdot 2,6)/(0,1085) \approx \pm 15,2$ perc.

4.7.3. Holdunk sugarának és sűrűségének megbecslése

Naprendszerünkben a Föld–Hold páros $TTV_p = 15,2$ perces időpont-eltolódást képes létrehozni. Ennek megfelelően a 4.25 és 4.26 egyenletben a $TTV_p \cdot v_b/a_h = 0,054$ a Föld adatai alapján.

Tegyük fel először, hogy a sűrűségarányt nem ismerjük, ezért számoljunk $\chi = 1$ értékével. A fenti TTV_p eredményt felhasználva rendszerünk sugárárányára $\vartheta = 0,274$, tömegarányára $\mu = 0,020$ értéket kapjuk. A holdunk méretére kapott eredmény elég pontosnak bizonyul a valódihoz képest, míg tömege a valós kétszerese.



4.4. ábra. A Föld–Hold rendszer által generált fénygörbék ellentétes fázisban, és az általuk létrehozott B- és H-effektusok. A számértékek az effektus félamplitúdóját jelzik.

Ebből is látható, hogy a méret meghatározásának pontossága jobb, mint a tömegé. Habár a $\chi = 1$ feltétel csak hozzávetőleges becslésre elegendő, sűrűségarány ismeretének hiányában ϑ -ra még elfogadható eredményt ad.

Ellenben, ha van tudomásunk a valós sűrűségarányról, $\chi = 0,605$, akkor a Föld–Hold rendszer mindkét paraméterére elfogadhatóan precíz eredményt kapunk, $\vartheta = 0,253$, $\mu = 0,010$ (4.1 táblázat, utolsó három sor). Mindkét érték a valóstól csak 20%-ban tér el, és mutatja a módszer megbízhatóságát.

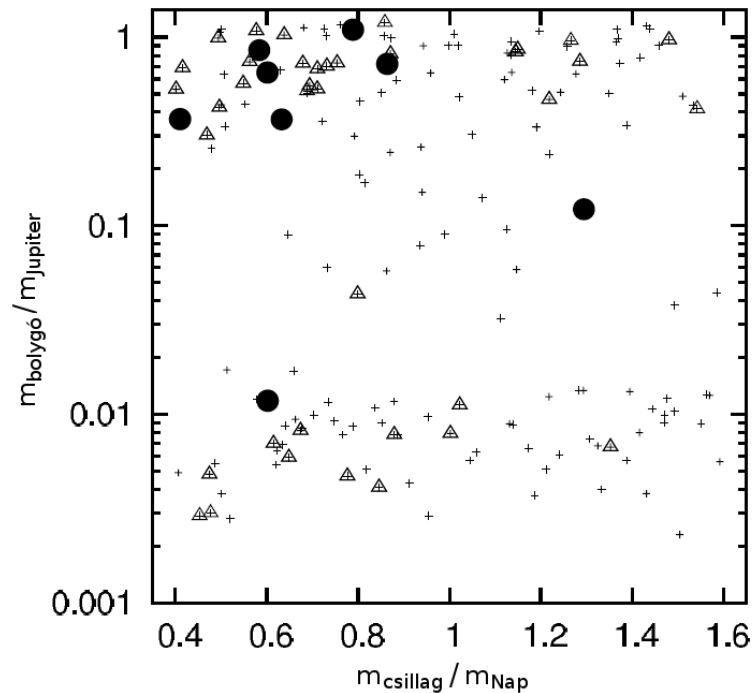
A két különböző sűrűségaránynál elvégzett becslés mutatja, hogy ha nincs semmilyen ismeretünk a sűrűségek nagyságáról, a meghatározott méret akkor is jó egyezésben van a valódi értékkel, míg a tömegre csak nagyságrendi becslést tudunk adni.

4.8. További fedési rendszerek exoholddal

4.8.1. A rendszerek detektálhatósága

Az észlelések szemszögéből érdekesek lehetnek azok a rendszerek, amelyekben megfigyelhető hold van. A Monte Carlo-módszer segítségével véletlenszerűen generáltunk ilyen rendszereket szimulálva a tranzit jelenségét. Ötszáz bolygó-hold páros fénygörbéjét készítettük el és vizsgáltuk, melyik hold mutatható ki legalább 3σ konfidenciaintervallumot véve. A modellekben a csillag tömege, a bolygó és a hold sűrűsége, periódusa és inklinációja alkotta a bemenő paraméterteret, a bolygók között volt óriás és Föld típusú is. A bolygó periódusát úgy változtattuk, hogy az ne

haladja meg a 400 napot, így négy fedés időpontja biztosan beleesik a Kepler működési idejébe. A szimulációkban kétféle fotometriai pontossággal is számoltunk: (i) a már jelenleg is elérhető 0,1 millimagnitúddal (Kepler, CoRoT) és (ii) egy, a jövőben elérhető értékkel, amely egy nagyságrenddel jobb (0,01 millimagnitúdó).



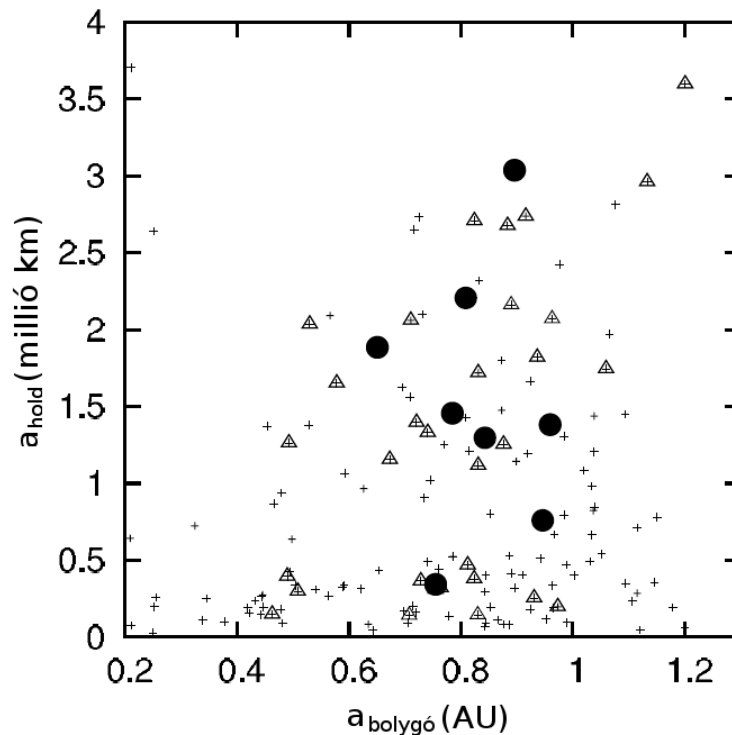
4.5. ábra. Megtalált holdak különböző tömegű bolygók és csillagok esetén. A nagy pontok jelentik a 0,1, a háromszögek a 0,01 millimagnitúdós pontosságot. A keresztek a fel nem fedezett rendszereket mutatják.

A teszt során 51 olyan objektumot találtunk, amely csak 0,01 millimagnitúdós pontosság mellett mutatható ki, míg 8 darab a jelen műszeres pontossággal (0,1 millimagnitúdó) is megfigyelhető. Mind az óriás, mind a Föld típusú bolygónak lehetnek megfigyelhető holdjai; az első esetben mérés jel/zaj arányának elegendően nagyoknak kell lennie a pontos méréshez; míg második esetben a hold tömege összevethető a bolygójáéval, így mérhető (5–55 perc) TTV-effektust okozhat.

A jelen műszerekkel a szimulációkból 6 olyan hold mutatható ki, amely óriás bolygó körül kering és a központi csillag egy vörös törpe, de 1-1 pozitív detektálás arra utal, hogy lehet esély holdat kimutatni Föld típusú bolygó körül és G színkép-típusú csillag esetén is (4.5 ábra). A jövőbeli műszereknél már jobb a helyzet, több a felfedezhető hold a Földhöz hasonló rendszerekben, és lehetőség van K típusú csillagok körüli detektálásra is. A fotometriai pontosság egy adott értékénél, 0,15 millimagnitúdó hibánál és kicsivel kisebb jel/zaj aránynál a megtalált rendszerek

száma háromra csökken, az felett pedig zérus.

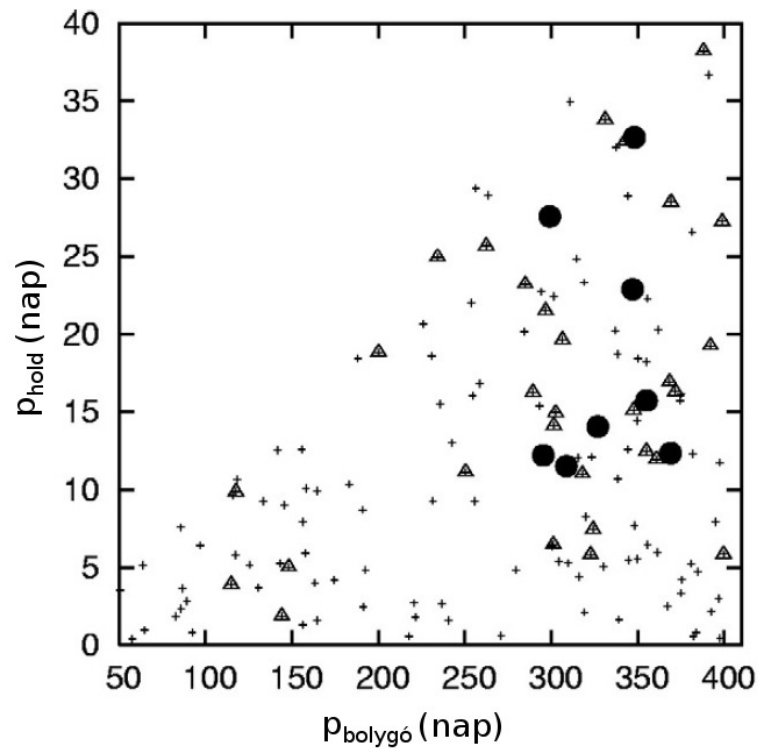
A 4.6 ábra egy másik fontos megkötést mutat a felfedezhető holdas rendszerekre nézve. A bolygó fél nagytengelyének elegendően nagyoknak kell lennie a pozitív detektáláshoz (0,6 CS.E. 0,1 millimagnitúdó, 0,4 CS.E. 0,01 millimagnitúdó esetén). A bolygó távol a csillagtól lassan kering, nagyobb körülötte a Hill-sugár, így nagyobb távolságra keringhetnek körülötte stabil holdak. A távoli bolygó esetén a tranzit hosszabb ideig tart, így több fotometriai pontból áll a tranzit; nagy pályasugarú hold pedig jobban perturbálja a bolygót mozgását, nagyobb TTV-effektust okozva. A szimulációban minden harmadik pozitív detektálás során a hold messzebb keríngett a bolygójától 1 millió km-nél.



4.6. ábra. Detektálhatóság függése a pályasugaraktól.

A 4.7 ábra a fenti megállapítást erősíti meg, csak hold és a bolygó keringési periódusában szemléltetve. A bolygónak legalább 280 nap alatt kell megkerülnie a csillagot, ha ígéretes felfedezést szeretnénk. A Kepler-űrtávcső tervezett működési idejének szempontjából ez nem túl előnyös, hiszen kevés számú tranzit megfigyelése esetén a lehetőségek csökkennek a felfedezésre és egy részletes holdmodell felállítására.

A fenti feltételek miatt eléggé valószínűtlen, hogy a jelenleg ismert forró jupiterek körül holdat fedezzünk fel. Ezek a bolygók gyorsan keringenek, kicsi körülötük a Hill-sugár, így a hold által okozott időpont-eltolódás nagysága a másodperces



4.7. ábra. Felfedezett holdak a bolygó és a hold keringési periódusának függvényében.

nagyságrendbe esik csak. Ezekben a rendszerekben az egyetlen esély, ha meg tudjuk figyelni a hold fénygörbetorzító hatását. Egy kis méretű központi csillag ($0,7 r_{Nap}$) körül keringő bolygó az OGLE-TR113. Ha egy Ganymedes-méretű holdat teszünk köré, annak mindössze 0,03 millimagnitúdós fotometriai hatása van, de egy Föld-méretű is csak 0,2 millimagnitúdóval járul hozzá a fényességcsökkenéshez. A Hill-sugár is kicsi, a bolygó sugarának mindössze csak kétszerese, így egy hold jelenlétének a valószínűsége hosszú időskálán elég kicsi. Figyelembe véve, hogy a bolygónak kiterjedt légköre lehet, amely lassíthatja a körülötte keringő testet, a hold élettartama eléggé lerövidülhet.

4.8.2. Lehetséges holdméretek néhány fedési rendszerben

Az irodalomban 2006-ban öt fedési exorendszer szerepelt, amely hozzávetőlegesen meghatározott tranzitidőpont-eltolódás értéket mutatott. A 4.1 táblázat foglalja össze a rendszerek paramétereit, a külső forrásból származó értékeket, valamint a számolások eredményeit. A hivatkozások által közölt időpont-eltolódás adatok csupán felső becslések vagy körülbelüli értékek, nagyságuk 27 és 120 másodperc között van.

Név	v (km/s)	$a_H/3$ (10^3 km)	TTV_p (s)	$TTV_p \cdot v/a_h$
HD 149026 ¹	165	93,2	<120	<0,106
HD 189773 ²	150	120,3	<120	<0,075
XO-1b ³	135	160,5	$\lesssim 27$	$\lesssim 0,011$
TrES-1 ⁴	140	118,9	<100	<0,059
OGLE-TR-113b ⁵	173	92,9	≈ 43	$\approx 0,040$
Föld ($\chi = 1$)	29,8	499,6	1824	0,054
Föld ($\chi = 0,605$)	29,8	499,6	1824	0,054
Föld (valós)	—	—	—	—

Név	$\vartheta = r_h/r_b$	$\mu = m_h/m_b$	m_h ($m_{Föld}$)	$m_{h,SS}$ ($m_{Föld}$)
HD 149026 ¹	<0,432	<0,081	<9,23	<12,1
HD 189773 ²	<0,336	<0,038	<13,83	<27,3
XO-1b ³	$\lesssim 0,112$	$\lesssim 0,0015$	$\lesssim 0,43$	$\lesssim 3,2$
TrES-1 ⁴	<0,288	<0,024	<4,64	<11,4
OGLE-TR-113b ⁵	$\approx 0,228$	$\approx 0,012$	$\approx 5,01$	$\approx 16,7$
Föld ($\chi = 1$)	0,274	0,020	0,020	0,054
Föld ($\chi = 0,605$)	0,253	0,010	0,010	0,054
Föld (valós)	0,272	0,012	0,012	—

4.1. táblázat. Felső becslés néhány fedési exobolygó lehetséges holdjának sugarára és tömegére. Az utolsó oszlop tartalmazza a Sartoretti-Schneider-modell által meghatározható holdtömegeket a 2.7-es képlettel számolva a könnyebb összehasonlítás végett ($a_h = a_H/3$). Az időpont-eltolódás értékei a következő referenciákból származnak: ¹Charbonneau és mtsai., 2006; ²Bakos és mtsai., 2006; ³McCullough és mtsai., 2006; ⁴Steffen és mtsai., 2005; ⁵Gillon és mtsai., 2006.

Mivel a rendszerek sűrűségaránya ismeretlen, ezért a számítások során a komponensek sűrűségét azonosnak tételeztük fel. A hold fél nagytengelyét mindenütt a Hill-sugár harmadára állítottuk be, $a_h = a_H/3$; a szükséges mennyiségeket, m_* , m_b , a_b a spektroszkópiai mérések eredményeiből vettük. A 4.25-ös és 4.26-os egyenletekkel elvégzett számítások eredményeit az 4.1 táblázat alsó 2., 3. és 4. oszlopa tartalmazza. Az 5. oszlopban az összehasonlítás kedvéért szerepelnek a Sartoretti-Schneider-modell által meghatározható maximális holdtömegek. Az összehasonlításból látható, hogy a jelen modell ugyanazt az időpont-eltolódást kisebb hold tö-

megekkel is létre tudja hozni.

Érdekes példa az OGLE-TR-113 esete. A bolygó körül keringő hold tömegének meghatározásával Gillon és munkatársai (2006) is foglalkoztak. Ők azt találták, hogy egy $7,7 m_{Föld}$ tömegű hold képes létrehozni a fedés idejében megfigyelhető 43 másodperces időpont-eltolódást. Azonban ha a hold fél nagytengelyét lerövidítjük a Hill-sugár harmadára, akkor ez a tömeg már meghaladja a $16 m_{Föld}$ tömeget. Munkájukban azt is kifejtették, hogy nemcsak egy hold okozhatta ezt az időpont-eltolódást, hanem a rendszerben található második bolygó is. A fotocentrikus modellünk esetében a számolt értékek a Hill-sugárnál $2 m_{Föld}$, s annak a harmadánál is csak $5 m_{Föld}$. Ez a szám is elég nagy, de egy ilyen méretű és tömegű hold sokkal valószínűbb, és létezése sem zárható ki teljes biztonsággal. Az OGLE-TR-113 esetében azonban lehet stabil holdat tenni a bolygó köré. A hold pályasugara, amelynek az $a_H/3$ értéket választottuk, kisebbnek adódott, mint a Roche-határ. Ez a rendszer ebben a formában nem létezhet, de mivel óriásbolygóról van szó (Schneider, 2011), feltételezhető, hogy a hold sűrűsége nagyobb a bolygóénál. A problémát egy másfélszer nagyobb sűrűségű hold már megoldja.

Az XO-1b rendszerben az időpont-eltolódás nem kevesebb, mint 27 másodperc. Jelenleg csak ennek a párosnak a hold tagja kisebb tömegű, mint a maga Föld, értéke $0,43 m_{Föld}$ tömeg. Ez a Sartoretti–Schneider-modellben $3,23 m_{Föld}$ tömeg, ha mindkét esetben a hold a Hill-sugár harmadánál kering.

4.9. Következtetések

A fejezetben egy új irányból közelítettük meg a fedési rendszerekben tapasztalható tranzitidőpont-eltolódást. Egy holdat tartalmazó tranzitos exobolygórendszerre készítettünk egy új modellt, amelynek eredményeit alkalmazva a különböző fotometriai pontosságú adatokra, segít megbecsülni a rendszerben feltételezett hold sugarát és tömegét. A modell abban különbözik az előző Sartoretti–Schneider-modelltől, hogy a fedés fotometriai középpontja (τ) érzékeny a fénygörbében található kicsiny változásokra, így figyelembe veszi a hold hatásából származó fényváltozást.

A fejezet összességüként elmondhatjuk:

- Olyan rendszerekben végeztünk numerikus számításokat, amelyekben a bolygó és a hold elhalad a központi csillaguk előtt, csökkentve annak fényességét. A fénygörbe tanulmányozásából arra a következtetésre jutottunk, hogy a hold fotometriai hatásai közül a legfontosabb a fedés időpontjában történő eltolódás.

- A különböző rendszerek által létrehozott időpont-eltolódást megvizsgáltuk a megfigyelési stratégia szempontjából, s arra következtetésre jutottunk, hogy a 0,1-0,15 millimagnitúdós fotometriai pontosság mellett, amelynek elérésére űrtávcsöves műszereink segítségével már képesek vagyunk, a rövid mintavételi időköz az, amit alkalmazni kell, ha exohold jelét szeretnénk kimutatni. Ez segíti növelni a kisebb időpont-eltolódással jellemezhető rendszerek kimutatását, ha a hold kisebb méretű vagy tömegű, illetve közelebb kering a bolygóhoz.
- A szakirodalomban az időpont-eltolódás magyarázatára az eddig még numerikus úton nem tesztelt Sartoretti–Schneider-modell adott választ. Szimulációinkban azonban olyan eredmények születtek, amelyek nem voltak összeegyeztethetőek a Sartoretti–Schneider-modell által jósolt értékekkel. A részletesebb elemzések kimutatták, hogy a probléma a Sartoretti–Schneider-moddal van, ugyanis olyan bolygó-hold konfigurációk esetén is mutatott ki időpont-eltolódást, amikor a rendszer szimmetriája miatt nem jöhetne létre (például azonos méret és tömeg esetén). Az eltérő eredmények abból adódtak, hogy a Sartoretti–Schneider-modell nem vette figyelembe a hold fénygörbére gyakorolt hatásait. Modellünkben ezeket hatásokat már számításba vettük, így a szimulációkkal már összhangban álló eredményeket kaptunk. Az új modell használatával megoldódtak a Sartoretti–Schneider-modell problémái és korlátai, valamint az exobolygók körül keringő holdaknak nemcsak a tömege, hanem sugara és a sűrűsége is becsülhető.
- Az új modell azt mutatta, hogy egy adott időpont-eltolódás esetén a páros sűrűségarányának változtatásából eredően a meghatározott holdtömeg szélesebb skálán vesz fel értékeket, mint a sugár. Ebből az következik, hogy a modell pontosabb eredményt ad a méret meghatározására, amit az esetleges jövőbeli megfigyeléseknek is figyelembe kell venni.
- A mérések szempontjából fontos az az eredmény is, hogy adott sűrűségarány mellett az időpont-eltolódásnak létezik maximuma. Az effektus nem haladhat meg egy bizonyos határértéket a hold tömegének növekedésével, ellentétben a Sartoretti–Schneider-moddal, amelyben ez az effektus egyenesen arányos a hold tömegével. A megfigyelések szemszögéből a maximumnál nagyobb becsült értékek nem tartozhatnak egy fizikailag valós bolygó-hold rendszerhez.
- A mérésekből származó nagy TTV_p esetében először meg kell vizsgálni a lehetséges konfigurációk (perturbáló bolygó, trójai kisbolygók) mindegyikét, s csak ezután dönthető el teljes bizonyossággal, hogy melyik rendszer okozhatta

a fénygörbe középidejének eltolódást. Kis értékek esetén nagy valószínűséggel tehetjük fel, hogy az effektust egy hold okozta, mivel a többi lehetséges konfiguráció csak nagyobb mértékű időpont-eltolódást képes okozni.

- A Föld–Hold rendszer szimulált fedésének vizsgálatával a modell a helyes eredményeket adta vissza a Hold paramétereire. Ismert fedési rendszerekre végzett számítások kimutatták, hogy ugyanazt az időpont-eltolódást az új modell kisebb holdtömegek esetén is létre tudja hozni, aminek eredményeképpen a korábbi Sartoretti–Schneider-modell által megjósolható maximális holdtömegek felére–harmadára csökkentek.

Az exoholdak lehetséges spektroszkópai megerősítésére a Rossiter–McLaughlin-effektuson keresztül lenne lehetőség. Habár az effektus csak kismértékben jelenik meg a finom struktúrákban, egy kevés esély azért van a sikeres kimutatásra.

5. fejezet

A Rossiter–McLaughlin-effektus inverziója ¹

Fedési exobolygó körüli holdak nemcsak a fedési fénygörbében okozhatnak megfigyelhető torzulást, hanem a Rossiter–McLaughlin-effektusban (RM-effektus) is (Simon és mtsai., 2009; 3.3 alfejezet). Ebben a fejezetben különböző tranzitos bolygóhold rendszerek részletes analízisével foglalkozunk, kiszámoljuk a rendszer paramétereit az RM-effektusból, és demonstráljuk a fotometriai és spektroszkópiai mérésekből származó eredmények egyidejű vizsgálatának előnyeit. Közel 3 milliárd szimulációt végeztünk el annak érdekében, hogy lefedjük a teljes 20 dimenziós paraméterteret, kimutassuk az egymással korrelációban álló paramétereket és hogy megkeressük azokat a határokat, amelyen belül a paraméter-rekonstrukció még elfogadható eredményekkel szolgál.

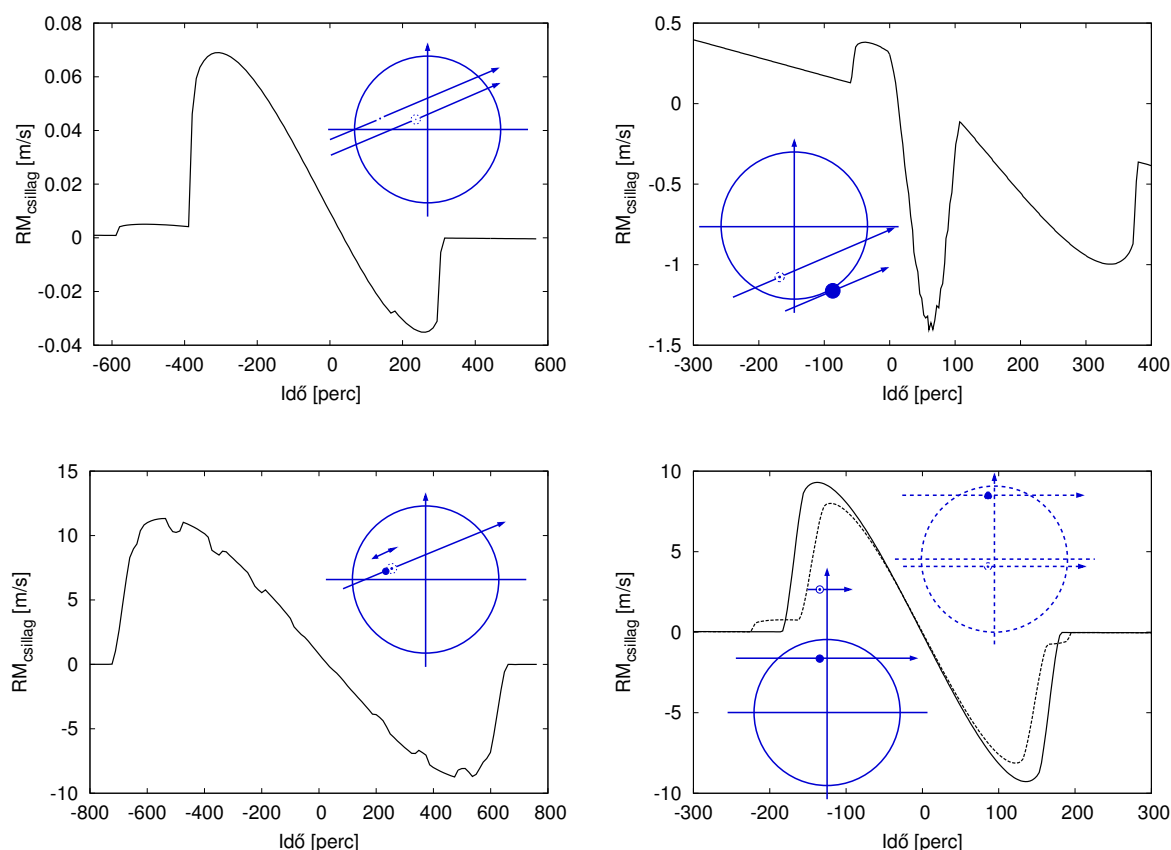
5.1. Különböző tranzitkonfigurációk megfigyelési stratégiái

Számos módszer létezik, amelynek használatával egy létező exohold kimutatható, de nem mindegyik ugyanolyan hatékonysággal működik, ha különböző fedési konfigurációkról beszélünk. Különböző lehetséges fedési eseteket vizsgáltunk meg és soroltunk a megfigyelés szemszögéből tekintve különböző osztályokba, amihez a teljes paraméterteret lefedése volt szükséges. A sokféle tranzitkonfigurációra lefutott algoritmusunk különböző alakú fedési fénygörbéket és RM-görbéket eredmé-

¹Simon, Szabó, Szatmáry, Kiss, 2010

nyezett, amelynél így eltérő módszereket kell alkalmaznunk ahhoz, hogy detektálhassuk magát a holdat a mérési adatokban.

