dc_493_12

MTA CSILLAGÁSZATI ÉS FÖLDTUDOMÁNYI KUTATÓKÖZPONT Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézet

Szubsztelláris égitestek naprendszerekben

ÉRTEKEZÉS AZ MTA DOKTORA CÍMÉRT

Szerző:

Dr. Szabó M. Gyula

Budapest, 2012.



Az első megfigyelés egy bolygó tranzitjáról. Jeremiah Horrocks (1618–1641) 1639-ben kiszámította és megfigyelte a Vénusz átvonulását a Nap előtt (J. W. Lavender olajképe, 1903; Astley Hall Museum and Art Gallery).

Tartalomjegyzék

1.	Tudományos háttér					
	1.1.	Naprendszerek mindenhol				
		1.1.1.	Az exobolygók állapothatározói	8		
		1.1.2.	Az exobolygók felépítése	9		
		1.1.3.	A pályahajlás megfigyeléséhez kötődő jelenségek	14		
		1.1.4.	A <i>Kepler-</i> űrtávcső szerepe a bolygókutatásban	15		
	1.2.	Kis ég	itestek fejlődési története a Naprendszerben	22		
		1.2.1.	Becsapódásokra utaló megfigyelések	22		
		1.2.2.	Egy ütközés lefolyása	25		
		1.2.3.	Az ütközések szerepe a naprendszerek kialakulásában	27		
		1.2.4.	Az ütközések szerepe a mai Naprendszerben	32		
		1.2.5.	Kis égitestek más naprendszerekben	40		
2.	Az ütközési folyamatok szerepe a kisbolygók alakjának formálásában					
	2.1.	1. A kisbolygók alakjának fejlődése becsapódások által indukált				
		szeizn	nikus anyagátrendeződéssel	44		
		2.1.1.	A méreteloszlás illesztésének végrehajtása	45		
		2.1.2.	Fényességváltozások statisztikája a családokban	46		
		2.1.3.	Az alak elnyúltságok statisztikája és fejlődése	47		
	2.2.	2. A kisbolygók alakjának fejlődése becsapódások által gerjesztett poliéderes				
		pással		50		
		2.2.1.	Eredmények	51		
	2.3.	Diszkı	usszió	54		
3.	A Ju	A Jupiter trójai kisbolygó csoportjainak szerkezeti vizsgálata				
	3.1.	A Jupiter trójai kisbolygóinak vizsgálata az SDSS megfigyelései alapján				
	3.2.	A moz	zgó objektumok kiválasztása az SDSS Mozgó Objektum Katalógusból	57		
	3.3.	.3. Eredmények				
		3.3.1.	A trójai rajok populációjának aránya	60		
		3.3.2.	Fényesség- és méreteloszlások a rajokban	62		
		3.3.3.	Szín- és taxonómiai eloszlások a rajokban	64		

		3.3.4.	Szín- és taxonómiai eloszlások a rajokon belül	66			
4.	Üstökösök űrszondás megközelítésének földi támogatása a CARA észlelőhálózattal						
	4.1. A CARA észlelőhálózat						
	4.2.	A 9P/	Tempel 1 üstökös megfigyelése a Deep Impact kísérlet közben	72			
		4.2.1.	A becsapódás és utóhatásai	74			
		4.2.2.	A 103P/Hartley 2-üstökös megfigyelése az EPOXI megközelítése alatt	76			
5.	Az üstökösaktivitás határa a Naprendszerben						
		5.0.3.	A Hale–Bopp-üstökös aktivitása 25,7 csillagászati egység naptávolságban	81			
		5.0.4.	A Hale–Bopp-üstökös magja 30,7 csillagászati egység naptávolságban $~.~$	84			
6.	Exo	Exobolygók holdjainak detektálhatósága a Kepler űrtávcsővel és földi mérésekben 97					
	6.1.	Exoho	ldak detektálhatósága a Kepler-úrtávcsővel	94			
	6.2.	Föld–I	Hold típusú rendszerek	94			
		6.2.1.	Föld–Hold rendszerek detektálhatósága	94			
	6.3.	Továb	bi fedési rendszerek exoholddal	95			
		6.3.1.	A rendszerek detektálhatósága	95			
7.	Új alapjelenségek a bolygó-csillag kölcsönhatás területén						
	7.1.	Pályac	dőltség detektálása gravitációs sötétedésen keresztül	101			
		7.1.1.	A bolygó a fényesebb komponens körül kering	102			
	7.2.	Forgás	-keringés rezonancia és precesszió a KOI-13 rendszerben	106			
		7.2.1.	A KOI-13 5:3 keringés-forgás rezonanciája	109			
		7.2.2.	Tranzit időtartam változások a KOI-13 rendszerben	110			
		7.2.3.	Összegzés	113			
Hi	vatk	ozások		115			
Az	Az értekezés tézisei 1						

1. fejezet

Tudományos háttér

Nagyvonalúnak kellene lennünk, mint maga az univerzum. Mindig éreztem, hogy tőlünk ötmillió fényévre egy csillagon a világ legszebb hajnalai játszódnak le minden publicitás nélkül, halálos precizitással, évmilliók óta, tökéletes és fáradhatatlan rendezésben. (Pilinszky, 1973)

1.1. Naprendszerek mindenhol

Annak fölismerésétől kezdve, hogy a csillagok a Naphoz hasonló égitestek, a csillagászat kiemelkedő kérdései közé tartozott a Nap és a csillagok összehasonlító vizsgálata; tekintetbe véve kialakulásukat, fejlődésüket ugyanúgy, mint közvetlen környezetük: a naprendszerek kialakulását, szerkezetét és fejlődését. A legújabb megfigyelési technikáknak köszönhetően a távoli naprendszerek vizsgálata éppen azért válhatott a csillagászat egyik húzóágazatává, mert természete szerint interdiszciplináris: módszerei és eredményei oda-vissza áramlanak a sztelláris asztrofizika és a Naprendszerrel foglalkozó tudományok: összehasonlító planetológia, a kis égitestek tanulmányterületei, vagy az asztrobiológia területei között. Külön kiemelendő a tudományterület ismeretterjesztő potenciálja, mert eredményei szemléletesek, és társadalmi megítélése szerint emberközpontú.

E távoli naprendszerek kialakulásakor a protoplanetáris korongból hasonlóan alakulhattak ki a bolygók és a bolygóvá összeállni nem tudó planetezimálok, kis égitestek, mint ahogy az a Naprendszer esetében is lezajlott. Ennek megfelelően a távoli naprendszerekben is megtalálhatjuk a különböző tömegű bolygókat, a kisbolygóöveket, üstökösöket és a bolygóközi port is.

Ma a távoli naprendszereket legnagyobb számban az exobolygók, exobolygó-rendszerek képviselik számunkra, mivel a legnagyobb tömegű és méretű komponensek - a bolygók - meg-



1.1. ábra. Tranzitos exobolygó fénygörbéjének illusztrálása (Winn 2010 után), a geometriai mennyiségek és az ütközési paraméter (0 < b < 1) szokásos jelöléseivel.

figyelése a legegyszerűbb. A két legsikeresebb módszer a radiálissebesség-mérés (Struve, 1952; Mayor & Queloz 1995) és a tranzit (Borucki & Summers 1984; Charbonneau és mtsai. 2000). Radiálissebesség-méréskor a rendszer közös tömegközéppontja körül keringő csillag radiális irányú mozgását látjuk (a színképvonalak Doppler-eltolódása miatt), és ebből következtethetünk a kísérő jelenlétére. A bolygók és a naprendszerek megismerése szempontjából különösen fontos csoportot alkotnak a tranzitos bolygók, melyeket – a ritka és kedvező geometriából adódóan – periodikusan elvonulni látunk csillaguk korongja előtt (1.1. ábra). Míg kezdetben a Jupiter-méretű, csillagukhoz közel keringő bolygók felfedezésére volt lehetőség, már a *Kepler*űrtávcső pontossága tette lehetővé az első, lakhatósági zónákban keringő, Föld-sugarú vagy kisebb méretű bolygók felfedezését is. Ez a terület épp napjainkban nyit új horizontot a bolygók vizsgálatában.

1.1.1. Az exobolygók állapothatározói

Jelenleg már csaknem nyolcszáz, más csillag körül keringő bolygót ismerünk, ezek harmada tranzitos (Schneider, 2012). A tranzitos bolygók többsége a Jupiterhez hasonló gázóriás, "forró Jupiter" (a definíció egyelőre még kissé bizonytalan, általában a 0,05 csillagászati egységnél kisebb sugarú pályán keringő bolygókat sorolják ide, de egyéb konvenció is lehetséges). A tranzitokhoz kapcsolódó fénycsökkenés mértékéből meghatározható a bolygó mérete, a közös tömegközéppont körül keringő csillag radiálissebesség-változásaiból pedig meghatározható a bolygó tömege is. Ha meg tudjuk figyelni egy forró exobolygó eltűnését a csillag mögött (másodlagos tranzit), úgy lehetővé válik a bolygó saját luminozitásának meghatározása, ami végeredményben a hőmérséklet és az albedó kiszámítását teszi lehetővé. A másodlagos tranzit fázisából és időtartamából a pálya excentricitása és a felszálló csomó hossza is becsülhető.

A fénycsökkenés nagyjából a bolygó és a csillag korongja méretarányával jellemezhető: tehát nagyobb bolygók esetében 1-2 százalékos fényváltozás detektálására van lehetőség, míg egy Föld-méretű bolygónak egy Naphoz hasonló csillag előtt való átvonulása mindössze $\approx 0,01\%$ intenzitáscsökkenést eredményez. Winn (2010) módszere a bolygó sűrűségére adható optimális becslésre vezet. A bolygó *P* keringési periódusa és a tranzit *T* időtartama közvetlenül a csillag sűrűségéről hordoz információt

$$\frac{T}{\sqrt{1-b^2}} = \frac{R_*P}{\pi a} \approx 13 \mathrm{h} \times \left(\frac{\rho_\odot}{\rho_*} \mathrm{P}_{[\mathrm{\acute{e}v}]}\right)^{1/3},\tag{1.1}$$

ahol R_* és ρ_* a csillag sugara és sűrűsége, ρ_{\odot} a Nap sűrűsége, *b* pedig a tranzit ütközési paramétere. A fedés mélysége alapján becsülhető, egzakt fénygörbe-modellezéssel (Mandel & Agol 2002) illeszthető az R/R_* relatív sugár (a csillag és bolygó sugarának aránya), a spektroszkópiai sebességamplitúdók alapján – Kepler III. törvényén keresztül – számítható a csillag és bolygó tömegaránya. A relatív sugarak és a relatív tömegek segítségével a relatív sűrűségek kiszámíthatóak. A bolygó állapothatározóinak abszolút értékeit a relatív értékekből általában megfelelő csillagmodelleken keresztül származtatják; ha azonban a csillagra asztroszeizmológiai mérést is sikerül végezni, a csillag állapothatározói nagy pontossággal közvetlenül mérhetővé válnak, így ebből a bolygó sűrűsége is kiszámítható (Winn 2010).

A bolygók csillagra gyakorolt hatása (árapály eredetű ellipticitás, Doppler-nyalábolás; Faigler & Mazeh, 2011) és a visszavert fény (Knutson és mtsai. 2007) tranziton kívül is megfigyelhető, ezt a fényváltozást "fázisgörbe" (phase curve) névvel illetjük. Ennek megfigyelésével meghatározható a bolygók albedója, és tömege is megbecsülhető – tisztán fotometriai úton. Az utóbbi lépéshez azt használjuk ki, hogy a Doppler-nyalábolás arányos a radiális sebességgel; $v_{rad} << c$ esetben alkalmazható lineáris közelítésben

$$\frac{I_{Doppler}(t)}{I_0} = -4\alpha_D \ \frac{v_{rad}(t)}{c},\tag{1.2}$$

ahol a bal oldal a v_{rad} radiális sebességgel csillag Doppler-nyalábolás miatti relatív intenzitásváltozását írja le (álló helyzetű csillaghoz képest), c pedig a fénysebesség. A szélsötétedéstől függő α_D együttható a *Kepler* és *CoRoT* mérések alapján 0,8–1,2 értékű. A Doppler-nyalábolás megfigyelése tehát, megfelelő jel/zaj viszont elérése esetén, radiális sebesség mérésével ekvivalens információt nyújt. Ezzel az eljárással nem tranzitos bolygókat is föl lehet fedezni, ez esetben a bolygó periódusát és minimális tömegét ismerhetjük meg fotometriai úton (Nesvorny és mtsai. 2012).

1.1.2. Az exobolygók felépítése

A tömeg és sűrűség ismeretében információkhoz juthatunk a belső szerkezetet illetően (1.2. ábra), szerencsés esetben pedig – spektroszkópiai mérések segítségével – a felső légkör legfontosabb alkotóelemeit is meg lehet határozni. Az ismert exobolygók esetében a légkörben metán (pl. WASP-12b, Madhusudhan és mtsai. 2010, 1.3. ábra; HD 189733b, Swain és mtsai. 2008), szén-monoxid (WASP-12), szén-dioxid (pl. GJ 436b, Stevenson és mtsai. 2010), vízgőz



1.2. ábra. Az exobolygók tömeg-sűrűség eloszlása a Jupiter tömegének és sűrűségének egységében (Fortney és mtsai. 2007 alapján); a pontok jelzik az ismert exobolygókat. A vonalak a feliratok szerinti kezdeti magtömegű, az abszcisszának megfelelő össztömegű egyensúlyi átlagsűrűségeket mutatják. A légkör kezdetben csökkenti az átlagsűrűséget, majd ahogy az atmoszféra tömege (és nyomása, gravitációja, sűrűsége) növekszik, az átlagsűrűség ismét nagy értékekre nőhet (Szabó és Kiss, 2011)

(pl. Kuntson 2007), titánium-oxid, vanádium-oxid, nátrium és kálium ionok, szilikát-tartalmú felhők (pl. HD 209458b, Barman és mtsai. 2007, Swain és mtsai. 2009) azonosítására került eddig sor.

A légkör vertikális vizsgálata egyelőre csak modellek illesztésével lehetséges (kis módosításokkal a csillaglégkörökre vonatkozó modelleket kell alkalmazni), és a megfigyelt színkép illesztésével tárható föl a belső szerkezet néhány jellemző vonása. Ezekben a modellekben feltétlenül figyelembe kell venni az erős külső megvilágítást, valamint – az óriásbolygók esetében – a bolygó lassú, milliárd éves időskálán zajló összehúzódását is (ezeknél a planétáknál ez belső hőtermelés forrása). Fontos eltérés a csillagokhoz képest, hogy a bolygónak lehet szilárd magja, ám ennek tömege egyelőre nem meghatározható, így szintén illesztendő paraméter. Ha megfelelő pontossággal ismerjük az anyacsillag luminozitását és életkorát, akkor egy körülötte keringő óriásbolygó belső szerkezetének modellezése lényegében két paraméterre (a szilárd mag tömegének és az össztömeg meghatározására) redukálódó probléma. Kisebb bolygók esetében (amikor kevésbé kiterjedt légkörről beszélünk) más paramétertérre lehet szükség: itt a bolygó vas- és kőzettartalma, jégtartalma és légkörének tömege léphet fel modellezendő paraméterként (a szóhasználat kissé leegyszerűsített, ugyanis az exoplanetológiában minden illékony, szerves vagy szervetlen, nem gáz halmazállapotú anyagot jégnek hívunk, akkor is, ha az anyag történetesen folyékony halmazállapotban van jelen).

A bolygók kontinuitási egyenletét és hidrosztatikai egyensúlyát a következő formában ír-



1.3. ábra. Metán és szén-monoxid sávok a WASP-12b reflexiós spektrumában (Madhusudhan és mtsai. 2011).

hatjuk föl (Fortney és mtsai. 2008):

$$\frac{\partial m}{\partial r} = \frac{1}{4\pi\rho r^2},\tag{1.3}$$

$$\frac{\partial P}{\partial m} = -\frac{Gm}{4\pi r},\tag{1.4}$$

ahol m a bolygó tömege r sugáron belül, ρ és P a lokális sűrűség és nyomás. Gázbolygók esetében és az atmoszféra modellezésekor az energiatranszport egyenlete a következő alakú:

$$\frac{\partial L}{\partial m} = -T\frac{\partial S}{\partial t},\tag{1.5}$$

ahol S a specifikus entrópia, T a hőmérséklet és L a lokális luminozitás.

A nyomás kiszámításához az atmoszféra állapotegyenleteit, illetve a kőzetek és folyékony alkotóelemek esetében a nyomószilárdsági jelleggörbéket vesszük alapul. A kőzetből és folyadékból álló részek modellezésekor nem vesszük figyelembe az energiatranszport egyenletét, ehelyett időfüggetlen méretet feltételezünk.

Az elmélet igazolta azt a megfigyelési tapasztalatot, hogy a forró gázóriásokat két nagy csoportra lehet osztani (Fortney és mtsai. 2008; 1.4. ábra). A hűvösebb, nagyjából 1000–1500 K hőmérsékletű forró jupiterek alkotják a pL csoportot: ezeknél jelentős radiális konvekció alakul ki, és a felső légkörüket sűrű felhők alkotják (az albedójuk nagy, hasonlóan a Jupiteréhez és a Szaturnuszéhoz). A másik, pM csoport tagjainak felső légkörében sztratoszféra, azaz hőmérsékleti inverzió alakul ki, ami megállítja a konvekciót (ilyen planétát a Naprendszerben nem ismerünk). Ebbe a csoportba a 2000 K-nél nagyobb effektív hőmérsékletű bolygók tartoznak, melyek némileg az M típusú törpecsillagokra hasonlítanak (innen az elnevezés). Ezen bolygók esetében nincs felhőképződés, a légkör jó közelítéssel abszolút fekete test, és a felső légköri rétegben mélyebbre látunk. A csillag közelsége miatt ezeknek a bolygóknak is viharos a légköre,



1.4. ábra. Mag nélküli, Jupiter-tömegű bolygó felső légkörének nyomás-hőmérséklet diagramjai. A különböző színnel jelölt atmoszféramodellek egy Nap-analóg csillagtól adott távolságra alakulnak ki; a távolságértékeket a jobb oldali számskála mutatja. Vastagított vonal jelzi a konvektív instabilitás tartományát (Fortney és mtsai. 2007).

de ebben az esetben a sztratoszférában inkább zonális irányú szelek jellemzőek. Néhány exobolygó "vegyes" képet mutat: a csillag felé eső oldalon forróbb (itt a légköre a pM csoportra jellemző), az éjszakai oldalon pedig hűvösebb, nagyobb albedójú terület alakul ki (Knutson és mtsai. 2007). Ezekben az esetekben a forró folt gyakran kissé eltérő irányba esik, mint amerre a csillag látszik a bolygó felől – ezen aszimmetriák oka egyelőre tisztázatlan.

Néhány forró jupiter légköre folyamatosan evaporálódik, mert a csillagszél és a sugárnyomás elfújják a nagy besugárzástól jelentősen kitágult bolygó lazán kötött felső légkörét. Az ilyen bolygók körül jelentős méretű, ritka gázokból és plazmából álló felhő alakul ki, amelyet például a hidrogén Lyman-alfa vonalán végzett megfigyelésekkel mutathatunk ki (Lecavelier des Etangs és mtsai. 2010). A HD 209458b bolygó esetében a tranzit mélysége Lyman-alfa hullámhosszon a teljes intenzitás 0,12 része (Vidal-Madjar és mtsai. 2003); ugyanez az érték a HD189733b esetében 5% körüli, és időszaki változásokat mutat (Lecavelier des Etangs és mtsai. 2010, 2012). A HD209458 rendszernél teljes elnyelést feltételezve is kiterjedtebb felhőt kapunk, mint a csillag méretének harmada. A *Kepler* adatbázisában azonosított, KIC 12557548 szuper-merkúr–jelölt effektív korongmérete közel egy nagyságrendnyit változik (a *Kepler* hullámhossztartományán megfigyelt tranzit mélységek 0.2–1.3% közöttiek), ami a bolygó heves evaporációjára utalhat (Rappaport és mtsai. 2012).

A forró neptunuszok a csillagaikhoz hasonlóan közel keringő, de a forró jupitereknél 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 hasonlónak tűnik a forró jupiterek és forró neptunuszok becsült aránya (Howard és mtsai. 2010; 1.5. ábra bal panel), az egyszerű bolygókeletkezési



1.5. ábra. Balra: Forró szuper-földek, neptunuszok és jupiterek statisztikája az Eta Earth Survey szerint (Howard és mtsai. 2010). Jobbra: a <3 nap keringési periódusú exobolygók szub-jupiter–sivataga (Szabó és Kiss, 2011).

elméletekkel összhangban (Mordasini és mtsai. 2009). Azonban a három napnál rövidebb keringési periódusú tartományon jelentős különbség figyelhető meg: a forró jupiterek "csak úgy hemzsegnek" ezen a tartományon, és forró szuper-földeket is találhatunk itt, azonban nem ismerünk forró neptunuszt. A tranzitos exobolygók méretét a keringési periódus függvényében ábrázolva egy jól körülhatárolt üres tartomány, a "kis Jupiter sivatag" ("sub-Jupiter desert"; az elnevezés Jupiternél kisebb tömegű forró jupitereket és Neptunusznál nagyobb méretű forró neptunuszokat takar) rajzolódik ki, amely külön magyarázatot igényel (Szabó és Kiss, 2011; 1.5. ábra jobb panel). Lehetséges, hogy a kisebb sűrűségű és kisebb tömegű exobolygókat kitiltja a csillag közeléből egy olyan folyamat, amely nem hat a kicsit nagyobb sűrűségű forró jupiterekre és a nagy sűrűségű, de kis tömegű szuper-földekre sem.

A szakirodalomban több alternatíva is felmerült a jelenség magyarázatára. Lehetséges, hogy a kis jupiterek gyorsan elpárolognak a csillag közelségében, hiszen légkörük gravitációsan kevéssé kötött (Lecavelier des Etangs 2007). A forró jupiterek is párolognak, de a párolgási ráták lényegesen kisebbek, így a gázóriások hosszabb ideig bírják ki stabilan a csillag közelségét. A magyarázatnak ellentmondani látszik viszont a GJ 1214b forró szuper-föld forró légköre (Rogers & Seager 2010), amelynek szintén el kellett volna párolognia, ha a párolgási folyamat általános lenne. A szelektív migráció (a szub-jupiterek gyorsabban migrálnak befelé) vagy a szelektív kiszórás (a szub-jupiterek kiszóródnak, a forró jupiterek pedig nem) sem valószínű magyarázatok: a II/III típusú migráció (jelen értekezés 1.2.3. alfejezet.) ugyanis nem befolyásolja jelentősen a bolygók tömegfüggvényét (Armitage 2007); a szelektív kiszóráshoz viszont belsőbb pályán keringő bolygó szükséges (Martin és mtsai. 2007), amely épp a forró szub-jupiterek esetében a legkevésbé valószínű. Létezik azonban egy egyre inkább terjedő, ugyanakkor bonyolultabb magyarázat. Eszerint a kis jupitereket már a bolygókeletkezés korai szakaszában, a protoplanetáris korong evaporációjának időszakában kitiltja a korong árapályhatása (pontosabban a korong belső peremének árapály-csapdázása, amely ekkor kifelé ván-



1.6. ábra. A tranzit Doppler-árnyéka a HD 15082 rendszerben. A bolygó útját a bal panelen látható, jobbra lefelé haladó fényes sáv jelzi, amely a jobb panelről hiányzik. A jobb panel a csillag aktivitásából származó jeleket mutatja, a tranzitot követő forgási fázisban (Cameron és mtsai. 2010a).

dorol) a csillagok közvetlen közeléből, tehát a szub-jupiterek nem érik el a 3 napnál kisebb periódusok tartományát. A nagy tömegű bolygókra ez a folyamat nem hat, a normál jupiterek a befelé spirálozás folyamatában szinte akadály nélkül törnek át a korong belső üregén (Masset és mtsai. 2006).

1.1.3. A pályahajlás megfigyeléséhez kötődő jelenségek

A tranzitos bolygók esetében öt jelenséget ismerünk, amelyek a pálya pontos térbeli helyzetét segítenek meghatározni. Ezeket Winn (2012) alapján foglalom össze az alábbiakban:

- Rossiter-McLaughlin-jelenség: a forgó csillag előtt elhaladó bolygó a radiális sebesség terében szelektíven takarja ki a csillag felületét. Egy tranzit végigkövetésével, az átlagos radiális sebesség alapján a bolygó térbeli pályája rekonstruálható (pl. Queloz és mtsai. 2000; Ohta, Taruya & Suto 2005; Gaudi & Winn 2007).
- Doppler-árnyék: Nagy v sin i paraméterű csillagok esetében a bolygó Doppler-árnyéka a vonalprofilokban kimutatható. Ez a Rossiter-McLaughlin effektusnál közvetlenebb módon mutatja meg a pálya elhelyezkedését (Collier Cameron és mtsai. 2010ab; Miller és mtsai. 2010; 1.6. ábra).
- Sanchiz-Nutzman-jelenség: Aktív csillagok esetében a foltok eltakarását a tranzit fénygörbében jelentkező kis fénytöbblet jelzi. A foltok modellezése alapján megállapítható, hogy a különböző foltokat a csillag centrálmeridiánjának mely értékei mellett takarja el a bolygó, ez alapján a pálya térben rekonstruálható (Sanchis-Ojeda & Winn, 2011; Sanchis-Ojeda és mtsai. 2011, Nutzman és mtsai. 2011).
- Gravitációs sötétedés vagy Barnes-Szabó-jelenség: A forgó csillagok felületi fényességeloszlása inhomogén a gravitációs sötétedés miatt. Ez a tranzit fénygörbében aszimmetriákat okoz, ami alapján a bolygó pályája rekonstruálható (Barnes, 2009; Barnes és mtsai. 2011; Szabó és mtsai. 2011; jelen értekezés 7. fejezet).

 Gizon-Solanski–jelenség: A forgó és szoláris oszcillációkat mutató csillagok esetében a multiplet frekvenciacsúcsok profilja függ a csillag inklinációjától, ennek megfigyelésével a csillag inklinációja kiszámítható (Gizon és Solanski, 2003).

E megfigyelések arra utalnak, hogy a forró jupiterek jelentős része (nagyjából harmada) a csillag egyenlítőjéhez nagy szögben hajló pályán kering, és nem ritka a retrográd keringés sem. A megfigyelés rendkívül meglepő, és egyelőre nem is sikerült megnyugtatóan magyarázni. Különös, bár statisztikailag egyelőre csak valószínű feltételezés, hogy a korai típusú, A-F csillagok hajlamosak nagy inklinációjú pályán keringő forró jupitereket "tartani", míg a Naphoz nagyjából hasonló vagy hűvösebb csillagok csak ritkán. A jelenséget talán bimodális bolygókeletkezéssel, vagy egzotikus, árapály-erők által irányított későbbi pályafejlődéssel lehet magyarázni (Triaud és mtsai. 2010, 2011).

1.1.4. A Kepler-űrtávcső szerepe a bolygókutatásban

A kezdetek

1963 áprilisában jelentették be, hogy valószínűleg bolygót találtak a Barnard-csillag körül, annak több mint 20 éves asztrometriai megfigyelései alapján. A hírt a New York Times április száma vezércikként hozta le. A feltételezett rendszer két bolygót tartalmazott, 26 és 12 éves periódusokkal. Hamarosan kiderült azonban, hogy ezek a bolygók a valóságban nem léteznek, radiális sebesség módszerrel nem sikerült ezeket megerősíteni, és csak az adateloszlás csábítóan kinéző szisztematikusainak áldozatává váltak a kutatók.

Borucki és Summers (1984) tett javaslatot arra, hogy a csillaguk előtt átvonuló exobolygók okozta fényváltozást fotometriai módszerrel ki lehet mutatni. Javaslatuk szerint nagyjából 10 000 csillagra egyidejűleg kell végezni 1 ezrelék pontosságú fotometriát. Ez 50 fokos látómezőt tenne szükségessé 1 m-es apertúrájú teleszkópok hálózatával, stabilizált körülmények között. Megjegyzik, hogy ezzel a pontossággal csak a legnagyobb bolygókat lehet majd megfigyelni. Kisebb látómezőt és néhány száz objektumot választva az a valószínű, hogy csak kisebb kísérők kerülnek a mintába, ezért 0.001% pontosságú fényességmérésre lenne szükség, amely nyilvánvalóan lehetetlen.

A javaslat továbbgondolása alapján (végeredményben a fölvetett két módszer közti középutas stratégiát követve) 1990-re körvonalazódott egy olyan űrtávcső terve, amely nagyjából 100 000 csillag fényváltozását figyelné meg egyidejűleg, tranzitban megfigyelhető bolygók jelei után kutatva. A NASA az első két pályázatot (FRESIP néven, 1992, 1994; Borucki és mtsai. 1996) költségvetési okokra hivatkozva utasította el, továbbá azzal az indoklással, hogy nem készült olyan detektor, amellyel a mérés kivitelezhető lenne. A harmadik (1996, Carl Sagan és Jill Tarter javaslatára új, *Kepler* névvel; Borucki és mtsai. 1997, 2003) pályázat ellen azt a kifogást emelték, hogy 100 000-es nagyságrendben tömeges, automatikus, valós idejű fotometriát nem lehet megvalósítani. Koch és munkatársai (1999ab) földi mérések segítségével igazolták, hogy a kiértékelés a megfigyelésekkel párhuzamosan elvégezhető. A negyedik pályázatot azzal a kifogással utasította el a NASA, hogy az űrben nem biztosíthatók a méréshez kívánatos stabilizált körülmények. Egy éves laboratóriumi teszttel igazolták a pályázók, hogy a keringő műholdon fellépő zajok korrigálhatók (Borucki és mtsai. 1999).

A pályázatok elutasításakor tehát anyagi és műszaki okokra hivatkoztak, a NASA nem tett utalást arra, hogy a tranzitos bolygók mennyire lehetnek gyakoriak, és a megfigyelésük mennyire valószínű vagy valószínűtlen. Ám elgondolkodtató, hogy az ötödik pályázatot szinte azonnal elfogadták (2001-ben), miután az első tranzitban megfigyelhető bolygót földi mérésekkel felfedezték a HD 209458 csillag körül (Charbonneau és mtsai. 2000). A pályázat elfogadása után mintegy 1 évtizeddel üzemelni kezdett a *Kepler*-űrtávcső. Pár évvel korábban kezdett üzemelni az ESA CoRoT űrtávcsöve is (Barge és mtsai. 2008).

Ahogy a bolygórendszereket elképzeltük a Kepler-korszak előtt és után

Bátran mondhatjuk, hogy a *Kepler* megfigyelései (és a párhuzamosan futó földi programok) gyökeresen megváltoztatták az exobolygók világáról kialakult képünket. A legfontosabb áttörés a következő kérdéskörökkel kapcsolatban történt:

 2010–2011 előtt úgy gondoltuk, hogy a csillagok körül a bolygók több fázisú folyamatban keletkeznek. A protoplanetáris korongban először nagy tömegű Jupiterhez hasonló bolygók alakulnak ki, amelyek a viszkózus közegben gyorsan spiráloznak a csillag felé. A befelé haladó migráció gravitációs perturbációinak hatására indul el a korongban a másodlagos bolygókeletkezés, amelyben kisebb méretű, nagyobb sűrűségű bolygók is létrejöhetnek.

A *Kepler* adatokból ezzel szemben az derült ki, hogy a bolygókeletkezés valószínűleg inkább több módusú. Ugyanis azokban a bolygórendszerekben, ahol több kisebb tömegű, nagyobb sűrűségű bolygót sikerült megfigyelni, nem találtak forró Jupitert (amelyek az első fázisban keletkezett, befelé spirálozó óriásbolygók megmaradt képviselői lehetnének). Úgy tűnik, hogy **a forró jupiterek a csillagok körül magányosan keringenek, és hiányoznak azokból a bolygórendszerekből, ahol számos bolygó kialakult** (1.7. ábra).

- Fontos megfigyelés, hogy a többes rendszerek jellemzően sűrűn vannak bolygókkal övezve. Ez azt jelenti, hogy újabb bolygót nem lehet a rendszerbe tenni, mert akkor a gravitációs pályaháborgások a bolygókat szétszórnák. Hasonló sors várna a rendszerre akkor is, ha valamelyik bolygó jelentősen elvándorolna a pályájáról. (Hasonló dinamikai tulajdonsága egyébként éppen a mi Naprendszerünknek is van.) Ez alapján a kutatók arra gondolnak, hogy a bolygók jellemzően nem vándorolnak nagy távolságokat a naprendszerek fejlődése közben sem. Mivel pár évvel ezelőtt több jelenséget is jelentős bolygómigrációval magyaráztak, az új feltételezés tükrében ezeket a magyarázatokat valószínűleg revideálni kell majd (1.8. ábra).
- A migrációval kapcsolatos új ismeret fényében különösen meglepő a *Kepler* megfigyelések egy másik fontos tanulsága, miszerint a csillaghoz közel keringő, néhány tíz Földtömegű bolygók mindegyikén jelentős mennyiségű jég és gáz van jelen függetlenül



1.7. ábra. A Kepler-bolygójelöltek a periódus–(bolygó tömege/csillag tömege) paramétertérben. A magányos bolygók (telt körök) két különálló csomót alkotnak, a többszörös rendszerek bolygói pedig mind a forró jupiterek, mind a normál jupiterek eloszlásától jól elkülönülnek (Gregory Laughlin után).

attól, hogy a bolygó belül van-e a hóhatáron (Adams és mtsai. 2008). Nehéz ugyanis megmagyarázni, hogy a most hóhatáron belül megfigyelhető bolygók hogyan kerültek oda, ha nem volt jelentős migráció. Ha viszont a hóhatáron belül jöttek létre, akkor az illóanyag tartalmuk ("volatile content"; szobahőmérsékleten gáz vagy folyékony halmazállapotú anyagok) válik megoldhatatlan kérdéssé (illetve közvetve a protoplanetáris korong illóanyag-tartalma).

A *Kepler* megfigyelései előtt kézenfekvőnek tűnt azt feltételezni, hogy a csillaghoz közel keringő forró jupiterek keringéséhez szinkronizálódik csillag forgása, vagy legalábbis mind a forgás, mind a keringés úgy fejlődik, hogy a csillag és a bolygó kölcsönösen kötött keringésével leírható egyensúlyi állapot felé tart. A *Kepler* adatokban azonban jelentős arányban figyelhetünk meg olyan forró Jupitert tartalmazó rendszereket, ahol a csillag forgása és a bolygó keringése egész számok arányával jellemezhető rezonanciában áll egymással (jelen értekezés 7.2. alfejezet). E jelenség magyarázata még teljesen ismeretlen, elképzelhető, hogy az exobolygók világának egyik nagy talányával kerültünk szembe, amelyre számos elmélet fog születni a következő években.

A *Kepler*-űrtávcső exobolygós mérései eddig 3 lépcsőben váltak publikussá. Először 2011 februárjában jelent meg közel 1.000 bolygó 90 napot lefedő megfigyelési adatsora. 2011 decemberében összesen 2321 bolygójelölt várt ismertté. Ugyanebben az időben változtatták meg az adatfeldolgozó algoritmusokat, amelynek segítségével jelentősen nagyobb hatékonysággal tudják a műszeres hatásokból eredő szisztematikusokat kiszűrni egyedi adatokból. A kimérések és a bolygók felismerésének továbbfejlesztett tesztjei segítségével remélhető, hogy ezen jelöltek nagy százaléka ténylegesen bolygó. 2011 júliusában publikussá vált a 2321 jelölt 800

dc 493 12



1.8. ábra. A Kepler-20 szép példát szolgáltat sűrűn övezett bolygórendszerre. A bolygók pályájának fél nagytengejei rendre 0,045, 0,051, 0,093, 0,110, 0,345 csillagászati egység méretűek. A Kepler-20e az első, Föld-méretűnél kisebb exobolygó, a Kepler-20f mérete pontosan a Földé (Fressin és mtsai. 2012, Queloz, 2012).

napot lefedő megfigyelési adatbankja is. A bolygójelöltek váratlanul nagy száma mellett az is figyelemre méltó, hogy a bolygók harmada többes rendszer tagja: 494 bolygó legalább kettes, 249 bolygó legalább hármas, 112 bolygó legalább négyes, 40 bolygó legalább ötös, 6 bolygó legalább hatos multiplicitású rendszer tagja. A radiálissebesség-méréssel is megerősített tranzitos bolygók száma 2012. szeptember elejéig 34, amelyek 19 rendszerben keringenek.

A jelenlegi bolygójelölteket a periódus–tömegarány térben ábrázolva három különálló csomót figyelhetünk meg. A csillaghoz közel keringő forró jupiterek és a csillagtól távol keringő nagy tömegű bolygók közti tartomány meglehetősen ritka, bár ez lehet kiválasztási effektus is: a tranzitok valószínűsége ezen a tartományon már igen kicsi, viszont a radiálissebességmódszer még nem elég hatékony. A két csomó alatt helyezkedik el a többszörös bolygórendszerek tagjait leíró ponteloszlás. Ez lényegében diszjunkt a forró jupiterek tartományától, így ez az eloszlás alapozta meg a két módusú bolygókeletkezés elméletét.

A lakhatósági zónát a *Kepler*-kutatócsoport úgy definiálja, hogy a zónában keringő, végtelenül jó hővezetésű, gömb alakú abszolút fekete test egyensúlyi hőmérséklete 185 és 303 Kelvin közé essen. A 2321 bolygót tartalmazó mintában 48 olyan bolygójelöltet találunk, amely az így definiált lakhatósági zónába esik. Ezek mérete jellemzően a Neptunusszal összevethető, azonban több jelöltet ismerünk, amelynek mérete a Földénél is kisebb. Ezen jelöltek egy részéről már kiderült, hogy ténylegesen bolygók, így a földihez hasonló élet kialakulásának legjobb helyszínei lehetnek a jelenleg ismert világegyetemben. Eddig a leghíresebb a Kepler-22 rendszer, amelyben egy 2,4 Föld-sugarú bolygó kering 0,85 csillagászati egység sugarú pályán egy G5 színképtípusú csillag körül. A pályán az egyensúlyi hőmérséklet 262 K (Borucki és mtsai. 2012).

A nagyszámú bolygót lehetetlenség lenne radiálissebesség-módszerrel konfirmálni, hiszen ez az eljárás rendkívül időigényes, és a *Kepler* bolygójelöltek fényességét (jellemzően 12-15 magnitúdó) figyelembe véve kifejezetten nagy műszereket igényel. Egy alternatív lehetőség, hogy a Spitzer-távcső jelenleg elérhető meleg üzemmódjában közeli infravörös fotometriát készítenek a bolygójelöltek tranzitjairól. Ezzel könnyedén ki lehet szűrni a háttérkettős blendek



1.9. ábra. A Kepler bolygójelöltek vizuális és infravörös amplitúdó-eloszlásának összehasonlítása (Désert és mtsai. 2012).

hatását, hiszen ha a két csillag hőmérséklete eltérő, az az egyik csillagban nagy amplitúdóval jelentkező fényváltozás jelentős színváltozást okoz, amit az optikai- és infravörös fotometria összevetésével le lehet leplezni. Ha viszont az infravörös fotometria pontosan követi azt a fényességmenetet, amit az optikai megfigyeléshez tartozó bolygó-megoldás alapján várunk, a *Kepler* bolygójelöltje vélelmezhetően ténylegesen bolygó.

Jelentős vita tárgyát képvisel a csillagász közösségen belül, hogy a bolygójelöltek katalógusa mennyire tiszta. Különböző érvek alapján 50% és 97% közötti értékeket állapítottak eddig meg, és még nem alakult ki konszenzus. A nehézségeket az okozza, hogy a radiális sebesség módszerével megerősített vagy elvetett jelöltek mintájának darabszáma egyelőre nagyon kicsi, ez alapján statisztikát nem lehet végezni, és közvetett módszerekre vagyunk utalva.