Három, határozottan különböző geometriai konfigurációba sorolhatjuk a fedések típusait: a statikus hold, a lassan keringő hold és a gyorsan keringő hold.



5.1. ábra. Példa négy különböző geometriájú rendszer RM-effektusára. A négy panel mutatja az RM-görbére ráakódott, a holdtól származó modulációkat és a fedés konfigurációit. A nagy kör kereszttel a csillagot, a „nagy” pötty a bolygót, a szaggatott vonalon belüli kis pont pedig a holdat jelenti. Az ábrázolás méretarányos.

A statikus hold esete azt jelenti, hogy a hold keringési periódusa a tranzit időtartamához képest jóval nagyobb, távol kering a bolygójától. Egy ilyen konfiguráció esetén a fedés alatt a bolygó-hold relatív helyzete nem változik számottevően, állandó a tranzit folyamán. A hold és a bolygó görbéi egymáshoz képest hasonló alakúak, időben eltolva figyelhetők meg, együttesen alkotják az eredő fénygörbét és RM-görbét (5.1 ábrán a bal felső panel). Extrém esetben, amikor a hold fél nagytengelye nagyobb, mint a csillag átmérője, a bolygó fedése előbb véget érhet, mint ahogy a hold első kontaktusa bekövetkezik. Ez olyan görbealakokat eredményez, amelyben a bolygó és a hold görbéi is egymástól teljesen szétválasztva jelennek meg mélyebb-sekélyebb amplitúdókkal.

A lassan keringő holdnál a bolygó-hold relatív pozíciója lassan változik a fedés folyamán, így a fedés időtartama a különböző hosszúságú lesz a két égitestre. Ez szerencsés eset lehet abból a szempontból, hogy egyetlen fedés kimérésével a keringési periódus megbecsülhető.

A fenti két esetben elképzelhető olyan forgatókönyv is, amelyben a bolygó inklinációjától és a hold relatív helyzetétől függően a két égitest közül az egyik teljesen, míg a másik csak súrolja csillag peremét (5.1 ábra jobb felső panel). Egy másik extrém esetben, amikor a hold inklinációja 90° a bolygó pályasíkjához viszonyítva, így TDV- és TTV-effektust is létre tud hozni, de bizonyos pozícióban egyáltalán nem vesz részt a fedésben (5.1 ábra jobb alsó panel).

Harmadik a gyorsan keringő hold példája, amelyet a 5.1 ábra bal alsó panelja szemléltet. A hold rövid keringési periódusa révén gyorsan kering (a tranzit alatt többször is megkerülheti a bolygóját), amely jellegzetes hullámzást eredményez a fény- és az RM-görbén.

	statikus hold	lassan keringő hold	gyorsan keringő hold
teljes fedés	KD, TTV_b , TTV_p , RM	KD, TTV_b , TTV_p , TDV, RM	KD (wobbling), RM (wobbling)
súrló fedés	KD, RM	KD, RM	KD, RM
csak bolygó	TTV_b , RM(TV)	TTV_b , TDV RM	TTV_b , TDV, RM

5.1. táblázat. Fedések osztályozása és a javasolt megfigyelési stratégiák. KD: közvetlen detektálás a fénygörbében, TTV_b és TTV_p : baricentrikus és fotometriai TTV, TDV: tranzithosszváltozás, RM: Rossiter–McLaughlin-effektus, RM(TV): a fedés idejének eltolódása az RM-effektusból.

Az extrém geometriák nagy változatossága érdekes görbealakokat eredményez, így a lehetséges forgatókönyvek nagy különbözősége miatt az egységes szemléletmód nehezen valósítható meg. A bemutatott konfigurációk alapvetően eltérnek egymástól, más-más módszer szükséges így a tanulmányozásukra, amelyeket a 5.1 táblázatban foglaltunk össze. A továbbiakban csak a statikus, illetve a lassú hold RM-effektusának inverziójával foglalkozunk részletesebben.

5.2. A bolygó és a hold effektusának szétválasztása

A vizsgálatokban legyenek B és H a bolygó és a hold paramétervektorai, amelyekre becslést szeretnénk adni a megfigyelésekből. Ennek érdekében a bolygó, \vec{B}_i és a

hold \tilde{H}_i vektorait úgy kell behatárolni, hogy az előre elkészített, különböző hold- és bolygóparaméterekkel szimulált sablongörbéket jó összhangba tudjuk hozni a megfigyelésekkel. Legyen $u_{r,sim}$ az RM-görbe egy zajmentes sablongörbéje, és legyen $u_{r,obs}$ a megfigyelés zajos adata. A legjobban illeszkedő bolygóparamétereket (\mathcal{B}) úgy határozzuk meg, hogy vesszük a megfigyelés és a bolygó sablongörbéinek a különbségét, és az az így kapott reziduál szórását minimalizáljuk:

$$\mathcal{B} = \arg \min_{\tilde{B}_i} \left[\sum (u_{r,obs} - u_{r,sim,\tilde{B}_i})^2 \right]. \quad (5.1)$$

A következő lépés a hold legjobban illeszkedő paramétereinek (\mathcal{H}) a meghatározása. A megfigyelési adatok és a bolygó mintagörbéjéből kapott reziduál két dolgot tartalmaz még: a hold által okozott jelet és zajt. A hold fizikai jellemzőinek hangsúlyozásával megkapjuk a reziduálra legjobban illeszkedő hold mintagörbét, amely megadja a keresett hold becsült paramétereit:

$$\mathcal{H} = \arg \min_{\tilde{H}_i} \left[\sum (u_{r,obs} - u_{r,sim,\mathcal{B}} - u_{r,sim,\mathcal{B},\tilde{H}_i})^2 \right]. \quad (5.2)$$

Jelen formalizmussal szétválasztottuk azt a folyamatot, amellyel bolygó és a hold paramétereit megbecsülhetjük. A tesztek alátámasztották, hogy a módszer működik. Ez azért is lehetséges, mert hold megfigyelhető jelének nagysága a bolygó RM-effektusához képest nagyságrenddel kisebb. A bolygó paramétereit így az illesztés során olyan pontossággal határozhatóak meg, amely nem befolyásolja a megfelelő holdmodell kiválasztását a második lépésben.

5.3. A paraméterek illesztése és hibaanalízis

A bolygó paramétereinek a meghatározása után hat, ezektől független holdparamétert kell kiszámolni. A hatdimenziós paramétertér konfidenciahalmazát kétdimenziós síkokkal térképezzük fel, amelyből 15 esetet lehet összepárosítani. Legyen \mathcal{A}_{y_1,y_2} y_1 -nek és y_2 -nek a közös konfidenciahalmaza (értelmezési tartománya) az $\mathcal{Y} = y_1, y_2, \dots$ paramétertérben, ha

$$\int_{\mathcal{A}_{y_1,y_2}} \mathcal{P}(\text{obs}|\mathcal{Y})d\mathcal{Y} = \mathcal{C}, \quad (5.3)$$

ahol „obs” jelenti a hibákkal terhelt megfigyelési adatokat, \mathcal{C} a konfidenciaszint. A legkisebb konfidenciaintervallum adott \mathcal{C} konfidenciaszintnél egy bizonyos valószínűségnek felel meg, amely kísérletileg határozható meg. A $\mathcal{P}()$ valószínűség az illesztések szórásából számolható ki χ^2 statisztikát használva. A konfidenciaintervallum ezen definíciójával a paraméterek közötti összefüggések könnyen felismer-

hetők, mert az egymással korreláló paraméterek nagyban függenek egymástól az értelmezési tartományban. A jól rekonstruálható paraméternek egy szűk konfidenciaintervallumba kell esnie, és legfeljebb gyenge korrelációt kell mutatnia a többi paraméterrel szemben.

A bolygó fizikai jellemzőinek meghatározásához először különböző bolygómodelleket illesztettünk a megfigyelési adatokra, és vizsgáltuk, hogy mikor éri el minimumát a reziduál. Ebben a lépésben először 1000 véletlenszerű szimulált bolygófénygörbét állítottunk elő, hogy feltérképezzük a teljes paraméterhálót. Az illesztés minimumának elérése után immár egy szűkebb intervallumban újra generáltunk 10000 véletlenszerű sablongörbét, majd ismét figyeltük a minimum alakulását. Az utóbbi 10000 közül a 10 legjobban illeszkedő, közel azonos megoldást szolgáltatott, a reziduálok szórása közel azonos értéket vett fel, mutatva, hogy a paraméterhálót elegendően finomra osztottuk fel az illesztés során. A legjobban illeszkedő görbe paramétereit használtuk fel a holdmodell elkészítéséhez.

A következő lépésben másfél millió fedést szimuláltunk a holdmodell fénygörbéinek elkészítésére. A kezdeti paramétereket és a geometriát itt is véletlenszerűen állítottuk be. A holdillesztések során a fedések időbeli eltolása is megengedett volt, amely azt eredményezte, hogy a művelet során $2,7 \times 10^9$ (kétmilliárd-hétszázmillió) illesztést futtattunk le.

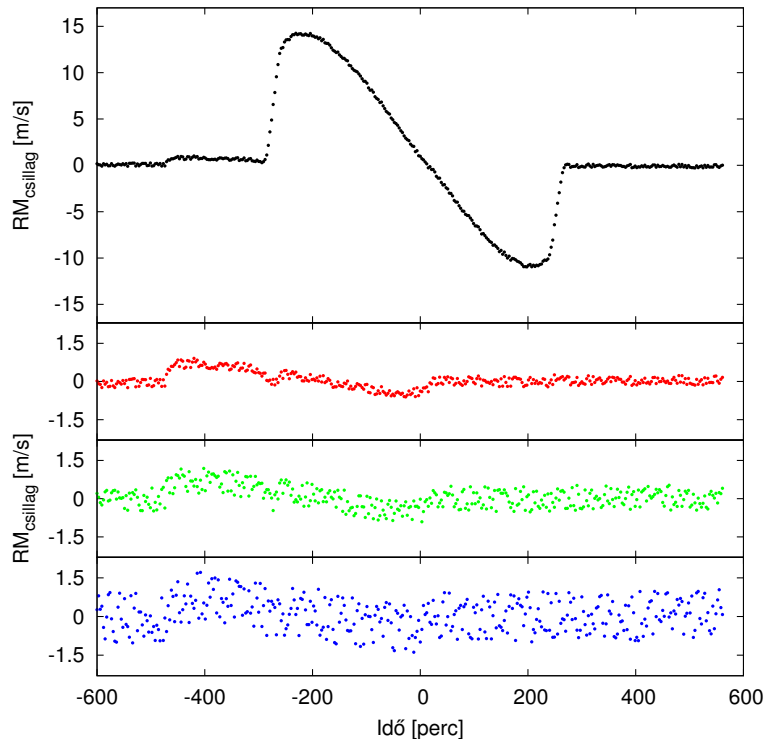
Az a likelihood, amely a 95 %-os konfidenciaintervallum-szintet határolja, kísérleti úton határozható meg. Ehhez 1000 szimulált megfigyelést készítettünk a rendszer pontos paramétereivel, a zajt mind az 1000 esetben minden mérési ponthoz véletlenszerűen adtuk hozzá („bootstrap” módszer). A legjobban illeszkedő bolygó, majd a pontos holdmodell levonásával kiszámoltuk az 1000 reziduál átlagát, majd ezek szórását. Ez jelen esetben nem más, mint a pontos holdmodell illeszkedésének a szórása. Az egzakt holdmodell illesztésének 95 %-os konfidenciaszinthez tartozó szórása 0,149, 0,313 és 0,609 m/s a különböző jel/zaj ($S/N_{\text{amplitúdó}} = 5,2,1$) amplitúdók esetén. Az $1,5 \times 10^6$ holdmodell paramétereinek illeszkedését párban ábrázolva képet kaptunk arról, hogy a hold fizikai tulajdonságait különböző minőségű adatok esetén, adott konfidenciaszintnél milyen pontosan lehet meghatározni. Emellett fény derült a fizikai jellemzők egymás közti elfajultságára is.

5.4. A szimulációban vizsgált modell

A megfigyelések feladata az, hogy felismerjük egy exohold létezését a rendelkezésre álló adatokban és megbecsüljük a rá jellemző fizikai paramétereket és azok hibáit. A következőkben egy szimulált, de ésszerű fizikai tulajdonságokkal jellemezhető

Fő szimuláció	Csillag	Bolygó	Hold
peremsötétedés (u)	0,65		
tömeg (m)	0,80 m_{Nap}	0,20 m_{Jupiter}	1 $m_{\text{Föld}}$
sugár (r)	0,83 r_{Nap}	0,40 r_{Jupiter}	1 $r_{\text{Föld}}$
forgási periódus ($p_{*,rot}$)	3,00 nap		
keringési periódus (p)		200 nap	5 nap
inklináció (i)		75°	60°
felszálló csomó (Ω)		0,°5	45°

5.2. táblázat. Transzitos rendszerünk főbb paramétereit.



5.2. ábra. A szimulált megfigyelés (legfelső ábra) és a hozzá tartozó reziduálok a bolygó illesztése után, három különböző minőségben (alsó ábrák lefelé: $S/N_{\text{amplitúdó}} = 5$ (piros), 2 (zöld), 1 (kék)).

fedési rendszert vetünk részletes elemzés alá, és meghatározzuk az égitestek azon paramétertartományait, amelyek eredményeként visszkapjuk a bolygó-hold páros által okozott fotometriai és RM-effektust. Célunk az, hogy megértsük azt, hogy melyek azok a holdparaméterek, amelyek a hold által okozott RM-effektusból meghatározhatóak, tekintet nélkül arra, hogy milyen módon számolható ki esetleg a

fotometriai mérésekből. Vizsgáljuk a fizikai jellemzők egymás közti korrelációját, elfajultságát és hibaanalízisét. A tranzit rendszerünk egy $0,8 m_{Nap}$ tömegű csillag körül keringő Uránusz-méretű bolygó, amely körül egy Föld-méretű hold kering (5.2 táblázat).

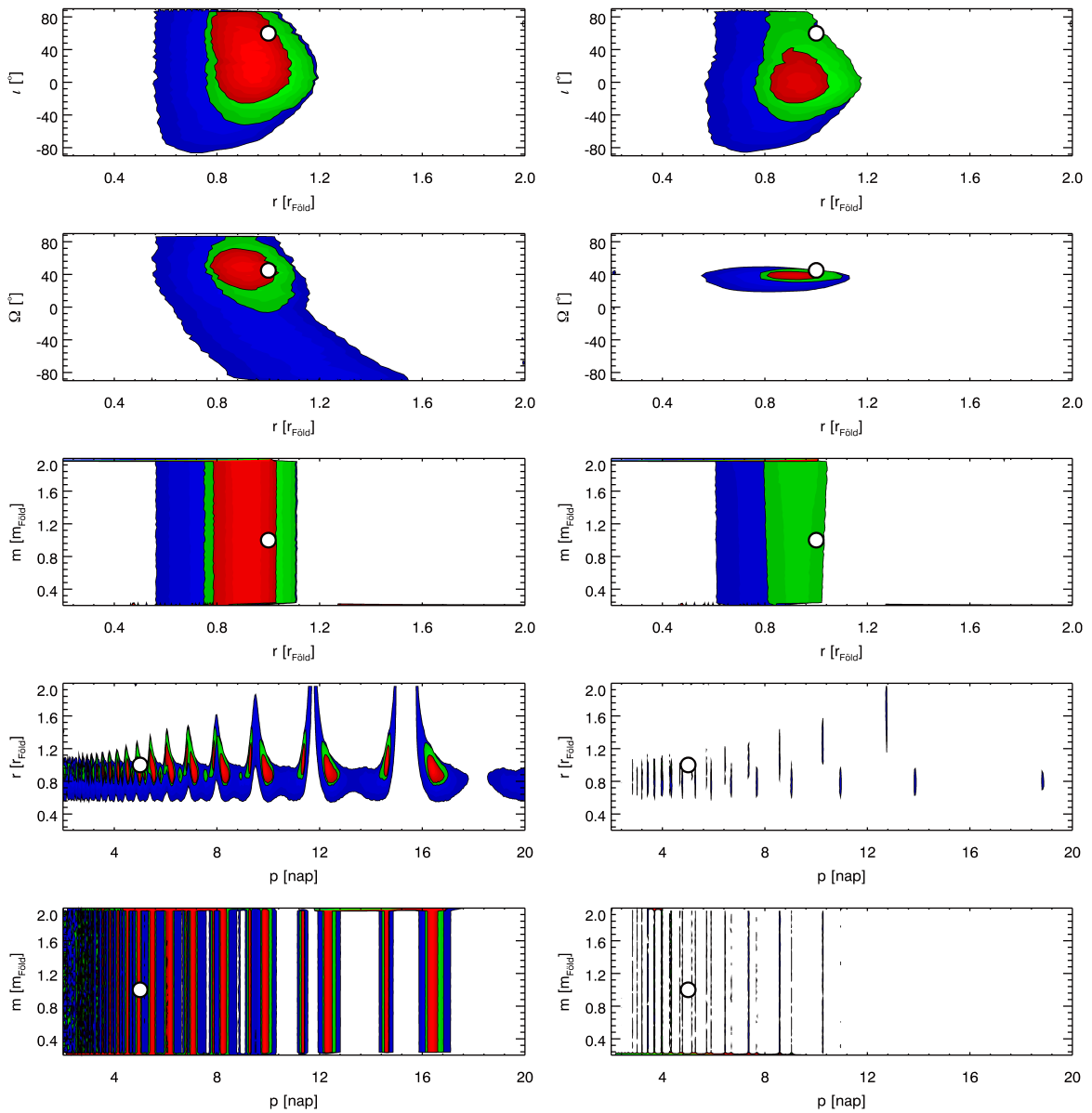
A 3 perces időközökkel egyenletesen mintavételezett RM-görbét három különböző nagyságú egyenletes zajjal terheltük (20, 50, 100 cm/s), hogy vizsgálni tudjunk több eltérő jel/zaj arányú eseteket is. Jelen esetben a hold 1 m/s-os amplitúdójú effektusa rakódott rá a bolygó RM-görbéjére, így a vizsgált három esetben a jel és a zaj amplitúdóinak aránya: 5, 2 és 1 (5.2 ábra).

5.5. A hold paramétereinek feltérképezése

A hold paraméterpárokra vonatkozó konfidenciaintervallumait az 5.3 és az 5.4 ábra mutatja. Az 5.3 ábrán láthatók azok a tartománypárok, amelyek a hold paramétereire a legmegbízhatóbb becslést adják. A legjobb eredmény a hold sugarára adódott, de kismértékben eltért attól a bemenő értéktől, amellyel a szimulációt végeztük. Ennek az a magyarázata, hogy a bolygó illesztésénél azt a megoldást fogadtunk el, amely a hold és a bolygó jelét tartalmazó görbére a legjobban illeszkedett és minimalizálta a reziduált. A bolygó becsült paraméterei ennél fogva nem pontosan adták vissza a tökéletes bolygómodellt, így levonásával a hold jelamplitúdója reziduálban lecsökkent, amely viszont szorosan összefügg a hold sugarával. A holdparaméterek kiszámításánál végig a legjobban illeszkedő bolygómodellt használtuk, így a hold méretének becsült értéke kicsivel elmaradt a valódi értéktől.

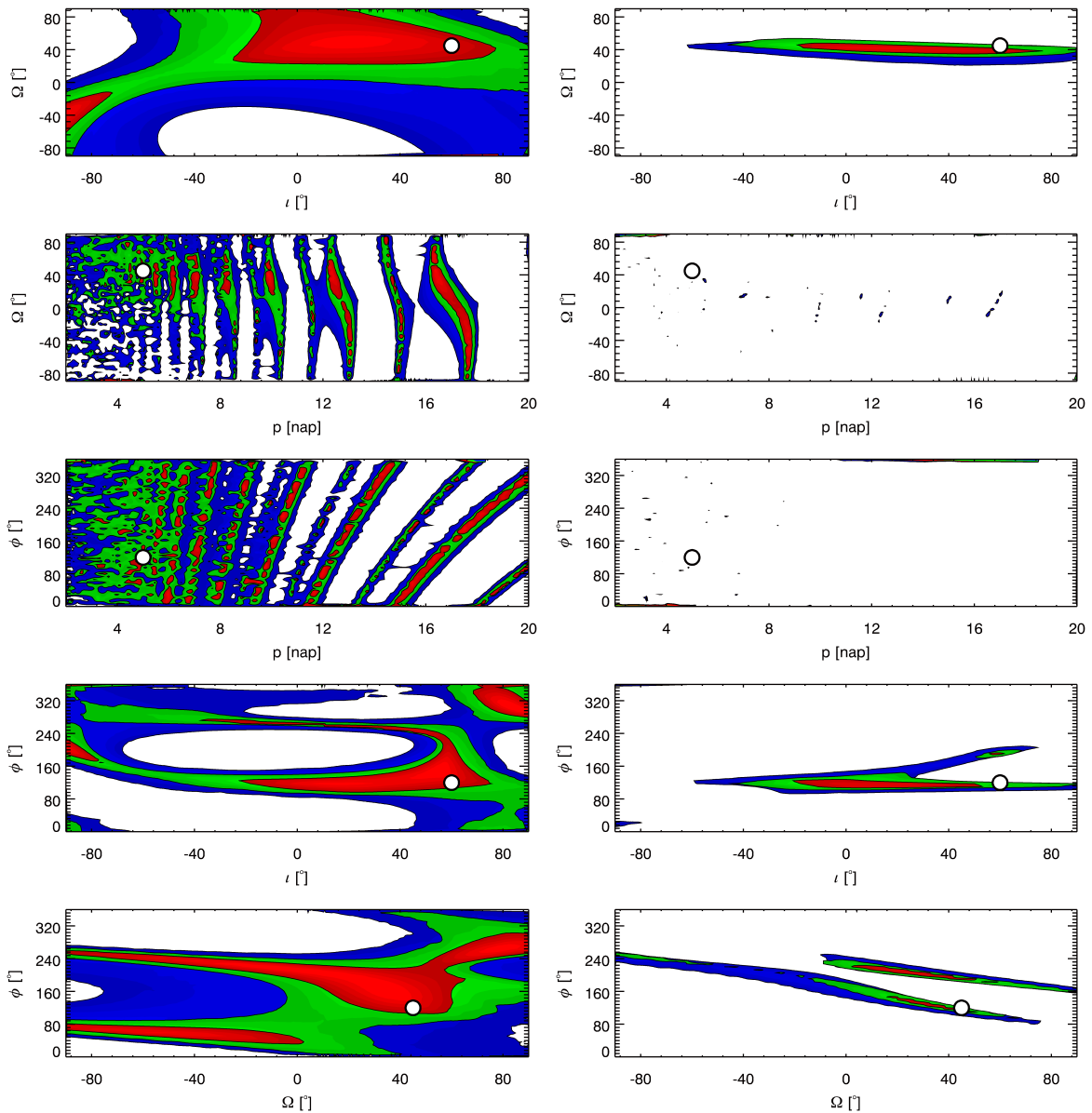
A sugár minden esetben jól reprodukálható és nem mutat erős elfajulást, habár az inklináció értékétől valamelyest függhet. A szélsőtétedés miatt ugyanis egy kisebb bolygó kisebb inklinációnál okoz ugyanakkora fényességcsökkenést, mint egy nagyobb bolygó nagyobb inklinációnál.

A holdpálya felszálló csomó hossza korrelációt mutat a hold sugarával (5.3 ábra 2. sor). Ha a sugár ismert, Ω értéke nagyon pontosan becsülhető. A harmadik és ötödik sor az 5.3 ábrán arról árulkodik, hogy semmilyen információ nem nyerhető ki a radiális sebesség-görbéből a hold tömegére, minden érték egyformán valószínű (a szimuláció intervallumán belül). Ebből arra a következtetésre jutunk, hogy magának a hold tömegnek az analízise teljesen kihagyható a hold paramétereinek a vizsgálatából, ugyanis rögzített sűrűség- vagy tömegértékkel számolva a hold többi paraméterére egyformán megbízható becslést kapunk. A negyedik és ötödik sor ugyanezen ábrán (5.3) a hold periódusára szolgáltat még némi információt. Az illesztett periódus hossza 2-10 nap közötti (a bemenő érték 5 nap).



5.3. ábra. A hold paramétereinek páronkénti konfidenciaintervallumai a helyes megoldás körül. A jobb és a bal oszlop közötti különbség szemlélteti azt az esetet, amikor a tranzitidőpont pontos ismeretében (például fotometriából) a becsült paraméterek jobban közelítik a tényleges megoldást (jobb oszlop). A színek a különböző jel/zaj amplitúdók konfidenciaintervallumait mutatják ($S/N_{\text{amplitúdó}}$: kék=1, zöld=2, piros=5), míg a nagy kör a szimulált holdtranzitok bemeneti paramétereinek értékeit jelenti (5.2 táblázat).

Az 5.4 ábra további eseteket mutat, ahol az elfajultság a jelentős. Elsősorban olyan pályaelempárok (ι, Ω, ϕ) konfidenciaintervallumai láthatóak, amelyek között erős összefüggés mutatkozik, így az elfogadható megoldások széles skálán mozognak. A periódus nem határozható meg pontosabban (második és harmadik sor) és

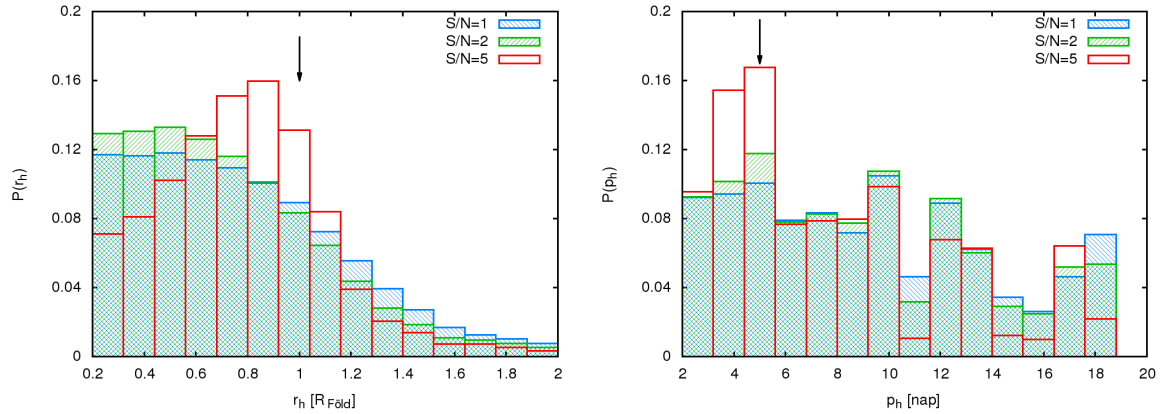


5.4. ábra. Az 5.3 ábra folytatása. ϕ a hold és a bolygó egymáshoz viszonyított térbeli pozícióját jelenti, azaz hold orbitális fázisa.

az ι -ra sincs semmilyen információnk, még abban az esetben sem, ha a fedés középidéjét ismerjük (első és negyedik sor). Ez alól Ω és ϕ kivétel, de csak abban az esetben, ha van némi információnk a tranzit időpontjáról (első és negyedik sor).

Habár a paraméterek pontos meghatározásának vannak korlátai, ez nem csökkenti drasztikusan a radiálissebesség-mérés jelentőségét az exoholdak felfedezésében. Jelen módszer jó kiegészíti a hold kimutatására használt fotometriai eszközöket, mint például a baricentrikus TTV-t, amelyből a tömeg megbecsülhető (Sartoretti és Schneider, 1999). A 4. fejezetben megmutattuk (Simon és mtsai., 2007), hogy a fotometriai TTV-ből a hold méretére elég pontos információt kaphatunk, de az korrelá-

cióban áll a sűrűséggel. Az RM-effektus vizsgálatával a tömegtől és sűrűségtől nem függő méretbecslést kaphatunk a holdra, amelyet kombinálva a fenti módszerekkel a hold sűrűsége közvetlenül becsülhető. Emellett nem elhanyagolható szempont az sem, hogy két különböző méréssel kapott holdsugár mennyire egyezik egymással.



5.5. ábra. A hold sugarának (r_h) és periódusának (p_h) poszterior valószínűségi eloszlása a periódus-sugár paraméterteréből. A három különböző eloszlás az 1, 2 és 5 jel/zaj arányú esetnek felel meg, ugyanolyan színezéssel, mint az 5.3 és 5.4 ábrákon. A nyilak a hold bemenő paraméterértékeit mutatják.

Az 5.5 ábra mutatja a hold sugarának és periódusának poszterior valószínűségi eloszlását a likelihood adatokból nyerve egyforma valószínűségeket feltéve a paraméterek értékeinek. A hold sugarára kapott eredmény a legnagyobb jel/zaj arányú esetben megfelelő, habár ugyanúgy egy kissé alulbecsült, mint ahogy az előző ábrák is mutatják. A periódusra most egy kicsivel több információt kaptunk, a legkisebb zaj esetén az eloszlás csúcsa a valódi periódust adja vissza. A zaj növekedésével az eloszlás szárnyai nagyobb súlyt kapnak, a sugár az egyre kisebb méretek felé tolódik el, a periódus azonban továbbra is a valódi értéket veszi fel.

5.6. Felső becslés az RM-effektusból kimutatható hold méretére

Az előzőekben egy $0,8 m_{Nap}$ tömegű fősorozati csillag körüli fedési exobolygó holdjának paraméterrekonstrukcióját hajtottuk végre. Általánosságban elmondható, hogy eredményünket nem befolyásolta, hogy a szimulációk alatt a csillag színeképosztálya K0 volt szoláris fémességet feltételezve, így használható más csillagok esetében is. Nagyobb méretű csillagoknál az effektus nagysága kisebb lesz, a fénygörbe alakja azonban nem változik, és a hibaterjedés is az 5.3 és 5.4 ábrákon látottakat

fogja követni. Következésképpen a paraméterek stabilitásának és az elfajulásnak a viselkedése is ugyanaz lesz. A módszer által legjobban meghatározható paraméter a hold sugara, és egyes esetekben a keringési periódusra is van némi információnk.

A korai színektípusú csillagok nagyobb sugarúak, így a hold által kitakart csillagkorong területe kisebb. A csillag és a hold méretaránya mellett RM-effektus v_{RM} félamplitúdóját a csillag rotációs sebessége, $v_{*,rot} \sin j$, is meghatározza a következőképpen:

$$v_{RM,h} \propto \left(\frac{r_h}{r_*}\right)^2 v_{*,rot} \sin j, \quad (5.4)$$

ahol r_h a hold sugara, r_* a csillag sugara. Tegyük fel, hogy $\sin j \approx 1$ olyan tranzitokra, amelyek mutatják az RM-effektust a radiálissebesség-görbében. Ekkor ha elhanyagoljuk a peremsötétedést, amely 20-40%-kal csökkentheti az RM-effektus amplitúdóját a csillagkorong intenzitásprofiljától függően, az 5.4 egyenletben a közelítő jel egyenlőségre cserélhető. Ha egyesítjük a bolygó és a hold effektusát, a fenti egyenlet így írható:

$$v_{RM,b+h} \propto \frac{r_b^2 + r_h^2}{r_*^2} v_{*,rot}. \quad (5.5)$$

A hold méretére akkor is tudunk felső becslést adni, ha az nem látható közvetlenül a RM-görbe reziduáljában. Ebben az esetben a hold jele rejtve marad a RM-görbében, azaz a görbe 3σ szórása jóval nagyobb, mint a hold effektusa:

$$3\sigma_{v_{*,rad}} > v_{RM,h} = \frac{r_h^2}{r_*^2} v_{*,rot}. \quad (5.6)$$

Átrendezve a fenti egyenletet és kifejezve a hold sugarát, kapjuk:

$$r_h < \sqrt{\frac{3\sigma_{v_{*,rad}}}{v_{*,rot}}} r_* \quad (5.7)$$

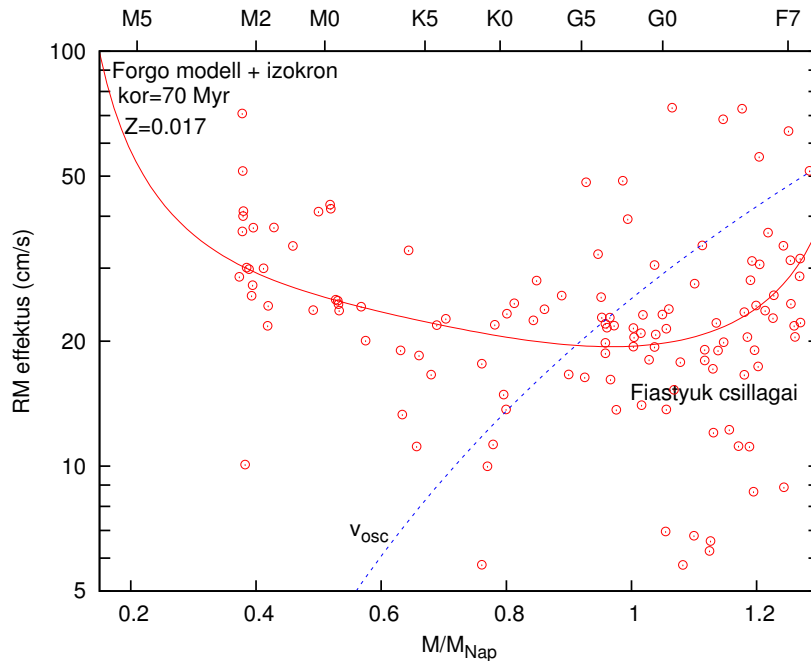
A mért RM-effektus nagyságára tegyük fel, hogy $v_{RM,b+h} \approx v_{RM,b} = r_b^2/r_*^2 v_{*,rot}$, és írjuk vissza $v_{*,rot}$ helyébe, amelynek eredményeként kapjuk a bolygó RM-effektusának ismeretében a hold 99,9%-os konfidenciaszinthez (3σ) tartozó becsült maximális méretét:

$$r_h < \sqrt{\frac{3\sigma_{v_{*,rad}}}{v_{RM,b}}} r_b. \quad (5.8)$$

5.7. Az exoholdak keresésének legjobb célpont csillagai

Milyen spektráltípusú csillagok a legjobb jelöltek ahhoz, hogy az RM-effektusból sikeresen kimutassunk egy exoholdat? Hogy a kérdést megválaszoljuk, számításokat végeztünk a Fiasztúk nyílthalmaz csillagaival. A vizsgálatokban minden csillag előtt egy Ganymedes-méretű hold haladt el centrálisan. A célunk az volt, hogy megjósoljuk a hold várható RM-effektusának nagyságát a csillagok tömegének függvényében.

A Plejádok csillagainak $B - V$ színindexét és a $v \sin j$ adatokat Queloz és mtsai. (1998) munkájából vettük. A csillagok tömegét és sugarát a $B - V$ színindexből számoltuk ki a legutóbbi Padova izokronok segítségével (Bertelli és mtsai., 2008), 70 millió éves kort és $Z=0,017$ fémességet véve (Boesgaard és Friel, 1990). Az RM-effektus félamplitúdóit az 5.4 egyenlet felhasználásával kaptuk, az eredményt az 5.6 ábra mutatja.



5.6. ábra. G, K és M törpék körül keringő, Ganymedes-méretű holdak RM-effektusának félamplitúdói. Folytonos vonal: Barnes (2007) rotációs modelljén és izokronjain alapuló empirikus modell. Körök: A Fiasztúk egyedi csillagai. A Nap típusú oszcillációk várható nagyságát a szaggatott vonal jelzi.

Ahhoz, hogy jobban megértsük az ábrát és a csillagok eloszlását, vizsgáljuk meg, milyen összefüggés van a fősorozati csillagok forgási periódusa és színindexe között

Barnes (2007) által használt formula alapján:

$$p_{*,rot} \propto (B - V - 0,4)^{0,601} t_*^{0,52} [d], \quad (5.9)$$

ahol t_* a csillag életkora. A formula szinguláris $B - V = 0,4$ értékénél, így csak F5-nél későbbi színképtípusú csillagokra érvényes. Hasonlóan az egyedi csillagokhoz, a tömeg és a sugár kiszámításához itt is a $B - V$ -t és az izokronokat használtuk. A keringési periódust $v_{*,rot} = 2\pi r_*/p_{*,rot}$ összefüggésből (élve a $\sin j = 1$ feltevéssel), az RM-effektus amplitúdóit az 5.4 egyenletből állapítottuk meg. Az eredményt az 5.6 ábra folytonos vonala mutatja. A számításokból arra a következtetésre jutottunk, hogy a legnagyobb esély a hold RM-effektusának a kimutatására $0,6-0,8 m_{Nap}$ tömegű csillagok esetében van. $1,2 m_{Nap}$ tömeg esetén ugyan az effektus nagyobb, de a tömeggel gyorsabban nőnek és hamar dominánssá válnak a csillagok aktivitásából vagy pulzációjából származó jelek.

5.8. Az RM-effektus használhatóságának korlátai

Az RM-effektust befolyásoló folyamatok két domináns forrásból származnak: (i) a konvekcióból származó rezegés (beleértve a konvekció által gerjesztett Nap típusú oszcillációkat is), valamint (ii) a csillag aktivitása miatt a forgásban fellépő modulációtól. Ebből a szempontból a fényesebb törpecsillagok, az öregebb, inaktív G és K törpék gyakorolják a legkisebb hatást RM-effektusra: van néhány olyan csillag, amelynek a rezegése kisebb 1 m/s -nál, míg átlagos $1-5 \text{ m/s}$ között van (Saar és mtsai., 2003; Wright, 2005; O’Toole és mtsai., 2008). Az F típusú csillagok rezegése már nagyobb (pl.: Procyon csillag vizsgálata Arentoft és mtsai. (2008) munkájában). A Nap típusú oszcillációkból származó rezegés a tömeg/fényesség relációval van kapcsolatban:

$$v_{*,osc} = \frac{L_*/L_{Nap}}{m_*/m_{Nap}} (23,4 \pm 1,4) \text{ cm/s} \quad (5.10)$$

(Kjeldsen és Bedding, 1995), értékeit az 5.6 ábrán láthatjuk szaggatott kék vonallal.

Mivel az M törpék fényesség/tömeg aránya nagyon kicsi, így a Nap típusú oszcillációk amplitúdója is kicsi, ezért biztató jelöltek lehetnek exoholdak keresésére. Habár ezek a csillagok halványak a vizuális tartományban, Bean és mtsai. (2009) olyan példával álltak elő, amelyben sikerült elérniük m/s -nál jobb sebességmérési pontosságot. A mérést infravörösben végezték a VLT (Very Large Telescope) CRIRES műszerével. Itt érdemes azonban megjegyezni, hogy a kései M törpecsillagok (M4 után) nagyobb forgási sebességet mutatnak, ami megnehezíti a nagyon pontos radiálissebesség-méréseket, mert a gyors forgás elmossa a spektrális jellemzőket

(Bouchy, Pepe és Queloz, 2001). Ennélfogva a legjobb jelöltek egy exohold felfedezésére K és korai M színképtípusú csillagok, amelyeknél a rotációs sebesség és a csillagaktivitás is legalacsonyabb (Jenkins és mtsai., 2009; Wright, 2005).

Nagyobb csillagaktivitás esetén sem teljesen reménytelen a helyzet, ahogy ezt Queloz és mtsai. (2009) illusztrálták munkájukban. Fourier-polinomok használatával távolították el a rotációs harmonikusokat, és ± 20 m/s és ± 5 m/s közötti pontosságot értek el a reziduálokban. Hasonló eredményre jutottak Triaud és mtsai. (2009) is.

A fentiekén túl segítségünkre lehet a műszerek pontosságának gyors fejlődése mellett még az is, hogy csillagokból származó jelek általában teljesen más időskálán jelennek meg, mint a bolygó-hold hatásai.

5.9. Összefoglalás

Exoholdak Rossiter–McLaughlin-effektuson történő detektálásának lehetőségeit az alábbi 4 pontban foglalhatjuk össze:

- Különböző fedési eseteket vizsgálva a hold által okozott RM-effektusokat három csoportba sorolhatjuk, amelyek más-más módon tanulmányozhatók. Jelen analízisben olyan bolygó-hold konfigurációkat vizsgáltunk, amelyek geometriája a fedés időtartama alatt nem változik jelentősen.
- Az RM-effektus inverziójában a különböző paraméterű holdmodellek illeszkedését vizsgáltuk, amelynek eredményeként a legpontosabban meghatározható holdparaméternek a sugarat kaptuk, míg a hold tömegére semmilyen információ nem nyerhető ki.
- A számításokat fotometriai mérésekkel kombinálva a hold sűrűségére közvetlen becslést adhatunk, és az egyes pályaelemekről is kapunk némi információt.
- A csillagok aktivitásából vagy pulzációjából származó jelek meghatározzák a módszer használhatóságának korlátait, így a potenciális célpontok az alacsony aktivitású K és korai M színképtípusú csillagok körül keringő rendszerek lehetnek.

6. fejezet

A szórási csúcs módszer analízise a tervezett üreszközök figyelembevételével¹

A fejezetben az előzőektől eltérő technikát mutatunk be, a hold jelenlétére utaló jeleket közvetlenül a fénygörbében keressük. A hold jelenlétével hatással van a fénygörbe menetére. A torzulás olyan kicsi, hogy egyedi fénygörbében a jelenlegi technikai eszközökkel nem mutatható ki. A fázisba tekert fénygörbék átlagolása nem hatékony megoldás, mert a jelentős mennyiségű rózsaszín zaj finom váltakozása is képes elmosni a holdtól származó fénygörbe-deformációkat. A megfelelő megoldás, ha a fázisba tekert fénygörbe szórásának helyi változását vizsgáljuk, így ki lehet mutatni egy potenciális hold jelenlétét. A módszer stabilitására jellemző a robusztus természete, maga a szórás értéke olyan méretű ablakban kerül meghatározásra, amely összehasonlítható a fedés idejével, vagy annál nagyobb.

A módszer alkalmazásánál nagyon fontos az adatok előfeldolgozása és az olyan effektusok kiszűrése, amelyek hold kicsiny jelét elmoshatják. A szórási csúcs módszerre kétféleképpen is tekinthetünk: olyan eszköz lehet,

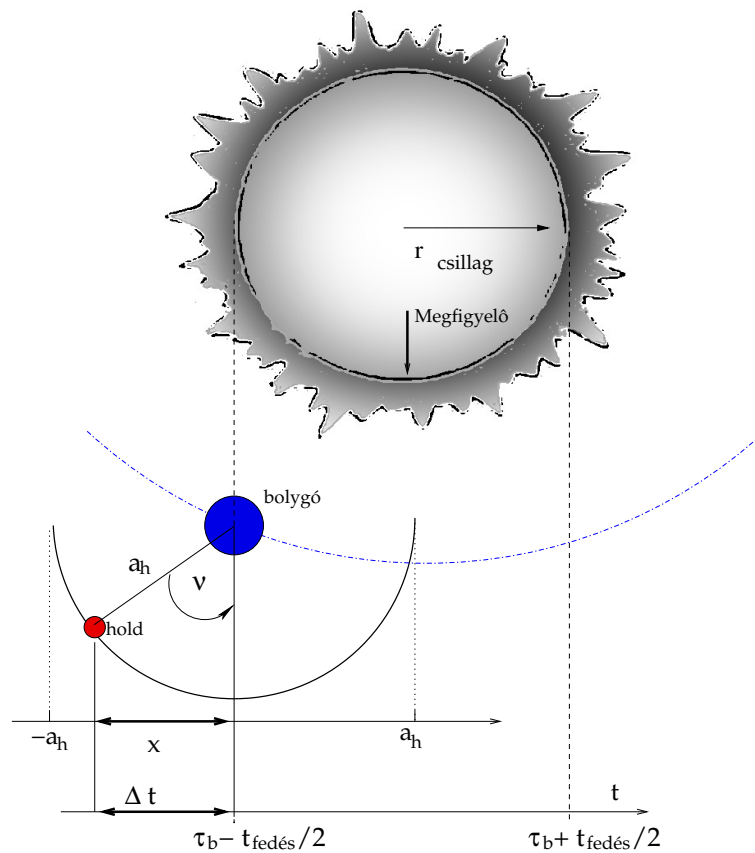
- amellyel gyorsan találhatunk olyan rendszereket, amelyeknél további részletesebb vizsgálatok szükségesek, illetve
- amellyel megerősíthetjük egy exohold jelenlétét, ha az a TTV és/vagy TDV analízisből már gyanítható.

¹Simon, Szabó, Kiss, Szatmáry, 2011

6.1. Az átlagolt fénygörbe egyszerűsített modellje

6.1.1. Az átlagolt fénygörbe holddal

A szórás csúcs megértéséhez tekintsünk egy egyszerűsített modellt, amelyet a 6.1 ábra szemléltet. A világos gondolatmenet érdekében olyan speciális konfigurációt választottunk, amely könnyen kezelhető analitikus úton is. Az általános esetet a numerikus szimulációkban tárgyaljuk.



6.1. ábra. A csillag-bolygó-hold tranzit geometriája.
Nem méretarányos ábra.

Tegyük fel, hogy a hold körpályán kering és a keringési ideje akkora, hogy a bolygó-hold konfiguráció nem változik a fedés ideje alatt, de az egyes tranzitok esetén más-más pozícióban tűnik fel a bolygóhoz képest. A hold fénygömbjére gyakorolt hatásáról annyi előismeretünk van, hogy az hasonló alakú a bolygóéhoz, csak annál kisebb mélységű.

Legyen $g(x)$ a hold vetített helyzetének, x -nek sűrűségfüggvénye. Itt $x := a_h \sin \nu$, ahol a_h a hold fél nagytengelye, ν az anomália (6.1 ábra). Mivel a pálya kör alakú, ν egyenletes eloszlást követ. Legyen $G(\nu) = q(\nu' > \nu)$ és $G(x) = q(x' > x)$ kumulatív

eloszlása ugyanannak a pozíciónak ν és x függvényében (q a valószínűség, ν' és x' futó paraméterek). Mivel ν egyenletes eloszlású

$$\frac{G(\nu)}{d\nu} = \frac{1}{\pi} \quad (6.1)$$

ahol ν a $[-\pi/2, \pi/2]$ intervallum egy elemét reprezentálja. Az egyszerűség kedvéért a_h -t egységnyi nagyságúnak véve ($x_h = \sin \nu$) x_h -nak a következő lesz a differenciálja: $dx_h = \cos \nu d\nu$. Felhasználva, hogy $\cos \nu = \sqrt{1 - x_h^2}$ és $d\nu = dx_h / \sqrt{1 - x_h^2}$, majd visszahelyettesítve a következő eredményre jutunk:

$$\frac{dG(\nu)}{dx_h} = \frac{1}{\pi \sqrt{1 - x_h^2}} \quad (6.2)$$

Az egyenletet visszaírva sűrűségfüggvényre és elhagyva az egységnyi sugár feltevésünket, kapjuk:

$$dg(x)dx \propto \frac{1}{\sqrt{a_h^2 - x^2}} dx. \quad (6.3)$$

A bolygó körül keringő hold projektált pozíciója tehát $1/\sqrt{a_h^2 - x^2}$ eloszlást követ.

A hold fedési fénygörbéje és átlagolt fénygörbe is az idő függvénye, ezért $g(x)dx$ sűrűségfüggvényt is át kell írni időfüggő változatra. Ha a hold vetületi vett pozíciója x a bolygótól mérve, akkor a hold és a bolygó fedésének időpontja között x/v_b idő telik el, ahol v_b a bolygó keringési sebessége a csillag körül. A megfelelő transzformáció így a távolság és idő között: $\Delta t = x/v_b$. A hold és a bolygó egymáshoz viszonyított tranzitideje $\Delta t = t - \tau_b$, ahol τ_b a bolygó fedésének ideje. Ezzel a jelölésmóddal a hold tranzitidőpontjainak az eloszlása a következő lesz:

$$g(\Delta t)dt \propto \frac{1}{\sqrt{(a_h/v_b)^2 - (\Delta t)^2}} dt. \quad (6.4)$$

Minden esetben, amikor a holdat megfigyeljük az egyedi fénygörbében, a fluxus a fedés alatt a bolygó τ_b időpontjában lévő fénygörbéjének és a hold $\tau_b + \Delta t$ időpontjában lévő fénygörbéjének az összege lesz. Az egyedi események fénygörbéje a fénygörbének és két különböző súllyal vett Dirac-delta-függvénynek a konvolúciója lesz, ahol a súlyok reprezentálják a bolygót és a holdat, τ_b és $\tau_b + \Delta t$ időpontban. Ahhoz, hogy számos esemény átlagos fénygörbéjét megkapjuk, az összes lehetséges ν értékét figyelembe kell venni. Ebben a lépésben a bolygó komponensét levonva, a reziduálban egyedül csak a holdtól származó jel marad vissza. Mivel sok eseményt átlagoltunk, és a holdat képviselő egyedi Dirac-delta-függvények $g(\Delta t)$ eloszlást követnek, így Dirac-delta-függvények összegzése lecserélhető $g(\Delta t)$ általi konvolúcióra. Következésképpen, a holdtól származó $lc_h(\Delta t)$ fénygörbekomponensek átlaga a következő lesz:

$$\overline{lc_h(\Delta t)} = g(\Delta t) \otimes lc(\Delta t), \quad (6.5)$$

ahol \otimes jelenti magát a konvolúciót.

6.1.2. A szórási csúcs

A hold jelenléte egy adott Δt időpontban a 6.4 egyenletben definiált eloszlást követi. Feltéve, hogy a hold valóban ismert egy adott pozícióban, a holdhoz tartozó fénygörbekomponensek is ($lc_h(\Delta t)$) ismertek lesznek. Ez az eloszlás általános esetben multinomiális eloszlást követ, amelynek az alakja nem triviális (például, ha a tranzitparaméterek olyanok, hogy a belépő-kilépő fázis sekélyebb/mélyebb, több/kevesebb annak az esélye, hogy detektáljuk a hold által kitakart fényt). Természetesen a szimuláció könnyen kezelhető paraméterektől függő eloszlásokkal, de az elméleti vázhoz sokkal okosabb dolog egy nagyon egyszerű fénygörbét használni: elegendő, ha egy kétparaméterű, $t_{fedés}$ időtartamú és Δm_h mélységű dobozt tekintünk.

A fenti gondolatmenetet követve a hold által kitakart fény egy általános t időpontban egyenlő lesz Δm_h -val, ha a hold pozíciója kisebb, mint $t_{fedés}$ (azaz $|\Delta t - \tilde{t}| < \frac{t_{fedés}}{2}$) és nulla mindegy egyéb helyen. Így, ismerve a hold eloszlását, alkalmazva a relatív pozíciókra, a hold P valószínűséggel takarja ki a csillag Δm_h fényét egy \tilde{t} időpontban. Konvolúcióval kifejezve:

$$P(\Delta t) = \int_{\tilde{t} - \frac{t_{fedés}}{2}}^{\tilde{t} + \frac{t_{fedés}}{2}} g(\Delta t) d\tilde{t} \equiv g(\Delta t) \otimes I(|\Delta t - \tilde{t}| < \frac{t_{fedés}}{2}) \quad (6.6)$$

Itt $I(C)$ jelenti azt az egységfüggvényt, ami 1 értékű, ha C igaz és minden más esetben 0. Ezzel a formalizmussal a holdtól származó fénygörbekomponensek binomiális eloszlást fognak követni. A fénygörbe szórásának helyi ingadozásait pedig a binomiális eloszlás szórásával tudjuk becsülni:

$$rms = \Delta m_h \sqrt{P(1 - P)}, \quad (6.7)$$

ami a hold fedési fénygörbéjének szórásgörbéjét jelenti, ahol Δm_h a hold által kitakart fény várható értékét mutatja.