A nagy tisztaság mellett szóló érvek pl. arra hivatkoznak, hogy a Spitzer megfigyelésekben az összes bolygójelölt amplitúdójának eloszlása lényegében megkülönböztethetetlen az optikai amplitúdók eloszlásától. Ez esetben nagyon kevés olyan blendes jelölt lehet a mintában, amelyek esetében az infravörös és a vizuális albedó jelentősen különbözik (Désert és mtsai. 2011; 1.9. ábra). Az egyedi bolygók amplitúdója alapján ugyanakkor a minta szennyezettsége jóval meghaladhatja a 10% értéket is (Colón és mtsai. 2012). Egy másik meggondolás szerint a többszörös bolygót tartalmazó jelöltek szinte biztosan többszörös bolygórendszerek, mert a többszörös blendek (csillag+háttérkettős+másik háttérkettős; egybolygós rendszer+háttérkettős stb.) valószínűsége egy százalék alatti (Lissauer és mtsai. 2012). A nagyobb szennyezettség melletti legfontosabb érv az, hogy a radiálissebesség-módszer az egybolygós jelöltek nagyjából fele esetében cáfolta a bolygós megoldást.

A *Kepler* bolygójelöltek tömeg–sugár eloszlásán látható, hogy nincs 10 Föld-tömegnél nagyobb méretű, tisztán kőzetből álló bolygó ebben a mintában (1.10. ábra). A jellemzően 10 Föld-tömegnél nagyobb konfirmált bolygók sugara ugyanis jelentősen nagyobb annál, mint amit egy öngravitáló kőzetgolyótól várunk. A megfigyelt sugarakat csak úgy lehet magyarázni, ha feltételezzük, hogy e bolygók jelentős hányada vízköpenyből, vagy gázlégkörből áll, ami egy nagyságrendileg 1–5 Föld-tömegű, szilárd magot övez. A megfigyelés elméleti magyarázata is megszületett. Ikoma és Hori (2012) szimulációi alapján ugyanis megállapították, hogy kb. 13 Föld-tömegnél szétválik a bolygókeletkezés folyamata két ágra. A kisebb tömegű



1.10. ábra. A Kepler bolygójelöltek a tömeg–sugár diagramon. A vonalak különböző összetételű modelleket jelölnek, a folytonos vonalak jelentése: zöld: tisztán vasmagból álló bolygó; kék: tisztán kőzetbolygó; zöld: csak vízből álló bolygó; vörös: öngravitáló H-He gázgömb.

bolygók anyagbefogása lassabb, mint amilyen sebességgel a protoplanetáris korong eloszlik. Ezen bolygók az egyensúlyi állapot eléréséig a légkör egy részét, avagy jelentős részét elvesztik. A 13 Föld-tömegnél nagyobb bolygók viszont amint elérik a kritikus tömeget, erőteljesen gyorsuló ütemben nagy mennyiségű további gázt gyűjtenek maguk köré a protoplanetáris korongból. Így a "bűvös" tömeghatár fölött a bolygók tömege robbanásszerűen kezd növekedni, és a többlet a protoplanetáris korong gázokban gazdag anyagából áll. Ez az elmélet megfelelő magyarázatot nyújthat a *Kepler* által megfigyelt tömeg–sugár relációra.

Az értelmezés nehézségét az jelenti, hogy egy néhány 10 Föld-tömegű, kis sűrűségű bolygóhoz számos öngravitáló modell illeszthető. Ezek egy része nagyobb kőzetmagot és zömében gáz pl. hidrogén, hélium légkört tartalmaz. Más lehetséges modellekben a kőzetmag tömege kisebb, a bolygó térfogatát pedig zömmel víz tölti ki. A két konfiguráció a megfigyelhető paraméterekben hasonló állapothoz vezet (Adams és mtsai. 2008), közöttük talán segíthet választani, ha sikerül transzmissziós spektrumot felvenni a bolygóról, amikor éppen tranzitban tartózkodik. Ezek a próbálkozások – legalábbis eddig úgy tűnik – bizonyos bolygók esetében a nagyobb tömegű kőzetmagból és gázlégkörből, míg más bolygók esetén kisebb tömegű kőzetmagból és vízköpenyből álló modelleket erősítik meg. Tehát az eddigi eredmények alapján mindkét említett felépítés jellemző lehet a bolygók világában.

A víz a kapott megoldásokban lényegében mindig megjelenik a kialakuló bolygókon, ami a létrejövő égitestek világát alapjaiban határozza meg. Ha nagyon magas szintről, az élet létezésének kérdése felöl közelítjük meg a kérdést, szinte triviálisan kijelenthetjük, hogy a víz szükséges a jelenleg általunk már ismert, vagy egyáltalán elképzelhető összes életforma kialakulásához és fennmaradásához. Azonban alacsonyabb szintű faktorok szempontjából is elengedhetetlennek kell találnunk a víz megjelenését a kőzetbolygókon. Ismert dolog, a földi vulkánosságot is a víz, illetve a mozgó kőzetlemezek által a földköpenybe juttatott víz hajtja. Úgy gondoljuk, hogy ugyanez történhetett a Marson és a Vénuszon is addig, amíg a víz nagy része el nem tűnt a felszínről. Mivel a vulkánosságot szintén elengedhetetlennek tartjuk a komplex molekulákat tartalmazó, másodlagos légkör kialakulásában (Spohn és mtsai. 2012), arra a következtetésre jutunk, hogy 1 Föld-tömegnél nagyságrendileg kisebb tömegű bolygón nem alakulhatott ki stabil, vulkáni eredetű légkör, hiszen ezek a bolygók gyorsan el tudják veszíteni vízköpenyüket. Ugyanakkor, ha a 10 Föld-tömeg nagyságrendet elérő magokra minden esetben nagy mennyiségű vízköpeny rakódik, az a köpeny anyagát gyorsabban képes hűteni, szintén leállítja a vulkános tevékenységet – és így a szuper-földeken sem alakulhat ki vulkáni eredetű légkör. Érdekes módon légkör a kőzetek és a víz redoxi-reakciójából is keletkezhet, amelynek során a kőzetben lévő fématomok oxidálódnak, és hidrogéngazdag légkör jöhet létre. Arra nincs közvetlen megfigyelésünk, hogy légkör ténylegesen kialakulhat ilyen folyamatban.

Mindenesetre a víz jelentőségének felismerése sürgetővé teszi, hogy a bolygórendszerek kialakulását és fejlődését együtt vizsgáljuk azokkal a vízrezervátumokkal, amelyek a naprendszerekben, a korai szakaszban szintén kialakulhatnak. Ez a gondolat természetes módon vezet el ahhoz a felismeréshez, hogy más naprendszerek kisbolygóinak, kisbolygó öveinek, üstökös családjainak és adott esetben a bolygók holdjainak vizsgálata keletkezésük, fejlődésük, ütközési történetük megértése elengedhetetlen fontosságú. Azonban ezeket a kis égitesteket közvetlenül jelenleg csak saját naprendszerünkben figyelhetjük meg. Ismerünk olyan bolygórendszereket, amelyek színképében a kisbolygókra, vagy üstökösökre jellemző szilikát por, avagy üstökösökre jellemző gázok emissziója figyelhető meg. Ezek a megfigyelések azonban természetesen távolról sem adnak annyi információt, hogy a naprendszerek vízrezervátumainak fejlődését mélységében megérthessük. Ezen vizsgálatokhoz tehát az egyetlen közelről tanulmányozható kis égitest zónákat tartalmazó naprendszert kell behatóan tanulmányoznunk: saját Naprendszerünket.

Az extraszoláris tanulmányok szempontjából talán legjelentősebb a kis égitestek, kisbolygók és üstökösök vizsgálata. Mivel ezek az égitestek szinte mindenhol megtalálhatók a Naprendszerben, megfigyelésük az égi mechanika, valamint a Naprendszer fejlődésével, a víz transzportjával, közvetve a bolygórendszerek fejlődésével kapcsolatos vizsgálatok elengedhetetlen megfigyelési alapja.

1.2. Kis égitestek fejlődési története a Naprendszerben

Az utóbbi évtizedben százezer számra fedezték föl a kisbolygóöv tagjait, mára a főöv 2–4 kmes méretnél nagyobb égitestjeinek túlnyomó többségét ismerjük. A nagyon pontosan ismert pályájú, így katalógusszámmal ellátott kisbolygók darabszáma az 1980-as években jellemző, kis mértékben növekvő 1000 körüli értékről a LINEAR és NEAT programok hatására ugrásszerű növekedésbe kezdett, és mára meghaladta a 250,000 darabszámot. A bejelentett, de még nem elég pontosan ismert pályájú kisbolygókat is figyelembe véve közel félmillió aszteroidáról tudunk. Ezek a Naprendszer minden régiójában megtalálhatók, és jól mintavételezik az evolúciós hatásokat a Naprendszer egész területén. Jelenleg több mint 2000 üstököst ismerünk. Megfigyelésükkel képet kapunk a jeges égitestek eloszlásáról és viselkedéséről, és általában a víz szerepéről, a naprendszerekben előforduló vízraktárakról, és nem utolsó sorban a víz transzportjáról - amely az élet szempontjából is kimagaslóan fontos szempont.

A kisbolygókereső programok fő célja, hogy fölfedezzük a Földre is veszélyt jelentő égitestek legnagyobb képviselőit – mára már több mint ezer potenciálisan veszélyes kisbolygót tartanak számon. A pályaelemek terében elkülönülő, ismert kisbolygócsaládok színe is különböző az egyes csomókban – ez erősen alátámasztani látszik azt az elképzelést, hogy a kisbolygók több, jellegzetes (bazaltos, szilikátos, kondritos) anyagú égitest katasztrofális ütközésével és hierarchikus szétdarabolódásával jöttek létre (Ivezić és mtsai. 2002). Az elmúlt években a Naprendszer távolabbi tartományai is benépesülnek kis égitestekkel. Edward Bowell ASTORB katalógusa alapján 2012. szeptember elején 2000 darab körül jár a Jupiter Lagrange-pontjai körül keringő, ismert trójai kisbolygók száma. Az égi mechanika szerint a két trójai Lagrangepont egyformán stabil – ennek fényében meglepő, hogy a vezető pont körül mintegy 1,6-szor több égitestet találunk (Szabó és mtsai. 2007; jelen értekezés 3. fejezete). Ez valószínűleg a Naprendszer kialakulása körüli állapotokat és a bolygók korábbi vándorlásának hatását tükrözi (Pál és Süli, 2006). A főövhöz hasonlóan már a trójai öv alcsaládjait is kimutatták (Roig és mtsai. 2008).

Az elmúlt években kezdett benépesülni a Neptunuszon túli terület (TNO objektumok; Barucci 2008), bár az objektumok nagy naptávolsága és lassú mozgása miatt egyelőre csak a legnagyobb tagokat sikerült megfigyelni. Jelentős áttörést hozott a területen a Herschel űrobszervatórium. A közlés alatt álló eredmények több mint 130, 100–2 400 km közötti átmérőjű TNO megfigyelésével fedik fel e távoli égitestek változatos albedóit, méreteloszlását és e paramétereit, valamint ezek korrelációit a pályaelemekkel (Müller és mtsai. 2012).

1.2.1. Becsapódásokra utaló megfigyelések

Az emberiség újkori történetét végigkíséri annak vizsgálata, hogy az égitestek leeshetnek-e a Földre, illetve ütközhetnek-e egymással. A közelmúltban a földközeli kisbolygók felmérése és általában a Naprendszer minden képzeletet felülmúlóan részletes megismerése helyezte új megvilágításba a kérdést. Az elmúlt évtizedben betekintést nyertünk más csillagok bolygórendszereinek kialakulásába és szerkezetébe. Az új ismeretek két évtized alatt alapjában

változtatták meg az ütközésekről alkotott képünket. Ez tendenciájában az ütközések szerepének háttérbe szorulásával járt: mivel korábban kevés, jobbára égi mechanikai jelenség szerepét ismertük föl a bolygórendszerek keletkezésében, olyan hatásokat is égi mechanikai eredetűnek véltünk, illetve ütközések hatásának tulajdonítottunk, amelyeket lényegében egészen más (pl. hidrodinamikai, termodinamikai, elektrosztatikus) folyamatok okoztak. Az új ismeretek fényében át kellett értékelnünk az ütközések szerepét a naprendszerek formálásában és fejlődésében.

A mai Naprendszerben a becsapódások nem gyakoriak. Két égitest ütközésének első, rekonstruálhatóan dokumentált megfigyelése 1178. június 18-áról származik, Canterbury Gervasius krónikájából (Hartung 1976). Ezen a napon öt szerzetes volt szemtanúja, hogy kevéssel napnyugta után a Hold sötét oldalán fényszarvak jelentek meg. A szarvak leírt helyzete alapján valószínű, hogy a 22 km átmérőjű Giordano Bruno nevű – valószínűleg nagyon fiatal – krátert kialakító becsapódást figyelték meg. Azonban a megfigyelés értelmezése körül nem alakult ki konszenzus, alternatívaként meteor észlelése, vagy szcintilláció is szóba került (O'Keefe 1982). Ma hasonló megfigyeléseket számos amatőr csillagász készít videókamerával, a Hold árnyékos oldalán felvillanó becsapódási tranziensek tucatjait örökítve meg. E tranziensek korrelációja az ismert meteorzáporokkal bizonyított, számos gyors felvillanás esetében sikerült (Crotts 2009 és hivatkozásai) a becsapódó meteorok rajtagságát is azonosítani (főleg Leonida, Perseida és Taurida esetek ismeretesek).

Földbe csapódó égitestekről több híres értesítés tudósít, elegendő csak a Kr. e. 2597-ben lehulló meteoritot(?) említeni, amely Huang Ti kínai császár halálát okozta; illetve az 1908-as Tunguz eseményt, amely egy légkörben fölrobbant üstökös vagy kisbolygó környezeti hatását illusztrálja. A közelmúltban több, a Jupitert érő becsapódási eseményt is sikerült megörökíteni (1.11. ábra). 1994. július 16-22. között volt megfigyelhető a már korábban darabokra hullott Shoemaker-Levy 9 üstökös maradványainak becsapódása a Jupiterbe, látványos légköri alakzatokat hozva létre. 2009 júniusában egy 500 méteres kisbolygó Jupiterbe csapódásának eredményeképpen hasonló felhőalakzatokat figyeltek meg (Sánchez-Lavega és mtsai. 2010; Fletcher és mtsai. 2010), míg 2010 júniusában egy még kisebb aszteroida Jupiterbe csapódásának folyamatát is sikerült két független videófelvételen rögzíteni, a felvillanás mintegy 1,5–2 másodpercig volt követhető (Hueso és mtsai. 2010, 1.11. ábra).

A becsapódások közvetett megfigyelése - az eredményen keresztül - lényegesen könnyebb. Már Galilei megfigyelte a Hold krátereit, azonban a XIX. század legvégéig ezeket vulkanikus eredetűnek hitték. A becsapódásos eredet elleni fő érv az volt, hogy a becsapódó törmelék pályája várhatóan "lapos szögből" érkezik, és elnyúlt krátereket kellene létrehoznia. Csak 1960 körül vált elfogadottá a becsapódásos eredet, amikor laboratóriumi kísérletekkel igazolták, hogy a szögben érkező törmelék is kör alakú krátereket formál. Ebben az időben váltak ismertté a Merkúr, Vénusz, Mars bolygók krátermezői is.

A közelmúlt megfigyelései szinte áttekinthetetlen mennyiségű további érvvel támasztották alá a nagybolygók felszínét érő nagy becsapódások meghatározó szerepét. A talán legfontosabb bizonyíték a víz, amely a Földön kívül a Holdon, a Marson, a Merkúron és a Vénuszon



1.11. ábra. A Jupiteren megfigyelt becsapódási események. Balra: a Galileo űrszonda észlelése a Shoemaker-Levy 9 üstökös W fragmentumának becsapódásáról (1994 július 22; NASA/JPL). Bal középen: A 2010. június 3-i esemény Anthony Wesley videómegfigyelésén (Hueso és mtsai. 2010 képfeldolgozása). Jobb középen: Az Anthony Wesley által 2009. július 19-én azonosított jelenség a légkörben, ortografikus vetületben – a HST képe júlis 23-án készült. Jobb szélen: Az Shoemaker-Levy 9 üstökös E2 darabjának becsapódási helye a becsapódás után 2 órával (Sánchez-Lavega és mtsai. 2010).

is jelen van, ahová valószínűleg szintén óriási üstökösök becsapódási korszaka szállította a korai Naprendszer külső tartományaiból. A Vénusz fordított irányú - retrográd - forgása is egy korábbi hold jelenlétére utalhat esetleg, amelynek árapályereje fordította meg a forgásirányt, majd végül a Vénuszba csapódott. Az Uránusz, amely hidegebb légkörű bolygó, mint a Naptól távolabb keringő Neptunusz, légköre egészen más termodinamikai fejlődést követett, mint a Neptunuszé. Ennek oka talán szintén egy óriás becsapódás, és talán ennek hatására billent ki a bolygó mágneses tengelye is.

A kisbolygók sűrűn kráterezett felszínét az 1990-es évek közepétől figyelték meg űrszondás megközelítések alkalmával. A becsapódások jellegéről árulkodik a kisbolygók alakja is: a Vesta kisbolygó déli féltekét az óriási méretű Rheasilvia kráter borítja (Schenk és mtsai. 2012). Valószínűleg a kráter kialakulásához vezető ütközéskor repült ki az a törmelékfelhő, amelyet ma a jellezetes színképű (V taxonómiai osztályú), bazaltos anyagú, Vestáéhoz hasonló pályán keringő Vesta kisbolygócsalád tagjaiban figyelhetünk meg. A kisbolygócsaládok vizsgálata során kiderült, hogy a számos kisbolygócsalád színképi homogenitást mutat, azt sugallva, hogy az azonos pályán keringő kisbolygók egy közös égitest széttöredezésével jöttek létre. Az első színképi szegregációra mutató megfigyelést 1978-ban közölte Zellner, a mai legjobb adattár a Sloan Digitális Égboltfelmérés Mozgó Objektumok katalógusa, amelyben 400 ezer bejegyzés szerepel kisbolygók ötszín-fotometriai adataiból (Ivezić és mtsai. 2002; Parker és mtsai. 2008).

Az ismert és kevésbé ismert meteoritkráterek is tanúskodnak a becsapódások meglétéről a földi történelem során; elegendő a 65 km átmérőjű Chicxulub-kráterre utalni, amely a dinoszauruszok kihalásával egyidős, és talán e nagy kihalási korszak közvetlen okozója. Hozzánk legközelebb Poznan mellett figyelhetünk meg 20-100 méter méretű meteoritkráterekben tavakat. A meteoritok is fontos információt szolgáltatnak a kozmikus ütközésekről. A legtöbb ismert meteorit különböző kisbolygócsaládok anyagával rokonítható. Ám ismerünk olyan meteoritot is, amely a Marsról származik, ékesen bizonyítva, hogy a külső bolygószomszédunkat is érték olyan erősségű bombázások, amelyek a helyi szökési sebességnél gyorsabb törmelék keletkezésével jártak, és beszennyezték a Naprendszert marsi anyaggal (1.12. ábra).



1.12. ábra. A korai Mars ütközése egy 934 km-es (azaz a Ceres törpebolygóval megegyező) méretű aszteroidával. A roncsolódás és a kidobódó anyag szerkezete egzakt numerikus szimuláció eredménye (illusztráció: R. Lamb/NASA).

1.2.2. Egy ütközés lefolyása

Az ütközések során két test találkozik egymással, majd kisebb-nagyobb darabok leválása és összetapadások után számos apró és néhány nagyobb test hagyja el az esemény színhelyét. A pontos kimenetelt nagyban meghatározza az ütköző testek tömege, szilárdsága és az ütközés energiája. Ha az ütköző testek szilárdsága kicsi, például kozmikus kőrakás szerkezetűek, az ütközés energiájának egy része az anyag átrendezésére fordítódik. Ekkor átmeneti jellegű anyagkidobódások történnek az ütközés után, amelyek darabjai azonban később visszahullanak a nagyobb égitestekre. Nagyobb energiájú ütközés esetén lehet, hogy a kidobódó anyag egy része nem hullik vissza, az anyagcsomó saját legsűrűbb pontja felé kezd hullani, és egy holdat hoz létre az ütközést elszenvedett kisbolygó körül. Még nagyobb energia esetén a kidobódó anyag szétszóródik, vagyis végleg elhagyja az ütközés helyszínét. Kedvező kezdeti paraméterek esetén a két ütköző égitest össze is tapadhat, ekkor egy nagy égitest (és esetleg néhány szétszóródó fragmentum) lesz az ütközés végeredménye. Ha az ütköző test szilárdsága nagy, pl. monolitikus testről van szó, az ütközés a szilárd kőzet összetörésével, fragmentálódásával jár.

Az ütközés energiája meghatározza az érintett térfogat mértékét is. Nagy energiájú ütközések esetén a két égitest tömegének nagy része szétszóródik vagy fragmentálódik, ekkor katasztrofális eseményről beszélünk. Közepes testek becsapódása szeizmikus hullámokat generál az égitestben, ekkor az anyag átrendeződéséről, megcsuszamlásáról lehet szó. Egészen kis testek becsapódása esetén pedig csak lokális hatások, pl. kráterképződés, a felszín lokális elszíneződése következik be. A fragmentálódáshoz szükséges kritikus relatív energia a következőképpek becsülhető (Petit & Farinella, 1993):

$$E_{rel} > \frac{2S_i M_i}{\rho \cdot x_{cr}}, \text{ ahol}$$

$$S_i = \frac{S_{0,i} + \pi \gamma G \rho_i^2 D_i^2}{22.43 \ (D_i[m])^{1/4}}, \tag{1.6}$$

$$E_{rel} = \frac{M_1 M_2 v_{rel}^2}{2 (M_1 + M_2)};$$

ahol M_1 és M_2 az ütköző testek tömege, D_i és ρ_i ezek átmérője (méterben) és sűrűsége (kg/m³ben); γ egy egységnyi konstans, amely kis mértékben anyagszerkezet-függő; $x_{cr} = 0.327$, S_0 pedig egy laboratóriumi kísérletekkel meghatározandó, anyagfüggő paraméter (pl. bazalt vagy beton esetében $S_0 = 3 \cdot 10^6 J/m^3$).

Fragmentálódás esetén a keletkező testek méreteloszlása a modellfüggvény hatványkitevőjével állítható be. Centrális ütközés esetén a keletkező legnagyobb törmelék mérete

$$M_{max,i} = M_i \left(\frac{S_i M_i}{\rho_i E_{rel}}\right)^{1.24},\tag{1.7}$$

vagyis növekvő becsapódási energiák esetén a megmaradó "mag" mérete lineárisnál gyorsabban csökken (Fujiwara 1977, Petit és Farinella 1993, Farinella és mtsai. 1999). Kráterképződés esetén feltételezzük, hogy a kráter térfogata az ütközési energiával arányos,

$$M_{kr\acute{a}ter} = max(M_i/10, \alpha E_{rel}), \qquad (1.8)$$

ahol α 10⁻⁵–4 · 10⁻⁴ különböző anyagokra laboratóriumi kísérletek alapján (Stöffler és mtsai. 1975, Dobrovolskis & Burns, 1984). A populáció ezekből a félanalitikus egyenletekből numeri-kusan fejleszthető, ha kiszámítjuk az ütközési gyakoriságokat is.

Egyedi testek ütközését numerikus szimulációkkal lehet vizsgálni, amelyben monolitikus és kőrakás szerkezetű objektumokban haladó rugalmatlan hullámok hatására, anyagszerkezeti paraméterek alapján, az anyag realisztikus törési mintázata és a leváló törmelék sebessége is kiszámítható (pl. Smooth Particle Hydrodynamics (SPH) kód, Benz & Asphaug 1994). Ez esetben statisztikus alkalmazásra is lehetőség nyílik, és a laboratóriumi kísérletekből származtatott skálatörvényeket is helyettesíteni lehet több fizikai folyamatot figyelembe vévő, realisztikusabb eredményekkel. A test megsemmisíthetőségének mértékét a katasztrofális küszöbszámmal (Q_D) szokták jellemezni, amely azt az energiát jelenti, amely mellett a test anyagának fele szétrepül az ütközés során. E szimulációk tanulsága szerint a porózus testeket nehezebb megsemmisíteni, Q_D értékük nagyobb. A monolitikus testek közül a nagyobb nyomószilárdságúak az ellenállóbbak. Az is megerősítést nyert, hogy a gravitációs reakkumuláció a legnagyobb töredéken jön létre. A keletkező törmelék méreteloszlása -2,2 és -2,7 közötti meredekségű hatványfüggvényt követ, az anyagi paraméterek függvényében; amely szintén megerősíti a félanalitikus modellekben feltételezett -2,5-ös érték plauzibilitását (Jutzi és mtsai. 2010a).

Homogén égitestek ütközése és szétszóródása nyomán homogén anyagi összetételű törmelék keletkezik. A nagyobb méretű testek belseje azonban differenciálódhat (elsősorban olvadás következtében), az ilyen égitest szétszóródásakor a törmelék anyagi összetétele aszerint



1.13. ábra. Nagy nyomószilárdságú ($3.5 \times 10^8 \text{ dyn/cm}^2$), 25% mikroporozitású kisbolygó törése centrális ütközés hatására, SPH kóddal. Fölső sor: monolitikus test; alsó sor: kőrakás szerkezetű test Weibull-eloszlást követő belső nyomószilárdság-eloszlással. Az első oszlopban az ütközés előtti állapotot látjuk, a középső oszlopban a test keresztmetszetét az ütközést követő 20. másodpercben, a jobb oszlopban a test 3 dimenziós alakját, a kidobódó részek eltávolítása után, a 20. másodpercben. Szürke és sötétvörös színek mutatják az összetört és lerepülő anyagot, világosabb színek jelzik az intakt részeket (Jutzi és mtsai. 2010b alapján).

változik, hogy az égitest mely részéből származik. Máig eldöntetlen kérdés, hogy a kisbolygócsaládok jellegzetes anyagi összetételének kialakulásában mekkora szerepet játszott a már differenciálódott égitestek szétszóródása, például az, hogy a fémből (vas-nikkel ötvözetből) álló kisbolygók bolygócsírák szétszóródott vasmagjai-e, vagy egyéb módon magyarázhatjuk kialakulásukat.

Numerikusan jól modellezhető néhány nagyobb kezdeti monolit vagy kőrakás szerkezetű égitest szétszóródása és a létrejövő kisbolygópopuláció méreteloszlása. Fő szabály szerint egy egyensúlyi helyzetben lévő populáció (amikor az eloszlás jellege már nem változik tovább) méreteloszlása hatványfüggvényt követ, kb. –2,5 hatványkitevővel (kisebb égitestből jóval több van). A Naprendszerben ez a kitevő a néhány méternél nagyobb égitestek esetén –2 körüli érték (kisbolygócsaládonként kissé változik), míg a kis méretű törmelék és por bizonyos mérettartományaiban - űrszondás detektorok adatai alapján - a –7 értékét is megközelíti. Ebből a megfigyelésből következik, hogy a Naprendszer kis égitestjeinek populációja jelenleg nem lehet ütközési egyensúly állapotában.

1.2.3. Az ütközések szerepe a naprendszerek kialakulásában

Az ütközések szerepe egyértelműen a fiatal naprendszerekben a legfontosabb. A bolygórendszerek kialakulását korábban sikeresen magyarázták az összeálló bolygócsírák (planetezimálok) modelljével. A fiatal csillagok a csillagközi anyag sűrűsödéseiből alakulnak ki, a perdületmegmaradás miatt általában olyan konfigurációban, hogy a fiatal csillagot egy sűrűbb anyagkorong, a protoplanetáris korong is körbeveszi. A korongban lévő szilárd törmelékszemcsék



1.14. ábra. Egy bolygóközi térből származó porózus kondrit porszem képe pásztázó elektronmikroszkóppal. Megfigyelhető a kondenzációk fokozatos összeállásával kialakult, összetett szerkezet (Jessberger és mtsai. 2001).

egymással ütközve egyre nagyobb testeket formálnak, amelyek végül bolygótestekké állnak össze. A folyamat első részében tehát saját légkörrel nem rendelkező, szilárd aggregátumok jönnek létre. Ha a magok tömege meghalad egy kritikus értéket akkor, amikor a korongban még jelentős mennyiségű gáz is jelen van, a gáz akkréciójával nagy mennyiségű elsődleges légkört is képes összegyűjteni a keletkező bolygó.

Az elmélet sikere, hogy egyszerű magyarázatot ad a Naprendszer kisbolygóira (ezek olyan planetezimálok, amelyek a Jupiter hatásai miatt nem tudtak bolygókká összeállni), továbbá sikeresen magyarázza a Naprendszerben a bolygók jellegét (a belső bolygók kőzetből, a külső bolygók kőzetmagból és főleg gázokból, túlnyomórészt hidrogénből, héliumból és illékony szerves molekulákból állnak); és nem utolsósorban teljesen konzisztens azzal a ténnyel, hogy a Naprendszerben a bolygók közel egy síkban (ekliptika), a Nap forgástengelyére nagyjából merőleges síkban, a Nap forgásával megegyező értelemben keringenek.

Az elmélet legfontosabb gyengéje, hogy nem tudja megmagyarázni a centiméternél kisebb méretskálájú törmelékek (1.14. ábra) összeállását 100 m méretskálájú planetezimálokká. A kis mérettartományban az adhézió és az elektrosztatikus erők, a nagyobb mérettartományban a gravitáció hatékonyan tudja összetapasztani a kis sebességgel rugalmatlanul ütköző törmelékdarabokat. Eddig viszont nem sikerült egyértelműen azonosítani olyan fizikai folyamatot, amely a közbülső 4 nagyságrend áthidalásában hatékonyan szerepelhetne. Jelenleg a "feedback" elméletek tűnnek alkalmasnak arra, hogy ezt a nehézséget megoldják; ezek lényege, hogy a gázdiszk lokális folyamatait – turbulenciákat vagy magnetohidrodinamikát – a szilárd kondenzátumok ütközésének fizikájával csatolásban kezeljenek, így a turbulens hidrodinamika segítheti a kritikus tartományokban az ütközések hatékonyságát (egy áttekintésért l. Youdin és Johansen, 2008).

Váratlan nehézséget jelentett a távoli naprendszerek szerkezetének megismerése is. Az exobolygók pályája az esetek jelentős részében keringhetnek a csillag forgástengelyére nagy szögben hajló pályán, és akár a csillag forgásával ellentétes irányban (l. jelen értekezés 7. fejezet). Mivel a csillag egyenlítői síkja és a bolygópályák a megfigyelt rendszerek mintegy 30%-ában szembetűnően eltérnek egymástól, a bolygórendszerek kialakulása nem lehet szabályszerűen kvázi-egyensúlyi folyamatok eredménye. Az "összevissza" irányban keringő bolygók magya-rázatához heves szórási történetet, általában hosszan tartó kaotikus dinamikát szokás feltételezni, amelyekben nagy tömegű bolygókat veszít a naprendszer. A forró jupiterek nagy száma is nehézség elé állítja az elméletet, hiszen nehéz megmagyarázni, hogy hogyan alakulhattak ki ezek az óriásbolygók ennyire közel a csillaghoz. E nehézségek miatt az összeálló bolygócsírák elmélete átfogó revízióra szorult.

Az új paradigma a diszk hidrodinamikai instabilitásának elmélete. E folyamatban az egész bolygó egyetlen fázisban alakul ki a korongon belül, és az anyaga csak később differenciálódik, immár a korong fejlődésétől elválva. A lokális perturbációkkal szemben lokális instabilitások alakulnak ki a protoplanetáris korongban, ha a Toomre-féle *Q* paraméter (Toomre, 1964) értéke 1-nél kisebbé válik:

$$Q = \frac{c_s \kappa}{\pi G \Sigma},\tag{1.9}$$

ahol c_s a lokális hangsebesség, κ az epiciklus-frekvencia a diszk adott pontján (amellyel a radiálisan elmozdított részecske oszcillál), Σ pedig a korong lokális felületi sűrűsége (Frank és mtsai. 2002). Ha az instabilitás bekövetkezik, az öngravitáló gázkorong instabillá válik. Ez a csillag kialakulásának kezdeti szakaszán szokott bekövetkezni, mert a korong nagy tömege, nagy mérete és alacsony hőmérséklete kedvez a Toomre-féle instabilitásnak. Ekkor turbulenciák jelennek meg, amelyek hamarosan látványos, a korongot globálisan meghatározó spirális szerkezetté állnak össze. A lokális turbulenciák helyén sűrű, kollabált magvak keletkeznek, amelyek bonyolult, örvénylő szerkezeten keresztül nagyon gyorsan (millió éves időskálán) óriási mennyiségű anyagot nyelnek el, és kialakul a bolygók első generációja: mindegyik nagy tömegű gázbolygó. A magvak \dot{M} akkréciós rátáját a bolygócsíra R sugara és a korong lokális felületi sűrűsége, Σ határozza meg (Lissauer 1993):

$$\dot{M} = \pi R^2 \Sigma(r) \Omega F_g, \tag{1.10}$$

ahol Ω a keringési frekvencia, F_g pedig a gravitációs erősítési faktor, az elnyelt anyag aránya ahhoz képest, amennyi egy, a korongban haladó, nem-gravitáló testre hullana. Az elnyelési zóna nagyjából a Hill-sugár négyszeresének felel meg (Kary & Lissauer 1994, Lissauer és Stevenson 2007). Ha ebben a zónában a σ_v sebességdiszperzió jóval nagyobb, mint a Kepler-sebességek nyírása, akkor jó közelítéssel

$$F_g = 1 + \left(\frac{v_e}{\sigma_v}\right)^2,\tag{1.11}$$

ahol v_e a szökési sebesség.

A folyamat során a bolygócsíra és a kiterjedt spirális szerkezet erős kölcsönhatásban áll egymással. A korongban fellépő nyíróerők a kifelé haladó spirálkart erősebben fékezik, mint ahogy a belső spirálkart gyorsítják, így a rendszer impulzusmomentumot veszít, és az egész szerkezet rövid – a protoplanetáris korong időskálájánál nagyságrendnyivel rövidebb – időskálával befelé migrál (I. típusú migráció). Amint az M_* tömegű csillagtól r sugárra keringő

bolygócsíra tömege átlépi az izolációs tömeghatárt,

$$M_{iso} = \frac{\left(8\pi\sqrt{3}r^{2}\Sigma\right)^{3/2}}{\sqrt{3M_{*}},}$$
(1.12)

a korongban rést alakít ki maga körül (Lissauer 1993). Ezután a migrációt a viszkozitás miatt fellépő súrlódások hajtják (II. típusú migráció), jóval hosszabb időskálával. A folyamat során a viszkózus súrlódáson keresztül a diszk melegszik, viszkozitása változik, és a turbulenciák is jelentősen befolyásolják a viszkozitás értékét. Ezért a diszk fejlődésének részletes leírásában a numerikus szimulációk szerepe elengedhetetlen (pl. Armitage, 2011).

A harmadik migrációs fázisban a korong anyaga egyre ritkábbá válik, ahogy azt "végleg elnyelik" a gázbolygók, ekkor a gázbolygók tömegének lassú növekedése és a pályák stabilizálódása jellemző. (A naprendszer képe még jelentősen módosulhat, ha lassú perturbációk miatt ismét kaotikussá válik a rendszer, ám a bolygók kialakulását ez a fázis már nem érinti.) A bolygókeletkezés végső fázisában a maradék bolygócsírák kiszóródnak a rendszerből.

Eközben létrejönnek a kisbolygóövek, ahol a stabilizálódott pályájú planetezimálokat találjuk. Ezek egymással is ütköznek, eleinte jellemzően összetapadnak, majd a nagyobb darabok a további ütközések alkalmával szétaprózódnak - létrehozva így a kis égitesteket. A hasonló pályán keringő, közös anyagból származó törmelékdarabok alakítják ki a kisbolygócsaládokat. A szétaprózódási fázis kezdetén voltak a legnagyobbak az ős-kisbolygók, ezek számát százas nagyságrend körül szokás becsülni. Farinella és mtsai. (2000) szerint a kezdeti jellemző méret 500-1000 km lehetett. A szétaprózódás korszaka után becsapódási korszakok alakító munkáját figyelhetjük meg a bolygók, holdak felszínén. Árnyalja a képet a kisbolygócsaládok eltérő kora: a mai, családtagként azonosított törmelék pályáját időben visszafelé követve megállapítható az az időpont, amikor a család tagjai szétrepültek. A legidősebb családok 2-3 milliárd évesek, ám ismerünk néhány 100 millió éves kisbolygócsaládot is.

A bolygócsírák természetes ütemű fogyásának korszakához társul a korai bombázás korszaka. Perturbációs hatások következtében (rezonáns bolygópályák kialakulása, közeli csillag elhaladása a naprendszer mellett) ugyanakkor a relaxálódott rendszerben is instabillá válhatnak a pályák, és a kisbolygóövekből kiszóródó törmelék újabb, látványos becsapódási korszakhoz vezet (késői bombázás). A kisbolygóütközések során kiszóródó por az ekliptika síkjában szétterül, és az ekliptika síkjában szétterülő porkorongot hoz létre.

A migráló bolygókeletkezés elméletében a kőzetplanetezimálok a második migrációs fázisban jönnek létre, és a harmadik migrációs fázisban állnak össze bolygótestekké a naprendszer olyan tartományaiban, amelyet dinamikailag is megengednek az óriásbolygók (1.15. és 1.16. ábra). Ezzel együtt a migráló bolygókeletkezés gyönge pontja maga a migrációs ráta, amely túl gyors migrációhoz vezet (kis valószínűséggel maradnak életben pl. forró jupiterek), amihez robbanásszerű ütemű bolygókeletkezés kapcsolódik, és túl nagy tömegű bolygók alakulnak ki. Azt is nehéz megmagyarázni, hogy a gyorsan változó dinamikai környezetben hogyan épülhet föl olyan "szabályos" bolygórendszer, mint Naprendszerünk, vagy az újonnan megismert többszörös exobolygó-rendszerek. Ezért olyan alternatív, akkréción alapuló vagy hibrid keletkezési elméletek is napvilágot láttak, amelyben a migráció mértékét lecsökkentették, vagy a



1.15. ábra. Egy kezdetben 1 Jupiter-tömegű bolygó indul a csillagtól 5,2 csillagászati egység távolságra, majd 115 ezer év alatt a csillagba csapódik. A korong kezdeti sűrűségprofilját a halvány, az aktuális profilt a fekete vonal ábrázolja. 0,01 és 1 Föld-tömeg közötti bolygócsírák jönnek létre, melyeknek egy részt elhagyja a naprendszert, más részük pedig bolygóvá alakul. Az első 4 panel föntről lefelé a gázbolygó kialakulása után 20, 60, 10 és 114 ezer évvel megfigyelhető állapotot mutaja (Fogg & Nelson 2007 alapján).

diszkből származó szilárd komponensek akkrécióját egy idő után kikapcsolták (pl. Hubickyj és mtsai. 2005, Alibert és mtsai. 2005ab). Épp napjainkban, a *Kepler* eredményei alapozhatják meg ezeknek az elméleteknek a létjogosultságát.