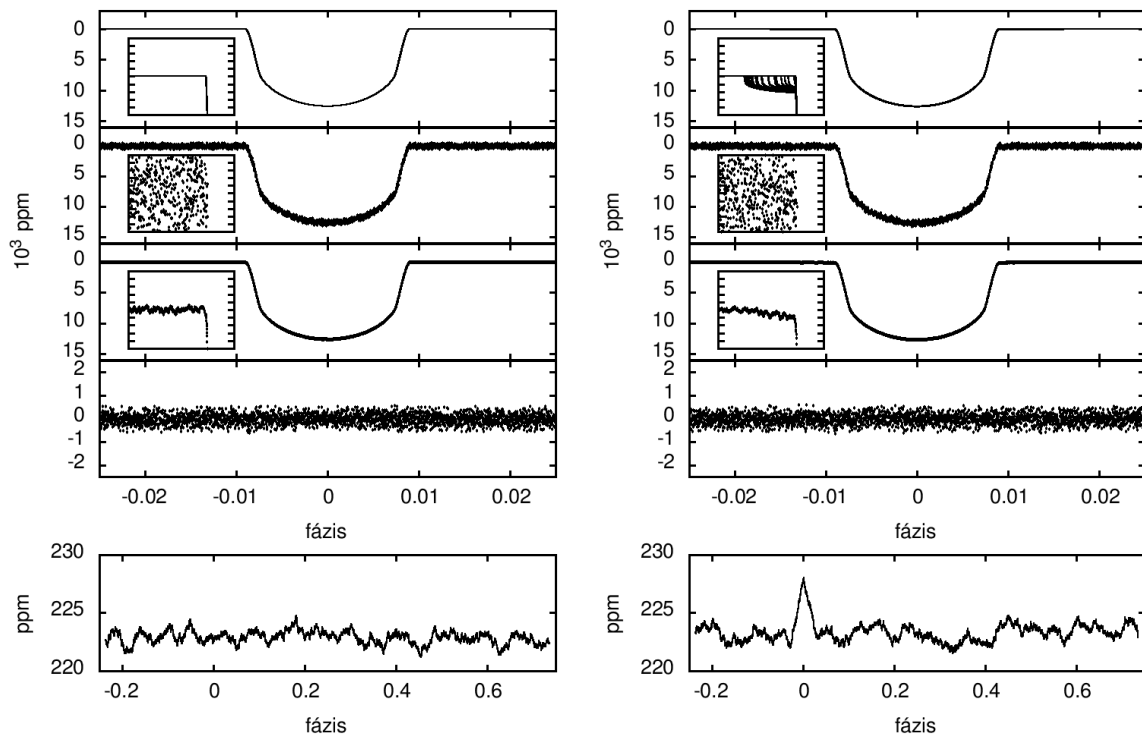
Mivel a szórás precíz megméréséhez sok pont vizsgálatára van szükség, a gyakorlatban a fénygörbe szórását egy nagyon széles ablak segítségével számoljuk ki. Ezt a folyamatot úgy írhatjuk le, mint egy konvolúciós kernel hatását a lokális szórás értékeire, amelynek eredményeképpen a szórásgörbe alakja egy egyszerű csúcs formára redukálódik, amely a tranzit időpontja körül helyezkedik el. Ez a szórási csúcs utal a rendszerbeli hold jelenlétére.

6.2. Szimulációk leírása

A realiztikus szimulációinkat a 3. fejezetben leírt programunk segítségével végeztük. A lefuttatott tesztekkel az exoholdak felfedezésének valószínűségét vizsgáltuk különböző fotometriai pontosságú mérések esetén. Az analízis során olyan statisztikai fogalmakat hívtunk segítségül, mint a szórásgörbe, illetve a szórás szórása. Mivel a statisztikai változók értéke erősen fluktuál, a meggyőző eredmények érdekében a mért tranzitok darabszámának 100-nak vagy annál nagyobbak kell lennie. Ezt figyelembe véve olyan adatsort állítottunk elő, amelyben 109 darab egyedi fedés figyelhető meg. A folytonos adatsorokat elsősorban az űrtávcsöves megfigyelések fogják majd szolgáltatni (pl. Kepler), amelyek időtartama 3-5 év közé tehető. Ez az időtartam így 10-20 napra korlátozza azon bolygók periódusát, amelyek körül érdemes exoholdat keresni. Így, 3 éves működési időtartamot feltételezve, 10 napos keringési periódusú bolygó-hold rendszer esetén kapjuk a 109 fedésből álló adatsorunkat, ezért választottuk a rendszerünk periódusát épp ennyinek. Az ismert fedési exobolygó periódusa is hasonló képet mutat, a legtöbbjüknek ebbe a nagyságrendbe esik a keringési ideje. Jelen módszer esetében azonban nem is a keringési periódus a fontos, hanem a megfigyelhető tranzitok elegendően nagy száma az, ami elengedhetetlen a pontos analízishez. Emellett szükség van a hold nélküli, a megfigyelési adatokkal megegyező hosszúságú adatsorra is. Ez fogja képviselni a nulla jelet, és referenciául szolgál annak a kérdésnek az eldöntésében, hogy a hold detektálását szignifikánsnak mondhatjuk-e.

Csillagunknak a Nappal megegyező tulajdonságokat adtunk, a bolygónk $0,7 m_{Jupiter}$ tömegű és $1,0 r_{Jupiter}$ sugarú forró jupiter volt. Pályája kör alakú, $a_b = 0,09$ CS.E.; a Föld típusú hold a Hill-sugár 82%-nál keringett, $a_h = 6,84 \times 10^5$ km, szintén körpályán. A hold periódusa, $p_h = 4,3$ nap volt. Jelen konfigurációban a bolygó és a hold periódusa nem állt rezonanciában egymással. A szimulációkban a hold a bolygó körül keringett (a hold tömegéből eredő TTV és TDV effektus kizárása miatt, lásd. 6.3.1 alfejezet), és mivel mindkettőjük inklinációjának értéke 90° -ra volt beállítva, a kölcsönös fedések is figyelembe voltak véve. Egy ilyen rendszer adatfeldolgozási folyamatát szemlélteti a 6.2 ábra.

A tesztekben négy különböző minőségű fénygörbében vizsgáltuk a hold hatását. Földi megfigyelések (GB) szimulációja esetén a fénygörbe pontjai 178 másodperces mintavételezési intervallummal követik egymást, az elérhető legnagyobb pontosság pedig 0,23 millimagnitúdó volt a pontok szórására (0,7 millimagnitúdó hiba, amelyet Southworth és mtsai. 2010-ben értek). A Kepler-űrtávcső által szolgáltatott pontosságot egy hosszú (LC) és egy rövid (SC) mintavételezésű adatsorral



6.2. ábra. $1 r_{Jupiter}$ méretű bolygó 109 fedést tartalmazó szimulált adatsora Kepler SC mintavételezési sűrűséggel és zajjal. Bal oszlop: szimuláció hold nélkül. Jobb oszlop: szimuláció $1 r_{Föld}$ méretű holddal. Minden sorban a bemenő fénygörbe, a zajjal terhelt fénygörbe, a mozgó medián átlag, a reziduál görbe és a szórásgörbe látható fázisba tekerve. A kis beillesztéseken a hold bal oldali belépő fázisát ábrázoltuk, a lépésköz 50 ppm.

vettük figyelembe úgy, hogy a zajt állandó fényességű csillag görbájéből nyertük „bootstrap” módszert alkalmazva. A jövő űrtávcsövei által elérhető adatminőséget az ESA által tervezett PLATO űrtávcsövével elérhető pontosságú adatsorral reprezentáltuk. Itt a mintavételezési időköz 25,13 másodperc volt 0,12 millimagnitúdós pontosság mellett (Catala és mtsai., 2011). Végeredményben 5 különböző méretű holddal 20+1 különböző fénygörbét elemeztünk: 0,5-1,0 $r_{Föld}$ méretű holdakat vizsgáltuk a földi, az SC és LC adatokban, 0,5-1,0 $r_{Föld}$ méretűt pedig a PLATO minőségű adatokban.

6.3. Megfigyelési stratégia

A holdak biztos detektálásához az adatok feldolgozásában négy, egymástól jól elkülöníthető lépésre van szükség. Az előfeldolgozás után a kiértékeléshez szükséges

paramétereiket finomhangolni kell, majd elvégezve az adatok elemzését, a szórási csúcsról kell eldönteni, hogy szignifikáns értéket mutat-e. A következő négy alfejezetben ezen lépéseket tárgyaljuk részletesebben, míg az ötödik alfejezetben kitérünk az eltérő minőségű adatok megfelelő kezelésére.

6.3.1. Fénygörbék centrálása

Az előfeldolgozás folyamatával el kell érni, hogy a tranzitok a lehető legpontosabban fedjék egymást a fázisba tekerés alkalmával. Két fontos effektus zavarhatja meg a pontos egymásra illeszkedést: a TTV és a TDV effektus. Ezek származhatnak olyan forrásokból is, amelyeknek semmi köze a hold jelenlétéhez (például egy perturbáló másik bolygó), de a fénygörbében ugyanúgy okozhatják a szórási csúcs kiemelkedését, mint a hold. Ahhoz, hogy ezeket megfelelően eltávolítsuk, a fedések időpontjait oly módon kell az időben eltolni, hogy a TTV-effektus kinullázódjon. TDV esetében magának a tranzit idejének a hosszát kell nyújtani/zsugorítani a fotometriai pontok idejének átskálázásával. Ha az effektusok eltávolítása után a szórási csúcs még mindig szignifikáns értéket vesz fel, akkor ez bizonyíték lehet arra nézve, hogy a fedésben vagy a fedés környezetében még mindig történik olyan változás, amely a fent említett forrásoktól különbözik. Ilyen esemény lehet, amikor egy magányos bolygó a tranzit ideje alatt elfed egy csillagfoltot. Az ilyen és ehhez hasonló folyamatok általában szisztematikus fénygörbeváltozásokban mutatkoznak meg, így ezek modellezésére van szükség a szórási csúcs kiértékelése előtt. Mindamellet, hogy számos olyan hold nélküli folyamat van, amely a szórási csúcs kiemelkedéséhez vezet, a fedések centrálásával és az ismert folyamatok modellezésével ezek az effektusok kizárhatóak, így az összes lépés közül az előfeldolgozás pontos elvégzése a legfontosabb feladat.

Az elvégzett tesztekben a hold tömege miatt fellépő TTV és TDV effektus hatását nullára csökkentettük azzal, hogy nullának állítottuk be a szimulációban. A szimulációkban így minden effektus csak magától a hold fotometriai hatásaitól származott.

6.3.2. Az átlagoló ablak nagysága

A következő lépésben a „fázisba” tekert fénygörbének a mozgó mediánját kell elkészíteni. Ehhez szükségünk van egy mozgó ablakra, amelynek a nagyságát kellő elővigyázatossággal kell megállapítani. Ha túl kicsi ablakot veszünk, túl kevés pontot átlagolunk. Ez azt eredményezi, hogy nem tudjuk kellő pontossággal kiszámolni a fázisgörbe és az átlaggörbe különbségéből adódó reziduált, valamint annak szó-

rását, az eredmények túl zajosak lesznek. Másfelől, túl nagy ablak esetén túl nagy részt átlagolunk a fénygörbéből, így az átlaggörbénk elmosott alakja különbözni fog a valódi mért fénygörbétől. Ez hamis szórási csúcsokat eredményez. Emellett az ablak mérete még függ a mintavételezés időtartamától és a bolygó paramétereitől is. Az ablak méretének a megbecslését minden esetben úgy kell elvégezni, hogy nagyszámú, a bolygó paramétereivel megegyező szimulált fénygörbét állítunk elő, ugyanolyan mintavételt és zajt használva, mint az eredeti mérési adatainknak voltak. Ezek után vesszük a legnagyobb olyan ablakot, amely még nem állít elő valótlan szórási csúcsot a hold nélküli adatsorban. A valódi mért adatokon ezt a méretű ablakot használjuk az átlagolt fénygörbénk előállításához.

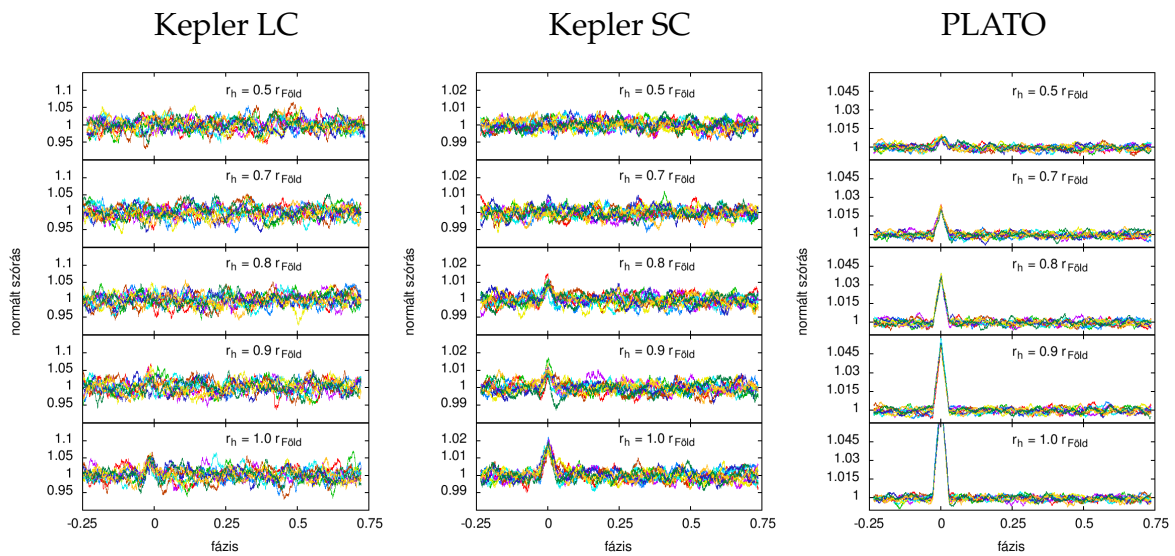
6.3.3. Kiértékelés

Esetünkben az optimális ablak hosszak 25, 249, 749 és 1749 pontból álltak az LC, a GB, az SC és a PLATO adatokra. A mintavételi sűrűségtől függetlenül, a megfelelő hosszúság tehát kb. 400 másodperc, amely a bolygó keringési periódusának 2200-ad része. Ennél nagyobb ablak túlságosan elmossa a fedések alakját, túl kicsi meg túl zajossá teszi az átlagolt görbét (6.2 ábra 3. sor).

A mozgó medián használata elengedhetetlen, hogy az esetleges kilógó pontok ne húzzák el az átlagolást rossz irányba. Ilyen adateloszlás (Gauss-zaj torzított vállakkal) mellett a medián átlagolás sokkal stabilabb a hagyományos értelemben vett átlagnál (Lupton, 1995). Ezt alátámasztva, elvégeztük a hagyományos értelemben vett átlag és a medián összehasonlítását egy teszt adatsoron. Eredményül a medián átlagolás valóban stabilabbnak bizonyult, főleg az átlagoló ablak hosszára nézve.

A következő lépés a mozgó medián átlagolt fénygörbe levonása a megfigyelésekből, amelynek eredményeként a fénygörbe reziduálját kapjuk meg, ami nem más, mint a magának a fénygörbének a szórása, benne a hold jelével. A szórási csúcs már jelen van az adatsorban, de azt annak zajossága miatt lehetetlen felismerni. Ehhez egy újabb simítás szükséges, a szükséges ablakok méretét a fentiekben leírtakhoz hasonlóan, kísérleti úton határozzuk meg. Esetünkben az ablakok 1499, 14999, 44777 és 104999 pontból álltak az LC, GB, SC és a PLATO adataira, amely 1,3-szeres hosszát jelenti a fedés időtartamának. Az ablak nagyságának azért kell a tranzit időtartamával egybe esnie, vagy annál nagyobbak lennie, hogy érzékeny legyen mind a belépő, mind a kilépő hold hatására, amelyek közvetlenül a bolygó fedése előtt illetve után következnek be a konfigurációtól függően.

Az ablakokban meghatározzuk a szórás értékeit, amelynek eredményeként létrejön a szórásgörbe. Hold jelenléte esetén fedés időpontjában, illetve annak környezetében egy jól definiált csúcs tűnik fel, amely maga a szórási csúcs. A csúcs



6.3. ábra. Hold fedéséből származó normált szórási csúcsok különböző minőségű adatok és holdsugarak mellett. Minden sorban 10 szórásgörbe látható a Kepler hosszú (LC) és rövid (SC) mintavételezésű, valamint a PLATO leendő adatainak szimulációjával. A sorok fentről lefelé 0,5, 0,7, 0,8, 0,9 és 1,0 $r_{Föld}$ méretű hold hatásait mutatják (a bolygó 1,0 $r_{Jupiter}$ sugarú).

nagyságának értéke fejezi ki, hogy a fénygörbe szórását mennyire szignifikánsan emelik meg a benne található torzulások. A szórási csúcs nagysága a hold méretével emelkedik, de nagyban függ az adatsor minőségétől is. A 6.3 ábrán szimulációk sorozatát láthatjuk különböző adatminőség és fentről lefelé növekvő holdméretek mellett. Az ábra azt sugallja, hogy a szórási csúcs módszer segítségével olyan nagy méretű holdakat, mint a Földünk már elég nagy valószínűséggel detektálni tudunk közvetlenül a fénygörbe vizsgálatával.

6.3.4. FAP (False Alarm Probability) analízis

A végső lépésben azt kell eldöntenünk, hogy a szórási csúcs elegendően magasra emelkedik-e ki a szórásgörbéből. Hold nélküli esetekben szimplán a numerikus fluktuációk is okozhatják a szórási csúcs véletlenszerű kiemelkedését. Egy meggyőzően magas csúcs olyan értéket jelent, amely csak nagyon ritka esetben származik véletlenszerű fluktuációktól, azaz a hamis detektálási valószínűség (FAP) nagyon kicsi, a detektálás tisztaságának ($1 - \text{FAP}$) értéke közel 1.

A legáltalánosabb stratégia ennek eldöntésére, ha megfigyeljük, hogy a szórási csúcs mikor halad meg egy előre beállított szintet a tranzit idejének közelében, azaz mikor múlja felül szignifikánsan a helyi szórás értéke azt az értéket, amelyet az

átlagos szórás plusz az átlagos szórás szórásának néhányszorosa definiál. Ekkor valóban a szórás megemelkedését látjuk és nem egyszerűen numerikus fluktuációnak a véletlenszerű kiemelkedését. Kisebb küszöbszint vételekor a módszer érzékenysége megnő, kisebb lesz felfedezhető hold mérete, de a több detektálás mellett a hamis detektálások száma jelentősen megnövekszik, kisebb arányban kapunk ténylegesen valós eseménytől származó jelet. A tiszta detektálás és az érzékenység közötti egyensúlyozással beállítható a legalacsonyabb, de még megfelelő küszöbszint. Az $1 - \text{FAP}$ értékének kiszámításához először meghatároztuk, hogy hány ezrelék esetben tolerálunk hamis detektálásokat. 1000 darab hold nélküli szimulált adatsort értékeltünk ki megvizsgálva azt, hogy a nulla jelet tartalmazó szórásgörbékben különböző szignifikanciaszinteknél hány olyan eset merül fel, amikor véletlen fluktuációk miatt kapunk csúcsokat. Az eredményekből a nagyobb tisztaságú detektáláshoz tartozó küszöbértékének kiválasztása jelenti azt, hogy az észlelésből kapott szórási csúcsok nagyobb hányada lesz tényleges jeltől származó detektálás. Ha a megfigyelt szórási csúcs meghaladja ezt a kiválasztott küszöbszintet, a detektálást valószínűnek ismerjük el.

6.3.5. Nem homogén adatok esete

A módszer egy módosított változata, amikor az egyszerű ablakos átlagolás helyett a reziduál fotometriai pontjainak megfelelő súlyozásával élünk. Ez akkor szükséges, ha adataink különböző forrásból származnak, így az adatsorunk nem lesz homogén. Az egyszerű ablakos simításnál a szórás várható értékét az alábbi formula adja:

$$\text{szórás}_{\text{ablak}} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{\forall i \text{ ablak}} s_i^2}, \quad (6.8)$$

ahol s_i a reziduál pontjai az ablakban, N az adatpontok darabszáma.

Ha a különböző fotometriai pontok különböző hibával terhelték, a fenti egyenletben a fotometriai pontokat a megfelelő hibákkal súlyozni kell. Ebben az esetben a szórás értékét a következőképpen becsüljük:

$$\text{szórás}_{\text{ablak}} = \sqrt{\left(\sum_{\forall i \text{ ablak}} \frac{1}{\sigma_i^2} \right)^{-1} \sum_{\forall i \text{ ablak}} \frac{s_i^2}{\sigma_i^2}}, \quad (6.9)$$

ahol σ_i az i -edik ponthoz tartozó hiba. Habár a 6.9 egyenlet arányos azzal a statisztikával, amelyet a χ^2 eloszlással tesztelnek, a súlyozott átlag nem paraméteres kiértékelésével a valóságot jobban közelítő eredményre jutunk. Ez azért lehetséges, mert a χ^2 eloszlás felteszi, hogy az adatpontjaink normál eloszlást követnek, ami

általánosan nem igaz. Ez a helytelen feltevés hamis detektáláshoz vezethet, vagy könnyen elmoshatja azt a kicsiny jelet a fénygörbében, amit éppen keresünk.

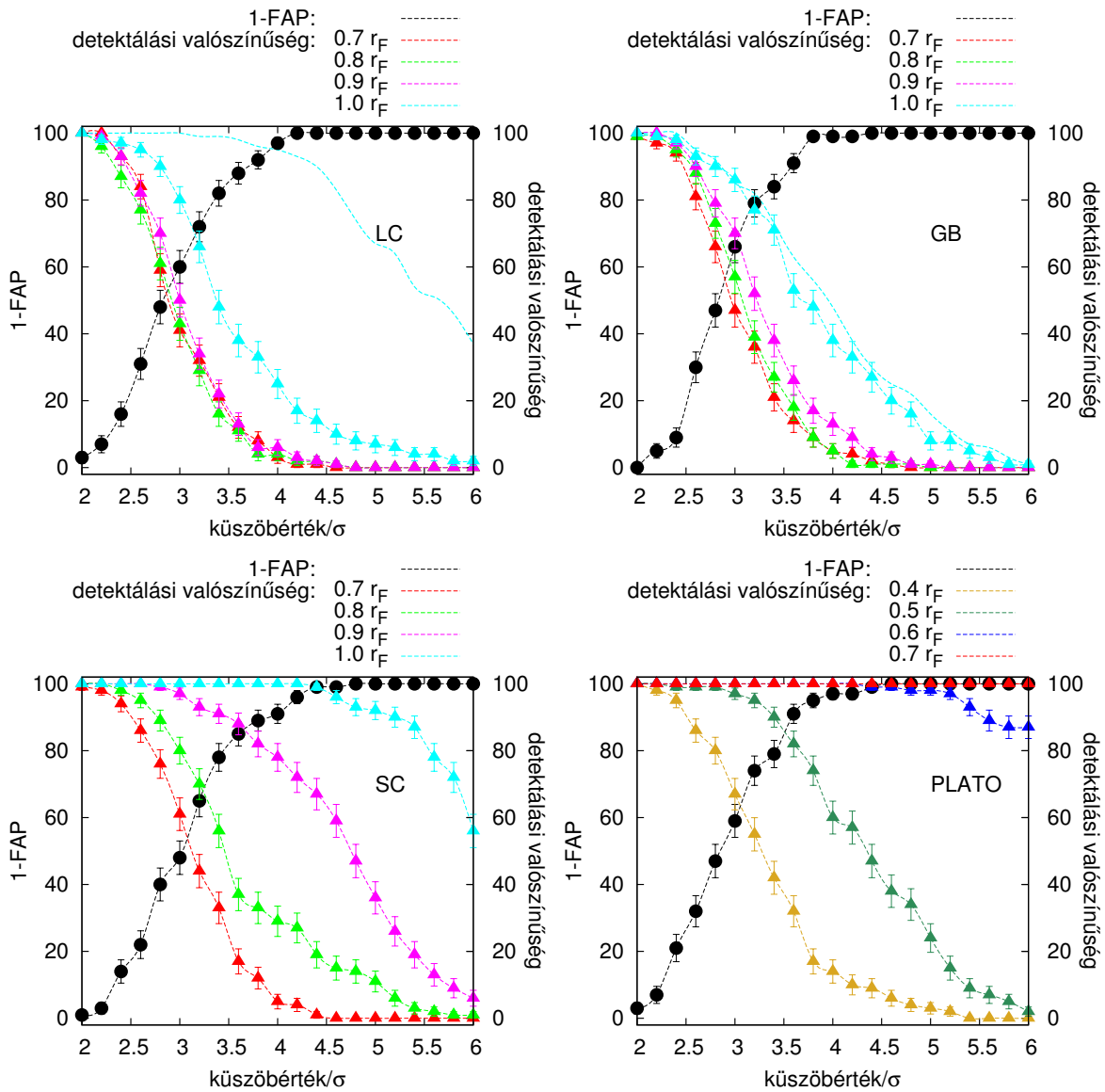
6.4. Eredmények

A 6.4 ábrán a szimulált rendszerek holdjainak detektálási valószínűségét és becsült $1 - \text{FAP}$ értékeket láthatjuk különböző minőségű adatokat használva (Kepler hosszú és rövid mintavételezésű, legjobb földi és a PLATO-minőségű adatok). Az x-tengelyen a küszöbszintek értékei vannak feltüntetve a nulla jelet tartalmazó reziduál görbe szórásának egységében. A csökkenő tendenciát mutató színes görbék a holdak detektálásának valószínűséget mutatják, a növekvő fekete görbe a detektálás tisztaságát jelenti. Az előzetes számításokból levonva a következtetéseket, ahhoz, hogy a hamis detektálás valószínűsége kisebb legyen 1%-nál, a küszöbszinteknek $4,3-4,5 \sigma$ értéket kell választani. Ez az érték majdnem független az adatok minőségétől.

Az első meglepő állítás, hogy legjobb földi megfigyeléseknél az esetek 30%-ban a szórási csúcs a $4,4 \sigma$ határértékét meghaladja, így $1 r_{Föld}$ méretű hold esetében egész ígéretes felfedezési rátát érhetünk el. Habár most még nincs ≈ 100 darab szubmillimagnitúdós pontosságú mérésünk egyetlen fedési exobolygóról sem, a megfigyelések számának és az adatok pontosságának növekedésével ez a közeljövőben valószínűleg elérhető lesz.

Az űrtávcsövek jobb eredményt szolgáltatnak a földinél abban az esetben, ha a sűrű mintavételezésű (Kepler SC) adatsort tekintjük. Ebben az esetben is a $4,4 \sigma$ küszöbszintet választva gyakorlatilag az összes Föld-méretű holdat ki lehet mutatni az SC adatokból, a detektálási ráta 99%-os. Kisebb holdak esetében ez az érték természetesen már csökken, $0,9 r_{Föld}$ méretnél 70%, $0,8 r_{Föld}$ -nél 20%, a legkisebb még felfedezhető hold $0,7 r_{Föld}$ sugár körül van. Tudjuk, hogy ilyen nagy méretű holdak nem léteznek a Naprendszerünkben, de nem zárhatjuk ki létezésüket más bolygók körül. Ha pedig léteznek, a Kepler-űrtávcső képes kimutatni őket. Negatív eredmény esetén pedig egy jelentős következtetés lenne az, hogy a forró jupiterek körül biztosan nem keringenek ilyen méretű holdak.

Meglepő eredmény, hogy a ritkább mintavételezés esetében milyen gyorsan leromlik a detektálási statisztika. Ez tapasztalható a Kepler hosszú mintavételezésű adatsora esetében is. A statisztika leromlása azonban nem az adatpontok ritkasága miatt következik be, hanem főleg az *elkenődés* (smearing effect: Kipping, 2010) okolható érte. Az elkenődés a fénygörbét a vállak közelében elmossa és kiszélesíti, ami annak az eredménye, hogy egy-egy adatpont fényességének értéke félórás integrációs idővel áll elő. A 6.4 ábra bal felső panelén látható a Kepler LC adatokból ki-



6.4. ábra. Holdak detektálási valószínűségei és a detektálás tisztasága ($1 - FAP$) a háttér jele felett különböző küszöbértékeknél, σ -ban kifejezve. Az ábrák a Kepler hosszú mintavételezésű (bal felső), a legjobb földi műszerekkel elérhető (jobb felső), a Kepler rövid mintavételezésű (bal alsó) és a PLATO űrtávcsőtől (bal alsó) várt adatokkal a felfedezhető holdak méretének alsó határát mutatja. Hogy illusztráljuk az *elkenődés* (smearing effect) hatását a detektálási statisztikákra, a felső két panelen szaggatott vonallal ábrázoltuk az $1 r_{Föld}$ sugarú holdhoz tartozó görbét, az elkenődés nélküli esetet. Az elkenődés nincs hatással a rövidebb (alsó panelek) mintavételezésű adatokra. Az azonos holdméreteket ugyanolyan színek és alakzatok jelölik a paneleken.