A bolygócsírák növekedésének fázisában a bolygóvá össze nem álló testekből bolygóholdak, exoholdak is kialakulhatnak (a folyamatokat részletesen összefoglalja pl. Simon, 2012). Agnor és mtsai. (1999) 2,5 Föld-tömegnél kisebb bolygócsírák ütközésének szimulációja során sikerrel hoztak létre törmelékkorong-öveket a bolygóktól néhány bolygósugár távolságra. Jellemzően a 0,5–1 Föld-tömeg közötti bolygók körül a törmelékekből nagy, a szülő bolygó tömegének akár 4%-át elérő holdak keletkezhetnek (Canup és mtsai. 1999, 2001ab). A holdak stabilitását a későbbiekben a bolygóval való árapály-kölcsönhatás komplex módon befolyásolhatja, különösen a csillaghoz közel keringő bolygók esetében, ahol a csillag-bolygó árapályfolyamat a bolygó forgási periódusát is meg képes változtatni. Atobe és Ida (2007) e folyamatban sikerrel szimulált bolygóba csapódó, a bolygót örökre elhagyó, egyensúlyi állapot körül oszcilláló, sőt kaotikus viselkedésű hold-bolygó rendszereket is.

A bolygókhoz hasonlóan holdak is keletkezhetnek a protoplanetáris korong anyagából (Alibert és mtsai. 2005). Canup és Ward (2006) szerint az így keletkezett holdak tömegét két folyamat versengése határozza meg: (i) a holdra jellemző akkréciós ráta, és (ii) a hold környezetéből kiszabaduló anyag mennyisége, amely ezek után a bolygóra hull. A szimulációban a folyamat eredményeként három-öt nagy hold keletkezett a bolygótól 60 sugárnyi távolságon belül, össz-



1.16. ábra. A 1.15. ábrán látható szimuláció helyzete 105 ezer éves időpontban, a fél nagytengely–excentricitás síkban ábrázolva. A planetezimálok tömegét a feliratok jelzik. A kialakuló belső kisbolygóövben megfigyelhetjük a 2:1 és 3:2 rezonáns űröket. A külső kisbolygóövben is létrejön az 1:2 rezonanciaűr 0.71 csillagászati egység fél nagytengelynél.

tömegük a bolygó tömegének mindössze 0,01 %-át tették ki. A folyamat keletkezési ütemét a korong szerkezete is befolyásolja, több komponensből álló korongból eltérő fejlődési időskálájú holdakból álló rendszer is fölépíthető (Mosqueira és Estrada 2003ab).

1.2.4. Az ütközések szerepe a mai Naprendszerben

Érvek az ütközések nagy szerepe mellett

Az 1990-es évtizedben futott csúcsra a naprendszerbeli ütközések szerepét hangsúlyozó értelmezés (összefoglalja pl. Cellino és mtsai. 2009), amely számos bizonyítékot vonultatott föl. Ez a korszak esett egybe az első űrszondás kisbolygó-megfigyelésekkel, amikor szembesültünk a kisbolygók teljesen kráterezett felszínével, a kráterek méret szerinti eloszlásával és általában a kisbolygók egzotikus alakjával. Részben e látványos eredmények hatására elindult a Földre veszélyes kisbolygókat kereső kutatómunka, a leghíresebb, Föld közeli kisbolygókat kereső távcsövek a NEAT és a LINEAR programokhoz tartoztak.

Az egyik fontos érv, amely szerint az ütközések szerepe a mai Naprendszerben is meghatározó, a kisbolygók forgási statisztikájára épült. A tengelyforgások eloszlása a nagy égitestek esetében Maxwell-Boltzman jellegű (Pravec és mtsai. 2002), amelynek kialakulása ütközésekkel jól magyarázható. Ezenkívül meglepően nagy számban találtak kis méretű aszteroidákat, amelyek olyan gyorsan forognak, amennyire ez dinamikailag egyáltalán lehetséges. A forgásban lévő kisbolygón centrifugális erő lép fel, amely a gravitációs és a szilárdsági erőkkel nagyjából ellentétes irányú; a pontos numerikus értékek és irányok a kisbolygó alakjától és felépítésétől függenek. A lényeges momentum az, hogy a túl gyors forgás egyszerűen kettészakítja a kisbolygót. Egy adott kisbolygóhoz tehát tartozik egy maximális forgási periódus, amely mellett az égitest egyben maradhat, és a megfigyelések szerint a kisbolygók számottevő hányada ehhez a periódushoz közeli értékkel forog (Pravec és mtsai. 2002, 2010). Erre a tényre egyszerű magyarázatot kínál az a modell, amelyben a kisbolygók katasztrofális szétvetések láncolatával keletkeznek, fejlődnek. A nagy energiájú ütközés általános esetben nem centrális helyzetű, ezért a két test lendületének gyors megváltozásán túl a perdület is ugrásszerűen változik, általában jelentős értékre növekedve. Emiatt az ütközésből kikerülő égitestek túl gyorsan forognak, és olyan fokú fragmentációt szenvednek el, amely az ütközéssel járó "ütésből", a testek belsejében terjedő lökéshullámok roncsoló hatásából nem feltétlenül következne. A forgás miatt fellépő darabolódás mindaddig folytatódik, amíg a keletkező törmelék már a forgás dinamikája szempontjából is stabillá válik. Amikor a további aprózódás folyamata leáll, az égitestek még mindig gyorsan forognak, a kritikus értékhez közeli, de már azt nem meghaladó forgási rátával; így a modell az erre vonatkozó megfigyelésekkel összhangban áll. Megemlítendő azonban, hogy néhány aszteroida forgási periódusa nagyon hosszú, több száz napos periódusok is ismertek, ez a megfigyelés nem magyarázható ütközési modellek segítségével (Pravec, 2000, 2010).

Egy másik fontos megfigyelés, hogy a kisbolygók eltérése a gömb alaktól annál nagyobb, minél kisebb az égitest (Masiero és mtsai. 2009). A néhány kilométer átmérőjű kisbolygók között a nagyon elnyúlt, akár 1:10 tengelyarányú szilánkok sem ritkák (pl. Szabó és mtsai. 2001), és ezeket a formákat a legkönnyebben ütközésről lepattant valódi szilánkok formájában lehet elképzelni.

A Földet jelentősen megközelítő kisbolygók is az ütközések nagy fontosságát sugallták. Ezeket az égitesteket az 1990-es években kezdték nagy számban fölfedezni, kifejezetten azzal a céllal, hogy megismerjük a veszély mértékét, amely a néhány száz méter átmérőjű égitestek becsapódásával fenyeget. A meglepő eredmény az volt, hogy relatíve nagyszámú égitest fölfedezésével járt az észlelési kampány, ahhoz képest mindenképpen jelentős számú égitest kering a Földhöz közeli pályán, hogy mennyire nehéz (szinte lehetetlen) klasszikus égi mechanikai folyamattal egy főövbeli kisbolygót közel "juttatni" a Föld pályájához. Magyarázatképpen az ütközési elmélet szolgált: a legnagyobb energiájú ütközésekből esetleg akkora sebességgel szakadhatnak ki szilánkok, hogy a Földhöz közeli pályára lökődnek, ahol később a bolygók, immár elsősorban a Mars és a Föld dinamikai környezetében valamennyi időre stabilizálódnak.

A kilencvenes évek második felében, elsősorban a kisbolygókat megközelítő űrszondák pályaváltozásának vizsgálatából következtetve kiderült, hogy a kis égitestek nem lehetnek monolit szerkezetűek, a sűrűségük ehhez egyszerűen túl kicsi. Elterjedt tehát a kozmikus kőrakás hipotézis, amely szerint a kis égitestek porozitása nagy: kisebb méretű, de összességében jelentős térfogatú üres térrészek vannak a belsejükben. Ez az érv teljesen átírta a kisbolygókkal kapcsolatos spekulációk sodorvonalát: egyrészt csökkentette a testekben fellépő gravitációt és a szilárdsági erőket, ezzel még exponáltabbá tette a már tárgyalt tengelyforgás problémáját. Másrészt viszont új lehetőséget kínált az elnyúlt alakok magyarázatául: a gyors forgás közvetlenül okozhat elnyúlt alakot, a centrifugális erő hatékonyan képes az alak ellapítására, ha a test nyírószilárdsága kellőképpen kicsi. Sőt, napvilágot láttak az elnyúlt alakok magyarázatát a bolygók megközelítésekor föllépő árapályerőkben kereső elméletek is, amelyek nem egyszer azzal is alátámasztották érveiket, hogy a nagyon elnyúlt kis égitestek aszimmetriái is egyfajta -



1.17. ábra. Az 1994 KW4 kisbolygó radarképe az 1999-es földközelség alkalmával. Az alak erősen elnyúlt, a test kistengelye mentén pedig egy kísérő keringését láthatjuk. A hold elmozdult a mérés alatt, ezért mosódik ívvé a képe (Ostro és mtsai. 2006).

szó szerint megkövült - "árapálycsápot" látszanak formázni (Bottke és mtsai. 1999).

Szintén az elmúlt másfél évtizedben kezdték el tucatszámra fölfedezni a kettős és többszörös kisbolygókat, amelyek körül egy vagy több kísérő kering stabil pályán (1.17. ábra). A felfedezéshez használt módszerek szerteágazóak: lehetséges a hold közvetlen megfigyelése űrszondával vagy földi bázisú interferometriával; a hold kimutatása kölcsönös fedések alapján, ha a fedési kettőscsillagokhoz hasonló fénymenet figyelhető meg; a hold kimutatása csillagfedések megfigyelésével (többszörös elhalványodás látszik) stb. A megdöbbentő adat a kettős kisbolygók relatíve nagy száma, amely mindenképpen magyarázatot igényel. Egy lehetséges, becsapódás-orientált magyarázatot a numerikus ütközési kísérletek szolgáltattak: a katasztrofális ütközésből szétrepülő törmelék nagyobb része egy centrális égitestre visszahullik (létrejön egy porózus szerkezetű domináns kisbolygó), míg egy másik része egy vagy több kisebb csomóba tapadhat össze, ezek lesznek a kísérők. Ily módon tehát a kettős kisbolygók magyarázata is szorosan kapcsolódik össze az ütközésekkel.

Az ütközés numerikus modelljének fontos speciális esete a bolygótest méretű planetezimálok ütközése. Az ilyen eseményekben is megfigyelhető a nagy mennyiségű törmelék szétrepülése és a darabok nagy részének újbóli összeállása két égitestté, amelyek egy bolygó-hold párosként folytatják életüket. Valójában a Föld Holdjának kialakulására a mai napig a legsikeresebb magyarázatot az ős-Föld és egy Mars méretű bolygócsíra ütközése szolgáltatja; egyedül ez a modell képes olyan finomságok megmagyarázására, mint a Hold elemgyakoriságainak és ásványainak hasonlósága a Földhöz, miközben a Hold életkora és a test sűrűsége kisebb a Földénél, hiszen a Föld kialakulása után keletkezett, jórészt a felső köpeny anyagából (Canup és mtsai. 2001b).

Az ütközések gyakoriságára és mai jelentőségére egy lehetséges végső érvet szolgáltat az állatövi fény léte. A főleg tavaszi napkelték előtt, őszi napnyugták után szabad szemmel is látható fénylés az ekliptika mentén az infravöröségbolt egyik leglátványosabb komponense, amely nem más, mint a Naprendszer síkjában keringő meleg por szórt fénye (az optikai tartományon) és hősugárzása (az infravörösben). Az állatövi porral kapcsolatos fontos ismeret, hogy a porkorong nem lehet stabil képződmény. A porszemcséket folyamatosan erodálja, aprítja a Nap elektromágneses sugárzása, különösen az ultraibolya és a röntgenkomponens; illetve a kis porszemcsék elég gyorsan örökre elhagyják a Naprendszert, hiszen a rájuk ható fénynyomás (a méret második hatványával, a keresztmetszettel arányos, anyagi jellemzőktől és mágneses orientációtól is van függés) kis testek esetén a gravitációval összemérhető erővé válik (ez utóbbi a térfogattól, tehát a méret harmadik hatványától függ), és a fénynyomás hatékonyan "fújja ki" a kis porszemcséket. A közepes porszemcsék élete nem ennyire egyszerű, ezek a később tárgyalandó Poynting-Robertson-effektus miatt belespiráloznak a Napba. A tanulság az, hogy a meglévő állatövi por néhány tízmillió éves időskálán elfogy a Naprendszerből, tehát ha jelenleg látunk port, az arra utal, hogy a por folyamatosan működő forrása jelen van a Naprendszerben. Az egyik lehetséges jelölt a kisbolygók ütközése, illetve az ütközésekben fölszabaduló mikroszkopikus méretű por.

Érvek az ütközések kisebb szerepe mellett

Az utóbbi években a Naprendszer kis égitestjeiről óriási mennyiségű információt ismertünk meg, másrészt megfigyelhettük kis égitestek övezetét más csillagok körül, harmadrészt pedig olyan egzotikus fizikai folyamatokra derült fény, amelyek végül jelentősen átalakították a naprendszerek dinamikájáról alkotott képünket. A megfigyelési anyag gyűjtésében élen járt a Sloan Digitális Égboltfelmérés (SDSS), amely csak a Naprendszer kis égitestjeiről (Sloan-os kifejezéssel élve: mozgó objektumairól) közel félmillió mérést készített. A legfontosabb újdonság a kis égitestek méreteloszlásával kapcsolatos: kiderült, hogy a kisbolygók eloszlásában a 3-5 km mérettartomány körül látványos letörés következik be, a kritikus méretnél kisebb égitestek száma jelentősen elmarad attól, amit az 5 km-nél nagyobb tartomány lineáris extrapolációja sugallt. A kisbolygócsaládok részletes vizsgálata szerint a letörési pont és a letörés mértéke kismértékben változik a különböző családok között, de jellemzően azzal az eredménnyel jár, hogy a 100 méter körüli méretű égitestek darabszáma mintegy tízszer kisebb, mint a lineáris illesztés, vagy akár az egyensúlyi ütközési fejlődés sugallaná. Ez a mindennapi élet szempontjából is fontos információ, hiszen éppen a 100 méter nagyságrendű égitestek azok, amelyek a Földre leginkább veszélyt jelentenek: a Föld pályájához közel alig néhány ennél lényegesen nagyobb égitest kering; a 100 méteres méret elegendően nagy pusztítást tud véghezvinni becsapódás esetén, viszont ez a méret még éppen elég apró ahhoz, hogy az égitest nagyon sokáig észrevétlen maradhasson, sőt a becsapódás akár teljesen váratlanul érje az emberiséget. Ha a kisbolygók méreteloszlása olyan, hogy ebből a fajtából tízszer kevesebb van, mint azt korábban gondoltuk, az azt jelenti, hogy a közepes méretű becsapódások jelenkori gyakorisága egy nagyságrenddel marad el a korábban érvényes becsléstől (Ivezić és mtsai. 2002).

Jól megfigyelhető, hogy a mikrobecsapódások és a Nap ultraibolya sugárzásának hatására az idők kisbolygók felszíne egyre vörösebb és sötétebb lesz – tehát egy kisbolygó színárnyalata jó kor-indikátor (Nesvorny és mtsai. 2005, 2006). A színváltozások oka az űrfizikai mállás (space weathering), amelyben mikrobecsapódásokon kívül további folyamatok vesznek részt, melyek közül a legfontosabbak a Nap részecskesugárzása, az ultraibolya-sugárzás és a napi hőingás. A kisbolygók mintegy 20%-a esetében van jelen a felszínen jól detektálható, a környezettől eltérő színű folt, amelyek különböző folyamatok (pl. kráterképződés) eredményei lehetnek, e megfigyelés utalhat a becsapódások közvetett hatására. Ám biztosan nem jellemző, hogy eltérő színű égitestek összetapadásos ütközéséből származnak, mert a kétszíndiagramokon teljesen más jellegű eloszlást követ a színváltozás iránya, mint amit taxonómiai keveredéssel várhatnánk (Szabó és mtsai. 2004). Ez a felismerés viszont arra utal, hogy hasonló méretű kisbolygók ütközéses összetapadása a Naprendszerben nem jellemző folyamat.

Váratlanul sikeresnek bizonyult a forgó testek felszínén jelentkező hősugárzási anizotrópia felismerése. Az elmélet egyszerre volt képes megmagyarázni a nagyszámú kisbolygót a Föld pályájához közel, a kisebb aszteroidák elnyúlt alakját, a sok kettős kisbolygót, a nagyon lassan forgó égitesteket és a kritikus sebességgel forgó kisbolygók nagy számát is. A hősugárzási anizotrópia oka a test hőtehetetlensége: a belső rétegek hűtési mechanizmusa miatt a felszín nem akkor a legmelegebb, amikor a Nap a lokális zenitben jár, hanem valamivel később: amikor a belsőbb rétegek is átmelegedtek kissé, a felszíni hő elvezetése már kevésbé hatékony, viszont a besugárzás még mindig elegendően nagy. Ezt a jelenséget a Földön is észlelhetjük, egyszerűen megfogalmazva úgy, hogy kora délután melegebb van, mint délben. A kisbolygók felszínén a folyamat rendkívül bonyolult, jellegzetesen egyenetlen hőtérképet hoz létre, ahol egy "délutáni" pontra esik a mindenkori legmelegebb terület. A felszín saját hősugárzása ezért anizotrop, a délutáni oldal erősebben sugároz. A sugárzási anizotrópia miatt a hősugárzás által elvitt összes lendület nem nulla, a délutáni oldal felől egy rendkívül kis mértékű, ám folyamatosan ható erő tolja el a pályán keringő égitestet. Ez az erő a prográd, keringéssel azonos forgású égitesteket egyre nagyobb, a retrográd, fordított forgási irányú testeket egyre kisebb sugarú pályára sodorja, és végül milliárd éves időskálán a teljes naprendszer képét átalakítja (Jarkovszkij-jelenség). A Naprendszer földközeli égitestjeit is ez az erő terelte különleges pályára, ami annak fölfedezésekor derült ki, hogy ezek a kisbolygók túlnyomórészt retrográd irányban forognak (La Spina és mtsai. 2004). A helyzetet bonyolítja, hogy valójában rögtön kétféle Jarkovszkij-jelenséggel kell számolnunk: a napi komponens a délutáni oldal felmelegedésével kapcsolatos, míg az éves Jarkovszkij-jelenség a nyári félteke erősebb felmelegedése miatt lép föl. Az effektus kiszámításának formalizmusát Bottke és mtsai. (2006) alapján vázolhatjuk föl.

A T hőmérsékletű dS felületelem hőmérsékleti sugárzából származó \vec{F}_{th} erőre felírhatjuk, hogy

$$\frac{d\vec{\mathcal{F}}_{th}}{dS} = -\frac{2}{3c} \ \epsilon \sigma T^4 \ \vec{n_{\perp}}, \tag{1.13}$$

ahol $\vec{n_{\perp}}$ a felületelem normálvektora, ϵ az emisszivitás, σ a Stefan-Boltzmann–állandó, c a fénysebesség. A testre ható, hőmérsékleti anizotrópiából származó erő ennek integrálja a teljes felületre,

$$\vec{\mathcal{F}}_{Jarkovszkij} = \int_{S} d\vec{\mathcal{F}}_{th}, \qquad (1.14)$$

az integrálást pedig numerikusan kell elvégezni az aktuális pillanathoz tartozó hőtérkép és a test alakjának figyelembe vételével.


1.18. ábra. Az Eger kisbolygó több évtizedet átfogó megfigyeléseiben a forgási frekvencia szisztematikus növekedését tapasztalhatjuk, ami YORP-effektusra utalhat. A szaggatott vonal jelöli a monoperiodikus illesztést, a folytonos a YORP hatását figyelembe vévő modellt (Ďurech és mtsai. 2012 alapján).

A Jarkovszkij-jelenségnél fellépő sugárzási anizotrópia forgatónyomatékot is kifejt a forgó égitestre, amely százmillió éves időskálán képes jelentős mértékben "felpörögni": ez a YORP (Yarkovsky–O'Keefe–Radzievskii–Paddack) jelenség. A YORP számolásánál a test fényszórási aszimmetriáját is figyelembe kell venni. Lambert-szórás feltételezése esetén a fényszórási aszimmetriából származó, felületre ható erő:

$$\frac{d\vec{\mathcal{F}}_{sz\acute{o}rt}}{dS} = -\frac{2F\mu_0}{3c} \ A \ \vec{n_{\perp}},\tag{1.15}$$

ahol F a beeső fluxus, A az albedó, μ_0 pedig a Nap zenittávolságának koszinusza. A YORPeffektusban fellépő, testre ható L_{YORP} forgatónyomatékot az egységnyi felületelemekre ható forgatónyomatékok integráljaként írhatjuk föl:

$$L_{YORP} = \int_{S} \vec{r} \times d\left(\vec{\mathcal{F}}_{th} + \vec{\mathcal{F}}_{sz \acute{o}rt}\right).$$
(1.16)

Az így fellépő forgatónyomaték hatása az, hogy az alkalmas formájú kisbolygók forgása képes a test szétszakadásának határáig gyorsulni, ennek következtében a test szélsőségesen elnyúlttá válik, és megjelennek a jellegzetes "szilánk" alakzatok. Extrém esetben a test szabályosan kettéválik középen, a kisbolygó alakja "kutyacsont" formában deformálódik, vagy a leszóródó anyag újbóli összeállása után kis méretű kísérők, holdak jelennek meg a domináns égitest körül. Adaptív optikai mérések alapján a főövbeli, 40 km-nél nagyobb kisbolygók 6%-a összetapadt kettős égitest, amely ebben a folyamatban alakulhatott ki (Marchis és mtsai. 2006). Maga az effektus bonyolult viselkedéshez vezet, az alak elnyúltsága és forgási periódusa a kiinduló paraméterektől és az égitest pályájának jellegétől függően akár monoton módon, akár periodikusan, akár kaotikusan változhat. Ďurech és mtsai. (2012) szerint az Eger kisbolygó 30 évet lefedő adatsorából kimutatható, hogy a forgás frekvenciája $d\omega/dt = 1.4 \pm 0.6 \cdot 10^{-8}$ radián/nap² $(3-\sigma \text{ konfidencia-intervallum})$ sebességgel gyorsul, amit YORP-effektus hatásaként értelmezhetünk. Ha az interpretáció megállja a helyét, az a YORP működésének első közvetlen megfigyelését jelenti (??. ábra). Közvetett bizonyíték, hogy a YORP figyelembe vétele a forgási sebességek eloszlását összességében jól magyarázza, és az is kézenfekvő, hogy ha a Jarkovszkijjelenség föllép a Naprendszerben, ott a YORP is szükségképpen fontos szerepet játszik.



1.19. ábra. Kisbolygó alakjának fejlődése és hold kialakulása YORP effektussal (Walsh & Michel, 2008). Az égitestet a teljes szimuláció hat állapotában látjuk a forgástengely felől (a képpárok bal oldalán) és oldalról (a oldalán). A teljes szimuláció animálva megtekinthető a youtube videomegosztón (http://www.youtube.com/watch?v=nzyettXkIqY).

Az állatövi porra is hat egy hasonló erő, de ott nem a hőtehetetlenség, hanem a fény aberrációja okoz aszimmetriát. A keringő porszem saját vonatkoztatási rendszerében a beeső napsugarak aberrációt szenvednek, olyan értelemben, hogy saját vonatkoztatási rendszerében a porszem mindig kicsit "elölről" kapja a napfényt. A fotonok ezért lassítják a porszemcsék keringését, amelyek a Napba spiráloznak (Poynting-Robertson-jelenség). A porszemcsére ható \mathcal{F}_{PR} erőt az alábbiakban írhatjuk föl:

$$\mathcal{F}_{PR} = \frac{v}{c^2} F = \frac{R^2 L_*}{4c^2} \sqrt{\frac{GM_*}{r^5}},$$
(1.17)

ahol v a test keringési sebessége, F a beeső fluxus, R a porszemcse sugara, L_* és M_* a központi csillag luminozitása és tömege, r pedig a részecske pályájának sugara. Az erő iránya a pályán visszafelé mutat.

Az ütközéses elméletek jelentős sikert értek el a Hold kialakulásának magyarázatában. Azonban úgy tűnik, más naprendszerekben ritkán zajlanak hasonló óriási ütközések. Egy ilyen ütközéshez ugyanis szükséges, hogy a fiatal naprendszerekben nagy mennyiségű törmelék legyen jelen, amelyből a bolygó méretű becsapódó testek összeállhatnak. A becsapódás után néhány tízmillió évig pedig magának a becsapódásnak az egyre oszló törmelékfelhőjét kellene megfigyelnünk - ez jól látszana az infravörös tartományon. Azonban a megfigyelések szerint kevés olyan fiatal távoli naprendszer van, amelyben jelentős mennyiségű törmelék van jelen, tehát föltételezhetően kevés naprendszerben alakul ki nagyobb hold valamelyik bolygó körül (Gorlova és mtsai. 2007).



1.20. ábra. Bal panel: az állatövi por vertikális eloszlása a Naprendszerben a Spitzer-űrtávcső mérései alapján, összevetve a lehetséges forrásokhoz (Jupiter-üstököscsalád, Halley-típusú üstökösök, Oort-felhő üstökösök, főövkisbolygók) tartozó por-modellekkel. Középen: a megfigyelt vertikális eloszlás illesztése kisbolygó és hosszú periódusú üstökös forrásokkal. Jobbra: a megfigyelt eloszlás illesztése Jupiter-üstököscsaládból (97%) és az Oort-felhő üstököseiből (3%) származó porral (Nesvorny és mtsai. 2010).



1.21. ábra. A HD69830 infravörös excesszusa (balra fönt) a Hale-Bopp–üstökös spektrumával összevetve (balra lent) és egy egyszerű, kristályos szilikátból és olivinből álló modellel illesztve (jobbra). Forrás: Beichman és mtsai. (2005).

A becsapódások jelentőségét latolgató érvek közül utolsóként említettük az állatövi port, amelynek folyamatos forrására a kisbolygók ütközései nyújthatnak alkalmas magyarázatot. Nesvorny és mtsai. (2010) végeztek egy vizsgálatot a Spitzer-űrtávcsővel, amelyben az állatövi por ekliptikai eloszlását vetették össze a nagyobb kisbolygócsaládokkal és az üstökösökkel. Az összevetés eredménye meglepő: nincs olyan kisbolygócsalád, amelyhez egyértelműen köthető lenne az állatövi por szerkezete. Viszont a Jupiter üstököscsaládjából származtatott por-modellnek a vertikális eloszlása majdnem pontosan követi az állatövi por megfigyelt eloszlását; kézenfekvő magyarázat tehát, hogy az állatövi por nagy részben a rövid periódusú üstökösökből származik, a normális anyagtermelés eredményeként, ütközési folyamatok közbeiktatása nélkül (1.20. ábra).

1.2.5. Kis égitestek más naprendszerekben

Más naprendszerekben keringő kisbolygóra vagy üstökösre vonatkozó közvetlen megfigyelés eddig nincs birtokunkban, és ez a közeljövőben nem is várható - figyelembe véve a nagy fényességkülönbséget a csillag és egy kis égitest között, amely e megfigyelés legfőbb nehézsége. A fősorozati csillagok infravörös fotometriája során kiderült azonban, hogy számos csillag körül mikrométeres méretű porból álló korong kering. Ez pedig a más naprendszerekben jelen lévő kis égitestek övére utalhat, hiszen a porkorongok anyaga utánpótlás nélkül 10-100 ezer éves időskálán eltűnne a rendszerből a sugárnyomás és a Poynting-Robertson–jelenség hatására. A mi Naprendszerünkben a por fő forrása az üstökösaktivitás. A távoli naprendszerekben hasonló módon, a port vagy planetezimálok nagy energiájú ütközése pótolja (Song és mtsai. 2005), vagy óriás üstökösök evaporációja, széthullása, amelyeket a külsö naprendszerekből dinamikai instabilitás kényszerít belső pályákra (Wyatt és mtsai. 2007). A pontos azonosítást nehezíti, hogy a kis- és közepes skálájú szerkezet néhány ezer évig őrzi a nyomát azoknak a folyamatoknak és egyedi eseményeknek, amelyek újratöltik porral az porkorongot (pl. Bottke és mtsai. 2005; Nesvorny és mtsai. 2010).

Az analógia ellen szólhat, hogy a mai Naprendszer porkorongja ritka, ám ez a múltban jóval sűrűbb lehetett. A Késői Nagy Bombázás (LHB) során a bolygók vándorlása destabilizálta a Kupier-övet, és a jeges égitesteket nagy számban vetette a belső Naprendszer vidékére. Abban az időben a porfelhő olyan sűrű lehetett, hogy a közép-infravörös tartományon a fényessége túlragyogta a Napot (Nesvorny és mtsai. 2010). További analógia is megerősíti az interpretációt. A törmelékkorongokat két csoportra oszthatjuk, a Naprendszer kisbolygóinak főövére és állatövi porára emlékeztető meleg, és a Kuiper-övhöz hasonlító hideg törmelékkorongokra (Moór és mtsai. 2011), amely felosztás esetleg a területi elhelyezkedésen túlmutató analógiák felé mutat.

A naprendszerbeli analógiák továbbgondolása alapján lehetséges, hogy az extraszoláris törmelékkorongok pótlásában jelentősebb szerepet játszhatnak a hosszú periódusú üstökösök, különösen ha LHB folyamat lép föl. A Naprendszer néhány főövbeli kisbolygójának és TNO égitestének esetében szintén megfigyelték a jegek legalább átmeneti jellegű szublimációját – ez a TNO-k felszínén az albedó jelentős növekedéséhez vezethet, arra utalva, hogy LHB esetén a TNO égitestek anyagtermelése is igen jelentős is lehet egy LHB folyamat során. Az együtt megfigyelhető hideg és meleg porkorongok tehát esetleg egy éppen zajló LHB folyamatra utalnak az extraszoláris naprendszerekben. LHB folyamathoz szükség van Oort-felhőre és feltehető-en bolygókra is; a gondolatmenetet az is erősíti, hogy a jelentős tömegű, mindkét fajtájú törmelékkoronggal rendelkező naprendszerek jelentős részében bolygórendszert is ismerünk (pl. HD 69830, Lovis és mtsai. 2006, ϵ Eridani). Ezeknek a törmelékkorongoknak a magyarázata mindenképpen nagyon egzotikus rendszerre utal, hiszen a Naprendszernél ezerszer nagyobb kisbolygóövre, vagy egymillió Hale–Bopp méretű üstökösre, vagy néhány Ceres-méretű üstökösre lenne szükség a por folyamatos utánpótlásához (Beichman és mtsai. 2005, Lisse és mtsai. 2007).

A HD 69830 rendszer infravörös excesszusa jelentősen emlékeztet a naprendszerbeli üstökösök porának spektrumára (Beichman és mtsai. 2005, Lisse és mtsai. 2007), ami tovább erősítheti az üstökös-analógiát. Három protoplanetáris korong (HD 142527, HD 144432, HD 163296) vizsgálata alapján van Boekel és mtsai. (2004) nagy mennyiségű kristályos szilikátot mutattak ki, a korongban megfigyelhető, radiálisan növekvő olivin/piroxén gradienssel. Az észlelést úgy értelezték, hogy az üstökösökre jellemző kristályos szilikát már a bolygókeletkezés korszaka előtt kialakul a fiatal naprendszerekben. A más naprendszerekben keringő kis égitestekhez legközelebb eddig talán az η Corvi vitt, melynek infravörös spektrumában a primitív szerkezetű por mellett vízgőzt és fém szulfidokat is sikerült kimutatni, ami erős bizonyíték arra, hogy a por üstökösöktől származik, és jelenleg LHB zajlik a rendszerben (Lisse és mtsai. 2012).

A naprendszerek ütközési korszakának közelmúltbeli átértékelése egy napjainkig zajló folyamat, amelynek tendenciája nyilvánvaló. Ennek ellenére nem beszélhetünk klasszikus paradigmaváltásról, talán még versengő paradigmákról sem általában (talán egyedül a kis égitestek sugárzási anizotrópiájának következményei illenének ebbe a fogalomkörbe). A jelenségek összetett voltát tekintve inkább hangsúlyeltolódásról kell beszélnünk: az ütközések szerepe kisebb súllyal jelenik meg a mai Naprendszerünk, tehát általánosságban fogalmazva, az öreg naprendszerek esetében, viszont sokkal tisztábban körvonalazódik szerepük a fiatal naprendszerekben és a bolygórendszerek korai fejlődésében. Nem meglepő, hogy a korai naprendszerekben sokkal jelentősebb volt a becsapódások és az ütközések hatása, mint a fejlődés kései fázisában. Hogy mégis a mi Naprendszerünkben kellett fölkutatni az ütközések nyomát, annak egyszerűen az volt az oka, hogy szinte lehetetlen volt távoli, fiatal naprendszereket megfigyelni. Az obszervációs technikák gyors fejlődésének köszönhetően néhány éve már számos távoli naprendszerbe nyerhetünk bepillantást, és immár a legmegfelelőbb környezetben, a kialakuló naprendszerekben is tanulmányozni tudjuk a fejlődés folyamatait.

2. fejezet

Az ütközési folyamatok szerepe a kisbolygók alakjának formálásában

Az ismert kisbolygók nagyjából harmada tartozik dinamikai családokhoz (pl. Zappala és mtsai. 1995), amelyek valószínűleg egy közös szülőégitest ütközéses földarabolódásából jöttek létre (O'Brien and Greenberg, 2005). A családtagok jól elkülönülnek a pályaelemek terében, és spektrális tulajdonságuk is jellemző a családtagokra (Ivezić és mtsai. 2002, Nesvorný és mtsai. 2006, Parker és mtsai. 2010). Az ütközéses elmélettel jól egybevág, hogy a kisbolygók általában nagy porozitású égitestek, gyakran gravitációsan egybentartott "kőrakások" (Richardson és mtsai. 2004). A forgási sebességek Maxwell-szerű eloszlást követnek, amely magyarázható úgy, hogy az ütközések folyamán az impulzusmomentum ugrásszerűen - és lényegében véletlenszerűen - átrendeződött (pl. Binzel 1998, Fulchiogni 2001). Így a kisbolygócsaládok a naprendszerbeli ütközések egyik legfontosabb nyomjelzőivé váltak, a folyamatok pontos rekonstrukciója ezért nélkülözhetetlen a naprendszereket formáló egyik legjelentősebb planetológiai folyamat, az ütközések megismeréséhez.

Az ütközések a kisbolygók méretét (nagy energiájú ütközések) és alakját (kis energiájú ütközések) egyaránt jelentősen befolyásolják. A legnagyobb energiájú ütközésekben a kisbolygó anyagának nagy része szétszóródik, majd újra összeáll kisebb testekké, míg a kisebb energiájú ütközések lokális kráterképzéssel és a kisbolygó anyagának szeizmikus átrendezésével (regolit csúszhat a lejtőkről a völgyekbe) járhatnak. A mikrobecsapódások lokális felszínkoptató hatása is képes az alakot makroszkópikus skálán átalakítani (Korycansky és Asphaug 2003, Richardson és mtsai. 2004). A folyamatot leíró modellek által reprodukálandó paraméterek a kisbolygók méreteloszlása, a családok darabszáma, a koreloszlások, a felszínek kráterstatisztikája, továbbá magyarázatot igényel a jellegzetes alakú kisbolygók kialakulása is "súlyzó" és a "búgócsiga" (ellapult, koronghoz közeli) alakok, kiterjedt lapos területek a felszíneken stb). A kisbolygók alakját néhány esetben űrszondás megközelítésekből vagy radarképek alapján ismerjük, a leggyakrabban pedig a forgó alak által okozott fényességváltozás invertálásával



2.1. ábra. Az alak eloszlásának vizsgálatába bevont családok a pályaelemek terében

lehet az alakot rekonstruálni.

Kutatásaim során a leggyakoribb folyamatoknak, a mikrobecsapódásoknak a szerepét mutattam be a kisbolygók alakjának fejlődésében. Munkatársaimmal két folyamatot tártunk föl: egyrészt kimutattuk a kis becsapódások okozta szeizmikus rezgések szerepét a globális alak formálásában (az idő előrehaladtával csökken a kisbolygók elnyúltsága; Szabó és Kiss, 2008), másrészt ütközéses eredetű magyarázatot adtunk a kisbolygók egy részén megfigyelhető kiterjedt lapos területek kialakulására (Domokos és mtsai. 2009). Az utóbbi munkában az ütközéses abráziós modell kidolgozása a BME-n dolgozó szerzőtársak munkája, az asztrofizikai kontextus kidolgozása pedig az én feladatom volt. A szerzőlista ABC-sorrendet követ, tükrözve a szerzők ekvivalens hozzájárulását az interdiszciplináris eredményhez.

2.1. A kisbolygók alakjának fejlődése becsapódások által indukált szeizmikus anyagátrendeződéssel

Az SDSS égboltfölmérés mozgó objektumok katalógusában (SDSS MOC, Ivezić és mtsai. 2001) nagy számú kisbolygó fotometriája található. A tradicionális metódus szerint egy kisbolygó alakját (pl. az alak elnyúltságát) hosszú időt lefedő fotometriával lehet rekonstruálni, ahol a forgástengelyek pozíciója szintén illesztendő mennyiség (tehát pl. ismeretlenek az a/b, a/ctengelyarányok és a forgástengely λ_p , β_p égi koordinátái, illesztendő a legalább 4 különböző rálátás esetén nyert fénygörbék amplitúdója). Az SDSS MOC adataiban azonban a legtöbb kisbolygó mindössze \approx 2 fotometriai ponttal szerepel. Így nincs lehetőség a kisbolygók alakjának rekonstruálására az egyedi esetekben, azonban nagy számú minták esetén (pl. >400 kisbolygó többszörös epochájú fotometriája egy adott családban) a két (t_1 , t_2) időpont közötti fényváltozások ($\Delta m_{1,2}^{obs}$) különbségének eloszlása statisztikusan megfeleltethető az alakok eloszlásának. E célból a 8 legnépesebb családot választottuk ki további vizsgálatok céljára (2.1. ábra). A családok mindegyikéhez tartozik dinamikai kormeghatározás (Nesvorný és mtsai. 2006, Carruba és mtsai. 2005), ennek segítségével követtük az alak eloszlások időbeli fejlődését. A családtagokat a pályaelemek terében választottuk ki.

Az így létrejött objektumlistákat tovább kellett szűrni, hiszen a forgástól különböző effektusok (naptávolság változása, szoláris fázis változása, a forgástengelyre való rálátás szögének (θ) változása) akár nagyobb amplitúdójú fényváltozást okozhatnak, mint maga a tengelyforgás. Ezért csak azokat a fotometriai adatpárokat vittük tovább a statisztikus analízisbe, ahol az oppozíciós ponttól való távolság legföljebb 2,5 fokkal, a szoláris fázis legföljebb 1,5 fokkal tért el egymástól. Mivel modellünkben a forgási fázisok különbségét egyenletes eloszlással generáltuk, azt is megköveteltük, hogy a megfigyelési mintában is legyen legalább 1 nap eltérés a fotometriai adatpárok között. Mivel a kisbolygók tengelyforgási ideje tipikusan 0,3-0,6 nap közötti, várható, hogy a legalább egy napos eltéréssel mintavételezett adatsorokban már nem korrelálnak a forgási fázisok, és a fázisok különbsége egyenletes eloszlású. A negyedik kiválasztási kritérium az volt, hogy a kisbolygónak elegendően fényesnek $(0.5(r_1 + r_2) < 20)$ magnitúdó) kellett lennie ahhoz, hogy a fotometria elegendően pontos legyen a statisztikus inverzióhoz. Így végül 11375 adatpárt választottunk ki az SDSS MOC adatokból (az összes kisbolygó együtt), melyekből 4172 tartozott a vizsgálatok céljára kiválasztott családokhoz. Az adatpárok medián fényességkülönbsége 0,07 magnitúdó, és mintegy 80% esetben kisebb a mért fényességkülönbség 0,2 magnitúdónál. Az eloszlás szárnya azonban jelentős, 20% esetben 0,2– 0,8 magnitúdós fényességkülönbség volt megfigyelhető, amely a mintában jelen lévő nagy elnyúltságú kisbolygók fényváltozásából származik.