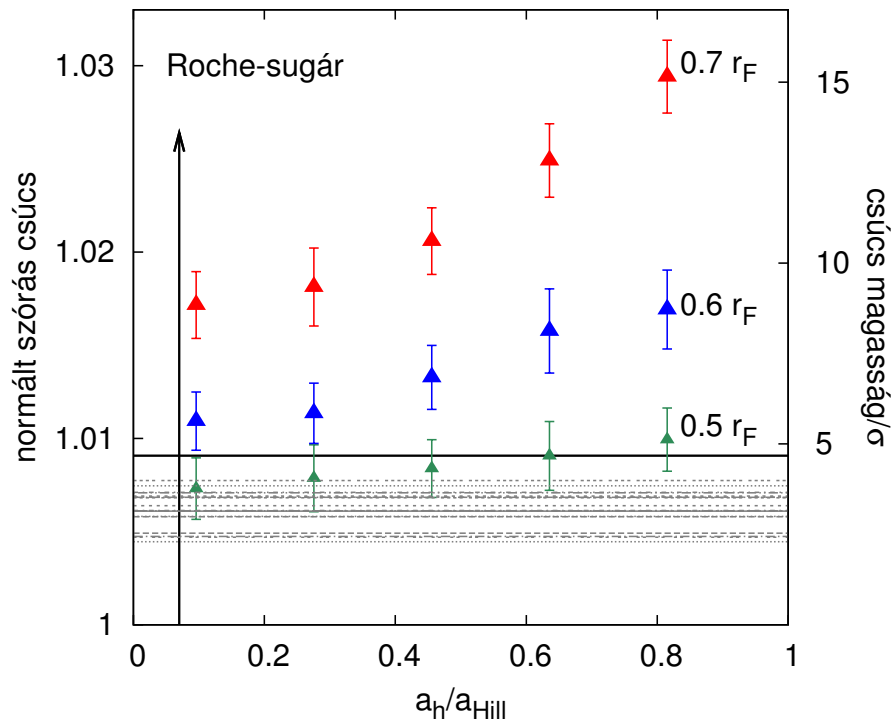
mutatható holdak méreteloszlása. A szaggatott vonal mutatja az elkenődés nélküli, egyenletesen, pillanatszerűen mintavételezett görbe statisztikáját ($1,0 r_{Föld}$ méretű hold esetén), míg a sokszögekkel ábrázolt vonalaknál az elkenődés hatásai figyelembe voltak véve ($0,5-1,0 r_{Föld}$ méretű hold). $4,4 \sigma$ küszöbszintnél az $1 r_{Föld}$ sugarú holdak kimutatási rátája majd 90%-os az elkenődés nélküli esetben, míg mindössze 15%, ha a fénygörbére hat az elkenődés. Kisebb holdak esetében az eloszlás lényegében a hamis detektálásokkal egyezik meg, így nem várhatunk pozitív eredményt. A statisztika feltűnő romlása annak tudható be, hogy a hold belépésének, illetve kilépésének időtartama közel egybeesik az integrációs idővel. A bolygó fénygörbéje a be- és a kilépés fázisában (ott, ahol a hold hatása a bolygótól legjobban elkülönül) elmosódik, a hold által okozott kis változások eltűnnek.

Igazi áttörést a PLATO vagy egy ahhoz hasonló küldetéstől várhatunk majd. A tervezett fotometriai pontosságát ismerve a detektálási határ jelentősen lejjebb kerül (6.4 ábra bal alsó panel), mint az eddigi űrtávcsövek esetében. A PLATO már képes lesz $0,6 r_{Föld}$ sugárnál nagyobb holdak felfedezésére nagyon kis számú hamis detektálás mellett. A küszöbszintet $4,5 \sigma$ értékre állítva a $0,5 r_{Föld}$ méretű holdakat az esetek 40%-ában megtalálja majd, de a $0,4 r_{Föld}$ átmérőre is van némi esély (7-8%). Ez a kísérlet perdöntő lehet a holdak létezésének kérdésében: $0,4 r_{Föld}$ -nél nagyobb vagy közel akkora holdat már a mi Naprendszerünkben is ismerünk: Ganymedes, Titan, Callisto.

6.4.1. Gyorsan keringő holdak

Holdak kimutathatósága nemcsak a hold méretétől, de a keringési periódusától is függ. A gyorsabb keringésből adódóan bolygójához közel keringő hold fénygörbére gyakorolt hatásai közvetlenül a bolygófedés környezetében zajlanak, és rövidebb ideig is tartanak. Ez csökkenti a fénygörbe lokális szórását és elrontja a detektálási statisztikákat. Ennek ellenére a szórási csúcs így is alkalmas ezen holdak egy részének a kimutatására. Azt, hogy mennyivel romlik a holdak felfedezésének statisztikája, sűrű adatpontokból álló megfigyelés esetében vizsgáltuk meg különböző átmérőjű holdak jelenlétében. A rövid keringési periódusú holdak általános analizéről Kipping (2011) munkájában olvashatunk részletesebben.

A szimulációkban ugyanolyan méretű bolygót és csillagmodellt használtunk, mint az előzőekben. A paraméterek közül csak a hold keringési periódusát csökkentettük öt különböző értékre, amelynek hatására a vizsgált holdak pályájának fél nagytengelyei a Hill-sugár 10%, 28%, 46%, 64% és 82%-ára csökkentek. A holdak mérete $0,5-0,7 r_{Föld}$ sugár között változott, a mintavételezés és a fotometriai pontosság a PLATO-tól elvárt értékeket tükrözte.



6.5. ábra. Közel keringő holdak detektálási statisztikája. A csúcsok, amelyek a véletlen fluktuációtól származnak, szaggatott vonallal vannak ábrázolva, míg a szórási csúcs magasságát a 15 modellszimuláció esetében az intervallumokkal kiegészített szimbólumok mutatják. A bal y-tengely a csúcsok normált magasságát jelzi, míg ugyanez a jobb y-tengelyen a fénygörbe fedésen kívüli átlagos szórástól való eltérés függvényében van feltüntetve a reziduál szórásának egységében. A folytonos vonal a $4,5 \sigma$ küszöbértéket, míg a felfelé nyíl a Roche-határ értékét jelzi.

A 6.5 ábrán a tesztelt holdak szórási csúcsainak normált értékét tüntettük fel, és hasonlítottuk össze a véletlen fluktuációkból származó csúcsokkal. A hamis detektálások csúcsait szaggatott vonalak jelzik, az elegendően tiszta detektálás $4,5 \sigma$ határértékét pedig folytonos vonal. A 15 hold detektálási statisztikája mellett a felfele mutató nyíl mutatja azt a határt, ahol már az árapályerők jelentőssé válnak, és hosszú időskálán feldarabolhatják a holdat (3 g/cm^3 sűrűségű hold esetén). Az intervallumokkal kiegészített szimbólumok hordozzák a legfontosabb információt: az intervallumok mutatják a detektált csúcsok értékeinek eloszlását. Így, ha egy intervallum teljes egészében a küszöbszint felett van, akkor minden esetben megtaláljuk a holdat. Ha a szimbólum intervalluma csak részben haladja meg küszöbszintet, ak-

kor a detektálási statisztika leromlik, de még ekkor is van esély hold kimutatására az esetek néhány százalékában.

A $0,5 r_{Föld}$ méretű hold esete mutatja legjobban, hogyan csökken a felfedezett holdak száma a pálya sugarának csökkenésével. Elegendően hosszú keringési periódus esetén a legtöbb detektált csúcs értéke a küszöbszint felett van, míg a Hill-sugár 10-15%-ánál csúcsok már nem különböztethetőek meg a véletlen fluktuációkból eredőektől. A $0,6 r_{Föld}$ sugarú esetben a hold pályasugarának mérete nem befolyásolja a detektálás sikerességét, annak ellenére, hogy a csúcsok értéke már nem emelkedik ki annyira szignifikánsan, mint nagy pályaméreteknél. Minden esetet detektálunk, a csúcsok magassága végig a tiszta detektálás határértéke felett marad.

A bolygójukhoz közel keringő holdak csak azokra a detektálási statisztikákra hatnak, amelyeknél a felfedezendő hold nagysága épp a detektálás határán mozog, és nem befolyásolja a nagyobb holdak sikeres felfedezését. Az észlelést befolyásoló egyéb paramétereket a kimutatás határán lévő holdak esetében a fentiekhez hasonló numerikus szimulációkkal kell meghatározni, és az adatok minősége mellett bemenő paraméterként kell tekinteni.

6.5. Következtetések

A szórási csúcs módszerén kívül számos esetben találkozhattunk olyan eszközökkel, amelyek potenciális lehetőséget rejtenek az exoholdak kutatására és felfedezésére. Mint minden alkalmazásnak, jelen módszer használhatóságának is vannak korlátai. Az egyik ilyen jelentős korlát, hogy számos olyan perturbáció van, amely hatással van a bolygó fedési konfigurációjára, és ennek eredménye megjelenik a fénygörbében is. Ezeket a változásokat mélyebben is meg kell vizsgálni, és annak eredetét kiderítve kell eltávolítani a fénygörbéből. A módszer egy másik korlátja, hogy az analízishez legalább 100 fedési fénygörbére van szükség. Ez azt jelenti, hogy 10-20 napnál hosszabb keringési periódusú rendszereket nem tudunk tanulmányozni, mivel a homogén adatsort produkáló űrtávcsöves megfigyelés időtartama 3-5 évre korlátozódik. Azt azonban előrebocsátjuk, hogy a módszer alkalmas hosszabb periódusú esetek vizsgálatára is, ha a jövőben egyáltalán elérhetőek lesznek ilyen hosszú adatsorok egy-két fedési rendszerre. További korlátai a módszernek a rendszerek fizikai természetéből eredhetnek. A nagy tömegű holdakat az árapályerők rövid idő alatt eltávolíthatják a rendszerből (Barnes és O'Brien, 2002), míg a Hill-sugár felénél kijebb keringő kísérő sem lehet stabil hosszú időskálán (néhány milliárd év egyes esetekben, Domingos és mtsai., 2006).

A többi alkalmazással szemben a szórási csúcs módszer érzéketlen a perturbá-

ciókra, ha megfelelően elvégezzük az adatok előfeldolgozását. Ha minden egyes fedés időben korrigálva van a TTV, TDV és más perturbáló effektusokra, a fénygörbében az ebből eredő helyi fluktuációk megszüntethetők. Erre a legmegfelelőbb megoldás, ha a bolygófedéseket pontosan egymásra toljuk. Hold esetében a baricentrikus TTV-vel való korrigálás lehet a megfelelő megoldás. Tény az is, hogy bármilyen módszerrel is korrigálhatjuk a fedéseket, ha a hold jelen van, akkor mindenképp pozitív jelet kapunk, és ez éppen az, amit kerestünk. Ha nincs hold a rendszerben, a paraméteres tranzitidőpont és fotometriai tranzitidőpont (Szabó és mtsai., 2006) pontosan ugyanazt az eredményt adja, így nincs mit korrigálni.

A fedések során a hold változó pozíciója szisztematikus változásokat okoz a fénygörbében. A fedések pontosan egymásra tolt esetében ez a helyi szórás megnövekedéséhez vezet, ami jelzi, hogy egy hold jelen van rendszerben. A nemparaméteres szórás csúcs módszer másik előnye, hogy a fénygörbe alakjára vonatkozó előzetes feltevések nem befolyásolják a végeredményt.

Megjegyezzük, hogy módszert különböző holdsugarak és keringési periódusok, valamint eltérő minőségű adatsorok mellett teszteltük, és eltekintettünk a sokparaméteres, még általánosabb vizsgálatoktól. A szimulációk ilyen mélységű vizsgálata azonban nem befolyásolja azt a tényt, hogy a már meglévő alkalmazások mellett a szórás csúcs módszer nagyban segíthet az exoholdak felfedezésében.

Az ESA által tervezett (de 2011 októberében sajnos bizonytalan időre felfüggesztett) PLATO küldetés nagyszerű alkalmat teremthet (teremthetett volna) az exoholdak felfedezésére, közel 250 ezer 8–11 magnitúdós csillagot fog mérni több éven keresztül. A jelöltek elsősorban a hideg törpék közül kerülnek ki, ezért kiváló lehetőség nyílik a pontos radiális sebesség-mérés mellett a fedések során a Rossiter-McLaughlin-effektus megfigyelésére is. Emellett talán lesz mód holdak RM-effektusának kimutatására is (Simon és mtsai., 2010; 5. fejezet), mint a holdak felfedezésének megerősítő mérésre, amely független a bemutatott szórás csúcs módszertől. Kaltenecker (2010) munkájában kifejtette, hogy Föld-méretű exoholdak atmoszféráját ki lehet mutatni, ami nagyon fontos, ha az exohold a lakhatósági zónában lévő bolygó körül kering (Kipping és mtsai., 2009).

A szórás csúcs módszer legjelentősebb hibaforrása abból ered, hogy a nyers adatok feldolgozásánál milyen pontosan tudjuk eltávolítani a műszeres trendeket. Jelentősen korlátozó faktor lehet, ha az űrfotometriás megfigyelések adatai lassú változással terheltek, ugyanis a műszeres trendek megfelelő eltávolítása egyáltalán nem triviális. Ha földi észlelések trendjeinek eltávolításánál a megfigyeléseket paraméteres mintagörbékkel hasonlítjuk össze, akkor az algoritmus szisztematikus hibának érezhető a hold jelét, így eltávolíthatja a fénygörbéből.

Összességében a szórási csúcs módszer fedési fénygörbék sorozatán való tesztelésével arra a következtetésre jutottunk, hogy módszer önmagában ígéretes alkalmazás, ha közvetlenül a fénygörbe vizsgálatából szeretnénk exoholdakat kimutatni. A sikeres detektáláshoz pedig a következő három fontos feltételnek kell teljesülnie:

- Minden egyes tranzit fénygörbét oly módon kell pontosan egymással fedésbe hozni („fázisba tekerni”), hogy a bolygó fedésének középideje minden fénygörbére ugyanaz legyen.
- A fedések észlelését úgy kell megtervezni, hogy bolygó tranzitja előtt és után is legyenek mérési pontjaink, mivel a hold jelétől származó szórás itt a legnagyobb a fázisba tekert fénygörbében. A tranzit előtti, illetve utáni mérések időtartama legalább olyan hosszú legyen, mint maga a tranzit.
- A fénygörbe szűrését, a műszeres és egyéb trendek eltávolítását úgy kell elvégezni, hogy a közvetlenül bolygófedés előtti és utáni szakaszokon lévő kicsiny változásra ne legyenek hatással.

Összefoglalás

A történelemben már sok évszázaddal ezelőtt felmerült az a gondolat, hogy nem csak a mi Naprendszerünknek lehetnek bolygói. A legelső sikertelenségek után 1992-ben egy pulzár körül felfedezték az első exobolygót (Wolszczan és Frail, 1992), majd 1995-ben Mayor és Queloz radiálissebesség-mérések elemzésével a Napunkhoz hasonló 51 Pegasi csillag körül egy fél Jupiter-tömegű exobolygóra bukkant. 1999-ben Charbonneau és munkatársainak sikerült a HD 209458 jelű csillag fényességcsökkenését kimérni, ahogy bolygója elhalad a csillag korongja előtt. Egyre több új kutatási módszer jelent meg (radiálissebesség-mérés, fotometria, gravitációs mikrolencse-hatás, közvetlen képalkotás), de meghatározóvá a radiálissebesség-mérésen kívül a fedési exobolygók (csillaguk előtt elhaladó) fotometriai detektálása vált. A kutató programok is főleg az utóbbi két módszer köré épültek. Olyan sikeres exobolygó-felfedező csoportok alakultak, mint például a magyar vonatkozású HAT (Hungarian-made Automated Telescope) vagy az Egyesült Királyság nyolc híres intézete által működtetett SuperWASP. A CoRoT- és Kepler-űrtávcsövek felbocsátása után a felfedezett exobolygók száma a 2011-es év elejére egy nagyságrenddel megnőtt (Borucki és mtsai., 2011). A megtalált exobolygók további vizsgálata mellett komoly kérdések merültek fel a Naprendszerünkön kívül található, más csillagok bolygói körül keringő extraszoláris holdak létezésével és kimutatásával kapcsolatban is. Szintén az 1999-es évben Sartoretti és Schneider foglalkozott először exoholdak fotometriai kimutathatóságával, ők vezették le azt a formulát, amellyel megbecsülhető egy exohold tömege. Definiálták a baricentrikus időpont-eltolódást, amely a bolygó egymás utáni fedésének idejében történő időpont megváltozását jelentette. A bolygó tranzitidőpontjának megváltozását a hold dinamikai hatására alapozták. A bolygó és a hold közös tömegközéppont körüli keringése miatt a bolygó relatív helyzete keringésről keringésre változik, ami a fedések időpontjának késését, illetve sietését okozza. Munkájukban nem vették figyelembe a hold fotometriai hatásait.

Kutatásaimban fedési (tranzitos) exobolygók holdjait tanulmányozva olyan numerikus algoritmusokat fejlesztettem ki, amelyek képesek a csillaga előtt elhaladó

bolygó-hold rendszer által létrehozott fénygörbét előállítani. Emellett alkalmasak a fedésben lévő rendszer Rossiter–McLaughlin-effektusának (RM-effektus) szimulációjára is. A program egy pixel alapú csillag képe előtt mozgatja a bolygó-hold párost. Az egyes pixelek értékei nulla intenzitásértéket vesznek fel a bolygó és a hold adott pozíciójában, ily módon valósul meg a fedés jelensége. A vizsgált rendszerekben olyan fény- és RM-görbealakokat kaptam, amelyek szerint egy fedési exobolygó körül keringő hold a bolygó által létrehozott görbék menetét jellegzetes módon befolyásolja. A hold egyedi görbéje hasonló a bolygóéhoz, a különbség a kettő között mindössze annyi, hogy a hold kisebb mérete révén kevesebb fényt takar ki a csillagból, így az általa okozott hatás kisebb mértékű, és időben eltolva a bolygó görbéire ráakódva jelenik meg (Simon és mtsai., 2009).

Sartoretti és Schneider fentebb említett modelljének hiányosságait felismerve az exoholdak fotometriai effektusaira és a fedés időpontjának eltolódásra egy teljesen új módszert dolgoztam ki, figyelembe véve a hold kicsiny effektusát a bolygóé mellett. Definiáltam a fedés középidejét mint a hold és a bolygó idejének a korongok felületével súlyozott átlagát. A számítások szerint a bolygó-hold egyenesen található egy úgynevezett fotometriai középpont, amelynek a csillag meridiánján történő áthaladásához tartozó időpontja pontosan megegyezik a tranzit középidejével. A fotometriai középpontban egy képzeletbeli égitest helyezhető el, amely egy alkalmasan definiált, mérendő mennyiség szempontjából helyettesíteni tudja a bolygó és a hold együttes fotometriai hatását. Ez a képzeletbeli test kering a bolygó-hold közös tömegközéppontja körül, aminek eredményképpen a fedés középideje fedésről fedésre változik, létrejön az úgynevezett fotometriai időpont-eltolódás (TTV_p). A rendszer maximális fotometriai időpont-eltolódásának és a bolygó-hold paraméterek felhasználásával olyan formulát vezettem le, amellyel megbecsülhető egy potenciális exohold sugara, tömege és sűrűsége. Az eredmények szerint a modell használatával a hold sugara pontosabban becsülhető meg, mint a tömege. Az is fontos eredmény, hogy adott bolygó-hold sűrűségarány mellett az időpont-eltolódásnak létezik maximuma, amelynél az adott rendszer nem képes nagyobb effektus létrehozására. Ha a mérések azt mutatják, hogy a fedések időpontjai maximumnál nagyobb mértékben változnak, alternatív modelleket kell keresni az effektus magyarázatára (perturbáló bolygó, trójai kisbolygók). A Föld–Hold rendszer szimulált fedésének vizsgálatával Holdunk paramétereire a helyes eredményeket kaptam vissza (Szabó és mtsai., 2006; Simon és mtsai., 2007).

A radiálissebesség-mérés a fedési exobolygó léte megerősítésének egyik fő eszköze. A bolygók Rossiter–McLaughlin-effektusának kutatása révén (Gaudi és Winn, 2007) pedig olyan modulációk keresésére is lehetőségünk nyílt, amelyeket a fedési

rendszerekben keringő exoholdak okoznak a bolygó Rossiter–McLaughlin görbében. Az egyre pontosabb adatok és a laboratóriumban már elérhető 1 cm/s pontosságú sebességmérés (Li és mtsai., 2008) is biztató jel ezen effektusok kimutatására. A Rossiter–McLaughlin görbén látható, hold által okozott torzulások vizsgálata után elvégeztem egy mérés szimulációjának segítségével a hold paramétereinek teljes rekonstrukcióját. A szimulált mérésekből a legjobb bolygómodell levonása után a holdparaméterek illeszkedését párban vizsgáltam, így fény derült az egyes paraméterek egymás közti elfajultságára is. A szimuláció eredményei közül a legfontosabb az, hogy a számításokból legpontosabban a hold sugarának értéke reprodukálható, és hozzávetőleges információt ad a hold keringési periódusáról is. A tranzit időpontjának ismeretében (amely meghatározható például a fotometriából) lehetőségünk nyílik nagyságrendi becslést adni a hold pályájának szögparamétereire is. A szimulációból az is kiderült, hogy fotometriai méréseket is felhasználva a hold sűrűsége meghatározható, nélküle azonban sem a hold sűrűségére, sem a tömegére semmiféle becsléssel nem tudunk élni. A módszer használhatóságát a csillagaktivitás, a konvekcióból és oszcillációból származó rezegés nagyban befolyásolja, legrosszabb esetben a hold effektusát el is tüntetheti. Az ezzel járó következmény, hogy a csillagoknak csak egy körülhatárolt része tanulmányozható (K és korai M színeképtípusok), amelyek aktivitása alacsony szinten van. Aktív csillagok esetében sem reménytelen a helyzet, ha a hold hatásainak időskálája különbözik a csillagokból származó jelektől, így attól elválasztható (Simon és mtsai., 2010).

Az irodalomban a legtöbb módszer az egymás utáni tranzitok idejében bekövetkező változásokat vizsgálja. A problémát más irányból megközelítve bevezettem az úgynevezett szórás csúcs (Scatter Peak) fogalmát, amely egy teljesen új lehetőséget nyitott az exoholdak jelének a kimutatására. A módszer lényege, hogy az egymás követő tranzitokat nagyon pontosan fedésbe hozzuk egymással, majd elemezzük a fénygörbe szórásának helyi ingadozását. Mivel a hold pozíciója a bolygóhoz képest fedésről fedésre változik (feltételezve, hogy a bolygó és a hold keringési periódusai nem állnak rezonanciában egymással), a tranzit geometriájától függően a hold hol a bolygó előtt, hol a bolygó mögött vonul a fedés ideje alatt. A fázisba tekert görbében így a hold különböző időbeli lefolyású hatásai egymásra rakódnak, és megnövelik a fénygörbe szórását a fedés időpontján kívüli értékhez képest. Az ingadozás ott lesz a legnagyobb, ahol a hold hatása legjobban elkülönül a bolygóétól, a belépő és a kilépő fázisban. A módszert négy eltérő fotometriai pontosság mellett teszteltem (Kepler hosszú és rövid, földi és a tervezett PLATO mintavételezésű adatsorok), és azt vizsgáltam, hogy mekkora méretű hold mutatható ki az adott minőségű adatsorból. Eredményeim szerint a módszer eredményes használatához nagyszámú (100

feletti) fedés fénygörbéjére van szükség. A fázisba tekerésnél elsődleges szempont, hogy a tranzitok minél jobban fedjék egymást, így el kell távolítani azon effektusokat, amelyek változást okozhatnak a fedések időpontjaiban. Az űrtávcsöves szimulációk azt mutatták, hogy a Kepler hosszú mintavételezésű adatsorai alkalmatlanok exoholdak jelének kimutatására, mert a túl hosszú integrációs idő elkeni a hold hatásait (smearing effect: Kipping, 2010). A legjobb esetben a rövid mintavételezésű adatsorokban Föld-méretű hold kimutatására elméletileg már lehetőségünk van, de a tervezett PLATO űrtávcső még ennél is kisebb, 0,5 Föld-sugarú hold jelének detektálására lesz képes (Simon és mtsai., 2011).

Jelenleg az irodalomban eddig csak az exoholdak kimutatására vonatkozó módszerek születtek meg. Arra még nincs példa, hogy egy exohold Naprendszeren kívüli létét sikeresen bebizonyították volna, de a technika fejlődését, az egyre pontosabb adatokat és a jövőbeli űrtávcsöves küldetések terveit látva az első Naprendszeren kívüli hold detektálása remélhetőleg a 2010-es évek végén vagy a 2020-as évek elején megtörténik.

Summary

Centuries ago it was suggested that planets should exist outside our Solar System. After many unsuccessful attempts, Wolszczan & Frail discovered the first exoplanet around a pulsar in 1992. Three years later, Mayor & Queloz discovered the Jovian-sized companion around 51 Peg, while Charbonneau et al. were the first to observe a transit of an exoplanet (HD 209458). The latter method has become the most efficient one between the detection techniques (radial velocity measurements, photometry, gravitational microlensing, direct imaging) and was chosen by several astronomical groups worldwide (HAT – Hungarian-made Automated Telescope; SuperWASP – Super Wide Angle Search for Planets) for a systematic planet searching. After launching the space telescopes CoRoT and Kepler the number of confirmed exoplanets and candidates rapidly increased reaching more than 1200 candidates and about 700 confirmed ones.

This progress has inspired a significant interest as to whether these planets can host a detectable moon. First the time in the literature, in 1999 Sartoretti & Schneider argued that a large moon orbiting an exoplanet can cause measurable photometric effects in the system's light curve. They presented a formula by which one can estimate for the mass of that moon. Their idea was to calculate the barycentric transit timing variation (TTV_b) of the planet due to the moon. In this theory the barycenter orbits the star with a constant velocity, and transits strictly periodically. As the planet revolves around the planet-moon barycenter, its relative position to the planet-moon barycenter is varying, so the transit of the planet wobbles in time. The photometric effect of the moon was ignored in their model.