2.1.1. A méreteloszlás illesztésének végrehajtása

A megfigyelt $\Delta m_{1,2}^{obs}$ eloszlása alapján a mintában lévő a/b alak elnyúltságokra következtetni inverz problémára vezet. A látszó fényesség és a forgási állapot között az alábbi formula teremt kapcsolatot (Connelly és Ostro, 1984):

$$m(\phi) = m_0 + 1.25 \log\left(\frac{\sin^2 \theta \sin^2 \phi}{a^2} + \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \phi}{b^2} + \frac{\cos^2 \theta}{c^2}\right),$$
 (2.1)

ahol ϕ a forgási fázis és m_0 a maximális fényesség. Ha a kisbolygó megfigyelése szórványos lefedettségű, a rotációs periódust és ϕ értékeit nem lehet meghatározni. Egy sokelemes mintában azonban rekonstruálható az alakok elnyúltsága, mégpedig a következőképpen. Válasszunk két ϕ_1 és ϕ_2 forgási fázishoz tartozó mérést, a mért fényességek különbsége legyen $\Delta m_{1,2} = |m(\phi_1) - m(\phi_2)|$. Egyetlen objektum esetében nem állapítható meg összefüggés $\Delta m_{1,2}$ és az alak a/b elnyúltsága között, mert a forgási fázisok ismeretlenek. Azonban nagy számú esetben, föltételezve, hogy ϕ_1 és ϕ_2 egyenletes eloszlást követ, $\Delta m_{1,2}$ kumulatív eloszlásfüggvénye, $\xi(\Delta m_{1,2})$ kiszámítható, és összevethető a megfigyelésekkel.

Az itt leírt módszerrel 17×10^6 szimulációt végezve, megállapítottuk $\xi(\Delta m_{1,2})$ alakját, ha a mintában mindegyik kisbolygó alakja homogén elnyúltságú, a/b rendre 1,1, 1,2, 1,3, 1,4, 1,5, 1,6, 1,7, 1,8, 1,9, 2,0, 2,2, 2,4, 2,6, 2,8, 3,0, 3,5, 4,0 értéket vesz föl (2.2. ábra). Jól látható, hogy minél



2.2. ábra. Fönt: A teljes mintában (vastag vonal) és a homogén a/b paraméterű szimulációkban (vékony vonalak) megfigyelt $\Delta m_{1,2}$ fényváltozás-különbségek eloszlása. Lent: Az a/baszfericitás rekonstrukciója a teljes SDSS mintában (vastag vonal), összehasonlítva az archív fénygörbéken alapuló aszfericitás-eloszlással (satírozott hisztogram).

nagyobb elnyúltságot föltételezünk, annál nagyobb a modell $\Delta m_{1,2}$ fényváltozások várható értéke és legnagyobb értéke is. A modell eloszlásokat az összes kisbolygó egyesített statisztikájával együtt ábrázolva az is nyilvánvaló, hogy egyik modell eloszlásra sem illeszkedik a megfigyelt minta, vagyis a megfigyelt mintában keverednek a különböző elnyúltságú alakok. Azonban $\Delta m_{1,2}^{obs}$ eloszlása jól illeszthető a modell eloszlások nem-negatív legkisebb négyzetes illesztésével (Lawson és Hanson 1974); a legjobb illeszkedéshez tartozó koefficiensek közvetlenül megadják a különböző a/b elnyúltságú komponensek súlyát a teljes populációban. Ezt úgy interpretáljuk, mint az alak elnyúltságának eloszlását a különböző vizsgált családokban, vagy a teljes vizsgált mintában.

Az eljárás megbízhatóságát úgy teszteltük, hogy a teljes SDSS mintában meghatározott a/balak elnyúltsági statisztikát összehasonlítottuk az összes elérhető, legalább egy forgási fázist lefedő fénygörbéinek analízisével¹. 1207 kisbolygóról találtunk adatot, a legtöbb kisbolygóról 2-6 oppozícióról szerepelnek mérések az 1930–2008 közötti évekből. Az e fénygörbék alapján számítható alakmodellek a/b tengelyarányát az SDSS fotometria inverziójával összevetve kiváló egyezést látunk (2.2. ábra), amely alátámasztja a statisztikai inverziós eljárás megbízhatóságát is.

2.1.2. Fényességváltozások statisztikája a családokban

Mielőtt a családok méreteloszlásának analízisére térnénk, vessünk egy pillantást a kisbolygócsaládokban mérhető $\Delta m_{1,2}^{obs}$ fényességváltozások eloszlására (2.3. ábra). Az ábra kétszer né-

¹Magnusson, P., Kryszczynska, A., 2007. Asteroid spin vector determinations. http://www.astro.amu.edu.pl/Science/Asteroids/



2.3. ábra. A $\Delta m_{1,2}^{obs}$ fényváltozások eloszlása a különböző családokban. Fölső panelek: kumulatív eloszlások; alsó panelek: a kumulatív eloszlások különbsége a teljes mintában megfigyelhető kumulatív eloszlástól. Az alsó ábrák feliratai a fölső ábrák színkódolását is jelzik.

gyes csoportokra bontva mutatja be a címkével jelzett családok statisztikáját; a fölső paneleken $\Delta m_{1,2}^{obs}$ kumulatív eloszlásai láthatók, az alsó paneleken pedig a kumulatív eloszlások eltérése a teljes minta statisztikájától. A pontok jelzik a mért eloszlást, az azonos színű vonalak a számított méreteloszlás alapján (l. következő alfejezet) kiszámolt elméleti jóslatot mutatják. Ránézésre nyilvánvaló, hogy a kisbolygócsaládokban a kumulatív eloszlások 0,1–0,2 magnitúdós $\Delta m_{1,2}^{obs}$ értékek körül jelentős eltéréseket mutatnak. Bizonyos családokban (pl. Vesta) a 0,1–0,2 értékek köré eső csúcs mutatja, hogy ilyen fényváltozást mutató égitestből jelentősen több van ebben a családban, mint a kisbolygók főövében átlagosan. Más családok esetében (pl. Massalia) ezen a helyen $\Delta m_{1,2}^{obs}$ kumulatív eloszlása egy gödröt mutat, jelezve a kis amplitúdójú fényváltozások relatív hiányát ebben a családban – amiből következik, hogy a család tagjai tipikusan nagy amplitúdójú fényváltozásokat produkálnak.

A következőkben a 2.1.1 fejezetben közölt módszerrel rekonstruálom a családok alakeloszlási statisztikáját. A családok dinamikai életkorával összevetve az észlelt különbségeket fejlődési effektusnak interpretálom, majd ezt az értelmezést összevetem a lehetséges elméleti jóslatokkal.

2.1.3. Az alak elnyúltságok statisztikája és fejlődése

A kisbolygócsaládok rekonstruált alakeloszlásait a 2.4. ábrán mutatom be. A családokat két csoportra bontottam, a Massalia–Flora–Eos–Koronis (bal panel) csoport a dinamikai kor széles tartományában (150–2500 millió év) mutat be népes kisbolygócsaládokat, míg a Vesta-Eunomia-Hygiea-Themis (jobb panel) csoport egyaránt öreg, 2-2,5 milliárd éves családokat mutat be,



2.4. ábra. Az aszfericitás rekonstruált eloszlása a kisbolygócsaládokban. Bal oldali panelek: a forgástengely merőleges rálátását feltételezve. Jobb oldali panelek: a forgástengelyek 50 fokos inklinációját feltételezve, véletlen ekliptikai szélességekből számított rálátások esetén.

amelyek különböző naptávolságoknál keringenek a főövben. A két ábra különböző geometriai föltételezésekkel készült, illusztrálandó, hogy a megoldások nem nagyon függenek a forgástengely feltételezett irányától, és a kisbolygó legkisebb tengelyének megválasztásától. A 2.4. ábra bal panelén merőleges rálátást feltételeztünk (a *c* tengely mérete ilyenkor kiesik a képletekből), a jobb oldali panelen pedig a pólus ekliptikai szélességét $\beta_p \equiv 50^\circ$ értékre állítottuk be, ami az ismert forgástengelyű kisbolygók esetében a leggyakoribb érték² Éltünk továbbá a c = bföltételezéssel. A jobb panelen szereplő megoldások az átlagos elnyúltságok mértékét mindegyik családban kissé nagyobbnak mutatják, de az eloszlások jellege – és az ebből származó konklúziók – nem függenek jelentősen a geometriára vonatkozó föltételezésektől.

A Massalia-család rekonstruált alakeloszlása jól demonstrálja, hogy egy fiatal családban sokféle, különböző elnyúltságú kisbolygót találhatunk. Az átlagos a/b elnyúltság 1,39, közel a laborkísérletek eredményeihez (Cappacioni és mtsai. 1984, Catullo és mtsai. 1984, Ryan 2000), amelyek szerint a monolitikus targetek katasztrófikus ütközésekor $a/b \approx 1,41$ átlagos elnyúltságú, nagy alaki változatosságot mutató töredékek keletkeznek. Az idősebb családokban a közel gömb alakú (a/b < 1,2) testek aránya fokozatosan nő a kor előrehaladtával, és a 2,5 milliárd éves Koronis (vagy Themis) családokban már meghaladja az 50%-ot. A vizsgált családok dinamikai paraméterei (pályaelemek, sűrűség) nem korrelálnak az átlagos elnyúltsággal vagy az a/b < 1,2 elnyúltságnál kisebb égitestek arányával. A dinamikai jellemzőik továbbá az életkorral sem korrelálnak, tehát az összefüggés az életkor és az alakok statisztikája között elsődleges, nem tárható föl közös ok valamely dinamikai paraméteren keresztül. Nem figyelhető meg korreláció az egyedi kisbolygók $\Delta m_{1,2}^{obs}$ értékei, valamint a pályaelemek, a kisbolygó mérete, az észlelés szoláris fázisa, az észleléskori látszó fényesség között sem. Ezért $\Delta m_{1,2}^{obs}$ eloszlását – és a rekonstruált alakeloszlások jellemzőit – időbeli folyamatként kell tekinteni, és fejlődési jelen

²(Magnusson, P., Neese, C., 2005. NASA Planetary Data System, EAR-A-5-DDR-ASTEROID-SPIN-VECTORS-V4.2).

ségként értelmezhetjük: a fiatal családok változatos, jellemzően elnyúltabb alakú kisbolygói 1–2 milliárd év alatt szabályosabb alakúvá válnak, alakjuk a gömbhöz kezd közelíteni.

Interpretációnk szerint az alak fejlődésének oka a kis energiájú becsapódások okozta formálás és a becsapódások következtében kialakuló szeizmikus erózió. A családok kialakulása után a kisbolygókat folyamatosan erodálta a becsapódási kráterképződés és esetenként további nagy energiájú ütközések is. A becsapódási formázás elmélete szerint (Leinhardt és mtsai. 2000) kisebb energiájú (alak darabolódásával nem járó, kráterképződéssel kezdődő és a kidobódott anyag nagy részének visszaesésével végződő) becsapódások folyamatosan alakítják a regolitfelszínt. E folyamat numerikus szimulációival Koryczansky és Asphaug (2003) mind összelapított (oblate), mind elnyúlt (prolate) alakokat elő tudott állítani, az alak jelentős átformálódásához nagyságrendileg tízezer ütközésre volt szükség. A létrejött formák a/b arányai 1,05–1,35 értékek között szórtak, a gyorsabban forgó testek nagyobb b/c arányú alak felé fejlődtek. A szeizmikus erózió elmélete (Richardson és mtsai. 2004) azt jósolja, hogy a szubkatasztrófikus becsapódások következtében fellépő szeizmikus folyamatokban a regolit a völgyekbe csúszik, így a globális forma lassan gömb alakhoz tart. Egy Eros-szerű, 1,5 km méretű test esetében 0,5–10 méteres testek becsapódása alakítja a leghatékonyabban a formát a szeizmikus aktivitáson keresztül. Az elméletet alátámasztják az Eros felszínén megfigyelt felszíni szerkezetek és a kráterek eróziójának jellege (Richardson és mtsai. 2004, Chapman és mtsai. 2002).

Másik megfigyelésünk, hogy az öreg családok alakeloszlása bimodális jellegű (2.4. ábra második és negyedik panele): a nagy számú lekerekített égitesten kívül egy jól definiált, a/b = 1,5-1,6 elnyúltság környékén jelentkező populáció is jelen van. Ez a csoport akkor is jelen van az inverz megoldásokban, ha a nagy amplitúdójú ($\Delta m_{1,2}^{obs}$ >0.6) fényváltozásokat kihagyjuk az analízisből; az eredmény tehát potenciális műszeres hibaforrások (esetleges műszeres instabilitás miatt jelentkező, irrealisztikusan nagy $\Delta m_{1,2}^{obs}$ értékek a mintában) durva szűrésével szemben is stabil. Mivel nem műszeres hibaforrások okozzák a csoport jelenlétét (és a csoport a különböző geometriai modellekben is következetesen jelentkezik), ezért arra következtetünk, hogy a kisbolygócsaládok alakeloszlása ténylegesen bimodális. Egy kézenfekvő interpretáció, hogy a gömbhöz közeli formákban a teljes egészében kozmikus kőrakás szerkezetű égitesteket látunk – ezek alakja ütközési egyensúlyban sem pontosan gömb, a tengelyforgás és a kráterezéssel járó becsapódások sztochasztikus természete miatt (Koryczansky és Asphaug, 2003). Az 1,5-1,6 elnyúltságú csoport tagjai nagyobb monolitikus részt tartalmazó, gömb alak felé lassabban fejlődő égitestek lehetnek. Mindegyik családban megjelennek nagyon nagy amplitúdójú fényváltozást mutató kisbolygók, amelyek elnyúlt égitestek: ütközési szilánkok, egy testté összetapadt kettős kisbolygók vagy egyéb módon kialakult elnyúlt testek lehetnek. Ezek analogonjait jól ismerjük a földközeli kisbolygók esetében (Geographos, Ostro és mtsai. 1996, Cerberus, Szabó és mtsai. 2001) és a főövben is (Kleopatra, Ostro és mtsai. 2000). A Kleopatra alakjának kialakulását valóban többszörös ütközés kimeneteleként írták le Ostro és mtsai. (2000). Az SDSS-minták alapján vizsgált családok tagjainak 2-4%-a mutat olyan mértékű elnyúltságot, amely ezekkel az egzotikus kisbolygókkal rokoníthatja őket.

2.2. A kisbolygók alakjának fejlődése becsapódások által gerjesztett poliéderes kopással

A harmadik évezred első évtizedében ugrásszerűen megnőtt az ismert alakú kisbolygók száma. Nyolc kisbolygót látogattak meg űrszondák, nagy felbontású képeket szolgáltatva (Veverka mtsai. 1994, 1999; Chapman mtsai. 1995; Robinson mtsai. 1995; Oberst mtsai. 2001; Duxbury mtsai. 2004; Saito mtsai. 2006; Schulz mtsai. 2008). Radar megfigyelésekkel láthatóvá válik a Földet megközelítő kisbolygók burkolója (Ostro és mtsai. 1998). A harmadik, ígéretes megfigyelési technika a fénygörbék inverz megoldása (Kaasalainen és Torppa 2001; Kaasalainen mtsai. 2002 – a továbbiakban KTP2002), amelynek köszönhetően a mai napig \approx 100 kisbolygó alakját ismerhettük meg. A megfigyelt alakok osztályozására eddig még nem alakult ki széles körben elfogadott séma, ezzel együtt néhány jellemző alak nyilvánvalóan elkülöníthető. Az egyik típus erősen konkáv (Nyx, Kleopatra, Eros), súlyzó- vagy földimogyoró-alakú testeket tartalmaz. Egy másik csoport alakja konkáv, közepes és nagy méretskálán tekintve egyszerű formákból áll, és gyakran jelentős kiterjedésű sík lapokat tartalmaz (pl. 6053 1993 BW, Ďurech 2002; 10115 1992 KS, Busch mtsai. 2005; 1580 Betulia 1980 Tezcatlipoca, 2100 Rha-Shalom, Kaasalainen mtsai. 2004). A kiterjedt lapos területeket szokás volt a fotometriai módszer műtermékeként interpretálni (konkáv területek burkolója: Durech 2002; albedóváltozások hatása: KTP2002). Ugyanakkor az űrszondás megközelítések alkalmával találkoztunk már olyan kisbolygóval, amelynek esetében egyszerű formát és lapos területeket találhatunk (pl. Ida, Gaspra, Annefrank, Steins). Troppa és mtsai. (2008) a fotometriai megoldásokon látható lapos területeket legalább részben valós alaki jellemzőnek tekinti, és megállapítja, hogy a laposok darabszáma jellemzően csökken az alak elnyúltságával. Így a fotometriai módszer korlátaival együtt is megállapítható, hogy a kisbolygók egy része valóban elnyúlt formát mutat, amely közel áll egyszerű, kevés lapú poliéderrel leírható alakzatokhoz.

A kisbolygók alakjának ütközési fejlődését az alábbi folyamatokban foglalhatjuk össze:

- Az anyag szétesésével járó, nagy energiájú ütközésekben kialakulnak az elsődleges alakok (Michel és mtsai. 2003). Ezt egy erózióval és kráterképződéssel járó becsapódási korszak követi, amelynek során az alak lassan átformálódik (Housen és Holsapple 2003; O'Brien mtsai. 2006).
- A kőrakás szerkezetű kisbolygók alakja erősen elnyúlttá válhat árapály-folyamatok során, pl. ha bolygókat (Vénusz, Föld, Mars, Jupiter) közelítenek meg (Bottke és mtsai. 1999).
- 3. A kőrakás szerkezetű kisbolygók alakja a közepes energiájú becsapódások esetén szeizmikus rezgések és becsapódásos anyagátrendeződés következtében gömbhöz közeli forma irányába fejlődik (Korycansky és Asphaug 2003; Szabó és Kiss 2008).
- 4. Kis energiájú becsapódások és kis méretű kráterek képződése folyamatosan alakítja a felszínt (Lazzarin és mtsai. 2006).

A legutóbbi, kis energiájú folyamatokhoz társuló globális formálást a gömb irányába fejlesztő folyamatként szokás fölfogni. Ez a kép azért alakulhat ki, mert izotróp becsapódási eseményekhez gömbi szimmetriájú fejlődési irányt vagyunk hajlamosak asszociálni. Ugyanakkor a BME Szilárdságtani és Tartószerkezeti Tanszék munkatársai által végzett szimulációk alapján és analitikus formalizmussal is kimutatták (Várkonyi és mtsai. 2008, Domokos és mtsai. 2009), hogy ha kis becsapódó testekkel koptatunk nagy méretű testeket, akkor síklapok által határolt, egyszerű formákat kapunk, amelyek a további kopás során elnyúltabbakká válnak. Ez azért van így, mert a kopás folyamatának izotrópiáját sérti a kiinduló forma eltérése a tökéletes gömbtől, sőt, az aszimmetriákat a kopási folyamat fel is tudja erősíteni. (A gömb a folyamat instabil egyensúlyi állapota, másképpen "taszító formája".) A matematikai formalizmus lényege a kopást leíró eikonál-egyenlet, amelynek megoldásai hullámfrontok, ezek a felület normálisának irányában, konstans sebességgel mozognak (a matematikai apparátus részleteit l. a Domokos és mtsai. 2009-es cikkben).

2.2.1. Eredmények

E kopási modellt számos véletlen alakú, élek nélküli, lekerekített formára alkalmaztuk (100 szimuláció), és további fejlődési modelleket számoltunk olyan, kis aszfericitású (1-hez közeli a/b) formákra, amelyek számos síklaphoz hasonlító részletet tartalmaztak (nagyobb fokszámú poliéderek lekerekítésével értük el). Az eredményeket összevetettem az elérhető kisbolygómodellekkel (ebben egyaránt szerepeltek fotometriai és űrszondás adatok).

A 2.5 ábra három véletlenszerűen generált, sima kezdeti alak fejlődését mutatja a kopási folyamatban. Figyeljük meg, ahogy éles peremek és egyre kiterjedtebb lapos területek jelennek meg. Az ábrán elsőként bemutatott folyamat vonzó formája a tetraéder; a második test egyre elnyúltabb "szivar" alakúvá fejlődik. A harmadik szimuláció egy magas fokszámú poliéderből indul (amely lehet pl. egy összetett forma konvex burka is), amely kisebb fokszámú poliéderré fejlődik. A legtöbb szimulációban megfigyeltük, hogy a lapok számának csökkenésével a forma egyre elnyúltabbá válik – ez teljesen egybecseng Troppa és mtsai. (2008) megfigyeléseivel, aki hasonló jelenségre mutatott rá a kisbolygók formavilágában.

Az ábrán illusztrációképpen föltüntettünk három jellegzetes kisbolygó-formát (fotometriai megoldást), sorrendben Troppa és mtsai. (2003), KTP2002 és Kaasalainen és mtsai. (2004) cikkeiből, amely formák vizuálisan emlékeztetnek a szimulált kopási folyamat kiemelt stádiumára. Ki kell ugyanakkor emelni, hogy nem volt célunk a megfigyelt kisbolygóalakok fejlődési történetének egzakt rekonstrukciója, az illusztráció célja mindössze annyi, hogy bemutassa a fotometriai alakok és a poliéderes kopással előállt formák azonos jellegét. E rekonstrukció már csak azért sem lehetséges, mert a fotometriai alakok információtartalma hozzávetőleges, nagy vonalakban helyes, de nem egzakt rekonstrukciók.

Szimulációink eredményét összevetettük az (5535) Annefrank kisbolygó megfigyeléseivel is, a képsorozatot a Stardust készítette (Duxbury és mtsai. 2004). Az alak két részből áll, a nagyobbik fele egy tetraéder, ehhez csatlakozik egy bonyolult forma (ez a rész a legközelebbi képeken árnyékba merül). A 2.6 ábrán bemutatunk egy lehetséges kopási fejlődést, amelyet



2.5. ábra. Kiterjedt lapos felületek lehetséges kialakulása kopási modellekben (folyamatábrák), néhány kisbolygó fotometriai konvex modelljének összehasonlításával (inzertek). Az ábra nem az adott kisbolygó kialakulását kívánja magyarázni, a cél a folyamat jellegének és realisztikusságának érzékeltetése.



2.6. ábra. Anyag visszahullása nélküli (fölső ábrasor) és visszahullást feltételező (alsó ábrasor) szimulációk. 25% visszahullási ráta föltételezése mellett is megőrződik a végeredmény kiterjedt laposokat mutató szerkezete, és az Ariadne kisbolygóval összevethető csúcsos alak.

"trial and error" stratégiával értünk el. A figyelmet érdemlő fázisa egy lekerekített poliéder, amely jellegében közel áll az Annefrank kisbolygóhoz.

Második lépésként a szimulációkba beépítettünk egy paramétert, amely az anyag visszahullását volt hivatva szimulálni. A modell bemenő paramétere a p visszahullási ráta, a kidobódott anyag visszahulló hányada; a felületen ez az anyag a gravitációtól függően oszlik el, $e^{U/\overline{U}}$ lokális valószínűséggel (U a gravitációs potenciál, \overline{U} ennek átlaga a teljes felületen). A visszahullás nélküli – hullámfront-egyenlettel kezelhető – fejlődési modellek esetében p = 0választással éltünk, míg a teljes visszahullással számoló modellek (pl. Koryczansky és Asphaug 2003) a p = 1 határesetnek felelnek meg. Megállapítottuk, hogy nem forgó gömb esetén, p = 1 esetben az alak a gömb felé tart, forgó gömbök esetében pedig az egyensúlyi alakhoz. Köztes esetekben p < 0 < 1 az egyensúlyi alak egy ellapult gömb vagy "púpos korong", az egyenlítő mentén prominens él alakul ki. A 2.6. ábra alsóbbik szimulációs panelén a p = 0.25érték választása során kialakuló formákat figyelhetjük meg. A fejlődés korai szakaszában a modell nagyon hasonlóan viselkedik, mint a visszahullás nélküli esetben, és a fejlődés során nagyon sokáig látható marad a poliéderes forma, mielőtt elfejlődik korong alakzattá.

Korábban a probléma két dimenziós megoldását adta Ronca és Furlong (1979); szimulációik alapján a kisbolygók élei eltűnnek a kopás során, a lapos területek pedig konkáv formákká képesek átfordulni. Ezek összeegyeztethetetlen különbségek eredményeinkkel. Az eltérések oka, hogy Ronca és Furlong elvi hibás föltételezésekből indultak ki (radiális irányban konstans kopási sebességet vettek figyelembe, a felület normálisában konstans sebesség helyett). Csoportunk e korábbi szimuláció kijavításával - és három dimenziós kezelésével - kimutatta, hogy éppen ellenkező folyamatról van szó: a kis energiájú becsapódások a kisbolygókon egyre kiterjedtebb lapos területeket hoznak létre, amelyek prominens élekkel csatlakoznak egymáshoz. A lapos területek nem fordulnak át konkáv formákká e folyamatban, a poliéderek poliéderekké kopnak tovább.

2.3. Diszkusszió

Két bemutatott munkánkban ugyanannak a problémának – a kisbolygók alakjának fejlődése – két különböző oldalát jártuk végig. A szeizmikus közepes energiájú becsapódások esetén fellépő szeizmikus rezgések alakformáló hatását – mint elvi jóslatot – először igazoltuk megfigyelések alapján. Ez a módszer alkalmas lehet (legalább relatív) kormeghatározásra is olyan esetben, amikor a dinamikai korra vonatkozó információ elmosódott (Trójai kisbolygók, TNOk). Másrészt bemutattuk a kis energiájú ütközések némileg váratlan hatását, melynek során nagy kiterjedésű lapos területeket csiszolnak az impaktorok a testre, alacsony fokszámú poliéder felé fejlesztve az alakot. Ez az első szimuláció, amely meg tudja magyarázni a kiterjedt felületek kialakulását – amelyek jelenlétére több kisbolygó esetén közvetlen megfigyelési bizonyíték utal. A folyamatban az alak elnyúltsága is növekszik.

A 2.4 ábra talán arra is lehetőséget ad, hogy mindkét folyamatot azonosítsuk: az $a/b \approx 1,5$ érték körüli csoportok elnyúltsága ugyanis az idő előrehaladtával kissé növekszik – pontosan ezt a viselkedést várjuk a kis energiájú ütközésektől. A kis elemszámú mintákban fellépő fluktuációk és az alkalmazott geometriai egyszerűsítések egyelőre nem teszik lehetővé e konklúzió határozott megfogalmazását, mindenesetre izgalmas lehetőség lehet a fejlődés további kutatása ebben az irányban.

3. fejezet

A Jupiter trójai kisbolygó csoportjainak szerkezeti vizsgálata

A trójai kisbolygók a Jupiter L4 és L5 Lagrange-pontjában, két rajban (swarm) keringenek (l. pl. Marzari és mtsai. 2002). Az első trójai kisbolygót (558 Achilles, L4) 1906-ban fedezte föl Max Wolf; jelenleg mintegy 4800 trójai kisbolygót ismerünk (Grav és mtsai. 2011). A trójai rajok összesen azonos nagyságrendű kisbolygót tartalmaznak, mint a teljes főöv (Tedesco és mtsai. 2005; Yoshida & Nakamura 2005; Jewitt és mtsai. 2000). A rajtagok az L4 és L5 pont körül pár száz éves periódussal librálnak, a tipikus excentricitás (0,3) és inklináció (< 40°) értékek hasonlóak a főövbeli értékek eloszlásához. Az eddig színképelemzés alá vetett trójai kisbolygók mintegy háromnegyede D-típusú, spektrális jelleget nélkülöző, kis albedójú, vöröses árnyalatú égitest (Tedesco és mtsai. 2011). A többi kisbolygó P- vagy C-típusú, ezek zöme az L5 (követő) rajban található (Fitzsimmons mtsai. 1994; Emery és mtsai. 2011).

A trójai kisbolygók (3.1. ábra) eredetével kapcsolatban több elmélet is ismert. Peale (1993) szerint ezek a kis égitestek a Jupiterrel együtt keletkeztek, a szoláris protoplanetáris korong anyagából, és a Lagrange-pontok körüli pályákon stabilizálódtak. E folyamat jellegét erősen meghatározza, hogy a lényeges fázisban mennyi gáz volt jelen; gáz jelenlétében ugyanis az L5 pont stabilabb, és itt több égitest gyűlhetett össze. Ugyanakkor a későbbi fejlődés (bolygók vándorlása) az L5 pontból nagyobb valószínűséggel szór ki égitesteket, és a kezdeti eloszlást torzíthatta (Gomes 1998).

Ezzel ellentétben Jewitt (1996) szerint a trójai kisbolygók befogással gyűltek össze, részben a Jupiterhez közeli pályákról, részben a főövből való kiszóródás vagy a Kupier-övből való beszóródás után. A spektrális tulajdonságok nagyban hasonlítanak az üstökösmagokra, és konzisztensek azzal az elképzeléssel, miszerint a trójai kisbolygók a külső Naprendszerből származnak. A méreteloszlások az ütközési aprózódás hatásait mutatják (Jewitt és mtsai. 2000).

Morbidelli és mtsai. (2005) szimulációi a befogásos elméletet támogatják, azzal a kiegé-



3.1. ábra. Trójai kisbolygók az SDSS megfigyelésekben. Balra hasábban, fentől lefelé: A megfigyelt trójaiak darabszáma négyzetfokonként; a kiválasztási függvény; a trójaiak normált sűrűségeloszlása (a kék területen van SDSS megfigyelés, és nem detektáltunk trójai kisbolygót). Jobb hasábban, fentről lefelé: A katalogizált trójaiak szimulált égi eloszlása az SDSS mérések időpontjában; a rajokra illesztett két dimenziós normál eloszlású modell; a megfigyelt trójai sűrűségek eltérése a modelltől, szórásban kifejezve (1- σ eltérés: kék árnyalatok; 2- σ eltérés: zöld és sárga árnyalatok; a legnagyobb eltérést jelző piros pont 2,5- σ értéket mutat).

szítéssel, hogy a befogás elsősorban a Jupiter–Szaturnusz 2:1 középmozgás-rezonanciájának korszakában jöhetett létre, amikor az L4 és L5 pontok dinamikailag "kinyíltak". A jelenlegi állapot annak a pillanatnak az eredményét őrzi, amikor a Naprendszer ismét stabilizálódott, és ismét nagyon nehézzé vált az L4/L5 pályákat elhagyni, vagy más égitesteknek ilyen pályákra kerülni.

A lehetséges fejlődési történet tehát L4 és L5 rajok közötti különbségek kimutatásán, illetve a rajok belső szerkezetének felderítésén keresztül rekonstruálható. 2007-es munkánk előtt ilyen különbségek nem voltak ismertek. A mérések jelentős torzítással voltak terhelve: ezek közé tartozik, hogy az L4 pontot gyakrabban vizsgálták, mint az L5-öt. Így az L4/L5 populáltáságnak arányára nem lehetett reális becslést adni, a taxonómiai csoportok gyakoriságának összehasonlítása pedig még kevésbé volt lehetséges. A vizsgálatokat nehezítette, hogy a trójai kisbolygók 4 magnitúdóval halványabbak, mint az azonos méretű és albedójú főövbeli (2,5 csillagászati egység távolságban lévő) kisbolygók; a trójaiak sötétebb albedója tovább ront ezen a helyzeten.

3.1. A Jupiter trójai kisbolygóinak vizsgálata az SDSS megfigyelései alapján

Munkánkban az SDSS Mozgó Objektumok Katalógusának adatbányászatával, szelekciós térfogat definiálásának módszerével kiválogattunk 1187 megfigyelést, amelyek kb. 860 trójai jelölt kisbolygóhoz tartoznak. A jelölteket mozgásuk alapján szelektáltuk, és bár zömmel még nem fölfedezett égitesteket tartalmaz, a minta tisztasága igen nagy (97%). A minta határfényessége r = 21,2 magnitúdó (H = 13,8), ami kb. 10 km-es átmérőnek felel meg. Az azonos körülmények, homogén adatsor, ismert égi lefedettség miatt a szelekciós effektusokra a megfigyelés jól korrigálható, ezáltal lehetővé válik, hogy az alábbi kérdésekre választ kapjunk:

- Milyen a trójai kisbolygók méreteloszlása 10 km-es átmérő fölött?
- Vannak-e különbségek a méreteloszlás alakjában és a kisbolygók darabszámában a két raj között?
- Milyen a trójaiak spektrális reflektanciája, fotometriai színindexei, hogyan viszonyul ez a főöv kisbolygóihoz?
- Függenek-e az átlagos spektrális tulajdonságok az égitest méretétől?
- Van-e a rajoknak belső szerkezete? Van-e összefüggés a méreteloszlás és az inklináció, vagy a spektrális tulajdonságok és az inklináció között?
- Van-e különbség a két raj között a spektrális reflektancia eloszlásának szempontjából?

3.2. A mozgó objektumok kiválasztása az SDSS Mozgó Objektum Katalógusból

Az SDSS Mozgó Objektumok Katalógusa minden SDSS pontforrást tartalmaz, amelyek fényesebbek voltak r = 21,5 magnitúdónál és mozgásuk sebessége 0,05–0,5 fok/nap közötti értéknek adódott. A koordináták alapján azonosították az ismert kisbolygókra vonatkozó észleléseket, és ezeket a megfigyeléseket ellátták a pályaelemek adataival is (MOC, Ivezić és mtsai. 2002). A katalógus teljessége (potenciális targetek száma/bejegyzett megfigyelések száma) 95%, szennyezettsége pedig 6% (műszeres effektusok téves azonosítása mozgó objektumokként, Jurić és mtsai. 2002). Az adatbázis alapján elért legfontosabb tudományos eredmények:

- A dinamikai családokhoz tartozó jellegzetes spektrális reflektancia és a családok spektrális homogenitásának felismerése (Ivezić és mtsai. 2002), és a taxonómiai tulajdonságra is tekintettel lévő családok kijelölése a dinamikai csoportokon belül (Parker és mtsai. 2010).
- Az űrfizikai folyamatokból következő mállás (space weathering, a továbbiakban egyszerűen "mállás") kimutatása és összekötése a családok dinamikai korával. Ezzel a dinamikai kormeghatározás jogosságának megerősítése és egy nem dinamikai alapú korindikátor (a mállás foka) felismerése, amely egyedi égitestekre alkalmazható (Jedicke és mtsai. 2004, Nesvorny és mtsai. 2005).
- A többször észlelt ismert kisbolygók mintegy 20%-nak esetében felszíni spektrális változások kimutatása. A felszíni inhomogenitások mállási és eróziós (pl. kráterképződés kísérőjeként) folyamatok eredménye, különböző anyagú égitestek összetapadása nincs jelen kimutatható arányban ezen égitestek között (Szabó és mtsai. 2004)



3.2. ábra. Az SDSS mintavételezése. A megfigyelt szélességek eloszlása a Jupiterhez rögzített koordinátarendszerben. Fekete szín jelzi a többszörös méréseket.

 Az L4/L5 rajok aszimmetrikus populációjának és belső szerkezetének kimutatása a trójai kisbolygók között (Szabó és mtsai. 2007), trójai alcsaládok létének igazolása (Roig és mtsai. 2008).

Az SDSS mezők eloszlása a Jupiter ekliptikai szélességéhez rögzített koordinátarendszerben (3.2. ábra) jól mutatja a megfigyelt területek igen kedvező eloszlását: a trójai kisbolygók rajának területét számos alkalommal keresztezte a fölmérés, amikor a Jupiter nagy deklináción és Tejúttól távol eső területen tartózkodott. Az SDSS MOC ezért számos trójai kisbolygót is tartalmaz, ezeket kiválasztási térfogat definiálásával különítettem el a katalógusból.

Az ASTORB adatokban 313 egyedi trójai kisbolygóról (5,0 és 5,4 csillagászati egység közötti fél nagytengely) szerepel 480 bejegyzés (a többszörös észlelések miatt). A továbbiakban ezt nevezem KT1 mintának. Az SDSS határfényessége 2 magnitúdóval van az ASTORB adatok alatt, ezért az SDSS számos további olyan trójai kisbolygót is megfigyelt, amelyeknek a pályaelemei még nem ismertek kellő pontossággal az ideiglenes jelölés kiosztásához ("még nem fölfedezett trójai kisbolygók"). Ezeknek a kigyűjtése, válogatása a kutatás első – a végeredmény megbízhatóságát nagy mértékben meghatározó – feladata. A válogatás alapja az az ötlet, hogy a napi mozgás minden egyéb paramétertől függetlenül is jól mérhető mennyiség, és alapját képezheti e válogatásnak. A trójai kisbolygók jóval lassabban mozognak, mint a főövbeliek, mert messzebb vannak a Földtől; napi látszó elmozdulásukat a Föld mozgása okozza elsősorban ("reflex motion"). Éppen ezért, illetve a geometriai projekció hatásai miatt, a válogatási algoritmusnak figyelembe kell venni az oppozíciós ponttól vett távolságot (ϕ) is, ugyanis $|\phi|$ bizonyos értékei esetén (a stacionárius pont környékén) a főövbeli kisbolygók hasonlóan lassan mozognak, mint a trójaiak.

A válogatás azon alapul, hogy az ismert trójai és ismert nem-trójai kisbolygókat a napi mozgások terében külön színnel ábrázoljuk (3.3. ábra), és ezzel a tanító mintával meghatározzuk azt a szelekciós térfogatot, amelyben a trójai kisbolygók jól elkülönülnek a főövtől (a vonallal határolt terület az II. ábrán). A nem katalogizált kisbolygókhoz tartozó bejegyzésekről úgy döntünk, hogy nagy valószínűséggel trójaiak akkor, ha napi mozgásuk alapján beleesnek a kiválasztási térfogatba. Így választottam ki 1187 darab potenciális trójai kisbolygó mintáját (CT). Az alkalmazott kiválasztási tartomány az alábbi kritériumnak tesz eleget:

$$0.112 - \left(\frac{\phi}{180}\right)^2 < v < 0.155 - \left(\frac{\phi}{128}\right)^2, -0.160 + \left(\frac{\phi}{134}\right)^2 < v_\lambda < -0.125 + \left(\frac{\phi}{180}\right)^2, -25 < \phi < 25,$$
(3.1)

ahol v a napi sajátmozgás v_{λ} a napi sajátmozgás ekliptikai síkra vett vetülete, ϕ pedig az oppozíciós ponttól mért szögtávolság.

A CT mintához vezető válogatást két faktorra kell optimalizálni: a teljességre (a megfigyelt, trójai típusú kisbolygókból minél több belekerüljön a mintába) és a tisztaságra (nem-trójai kisbolygók lehetőleg ne kerüljenek a trójai jelöltek közé). Az ismert kisbolygók statisztikája alapján kiszámítható e két faktor, és optimalizálható a válogatás. A fentebb leírt kiválasztási térfogattal 60% teljességű mintát nyertünk (a 480 ismerten trójai, SDSS által észlelt bejegyzésből 296 ment át a válogatás folyamatán – e 296 bejegyzés mintáját jelölje KT a továbbiakban), amelynek tisztasága 98% fölötti (5 ismert főövbeli került be a 296 KT mellett), amelynek határfényessége 21,2 magnitúdó. A minta teljességét nem lehetett jelentős mértékben tovább növelni a tisztaság látványos romlása nélkül, ilyen értelemben ez az algoritmus optimálisnak tekinthető.

A CT minta válogatásakor nem használtam ki a Jupitertől való szögtávolságot (ami a rajtagok esetén jellemző paraméter), sem a kisbolygók színét. Ezeket a paramétereket a válogatás tisztaságának ellenőrzésére használtam: a sebességek terében végzett válogatás alapján megrajzoltam a CT minta égi eloszlását, ami tökéletesen kirajzolta a rajokat (3.1. ábra). A CT minta színeloszlása is jelentősen különbözik a főövbeli kisbolygóktól. A megfigyelt különbségek a CT minta nagyfokú tisztaságára utalnak (3.3. ábra jobb oldali panelek).

A vizsgálatok előre elhatározott stratégiája az volt, hogy a CT mintán megállapított összefüggéseket ellenőriztem a KT mintával is. A KT mintában ugyanis kisebb konfidenciával – a kisebb elemszámok miatt – de ugyanolyan jelleggel meg kell jelennie a CT minta alapján megállapított törvényszerűségeknek. Mivel azonban a KT kizárólag biztosan trójai kisbolygókat tartalmaz, ez az összevetés megerősíti a jóval nagyobb, ám nem tiszta mintán megfogalmazott eredményeket. A szelekciós hatás miatt KT általában a CT legfényesebb, azaz legpontosabban fotometrálható tagjaiból áll, ami aláhúzza a KT mintával végzett kontroll jelentőségét.

3.3. Eredmények

A CT minta eloszlásait a három dimenziós szín-méret-inklináció térben vizsgáltam, hogy ennek segítségével hasonlíthassam össze a két raj tulajdonságait, különbségeket keresve, és esetleges rajon belüli mintázatokkal a trójai alcsaládokra utaló jeleket mutassak ki. A tanulmányunkat megelőző két legnagyobb összehasonlító vizsgálat Jewitt és Luu (1990) és Bendjoya és mtsai.



3.3. ábra. Trójai jelölt kisbolygók dinamikai kritériumokon alapuló kiválasztása az SDSS Mozgó Objektum Katalógusból. Bal panel: az ismert kisbolygók (fekete pontok) és az ismert trójaiak (vörös pontok) elhelyezkedése a paramétertérben. A folytonos vonal jelzi a kiválasztási térfogat. Középső panel: az összes mozgó objektum (kék pontok) közül a szelekciós térfogat kiválasztja a trójai jelölteket (fekete pontok). Jobb panelek: a kiválasztott minta égi eloszlása és sebességtérben való eloszlása.

(2004) nevéhez kötődik. Jewitt és Luu (1990) 32 trójai kisbolygó spektrumát analizálta, és megállapította, hogy a színképek nagyon közel állnak az üstökösmagokhoz. Bendjoya és mtsai. (2004) további színképet vett föl, és a korábbi irodalmi adatokkal kiegészítve, 73 elemű mintához jutott. Az SDSS-vizsgálatokon alapuló ötszínfotometriai mintánk mérete bő ezres nagyságrendű, amely jelentősen meghaladta az összes korábbi vizsgálatokba bevont objektumok darabszámát – így eddig fel nem ismert mintázatok keresésére kiválóan alkalmas megfigyelési anyag állt rendelkezésünkre.

3.3.1. A trójai rajok populációjának aránya

A trójai kisbolygók felfedezése óta sokáig elterjedt nézet volt, hogy az L4 és L5 raj nagyjából azonos arányban tartalmaz égitesteket (Jewitt, Trujillo és Luu, 2000). Ez valóban plauzibilis feltételezés, az alapján, hogy a Nap-Jupiter-trójaiak háromtest-problémában az L4 és L5 rajok dinamikája egyforma, stabilitásukban nem mutatkozik különbség. Ráadásul az 1990-es évekig a rajokban kétszáznál kevesebb égitestet ismertünk, amelyek nagyjából fele-fele arányban oszlottak meg a két raj között, és a szimmetriáról alkotott kép megerősítést nyerhetett. Az 1990-es, kétezres évek kisbolygófelfedező kampányainak köszönhetően, amint az ismert trójai kisbolygók száma elérte az 1000-es, 2000-es darabszámot, már különbség mutatkozott a két rajban ismert kisbolygók darabszámában, amit általában szelekciós hatásokkal, lényegében a vezető raj részletesebb vizsgálatával magyaráztak (Marzari és mtsai. 2002). Néhány kutató-

csoport azonban valós különbség jelének értelmezte a populációkban mutatkozó eltéréseket, és ezek dinamikai magyarázatával állt elő. Pál és Süli (2004) stabilitásvizsgálataiba bevonta a Szaturnusztól származó perturbációkat is – számításaik arra utaltak, hogy vezető/követő rajok populációja jelentősen eltérő lehet, akár egy kettes faktor erejéig. Mivel az SDSS lefedettsége a két rajban hasonló, és a szelekciós függvény (a két raj mintavételezése a Jupiterrel együtt mozgó koordinátarendszerben) pontosan ismert, az aszimmetrikus populációra vonatkozó kérdés egyértelműen eldönthető.

A 3.1. ábra bal fölső panelje mutatja a kisbolygók megfigyelt sűrűségét a CT mintában, a Jupiterhez rögzített koordinátarendszerben. Vezető pozícióban 1,9-szer több égitestet találunk, mint követő helyzetben. A második panel mutatja a szelekciós függvényt, a legalsó panelen pedig a szelekciós függvénnyel normált sűrűségek szerepelnek. Azonban az itt megfigyelt sűrűségeket sem lehet további feldolgozás nélkül egymással összehasonlítani, hiszen az L4 és L5 csoport mintavételezettsége jelentősen különbözik a $\lambda_J - \beta_J$ térben (l. a szelekciós függvény alakját); a legfontosabb különbség, hogy az L4 csoport centrumán számos SDSS észlelési sáv fut keresztül, viszont az észlelések elkerülik az L5 csomó legsűrűbb részét.

A két raj populációjának összehasonlítására ezért két különböző módszert is alkalmaztam. A nemparametrikus módszer szerint csak azokban a pozíciókban vetettem össze, amelyek esetében mindkét szimmetrikus pozícióban ($\lambda_J - \beta_J$, $-\lambda_J - \beta_J$) történt mérés. Föltételezve, hogy az L4 és L5 raj eloszlásának alakja hasonló (csak populáltságuk különböző), a szimmetrikus pozícióban mért sűrűségek hányadosa minden esetben a populációk aránya körül szór. Ezen értékek súlyozott összegével 1,8 ± 0,2 rajtagsági arányt határoztam meg, tehát a vezető raj valóban közel kétszer annyi égitestet tartalmaz, mint a követő.

Hatékonyabb becsléshez¹ juthatunk egy parametrikus módszerrel, hiszen ekkor az összes mért adatot föl lehet használni (a nagyobb hatékonyság egyben nagyobb pontosságot is jelent, ha nagyjából eltaláljuk a modellfüggvénnyel az eloszlás alakját). Ebben a módszerben azt feltételeztem, hogy mindkét raj sűrűsége kétdimenziós normál eloszlásokkal írható le, amelyek félértékszélességei megegyeznek, tengelyeik egybeesnek az ekliptikai koordinátavonalakkal, az eloszlások amplitúdója azonban különböző. Az eloszlások félértékszélességét az ismert trójai kisbolygók egy adott epochára (2007. január 1.) számított pozíciója alapján számítottam (3.1. ábra jobb fölső panel), ebben az időben közel 2000 trójai pályáját ismertük kellő pontossággal. Az eloszlások centrumát $|\lambda_J| = 60$, $\beta_J = 0$ koordinátára helyeztem; a meghatározott paraméterek $\sigma_{\lambda_J} = 14^{\circ}$, $\sigma_{\beta_J} = 9^{\circ}$. A meghatározott függvénnyel (3.1. ábra jobb második panel) illesztve a trójaiak mért égi sűrűségét, meghatároztam a populációk arányát, amely 1,6 \pm 0,1 értékűnek adódott. A számított modell és a szelekciós függvény szorzatával meghatározható a modell által jósolt eloszlás. A reziduált (mért sűrűségek mínusz modell sűrűségek) a 3.1. ábra jobb alsó panelén mutatom be, szignifikáns eltérések sehol sem mutatkozik, és struktúrák sem jelennek meg a reziduálban. E teszt alapján modellfüggvényünk az adatok darabszáma alapján várható numerikus fluktuáción belül jól illeszti a tényleges sűrűségeket, a populációkra adódó arány pedig realisztikus.

¹A nagyobb hatékonyság itt a várható értékhez való gyorsabb konvergenciát jelenti.



3.4. ábra. Balra fönt: trójai kisbolygók fázisszög-függő korrekciójának becslése a katalogizált kisbolygók korrekciója alapján. Balra lent: az SDSS trójai jelölt minta fényességeloszlása a katalógussal összevetve. Jobbra fönt: a méreteloszlás hatványtörvénye a két rajban. Jobbra lent: A detektált kisbolygók aránya az L4 és L5 rajok között.

3.3.2. Fényesség- és méreteloszlások a rajokban

A KT (ismert trójai) és CT (még nem fölfedezett trójai) minták fényességeloszlását a 3.4. ábrán tüntetten fel. A KT minta teljességének küszöbe kb. 19,5 magnitúdó, a CT minta ehhez képest másfél magnitúdóval mélyebb.² A két minta 19,5 magnitúdós fényességértékig gyakorlatilag identikus, ami közvetve arra utal, hogy a trójai kisbolygók felfedezési statisztikája nem mutat torzítást az L4 raj javára; tehát az ismert rajtagok számának aszimmetriája a rajok tényleges aszimmetriáját hűen tükrözi. Viszont mivel a CT minta másfél magnitúdóval mélyebb, négyszer több objektumot tartalmaz. Ez alapján a fényességeloszlások és méreteloszlások statisztikája is megállapítható a rajokban. Az utóbbihoz a megfigyelt fényességeket abszolút fényességekre, majd az albedóra vonatkozó föltételezésen keresztül átmérőre kell váltani. Ennek menete a következő.

A mért *g*, *r* fényességeket a standard SDSS kalibráción keresztül Johnson *V* fényességgé lehet transzformálni (V = r - 0.44(g - r)). Ez kifejezhető a *H* abszolút fényességgel, az *R* és Δ heliocentrikus és geocentrikus távolságokkal, az α fázisszöggel a következő képlet segítségével:

$$V(R,\Delta,\alpha) = H + 5\log(R\Delta) + F(\alpha), \tag{3.2}$$

ahol $F(\alpha)$ egy fázisfüggvény, melynek meghatározása általában egy égitest több szoláris fá-

²Teljesség itt: a katalogizált trójaiak száma osztva a megfigyelt területen lévő összes trójai számával.

zisban való megfigyelésével lehetséges. H értéke a következő kapcsolatban áll az égitest D átmérőjével és a_V albedójával:

$$H = 19,14 - 2,5 \log\left(\frac{a_V}{0,04}\right) - 5 \log(D).$$
(3.3)

Az ismeretnel pályájú trójai kisbolygók földtávolságának és szoláris fázisának kiszámolásánál az R = 5,2 közelítéssel éltünk (mintha pontosan a Jupiter pályáján keringenének az égitestek). Így a Nap-Föld-kisbolygó háromszög megoldásával Δ és α becsülhetővé vált a következőképpen:

$$\Delta^2 + 2\Delta\cos(\phi) + 1 = R^2 \tag{3.4}$$

és

$$\alpha = \phi - \arccos\left(\frac{1 + \Delta\cos(\phi)}{R}\right). \tag{3.5}$$

Az abszolút fényesség becsléséhez szükség van még $F(\alpha)$ meghatározására. Mivel α értéke a trójai kisbolygók esetén kicsi, a kiválasztott mintában átlagosan 3°, legföljebb pedig 10° értékű, $F(\alpha)$ értékét lineáris közelítésben illesztettem:

$$H = V(1,1,0) = V(1,1,\alpha) - k|\alpha|.$$
(3.6)

Itt a *k* együttható meghatározása úgy történt, hogy az ismert trójaiak KT mintáját elhelyeztem a $V(1,1,\alpha) - H - \alpha$ térben, ahol a H abszolút fényességek értékét a – a pályaelemekhez hasonlóan – a Bowell-féle ASTORB katalógusadatokból vettem. A 3.6 egyenlet átalakításával *k* az illesztett egyenes meredeksége:

$$k = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\alpha} (V(1,1,\alpha) - H), \tag{3.7}$$

amely $k = 0.066 \pm 0.018$ értékhez vezetett. Az illesztés zéruspontja a hibahatáron belül nulla, amely mutatja, hogy az SDSS mérések alapján szintetizált *V* magnitúdók konzisztensek a közvetlenül *V* fotometrián alapuló független mérésekkel. Az illesztés reziduáljának szórása 0,3 magnitúdó, ami az SDSS és az ASTORB adatok bizonytalanságán túl az egyedi objektumok forgásából adódó véletlenszerű fényváltozásokat is tartalmazza – a módszer belső pontossága tehát a meghatározott szórásnál kisebb. Ez a pontosság elegendő a méreteloszlások statisztikájának elkészítésére.

A 3.4. bal alsó panelén mutatom be a KT és CT minta trójai kisbolygóinak méreteloszlásstatisztikáját. A két eloszlás 12,3 abszolút fényesség értékéig együtt halad, amelyből arra következtettünk, hogy a cikk megjelenésének idejére, 2007-re a Jupiter trójai kisbolygóinak felfedezési aránya 20 km átmérőig közel 100% értékre emelkedett. Az abszolút fényességben megfigyelhető letörési pont elhelyezkedése alapján a CT minta ennél 1,5 magnitúdóval mélyebb, vagyis 10 km átmérőig tartalmazza az összes trójai kisbolygót, és csak e mérethatár alatt válik nem-teljessé. Az eloszlásokat a teljességi tartományon belül egy hatványfüggvénnyel illesztve,

$$\log(N) = C + \alpha H,\tag{3.8}$$

 $\alpha = 0.44 \pm 0.05$ értékhez jutunk. Ebből kiszámítható a méreteloszlás hatványindexe is, amely a 9 < H < 13.5 tartományon $q = 5\alpha + 1 = 3.2 \pm 0.25$. A meghatározott érték jó egyezést mutat

Jewitt és mtsai. (2000) $q = 3,0 \pm 0,3$ értékével, amelyet tízszer kisebb mintán határozott meg; továbbá Yoshida és Nakamura (2005) eredményével, akik 51 objektum alapján $q = 2,9 \pm 0,1$ értéket publikáltak. A két rajra külön-külön meghatározott hatványfüggvények meredeksége nem mutat szignifikáns eltérést, a rajok populáltságán túl a két raj méreteloszlása azonos jellegű (3.4. ábra jobb panelek).

A trójai kisbolygók populációjának becslésére a fenti hatványfüggvényt használtam, melynek zérus pontját H = 12,3 magnitúdónál fényesebb, katalogizált kisbolygók segítségével becsültem, amelyek katalógusa az iménti becslésünk szerint immár teljes:

$$\log N_{kum} = N_0 + 0.44(H - 12), \tag{3.9}$$

ahol az N_0 zéruspont értéke $2,9 \pm 0,1$.

A térbeli eloszlásokra illesztett kétdimenziós Gauss–eloszlás és a rajokban számlált darabszámok alapján a Jupiter trójai kisbolygóinak térbeli sűrűségét az alábbi képlettel írhatjuk föl:

$$n(H,\lambda_J,\beta_J) = N_{cum}(H) \frac{f(\lambda_J)}{2\pi\sigma_\lambda\sigma_\beta} e^{-\frac{\beta_J^2}{2\sigma_\beta^2}}$$
(3.10)

ahol ${\it N}_{\it kum}({\it H})$ a ${\it H}<13,5$ magnitúdónál fényesebb égitestekre vonatkozik, és

$$f(\lambda_J) = 0.62 \,\mathrm{e}^{-\frac{(\lambda_J - 60^\circ)^2}{2\sigma_\lambda^2}} + 0.38 \,\mathrm{e}^{-\frac{(\lambda_J + 60^\circ)^2}{2\sigma_\lambda^2}}.$$
(3.11)

A vezető és követő rajokat leíró $f(\lambda_J)$ függvényekben fellépő 0,62 és 0,38 tényezők származnak a rajtagok számlálásából, és ismét mutatják a nagyjából 1,6-szoros L4/L5 aszimmetriát.

Az albedót 4% értékűnek föltételezve, egy 1 km méretű trójai kisbolygó H = 19,14 magnitúdó abszolút fényességű. Ezt a fenti képletbe behelyettesítve, nagyságrendileg 1 millió, 1 km-nél nagyobb trójai kisbolygóra vezet (a hibahatárokkal konzisztens legkisebb és legnagyobb lehetséges érték 500 ezer és 2,5 millió). Bár a becslés pontossága csak nagyságrendi, mindenképpen figyelemre méltó méretű populációra utal, amely nagyjából azonos mennyiségű kisbolygót tartalmaz, mint a Naprendszer teljes kisbolygó-főöve!

3.3.3. Szín- és taxonómiai eloszlások a rajokban

Az SDSS kvázi szimultán ötszín-fotometriájának és globális kalibrációjának köszönhetően a trójai kisbolygók minden eddiginél nagyobb többszínfotometriai adatbázisát lehetett felépíteni a CT és KT minták segítségével (3.5. ábra). Mivel a két raj populációja jelentősen különbözik, felvethető, hogy találunk-e a két raj között taxonómiai eltéréseket is, illetve, hogy az egyes rajokon belül valamilyen szerkezet megfigyelhető-e. Ehhez az egyedi szín-méréseket is korrigálni kellett a szoláris fázisra, ugyanúgy, mint az abszolút fényességek esetén. Az alkalmazott korrekciók a következők voltak:

$$(g-r)_c = (g-r) - 0.0051 \,|\alpha|,\tag{3.12}$$

és

$$(r-i)_c = (r-i) - 0,0056 |\alpha|, \tag{3.13}$$



3.5. ábra. Katalogizált trójai (fölső sorok) és trójai jelölt (alsó sorok) SDSS-kétszíndiagramjai; a piros és kék szimbólumok az L4 és L5 rajtagokat jelölik. A kontúrok az összes SDSS kisbolygó eloszlását szemléltetik. Jobbra: a legnépesebb kisbolygóosztályok relatív reflektanciagörbéi. Piros: S-típus; lila: V-típus, kék: C-típus; fekete: trójaiak.

ahol a koefficiensek hibája 0,0010 magnitúdó/fok. Az i - z színben nem mutatkozott szignifikáns korrekció, az u - g szín korrekcióját pedig nem lehetett elvégezni, mert kevés trójairól van megbízható (0,04 magnitúdónál kisebb hibájú) u fotometriai mérés.

A 0,05 magnitúdó hibánál pontosabban megmért színindexek statisztikája azt mutatja, hogy a trójai rajtagok fotometriai színei jellegzetesek, meglehetősen kis szórást mutatnak; ugyanakkor mégsem teljesen homogének. Az átlagos színindexek és a színindexek szórásai a különböző színekben: $\langle u - g \rangle = 1,45$, std = 0,08, $\langle g - r \rangle = 0,55$, std = 0,08, $\langle r - i \rangle = 0,22$, std = 0,10, $\langle i - z \rangle = 0,13$, std = 0,11. Ezek alapján az átlagos színek a Johnson-rendszerben: B - V = 0,73, V - R = 0,45, R - I=0,43; jó egyezésben a korábbi munkákkal (Fornasier és mtsai. 2004, Dotto és mtsai. 2006). A szoláris értékre korrigálva a színekből kiszámítható az albedó spektrálfüggése; ezt a zérusponti tag pontos ismeretének hiányában az r színben mért albedóhoz viszonyítva szokás megadni (Ivezić és mtsai. 2002). A 3.5. ábra jobb panelén látszik, hogy a trójai kisbolygók spektruma a főöv jellemző kisbolygóosztályaitól különbözik, lineáris menetű. A relatív reflektancia meredeksége az optikai tartományon 7,4%/10³Å.

A színeloszlások közelebbi vizsgálata során kiderült, hogy a kétszíndiagramokon az eloszlás két csomóba szerveződik; különösen feltűnő a csoportok megléte az r - i - i - z kétszíndiagramon. Az eloszlás főkomponens-analízisével megállapítható az a tengely, amelynek mentén a legnagyobb a csoportok szeparációja. Ez alapján definiálható egy "trójai" színindex a következő módon:

$$t^* = 0.93 (r - i) + 0.34 (i - z) - 0.25 - 0.005 |\alpha|,$$
(3.14)

amelyet már a szoláris fázis hatására is korrigáltunk. E színindex mentén a trójai minta bimodális eloszlást mutat. A t^* színindex statisztikája szignifikánsan különbözik az L4 és L5 rajokban, amely a rajok taxonómiai különbségeire utal. Kizárható, hogy a P típusú – D típusnál kisebb spektrálindexű – kisbolygók L5 rajban való nagyobb arányú jelenléte okozza ezt a hatást, hiszen ez esetben az L5 raj színeloszlásában a kék oldalon jelentkezne többlet, a



3.6. ábra. Az inklinációfüggő szín kimutatása a két trójai-rajban. Balra: a katalogizált trójaiak színeloszlása inklináció szerint válogatva. Középen: a katalogizált trójaiak színeloszlása észleléskor látszó ekliptikai szélesség szerint. Jobbra: ugyanez a trójai jelöltekre.

megfigyelt eloszlás ezzel éppen ellentétes. A megfigyelt bimodalitás a mintavételezettségre vezethető vissza: az L4 és L5 raj mintavételezettsége különböző, az L5 rajt jellemzően nagy ekliptikai szélességeken mintavételezte az SDSS. A rajokban elvégzett szín–inklináció analízis alapján a trójai kisbolygók színe az inklinációval összefügg, nagyobb szélességeken vörösebb (nagyobb spektrális meredekségű) égitesteket találunk. Az eltérő mintavételezettség miatt ez az összefüggés képeződik le két raj mért színindexeinek eltérésében.

3.3.4. Szín- és taxonómiai eloszlások a rajokon belül

Az ismert trójaiak SDSS mintája alapján egyértelműen megállapítható, hogy a nagyobb szélességen lévő trójai kisbolygók vörösebbek, t^* indexük szignifikánsan pozitív. Számszerűen, 10 foknál kisebb és nagyobb inklináción keringő trójaiak átlagos t^* indexe rendre -0,01 és 0,04, míg az utóbbi csoporton belül a 20 foknál is nagyobb inklináción keringő trójaiak esetében t^* átlagosan 0,06. Ezek a különbségek számszerűleg nem jelentősek, azonban statisztikailag szignifikánsak, mert a nagy elemszámok miatt az átlagok hibája rendre kisebb 0,01 magnitúdónál. A tesztet a fordított irányban is elvégeztem, és hasonló eredményt találtam: a $t^* < 0$ színű trójaiak átlagos inklinációja 8,9 fok, míg a pozitív t^* indexűeké 13,4 fok.

Ezt az eloszlást a trójai jelöltek jóval nagyobb mintájában is megtaláltuk (3.6. ábra). Mivel az inklináció a még nem katalogizált trójaiak esetében nem ismert, ráutaló értékként (*proxi*) a mérés idejéhez tartozó, a Jupiter keringési síkjához számított szélességet vettem alapul, és a határértéket 6 fokban állapítottam meg. A ráutaló értékek használata részleges információ-vesztéssel jár, hiszen esetünkben a 6 fokos szélességnél alacsonyabban megfigyelt égitestek között vegyesen találunk kis és nagy inklinációjú égitesteket is; viszont az egyre nagyobb értékek egyre tisztábban tartalmaznak nagy inklinációkon keringő trójai kisbolygókat (pl. egy 3 fokos inklinációjú trójai soha nem fog 6 fokos szélességig emelkedni a Földről megfigyelve). Mégis indokolt a ráutaló érték használata, ha a nagyobb minta nagyobb elemszáma, és az ebből eredő konfidencia ellensúlyozni tudja a részleges információvesztés következtetéseket gyengítő hatásait. Esetünkben ez a helyzet, mert ezzel a teszttel lehet a szín és inklináció korrelációját mintegy másfél magnitúdóval kiterjeszteni – köszönhetően a jelöltek mintájában

megfigyelt mélyebb határfényességnek. A választott ráutaló érték alapján adódó minták nem nagyon szennyezettek. A katalogizált objektumok osztályozása alapján kimutatható, hogy a nagy β értékű égitestek 89%-a valóban 10 foknál nagyobb inklináción keringő trójai, míg a 6 foknál kisebb β értékű minta 66%-a valóban 10 fokos inklinációnál kisebb pályahajlású kisboly-gókat tartalmaz.

A teszttel kimutattuk, hogy a nagy inklinációjú ismert, vagy a nagy szélességen megfigyelt katalogizálatlan égitestek matematikailag megkülönböztethetetlen színeloszlásokat követnek a két trójai rajban. Ebből két következtetést vonhatunk le: egyrészt azt, hogy az L4 és L5 rajokban a szín eloszlások az inklinációtól teljesen hasonlóan függenek. Másrészt a rajok színeloszlásának mért eltérése szelekciós hatás, az inklinációfüggő szín és a két raj eltérő átlagos inklinációjú mintavételezettségének eredménye.

A szín és a méret korrelációját megvizsgálva általános érvényű függést nem találtam. Kimutattam viszont, hogy az L4 raj néhány nagy méretű, nagy inklináción keringő tagja 0,05 magnitúdóval vörösebb színű, mint a hasonló inklináción keringő kisebb méretű objektumok. Ezen objektumok mintába kerülése alapján talált Bendjoya (2004) szín-méret korrelációt az L4 rajban, amit az SDSS vizsgálatokkal tehát nem tudtam általános érvénnyel megerősíteni.

4. fejezet

Üstökösök űrszondás megközelítésének földi támogatása a CARA észlelőhálózattal

1984–2011 között 8 üstökös űrszondás megközelítésére került sor. E vizsgálatok az üstökösök magjának alakját és felszíni formáját tárták föl, közelről figyelték meg az aktivitást, az aktív területek anyagtermelését, mágneses méréseket és kémiai analízist végeztek. Ezen megfigyelések teljesen új oldalról mutatták be az üstökösmagokat. Kiderült, hogy az üstökösök nem "piszkos hógolyó" szerkezetűek (Whipple, 1950), abban az értelemben, hogy jelentős mennyiségű jég lenne a felszínükön, ellenben a felszín meglehetősen száraz, és a látvány inkább a kisbolygókra emlékeztet. Az anyagtermelés tehát általában nem elsősorban a felszínen zajlik, hanem valamiképpen az üstökös belsejében: pl. a száraz fedőréteg alatti rétegekben termelődhet a gáz, amely a fedőréteget áttörve pöfékelhet ki a felszínre (hagymahély-modell), vagy a magban lévő áramlási csöveken érhet a gáz a felszínre, amely egészen mélyről is származhat. Éppen az űrszondás megközelítések tették tehát nyitottá ezt a kérdést, amely a mai napig megválaszolatlan maradt. Az eddigi űrszondás üstökös-megközelítéseket az alábbiakban foglalom össze.

1986. március 13-án került sor a Halley-üstökös történelmi jelentőségű megközelítésére (pl. Keller és mtsai. 1986). Ekkor derült fény az üstökösmag kis albedójára (4%), nagy porozitására, és arra, hogy az aktivitás csak a felszín kis területére korlátozódik. A Giotto-szonda 1992. július 10-én a Grigg–Skjellerup-üstököst is megközelítette, de mivel a kamerája korábban leállt, csak a mágneses vektort tudta mérni (Neubauer és mtsai. 1993). Az első, mágneses és plazma méréseket egy üstökösről a Giacobini–Zinner-üstökös 1985 szeptember 11-i megközelítése szolgáltatta (Meyer-Vernet és mtsai. 1986, Tsurutani és mtsai. 1989).

2001. szeptember 22-én haladt el a Deep Space 1 szonda a 19P/Borrelly-üstökös mellett. 8 km hosszú, elnyúlt formájú, teljesen száraz felszínű, erős albedó-változatosságot mutató magot sikerült detektálni, az anyagtermelés kétféle morfológiájával: szétnyílt legyezőformákban

ÜSTÖKÖSÖK ŰRSZOND**Á EMEL 19 ÖZEL** Í **É**SÉNEK FÖLDI TÁMOGATÁSA A CARA ÉSZLELŐHÁLÓZATTAL



4.1. ábra. Balra: a C/2006 P1 (McNaught) üstökös 2007. január 20-án a Hildas-kilátóból (Ausztrália; /Takács I./Kiss L. L./Szabó Gy./Derekas A). Jobbra: az ioncsóva energia/töltés és tömeg/töltés spektrogramja és a nagy energiájú részecskék fluxusa 2007. február 2–11. között, az Ulysses mérései alapján (Neugebauer és mtsai. 2007).

és kollimált sugarakban áramlott az anyag a kómába (Soderblom és mtsai. 2002). 2004. január 2-án a 81P/Wild 2-üstököst közelítette meg a Stardust űrszonda. A nukleuszon jelentős depressziókat mutatott ki, amelyek az aktivitással is kapcsolatban álltak (pl. Sekanina és mtsai. 2004). 2007. február elején haladt el az Ulysses szonda a C/2006 P1 (McNaught) üstökös mellett, pár nappal azután, hogy az üstökös látványos, villás alakú, oszlopos szerkezetű porcsóvát eredményező kitörése (4.1. ábra) lezajlott. A szonda napokon át haladt az ioncsóvában, a magtól 1,6 csillagászati egység távolságra. A csóva még mindig jelentős volt, mágneses turbulenciák és > 200 keV ionok mutatkoztak, emellett O^{3+} iont először sikerült üstökösben megfigyelni (Neugebauer és mtsai. 2007).

A 9P/Tempel 1 és a 103P/Hartley 2 űrszondás megközelítéssel észlelőkampányokkal csatlakoztunk, ezeket az alábbiakban fogom részletesen ismertetni.

4.1. A CARA észlelőhálózat

Az űrszondás adatokra is igaz, a földi nagyműszeres megfigyelésekhez hasonlóan, hogy a nagy részletességű megfigyelési időszak általában igen rövid. Az űrszondás megközelítés néhány óra alatt lezajlik, a megfigyelt struktúrák pillanatnyi állapotát láthatjuk közelről. Az adatok értelmezését, a helyes kontextus megrajzolását ezért nagy mértékben segítheti az aktivitás hosszú időt lefedő folyamatos monitorozása (pl. Fulle és mutsai 2004; Kidger és mtsai. 2004; Milani és mtsai. 2007). Egészen a legutóbbi időkig e háttér rekonstrukciója IAU cirkulárok és hasonló kiadványok adatközlésén alapulhatott. Azonban e technika alkalmazásával sem a folyamatosság, sem a homogenitás nem volt biztosítható, és nem volt elérhető a képarchívum további morfológiai analízis céljára.

E munka elvégzésére kezdeményeztem egy észlelőhálózat létrehozását. A hálózat neve: CARA (a szó olaszul drágát jelent, mindkét magyar jelentésnek megfelelően), a betűszó feloldása: Cometary Archieves for Amateur Astronomers, kifejezetten hangsúlyozza, hogy az amatőr csillagászok széles köre számára nyitva áll az együttműködés. Az észlelő hálózat célja,



4.2. ábra. Példa a CARA adatbázis tartalmára: a C/2001 Q4 NEAT és a C/2004 Q2 Machholz üstökösök képe és morfológiája 2004 május 10-én (fölső panelek), és a 2004-es láthatóságot lefedő A f ρ mérések (alsó panelek). Szabó és mtsai. 2010 alapján.

hogy nyomon kövesse az üstökös portermelését, a portermelésre utaló $A f \rho$ mennyiség mérésével, és a vizsgált üstökösök morfológiáját megörökítő képek archiválásával (4.2. és 4.3. ábra).

Az $A f \rho$ a por lineáris kitöltési tényezőjét méri a nukleusz körüli ρ sugarú, látóirányú hengerpaláston, illetve annak kör alakú égi vetületén. A mennyiség a Bond-albedónak (Bond 1861, Bell 1917), a por relatív *f* kitöltési tényezőjének és a ρ sugarú apertúrának a szorzata:

$$Af\rho = \frac{(2DR)^2}{\rho} \times \frac{F_{com}}{F_{Nap}},\tag{4.1}$$

ahol *D* és *R* az üstökös geocentrikus és heliocentrikus távolsága, F_{com}/F_{Nap} az üstökösről érkező relatív fluxus, a Nap adott tartományon mérhető fluxusához viszonyítva. (A'Hearn 1984, Fulle 2004).

Állandó állapotú, torzításmentes kómában a por térbeli eloszlása $f(\rho,\theta,\phi) \propto 1/\rho^2$, ezt égi vetületben $f(\rho) \propto 1/\rho$ fényességeloszlásnak látjuk. Mivel *A* nem függ ρ -tól, az ilyen kómában $Af\rho$ értéke konstans. Általános esetben azonban a kóma alakja torzult, hiszen forrása inhomogén (néhány aktív terület adja a por legnagyobb részét), a kóma kölcsönhat a Nap sugárzási terével, illetve a kómán belül por fragmentáció is elképzelhető. Ez esetben az üstökös fényességprofilja jó közelítéssel hatványfüggvényt követ, azaz $f \propto \rho^{\gamma}$. Ez esetben $Af\rho$ logaritmikus deriváltja

$$\frac{d\log Af\rho}{d\log\rho} = 1 + \gamma.$$
(4.2)

Ezért $A f \rho$ radiális függése a kóma belső szerkezetéről is árulkodik. Kitörések esetén a heves anyagképződés miatt f alakja a hatványfüggvénytől is erősen eltérhet, ez is kitűnik $A f \rho$ profiljának vizsgálatából.

A megfigyelőhálózatban az $A f \rho$ értékeit előre rögzített méretű apertúrákban mérve archiváljuk. A mérés dátuma és az üstökös neve alapján az általunk kifejlesztett mérési környezet azonosítja a látómező csillagait, és az üstökös helyét. A program ezután azonosítja a látómezőben található Hipparcos és Tycho katalógusbeli csillagokat. Ezek katalógusbeli fotometriáját



4.3. ábra. A 9P/Tempel 1 üstökös 2005 július 5.85 UT és július 9.84 UT időpontban, a Talmassons Observatóriumból. Az inzertekben azimutálisan renormált képek mutatják a hengerszimmetriától való eltéréseket (pl. Szabó és mtsai. 2002). Az inzertek képskálája kétszeres nagyítású, az oldalélek 100,000×100,000 km nagyságúak. Figyeljük meg a csavart szerkezetet a kómában a becsapódás után.

használjuk a látómezők zéruspontjának megállapításához. Ha a látómezőbe nem esik megfelelő összehasonlító csillag, az észlelő egy közeli területen figyeli meg a megfelelő összehasonlítókat. A képek kalibrációja e mérés hiányában is elvégezhető. Ez esetben a látómező csillagainak USNO katalógusból vett fotometriáját használjuk.

E módszerek pontosságát a 2001-től 2003-ig terjedő időszakban teszteltük (Szabó és mtsai. 2010). Méréseket végeztünk a 19P/Borrelly, a C/2000 WM1 és a C/2001 A2 üstökösökről. E megfigyelések esetében a standard CARA algoritmusok által adott $Af\rho$ értékeket összevetettük csillagok képének levonásán alapuló kimérések eredményével, továbbá nagytávcsöves mérésekkel és Landolt katalóguson alapuló fotometriával. Két üstökös esetében (67P/Churyumov–Gerasimenko, 9P/Tempel 1) a CARA méréseit korábbi láthatóságok irodalmi adataival is összevethettük. Az összehasonlító csillagok pontatlanságából eredő hiba nagyjából 5% (Hipparcosból vett összehasonlítók) és 20% (Tycho katalógusból vett összehasonlítók)esetében. A megfigyelések összességében nagyjából 15–30% hibával térnek el a korábbi oppozíciókhoz tartozó irodalmi értékektől. Ez a pontosság teljesen alkalmas a megcélzott vizsgálatok céljára, hiszen ez alatt az üstökös fényességében ennél nagyságrendileg nagyobb változások történnek.

4.2. A 9P/Tempel 1 üstökös megfigyelése a Deep Impact kísérlet közben

Az 1867-ben felfedezett 9P/Tempel 1 a rövid periódusú üstökösök ismert tagja. 5,52 éves keringési periódussa 1,5 csillagászati egység perihélium-távolsággal és mindössze 10° inklinációval társul (Fernández 2005), emiatt bolygónkat időközönként jelentősen megközelíti; a Deep Im-
ÜSTÖKÖSÖK ŰRSZOND**ÁF MEGIGÖZ**EL**Í**TÍZSÉNEK FÖLDI TÁMOGATÁSA A CARA ÉSZLELŐHÁLÓZATTAL



4.4. ábra. Balra: a 9P/Tempel 1 üstökös 2005-ös láthatóságának Af ρ mérései (tele körök), korábbi láthatóságok adataival összehasonlítva (1983, 1994, 1999; Lisse és mtsai. 2005 gyűjtése). Jobbra: Az aktivitás maximuma kinagyítva. A fölső panel fázisfüggő korrekció nélküli, az alsó 0,0275 mag/fok fáziskorrekcióval számolt fénygörbét szemléltet. A szűrőkódok: tele körök: R; háromszgek: I; üres körök: S (Milani, Szabó és mtsai. 2006; Szabó és mtsai. 2010 alapján).

pact kísérlet céljára ezért is ezt az égitestet választották. E kísérlet során egy űrszonda megközelítette az üstököst, mint egy 400 km-re haladt el annak magjától. Ekkor kibocsátott magából egy 600 kg tömegű lövedéket, amely elérte a felszínt, és azon krátert ütött. A kidobódott anyagot az űrszonda mindeközben igen részletesen tudta vizsgálni. A kidobódott por váratlanul finomszemcsés (mikrométer méretű) volt, a színképben szilikátokat, karbonátokat, fém szulfidokat, amorf szenet és policiklikus aromás szénhidrogéneket azonosítottak (A'Hearn és mtsai. 2005). A becsapódás helyét a Stardust/NExT űrszondás küldetés mutatta meg: becsapódási kráter helyett egy elmosódott alakú, 180 m sugarú gyűrűvel övezett, 50 m mélységű felszíni forma jött létre, amely talán egy 200 m körüli tranziens kráter összeomlása során alakulhatott ki. A felszínen több, aktív területek anyagtermelésével összefüggő változás is megfigyelhető volt (Schultz és mtsai. 2012).

A Deep Impact kísérlet előtt ismert volt, hogy Tempel 1 üstökös váratlanul kisebb kitöréseket képes produkálni(Lisse és mtsai. 2005 gyűjtése alapján), és mivel a lövedék által keltett aktivitást előre megjósolni nem lehetett, elképzelhető volt, hogy egy szokványos kis kitörés hasonló lehet ahhoz az eseményhez, amit a lövedék üstökös magba való becsapódása kelt (Meech és mtsai. 2005). Ezért, a kísérlet eredményeinek értelmezéséhez fontos volt a teljes láthatóság monitorozása (McLaughlin és munkatársai 2004).

A CARA kampányában 29 amatőr csillagász vett részt, akik összesen fotometriai adatot gyűjtöttek össze. Az adatok 2/3-a származik a becsapódás előtti, és 1/3-a az azt követő időszakból. Összesen 86 adatpont esik a becsapódás 3 napos környezetébe. Több olyan éjszaka adódott, amelyen különböző észlelőktől érkezett gyakorlatilag azonos időpontban készült megfigyelés. Ezek egymással való összevetése is megerősítette, hogy a mérések hibái 10 - 20% közé esnek. Szintén a homogenitás érdekében 5000 km-es apertúra értékre átszámított $Af\rho$ értéket közöltünk, illetve kiszámítottuk a kóma hatványfüggvény modelljének kitevőjét.

Az aktivitás fejlődése

A megfigyelési kampány elején, 2004 végén a Tempel 1 üstökös majdnem csillagszerű megjelenésű volt, az $A f \rho$ értéke mintegy 20 cm. 2005. január–február folyamán egy aszimmetrikus szerkezetű kóma fejlődött ki, amely legnagyobb, 75 000 km-es kiterjedését május elejére érte el. A legnagyobb közelség idején a kóma 5 ívperc méretűnek látszott.