For my research it was necessary to develop a range of new algorithms to investigate the light curves caused by the planet-moon system that passes its star. These were built into new software written in LabVIEW, which is capable of creating simultaneously light curves and Rossiter-McLaughlin (RM) curves. The numerical calculations are based on a bitmap of a star. The transit is calculated in such a way, that during the transit the value of these pixels are set to zero in the given position

of the planet and the moon. The results of the investigation are that the light and RM curves of the system are affected by moon in a special way. The curves of the moon are similar to those of the planet, the differences are only the depth of the light curves and the time of the individual transit. The moon is smaller, so it can decrease the brightness of the star less than the planet, and its transit is shifted in time due to different position from the planet (Simon et al., 2009).

Contrary to the Sartoretti & Schneider model mentioned above I used the tiny photometric effect and barycentric effect of the moon together in my calculations and developed a new method to explain of the transit timing variation and to detect an exomoon. According to the results of my calculations, there is a fixed point on the planet-moon line, where an imaginary celestial body can cause the same timing effect as the planet and the moon altogether. The motion of this photometric point around the planet-moon barycenter leads to the variation of the transit time, which we call photometric transit timing variation (TTV_p). Using the upper limit of TTV_p and the physical parameters of the planet-moon system I derived a new formula by which one can estimate the radius, the mass and the density of the exomoon. Another result is that we can give a more accurate estimate for the radius than the mass. The TTV_p has a maximum value for the given planet-moon system. If the values of TTV_p from the measurements are larger than that of the expected planet-moon system, we have to look for other explanations of this effect (e.g. perturbation of a second planet, exotrojan asteroids). I simulated also the transit of our Earth-Moon system in front of the Sun. The estimated size differs less than 20% from the real value (Szabó et al. 2006; Simon et al., 2007).

The radial velocity measurements are the main tool to confirm transiting exoplanet candidates. It has been suggested that exoplanets may cause an observable signal in the Rossiter-McLaughlin effect (Gaudi & Winn, 2007). This led to a question whether a moon around a planet can affect the shape of the RM-curve. This is a tiny modulation, but the ≈ 1 cm/s velocimetric accuracy, achieved by laser frequency combs in the laboratory is promising in detecting the modulation due to an exomoon. I made a detailed analysis of parameter reconstruction of an exomoon from the RM effect of simulated observations. In the first step I determined the best fitted planet template to the observational data, then I fitted the residual (between the observations and the planet template), tuning the parameters of the moon. I made 2.7×10^9 fits to map the confidence region of the moon, find correlated parameters and determine the validity of reconstructions. The main conclusion is that the radius of the moon can be estimated the most accurately. In some cases, there is also meaningful information on its orbital period. When the transit time of the moon

is known exactly, for instance from transit photometry, the angle parameters of the moon's orbit will also be constrained from the RM effect. From transit light curves the mass can be determined, and combining this result with the radius from the RM effect, the experimental determination of the density of the moon is also possible. The main limitation of this method is due to the stellar activity, so the best targets for exomoon exploration are the K and early M-dwarf stars, whose activity level is lower. For an active star there is reason for some optimism because the time-scales of the exoplanet-exomoon systems and those of the stellar signals are usually very different (Simon et al., 2010).

Most of the methods in the literature utilize timing analysis of the raw light curves. I proposed a new approach for the direct detection of a moon in the transit light curves via the so-called Scatter Peak. The essence of the method is the evaluation of the local scatter in the folded light curves of many transits. The positions of the moon relative to the planet are different during the phase of each transit, so the moon appears in front of the star somewhat earlier or later than the planet. The different time-course effects of the moon are superimposed on each other in the folded light curve and increase the value of the local scatter compared to that of the out-of transit phase. This leads to a simple wide peak around the transit time of the planet. I tested the ability of this method with different simulations: Kepler 'short cadence', Kepler 'long cadence', ground-based millimagnitude photometry with 3-min cadence and the expected data quality of the planned ESA mission PLATO. The method requires ≈ 100 transit observations for a successful detection. Each transit in the folded light curves must overlap very accurately, so the effects coming from other sources than moons must be removed. The results of the simulation showed that in case of the Kepler 'long cadence' data we do not expect successful detection. This is because the Kepler 'long cadence' data suffer from the smearing effect (Kipping, 2010) due to the long exposure that suppresses the small light variations of the moon itself. Using the Kepler 'short cadence' data we are able to detect Earth-sized moons but the best result will be provided by the planned space telescope of PLATO with detection limit $0.5 r_{Earth}$ (Simon et al., 2011).

There has been no such example where the presence of an exomoon was proven, but several methods have already been investigated for such a detection. Keeping the technological progress and ever more accurate data in mind, the first exomoon detection may happen by the end of 2010s or the beginning of 2020s.

Köszönetnyilvánítás

Köszönettel tartozom témavezetőimnek, Dr. Szabó M. Gyulának, Dr. Szatmáry Károlynak, hogy 2005-ben lehetőséget adtak a tudományos kutatómunkába való bekapcsolódáshoz; továbbá, hogy észrevételeikkel, szakmai tanácsaikkal segítettek a kutatásaim alatt felmerülő problémák helyes felismerésében és megoldásában. Külön köszönet illeti Szabó M. Gyulát, hogy immár hatodik éve koordinálja az exoholdakkal kapcsolatos vizsgálataimat.

Szeretném köszönetemet kifejezni konzulensemnek, Dr. Kiss L. Lászlónak, hogy hasznos építő tanácsokkal látott el a kutatásaim során, és hogy bekerültem az általa vezetett Lendület programba, amellyel nagyban hozzájárult mind anyagilag, mind szakmai szempontból az értekezés megszületéséhez.

Köszönetet mondok a Magyar Tudományos Akadémiának a Konkoly Thege Miklós Csillagászati Kutatóintézetben elnyert fiatal kutatói állástért.

Köszönet illeti Dr. Szabados Lászlót a disszertáció átnézéséért és a szakmai fogalmak helyes használatára tett javaslataiért.

Szeretném megköszönni Dr. Oláh Katalinnak, Nuspl Jánosnak és Holl Andrásnak a disszertáció papír formába való öntéséhez nyújtott segítségüket.

Köszönöm Székely Péternek, hogy a kezdetek kezdetén bevezetett az angol formalizmusok helyes értelmezésébe, valamint Csák Baláznak az általa nyújtott technikai segítséget.

Köszönettel tartozom Divéki Zsoltnak a kezdeti kutatásokban való segítségéért; valamint volt szobatársamnak Csányi Attilának, aki a programozás buktatóinak elkerülésére adott hasznos tanácsokat.

Köszönet illeti ezen felül Szegedi Tudományegyetem Fizikus Tanszékcsoport csillagász munkatársait és a Magyar Tudományos Akadémia Konkoly Thege Miklós Csillagászati Kutatóintézet Lendület csoportjának tagjait is minden egyes hasznos és építő észrevételért.

Nem utolsósorban szeretnék köszönetet mondani a családomnak, a páromnak és a barátoknak a rengeteg türelemért és támogatásért.

A kutatásaimhoz a következő pénzügyi támogatók nyújtottak segítséget: Lendület Fiatal Kutatói Program, OTKA K76816, K81421, K83790 és MB08C 81013.

Rövidítések jegyzéke

Mozaikszavak:

- AAPS – Anglo-Australian Planet Search
- AAT – Anglo-Australian Telescope
- ACS-WFC – Advanced Camera for Surveys - Wide Field Channel
- ASCII – American Standard Code for Information Interchange
- CCD – Charge-Coupled Device
- CHARA – Center for High Angular Resolution Astronomy
- CNES – The Centre National d'Études Spatiales
- CRIRES – CRyogenic high-resolution InfraRed Echelle Spectrograph
- CS.E. – csillagászati egység
- CoRoT – Convection, Rotation and planetary Transits
- ESA – European Space Agency
- ESO – European Southern Observatory
- FAP – False Alarm Probability
- FRESIP – Frequency of Earth-Size Inner Planets
- GB – Ground Based – földi bázisú megfigyelés
- GRB – Gamma-Ray Burst
- HARPS – High Accuracy Radial velocity Planet Searcher
- HAT – Hungarian-made Automated Telescope

- HIRES – High Resolution Echelle Spectrometer
- HST – Hubble Space Telescope
- IFU – Integral Field Unit
- LC – Long Cadence – hosszú mintavételezésű adatsor (Kepler)
- KASC – Kepler Asteroseismic Science Consortium
- KD – közvetlen detektálás
- Kepler – Az űrtávcső neve, nem rövidítés.
- MOA – Microlensing Observations in Astrophysics
- NASA – National Aeronautics and Space Administration
- OGLE – Optical Gravitational Lensing Experiment
- PLATO – Planetary Transits and Oscillations of stars
- RCC – A piszkás-tetői 1 méteres távcső (Ritchey Chrétien Coudé)
- PROTEUS – Plate-forme Reconfigurable pour l’Observation, les Télécommunications et les Usages scientifiques
- RM – Rossiter–McLaughlin
- RM(TV) – Rossiter–McLaughlin (Transit Variation)
- S/N – Signal/Noise – jel/zaj arány
- SC – Short Cadence – rövid mintavételezésű adatsor (Kepler)
- SS – Sartoretti és Schneider
- SuperWASP – Wide Angle Search for Planets
- SWEEPS – Sagittarius Window Eclipsing Extrasolar Planet Search
- TrES – Trans-Atlantic Exoplanet Survey
- UCLES – University College London Echelle Spectrograph
- USA – The United States of America
- VLT – Very Large Telescope
- XO Project – A bolygókereső program neve, nem rövidítés.

Fizikai mennyiségek - arab jelölések:

- \mathcal{A} – A paraméterek értelmezési tartománya az RM-effektus vizsgálatokor.
- a_b – A bolygó pályájának fél nagytengelye.
- a_h – A hold pályájának fél nagytengelye.
- a_H – A Hill-sugár mérete.
- a_k – A befogás előtti kettős (leendő holdak) fél nagytengelye.
- a_R – Roche-határ mérete.
- b – A bolygó ütközési paramétere a csillag sugarának egységében.
- B – A bolygó paramétervektorai az RM-effektus vizsgálatokor.
- \mathcal{B} – A legjobban illeszkedő bolygóparaméterek az RM-effektus vizsgálatokor.
- c – Fénysebesség.
- \mathcal{C} – A konfidenciaszint az RM-effektus vizsgálatokor.
- C_{L2} – A 2. Lagrange-ponthoz tartozó Jacobi-konstans értéke.
- C_h – A hold Jacobi-konstans értéke.
- d_{min} – A befogás előtti kettős (leendő holdak) távolsága a bolygótól legnagyobb közelítés idején.
- $f(t_i)$ – Normált fénygörbe alakfüggvénye, a fedésen kívül nulla értékkel.
- F_k – A bolygó-hold rendszer fotometriai középpontja.
- $g(x)$ – A hold vetített helyzetének sűrűségfüggvénye.
- G – A hold pozíciójának kumulatív eloszlása.
- H – A hold paramétervektorai az RM-effektus vizsgálatokor.
- \mathcal{H} – A legjobban illeszkedő holdparaméterek az RM-effektus vizsgálatokor.
- i – A bolygó pályájának normálisa és a látóirány által bezárt szög.
- $I(C)$ – Egységfüggvény.
- j – A csillag forgási tengelyének a látóiránnyal bezárt szöge.

- lc – A fénygörbe függvénye.
- L_* – A csillag luminozitása.
- m_* – A csillag tömege.
- m_b – A bolygó tömege.
- m_h – A hold tömege.
- $m_{h,SS}$ – Sartoretti és Schneider modellbecslése az exohold tömegére.
- Δm_b – A bolygó által okozott fényességcsökkenés.
- Δm_h – A hold által okozott fényességcsökkenés.
- p_b – A bolygó keringési periódus.
- p_h – A hold keringési periódusa.
- $p_{*,rot}$ – A csillag forgási periódusa.
- P – Annak a valószínűsége, hogy a hold kitakarja a csillag fényének egy részét.
- \mathcal{P} – Egy adott konfidenciaintervallumhoz tartozó valószínűség az RM-effektus vizsgálatokor.
- q – Valószínűség.
- Q – Effektív potenciál (Hill-stabilitás vizsgálatokor).
- r_* – A csillag sugara.
- r_b – A bolygó sugara.
- r_h – A hold sugara.
- s_i – A fénygörbe reziduál pontjai az átlaggörbe levonása után.
- \tilde{t} – Egy tetszőleges időpont, amikor a hold kitakarja a csillag fényének egy részét.
- t_* – A csillag életkora.
- $t_{fedés}$ – A csillag előtt elhaladó égitest (hold vagy bolygó) fedésének időtartama.
- t_i – A fénygörbe i -edik mérési időpontja.

- \mathbb{T}_0 – A pulzár első impulzusának időpontja a pulzár koordináta-rendszerében.
- \mathbb{T}_N – A pulzár N-edik impulzusának időpontja a pulzár koordináta-rendszerében.
- \mathcal{T}_0 – A pulzár első impulzusának időpontja a megfigyelő koordináta-rendszerében.
- \mathcal{T}_N – A pulzár N-edik impulzusának időpontja a megfigyelő koordináta-rendszerében.
- $\Delta\mathcal{T}_{corr}$ – A pulzár és a megfigyelő koordináta-rendszere közötti időkorrekció.
- T_k – A bolygó-hold rendszer tömegközéppontja.
- TOA... – A pulzár jelében megfigyelhető késések az egyes égitestektől.
- TDV – Tranzit időtartamának változása.
- TTV – Tranzitidőpont-eltolódás.
- TTV_b – Baricentrikus tranzitidőpont-eltolódás.
- TTV_p – Fotometriai tranzitidőpont-eltolódás.
- u – A csillag peremsötétedése.
- $u_{r,sim}$ – Az RM-görbe zajmentes sablongörbéje.
- $u_{r,obs}$ – A megfigyelés zajos RM-görbéje.
- v_b – A bolygó keringési sebessége a csillag-bolygó közös tömegközéppontja körül.
- v_* – A csillag keringési sebessége a csillag-bolygó közös tömegközéppontja körül.
- $v_{*,osc}$ – A Nap típusú oszcillációkból származó rezegés.
- $v_{*,rad}$ – A csillag mért radiális sebessége.
- $v_{*,rot}$ – A csillag forgási sebessége.
- v_{RM} – Az RM-effektus félamplitúdója.
- x – A hold vetített pozíciója.
- y – A paraméterek szimbolikus jelölése az RM-effektus vizsgálatokor.

- \mathcal{Y} – A paraméter tér az RM-effektus vizsgálatokor.
- Z – A csillagok fémtartalma.

Fizikai mennyiségek - görög jelölések:

- γ – Gravitációs állandó.
- ϑ – A hold és a bolygó sugarának aránya.
- ι – A pálya inklinációja.
- λ – A fedési exobolygó pályájának normálisa és a csillag forgástengelye által bezárt szög.
- μ – A hold és a bolygó tömegének aránya.
- ν – A hold valódi anomáliája.
- ρ_* – A csillag sűrűsége.
- ρ_b – A bolygó sűrűsége.
- ρ_h – A hold sűrűsége.
- σ_i – A fotometriai pontok hibája.
- $\sigma_{v_{*,rad}}$ – A radiális sebesség-mérés pontjainak hibája (RM-görbe).
- τ – A fedés középideje a bolygó-hold rendszerben.
- τ_b – A bolygó tranzit fénygörbéjének minimum időpontja.
- τ_h – A hold tranzit fénygörbéjének minimum időpontja.
- Φ_b – A bolygó kezdeti pozíciója a pulzár-bolygó tömegközépponthez képest.
- Φ_h – A hold kezdeti pozíciója a pulzár-bolygó tömegközépponthez képest.
- χ – A hold és a bolygó sűrűségének aránya.
- Ω – A felszálló csomó hossza.

Egyéb:

- CH_4 – Metán.
- CO – Szén-monoxid.
- H_2O – Víz.

Ábrák jegyzéke

1.1.	A felfedezett és megerősített exobolygók darabszámának növekedése az évek során. A piros oszlopok az összes bolygót, a zöld oszlopok a fedési módszerrel megtalált exobolygókat jelölik. A függőleges tengely logaritmikus (Schneider, 2011).	11
1.2.	A fedési exobolygók periódus–méret eloszlása (piros pontok), kiegészítve a radiális sebesség-mérések által detektált periódus – minimális tömeg eloszlással (fekete körök).	12
1.3.	Az első exobolygó, amelyet sikerült közvetlenül is megfigyelni. (Kék a csillag, vörös a bolygó.)	13
1.4.	A csillag előtt elhaladó bolygó lecsökkenti a csillag látszó fényességét, jellegzetes fénygörbéje jön létre.	15
1.5.	Egy csillag radiális sebességének mintagörbéje, ahol a bolygó p_b idő alatt kerüli meg a csillagot. $v_{*,rad}$ a sebesség félamplitúdója.	17
1.6.	A Rossiter–McLaughlin-effektus görbéje különböző ferdeségű bolygópályák esetében (Gaudi és Winn, 2007). λ a bolygó pályasíkjának normálisa és a csillag forgástengelye által bezárt szöget jelenti. b a bolygó impakt paramétere, amely azt adja meg, hogy a bolygó a csillag középpontjától milyen távolságban halad el, centrális tranzit esetén értéke 0, a csillag peremén való áthaladáskor pedig 1.	18
1.7.	A Rossiter–McLaughlin-effektus hatására a spektrumvonal profilján egy púp halad végig a tranzit ideje alatt. Alakja annál jobban kiemelkedik, minél gyorsabban forog a csillag.	19
1.8.	A HD 15082 jelű csillag vonalprofil reziduál változásának idősora. A két ábrát összevetve a bal oldalin jól látható a bolygótól származó fehér sáv, míg a jobb oldali mintázat csak a csillag aktivitásából származik.	20
1.9.	A bolygó lencsehatása a csillag mellett.	21

2.1.	A bolygó és a hold fedési fénygörbéje külön-külön és az együttes fénygörbe.	38
2.2.	A B- és a H-effektus szerepe a tranzit időpontjának (τ_1 és τ_2) eltolódásában. A piros vonal vezető hold esetén, a zöld vonal követő hold esetén mutatja a közös fénygörbét.	44
2.3.	A rendszer tömegközéppontjának és fotometriai középpontjának helyzete (nem méretarányos).	44
2.4.	Egy Föld–Hold rendszerhez hasonló páros nem centrális fedésének RM-effektusa a hold torzító hatásával.	48
2.5.	A fénygörbe szórásának növekedése a hold jelenléte miatt a bolygó belépő oldalán. Fent az elméleti, lent a zajjal terhelt görbék.	50
3.1.	A program kezelő felülete és a szimulációs ablakban egy vörös törpe korongja előtt elhaladó exobolygó-exohold rendszer.	55
3.2.	Minta görbe két ellentétes fázisban bekövetkező tranzit esetén (piros vonal - vezető hold; zöld vonal - követő hold).	57
3.3.	Egy szimulált Kepler-megfigyelés: 1 perces mintavételezésű zajosított fénygörbék 30 perces átlagolásban.	57
3.4.	Különböző holdsugarak esete. A kék kétszer, a zöld folytonos vonal pedig fele akkora holdat jelent, mint a pirossal jelölt.	58
3.5.	Gyorsan keringő hold hatása a kölcsönös fedések alatt különböző holdpálya-inklinációk esetén (piros: 90° , zöld: 80° , kék: 70°).	59
3.6.	A gyorsan (zöld vonal), illetve a lassan (piros vonal) keringő hold modulációinak időbeli lefolyása a bolygó fénygörbéjében.	60
3.7.	Különböző hold tömegek által módosított fénygörbék. A zöld vonal fele, a kék vonal kétszer akkor holdat reprezentál, mint a Földünké.	60
3.8.	A Föld–Hold rendszer fénygörbéje és RM-effektusa egy távoli megfigyelő szemszögéből.	61
3.9.	A Jupiter–Ganymedes páros. Az effektusok nagysága kisebb, mint a folytonos vonalak vastagsága.	62
3.10.	Vörös törpecsillag körül keringő „Szaturnusz” Föld-méretű holdjának fény- és RM-görbe effektusai.	63
3.11.	A fenti rendszerhez hasonló, de sokkal gyorsabban keringő hold hatásait mutatják a sűrűn ismétlődő hullámzások.	64
4.1.	A TTV_p alkalmasabb a sugár meghatározására.	70
4.2.	A TTV_p értékének függése a tömeg-, sugár- és sűrűségarányok összefüggésében	71

4.3.	Az időpont-eltolódások bizonytalansága Föld–Hold típusú rendszerekben. Fent: az időeltolódás meghatározásának pontossága 1σ szóráson esetén a fotometriai hiba és a mintavételezési idő függvényében. Lent: Ugyanaz, csak relatív hibákban. A pozitív detektálás határát (4σ) a szaggatott vonal jelzi.	73
4.4.	A Föld–Hold rendszer által generált fénygörbék ellentétes fázisban, és az általuk létrehozott B- és H-effektusok. A számértékek az effektus félamplitúdóját jelzik.	75
4.5.	Megtalált holdak különböző tömegű bolygók és csillagok esetén. A nagy pontok jelentik a 0,1, a háromszögek a 0,01 millimagnitúdós pontosságot. A keresztek a fel nem fedezett rendszereket mutatják.	76
4.6.	Detektálhatóság függése a pályasugaraktól.	77
4.7.	Felfedezett holdak a bolygó és a hold keringési periódusának függvényében.	78
5.1.	Példa négy különböző geometriájú rendszer RM-effektusára. A négy panel mutatja az RM-görbére ráakódott, a holdtól származó modulációkat és a fedés konfigurációit. A nagy kör kereszttel a csillagot, a „nagy” pötty a bolygót, a szaggatott vonalon belüli kis pont pedig a holdat jelenti. Az ábrázolás méretarányos.	84
5.2.	A szimulált megfigyelés (legfelső ábra) és a hozzá tartozó reziduálok a bolygó illesztése után, három különböző minőségben (alsó ábrák lefelé: $S/N_{\text{amplitúdó}} = 5$ (piros), 2 (zöld), 1 (kék).	88
5.3.	A hold paramétereinek páronkénti konfidenciaintervallumai a helyes megoldás körül. A jobb és a bal oszlop közötti különbség szemlélteti azt az esetet, amikor a tranzitidőpont pontos ismeretében (például fotometriából) a becsült paraméterek jobban közelítik a tényleges megoldást (jobb oszlop). A színek a különböző jel/zaj amplitúdók konfidenciaintervallumait mutatják ($S/N_{\text{amplitúdó}}$: kék=1, zöld=2, piros=5), míg a nagy kör a szimulált holdtranzitok bemeneti paramétereinek értékeit jelenti (5.2 táblázat).	90
5.4.	Az 5.3 ábra folytatása. ϕ a hold és a bolygó egymáshoz viszonyított térbeli pozícióját jelenti, azaz hold orbitális fázisa.	91
5.5.	A hold sugarának (r_h) és periódusának (p_h) poszterior valószínűségi eloszlása a periódus-sugár paramétertérből. A három különböző eloszlás az 1, 2 és 5 jel/zaj arányú esetnek felel meg, ugyanolyan színezéssel, mint az 5.3 és 5.4 ábrákon. A nyilak a hold bemenő paraméterértékeit mutatják.	92

5.6.	G, K és M törpék körül keringő, Ganymedes-méretű holdak RM-effektusának félamplitúdói. Folytonos vonal: Barnes (2007) rotációs modelljén és izokronjain alapuló empirikus modell. Körök: A Fiastyúk egyedi csillagai. A Nap típusú oszcillációk várható nagyságát a szaggatott vonal jelzi.	94
6.1.	A csillag-bolygó-hold tranzit geometriája. Nem méretarányos ábra. .	98
6.2.	$1 r_{Jupiter}$ méretű bolygó 109 fedést tartalmazó szimulált adatsora Kepler SC mintavételezési sűrűséggel és zajjal. Bal oszlop: szimuláció hold nélkül. Jobb oszlop: szimuláció $1 r_{Föld}$ méretű holddal. Minden sorban a bemenő fénygörbe, a zajjal terhelt fénygörbe, a mozgó medián átlag, a reziduál görbe és a szórásgörbe látható fázisba tekerve. A kis beillesztéseken a hold bal oldali belépő fázisát ábrázoltuk, a lépésköz 50 ppm.	102
6.3.	Hold fedéséből származó normált szórási csúcsok különböző minőségű adatok és holdsugarak mellett. Minden sorban 10 szórásgörbe látható a Kepler hosszú (LC) és rövid (SC) mintavételezésű, valamint a PLATO leendő adatainak szimulációjával. A sorok fentről lefelé 0,5, 0,7, 0,8, 0,9 és $1,0 r_{Föld}$ méretű hold hatásait mutatják (a bolygó $1,0 r_{Jupiter}$ sugarú).	105
6.4.	Holdak detektálási valószínűségei és a detektálás tisztasága ($1 - FAP$) a háttér jele felett különböző küszöbértékeknél, σ -ban kifejezve. Az ábrák a Kepler hosszú mintavételezésű (bal felső), a legjobb földi műszerekkel elérhető (jobb felső), a Kepler rövid mintavételezésű (bal alsó) és a PLATO űrtávcsőből (bal alsó) várt adatokkal a felfedezhető holdak méretének alsó határát mutatja. Hogy illusztráljuk az <i>elkenődés</i> (smearing effect) hatását a detektálási statisztikákra, a felső két panelen szaggatott vonallal ábrázoltuk az $1 r_{Föld}$ sugarú holdhoz tartozó görbét, az elkenődés nélküli esetet. Az elkenődés nincs hatással a rövidebb (alsó panelek) mintavételezésű adatokra. Az azonos holdméreteket ugyanolyan színek és alakzatok jelölik a paneleken. . .	108

6.5. Közel keringő holdak detektálási statisztikája. A csúcsok, amelyek a véletlen fluktuációktól származnak, szaggatott vonallal vannak ábrázolva, míg a szórási csúcs magasságát a 15 modellszimuláció esetében az intervallumokkal kiegészített szimbólumok mutatják. A bal y-tengely a csúcsok normált magasságát jelzik, míg ugyanez a jobb y-tengelyen a fénygörbe fedésen kívüli átlagos szórástól való eltérés függvényében van feltüntetve a reziduál szórásának egységében. A folytonos vonal a $4,5 \sigma$ küszöbértéket, míg a felfelé nyíl a Roche-határ értékét jelzi.	110
6.6. A felfedezett exobolygók száma. A piros az összes, a zöld oszlop a fedési exobolygókat jelöli. A darabszám logaritmikus ábrázolású (Schneider, 2011).	I
6.7. A bolygó és a hold fedési fénygörbéje (balra) és RM-görbéje (jobbra) külön-külön és a közös görbék.	III

Táblázatok jegyzéke

4.1. Felső becslés néhány fedési exobolygó lehetséges holdjainak sugarára és tömegére. Az utolsó oszlop tartalmazza a Sartoretti–Schneidermodell által meghatározható holdtömegeket a 2.7-es képlettel számolva a könnyebb összehasonlítás végett ($a_h = a_H/3$). Az időponteltolódás értékei a következő referenciákból származnak: ¹ Charbonneau és mtsai., 2006; ² Bakos és mtsai., 2006; ³ McCullough és mtsai., 2006; ⁴ Steffen és mtsai., 2005; ⁵ Gillon és mtsai., 2006.	79
5.1. Fedések osztályozása és a javasolt megfigyelési stratégiák. KD: közvetlen detektálás a fénygömbében, TTV _b és TTV _p : baricentrikus és fotometriai TTV, TDV: tranzithosszváltozás, RM: Rossiter–McLaughlin-effektus, RM(TV): a fedés idejének eltolódása az RM-effektusból. . .	85
5.2. Tranzitos rendszerünk főbb paraméterei.	88