A 2005-ös láthatóság nagyon hasonló volt az 1983-as, 1987-es, 1994-es és 1998-as napközelségekkel (4.4. ábra). Jellemző különbség volt azonban, hogy a felszálló ág 2005-ben mintegy 20 napnyi elmaradást mutatott a korábbi napközelségekben megfigyelt fejlődési úthoz képest. Mindegyik megfigyelt napközelség esetén az $Af\rho$ legnagyobb értékét a maximum előtt 85 nappal vette fel, ezek után csökkenni kezdett. A szoláris fázis korrekcióját 0,0275 magnitúdó/fok együtthatóval elvégezve az aszimmetria kisimul, hasonló meredekségű felszálló és leszálló ággal, amelyek között nagyjából 100 nap időtartamú plató helyezkedik el. A plató 420 cm magasság értéknél található. A szoláris fázisra korrigált $Af\rho$ görbe alakja konzisztens az üstökös víztermelésének fejlődésével (Lisse és munkatársai 2005).

Az üstökös kómája a 10 000–100 000 km tartományban az egész láthatóság alatt jól illeszthető volt hatványfüggvénnyel. A hatványkitevők fejlődését a 6. ábrán mutatom be. A napközelség előtti 200-80 napban az üstökös kómája meglehetősen kompakt megjelenésű volt -0,5-ös meredekségi paraméterrel. Ezek után a kóma meredekség növekedni kezdett, mintegy 50 nappal a perihélium előtt már -0,2 értékig. A perihélium alatt és után, még további növekedés valószínűsíthető. A profil meredekségben rövid periódusú változásokat nem tapasztaltunk.

4.2.1. A becsapódás és utóhatásai

A kidobódó porfelhők hatása az $Af\rho$ görbén egyértelműen azonosítható, mint néhány napig tartó rendellenes többlet az $Af\rho$ leszálló ágán. A fénytöbblet kvantitatív analíziséhez a megfigyelt görbéből levontam az üstökös normál, "háborítatlan" anyagtermeléséből eredő $Af\rho$ értékeket. Ezt a modellt a korábbi láthatóságok méréseinek lineáris illesztésével határoztam meg (4.5. ábra).

2005. július X-én, 0,65 nappal a becsapódás után a mért $Af\rho$ értéke elérte a 280 cm-t, ami 140 cm-rel haladja meg a normál aktivitás szintjét. A mért érték az üstökös normál portartalmának mintegy kétszeresére utal. A portöbblet folyamatosan csökkent az elkövetkező 4–5 napon keresztül. 5 napot meghaladó időskálán túl nem tapasztalható eltérés az üstökös 2005-ös és korábbi láthatóságai között, a Deep Impact kísérlet közvetett és közvetlen hatásai 4–5 nap alatt lecsengtek.

A legnagyobb $Af\rho$ excesszusok alapján megkísérelhetjük megbecsülni a kómába kidobódott pormennyiség teljes keresztmetszetét. A becsapódás után 0,65, 0,94, és 1,93 nappal a szoláris fázisra korrigált $Af\rho$ értékek 105, 55 és 15 cm-rel haladták meg az üstökös más láthatóságokban mért $Af\rho$ értékeit. A 2-es egyenlet segítségével a por keresztmetszete 8,2 km²/ A_B ; $4,3^2/A_B$; és $1,2^2/A_B$ értéknek adódik (A_B a Bond-albedó). 10 μ m méretű port és 5% albedót feltételezve ez megfelel 1600 m³, 860 m³ és 240 m³ pornak (a kiinduló feltételek bizonytalansága



4.5. ábra. A Becsapódás hatásai. Fölső három panel: A CARA által megfigyelt A $f \rho$ görbe; a korábbi láthatóságok fénymenetének lineáris illesztése; a CARA mérések reziduáljai 2005-ben. Alul: az A $f \rho$ meredekségének alakulása 2005-ben, a becsapódás környékén (Milani, Szabó és mtsai. 2006). Balra: az A $f \rho$ radiális függése a becsapódás előtt és utána 5 nappal (fölső panel), valamint a becsapódás utáni napokban (alsó panel). Jobbra: a kómában látható anyagtöbblet intenzitásmaximumának kifelé vándorlása összhangban áll a kidobódás mért sebességével induló szökőkút-modell jóslataival (Milani, Szabó és mtsai. 2006).

miatt mintegy egy nagyságrendnyi hibával). Ezek az értékek három nagyságrenddel kisebbek, mint a később azonosított kráter térfogata, ami arra utal, hogy a kidobott anyag nagy része visszahullott a felszínre.

A becsapódás látványosan befolyásolta a kóma morfológiáját. A becsapódás hatásaként egy enyhén csavarodó, legyező alakú kóma szerkezet jött létre, melynek legnagyobb kiterjedése meghaladta a 40 000 km-t. A szerkezet az $Af\rho$ profilokban is látható volt. A becsapódás előtti utolsó képen lineáris szerkezetű, részletek nélküli kómát figyelhettünk meg. 0,65 nappal később az $Af\rho$ a kómában mindenhol jelentősen megemelkedett, és egy jelentősebb csúcsot, avagy sűrűbb anyagfelhőt figyeltünk meg a magtól 8000 km távolságra. A következő 24 órában ez a szerkezet folyamatosan kifelé haladt, és lassan szélesedett. Feltételezve, hogy ez az anyagszerkezet a becsapódás során jött létre, mozgási sebességére 158 m/s értéket határoztunk meg az első 16 órában, amely az első nap végére 76 m/s, a második nap végére 27 m/s értére lassult. A tágulási sebesség megfigyelt módon való fejlődése jól reprodukálható egy szökőkút modellel (Eddington 1910; Massonne 1990) β = 0,73±0,04 paraméter választásával.

A becsapódás utáni 5. és 15. nap között a kóma még mindig kissé nagyobb $Af\rho$ értéket mutatott, mint a korábbi napközelségek alkalmával. Említést érdemel, hogy 2005-ben a napközelség és a becsapódás után 50–100 nap között az $Af\rho$ kismértékű megemelkedését figyelhettük meg, amelyhez hasonló növekedést a korábbi láthatóságok során is tapasztaltak. A leszálló ág vége felé megjelenő, előre nem jósolható jellegű aktivitási fluktuációk a Tempel 1 üstökös jellemző tulajdonságának tűnnek, és valószínűleg a 2005-ös jelenség sincs összefüggésben a Deep Impact kísérlet hatásaival.



4.6. ábra. A 103P/Hartley 2-üstökös $A f \rho$ változása a 2010-es láthatóság folyamán. Figyeljük meg a maximum környékén jelentkező, mintegy kettes faktort elérő amplitúdójú hullámzást.

4.2.2. A 103P/Hartley 2-üstökös megfigyelése az EPOXI megközelítése alatt

A 103P/Hartley 2–üstökös perihéiumtávolsága 1,05 csillagászati egység, és ideális jelöltnek mutatkozott a Deep Impact meghosszabbítása, az EPOXI küldetés célobjektumaként. Az űrszonda az üstökös mellett 2010 novemberében haladt el; eredményeket közlő cikk a dolgozat leadásakor elfogadás alatt állt, és várhatóan az Icarus EPOXI-küldetésnek szentelt különszámában jelenik meg. Bár a küldetést támogató CARA kampányt én javasoltam és részben koordináltam, a megfigyelések és az interpretáció lényegi közreműködésem nélkül született. Azonban érdemes az eredményeket egész vázlatosan bemutatnom, illusztrálandó a CARA alapkoncepciójának életképességét.

Az üstököst 11 hónapon keresztül követtük 20–80 cm közötti átmérőjű műszerekkel, a megközelítés idejében pedig a 2 méteres Faulkes Telescope North műszert is használtuk. Megfigyeléseink az üstökös nagyon komplex viselkedésére derítettek fényt, amelyet rövid periódusú változások jellemeznek, különösen a perihélium környékén. 1998-as, Črni Vrh obszervatóriumból származó archív képek összevetésével kiderült, hogy a felszálló ágon 2010-ben az aktivitás egy 2-es faktorral elmaradt az 1998-as láthatósághoz képest. 2010. augusztus 10-én azonban egy kisebb kitörést figyelhettünk meg. Ekkoriban kezdett megváltozni meg az üstökösmag forgási periódusa: 2009 április- május során a mag forgási periódusát 16,4 \pm 2 órában állapították meg. Ez az érték 2010 augusztusáig fennállt, majd októberre 18,1 \pm 0,3 órára nőtt, majd novemberre elérte a 19 órát (A'Hearn és munkatársai 2011, Meech és munkatársai 2011, Samarasinha és munkatársai 2011).

Az $Af\rho$ maximuma 100 cm körül következett be, a maximum hosszan tartó, szerkezete nagyon komplex. A fényességplató közepe kb. 20 nappal követi a perihéliumot. Az Afrho változásában, mintegy 2-es faktor erejéig egy félszabályos, nagyjából 20 napos változást láthatunk, melyek magyarázata komplex (4.6). Az egész üstökös mag forgására kihat a heves anyagtermelésből származó forgatónyomaték. Ez Samarasinha és munkatársai (2011) szerint a teljes forgástengely akár 10 fokos vándorlásával járhat együtt. Miután a forgástengely kibillen a

ÜSTÖKÖSÖK ŰRSZOND**ÁFME419**Ö**Z**EL**Í**T**Í**SÉNEK FÖLDI TÁMOGATÁSA A CARA ÉSZLELŐHÁLÓZATTAL

fő tehetetlenségi tengelyből, precesszió lép fel, amely másodlagos periódusként jelentkezhet a mérésekben. Végül a forgástengely mintegy 6 hónapos időskálával relaxálódhat, és visszaáll a fő tehetetlenségi tengelybe. A kb 20 napos periódusú fluktuáció másik forrása, az üstökös aktivitásának tényleges változása ilyen időskálán. Ezek a változások mini-kitörésekhez tartoznak, október 9–november 4 között 11 kitörést azonosítottunk 40–250% $A f \rho$ -növekedéshez társulva.

E megfigyelések két újszerű ereménnyel szolgáltak: egyrészt az aktivitás ilyen mértékű kváziperiodikus változása a korábbi megfigyelések tükrében példátlan, másrészt a mag forgási periódusának változása és ennek lehetséges kapcsolata a kitörésekkel a nemgravitációs forgatónyomatékok komplex összjátékának kérdését veti föl.

5. fejezet

Az üstökösaktivitás határa a Naprendszerben

A hosszú periódusú üstökösöket életük során kevésbé befolyásolják a Nappal összefüggésbe hozható felszín- és szerkezetmódosító folyamatok (pl. illékony jegek szublimációja, mállás), ezért hagyományosan ezekre az égitestekre úgy tekintettek, mint ahol a Naprendszer kialakulásakor fennálló kémiai összetétel nagyjából eredeti állapotban maradt fönt (Delsemme 1977, Lowry és Fitzsimmons 2005). Az interpretáció hátterében álló fő érv, hogy a vízjég szublimációja 3–5 csillagászati egység naptávolság között leáll (Fernández 2005), e kritikus naptávolság elérése után az üstökös aktivitása a következő napközelségig megszűnik. Újabban néhány üstököst sikerült megfigyelni, amelyek 3-5 csillagászati egységen jóval túl is aktívak; ezen égitestek aktivitását a CO szublimációjával szokás magyarázni (Mazzotta Epifani és mtsai. 2007). A fent említett okok miatt az üstökösök 5 csillagászati egységen túl megfigyelhető aktivitása jelentős figyelmet kapott az utóbbi időben (Lowry és mtsai. 1999). Az aktivitás alatt a por jelentősen átformálhatja a nukleusz felszínét, és a belsőbb rétegek kémiai arányait is érintheti. Talán a felszínalakító folyamatok eredménye, hogy az üstökösök színindexei inhomogénnek mutatkoznak (Luu 1993, Jewitt 2002). Másrészt az 5 csillagászati egységen túl mutatkozó aktivitás növeli az egy keringés alatt szublimáló jég és lefúvódó por mennyiségét, aminek eredményeképpen az üstökösök korát ma könnyen túlbecsülhetjük (Lowry és mtsai. 1999, Mazzotta Epifani és mtsai. 2007), az állatövi por utánpótlásának erősségét viszont könnyen alulbecsülhetjük (Liou és mtsai. 1995).

A 2000-es évek elejétől egyre nagyobb figyelem fordult a 3–7 csillagászati egység között aktivitást mutató rövid periódusú üstökösök felé (Lowry és mtsai. 1999, Lowry és Fitzsimmons 2001, 2005, Lowry és Weissman 2003, Snodgrass és mtsai. 2006, 2008; Mazzotta Epifani és mtsai. 2006, 2007). E felmérések kezdeti korszakában az inaktív üstökösmagok fotometriai tulajdonságait kívánták megállapítani, azonban az esetek meglepő hányadában üstökösaktivitást tapasztaltak. Hasonló megfigyelési céllal megkezdett fölmérésben hasonlóan meglepő



5.1. ábra. A Hale–Bopp-üstökös látványos napközelsége 1997 tavaszán. (A szerző fotója középiskolai tanulóként.)

aktivitási ráták mutatkoztak a hosszú periódusú üstökösök esetében is, esetenként millió km nagyságrendet elérő porcsóvák is jelentkeztek a Jupiter pályáján túl járó üstökösök esetében (Szabó és mtsai. 2001, 2002). További 11 kentaur égitestet sorol fel Rousselot (2008), amelyek aktivitást mutatnak. A Chiron aktivitását 8–14 csillagászati egység között figyelték meg Meech és mtsai. (1997), Bus és mtsai. (2001) a perihélium körül, 17,8–18,8 csillagászati egység között is kimutattak szublimációt. Meech és mtsai (2004) azt találták, hogy a C/1987 H1 fiatal Oort-felhő üstökös 5–18 csillagászati egység között folyamatosan hosszú csóvát és aktivitást mutatott, amely a dolgozatban tárgyalt eredményekig tartotta a legnagyobb naptávolságnál észlelt üstökösaktivitás rekordját.

A Hale–Bopp (C/1995 O1) üstököst névadó fölfedezői 7,2 csillagászati egység naptávolságban pillantották meg először, jelentősen aktív állapotban. Felfedezés előtti (prediscovery) képeken azonosították, a legkorábbi megfigyelés alkalmával, 13,1 csillagászati egység naptávolságban a 18 magnitúdós, 0,4 ívperces átmérőjű kóma alapján 500 kg/s portermelési ráta volt becsülhető (Fulle és mtsai. 1998). Davies és mtsai. (1997) 7,0 csillagászati egység naptávolságban mutatták ki a vízjég közeli infravörös abszorpcióját; ebben az időben az aktivitás motorja a CO szublimációja volt (Biver és mtsai. 1997, Weaver és mtsai. 1997). A perihéliumhoz (0,9 csillagászati egység) közeledve (5.1. ábra) a CO-dominált aktivitás víz-szublimáció által hajtott aktivitásba fordult át, a napközelpont környékén mutatott 10³¹ mol/s víz szublimációs ráta és 10⁶ kg/s portermelés (Jewitt és Matthews 1999) az üstökösök világában előzmények nélküli erősségű aktivitást fémjeleztek. A perihélium utáni aktivitási ráták hasonlóan magasak voltak, mint a perihélium előttiek (Capria és mtsai. 2002), amely jelentős kései aktivitást jósolt.

Megfigyeléseink alapján az üstököst valóban aktív állapotban találtuk 25,7 csillagászati egység távolságban, majd 2009-es archív HST és 2010-es, 2011-es ESO (MPG, VLT) méréseink alapján megerősítettük az aktivitás megszűntét (5.2. ábra). E megfigyelések után a Hale–Bopp-

dc_493_12 AZ ÜSTÖKÖSAKTIVITÁS HATARA A NAPRENDSZERBEN



5.2. ábra. A Hale–Bopp-üstökös perihélium utáni fénygörbéje. ICQ adatok (nyitott körök), saját mérések (satírozott körök). Összehasonlításképpen a naptávolban legaktívabb üstökösök fényességmenete (szürke szimbólumok). Kék vonalallal jelöltem a Capria és mtsai. (2002) által számított fényességmenetet a CO-aktivitás időszakára; piros vonallal mutatom be egy 37 km méretű, 8,5% albedójú inaktív üstökösmag várható fényességét, ha az a Hale–Bopp pályáján mozog.

	5.1. táblázat.	A Hale–Bopp-üstökös	pályaelemei és az	expozíciók adatai 2007-ben
--	----------------	---------------------	-------------------	----------------------------

Date (UT)	RA	Dec	$\lambda [^{\circ}]$	β [°]	R [AU]	Δ [AU]	E [°]	$\alpha [^{\circ}]$	V exp (s)	S(11)	R exp (s)	S(11)
2007-Oct-20	04 11 58.98	-862728.7	280.76	-70.31	25.75	25.86	82.69	2.20		—	9×240	2.5
2007-Oct-21	04 09 56.22	-862846.5	280.76	-70.31	25.76	25.87	82.37	2.20	9×240	2.0	9×240	2.1
2007-Oct-22	04 07 53.57	-863004.2	280.76	-70.31	25.77	25.88	81.98	2.20	_		9×240	2.2

üstököst illeti meg a legnagyobb naptávolságban aktivitást mutató üstökös, és a legnagyobb naptávolságban megfigyelt inaktív üstökösmag címe is. Az alábbiakban időrendben tekintem át a 2007–2011 közötti időszakban készült megfigyelések eredményét.

5.0.3. A Hale–Bopp-üstökös aktivitása 25,7 csillagászati egység naptávolságban

A Hale–Bopp-üstökösről először 2007. október 20–22-én készítettünk VR szűrős képeket az ausztráliai Siding Spring obszervatórium 2,3 méteres ANU teleszkópjával, szűrőnként 9×240 másodperc expozícióval. A 2×2-es binnelésű képek felbontása 0,67 ívmásodperc/pixel volt, a seeing 2,0–2,5 ívmásodperc (5.3. ábra).

A képeket a standard eljárásnak megfelelően dark-, flat- és fringe-korrigáltam. A képeket a csillagmezőre és a mozgó üstökösre külön-külön összetoltam, így a csillagra vezetett képek csillagprofiljait olyan üstököskép intenzitásviszonyaival vethettem össze, amelyen az üstökös mozgása miatti elmozdulás 0,5 pixel értékűnél kisebb volt.

Fotometria

A kóma portartalmát elsősorban az R és I sávokban mért fotometriai adatok alapján szokás becsülni, mert ezekben a sávokban általában nem jelenik meg jelentős gáz emisszió. Képeinken az üstököst 14 ívmásodperc átmérőjű apertúrával mértem ki, és az SA 98 mező (Landolt

dc_493_12 Az ustökösaktivitás határa a naprendszerben



5.3. ábra. A Hale–Bopp-üstökös a 2,3 méteres SSO/ANU távcsővel. Balra: a kóma kiterjedt volta a csillagprofilokhoz képest ránézésre is nyilvánvaló. Jobbra: a kóma szerkezete R (vörös színezésű képek) és V (zöld színezésű kép) szűrőkkel a fejlécben jelzett éjszakákon észlelve.

1992) alapján transzformáltam. Az üstökös kis sebességű sajátmozgása miatt az összes éjszakán ugyanazt a csillagmezőt és ugyanazokat a lokális összehasonlítókat tudtam használni. A fotometriai éjszakán (2007. október 21.) az üstökös fényessége $V = 20^m_{,}70\pm0.10$, $R_C = 20^m_{,}04\pm0.10$ volt, a hibák elsősorban az üstökös nagy (1,72) levegőtömegének eredménye. Az üstökös portartalmát jellemző $Af\rho$ értéke 300 m értékűnek adódott, amely – összehasonlításul – kétszer nagyobb, mint a 29P/Schwassmann–Wachmann-üstökös kitörései alkalmával mért érték (pl. Szabó és mtsai. 2002).

Morfológia

Az üstökös rendhagyó, lapos fényességprofilú kómát mutatott, amelyben a mag nem volt külön detektálható. A kóma égi vetületének kiterjedése elérte a 140000 km átmérőt. A megfigyelt összfényesség albedo×felület= $a_R C$ értékbe konvertálható, ahol a_R az R sávban mért albedó, Ca por teljes szórási keresztmettszete. A megfelelő formula:

$$a_R C = \frac{2,22 \times 10^{22} \pi R^2 \Delta^2 10^{0,4(m_{\odot} - m_{\rm comet})}}{10^{-0,4\alpha\beta}},\tag{5.1}$$

ahol $m_{\odot} = -27$, 11, a Nap látszó R_C fényessége, a β fáziskorrekciós tag értékét pedig általában 0,04-nek szokták venni. A mért fényesség behelyettesítésével $a_R C \approx 4300$ km² értéket kapunk, amely jóval meghaladja az üstökös magjának vélelmezhető $a_R C$ értékét, a fényességprofiltól függetlenül is bizonyítva, hogy az üstökös mért fényessége legnagyobbrészt a kómából származott. A képek fluxuskalibrációja után a kóma lokális felületi fényesség értékeiből a por f kitöltési tényezőjének radiális eloszlására következtethetünk:

$$a_R f = \frac{1,34 \times 10^{17} R^2 10^{0,4(m_{\odot} - \mu)}}{10^{-0,4\alpha\beta}}.$$
(5.2)

Ez a mennyiség megadja, hogy a lokális felületi fényesség hogyan aránylik egy teljesen tükröző, egybefüggő felület várható fényességéhez az adott naptávolságban. A belső kóma intenzitásmaximuma 20,^m3 magnitúdó/ívmásodperc értékű volt, ami megfelel $a_R f \approx 9 \times 10^{-6}$

dc_493_12 Az ÜSTÖKÖSAKTIVITÁS HATARA A NAPRENDSZERBEN



5.4. ábra. Balra: a kóma fényességprofilja (egyedi pontok) a látómező magányos csillagaiból számított sztelláris fényességprofillal (szaggatott vonal) összevetve. Jobbra: a Hale-Bopp nukleusz adataival számolt összefüggés a kóma várható hőmérséklete és a rá eső besugárzás között. A jobb oldali tengely a besugárzást az üstökös naptávolságára számítva adja meg.

??

értéknek. A kóma lapos profilját jellemzi, hogy $a_R f$ 70000 km sugáron belül végig 10^{-6} érték fölött maradt.

Az aktivitás jellemzése

A Hale–Bopp-üstökös 2007-es megfigyelései egybevágnak a CO-szublimáció által hajtott aktivitásra vonatkozó jóslatokkal. Fernández (2005) alapján felírhatjuk az elnyelt és kisugárzott hő, valamint a szublimációs hő egyensúlyát a következőképpen:

$$\frac{F_{\odot}}{R^2}\pi r^2 = 4\pi r^2 \sigma T^2 + 4\pi r^2 f\zeta(T)l_s,$$
(5.3)

ahol r a mag sugara, T a hőmérséklet, f < 1 az aktív területek aránya a felszínen, $\zeta(T)$ a gáztermelési ráta molekula/m²/s egységben, és l_s egyetlen molekula szublimációs energiája. Mind a CO molekulákhoz, mind a vízmolekulákhoz tapadt CO molekulák nagy naptávolságig képesek szublimálni, mert szublimációs energiájuk kicsi. A CO zárványoktól eltekintve a CO gáz vízjégre tapad, ez esetben $l_s = 10^{-20}$ J/molekula (Delsemme 1982), és $\log \zeta(T) \approx 755, 7/T - 35, 02$ (Mukai és mtsai. 2001). Ezen adatokkal megrajzolhatjuk a mag szublimációból adódó hőveszteségét a felszín hőmérsékletének és az aktív területek arányának függvényében (??. ábra jobb panel).

Az egyensúly megoldásából adódik, hogy 25,7 csillagászati egység távolságban a szabadon szublimáló CO jégtömb egyensúlyi hőmérséklete 48,0 K, valamivel kevesebb, mint az abszolút fekete test egyensúlyi hőmérséklete (54,8 K), mivel a szublimáció hőt von el. A számított szublimációs ráta 2×10^{19} molekula/m²/s, amely megfelel $Q(CO) = 4\pi r^2 \zeta(T) = 2,1 \times 10^{20} r^2$ molekula/s anyagtermelési rátának. Ha az aktív területek a felszín 1%-át borítják, az egyensúlyi hőmérséklet 53,1 K, $\zeta(T) = 6,2 \times 10^{20}$ molekula/s/m², $Q(CO) = 8 \times 10^{19} r^2$ molekula/s. Az anyagtermelési ráta tehát az aktív területek arányától csak kis mértékben függ, ezért az f = 0,01 föltételezés várhatóan nagyjából helyes eredményre vezet. A gáz az egyensúlyhoz tartozó Maxwell-eloszlásból számíthatóan $u_q = \sqrt{3kT/m_{CO}} = 210$ m/s sebességgel áramlik

kifelé, amely az apró porszemeket még magával tudja ragadni. A gáz impulzusától származó, porra ható erő $F_D = \pi a^2 u_g \zeta(T) m_{\rm CO}$, ahol *a* a porszemcsék sugara. A porszemcséket a gáz magával ragadja, ha ez az erő legyőzi a gravitációs erőt, $F_D > F_G = (4\pi/3)^2 G \rho_n \rho_p a^3 r$, ahol ρ_n és ρ_p az üstökösmag és a porszemcsék sűrűsége. Ebből kiszámítható a legnagyobb még fölragadható porszemcsék mérete,

$$a_{\max} = \frac{9}{16\pi} \frac{u_g \zeta(T) m_{\rm CO}}{\rho_n \rho_p G r}.$$
(5.4)

Nagyságrendi becsléshez föltételezhetjük, hogy $\rho_n = 1000 \text{ kg/m}^3$ (Capria et al. 2002), $\rho_p = 2500 \text{ kg/m}^3$, r = 15 km (Meech et al. 2004), ez alapján $a_{max} \approx 100 \mu \text{m}$, $Q(CO) \approx 1.7 \times 10^{28}/\text{s} = 790 \text{ kg/s}$.

Egy részletes modellezés segítségével (a felszínen főleg víz található, nem vízre tapadt CO; a CO nagy része zárványokban van jelen; a kristályosodási hő belűről fűti az üstökösmagot; a mag forgását is figyelembe kell venni) Capria és mtsai. (2002) jóslata szerint a 25 csillagászati egység távolságban várható aktivitási ráta $Q(CO) = 5 \times 10^{27}$ molekula/s, amely megfelel 230 kg/s rátának. Feltételezve, hogy a por/gáz arány továbbra is magas, mint a Hale–Bopp nap-közelsége során mindig, nagyságrendileg 1–10 értékeket föltételezve a teljes portermelési ráta 230 és 2300 kg/s között becsülhető. Ez konzisztens a 2007. októberi megfigyelésekkel. Ugyanis például Q = 500 kg/s portermelési rátát, 2000 kg/m³ sűrűséget és $d = 1 \ \mu m$ átmérőjű port feltételezve (egy porszem tömege tehát $m = 2 \cdot 10^{-15}$ kg), másodpercenként $Qd^2/m = 0.25$ km²/s porfelület termelésével számolhatunk. Ez, 5% albedót feltételezve, másodpercenként 12 000 m^2 ártéket 5 nap alatt képes előállítani. Valóban, ha a gáz és az általa elragadott por 210 m/s sebességgel áramlik a kómában, az anyag 5 nap alatt 90 000 km távolságot képes megtenni, ami konzisztens a kóma megfigyelt kiterjedésével.

5.0.4. A Hale-Bopp-üstökös magja 30,7 csillagászati egység naptávolságban

2010. december 4-én a chilei ESO MPG 2,2 méteres távcsővel végeztünk szervíz üzemmódban észlelést a 30,7 csillagászati egység naptávolságban járó üstökösről. A mérések elsődleges célja az volt, hogy a mag aktuális állapotának felderítésével megalapozzon egy 6 órás megfigyelési programot a 8 m-es Very Large Telescope-ra (amit 2011-ben sikeresen meg is nyertünk kompetitív pályázati rendszerben). Eredményeink alapján az üstökös kinézete drasztikusan megváltozott 2007 óta, az összfényesség 3 magnitúdót csökkent, a csillagszerű megjelenés pedig arra utal, hogy az üstökös aktivitása 2011-re leállt. Ez alátámasztotta, hogy a VLT megfigyelésekkel sikerül közvetlenül az üstökösmagot megfigyelni, megfelelő fotometriai pontossággal ahhoz, hogy a felszín sajátosságait is jellemezni tudjuk.

Az ESO MPG távcsővel 26×180 másodperc expozíciót készíettünk, a képskála 0,24"/pixel volt. A seeing a nagy levegőtömeg miatt ismét relatíve kedvezőtlen, 1,9" értékű volt az észlelések alatt. A 5.5. ábrán mutatom be az üstökös mozgására összeadott képeket, 5:41–6:48 UT (bal panel) és 7:08–8:10 (jobb panel) között. Az üstökös elmozdulása nyilvánvaló.

dc_493_12 AZ ÜSTÖKÖSAKTIVITÁS HATARA A NAPRENDSZERBEN



5.5. ábra. A Hale–Bopp-üstökös 2010. december 4-én az ESO MPG 2,2 méteres távcsővel, R szűrővel.



5.6. ábra. Asztrometriai és fotometriai hibák becslése a Hale–Bopp-üstökös detektálásához. Az ellipszissel megjelölt területen az IRAF ADDSTAR parancsával mesterséges csillagokat hoztam létre, amelyek fluxusa megegyezett a Hale–Bopp-üstökösével. A műcsillagok fotometriai és asztrometriai kimérésével megállapítható a mérések pontossága, az üstökös adatainak kiértékelésekor az így számított hibákat tételeztem föl.

Fotometria

Az észlelések alatt az ég fátyolfelhős volt, így lokális összehasonlítók használatára volt szükség. A látómező csillagainak fényességértékét kétféle módszerrel becsültem, amelyek konzisztens eredményeket adtak. Az USNO–B katalógusból előkeresve a környező csillagmezők Rfényességét, a magnitúdóskála zéruspontját 24,45±0,05 magnitúdóban tudtam meghatározni. A másik módszer szerint a látómező 15 csillagát választottam ki, amelyeknek 2MASS *JHK* megfigyelése föllelhető a katalógusokban. A *JHK* fényességekből R fényesség transzformációjára módszert nem találtam, ezért Bilir (2008) módszeréhez hasonlóan jártam el (az idézett munka SDSS *gri* színek becslésére ad 2MASS-fotometria alapú formulákat). A Landolt (1992) katalógusból kigyűjtöttem azokat a csillagokat, amelyeknek 2MASS megfigyelése is rendelkezésre áll, és a Landolt-katalógus R fényességeit a *JHK* fényességek lineáris kombinációjával állítottam elő. Az illesztésbe – az eloszlások fölrajzolása után – a K > 13, J - K < 0,4 feltételnek eleget tevő csillagokat vontam be; a színre vonatkozó feltételt az indokolja, hogy az (R - J)-(J - K) kétszíndiagram szórása vörösebb csillagokra jelentősen növekedni kezdett. Az illesztés eredménye alapján,

$$R_C = J - 0.766(J - H) + 2.364(J - K) + 0.213 \pm 0.055,$$
(5.5)



5.7. ábra. A Hale–Bopp-üstökös fényességprofilja (pontok) nem különbözik a csillagok fényességprofiljától (szaggatott vonal).

a J-K < 0,4 színindexű csillagokat figyelembe véve. A Hale–Bopp látómezejében kiválasztott 15 csillag 2MASS-alapú transzformációja alapján a zéruspont $24,42 \pm 0,06$ magnitúdónak adódott. A két független módszer alapján végül a zéruspontot 24,43 magnitúdóban rögzítettem, amely hibán belüli egyezésben van a mérésre használt WFI #6 chip szokásos zéruspontjával (24,4–24,6 magnitúdó a zenitben a légköri állapotoktól függően) és a rendszerint 0,07–0,12 közötti *R* extinkciós koefficienssel.

Az üstököst és az összehasonlító csillagokat 2,9*n* sugarú apertúrában mértem ki, amely a seeing mintegy másfélszerese. Ez az apertúra a csillagfény hozzávetőlegesen 85%-át tartalmazza, és közel áll az optimális jel/zaj viszonyt adó apertúrához (Szabó és mtsai. 2001). A fotometria teljes fotonzaja 0,08 magnitúdó (a jel fotonzaja és a háttér fotonzaja kétszer, négyzetesen összegezve). Pesszimistán becsülve a fotometria és a zéruspontok hibáját is, a fotometriára végül 0,2 magnitúdó hibát fogadtam el, az üstökös fényességét pedig $R = 23,3\pm0,02$ magnitúdóban állapítottam meg.

Morfológia

Az üstökösmag környezetének radiális felületifényesség-eloszlását kiszámítottam, és egybevetettem a látómező csillagainak fényességeloszlásával. A két profilt teljesen egyezőnek találtam, amiből következik, hogy a detektált jel csak az üstökösmagot, vagy legföljebb nagyon ritka kómából adódó járulékot tartalmaz. A kóma felületi fényességének fölső korlátját – a mérés hibáinak figyelembe vételével – 26,5 magnitúdóban állapítottam meg, föltételezve, hogy a hipotetikus kóma 2,5^{*t*} méretű. Az a_RC érték 485 km² értékűnek adódott, kilencszer kisebbnek, mint 2007-ben, ismét megerősítve, hogy az üstökös aktivitása leállt, de legalábbis nagyságrendet meghaladó mértékben lecsökkent 2007 óta.

dc_493_12 Az üstökösaktivitás hatara a naprendszerben



5.8. ábra. A Hale–Bopp-üstökös 2011. október 5-én, 23-án és 25-én a VLT-vel (hamisszínes kép V RI szűrőkkel).

Következtetések

A mag detektált fényessége összeegyeztethetetlen azzal a föltételezéssel, hogy egy, a korábban publikált paramétereknek megfelelő üstökösmagot látunk, amelynek egyáltalán nincs kómája. Az üstökösökre jellemző, $a_R = 4\%$ albedó föltételezésével ugyanis a keresztmetszet C = 12000 km² értékűnek adódik, amely kb. 62 km sugarú üstökösmagra utal. Perihélium előtt azonban 30–35 km közötti sugárban állapították meg a mag méretét, több különböző módszerrel (pl. az üstökös aktív állapotának HST megfigyelésével és kóma modell levonásával, Weaver és Lamy 1997, Fernández 2003, Lamy és mtsai. 2004), szintén 4-5% értékű albedót feltételezve. Ezért cikkünk végkövetkeztetéseként az alábbi három lehetőség egyikét tartottuk valószínűnek:

- 1. A Hale–Bopp a Naptól 30,7 csillagászati egység távolságban is mutatott alacsony szintű aktivitást;
- 2. A Hale–Bopp magja jóval nagyobb, mint a korábbi megfigyelések alapján becsülték;
- 3. A Hale–Bopp perihélium utáni albedója nagyobb, mint az átlagos üstökösöké, 30 km sugarat föltételezve kb. 13%.

2011 során további megfigyeléseket végeztünk (5.8. ábra) és megfigyelési adatokat gyűjtöttünk, hogy a fönti 3 lehetőségből kiválaszthassuk a leginkább valószínűt. Alább részletezendő, közlés alatt álló eredményeink szerint a Hale–Bopp 2009-es HST felvételeken is inaktívnak, viszont az MPG mérésekkel összhangban, a várakozásoknál fényesebbnek mutatkozott. Ez az archív megfigyelés az (1) pontban megfogalmazott kései aktivitás esélyét minimálisra csökkenti. Szintén 2010 során készült Herschel űrtávcsöves mérések alapján a mag sugara 37 km, jó egyezésben a perihélium előtti meghatározásokkal. A két megfigyelés együttesen azt valószínűsíti, hogy a Hale–Bopp albedója a perihélium után 8–9% körüli lehetett, jóval nagyobb, mint bármely más ismert üstökös esetén. A nyitott kérdések lezárásának valószínű irányát megfogalmazandó, alább e megfigyeléseket összegzem röviden, amelyek közlése jelenleg előrehaladott állapotban áll. dc_493_12 *az Ustökösaktivitás határa a naprendszerben*



5.9. ábra. Fölső panelek: Hale–Bopp-üstökös fényességprofilja a HST-vel 2009-ben (balra) és a VLT-vel 2011ben (jobbra). A reziduálok eloszlásán vonalak jelzik a kóma fényességének fölső korlátját. Lent: a VLT mérések fotometriája 11,35 órás rotációs periódussal fázisdiagramba rendezve. A szimmetrikus alak föltételezése miatt a méréseket 0,5 rotációs fázissal eltolva is ábrázoltam (korong nélküli szimbólumok).

Aktivitás utáni mérések a HST-vel és a VLT-vel

A publikus HST mérések archívumában találhatunk 2009-ből egy megfigyelést (Investigating the Early Solar System with Distant Comet Nuclei, HST PEP 11972, PI: Karen J Meech, 5.9. ábra jobb fölső panel), amelyen a Hale–Bopp-üstökös már inaktívnak mutatkozik, 28,0 csillagászati egységre a Naptól. Az üstökös mért *V* fényessége 23,82 magnitúdó, amely megfelel $V(1,1,\alpha = 2^{\circ}) = 9,33$ magnitúdó abszolút fényességnek; a kóma fényességére adható fölső korlát 25,8 magnitúdó/". 37 km méretet föltételezve e mérésből a mag albedójára 7,8±0,8 adódik. 2011. október 5., 23. és 25. éjszakáján a VLT segítségével, 6 órás együttes expozícióval további méréseket készítettünk az üstökösről, $V = 24,20 \pm 0,10$, $R = 23,72 \pm 0,10$, $I = 23,39 \pm 0,10$ fényességértékeket állapítva meg. Az összes kép összegén sem detektáltunk kómát, a kóma felületi fényességére adható fölső korlát ekkor 28,0 magnitúdó/" volt (5.8. ábra jobb panel). A színindexek (V - R = 0,48, V - I = 0,81) szoláris korrekciója után a mag spektruma lineáris, nagyon enyhén vörösödött, $S = 4 \pm 4\%$ meredekséggel.

A VLT mérési sorozatban a mag fényességének szórása nagyobb, mint a mérések hibája. Az adatokat a mag ismert forgási periódusának (11,35 óra; Licandro és mtsai. 1998) megfelelően fázisdiagramba rendezve megállapítható, hogy a fényváltozás összhangban áll egy forgó test fényességváltozásával (5.8. ábra alsó panel). A fényváltozást illesztettem olyan forgási ellipszoidok fényességváltozásával, amelyek forgástengelyére merőlegesen látunk rá; a legjobb illeszkedést a/b = 1,72 tengelyarány föltételezésével értem el. Ha a forgástengelyre szögben látunk rá, az alak elnyúltsága ennél nagyobb lehet. Hasonlóan elnyúlt üstökösmagokat találunk az eddig űrszondával vizsgált üstökösmagok felének esetében: ezek az objektumok (zárójelben az a/b elnyúltságok értékei) az 1P/Halley (a/b = 2,0), 17P/Borrelly (a/b = 2,5; e két üstökös esetében l. Hsieh és mtsai., 2009) és a 103P/Hartley 2 (3,38; A'Hearn és mtsai., 2011).

A mag vélelmezett elnyúltsága elégséges módon magyarázza a fotometriai mérések (2009, HST; 2010; MPG; 2011, VLT) eredményeinek eltérését, hiszen egyszer a csúcsa felől, másszor oldalról láthatunk rá ugyanarra az égitestre. A mag átlagos fényessége alapján 8–9% albedóra következtethetünk, amely az üstökösök esetében kiugró érték. (Az albedó számításában kihasználtam Pál András és Kiss Csaba eredményeit, akik a Hale–Bopp magjának 2010 nyarán történt Herschel-megfigyeléséből 37 km átlagos átmérőt számítottak.)