Irodalomjegyzék

- [1] Agol, E., Steffen, J., Sari, R., Clarkson, W. 2005, *MNRAS*, 359, 567
- [2] Akgün, T., Link, B. & Wasserman, I. 2006, *MNRAS*, 365, 653
- [3] Agnor, C. B., Canup, R. M. & Levison, H. F. 1999, *Icarus*, 142, 219
- [4] Agnor, C. B. & Hamilton, D. P. 2006, *Nature*, 441, 192
- [5] Alonso, R. 2011, *CoRoT Symposium II*, Marseille
- [6] Alonso, R., Barbieri, M., Rabus, M., Deeg, H. J., Belmonte, J. A., Almenara, J. M. 2008, *A&A*, 363, 1081
- [7] Alonso, R., Brown, T. M., Torres, G., Latham, D. W., Sozzetti, A., Mandushev, G., Belmonte, J. A., Charbonneau, D., Deeg, H. J., Dunham, E. W. és mtsai. 2004, *ApJL*, 613, L153
- [8] Arentoft, T., Kjeldsen, H., Bedding, T. R., Bazot, M., Christensen-Dalsgaard, J., Dall, T. H., Karoff, C., Carrier, F., Eggenberger, P., Sosnowska, D. és mtsai. 2008, *ApJ*, 687, 1180
- [9] Arnold, F. A. L. 2005, *ApJ*, 627, 534
- [10] Asimov, I. 1979, *Extraterrestrial civilizations*, Crown Publishers, NY
- [11] Atobe, K. & Ida, S. 2007, *Icarus*, 188, 1
- [12] Backer, D. C., Foster, R. S. & Sallmen, S. 1993, *Nature*, 365, 817
- [13] Bailes, M., Lyne, A. G. & Shemar, S. L. 1991, *Nature*, 352, 311
- [14] Bakos, G. Á., Afonso, C., Henning, T., Jordán, A., Holman, M., Noyes, R. W., Sackett, P. D., Sasselov, D., Kovács, G., Csubry, Z. és mtsai. 2009a, *IAUS*, 253, 354

- [15] Bakos, G. Á., Hartman, J., Torres, G., Latham, D. W., Kovács, G., Noyes, R. W., Fischer, D. A., Johnson, J. A., Marcy, G. W., Howard, A. W. és mtsai. 2010b, *ApJ*, közlésre beküldve, arXiv1008.3388
- [16] Bakos, G. Á., Howard, A. W., Noyes, R. W., Hartman, J., Torres, G., Kovács, G., Fischer, D. A., Latham, D. W., Johnson, J. A., Marcy, G. W. és mtsai., 2009b, *ApJ*, 707, 446
- [17] Bakos, G. Á., Knutson, H., Pont, F., Moutou, C., Charbonneau, D., Shporer, A., Bouchy, F., Everett, M., Hergenrother, C., Latham, D. W. és mtsai., 2006, *ApJ*, 650, 1160
- [18] Bakos, G. Á., Kovács, G., Torres, G., Fischer, D. A., Latham, D. W., Noyes, R. W., Sasselov, D. D., Mazeh, T., Shporer, A., Butler, R. P. és mtsai. 2007b, *ApJ*, 670, 826
- [19] Bakos, G. Á., Lázár, J., Papp, I., Sári, P., Green, E. M., 2002, *PASP*, 114, 974
- [20] Bakos, G. Á., Noyes, R. W., Kovács, G., Latham, D. W., Sasselov, D. D., Torres, G., Fischer, D. A., Stefanik, R. P., Sato, B., Johnson, J. A. és mtsai. 2007a, *ApJ*, 656, 552
- [21] Bakos, G. Á., Noyes, R. W., Kovács, G., Stanek, K. Z., Sasselov, D. D. & Domsa, I. 2004, *PASP*, 116, 266
- [22] Bakos, G. Á., Torres, G., Pál, A., Hartman, J., Kovács, G., Noyes, R. W., Latham, D. W., Sasselov, D. D., Sipőcz, B., Esquerdo, G. A. és mtsai. 2010a, *ApJ*, 710, 1724
- [23] Ballard, S., Fabrycky, D., Fressin, F., Charbonneau, D., Desert, J.-M., Torres, G., Marcy, G., Burke, C. J., Isaacson, H., Henze, C. és mtsai. 2011, *ApJ*, közlésre elfogadva, arXiv1109.1561
- [24] Barnes, S. A. 2007, *ApJ*, 669, 1167
- [25] Barnes, J. W. & O'Brien, D.P. 2002, *ApJ*, 575, 1087
- [26] Barr, A. C. & Canup, R. M. 2008, *Icarus*, 198, 163
- [27] Bayliss, D. D. R., Winn, J. N., Mardling, R. A. & Sackett, P. D. 2010, *ApJ*, 722L, 224
- [28] Bean, J. L., Seifahrt, A., Hartman, H., Nilsson, H., Wiedemann, G., Reiners, A., Dreizler, S., Henry, T. J. 2010, *ApJ*, 713, 410

- [29] Beaulieu, J. P., Kipping, D. M., Batista, V., Tinetti, G., Ribas, I., Carey, S., Noriega-Crespo, J. A., Griffith, C. A., Campanella, G., Dong, S. és mtsai. 2010, MNRAS, 409, 963
- [30] Bedding, T. R., Mosser, B., Huber, D., Montalbán, J., Beck, P., Christensen-Dalsgaard, J., Elsworth, Y. P., García, R. A., Miglio, A., Stello, D. és mtsai. 2011, Nature, 471, 608
- [31] Benkő, J. & Szabó, R., 2011, Meteor csillagászati évkönyv, p207
- [32] Bertelli, G., Girardi, L., Marigo, P., Nasi, E. 2008, A&A, 484, 815
- [33] Boesgaard, A. N. & Friel, E. D. 1990, ApJ, 351, 467
- [34] Bond, I. A., Udalski, A., Jaroszyński, M., Rattenbury, N. J., Paczyński, B., Soszyński, I., Wyrzykowski, L., Szymański, M. K., Kubiak, M., Szewczyk, O. 2004, ApJ, 606L, 155
- [35] Borucki, W. J. & Summers, A. L. 1984, Icar, 58, 121
- [36] Borucki, W. J., Koch, D. G., Basri, G., Batalha, N., Brown, T. M., Bryson, S. T., Caldwell, D., Christensen-Dalsgaard, J., Cochran, W. D., DeVore, E. és mtsai, 2011, ApJ, 736, 19
- [37] Borucki, W., Koch, D., Boss, A., Dunham, E., Dupree, A., Geary, J., Gilliland, R., Howell, S., Jenkins, J., Kondo, Y. és mtsai. 2004, ESA-SP, 53, 177
- [38] Borucki, W. J., Scargle, J. D. & Hudson, H. S., 1985, ApJ, 291, 852
- [39] Brown, T. M., Charbonneau, D., Gilliland, R. L., Noyes, R. W. & Burrows, A. 2001, ApJ, 552, 699
- [40] Butler, R. P., Marcy, G. W., Williams, E., Hauser, H., & Shirts, P. 1997, ApJ, 474L, 115
- [41] Bouchy, F., Pepe, F. & Queloz, D. 2001 A&A, 374, 733
- [42] Cameron, A. C., Bouchy, F., Hebrard, G., Maxted, P., Pollacco, D., Pont, F., Skillen, I., Smalley, B., Street, R. A., West, R. G. és mtsai. 2007, MNRAS, 375, 951
- [43] Cameron, A. C., Bruce, V. A., Miller, G. R. M., Triaud, A. H. M. J. & Queloz, D. 2010a, MNRAS, 403, 151

- [44] Cameron, A. C., Guenther, E., Smalley, B., McDonald, I., Hebb, L., Andersen, J., Augusteijn, T., Barros, S. C. C., Brown, D. J. A., Cochran és mtsai. 2010b, MNRAS, 407, 507
- [45] Campbell, B., Walker, G. A. H. & Yang, S. 1988, ApJ, 331, 902
- [46] Canup, R. M., Levison, H. F. & Stewart, G. R. 1999, AJ, 117, 603
- [47] Canup, R. M. & Ward, W. R. 2006, Nature, 441, 834
- [48] Canup, R. M., Ward, W. R. & Cameron, A. G. W. 2001, Icarus, 150, 288
- [49] Catala, C. & CoRoT Team 2001, JAD, 7, 8C
- [50] Catala, C., Appourchaux, Th., PLATO Mission Consortium 2011, JPhCS, 271, 2084
- [51] Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., Mayor M. 2000, ApJ, 529, L45
- [52] Charbonneau, D., Brown, T. M., Noyes, R. W. & Gilliland, R. L. 2002, ApJ, 568, 377
- [53] Charbonneau, D., Winn, J.N., Latham, D. W., Bakos, G., Falco, E. E., Holman, M. J., Noyes, R. W., Csák, B., Esquerdo G. A., Everett, M. A. és mtsai. 2006, ApJ, 636, 445
- [54] Chauvin, G., Lagrange, A., Dumas, C., Zuckerman, B., Mouillet, D., Song, I., Beuzit, J. & Lowrance, P. 2004, A&A, 425, L29
- [55] Chauvin, G., Lagrange, A., Dumas, C., Zuckerman, B., Mouillet, D., Song, I., Beuzit, J. & Lowrance, P. 2005, A&A, 438, L25
- [56] Claret, A. 2000, A&A, 363, 1081
- [57] Claret, A., Díaz-Cordovés, J. & Giménez A. 1995, A&AS, 114, 247
- [58] Cochran, W. D. & Hatzes, A. P., 1994, Ap&SS, 212, 281
- [59] Deeg, H.J., 2002, ESA SP-514, 237
- [60] Deeg, H. J., Moutou, C., Erikson, A., Csizmadia, S., Tingley, B., Barge, P., Bruntt, H., Havel, M., Aigrain, S., Almenara, J. M. és mtsai. 2010, Nature, 464, 384
- [61] Delfosse, X., Forveille, T., Mayor, M., Perrier, C., Naef, D. & Queloz, D. 1998, A&A, 338L, 67

- [62] Deming, D., Harrington, J., Seager, S. & Richardson, L. J. 2006, *ApJ*, 644, 560
- [63] Derekas, A., Kiss, L. L., Borkovits, T., Huber, D., Lehmann, H., Southworth, J., Bedding, T. R., Balam, D., Hartmann, M., Hrudkova, M. és mtsai. 2011, *Science*, 332, 216
- [64] Désert, J.-M., Charbonneau, D., Demory, B.-O., Ballard, S., Carter, J. A., Fortney, J. J., Cochran, W. D., Endl, M., Quinn, S. N., Isaacson, H. T. és mtsai., 2011, *ApJ*, közlésre elfogadva, arXiv1107.5750
- [65] Désert, J.-M., Vidal-Madjar, A., Lecavelier Des Etangs, A., Sing, D., Ehrenreich, D., Hébrard, G. & Ferlet, R. 2008, *A&A*, 492, 585
- [66] Detweiler, S. 1979, *ApJ*, 234, 1100
- [67] Díaz, R. F., Rojo, P., Melita, M., Hoyer, S., Minniti, D., Mauas, P. J. D., Ruíz, M. T. 2008, *ApJ*, 682, 49
- [68] Di Stefano, R., Howell, S. B., Kawaler, S. D. 2010, *ApJ*, 712, 142
- [69] Domingos, R. C., Winter, O. C., Yokohama, T. 2006, *MNRAS*, 373, 1227
- [70] Doppler, C., 1903, Über das farbige Licht der Doppelsterne und einiger anderer Gestirne des Himmels, F. J. STUDNICKA kiadó
- [71] Doyle, L. R. & Deeg, H.-J. 2004, *IAUS*, 213, 80
- [72] Enoch, B., Anderson, D. R., Barros, S. C. C., Brown, D. J. A., Collier Cameron, A., Faedi, F., Gillon, M., Hebrard, G., Lister, T. A., Queloz, D. és mtsai. 2011, *AJ*, 142, 86
- [73] Érdi, B., 2003, Égi mechanika, ELTE, 176–209 o.
- [74] Fischer, D. A., Marcy, G. W., Butler, R. P., Vogt, S. S., Laughlin, G., Henry, G. W., Abouav, D., Peek, K. M. G., Wright, J. T., Johnson, J. A. és mtsai. 2008, *ApJ*, 675, 790
- [75] Ford, E. B. & Gaudi, B. S. 2006, *ApJL*, 652, L137
- [76] Fortney, J. J., Saumon, D., Marley, M. S., Lodders, K. & Freedman, R. S. 2006, *ApJ*, 642, 495
- [77] Gatewood, G. & Eichhorn, H. 1973, *AJ*, 78, 769
- [78] Gaudi, B. S. & Winn, J. N. 2007, *ApJ*, 655, 550

- [79] Gilliland, R. L., Jenkins J. M., Borucki, W. J., Bryson, S. T., Caldwell, D. A., Clarke, B. D., Dotson, J. L., Haas, M. R., Hall, J., Klaus, T., és mtsai. 2010, *ApJ*, 713, L160
- [80] Gillon, M., Pont, F., Moutou, C. 2006, *MNRAS*, 373, 1483
- [81] Giménez A. 2006, *ApJ*, 650, 408
- [82] Girardi, L., Bertelli, G., Bressan, A., Chiosi, C., Groenewegen, M. A. T., Marigo P., Salasnich, B., Weiss, A. 2002, *A&A*, 391, 195
- [83] Gregory, P. C. 2011, *MNRAS*, 415, 2523
- [84] Griest, K. & Safizadeh, N. 1998, *ApJ*, 500, 37
- [85] Han, C. 2008, *ApJ*, 684, 684
- [86] Han, C. & Han, W. 2002, *ApJ*, 580, 490
- [87] Hartman, J. D., Bakos, G. Á., Kipping, D. M., Torres, G., Kovács, G., Noyes, R. W., Latham, D. W., Howard, A. W., Fischer, D. A., Johnson, J. A. és mtsai. 2011a, *ApJ*, 728, 138
- [88] Hartman, J. D., Bakos, G. Á., Sato, B., Torres, G., Noyes, R. W., Latham, D. W., Kovács, G., Fischer, D. A., Howard, A. W., Johnson, J. A. és mtsai. 2011b, *ApJ*, 726, 52
- [89] Hartman, J. D., Bakos, G. Á., Torres, G., Kovács, G., Noyes, R. W., Pál, A., Latham, D. W., Sipőcz, B., Fischer, D. A., Johnson, J. A. és mtsai. 2009, *ApJ*, 706, 785
- [90] Hatzes, A. P., Cochran, W. D., Endl, M., McArthur, B., Paulson, D. B., Walker, G. A. H., Campbell, B. & Yang, S. 2003, *ApJ*, 599, 1383
- [91] Heintz, W. D. 1988, *JRASC*, 82, 140
- [92] Hershey, J. L. 1973, *AJ*, 78, 421
- [93] Howard, A. W., Bakos, G. Á., Hartman, J., Torres, G., Shporer, A., Mazeh, T., Kovács, G., Latham, D. W., Noyes, R. W., Fischer, D. A. és mtsai 2010, *ApJ*, közlésre beküldve, arXiv1008.3898
- [94] Huygens, C., 1698, *The Celestial Worlds Discover'd*, hasonmás kiadás, CASS, 1968

- [95] Jacob, W. S. 1855, *MNRAS*, 15, 228
- [96] Jáki, S. 1966, *The Relevance of Physics*, Univ. Chicago Press, IL, USA
- [97] Jenkins, J. S., Ramsey, L. W., Jones, H. R. A., Pavlenko, Y., Gallardo, J., Barnes, J. R., Pinfield, D. J. 2009, *ApJ*, 704, 975
- [98] Kaltenegger, L. 2010, *ApJ*, 712, L125
- [99] Kipping, D. M. 2008, *MNRAS*, 389, 1383
- [100] Kipping, D. M. 2009a, *MNRAS*, 392, 181
- [101] Kipping, D. M. 2009b, *MNRAS*, 396, 1797
- [102] Kipping, D. M. 2010, *MNRAS*, 408, 1758
- [103] Kipping, D. M. 2011, *MNRAS*, 416, 689
- [104] Kipping, D. M., Fossey, S., J., Campanella, G. 2009, *MNRAS*, 400, 398
- [105] Kipping, D. M., Hartman, J., Bakos, G. Á., Torres, G., Latham, D. W., Bayliss, D., Kiss, L. L., Sato, B., Béky, B., Kovács, G. és mtsai. 2011, *AJ*, 142, 95
- [106] Kjeldsen, H. & Bedding, T. R. 1995, *A&A*, 293, 87
- [107] Konacki, M., Torres, G., Jha, S., Sasselov, D. D. 2003, *Nature*, 421, 507
- [108] Konacki, M., Torres, G., Sasselov, D. D., Jha, S. 2005, *ApJ*, 624, 372
- [109] Konacki, M. & Wolszczan, A. 2003, *ApJ*, 591, L147
- [110] Kovács, G., Bakos, G. Á., Hartman, J. D., Torres, G., Noyes, R. W., Latham, D. W., Howard, A. W., Fischer, D. A., Johnson, J. A., Marcy, G. W. és mtsai. 2010, *ApJ*, 724, 866
- [111] Latham, D. W., Bakos, G. Á., Torres, G., Stefanik, R. P., Noyes, R. W., Kovács, G., Pál, A., Marcy, G. W., Fischer, D. A., Butler, R. P., Sipőcz, B. és mtsai. 2009, *ApJ*, 704, 1107
- [112] Laughlin, G. & Chambers, J. E. 2001, *ApJ*, 551, L109
- [113] Léger, A., Rouan, D., Schneider, J., Barge, P., Fridlund, M., Samuel, B., Ollivier, M., Guenther, E., Deleuil, M., Deeg, H. J. és mtsai. 2009, *A&A*, 506, 287
- [114] Lewis, K. M. 2011, PhD dissertation, arXiv1109.5332

- [115] Lewis, K. M., Sackett, P. D., Mardling, R. A. 2008, *ApJ*, 685, L153
- [116] Li, C.-H., Benedick A. J., Fendel, P., Glenday, A. G., Kärtner, F. X., Phillips, D. F., Sasselov, D., Szentgyorgyi, A. & Walsworth R. L. 2008, *Nature*, 452, 610
- [117] Liebig, C. & Wambsganss, J. 2010, *A&A*, 520, A68
- [118] Lissauer, J. J., Fabrycky, D. C., Ford, E. B., Borucki, W. J., Fressin, F., Marcy, G. W., Orosz, J. A., Rowe, J. F., Torres, G., Welsh, W. F. és mtsai. 2011, *Nature*, 470, 53
- [119] Lupton, R. 1995, in: *Statistics in Theory and Practice*, Princeton Univ. Press, Princeton, NJ
- [120] Lyne, A. G. & Bailes, M. 1992, *Nature*, 355, 213
- [121] Mamajek, E. E., 2005, *ApJ*, 634, 1385
- [122] Mandushev, G., O'Donovan, F. T., Charbonneau, D., Torres, G., Latham, D. W., Bakos, G. Á., Dunham, E. W., Sozzetti, A., Fernández, J. M., Esquerdo, G. A. és mtsai. 2007, *ApJ*, 667L, 195
- [123] Mandushev, G., Quinn, S. N., Buchhave, L. A., Dunham, E. W., Rabus, M., Oetiker, B., Latham, D. W., Charbonneau, D., Brown, T. M., Belmonte, J. A. és mtsai. 2011, *ApJ*, 741, 114
- [124] Marcy, G. W. & Butler, R. P. 1998, *ARA&A*, 36, 57
- [125] Marcy, G. W., Butler, R. P., Vogt, S. S., Fischer, D. & Lissauer, J. J. 1998, *ApJ*, 505L, 147
- [126] Marcy, G. W., Butler, R. P., Fischer, D. A., Laughlin, G., Vogt, S. S., Henry, G. W. & Pourbaix, D. 2002, *ApJ*, 581, 1375
- [127] Marcy, G., Butler, R. P., Fischer, D., Vogt, S., Wright, J. T., Tinney, C. G. & Jones, H. R. A. 2005, *PThPS*, 158, 24
- [128] Mayor, M., Bonfils, X., Forveille, T., Delfosse, X., Udry, S., Bertaux, J.-L., Beust, H., Bouchy, F., Lovis, C., Pepe, F., és mtsai. 2009, *A&A*, 507, 487
- [129] Mayor, M. & Queloz D. 1995, *Nature*, 378, 355
- [130] McArthur, B. E., Endl, M., Cochran, W. D., Benedict, G. F., Fischer, D. A., Marcy, G. W., Butler, R. P., Naef, D., Mayor, M., Queloz, D. és mtsai. 2004, *ApJ*, 614L, 81

- [131] McCullough, P. R., Stys, J. E., Valenti, J. A., Fleming, S. W., Janes, K. A. & Heasley, J. N. 2005, *PASP*, 117, 783
- [132] McCullough, P. R., Stys, J. E., Valenti, J. A., Johns-Krull, C. M., Janes, K. A., Heasley, J. N., Bye, B. A., Dodd, C., Fleming, S. W., Pinnick, A. és mtsai. 2006 *ApJ*, 648, 1228
- [133] McLaughlin, D. B. 1924, *ApJ*, 60, 22
- [134] Minniti, D., Fernández, J. M., Díaz, R. F., Udalski, A., Pietrzynski, G., Gieren, W., Rojo, P., Ruíz, M. T. & Zoccali, M. 2007, *ApJ*, 660, 858
- [135] Mosqueira, I. & Estrada, P. R. 2003a, *Icarus*, 163, 198
- [136] Mosqueira, I. & Estrada, P. R. 2003a, *Icarus*, 163, 232
- [137] Moutou, C. & CoRoT Team 2006, *ISSIR*, 6, 221M
- [138] Muterspaugh, M. W., Lane, B. F., Konacki, M., Burke, B. F., Colavita, M. M., Kulkarni, S. R. & Shao, M. 2006 *SPIE*, 6268, 15
- [139] Narita, N., Sato, B., Hirano, T. & Tamura, M. 2009, *PASJ*, 61L, 35
- [140] O'Donovan, F. T., Charbonneau, D., Bakos, G. Á., Mandushev, G., Dunham, E. W., Brown, T. M., Latham, D. W., Torres, G., Sozzetti, A., Kovács, G. és mtsai. 2007, *ApJ*, 663, 370
- [141] O'Donovan, F. T., Charbonneau, D., Mandushev, G., Dunham, E. W., Latham, D. W., Torres, G., Sozzetti, A., Brown, T. M., Trauger, J. T., Belmonte, J. és mtsai., 2006, *ApJL*, 651, L61
- [142] O'Toole, S. J., Tinney, C. G., & Jones, H. R. A. 2008, *MNRAS*, 386, 516
- [143] Ohta, Y., Taruya, A., Suto, Y. 2005, *ApJ*, 622, 1118
- [144] Ohta, Y., Taruya, A., Suto, Y. 2009, *ApJ*, 690, 1
- [145] Pál, A., Kocsis, B. 2008, *MNRAS*, 389, 191
- [146] Pál, A., Bakos, G. Á., Torres, G., Noyes, R. W., Latham, D. W., Kovács, G., Marcy, G. W., Fischer, D. A., Butler, R. P., Sasselov, D. D. és mtsai. 2008, *ApJ*, 680, 1450
- [147] Poleski, R., McCullough, P. R., Valenti, J. A., Burke, C. J., Machalek, P. & Janes, K. 2010, *ApJS*, 189, 134

- [148] Pollacco, D. L., Skillen, I., Collier Cameron, A., Christian, D. J., Hellier, C., Irwin, J., Lister, T. A., Street, R. A., West, R. G., Anderson, D. és mtsai. 2006, *PASP*, 118, 1407
- [149] Pont, F., Bouchy, F., Queloz, D., Santos, N. C., Melo, C., Mayor, M. & Udry, S. 2004, *A&A*, 426, 15
- [150] Poretti, E., Michel, E., Garrido, R., Lefèvre, L., Mantegazza, L., Rainer, M., Rodríguez, E., Uytterhoeven, K., Amado, P. J., Martín-Ruiz, S. és mtsai., 2009, *A&A*, 506, 85
- [151] Pravdo, S. H. & Shaklan, S. B., 2009, *ApJ*, 700, 623
- [152] Queloz, D., 2006, *Nature*, 439, 400
- [153] Queloz, D., Allain, S., Mermilliod, J.-C., Bouvier, J., Mayor, M. 1998, *A&A*, 335, 183
- [154] Queloz, D., Bouchy, F., Moutou, C., Hatzes, A., Hébrard, G., Alonso, R., Auvergne, M., Baglin, A., Barbieri, M., Barge, P. és mtsai. 2009, *A&A*, 506, 303
- [155] Queloz, D., Eggenberger, A., Mayor, M., Perrier, C., Beuzit, J. L., Naef, D., Sivan, J. P. & Udry, S. 2000, *A&A*, 359L, 13
- [156] Richardson, L. J., Deming, D., Horning, K., Seager, S. & Harrington, J. 2007, *Nature*, 445, 892
- [157] Rivera, E. J., Laughlin, G., Butler, R. P., Vogt, S. S., Haghighipour, N. & Meschiari, S. 2010, *ApJ*, 719, 890
- [158] Roche É., 1847-50, *Acad. des sciences de Montpellier*, 1, 243
- [159] Rosenblatt, F. 1971, *Icar*, 4, 71
- [160] Rossiter, R. A. 1924, *ApJ*, 60, 15
- [161] Saar S. H., Hatzes A., Cochran W., Paulson D., 2003, in Brown A., Harper G. M., Ayres T. R., eds, 12th Cambridge Workshop on Cool Stars, The Future of Cool-Star Astrophysics. Univ. Colorado Press, Boulder, CO, p. 694
- [162] Safizadeh, N., Dalal, N. & Griest, K. 1999, *ApJ*, 522, 512
- [163] Sahu, K. C., Casertano, S., Bond, H. E., Valenti, J., Ed Smith, T., Minniti, D., Zoccali, M., Livio, M., Panagia, N., Piskunov, N. és mtsai. 2006, *Nature*, 443, 534

- [164] Sartoretti, P. & Schneider, J. 1999, *A&AS*, 134, 553
- [165] Scherer, K., Fichtner, H., Anderson, J. D. & Lau, E. L. 1997, *Science*, 278, 1919
- [166] Schneider, J., 2011, *The Extrasolar Planets Encyclopaedia*, <http://exoplanet.eu>
- [167] Silva, A. V. R. 2003, *ApJ*, 585, L147
- [168] Silva-Valio, A., Lanza, A. F., Alonso, R., Barge, P. 2010, *A&A*, 510, 25
- [169] Simon, A. E., Szatmáry, K., Szabó, Gy. M. 2007, *A&A*, 470, 727
- [170] Simon, A. E., Szabó, Gy. M., Szatmáry, K. 2009, *EM&P*, 105, 385
- [171] Simon, A. E., Szabó, Gy. M., Szatmáry, K., Kiss, L.L. 2010, *MNRAS*, 406, 2038
- [172] Simon, A. E., Szabó, Gy. M., Kiss, L.L., Szatmáry, K. 2011, *MNRAS*, tmp, 1592S
- [173] Simpson, E. K., Pollacco, D., Cameron, A. C., Hébrard, G., Anderson, D. R., Barros, S. C. C., Boisse, I., Bouchy, F., Faedi, F., Gillon, M. és mtsai. 2011, *MNRAS*, 414, 3023
- [174] Snellen, I. A. G., de Kok, R. J., de Mooij, E. J. W. & Albrecht, S. 2010, *Nature*, 465, 1049
- [175] Southworth, J., Mancini, L., Novati, S. Calchi, Dominik, M., Glittrup, M., Hinse, T. C., Jørgensen, U. G., Mathiasen, M., Ricci, D. és mtsai. 2010, *MNRAS*, 408, 1680S
- [176] Sparks W. B. & Ford H. C., 2002, *ApJ*, 578, 543
- [177] Steffen, J. H. & Agol, E., 2005, *MNRAS L*, 364, 96
- [178] Sumi, T., Kamiya, K., Bennett, D. P., Bond, I. A., Abe, F., Botzler, C. S., Fukui, A., Furusawa, K., Hearnshaw, J. B., Itow, Y. 2011, *Nature*, 473, 349
- [179] Szabó, Gy. M. & Kiss, L. L. 2011, *ApJ*, 727L, 44
- [180] Szabó, Gy. M., Simon, A., Szalai, T., 2011a, *Fizikai Szemle*, LXI. évf., 7-8. szám, 217. o
- [181] Szabó, Gy. M., Szabó, R., Benkő, J. M., Lehmann, H., Mező, G., Simon, A. E., Kővári, Z., Hodosán, G., Regály, Z. & Kiss, L. L. 2011b, *ApJ*, 736L, 4
- [182] Szabó, Gy. M., Szatmáry, K., Divéki, Zs. & Simon, A., 2006, *A&A*, 450, 395

- [183] Szatmáry, K., 2002, *Bolygók más csillagok körül*, Meteor csillagászati évkönyv 2003, 204 o.
- [184] Szatmáry, K., 2006, *Magyar Tudomány*, 8. szám, 968. o.
- [185] Thatte, N., Abuter, R., Tecza, M., Nielsen, E. L., Clarke, F. J. & Close, L. M. 2007, *MNRAS*, 378, 1229
- [186] Tinney, C. G., Butler, R. P., Marcy, G. W., Jones, H. R. A., Penny, A. J., Vogt, S. S., Apps, K. & Henry, G. W. 2001, *ApJ*, 551, 507
- [187] Tinney, C. G., Wittenmyer, R. A., Butler, R. P., Jones, H. R. A., O'Toole, S. J., Bailey, J. A., Carter, B. D. & Horner, J. 2011, *ApJ*, 732, 31
- [188] Torres, G., Bakos, G. Á., Hartman, J., Kovács, G., Noyes, R. W., Latham, D. W., Fischer, D. A., Johnson, J. A., Marcy, G. W., Howard, A. W. 2010, *ApJ*, 715, 458
- [189] Trauger, T. & Traub, W. A. 2007, *Nature*, 446, 771
- [190] Triaud, A. H. M. J. mtsai. 2009, *A&A*, 506, 377
- [191] Valencia, D., Sasselov, D. D. & O'Connell, R. J. 2007, *ApJ*, 656, 545
- [192] van de Kamp, P. 1969a, *AJ*, 74, 238
- [193] van de Kamp, P. 1969b, *AJ*, 74, 757
- [194] van Straten, W., Bailes, M., Britton, M., Kulkarni, S. R., Anderson, S. B., Manchester, R. N. & Sarkissian, J. 2001, *Nature*, 412, 158
- [195] Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., Ballester, G. E., Ferlet, R., Hébrard, G. & Mayor, M. 2003, *Nature*, 422, 143
- [196] Vogt, S. S. 2002, *ASPC*, 270, 5
- [197] Vogt, S. S., Allen, S. L., Bigelow, B. C., Bresee, L., Brown, B., Cantrall, T., Conrad, A., Couture, M., Delaney, C., Epps, H. W. és mtsai. 1994, *SPIE*, 2198, 362
- [198] Vogt, S. S., Butler, R. P., Rivera, E. J., Haghighipour, N., Henry, G. W. & Williamson, M. H. 2010, *ApJ*, 723, 954
- [199] Vogt, S. S., Wittenmyer, R. A., Butler, R. P., O'Toole, S., Henry, G. W., Rivera, E. J., Meschiari, S., Laughlin, G., Tinney, C. G., Jones, H. R. A. és mtsai. 2010, *ApJ*, 708, 1366

- [200] Wagner, N. 1936, *Unveiling the Universe*, The Research Publishers, Scranton, PA
- [201] Walker, G. A. H., Bohlender, D. A., Walker, A. R., Irwin, A. W., Yang, S. L. S. & Larson, A. 1992, *ApJ*, 396L, 91
- [202] Wildi, F., Pepe, F., Chazelas, B., Lo Curto, G. & Lovis, C. 2010, *SPIE*, 7735, 164
- [203] Winn, J. N., Johnson, J. A., Marcy, G. W., Butler, R. P., Vogt, S. S., Henry, G. W., Roussanova, A., Holman, M. J., Enya, K., Narita, N. és mtsai. 2006, *ApJ*, 653L, 69
- [204] Wolszczan, A. 1994, *Science*, 264, 538
- [205] Wolszczan, A. & Frail D. 1992, *Nature*, 355, 145
- [206] Wright J. T. 2005, *PASP*, 117, 657

Melléklet

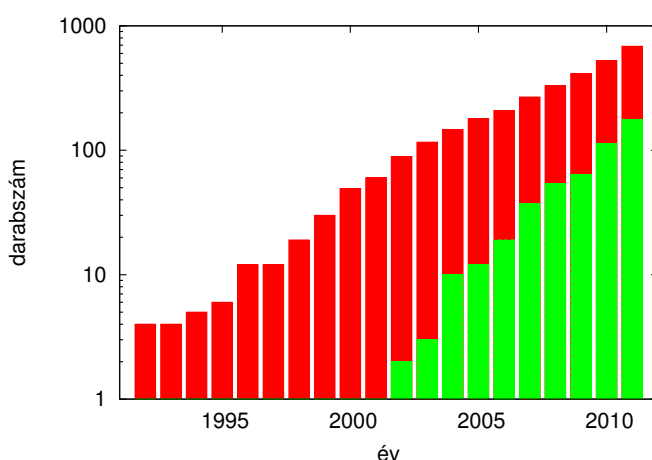
DOKTORI ÉRTEKEZÉS TÉZISEI

Tudományos háttér

Naprendszeren kívüli bolygók (exobolygók – Szatmáry, 2006) kutatása az elmúlt közel 20 évben új kutatási irányná nőtte ki magát a csillagászatban belül.

A Földhöz hasonló bolygó keresésének és felfedezésének kérdésével az ókori görögök (Démokritosz, Epikurosz) foglalkoztak először. Munkásságuk számos filozófust (Giordano Bruno, Fontenelle, Goethe, Kant) is gondolkodásra ösztönzött, de először Huygens (1698) próbált meg kimutatni bolygót más csillagok körül. Hamar rájött, hogy egy ilyen bolygó kimutatása messze meghaladja legjobb távcsövei lehetőségeit is. A XIX. században W. S. Jacob, és a XX. század első felében van de Kamp ez irányú próbálkozásai sem jártak sikerrel. Az első megerősített exobolygóra egészen 1992-ig kellett várni, amikor is Wolszczan és Frail a PSR 1257+12 jelű pulzár körül felfedezte az első exobolygót. A következő detektálás Mayor és Queloz nevéhez fűződik. 1995-ben ők mutattak ki elsőnek radiálissebesség-mérések elemzésével olyan exobolygót, amely egy fősorozati, a Napunkhoz hasonló 51 Pegasi csillag körül kering.

1999-ben Charbonneau és munkatársai (2000) elsőként figyelték meg egy csillag fényességváltozását, ahogy egy exobolygó elhalad annak korongja előtt. Ez utóbbi módszer hatékonyságára és egyszerűségére sokan felfigyeltek, így a technikára épülő kistávcsöves égboltfelmérő programok (HAT, SuperWASP) elindulása után a 90-es évek végére a felfedezett exobolygók száma még gyorsabb ütemben kezdett el nőni. 2011 októberében a felfedezett és megerősített exobolygók száma elérte a közel 700-at (6.6. ábra), a CoRoT és Kepler űrtávcsövek adataiban további 1200 jelölt várja, hogy megerősítsék vagy cáfolják létezését.



6.6. ábra. A felfedezett exobolygók száma. A piros az összes, a zöld oszlop a fedési exobolygókat jelöli. A darabszám logaritmikus ábrázolású (Schneider, 2011).

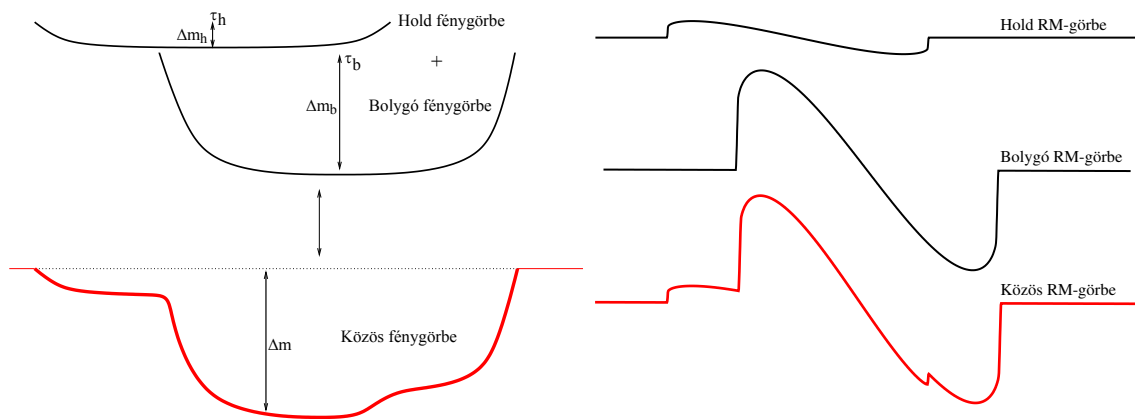
A kezdeti sikerek arra ösztönözték a kutatókat, hogy közelebbről is megvizsgálják ezeket az exobolygórendszereket és feltegyék a kérdést, hogy milyen jellemvonásokban különböznek a mi Naprendszerünkétől. A csillagok fizikai tulajdonságainak vizsgálata és a bolygók eloszlása az élet kialakulásának feltételeit kereső kutatásokhoz nyúlik vissza. A követelmények hosszú sora mellett Wagner (1936) és Asimov (1979) munkájában olvashatunk arról a feltételről, amely szerint a földi élet megjelenésében Holdunk nagy szerepet játszott. A bolygók további fejlődését számos körülmény meghatározta, például hold jelenléte nélkül a kőzetbolygók forgástengelyének iránya rövid időskálán jelentős változáson mehet keresztül. A Föld esetében ez szélsőséges időjárási viszonyokat, és ezzel együtt az életnek még a csíra állapotában történő elfojtását eredményezte volna. Holdunknak tehát nagy szerepe van abban, hogy bolygónk forgástengelye hosszú időskálán stabil maradjon, és lehetőséget adjon az intelligens civilizáció megjelenéséhez. Ez a gondolat inspirálta kutatásaimat, amelyekben elsődlegesen olyan módszerek kidolgozását tűztem ki célul, amelyek segítségével távoli csillagok bolygói körül keringő holdak kimutatásának tanulmányozására van lehetőség. Továbbá kutatásaimat ösztönözte az a tény is, hogy az irodalomban még nincs példa arra, hogy egy ilyen hold létezését a Naprendszeren kívül bebizonyították volna.

Kutatási módszerek

Exoholdak vizsgálatára elsősorban akkor van lehetőségünk, ha az exobolygó-exohold páros elhalad a csillag korongja előtt. A fedés során a bolygó és a hold kitakarja a csillag korongjának egy részét, így annak egyrészt lecsökken a fényessége, másrészt megváltozik a látszó radiális sebessége. (Az utóbbi a Rossiter–McLaughlin-effektus (RM-effektus): a forgó csillag felületelemeihez tartozó radiális sebességek átlaga a kitakarás miatt különbözni fog a csillag teljes felületére vett nulla értékétől.) A folyamat eredményeképpen az adott rendszerre jellemző fény- és Rossiter–McLaughlin görbe jön létre. A vizsgálataim ezen görbék tanulmányozására alapulnak.

A hold egyedi fénygörbéje hasonló a bolygóéhoz, a különbség a kettő között mindössze annyi, hogy a hold kisebb mérete révén kevesebb fényt takar ki a csillagból, így az általa okozott fényességcsökkenés is kisebb, a fénygörbéje sekélyebb (6.7. ábra bal felső panel). Ha a rendszer akkor halad el a csillag előtt, amikor a hold nem tartózkodik a csillag-bolygó egyenesen, akkor a bolygó és a hold is más-más időpontban takarja ki a csillag egy részét, így a fénygörbe minimumainak időpontjai különbözni fognak (6.7. ábra, τ_b , τ_h időpontok). Vezető hold esetén ez azt eredményezi, hogy a csillag elé először a hold lép be, majd követi a bolygó is. A csillag előtt

együtt haladva a hold éri el először a csillag peremét, megkezdí a kilépést, majd követi a bolygó is. A fénygörbében ez úgy mutatkozik meg, hogy egy sekélyebb vállal indul a fénygörbe (belép a hold), majd bolygó belépése után az együttes fénygörbe első fele kicsit mélyebben halad, ezután a hold fedésének befejeztével megemelkedik, végül a bolygó kilépésével végződik (6.7. ábra bal alsó panel).



6.7. ábra. A bolygó és a hold fedési fénygörbéje (balra) és RM-görbéje (jobbra) külön-külön és a közös görbék.

A Rossiter–McLaughlin görbén a jelenség teljesen hasonló módon játszódik le (6.7. ábra jobb alsó és felső panel), az eredő görbe a két egyedi görbe összege lesz.

A fénygörbe mélységét és alakját a csillag-bolygó-hold hármas számos fizikai paramétere meghatározza. A bolygó és a hold relatív (a csillaghoz viszonyított) sugarának növekedésével a csillag elhalványodása növekszik. A csillag hőmérsékletének változásával változik a peremsötétedés értéke, a fénygörbe alakja és mélysége. A bolygópályának a látóiránnyal bezárt szöge a fedés időtartamát és – a peremsötétedés lokális változása miatt – a mélységét befolyásolja. A Rossiter–McLaughlin görbe menetét a fentieken kívül meghatározza még a bolygó és a hold keringésének iránya és pályájuknak hajlásszöge a csillag forgástengelyéhez képest, valamint a csillag forgási periódusa és peremsötétedése.

A fenti effektusok megfigyeléséhez elengedhetetlen, hogy a bolygó pályasíkja közel egybeessen a látóirányukkal. Ez a feltétel különösen igaz abban az esetben, ha a bolygó-hold rendszer távol kering a csillagtól.

A fény és RM-görbéket numerikus módszerek segítségével tanulmányoztam, széles skálán vizsgálva az egyedi rendszerek fizikai tulajdonságait.

Tézisek

I. Az exohold szimulátor program és a fedések görbéinek jellegzetességei (Simon és mtsai., 2009)

Az exoholdak vizsgálatához mindenekelőtt szükség volt egy olyan programra, amellyel képesek vagyunk a csillaguk előtt elhaladó exobolygó-exohold rendszer szimulációjára. A vizsgálatokhoz olyan numerikus algoritmust fejlesztettem ki, amellyel tanulmányozhatjuk ezen rendszerek fény- és Rossiter–McLaughlin görbéit. Az algoritmus programozása során elkészítettem a csillag pixel alapú képét, amelyekhez különböző intenzitás értékeket rendeltem, figyelembe véve a csillag helyi peremsötétedésének értékét. A fedés jelensége úgy valósul meg, hogy a fedés alatt a bolygó és a hold pozíciójában a csillag pixelei nulla értéket vesznek fel. Az elkészült szoftvert grafikus felhasználói felületen keresztül lehet kezelni, amelyen a rendszer fizikai tulajdonságainak beállítását és a kívánt mérési pontosságot, mintavételi időt lehet beállítani.

A programmal számos fedési rendszer fénygörbáját és Rossiter–McLaughlin görbáját tanulmányoztam, amiből azt a következtetést vontam le, hogy egy fedési rendszerben keringő hold hatásai a bolygó által létrehozott fényváltozás menetére jellegzetes módon rakódnak rá. A hold egyedi görbéje a bolygóéhoz hasonló alakú, a különbség csak annyi, hogy a hold mérete kisebb, így kevesebb fényt takar ki a csillagból, aminek eredményeként az általa okozott effektus is kisebb. Ez a kisebb effektus a bolygóhoz képest időben eltolva jelenik meg.

A programmal megvizsgáltam, hogy a rendszer paramétereinek változtatásakor miként változik meg a görbék alakja. Tanulmányoztam, hogy a különböző méretű hold mekkora járulékos jellel járul hozzá a bolygó fény- és RM-görbjéhez, és milyen mértékben módosítja annak menetét.

II. A fotocentrikus modell és a fotometriai tranzitidőpont-eltolódás (Szabó és mtsai., 2006)

1999-ben Sartoretti és Schneider exobolygók körül keringő holdak kimutathatóságát vizsgálta. Azt tapasztalták, hogy a hold dinamikai hatása miatt a bolygó fedésének idejében csúszásokat okoz, ez a baricentrikus tranzitidőpont-eltolódás (TTV_b). A közölt formulával az eltolódás mértékéből a rendszerben keringő hold tömegére becslést tudtak adni. Rámutattam a modell hiányossága, hogy nem veszi figyelembe a hold fotometriai hatásait, a hold tömegével egyenes arányos effektust hoz létre. A létrejövő effektus pedig olyan kicsi, hogy

szigorúan véve nem mérhető mennyiség. Ezek mind a módszer használhatóságának korlátait mutatják.

Munkámban más oldalról közelítettem meg az exoholdak által okozott fotometriai effektust, és fedések időpontjaiban történő változások kimutatásához a fedés középidejét a fénygörbe súlyvonalával definiáltam. Ebben a fotocentrikus modellben a fedés ideje abba az irányba tolódik el, amerre a hold járulékos fényességcsökkenése található a bolygóhoz képest. A hold ezen fotometriai hatása a legfontosabb, ugyanis a bolygó körüli keringés miatt a hold fedésének időpontjai nagyon eltérő időpontokban következnek be, így alkalmas a fénygörbe középidejében jelentős elmozdulást okozni amellet, hogy maga a hold nem mutatható ki közvetlenül a fénygörbében.

A Föld–Hold rendszerre végzett tesztjeim azt mutatták, hogy az így definiált fotometriai tranzitidőpont-eltolódás (TTV_p) sokkal érzékenyebb a hold fénygörbére gyakorolt hatásaira, mint a Sartoretti és Schneider-féle baricentrikus módszer.

III. A fotometriai középpont és paraméterezése, az exoholdak fizikai tulajdonságainak meghatározása (Simon és mtsai., 2007)

A fotocentrikus modell részletes analízisével kiderült, hogy a fedési bolygó-hold rendszerünket a mérendő mennyiség szempontjából egy képzeletbeli égitest helyettesíteni tudja, amely az úgynevezett fotometriai középpontban helyezkedik el. A fotometriai középpont helyzete fix a bolygó-hold egyenesén és kering a rendszer közös tömegközéppontja körül, aminek eredményeképpen a fotometriai tranzitidőpont keringésről keringésre változik.

A rendszer maximális fotometriai időpont-eltolódásának és a bolygó-hold paraméterek felhasználásával a hold sugarának, tömegének és sűrűségének becslésére alkalmas formulát vezettem le. A Föld–Hold rendszerben elvégzett kísérletek azt mutatják, hogy a hold sugarára kapott eredmények jobban közelítik a valóságot, mint a hold tömegére kapott értékek.

Egy másik fontos eredmény, hogy a fotometriai tranzitidőpont-eltolódásnak létezik maximuma, amelynél nagyobb becslt értékek nem származhatnak egy fizikailag értelmes bolygó-hold rendszertől. Ha olyan mérési eredményeink vannak, amelyekben az időpont-eltolódás értéke meghaladja a rendszertől elvárható maximális értéket, akkor alternatív magyarázatot kell keresni az effektus pontos magyarázatára (perturbáló bolygó, trójai kisbolygók).

IV. Exoholdak kimutatásának lehetősége a Rossiter–McLaughlin-effektusból (Simon és mtsai., 2010)

Fedési exobolygók Rossiter–McLaughlin jelének mérése révén lehetőségünk nyílna a bolygó körül keringő hold által okozott modulációk keresésére is. Mivel a görbe alakját a pálya csillaghoz viszonyított helyzetétől is nagyban függ, jó esély van az égitestek sugarán felül pályáik szögparamétereinek megbecslésére is. A laboratóriumban elérhető 1 cm/s pontosságú sebességmérés (Li és mtsai., 2008) biztató jel lehet ezen holdak effektusainak kimutatására.

Munkámban tanulmányoztam a hold hatásait a bolygó Rossiter–McLaughlin görbéjén. Egy szimulált mérés elemzésével elvégeztem a rendszer paramétereinek teljes rekonstrukcióját. A pontos bolygómodellt levontam a mérésekből, és az előre elkészített holdmodellek reziduálra való illeszkedését vizsgáltam.

A szimuláció eredményei azt mutatták, hogy az RM-effektusból a hold sugarát tudjuk a legpontosabban meghatározni, és a hold keringési periódusáról is kapunk információt. A fedések időpontjainak ismeretében (például fotometriából) becslést tudunk adni a hold pályájának szögparamétereire és a hold sűrűségére is. Ellenben a hold tömegére semmilyen információ nem nyerhető ki, ha a fedés időpontja ismeretlen.

A csillagok aktivitásából és oszcillációjából származó jelek felülmúlhatják a hold RM-görbére gyakorolt hatását, ami a módszer használhatóságának korlátait is mutatja. A legjobb célpontok éppen ezért az alacsony aktivitású K és korai M színképtípusú csillagok körül keringő rendszerek lehetnek.

V. Exoholdak detektálhatósága a szórási csúcs módszer segítségével (Simon és mtsai., 2011)

A szórási csúcs módszerrel újszerű megközelítésben vizsgáltam az exoholdak jelének kimutathatóságát. Minden eddigi technika az úrfotometriai mérések közvetett vizsgálatán alapszik, ezzel szemben a szórási csúcs közvetlenül a fénygörbében keresi az exoholdakra utaló jeleket.

Az eljárásban a fedési fénygörbét nagyon pontosan fedésbe hozzuk egymással, korrigálva az olyan hatásokra, amelyek a fedés középidejében változásokat okozhatnak (TDV, TTV). Az így kapott fénygörbe lokális szórásának ingadozását elemezzük, amelynek eredményeképpen létrejön a fázisfüggő szórásgörbe. A hold különböző időbeli lefolyású hatásai a fázisba tekert fénygörbe szórását megnövelik a fedésen kívüli értékhez képest, amely a szórásgörbén a bolygó fedésének időpontjában egy csúcsként jelenik meg, utalva a hold jelenlétére.

A módszert négy különböző minőségű szimulált adatsoron teszteltem (Kepler hosszú és rövid, földi és a tervezett PLATO mintavételezésű adatsorok), és azt vizsgáltam, hogy mekkora hold mutatható ki az adott adatsorból. Eredményeim szerint egy 0,5 Föld-sugarú holdat a PLATO vagy az ahhoz hasonló űrtávcső képes lesz majd kimutatni, de elméletileg a Kepler rövid mintavételezésű adatsorban is lehetőségünk van már Föld-méretű hold detektálására. Az esetek egyharmadában ezt a földi minőségű adatsorok is tudni majd, míg a hosszú integrációs idejű adatokban az elkenődés jelensége (smearing effect: Kipping, 2010) miatt a hold kicsiny hatása elveszik. A módszer azonban csak akkor használható eredményesen, ha legalább 100 fedési fénygörbét tudunk kiértékelni. A sikerhez szükséges az is, hogy a bolygó tranzitja előtt és után elegendően sok mérési adatunk legyen, és a műszeres trendeket eltávolító algoritmusok ezeken a szakaszokon lévő kicsiny változásokra ne legyenek hatással.

Az értekezésben felhasznált publikációk

Referált folyóiratban megjelent publikációk

- I. **Simon, A. E.**; Szabó, Gy. M.; Kiss, L. L. & Szatmáry, K.: *Signals of exomoons in averaged light curves of exoplanets* 2011, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, tnp, 1592
- II. **Simon, A. E.**; Szabó, Gy. M.; Szatmáry, K. & Kiss, L. L.: *Methods for exomoon characterization: combining transit photometry and the Rossiter-McLaughlin effect*, 2010, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, **406**, 2038
- III. **Simon, A. E.**; Szabó, Gy. M. & Szatmáry, K.: *Exomoon Simulations*, 2009, Earth, Moon and Planets, **105**, 385
- IV. **Simon, A.**; Szatmáry, K. & Szabó, Gy. M.: *Determination of the size, mass, and density of "exomoons" from photometric transit timing variations*, 2007, Astronomy & Astrophysics, **470**, 727
- V. Szabó, Gy. M.; Szatmáry, K.; Divéki, Zs. & **Simon, A.**: *Possibility of a photometric detection of "exomoons"*, 2006, Astronomy & Astrophysics, **450**, 395

Konferenciákon megjelent poszterek

- I. Szabó, Gy. M., **Simon, A. E.**, Kiss, L. L., Regály, Zs., 2010, *Practical suggestions on detecting exomoons in exoplanet transit light curves*, „The Astrophysics of Planetary Systems: Formation, Structure, and Dynamical Evolution”, Torino, Italy, 11-15 Oct, 2010
- II. **Simon, A. E.**, Szabó, Gy. M., Szatmáry, K., 2008, *Exomoon simulations*, „Future Ground Based Solar System Research: Synergies with Space Probes and Space Telescope”, Pertoferraio, Elba, Livorno, Italy, 8-12 Sept, 2008
- III. Szabó, Gy. M., Szatmáry, K., **Simon, A.**, Divéki, Zs., 2007, *On the possible discovery of "exomoons" in exoplanetary transits*, „Extreme Solar Systems”, Thira, Santorini, Greece, 25-29 July, 2007
- IV. Szabó, Gy. M., Szatmáry, K., **Simon, A.**, Divéki, Zs., 2005, *Light curve effects due to "exomoons" in exoplanetary transits*, „Astrophysics of Variable Stars”, Pécs, Hungary, 5-10 Sept, 2005