A mag perihélium előtti albedóját 4–5% értékűnek becsülve jutottak a perihélium előtti méretmeghatározások a Herschel-méréshez hasonló, 30–35 km-es mérethez. Ez arra utal, hogy a méréseket újra kiértékelve, és 37 km-es közepes sugarat föltételezve, a perihélum előtti albedót 3% körüli értékben állapíthatjuk meg. A HST archívumban két mérést találtam, amely az ismételt analízisre alkalmas volt: ezek 1995. október 23-án és 1996. május 20-án készültek. A fotometriához 3 pixel méretű apertúrát használtam. A fluxus meghatározásának kulcslépése, hogy megbecsüljük: a kóma apertúrán belüli részéből mennyi fény származik, vagyis mennyi a szilárd nukleuszról visszaszórt fény. Ehhez a modell kómák levonásának standard módszerét követtem (Lamy és mtsai. 1998). Következtetésem szerint a kóma kontamináció 65% (1995. 10. 23.) és 85% (1996. 05. 20.) értékű volt a két HST mérés alkalmával; ennek figyelembevételével határoztam meg a mag abszolút fényességét a perihélium előtt, amelyeket összevetettem a perihélium utáni értékekkel (5.2. tábzálat).

5.2. táblázat. A Hale–Bopp-üstökös fotometriája a perihélium előtt és után. A zárójelek az utolsó számjegyek hibáit tüntetik föl. Az utolsó oszlop az albedó értékét mutatja, 37 km sugár feltételezésével. A perihélium utána az albedó értéke jelentősen megnövekedett. Az aktivitás értékénél feltüntetett felületi fényességek teljesen csillagszerű profilra utalnak, a megadott felületi fényességű felület detektálásához még elegendő jel/zaj viszonyú képeken.

Dátum	R	Δ	α		aktivitás	f	ényeség	albedó
1995.10.23	6.36	6.71	8.1	HST	aktív	R=18.10(20)	$R_{(1,1,\alpha=2)}=9.55(30)$	3.6±1.0
1996.05.20	4.36	3.69	10.8	HST	aktív	R=15.73(30)	$R_{(1,1,\alpha=2)}=9.70(40)$	3.1±1.3
2009.09.08	28.00	28.14	2.1	HST	< 25.8 mag/arcs 2	V=23.82(11)	$V_{(1,1,\alpha=2)}=9.33(11)$	7.4±0.8
2010.06.10	31.45	31.12	1.8	Herschel	inaktív	b=1.08(16) mJy		
						r<0.45 mJy		
2010.12.04	30.68	31.00	1.7	MPG	< 26.5 mag/arcs 2	R=23.30(20)	$R_{(1,1,\alpha=2)}=8.50(20)$	9.4±1.9
2011.10.23	32.00	32.13	1.8	VLT	< 28.0 mag/arcs 2	V=24.20(10)	$V_{(1,1,\alpha=2)}=9.14(10)$	8.0±0.9
						R=23.72(10)	$R(1, 1, \alpha=2) = 8.66(10)$	8.1±0.9
						I=23.39(10)	$I(1, 1, \alpha=2)=8.33(10)$	8.2±0.9

Ez az összehasonlítás fölveti annak lehetőségét, hogy a Hale–Bopp nukleusz albedója ténylegesen megnövekedett a láthatóság végére valamilyen folyamaton keresztül (Szabó és mtsai. 2011, Szabó és mtsai 2012). Erre egy lehetséges jelölt, a TNO égitestekhez mintegy analóg módon, hogy friss jég jelent meg az üstökös felszínén az aktivitás vége felé, ballasztikus redepozíció és/vagy jég kondenzálódás útján. E folyamatban dér képződését tételeztük föl a kómában, amely az aktivitás utolsó szakaszában termelődő porra kondenzálódott jég szemcsékből áll. A nagy méretű mag gravitációja miatt a szökési sebesség számottevő (10–13 m/s a csúcsokon és az oldalakon; 1 g/cm³ sűrűséget feltételezve), hasonló nagyságrendben van, mint a gáz kiáramlás termikus sebessége (88 m/s); emiatt a jeges kondenzátumok egy része visszahullhat a felszínre. Egzakt számítások szerint (Jewitt 2002) egy Hale–Bopp-méretű üstökösmagra, 31 csillagászati egységre a Naptól, a kidobott szilárd anyag 2–3%-a hullik vissza. Ha a kidobott kondenzációs magvak túlhűtött gázkómában haladnak, jeges szemcsék képződnek – a dérképződés analógiájára – a kómában; ezt a folyamatot a 103P/Hartley-2 üstökös esetében az EPOXI űrszonda közvetlenül megfigyelte (A'Hearn és mtsai. 2011). A Hale–Bopp esetében a Jewitt és mtsai. (2002) alapján becsülhető visszahullási ráta elegendő ahhoz, hogy már néhány nap alatt is számottevő dér-réteg alakuljon ki az égitest felszínén, ami a dér-képződési interpretációt plauzibilissé teszi.

6. fejezet

Exobolygók holdjainak detektálhatósága a Kepler űrtávcsővel és földi mérésekben

A Hold földi hatásai rendkívül szerteágazóak mind a Föld forgására, légkörére, mind az élővilágra vonatkozóan (összefoglalást l. pl. Comins 1993). A hatások közül egy, a Föld forgástengelyének stabilizálása (Laskar, 1993) talán ezek közül a legfontosabb, amely nélkül a forgástengely 0–85° inklináció között változna, és olyan klimatikus viszonyokat eredményezne, amely mellett az élet kialakulása nehezen elképzelhető.

Az exobolygók fölfedezése után hamarosan felvetődött, hogy a lakhatósági zónában keringő óriásbolygók holdjai alkalmasak lehetnek valamilyen életforma kifejlődésére is (Williams és mtsai. 1997, 2002), és ebben az időben már a holdak stabilitása is vizsgálat tárgyát képezte. Kiderült, hogy a nagy tömegű holdakat az árapályerők rövid idő alatt eltávolíthatják a rendszerből (Barnes és O'Brien, 2002), míg a Hill-sugár felénél kijjebb keringő kísérő sem lehet stabil hosszú időskálán (néhány milliárd év egyes esetekben, Domingos és mtsai., 2006).

Az ezredfordulóra két módszert dolgoztak ki, amellyel exobolygók holdjait ki lehet mutatni. Sartoretti & Schenider (1999), valamint Deeg (2002) az exoholdak dinamikai hatását vizsgálta a keringő bolygóra, ami miatt a bolygó tranzit időpontjai a periódikus esettől kis mértékben eltérnek. A hold kimutatását e változások megfigyelésével javasolták. Bastian (2000) az óriásbolygók rádióspektrumában számította ki egy Io-szerű hold ciklotronsugárzását, amely segítségével a hold azonosítható.

Ezen előzmények után, Dr. Szatmáry Károly javaslatára kezdtünk hallgatómmal (később PhD hallgatómmal), Simon Attilával exobolygók holdjaival foglalkozni, aki PhD dolgozatát e tárgykörből írta.¹

Az "exomoon" terminust először 2005. augusztus 28-án használtam a Harvard CfA Stellar Seminarján tartott előadásomban. (Az elnevezés mára általánosan elterjedt; ezzel párhu-

¹E szubjektív bevezető célja részben az, hogy saját munkásságom elkülöníthetővé váljon.

zamosan indult pezsgésnek az exoholdak tudományterülete.) Ebben az előadásban a *Kepler* űrtávcső által várhatóan detektálható bolygó-hold rendszerek paramétertérben való feltérképezéssel foglalkoztam. Az eredeti tervek szerint két különböző módon terveztem becsülni a várható tranzitidőpont-eltolódás nagyságát:

- Sartoretti & Schneider (1999) analitikus képletével, közvetlenül a hold relatív tömegét és pályasugarát felhasználva; valamint
- A bolygót és a holdat tartalmazó, egyenközűen mintavételezett és zajosított fénygörbék analízisével, a tranzitok középidejét mintagörbék illesztésének segítségével meghatározva.

Meglepetésemre a két módszer teljesen eltérő eredményekre vezetett. A két módszer eltérése esetenként ötszörös faktort jelentett, és külön kiemelendő, hogy pont ellentétesen viselkedtek: a szimulált fénygörbe analízise pont ellenkező jelű effektust mutatott, mint a dinamikai modell. Ennek oka az volt, hogy a hold fotometriai hatásai (amelyek a relatív sugár négyzetével skálázódnak) felülmúlják a dinamikai hatást (amelyek a relatív sugár köbével skálázódnak). Ez akkor is így van, ha a hold hatása az egyedi pontokban, vagy az egyedi fénygörbékben nem látható, az illesztés ugyanis az első ránézésre nem látható szisztematikus tagokat képes mérhető szintre erősíteni. Lényegében tehát a Sartoretti és Schneider (1999)–féle modell téves leegyszerűsítésen alapszik, és revízióra szorult.

Mivel a detektálási határ alatti fluxusú hold hatása az illesztésre nehezen ragadható meg, a tranzitok középidejét újradefiniáltam egy olyan robosztus formulával, amelyet a valószínűségeloszlások mintájára alkottam meg:

$$\tau = \frac{\sum_{fedés} \Delta \mathfrak{m}_i \mathfrak{t}_i}{\sum_{fedés} \Delta \mathfrak{m}_i},\tag{6.1}$$

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.)

E formula akkor használható joggal, ha a fénygörbénk egyenletes mintavételezésű – ez a *Kepler*-adatok esetében például általában megvalósul – vagy az adatok egyenletes módon újramintavételezhetőek. A kiértékelés *parametrikus bootstrap* stratégiát követ: nagy számú, szimulált, mintavételezett és zajosított nulla-jelekből (szigorúan periodikus tranzitokból) álló adatsor segítségével megállapítom a véletlen zajokból eredő szórás eloszlását a számított *TTV*-ben, majd a valós mérés (avagy jelet tartalmazó szimulált mérés) *TTV* értékét összevetem azzal, amit nulla jel alapján várnánk. Az összevetés azonnal a detektáláshoz rendelhető legnagyobb konfidenciaszintet adja vissza (Szabó és mtsai. 2006). Eredményeinket – miszerint a *Kepler* képes Föld-méretű exoholdak detektálására – később független kutatócsoporti is megerősítette (Kipping, 2010).

2006 folyamán az új módszert parametrikusan is újrafogalmaztuk, és levezettünk egy módszert, amellyel a majdani mérés kiértékelésekor az exohold sugarát és tömegét (sűrűségét) lehet becsülni (Simon és mtsai. 2007). A módszer figyelembe vételével, több paraméter bevezetésével az analitikus formalizmus további fejlődésen ment keresztül az utóbbi években (Kipping és mtsai. 2009ab, Kipping és mtsai. 2009).

Szintén ekkor kezdődött a bolygók és holdak tranzit fénygörbéit számító szimulátor programozása, amely azóta az exobolygókkal kapcsolatos kutatásaink egyik legfontosabb segédeszköze (Simon és mtsai. 2009). Korábban ugyanis nem készítettek szimulált mérést, ez okozta pl. a Sartoretti és Schneider (1999)-féle módszer alapvető hibáját is. A szimulátor algoritmusának csontváza azon az egyszerű, tranzitokat képszerűen szimuláló majd a csillagkorong fényét integráló algoritmuson alapszik, amelyet még 2005-ben készítettem a Harvard-előadás ábráinak elkészítéséhez. Hat év folyamatos fejlesztés után Simon Attila 2010-ben bemutatta a szimulátort Obergurglban, az ESF exobolygós konferenciáján, azóta hasonló elven működő szimulátorok máshol is megjelentek (Kipping, 2011).

2012 februárjában alakult meg a Hunt for Exomoons with Kepler csoport, amely a Kepler mérései alapján keres exoholdakat (Kipping és mtsai. 2012). Szintén 2012 februárjában jelentették a Ria Novosztyi hírügynökségnek A. Devyatkin és munkatársai, hogy exoholdra utaló jelenséget detektáltak a WASP-12 rendszerben, azonban tudományos fórumon nem jelentek meg eredményükkel.

Bár exoholdat eddig még nem fedeztek föl, 2012 februárban nem várt jelenséget detektáltak, amely lehetséges, hogy kapcsolatban áll más naprendszerek exoholdjaival. Ekkor jelent meg Mamajek és mtsai. (2012) cikke a 1SWASP J140747.93-394542.6 csillagról, amelynek még 2007-ben figyelték meg egy nagy amplitúdójú elhalványodását, amelyet egy komplex rendszer tranzitja okozhatott. A megfigyeléseket úgy interpretálták, hogy egy nagyobb tömegű központi égitest körül figyelnek meg optikailag vastag gyűrűrendszert, amelynek külső pereme 25 millió km-re terjed - a fényváltozást lényegében a gyűrűrendszer okozza. A tranzitban lévő objektum magyarázatára két modellt állítottak föl:

- A kísérő rendszer központi égitestje egy barna törpe, és körülötte egy kialakuló bolygórendszer protoplanetáris korongját látjuk, amelyet már gyűrűkre tagolt a kialakult bolygók gravitációja; vagy
- A kísérő rendszer egy fiatal bolygóból áll, ami körül holdrendszer kialakulását láthatjuk.

További detektálási eljárások is megjelentek, úgy mint pulzárok jelének késése (Lewis és mtsai 2008), a tranzit időtartamának változása (Kipping 2009ab), a hold Rossiter-McLaughlin– effektusának kimutatása (Simon és mtsai 2010) illetve a "szórási csúcs" módszer (Szabó és mtsai. 2011, Simon és mtsai. 2012). Az exobolygós űrobszervatóriumok tervezésébe (PLATO, PlaVi) is bekerült a holdak vizsgálata; de exoholdak tudományterülete túlnőtt a szakcikkek világán, ma már 3D mozifilmen is találkozhatunk a témával (Pölönen és mtsai. 2012).

6.1. Exoholdak detektálhatósága a Kepler-úrtávcsővel

6.2. Föld–Hold típusú rendszerek

Az eredeti kérdés, amit 2005-ös előadásomban – még a *Kepler* tervezési szakaszában – kívántam körbejárni, ez volt: vajon képes a Kepler-űrtávcső felfedezni egy Föld–Hold párossal analóg hasonló rendszert egy Nap típusú csillag körül? A közvetlen detektálás, tehát a Hold hatására bekövetkező szisztematikus fénygörbe-torzulás nyilvánvalóan elveszik a zajban,² és sok mérés átlagolása sem segít, hiszen a Hold keringése miatt a torzulás mindig máshol jelentjezik. Ennek ellenére van lehetőségünk extraszoláris holdak felfedezésére a hold több perces időpont-eltolódást okozó effektusa révén. Ezt numerikus tesztekben mutattam ki.

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 megó: $\Delta \mathfrak{m} = -2.5 \log \frac{r_*^2 - r^2}{r_*^2}$). Az r sugarak helyébe a Föld, illetve a Hold értékeit behelyettesítve kapjuk a komponensek által okozott magnitúdócsökkenéseket. Mind a Föld, mind a Hold a közös középpont körül kering, és ezért tranzitidőpont-eltolódást mutat, amely könnyen kiszámolható módon -2.6 (Föld) és 224 (Hold) perc. A különböző előjel arra utal, hogy a két eltolódás egymással mindig ellentétes fázisban mutatkozik. Az egész rendszer 6.1 egyenlet alapján mérhető 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.

Ekkora eltolódás egy Föld-méretű bolygó tranzit időpontjábal elvileg kimutatható, azonban nehézséget okoz a konkrét geometriai helyzetek kis száma. Szimulációimban azt feltételeztem, hogy összesen 4 tranzitot mérhetünk ki a *Kepler* üzemideje alatt, és az esetek nagy részében nem valósul meg a lehetségeshez közeli értékű időpont-eltolódás *mindkét irányban*, és a megvalósuló teljes amplitúdó jóval alulmúlja a várható legnagyobb értéket. Ezekben a kevésbé szerencsés konfigurációkban nincs is esély a Hold kimutatására. Hogy a kedvező esetek pontosan milyen gyakorisággal valósulnak meg, arra készítettem egy szimulációt, amelyben a Hold keringési idejét 27–31 nap között randomizáltam, és 4–4 tranzit szimulált adatsorát állítottam elő, amelyeket a 6.1 egyenlet szerint kiértékeltem. Eredményeim szerint az esetek 20%-ban haladta meg a detektálható jel nagysága a mérés *bootstrap*-módszerrel megállapított zajszintjét: vagyis a *Kepler* 4 éves futamidő alatt a Föld–Hold rendszerhez analóg rendszerek 20%-át potenciálisan képes lehet fölfedezni. Ezt az eredményt szofisztikáltabb szimulációkkal, ismert *Kepler* zajkarakterisztikával, az operációs fázisban kvantitatív szinten megerősítette Kipping és mtsai. (2009).

6.2.1. Föld–Hold rendszerek detektálhatósága

A továbbiakban hasonló paraméterű rendszerekkel kísérleteztem annak eldöntése érdekében, hogy a fotometriai pontosság vagy a mintavételezés sűrűsége hordoz jelentősebb szerepet a

²Holdunk 0,0085 millimagnitúdóval járul hozzá a fényességcsökkenéshez, ami kisebb, mint a *Kepler*-fotometria fél óránként \approx 0,01, illetve percenként \approx 0,1 millimagnitúdós pontossága.



6.1. ábra. Az időpont-eltolódások bizonytalansága Föld–Hold típusú rendszerekben. Bal oldali panelek: az időeltolódás meghatározásának pontossága 1 σ szórás esetén a fotometriai hiba és a mintavételezési idő függvényében. Jobb oldali panelek: Ugyanaz, csak relatív hibákban. A pozitív detektálás határát (4 σ) a szaggatott vonal jelzi (Szabó és mtsai. 2006).

sikeres detektálásban. Az effektus erősítése érdekében a csillag méretét kissé csökkentettem: a 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 tesztekből azt a következtetést vontam le, hogy a sikeres holddetektálást főként a mintavételezési idő határozza meg. 0,1 millimagnitúdós pontosság és 1-2 perces mintavételezés esetén 4 σ feletti pozitív detektálást kapunk, míg 30 perces esetben nincs kimutatható rendszerünk. A 10-20 perces mintavétel pedig csak eléggé bizonytalan eredményeket szolgáltat (6.1. ábra).

6.3. További fedési rendszerek exoholddal

6.3.1. 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 3 σ 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 millimagnitúdóval (Kepler, CoRoT) és (ii) egy, a jövőben elérhető értékkel, amely egy nagyságrenddel jobb (0,01 millimagnitúdó).

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 nagynak kell lennie a pontos méréshez; míg második esetben a hold tömege összevethető a bolygójáéval, így mérhető (5–55 perc) TTV-effektust okozhat.



6.2. ábra. Kepler mérések szimulációja során 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. (Szabó és mtsai. 2006 alapján.)

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 színképtípusú csillag esetén is (6.2. 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 6.2. ábra középső panele egy másik fontos megkötést mutat a felfedezhető holdas rendszerekre nézve. A bolygó fél nagytengelyének elegendően nagynak 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 keringett a bolygójától 1 millió km-nél.

A 6.2. ábra jobb oldali panele 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 körülöttük a Hill-sugár, így a hold által okozott időpont-eltolódás nagysága a másodperces 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.

Bár a hold által okozott kis szisztematikus torzulások nem láthatóak az egyedi fénygörbében, mint láttuk, befolyásolják a tranzit időpontjának meghatározását. Láthatóvá tételüket viszont akadályozza az a tény, hogy mindig más fénygörbeszakaszon jelentkezik a torzulás, ami sok tranzit összeátlagolásakor elmosódik, a szokásos trendszűrés alkalmazása esetén pedig teljesen el is tűnik. Viszont a trendszűrés nélküli fénygörbékben megmarad a jel, a sok tranzitból megrajzolt fázisdiagramokon pedig a szórás lokális növekedéséhez vezet a hold helyzetének időszakos változása. PhD hallgatómmal, Simon Attilával ezért fogtunk 2010-ben olyan módszer kidolgozásába, amely ezt a stratégiát követi. S végrehajtandó lépések a következők (Szabó és mtsai. 2010):

- 1. Sok (legalább 100) fénygörbe tranzitjai alapján készítünk egy fázisdiagramot (6.3. ábra, bal 2. panel);
- 2. Nemparaméteres modellt készítünk az eredeti fázisdiagram csúszó mediánja alapján (6.3. ábra, bal 3. panel);
- 3. A modellt levonjuk a rendszer fázisdiagramjából (6.3. ábra, bal 4. panel);
- 4. A reziduálok szórását csúszó ablakban kiszámítjuk (6.3. ábra, bal 5. panel);
- 5. Teszteljük, hogy látunk-e olyan növekedést, amely a tranzithoz kötődve jelentkezik, és reprodukálódik (6.3. ábra, jobb panelek).

A módszer "vak" végrehajtását nem javasoltuk. Simon Attila vizsgálatai alapján ugyanis az érzékenységre erőteljesen kihat, hogy a 2. és 4. lépésekben milyen széles ablakokat használunk. Ugyanis ha a 2. pontban alkalmazott ablak túl széles, a túlsimított görbe miatt a belépő és kilépő oldalon jelentős szisztematikusok jelennek meg, amelyek egy hold hatását képesek utánozni; ha viszont nem elég széles az ablak, a mintagörbénk is zajos lesz. Ugyanígy a 4. pontban, a túl keskeny ablak zajos eredményre vezet, a túl széles ablak viszont elmossa a de-tektált jelet is.

Ezért az ablakok méretét az egyedi rendszerek esetében a méréshez kell hangolni úgy, hogy a téves riasztás valószínűsége minél kisebb legyen. Ehhez modellgörbéket kell szimulálni a konkrét rendszer paramétereinek megfelelően, majd a két ablakot egyszerre optimalizálni úgy, hogy a nulla jelekhez tartozó szórás ingadozása minimális legyen - ezzel a paraméterezéssel lesz a módszer az adott bolygó holdjaira a legérzékenyebb (Simon és mtsai. 2011).

Végül a paramétertérben feltérképeztük, hogy milyen típusú bolygók detektálására alkalmas ez a módszer (Simon és mtsai. 2012). Föld-méretű hold detektálására a *Kepler* rövid mintavételezésű (SC) adataiban van lehetőség, és ez a holdméret nagyjából az érzékenység határát jelenti. A hosszú mintavételezés alatti integráció viszont összemérhető a hold hatásainak



6.3. ábra. Holdak detektálása a szórási csúcs módszerével. Balra a detektálási stratégia illusztrációját láthatjuk, legfölül a zajmentes szimuláció. Jobbra 10–10 különböző, egyenként 110 tranzitot tartalmazó szimulációval teszteltük a legkisebb detektálható hold-méretet a Kepler rövid mintavételezésű adatokban (Szabó és mtsai. 2011, Simon és mtsai. 2012 alapján).

időskálájával, és az integrált mérésben képes azt teljesen elmosni az "elkenődési" (smearing) effektus (Kipping és mtsai. 2011). A detektálás céljára a *Kepler* távcsőnél érzékenyebb műszer lenne hatékony, pl. az ESA – cikkünk írása során még tervezett, azóta felfüggesztett – PLATO missziója már a Ganymedes-méretű holdak kimutatására is elegendően érzékeny lett volna. E mérethatár jelentősége kiemelkedő: nem tudjuk ugyanis, hogy Föld-méretű holdak léteznek-e a világegyetemben, de tudjuk, hogy Ganymedes-méretűek léteznek (pl. maga a Ganymedes), így az esetleges negatív eredmény nagyjából ettől a méretskálától lefelé válik informatívvá.

7. fejezet

Új alapjelenségek a bolygó-csillag kölcsönhatás területén

A gyorsan forgó csillagok alakja a centrifugális erők miatt ellapul, az egyenlítő távolabb, a pólusok közelebb kerülnek a csillag magjához. Így a csillag pólusvidékei nagyobb hőmérsékletűek lesznek, mint az egyenlítő. Az ilyen csillag előtt ferde pályán elhaladó bolygók fényváltozása jellegzetes torzulást mutat, hiszen az átvonulás megfelelő részén, ahol a forróbb terület előtt tartózkodik a bolygó, a kitakart fény több, így az átvonulás fénygörbéjében egy lokális gödör keletkezik (a jelenség némiképp emlékeztet a Rossiter–McLaughlin-jelenségre, de itt tisztán fotometriai effektusról van szó). Ha ilyen fénygörbe-torzulást látunk, abból egyszerre következtethetünk a csillag gyors forgására és a bolygó ferde pályájára - az utóbbi konklúzió a bolygókeletkezési és vándorlási folyamatok nagyon fontos, ám eddig még nem pontosan tisztázott szerepű nyomjelzője.

A gravitációs peremsötétedés von Zeipel (1924) törvénye alapján írható föl, az eredmény szerint az ekvipotenciális felületen az effektív hőmérséklet negyedik hatványa és a gravitáció egyensúlyt tart fönn:

$$T_{eff,\Theta}^4 \propto g_{\Theta},$$
 (7.1)

ahol $T_{eff,\Theta}$ a fotoszféra tetszőleges Θ szélességén mért effektív hőmérséklet, g_{Θ} a nehézségi gyorsulás. Föltételezve, hogy nincs differenciális rotáció, és a csillag $\Omega = 2\pi/P_{rot}$ körfrekvenciája elég kicsi ahhoz, hogy az alak ne szenvedjen jelentős torzulást, $R_{\Theta} \approx R$ közelítéssel élhetünk, azaz föltételezhetjük a csillag gömb(höz közeli) alakját. Ez esetben g_{Θ} becsülhető a következőképpen:

$$\vec{g_{\Theta}} \approx \frac{GM}{R^2} \vec{e_R} - R_{\perp,\Theta} \ \Omega^2 \ \vec{e_{\perp}},\tag{7.2}$$

(7.3)

ahol R a csillag középpontjának, R_{\perp} a csillag forgástengelyének merőleges távolsága az A, illetve B pontoktól, $\vec{e_R}$ a csillag középpontjától a felületre mutató egységvektor, $\vec{e_{\perp}}$ pedig a



7.1. ábra. Balra fönt: A KOI-13 A és B, valamint a rendszerben keringő bolygó, KOI-13.01 illusztrációja. A két csillag gravitációs sötétedésének ábrázolásához Monnier és mtsai. (2007) Altair-megfigyelését vettem figyelembe. A jobb alsó inzertben saját piszkéstetői mérésünk szerepel (2011. április 20., részleteket l. a szövegben). Jobbra fönt: a KOI-13 a Kepler űrtávcső látómezejében. Lent: a gravitációs sötétedés hatása a tranzit fénygörbéjére.

csillag forgástengelyére merőleges, a felület adott pontjára mutató egységvektor.

Ha a csillag elég gyorsan forog, az Ω_{\perp} tag miatt a felületen a gravitációnak, ebből következően az effektív hőmérsékletnek gradiense alakul ki, amit a nem 0 dőltségű (obliquity) pályán keringő bolygók tranzit fénygörbéjében jelentkező torzulásként detektálhatunk.

Ezt a jelenséget a fönt részletezett formalizmus segítségével 2009-ben jósolta meg Jason W. Barnes (2009), ám mostanáig nem sikerült megfigyelni. Az első ilyen típusú rendszer azonosítása a Kepler-űrtávcső nyilvános adatainak analízisén alapult, amely a 2011 februárjában publikált 1235 bolygójelölt egyik legkönnyebben észlelhető objektuma (a tizenharmadik legfényesebb csillag körül kering). A bolygó egy közös sajátmozgású kettős egyik tagjához tartozik. Az adatok elemzése során az is kiderült, hogy a tranzitok hossza változik, kis mértékben növekszik, amely a bolygó pályájának elfordulását jelzi. A pályaelfordulást a csillag gyors forgása okozhatja. A fénygörbék analízisével olyan fényváltozást is sikerült kimutatnom, amely e csillag forgásából származhat.

A KOI-13 (7.1. ábra) analízise két ízben is példa arra, hogy korábban csak speciális észlelési és adatfeldolgozási technikákkal megfigyelhető jelenségeket a Kepler űrtávcső minőségét elérő adatokból, fotometriai úton is ki lehet mutatni. A gravitációs sötétedés megfigyeléséhez hagyományosan interferometriai alapú indirekt képalkotásra, a bolygók pályájának dőltségének kimutatásához pedig spektroszkópiai Rossiter–McLaughlin-megfigyelésre volt szükség. Az először általunk bemutatott KOI-13 rendszer talán ezért is keltett jelentős visszhangot, és a 2011 ÚJ ALAPJELENSÉGEK A BOLYGÓ-CSILLAG KÖLCSÖNHATÁS TERÜLETÉN



7.2. ábra. Fönt: a KOI-13 tranzit fázisdiagramja. A vonalak mutatják a jellegzetes fénygörbe-torzulásokat. Középen: A fénygörbe eltérése egy szimmetrikus mintagörbétől. Lent: A tranziton kívüli fényváltozás is aszimmetrikus, a KOI-13 A ellipszoidális változásainak és a Doppler-nyalábolásnak köszönhetően.

decemberében tartott First Kepler Science Conference eseményen egy fél szekciónyi előadás foglalkozott e rendszerrel, a Kepler-űrtávcső legfontosabb eredményei között.

7.1. Pályadőltség detektálása gravitációs sötétedésen keresztül

A ma KOI-13 néven is ismert rendszerről (egyéb katalógusokban pl. BD+46 2629, CCDM J19079+4652AB) először Aitken (1904) kettőscsillag-katalógusában találunk asztrometriai adatokat. Aitken a szeparációt 1,0 ívmásodpercesnek mérte 280° pozíciószög irányában. A komponensek fényességét V_A =9^m,9, V_B =10^m,2 magnitúdóban határozza meg. A CCDM katalógus (Dommanget és Nys, 1994) adatai szerint a komponensek pozíciószöge 90 év alatt változatlan maradt.

A *Kepler* Q2 negyedévének rövid mintavételezésű (Short Cadence, SC) fénygörbéje mindkét csillag fényét egybeméri, hiszen az űrtávcső képskálája rosszabb felbontású, mint 4*n*/pixel. Az adatelemzés egyik legfontosabb lépése tehát a bolygót tartalmazó csillag azonosítása, a két csillag fényének szétválasztása, és a magányos csillag+ bolygó fényváltozásának rekonstrukciója a bolygót nem tartalmazó komponens fényére való korrekcióval. A fénygörbe aszimmetriája figyelemre méltó, első ránézésre szembetűnik, hogy a leszálló ág meredekebb a felszálló ágnál. A 7.2. ábrán a Borucki és mtsai (2011) katalógusban megadott epochával és periódussal (E=JD 2454953,56498, P=1,7635892 nap) megrajzolt fázisdiagramban bejelöltem azokat a fénygörbeszakaszokat, amelyek az aszimmetriát a legvilágosabban mutatják. A két vízszintes



7.3. ábra. A 2011. április 17-én bekövetkező tranzit lucky imaging + fotometriai megfigyelése a Piszkéstetői obszervatóriumból (1 méteres RCC adatok). A pontok a mért adatokat jelzik. A tranzit jósolt időpontjában (l. piros görbe) az A komponens halványodott el a B-hez képest, tehát a KOI-13.01 az A komponens körül kering.

vonallal jelzett fényességérték 0,9956 és 0,9964 relatív fluxust jelöl. A 0,9956 értéket nyilvánvalóan aszimmetrikus pozícióban éri el a fénygörbe, hiszen a minimum előtt –0,019 fázisnál, a minimum után 0,015 fázisnál éri el a fénygörbe ezt a fluxusszintet; a fénygörbe minimuma pedig a belépési oldalra csúszik el. A 0,9964-es fluxusnál a fénygörbe hirtelen megtörik, e szint környékén történik a második és harmadik kontaktus (a bolygókorong belűről érinti a csillag korongját). Itt is megfigyelhető, hogy a harmadik kontaktus a második kontaktus fluxusánál kissé nagyobb értéknél, 0,99665 relatív fluxusnál következik be. A második és harmadik kontaktus között mutatott különbség a kitakart fény 7% eltérését mutatja.

Az aszimmetriákat egy nemparaméteres mintagörbéhez viszonyítva mutatom be a 7.2. ábrán. A mintagörbe a tranzit szimmetrizált alakja (a tranzit és a tranzit középpontjára vett tükörképnek átlaga), ehhez viszonyítva a mért tranzit reziduáljai a teljes fényváltozás 1/40-ed részére tehetők.

A KOI-13.01 jelű kísérő másodminimumban is azonosítható (7.2. ábra, alsó panel), a kísérő rendkívül erős besugárzásának, és ebből következően magas hőmérsékletének köszönhetően. A másodminimum mélysége 0,00012 \pm 0,00001 relatív fluxus, teljes időtartama of 3,0 \pm 0,2 óra, a másodminimum közepe 0,5004 \pm 0,0004 fázisnál következik be. A Barnes (2009) által jósol modellek pontosan ilyen fényváltozást jósolnak arra az esetre, ha a gyorsan forgó csillag gravitációs sötétedést szenved, a kísérő ferde pályán kering, a belépés a pólus vidéki forró folt környékén következik be, a kilépés pedig – vetületi nézetben – nagyjából az egyenlítőnél, a fotoszféra hűvösebb részénél történik.

7.1.1. A bolygó a fényesebb komponens körül kering

A KOI-13 kettősségének fölismerése után a bolygót pályán tartó csillag azonosítása szükségképpen a vizsgálat első lépése volt. Ezt két független módszerrel végeztük.

Az egyik módszer szerint 2011. április 18-án a piszkéstetői obszervatóriumból két műszerrel (az 1 méteres RCC távcsővel, VersArray 1300 NTE kamerával, észlelő: Benkő József; és az 50 centiméteres Cassegrain teleszkóppal, észlelők: Szabó M. Gyula és Mező György) figyeltük meg egy tranzit leszálló ágát. Mivel tudtuk, hogy a tranzitnak mikor kell bekövetkeznie, nyilvánvaló volt, hogy a két csillag egymáshoz viszonyított fénygörbéjét fölvéve milyen időpont körül kell ugrást detektálnunk valamelyik komponens fényességében; az eldöntendő kérdés mindössze az volt, hogy a két komponens közül melyik halványodik el az adott időpontban. Az 50 cm-es teleszkóppal lucky imaging módban készítettünk képeket, 0,1 másodperc expozícióval; az 1 méteres RCC teleszkóppal szintén 1 másodperces képek készültek, kis képmező kiolvasásával a gyors mintavételezés érdekében. A mérési sorozatokat képszintézis módszerével értékeltem ki, kihasználva, hogy a két csillag kölcsönös pozícióját pontosan ismerjük; képrőlképre csak a pillanatnyi seeinget, a rendszer egészének pozícióját és a két komponens fényességének arányát kellett megállapítani. Ezt az egymáshoz képest rögzített kölcsönös helyzetű, változó fényességarányú, változó helyzetű és változó fényességprofilú műcsillagok illesztésével lehet elérni.

A numerikus gyorsítás érdekében a két csillag együttes fényességprofilját levetítettem a két csillagok összekötő egyenesre, kezdő koordinátának pedig a vetített kép súlypontját választottam. A modelleket is úgy illesztettem, hogy a modell kép súlypontját az origóba toltam; e technikával kiesett az asztrometriai információ, és csak a fényességarányt és a seeinget kellett rekonstruálni. Mindkét mérési sorozatban másodpercenként jellemzően 0,1 magnitúdó pontossággal tudtam megbecsülni a két csillag fényességének eltérését, öt perces átlagokat képezve tehát várható volt, hogy a két csillag kölcsönös elhalványodása megbízhatóan detektálható lesz, és biztonsággal eldönthető, hogy melyik csillag halványodott el. A mérési sorozat kiértékelése arra az eredményre vezetett, hogy a KOI-13.01 a fényesebb, KOI-13 A komponens körül kering (7.3. ábra).

Szabó Róbert egy független módszerrel végezte el a rendszerhez tartozó csillag azonosítását az egyedi mérési sorozatot újra kiértékelve, a Kepler-képek pixel szintű fotometriájával (7.4. ábra). A Kepler képein ugyanis a csillagok képe számos pixelre elmosódik (a PSF szárnyai nehezek), és bár az egyetlen pixelen belüli asztrometriai információ elvész, a környező pixelekbe mégis több fény szóródik a közelebbi csillagból, és kevesebb a távolabbiból. Tehát ha a KOI-13 képe környékén, a két komponens helyzetének megfelelő oldali szárnyakban a tranzit mélységének eltérését tapasztaljuk, nyilvánvalóan abból a csillagból származik a tranzit jele, amelyik oldalon a szárnyban nagyobb amplitúdójú fényváltozást tapasztalunk. A redukció igazolta, hogy a bolygó a fényesebb csillag körül kering. Cikkünk megjelenése után az eredményt megerősítették, a Kepler-képek független, asztrometriára épülő adatelemzésével Santerne és mtsai. (2012) is a fényesebb komponens körül azonosította a bolygót.

A KOI-13 CPM kettős

1904–2011 között a KOI-13 rendszerről számor asztrometriai észlelés született, melyeket a Z. táblázatban mutatok be. 2011. április 20-án a piszkéstetői 1 méteres RCC távcsővel (VersArray 1300 NTE kamera; észlelő: Benkő József) és az 50 centiméteres Cassegrain teleszképpal (észlelők: Szabó M. Gyula és Mező György) készült párhuzamos megfigyelés. A mérés alatt a seeing 0,7//volt, a két csillagot jól elkülönülten lehetett rögzíteni. A mérések alapján a kettőscsillag szeparációját 1,18//, PA=281° értékekkel határoztam meg; a mért fényesség- és színkülönbségek



7.4. ábra. A KOI-13 tranzitok pixelszintű fotometriájának fázisdiagramjai a Kepler képeken. A látómező elforgatása olyan értelmű, hogy észak van fölfelé. A legnagyobb változást a nyugati szárnyban látjuk, tehát a tranzit a nyugati komponensben jelentkezik (analízis: Szabó Róbert; ábra: Szabó M. Gyula).

7.1. táblázat. A KOI-13 kettőscsillag asztrometriája és fotometriája. ¹Aitken 1904, ²Dommanget és Nys 1994, ³Hog és mtsai. 2000, ⁴Mason és mtsai. 2001, ⁵Szabó és mtsai. 2011.

a (11)				
Sep.(")	PA	Δ mag	Δ színindex	Epocha
1.0	281	0.13	_	1904 ¹
1.1	282	0.3	-	1950^{2}
1.15(4)	284(1)	$\Delta V_T = 0.13(5)$	$\Delta_{B_T - V_T} = 0.03(5)$	1988.6^{3}
1.1	279	_	-	2001^{4}
1.18(3)	281(1)	$\Delta V=0.22(4)$	Δ_{V-R} =0.06(6)	2011.31^5
			Δ_{V-I} =0.10(5)	2011.31^5

 $\Delta V = 0.20 \pm 0.04 \ \Delta (V - I) = 0.10 \pm 0.05$ értékűnek adódtak. A korábbi mérésekkel összevetve nyilvánvaló, hogy a KOI-13 pozíciószöge változatlan volt a XX. században, míg a szeparáció konstans vagy esetleg kis mértékben növekszik. A KOI-13 felé a csillagközi fényelnyelés jelentős, a csillagok spektruma A típusú, a komponensek Tyco B_T-V_T színei vörösödöttek, az A esetében 0,228, a B komponens esetében 0,256 értékűek.

A KOI-13 rendszer tagjaira két különböző sajátmozgás-adat található az irodalomban. A Tycho-2 katalógus mindkét komponens sajátmozgását $\mu_{\alpha} = 1.5 \pm 1.5 \text{ mas/év}, \mu_{\delta} = -16.6 \pm 1.4 \text{ mas/év}$ értékben adja meg. Kharchenko és Roeser (2009) független sajátmozgásokat számított a két komponensre, $\mu_{\alpha}^{A} = -0.82 \pm 1.5, \mu_{\delta}^{A} = -16.30 \pm 1.4, \mu_{\alpha}^{B} = -1.50 \pm 1.5, \mu_{\delta}^{B} = -16.60 \pm 1.4.$ Ez utóbbi értékek is konzisztensek a közös sajátmozgással, a meghatározások hibáján belül. A sajátmozgás iránya 185° ± 6°, a két komponens irányára nagyjából merőlegesen. A sajátmozgásokban fennálló kis sebességkülönbség tehát a pozíciószögben mérhető változást okozhat:



7.5. ábra. Részlet a KOI-13 optikai spektrumából. Fönt: a H β vonal környéke. Lent: rotációsan kiszélesedett fémvonalak. Szürke pontok: a mért spektrum; kék szaggatott vonal: az illesztett modell. **??**

pl. 4–5 fokos változás a pozíciószögben 100 év alatt biztosan kimutatható. Mivel a pozíciószög változását nem figyeltül meg az elmúlt 100 évben, a két csillag sajátmozgásának különbségére adható felső korlát $S \times \tan 4^{\circ}/106$ év= 0.7 mas/év (S=1180 mas, a két komponens szeparációja). A környező csillagok sajátmozgása tipikusan 45–225 fokos pozíciószög felé mutat, a KOI-13 sajátmozgásvektora ehhez jelentős szögben hajlik. Így az asztrometriai paraméterek megerősítik, hogy a KOI-13 A és B dinamikailag összetartozó kettős rendszert alkotnak.

A $v \sin i$ értéke igazolja a gravitációs sötétedés elméletét

Azon sejtés megfogalmazása után, miszerint a fénygörbe-anomáliát gravitációs sötétedés okozza, szükséges volt a nagy $v \sin i$ igazolása. Ezt a mérést befolyásolta az a tény, hogy a KOI-13 kettőscsillag, a spektroszkópiai méréskor a két csillag fényét szükségképpen egybemérjük. Így a mért spektrum két, esetleg eltérő radiális sebességű csillagról származik, a szokásos technikákkal a spektrum $v \sin i$ paraméterét tehát könnyen túlbecsülhetjük. Ezért nagy felbontású, nagy jel/zaj viszonyú spektrumokat kértem a Tautenburg Obszervatóriumból (Holger Lehman észlelése, **??**. ábra), amelyeket két különböző spektrum összegeként állítottam elő. A két komponens illesztésekor a log g, T_{eff} , v_{rad} paramétereket külön-külön illesztettem mindkét csillagra, az A és B komponenshez tartozó spektrumokat pedig 45–55% arányban összegeztem, vagyis a mért 0,2 magnitúdós fényességkülönbségnek megfelelő súlyozással. Mindkét komponensre A típusú, fősorozat végi állapotra jellemző paramétereket kaptam ($T_{eff} = 8600; 8400$ K; $\log g = 3,9; 4,0; v_{rad} = -7; -7 \text{ km/s}; v \sin i = 65; 70 \text{ km/s}; az első és második helyen álló értékek sorrendben az A és B komponensre vonatkoznak; a hőmérsékletek hibája ±100 K, a <math>\log g$ hibája 0,2; a v_{rad} hibája 15 km/s; v_{rot} hibája 10 km/s), amelyek jelentős $v \sin i$ sebességgel forognak. (A mért $v \sin i$ az A típusú csillagokra szokásos érték, a "jelentős $v \sin i$ " terminus azt hivatott jelezni, hogy exobolygós csillagok esetében – amelyek jellemzően F–K típusú csillagok – a KOI-13 rendszerben mért $v \sin i$ kiugróan magas.)

A spektrális eredmény alátámasztotta, hogy a KOI-13 rendszer két, nagyon hasonló csillagból áll, és mindkét csillag nagy $v \sin i$ paraméterrel forog; a megfigyelt fénygörbe-anomália tehát gravitációs sötétedéssel magyarázható. Az eredmény publikálása után a konkrét illesztést is elvégeztük, azonban publikálásra nem került sor, mert Barnes (2011) cikkünk megjelenése után 2 hónappal, minket megelőzve közölte az ő megoldását, amely teljes mértékben alátámasztotta a gravitációs sötétedést mint a fénygörbe anomáliák okát.

7.2. Forgás-keringés rezonancia és precesszió a KOI-13 rendszerben

A KOI-13 tranziton kívüli fényváltozása (7.6. ábra, fölső panel; itt a referenciaszint a másodminimum átlagfényessége; a fényváltozást korrigáltam a KOI-13 B fényességére is) a KOI-13 A csillag ellipszoidális fényváltozásából, a bolygóról visszaverődő fényből és a Dopplernyalábolásból tevődik össze (Faiger és Mazeh 2011). Ez alapján a bolygó tömegét (6–10 Jupitertömeg), hőmérsékletét (2700–3000 K) és albedóját (A_g =12–18%, A_{Bond} =60–70%) meg lehet határozni (Barnes és mtsai. 2011, Mazeh és mtsai. 2012, Shporer és mtsai. 2012, Mislis és Hodgkin 2012).

A tranziton kívüli, rendszer paraméterekkel magyarázható fényváltozást levonva (illetve a tranziton kívüli, fázisban átlagolt fénygörbét levonva (7.6. ábra bal alsó panel), a tranzitot és a másodminimumot kimaszkolva), a reziduálok idősorában több periódikus komponenst mutathatunk ki, melyek közül a legnagyobb amplitúdóval egy 25,4 órás periódusú jel jelentkezik (7.6. ábra jobbsó panelek). Ez a periódus pontosan 5:3 rezonanciában áll a tranzit periódusával.

a 25,4 órás periódushoz tartozó fényváltozás 21 ppm, amely a kb. 1 ppm-es amplitúdójú zajból jól kiemelkedik. A 25,4 órás jel harmonikusai is kimutathatók a fénygörbében a negyedik rendig. A fénygörbe reziduálok analízisével eredményemmel megegyező következtetésre jutottak Shporer és mtsai (2011) és Mazeh és mtsai (2012) is, akik cikküket az astro-ph preprint szerverre egy nappal azután töltötték föl, hogy saját eredményeinket beküldtem az MNRAS folyóirathoz. Mind Shporer és mtsai. (2011) és Mazeh és mtsai. (2012) a bolygó keringése által gerjesztett pulzációként magyarázzák a 25,4 órás jelet, amely ilyenformán a rendszer valamiképpen a "heartbeat"-csillagokra (Thompson és mtsai., 2012) emlékeztet. Ha a csillag együtt forog a bolygó keringésével, a pulzáció gerjesztéséhez általában excentricitás szükséges – ezt a KOI-13 rendszerben nem észleltük, viszont a pálya dőltsége hasonló szerepet tölthet be a gerjesztési folyamatban, és valóban elképzelhető, hogy pulzáció gerjesztődik. Azonban az én

dc_493_12 ÚJ ALAPJELENSÉGEK A BOLYGÓ-CSILLAG KÖLCSÖNHATÁS TERÜLETÉN



7.6. ábra. Balra fönt: A KOI-13 rendszer tranziton kívüli fényváltozása és másodminimumja a Kepler SCadatokban. A fekete pontok fázisban átlagolt értékeket jelölnek. Balra lent: a KOI-13 SC adatainak reziduáljai az átlagolt görbéhez képest, idősorként ábrázolva. Jobbra fönt: A reziduálok periodogramjában jelentkező 25,5 órás csúcs. Jobbra lent: a reziduálok fázisdiagramja a 25,5 órás periódussal.

interpretációm ezen elképzeléssel szemben áll, fölvetésem szerint a 25,4 órás periódus valószínűbben a KOI-13 A forgásából adódó jel. Az állítás mellett felsorakoztatható érvek a következők:

- A detektált 25,4 órás periódus pontosan megegyezik azzal, amit a KOI-13 A modellezése és spektroszkópiai v sin i értéke alapján várhatunk. Barnes és mtsai (2011) a tranzit fénygörbék analízisével, a gravitációs sötétedés illesztésével sikeresen számította ki a csillag forgástengelyének inklinációját is. Végül 22-22,5 órás forgási periódust határozott meg a KOI-13 A csillag esetében. Az érték hibáját nem adta meg, de a számításokhoz használt mennyiségek hibáját végigkövetve belátható, hogy a becslés hibája 3,9 óra. Az általunk detektált 25,4 órás periódus tökéletesen illeszkedik ehhez a becsléshez.
- Bár korábban nem számítottunk rá, a Kepler-távcső ereményeiből kiderült, hogy A-típusú csillagok forgását is meg lehet figyelni fotometriai módszerekkel. Balona (2011) komparatív tanulmányában a Kepler-látómező A színképtípusú csillagainak 20%-a esetében mutatott ki rotáció+granuláció eredetű fényességváltozást, és az esetek 8%-ban foltok (foltszerű képződmények) hatását is detektálta. Ezen csillagok esetében a domináns frekvencia 10-100 ppm amplitúdóval jelentkezik, a periódus 3 napnál rövidebb, a 7500–10000 K közötti csillagok esetében a medián periódus 1 nap. A foltszerű területet mutató csillagok Fourier-spektrumában továbbá jellegzetes, kis frekvenciák felé folyamatosan növekvő zaj látható az 50/nap értékek alatt, amely maximuma 1,6-szor nagyobb értékű, mint a

nagyfrekvenciás zaj. A KOI-13 periodigramja mind frekvenciában, mind amplitúdóban, mind a zaj karakterében megfelel a Balona (2011) által megvizsgált forgó korai színképtípusú csillagoknak.

- A KOI-13 A-hoz hasonló csillagok *p*, *g* vagy kevert módusokon oszcillálhatnak (Uytterhoeven és mtsai. 2011). Ezek a fényváltozások azonban az esetek túlnyomó többségében 1 napnál kisebb periódusokkal jelentkeznek, és hasonló amplitúdóval több csúcs együttes jelenléte is jellemző. A KOI-13 frekvenciaspektruma nem sokban emlékeztet a *Kepler*mező tipikus pulzáló A csillagaira.
- Mazeh és mtsai. (2012) sikeresen detektálta a 25,4 órás jel első négy felharmonikusát. A harmonikusok jelenléte tipikus kísérője a csillagok forgásából eredő fényváltozásnak (Balona és mtsai. 2011).

Mind a mi, mind Mazeh és mtsai (2012) analízisében kimutatható néhány, 1,5–2 1/nap körüli további frekvencia, amelyek nagyjából ekvidisztáns módon helyezkednek el, 4–7 ppm amplitúdóval. A Q2+Q3 adatokban ezen frekvenciák harmonikusai sem mutathatóak ki. Ezek a frekvenciák valószínűleg pulzációs jelek, amelyek vagy a KOI-13 A, vagy a KOI-13 B, vagy mindkét csillagról származhatnak.

Azt azonban megállapíthatjuk, hogy a 25,4 órás jel forrása a KOI-13 A. Ezt onnan tudjuk, hogy a 25,4 órás jel modulálja a tranzit fénygörbék alakját, a rezonanciák miatt 3 tranzit periódusnyi időtartammal, hiszen a 3:5 rezonancia miatt minden harmadik tranzit ugyanúgy kinéző csillag előtt történik. A tranzit fénygörbék önmagukban elég zajosak és nehezen vethetőek össze, azonban a fénygörbe-szakaszokból képzett momentumokban a három keringéshez tartozó moduláció egyértelműen kimutatható. A tranzit fénygörbe momentumait – a valószínűségi eloszlások analógiájára – a következő formulával definiáltam:

$$\mu_n := \sum_{i \in \{\text{transit}\}} \left(\frac{t_i - C_i}{D}\right)^n \Delta f_i \tag{7.4}$$

ahol t_i és f_i a mérések időpontjai és a mért fluxuscsökkenések, D a tranzit időtartama és C_i a tranzit számított középideje, Borucki és mtsai. (2011) efemeriszei alapján.

Miután az így definiált momentumokat hozzárendeljük minden egyes tranzithoz, a tranzitok momentumának idősora elkészíthető, és a szokványos frekvenciaanalízis módszereivel kiértékelhető. A 7.7. ábrán bemutatom a a tranzitok első 3 momentumának periodogrammjait (az amplitúdók relatív egységben szerepelnek, hiszen a momentumok egy skálafaktor erejéig átskálázhatóak). A periodogrammok alapján nyilvánvaló, hogy egy 5,27 napos periódusú folyamat jelenik meg a tranzitok momentumaiban, $3-4\sigma$ szignifikanciával minden egyes momentum esetében. Ez megerősíti, hogy a 25,4 órás periódus valóban modulálja a KOI-13 egymást követő tranzitjainak alakját, lefutását. Ez bizonyítja, hogy a 25,4 órás folyamat forrása valóban a KOI-13 A csillag, amely körül a kísérő kering – hiszen ha a másodkomponens lenne a jel forrása, az nem lenne kimutatható hatással a tranzitok alakjára.
dc_493_12 ÚJ ALAPJELENSÉGEK A BOLYGÓ-CSILLAG KÖLCSÖNHATÁS TERÜLETÉN



7.7. ábra. A tranzitok momentumának Fourier-spektruma 3 keringésenként visszatérő mintázatot mutat. Ez bizonyítja, hogy a KOI-13.01 keringésével 5:3 rezonanciában álló 25,5 órás jel a KOI-13 A csillagról származik, hiszen befolyásolja a tranzit mélységét és alakját.

7.2.1. A KOI-13 5:3 keringés-forgás rezonanciája

A megfigyelt 25,4 órás periódus nagyon közel, egy ezreléknél közelebb esik a KOI-13.01 bolygó keringési idejének 3/5-öd részéhez. Miután a bolygó pályájának inglinációja nagy, 59°, a csillagról szemlélve azt láthatnánk, hogy a bolygó pillanatnyi pozíciójának hosszúsága változó sebességgel halad végig az éggömbön egy–egy keringés során. Érdekes módon a változó látszólagos keringés azt eredményezi, hogy a KOI-13.01 bolygó az idő jelentős részében pontosan együtt, szinkron módon kering a csillaggal. Egészen pontosan egy keringés idejének 1/8-ad része alatt a bolygó szinodikus hosszúsága legfeljebb 1% értékben fluktuál, tehát lényegében együtt kering a csillag forgásával. Emiatt a csillag és a bolygó minden egyes keringés során 2-szer 3 órán keresztül úgy mozognak, mintha egzaktul kötött keringés állna fönt.

Napjainkig 3 különböző esetét ismerjük a hasonló forgás-keringés rezonanciáknak. A Merkúrhoz hasonló esetekben egy kis tömegű, szilárd test forgás-keringés rezonanciáját tudjuk dinamikailag megmagyarázni (Makarov 2011). Másrészt ismerünk masszív csillagokat, melyek rezonáns pályán keringenek (pl. Witte & Savonije 2011). Harmadrészt kompakt objektumok esetén is megfigyeltünk spinn forgás-keringés rezonanciát (pl. Schnittman 2004).

Hasonló forgás-keringés rezonanciákat további Kepler-bolygók esetében jelentettek be, cikkünk megjelenése után. A KOI-63 bolygó jelölt esetében 7:4, a Kepler-17b bolygó esetében 1:8 rezonanciát mutattak ki stroboszkópikus foltok segítségével. Valószínűnek tűnik tehát, hogy létezik egy olyan mechanizmus, amely a csillaghoz közel keringő bolygók keringését, rezonáns módon képes szinkronizálni a csillag forgásához. Meg kell jegyezni, hogy ilyen rezonanciát beállító folyamatot egyenlőre nem ismerünk. Elképzelhető, hogy a megoldás kulcsa a csillag és a körülötte keringő bolygó nagy felbontású, 3D-s hidrodinamikai szimulációja lesz, amelyben az árapály jelenségek pontosan tanulmányozhatók. Ezek a rendszerek a valóságban viszont léteznek, és ezek prototípusa lehet az általunk bemutatott KOI-13 rendszer.

7.2.2. Tranzit időtartam változások a KOI-13 rendszerben

A tranzit momentumok idősor analízisének során figyeltem fel arra, hogy az a momentum, amely a tranzit időtartamával hozható összefüggésbe, folyamatos, időben nagyjából lineáris változást mutat a rendelkezésre álló fél évet átfogó adatokban. E sejtés ellenőrzésének céljából illesztettem az egymást követő tranzitokat olyan módon, hogy a tranzit hossza minden esetben szabad illesztésű paraméter maradt. E vizsgálat során megállapítottam, hogy a tranzitok idő-tartama hosszú időskálán növekszik (7.8. ábra). E következtetés szignifikanciája 3,58 szigma, vagyis a hamis riasztás valószínűsége 0,12%. A KOI-13 lett az első exobolygó-rendszer, ahol a tranzit időtartam változása megfigyelhető.

Az eljárás részletei a következők voltak: az egyedi tranzitokra a Mandel és Agol (2002) modellek által leírt szimmetrikus mintagörbéket illesztettem. Ezek a szimmetrikus minták ugyan nem tudják a fénygörbe ismert aszimmetriáit illeszteni. Ez azonban nem jelent súlyos problémát, hiszen a fénygörbe aszimmetriák azonos módon jelentkeznek minden egyes tranzitban, így ezektől szisztematikus, az időtartamot látszólag befolyásoló torzítás nem várható. Az illesztés szabad paraméterei a következők voltak: a tranzit időpontja (T_E), a bolygó relatív sugara (r/r_*), a tranzit reciprok időtartama ($\zeta = 2/T$) és az ütközési paraméter négyzete (b^2). Mivel ezek a paraméterek nem mutatnak jelentős korelációkat egymással, a tranzit időtartam meghatározását nem torzítja a többi paraméter illesztésében jelentkező esetleges bizonytalanság.

A tranzit reciprok időtartama, ζ időfüggését a következőképpen írhatjuk föl: $d(\zeta/R_{\star})/dt = (-31.6 \pm 8.2) \cdot 10^{-5} \text{ nap}^{-1} \text{ cycle}^{-1} = (-17.9 \pm 4.6) \cdot 10^{-5} \text{ nap}^{-2}$. Mivel ζ és a pálya fél nagytengelye, *a* kifejezhető az ütközési paraméter, *b* függvényeként, $a/r_{*} = \sqrt{1-b^{2}}/n\zeta/r_{*}$ (Pál 2008), *b* változását kifejezhetjük a következőképpen:

$$\dot{b} = \frac{\mathrm{d}b}{\mathrm{d}t} = \frac{1-b^2}{b} \left(\frac{\zeta}{R_\star}\right)^{-1} \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \left(\frac{\zeta}{R_\star}\right). \tag{7.5}$$

A b = 0.253 érték beírásával kiszámíthatjuk b változását, $\dot{b} = (-4.4 \pm 1.2) \times 10^{-5} d^{-1} = (-0.016 \pm 0.004) \text{ év}^{-1}$. Ez b-ben nagyon kis változást jelent, a vizsgált fél év Kepler-adatsorában mindössze a bolygó méretének 15%-val mozdult el a tranzit sávja a csillag vetületben látható korongja előtt. Ez a változás nem okozott mérhető effektusokat a tranzit fénygörbe alakjában. Ez igazolja, hogy jogosan hanyagoltuk el a csillag forgásából következő lapultságot akkor, amikor a ζ értékét b függvényeként fejeztük ki. Kiszámítható, hogy egy 2 Nap-tömegű, 1.7 Nap-sugarú csillag, 25,4 óra forgási periódussal 3% lapultságú (*oblateness*) alakhoz vezet. Ez a forma vetületben még kisebb elnyúltságú ellipszis, tehát a b számított értékében 1–2% hibát eredményezhet a csillag lapultságából származó hatás. Ez a szisztematikus tag az illesztés véletlen hibáit nagyságrendileg múlja alul.

Minden egyes illesztett paraméter időfüggését megvizsgáltam. Megállapítottam, hogy csak a tranzit időtartam mutat hosszú időskálájú trendet Ebből egy fontos következtetés vonható le: nagy valószínűséggel kizárhatjuk, hogy a tranzit időtartam megfigyelt változása olyan perturbációkra utal, amelyeket egy külső tranzitban nem megfigyelhető bolygó gravitációs hatása okozna. Ez esetben ugyanis várható, hogy a tranzit időpontok jellegzetes eltérést mutatnak

dc_493_12 ÚJ ALAPJELENSÉGEK A BOLYGÓ-CSILLAG KÖLCSÖNHATÁS TERÜLETÉN



7.8. ábra. A tranzitok hossza (fölső panel) folyamatosan növekvő tendenciát mutat. A reciprok hosszra (alsó panel) illesztett egyenes 3-σ konfidenciájú tartományába (szaggatott vonal) eső összes lehetséges megoldás is következetesen növekvő tranzit időtartamra (csökkenő reciprok időtartamra) utal.

a monoperiodikus esetektől, vagyis a tranzitok O - C-je változik. Sőt,a Kepler-bolygó jelöltek mindegyike estében a tranzit időpontok O - C-jének változása alapján diagnosztizálták a külső kísérőket, viszont ezekben az esetekben nem figyelték meg a tranzit időtartam változását. A tranzit időtartam most megfigyelt változása tehát teljesen más folyamatra vezethető vissza.

Cikkünkben kimutattuk, hogy e folyamat szerepét betöltheti a KOI-13 A csillag forgása, a csillag ebből következő lapultsága, és a lapultság által okozott pálya precesszió. A centrum körül keringő objektumok mozgására ugyanis a centrum magasabb rendű momentumai perturbációként hatnak (Kaula, 1966). A csillag külső potenciálja a következőképpen írható föl:

$$V(r,\theta) = -\frac{GM_*}{R} \left[1 - \sum_{n=2}^{\infty} J_n \left(\frac{R}{r}\right)^n \mathcal{P}_n(\cos\theta) \right],$$
(7.6)

ahol M_* a csillag össztömege, R az egyenlítői sugár, J_n konstansok és \mathcal{P}_n a Legendre-polinomok. A legjelentősebb perturbációkat a J_2 momentum, okozza, amelynek nagysábát a MacCullaghtétel alapján származtathatjuk a tömegeloszlásból:

$$J_2 = \frac{1}{M_*R^2} \left(\Theta_{zz} - \frac{\Theta_{xx} + \Theta_{yy}}{2}\right) \approx \frac{\Theta_{zz} - \Theta_{xx}}{MR^2},\tag{7.7}$$

ahol $\Theta_{xx} = \Theta_{yy} \leq \Theta_{zz}$ a fő tehetetlenségi tengelyekhez tartozó tehetetlenségi nyomatékok. J₂-ből a pályaelemek szögeket leíró tagjai szekuláris perturbációkat szenvednek. A bolygó felszálló csomójának hosszában (Ω) jelentkező precesszió a következőképpen számolható:

$$\frac{\mathrm{d}\Omega}{\mathrm{d}t} = -\frac{3}{2}J_2 n \left(\frac{a}{R}\right)^{-2} \frac{\cos\varphi}{(1-e^2)^2}.$$
(7.8)

Itt n jelenti a középmozgást, e az excentricitás.

A pálya normálvektorát a következőképpen írhatjuk föl:

$$\mathbf{n} = \begin{pmatrix} \sin i \cos \Omega \\ \sin i \sin \Omega \\ \cos i \end{pmatrix}$$
(7.9)

a vetületi hatások miatt csak $n_z \equiv \cos i$ okoz mérhető effektust; az ehhez tartozó komponens pillanatnyi változása:

$$\dot{n}_z = \omega_0 (p_x n_y - p_y n_x). \tag{7.10}$$

Behelyettesítve, hogy $p_x = \sin i_p \cos \Omega_p$ és $p_y = \sin i_p \sin \Omega_p$, a következőt kapjuk:

$$\frac{\mathrm{d}\cos i}{\mathrm{d}t} = \omega_0 \sin i \sin i_\mathrm{p} \sin \lambda, \tag{7.11}$$

ahol Ω_p a csillag egyenlítőjének felszálló csomója, és λ a bolygó felszálló csomójának hosszúsága, amit definíciószerűen a csillag egyenlítőjének felszálló csomójától mérünk.

A csillag lapultságának számítása a precesszió rátájából

Körpályát föltételezve, 7.11 és 7.8 együttesen megadja *b* változását; vagyis *b* változásának megfigyeléséből a csillag J_2 momentuma becsülhető. Itt kihasználjuk, hogy $\omega_0 = d\Omega/dt$, mert a precessziót egyedül J_2 -nek tulajdonítjuk. Ekkor

$$\frac{\mathrm{d}\cos i}{\mathrm{d}t} = -\frac{3}{2}J_2n\left(\frac{a}{R_*}\right)^{-2} \times$$

$$\times (\cos i\cos i_{\mathrm{p}} + \sin i\sin i_{\mathrm{p}}\cos\Delta\Omega) \times$$

$$\times \sin i\sin i_{\mathrm{p}}\sin\Delta\Omega.$$
(7.12)

Mivel megfigyeltünk tranzitokat, $\cos i \ll \sin i \approx 1$. Továbbá, mivel $b = (a/r_*) \cos i$, az egyenlet átrendezhető:

$$\dot{b} = -\frac{3}{2}J_2 n \left(\frac{a}{R_\star}\right)^{-1} \sin^2 i_{\rm p} \sin \lambda \cos \lambda.$$
(7.13)

Amiből J₂-re adódik, hogy

$$J_2 \sin^2 i_p \sin \lambda \cos \lambda = (3.8 \pm 1.0) \cdot 10^{-5}.$$
 (7.14)

Behelyettesítve a KOI-13 csillagra meghatározott paramétereket, $J_2 = (2.1 \pm 0.6) \times 10^{-4}$, and $d\Omega/dt = (3.4 \pm 0.9) \times 10^{-5}$ /nap.

Kimutattam, hogy a megfigyelt perturbáció magyarázatához szükséges J_2 momentum megegyezik azzal az értékkel, amennyit a KOI-13 A csillag forgása és belső szerkezete alapján várhatunk. Az ellenőrzéshez n = 3 politrop modelleket forgattam meg, és első rendben vizsgáltam a forgás által keltett torzulásokat, valamint az ebből származó J_2 nagyságát. Egy forgó csillag lapultsága $(R-r)/R = \Omega^2 R^3 (2GM_*)^{-1} + 3J_2/2$, ahol R és r a csillag egyenlítői és poláris sugara (Stix, 2004).

A KOI-13 A esetén meghatározott rotációs járulék két nagyságrenddel nagyobb, mint a J_2 alaktorzító hatása, ezért ez utóbbit elhanyagoltam. Ezek után a csillag minden egyes pontjában kiszámoltam a rotáció lokális torzító hatását (10 000×10 000 felbontású hengerszimmetrikus modellben), és a térfogatelemeket a megfelelő mértékben elmozdítottam. Ez a megközelítés a magasabb rendű járulékokat elhanyagolja, ami nem okoz jelentős pontatlanságot, mert a korrekciók a csillag egész térfogatában 3% alatt maradnak. Az eredmény szerint $\Theta_{zz} = 0,07760 M_*R^2$, $\Theta_{xx} = 0,07743 M_*R^2$, tehát $J_2 = 1,7 \times 10^{-4}$. Ez pontosan összevethető azzal az értékkel, ami szükséges a precessziós ráta magyarázatához.

A 7.8 egyenletbe beírva a $J_2 = 2,1 \times 10^{-4}$ értéket, $d\Omega_p/dt$ meghatározható (3.81–1.67)×10⁻⁵/nap, ha a kísérő tömegét 4–9,2 M_J érték között választjuk. A bolygó pályasíkjának precessziós periódusa tehát ≈ 500 év. A mért *b* változásából pedig kikövetkeztethető, hogy 60–100 év múlva a KOI-13.01 bolygó pályája ki fog fordulni a csillag korongjának vetülete elől, és a rendszer tranzitjait mintegy 200 éven keresztül nem fogjuk megfigyelni.

7.2.3. Összegzés

Felfigyeltem rá és elsőként közöltem, hogy a Kepler űrtávcső által megfigyelt KOI-13 rendszer tranzit fénygörbéje aszimmetrikus, az aszimmetriák a teljes fényváltozás kb. 1/40-ed részét teszik ki. Ezeket az aszimmetriákat kvalitative sikerrel magyaráztam úgy, mint a KOI-13 A csillag gyors forgásának közvetett hatását. Fölvetésemet Barnes és munkatársai (2011) teljes mértékben igazolták, akik kvalitative meghatározták a csillag forgástengelyének és a bolygó pályájának geometriai paramétereit, és az általam felvetett interpretáció helyességét messzemenően alátámasztó megoldáshoz jutottak.

Két különböző módszerrel kimutattam továbbá, hogy a bolygó a kettős csillag fényesebb tagja körül kering. A csillag fényváltozása alapján kimutattam egy olyan periódust, amely nincs összefüggésben a csillag körül keringő bolygóval, és ezt a csillag forgásaként értelmeztem. Ezt a felvetést is megerősíti Barnes és munkatársai (2011) analízise. E szerzők a KOI-13 A csillag általunk meghatározott $v \sin i$ értékét és a Kepler fénygörbék illesztését felhasználva a KOI-13 A csillag rotációját eredményünkkel teljes összhangba eső értékben állapították meg. (E két meghatározás egymástól teljesen függetlenül történt, eredményeink az astro-ph szerveren egyetlen nap különbséggel jelentek meg.)

Felvetettük, hogy a bolygó keringése és a csillag forgása rezonanciában áll egymással, amelyet egy eddig nem tisztázott dinamikai folyamat állított be, és ez a folyamat akár meghatározó lehet bizonyos bolygórendszerek fejlődése szempontjából. A KOI-63 és Kepler-17 bolygók irodalomban közölt analízise igazolta azt a felvetést, hogy hasonló rezonanciák jellemzőek lehetnek bizonyos típusú bolygórendszerekben. Felfigyeltem továbbá a tranzit időtartamok növekedésére, amelyet a forgó csillag lelapultságából eredő perturbációkkal sikeresen magyaráztam. Ezzel együtt nem zárható ki, hogy e perturbációk forrása más eredetű, pl. távoli bolygó, vagy a KOI-13.01 hipotetikus holdja, azonban ezek a magyarázatok olyan égitestek feltételezését jelentik, amelyekre semmilyen egyéb megfigyelési bizonyíték nem utal. Másrészt az első félév alatt megfigyelt tranzit időpontváltozások pontosan magyarázhatók a KOI-13 A becsült J_2 momentumával.

Az a következtetésünk is megerősítést nyert, hogy a bolygó a fényesebb csillag körül kering. Ráadásul radikális sebességvizsgálat módszerével egy második bolygót is azonosítottak a rendszerben (Saterne és mtsai. 2012), amely viszont, úgy tűnik, a halványabb csillag körül kering. Így a KOI-13 egy olyan rendszerre példa, amelyben két gyorsan forgó korai csillag körül kering egy-egy forró Jupiter, a bolygók dinamikáját pedig minden bizonnyal jelentősen befolyásolja a csillagok forgása.

Hivatkozások

- 1. Adams, E. R., Seager, S., Elkins-Tanton, L. 2008. Ocean Planet or Thick Atmosphere: On the Mass-Radius Relationship for Solid Exoplanets with Massive Atmospheres. The Astrophysical Journal 673, 1160-1164.
- Agnor, C. B., Canup, R. M., Levison, H. F. 1999. On the Character and Consequences of Large Impacts in the Late Stage of Terrestrial Planet Formation. Icarus 142, 219-237.
- A'Hearn, M. F., Schleicher, D. G., Millis, R. L., Feldman, P. D., Thompson, D. T. 1984. Comet Bowell 1980b. The Astronomical Journal 89, 579-591.
- 4. A'Hearn, M. F., Schleicher, D. G., Millis, R. L., Feldman, P. D., Thompson, D. T. 1984. Comet Bowell 1980b. The Astronomical Journal 89, 579-591.
- 5. A'Hearn, M. F., és 32 munkatársa 2005. Deep Impact: Excavating Comet Tempel 1. Science 310, 258-264.
- 6. A'Hearn, M. F., és 33 munkatársa 2011. EPOXI at Comet Hartley 2. Science 332, 1396.
- 7. Aitken, R. G. 1904. Measures of one hundred fifty-five new double stars. Lick Observatory Bulletin 3, 6-18.
- 8. Alibert, Y., Mousis, O., Mordasini, C., Benz, W. 2005a. New Jupiter and Saturn Formation Models Meet Observations. The Astrophysical Journal 626, L57-L60.
- Alibert, Y., Mousis, O., Benz, W. 2005b. Modeling the Jovian subnebula. I. Thermodynamic conditions and migration of proto-satellites. Astronomy and Astrophysics 439, 1205-1213.
- Armitage, P. J. 2007. Massive Planet Migration: Theoretical Predictions and Comparison with Observations. The Astrophysical Journal 665, 1381-1390.
- Armitage, P. J. 2011. Dynamics of Protoplanetary Disks. Annual Review of Astronomy and Astrophysics 49, 195-236.
- 12. Atobe, K., Ida, S. 2007. Obliquity evolution of extrasolar terrestrial planets. Icarus 188, 1-17.
- 13. Balona, L. A. 2011. Rotational light variations in Kepler observations of A-type stars. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 415, 1691-1702.
- 14. Barge, P., és 37 munkatársa 2008. Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. I. CoRoT-Exo-1b: a low-density short-period planet around a GOV star. Astronomy and Astrophysics 482, L17-L20.
- 15. Barman, T. 2007. Identification of Absorption Features in an Extrasolar Planet Atmosphere. The Astrophysical Journal 661, L191-L194.
- Barnes, J. W., O'Brien, D. P. 2002. Stability of Satellites around Close-in Extrasolar Giant Planets. The Astrophysical Journal 575, 1087-1093.
- Barnes, J. W. 2009. Transit Lightcurves of Extrasolar Planets Orbiting Rapidly Rotating Stars. The Astrophysical Journal 705, 683-692.
- Barnes, J. W., Linscott, E., Shporer, A. 2011. Measurement of the Spin-Orbit Misalignment of KOI-13.01 from Its Gravity-darkened Kepler Transit Lightcurve. The Astrophysical Journal Supplement Series 197, 10.
- 19. Barucci, M. A., Boehnhardt, H., Cruikshank, D. P., Morbidelli, A., Dotson, R. 2008. The Solar System Beyond Neptune .
- Bastian, T. S., Dulk, G. A., Leblanc, Y. 2000. A Search for Radio Emission from Extrasolar Planets. The Astrophysical Journal 545, 1058-1063.
- Batalha, N. M., és 51 munkatársa 2011. Kepler's First Rocky Planet: Kepler-10b. The Astrophysical Journal 729, 27.
- Batalha, N. M., és 71 munkatársa 2012. Planetary Candidates Observed by Kepler, III: Analysis of the First 16 Months of Data. ArXiv e-prints arXiv:1202.5852.
- Beichman, C. A., Bryden, G., Gautier, T. N., Stapelfeldt, K. R., Werner, M. W., Misselt, K., Rieke, G., Stansberry, J., Trilling, D. 2005. An Excess Due to Small Grains around the Nearby K0 V Star HD 69830: Asteroid or Cometary Debris?. The Astrophysical Journal 626, 1061-1069.

- 24. Bell, L. 1917. The Physical Interpretation of Albedo. I.. The Astrophysical Journal 45, 1.
- Bendjoya, P., Cellino, A., di Martino, M., Saba, L. 2004. Spectroscopic observations of Jupiter Trojans. Icarus 168, 374-384.
- Binzel, R. P. 1988. Collisional evolution in the EOS and Koronis asteroid families Observational and numerical results. Icarus 73, 303-313.
- Biver, N., és 11 munkatársa 1997. Evolution of the outgassing of Comet Hale-Bopp (C/1995 O1) from radio observations. Science 275, 1915-1918.
- Bond, G. P. 1861. On the Light of the Sun, Moon, Jupiter, and Venus. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 21, 197.
- Borucki, W. J., Summers, A. L. 1984. The photometric method of detecting other planetary systems. Icarus 58, 121-134.
- Borucki, W. J., Dunham, E. W., Koch, D. G., Cochran, W. D., Rose, J. D., Cullers, D. K., Granados, A., Jenkins, J. M. 1996. FRESIP: A Mission to Determine the Character and Frequency of Extra-Solar Planets Around Solar-Like Stars. Astrophysics and Space Science 241, 111-134.
- Borucki, W. J., Koch, D. G., Dunham, E. W., Jenkins, J. M. 1997. The Kepler Mission: A Mission To Detennine The Frequency Of Inner Planets Near The Habitable Zone For A Wide Range Of Stars. Planets Beyond the Solar System and the Next Generation of Space Missions 119, 153.
- Borucki, W. J., Dunham, E. T., Koch, D. G., Jenkins, J. M., Witteborn, F. 1999. End-to-End test of Kepler mission concept.. Bulletin of the American Astronomical Society 31, 1077.
- Borucki, W. J., és 14 munkatársa 2003. The Kepler Mission: Finding the Sizes, Orbits and Frequencies of Earth-size and Larger Extrasolar Planets. Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets 294, 427-440.
- Borucki, W. J., és 69 munkatársa 2011. Characteristics of Planetary Candidates Observed by Kepler. II. Analysis of the First Four Months of Data. The Astrophysical Journal 736, 19.
- 35. Borucki, W. J., és 83 munkatársa 2012. Kepler-22b: A 2.4 Earth-radius Planet in the Habitable Zone of a Sun-like Star. The Astrophysical Journal 745, 120.
- 36. Bottke, W. F., Jr., Richardson, D. C., Michel, P., Love, S. G. 1999. 1620 Geographos and 433 Eros: Shaped by Planetary Tides?. The Astronomical Journal 117, 1921-1928.
- Bottke, W. F., Durda, D. D., Nesvorný, D., Jedicke, R., Morbidelli, A., Vokrouhlický, D., Levison, H. F. 2005. Linking the collisional history of the main asteroid belt to its dynamical excitation and depletion. Icarus 179, 63-94.
- Bottke, W. F., Jr., Vokrouhlický, D., Rubincam, D. P., Nesvorný, D. 2006. The Yarkovsky and Yorp Effects: Implications for Asteroid Dynamics. Annual Review of Earth and Planetary Sciences 34, 157-191.
- Bus, S. J., A'Hearn, M. F., Bowell, E., Stern, S. A. 2001. (2060) Chiron: Evidence for Activity near Aphelion. Icarus 150, 94-103.
- Bus, S. J., Binzel, R. P. 2002. Phase II of the Small Main-Belt Asteroid Spectroscopic SurveyA Feature-Based Taxonomy. Icarus 158, 146-177.
- 41. Canup, R. M., Levison, H. F., Stewart, G. R. 1999. Evolution of a Terrestrial Multiple-Moon System. The Astronomical Journal 117, 603-620.
- Canup, R. M., Ward, W. R., Cameron, A. G. W. 2001a. A Scaling Relationship for Satellite-Forming Impacts. Icarus 150, 288-296.
- 43. Canup, R. M., Asphaug, E. 2001b. Origin of the Moon in a giant impact near the end of the Earth's formation. Nature 412, 708-712.
- 44. Canup, R. M., Ward, W. R. 2006. A common mass scaling for satellite systems of gaseous planets. Nature 441, 834-839.
- Capaccioni, F., Cerroni, P., Coradini, M., Farinella, P., Flamini, E., Martelli, G., Paolicchi, P., Smith, P. N., Zappala, V. 1984. Shapes of asteroids compared with fragments from hypervelocity impactexperiments.. Nature 309, 832-834.
- 46. Capria, M. T., Coradini, A., de Sanctis, M. C. 2002. C/1995 O1 Hale-Bopp: Short and Long Distance activity from a Theoretical Model. Earth Moon and Planets 90, 217-225.
- Carruba, V., Michtchenko, T. A., Roig, F., Ferraz-Mello, S., Nesvorný, D. 2005. On the V-type asteroids outside the Vesta family. I. Interplay of nonlinear secular resonances and the Yarkovsky effect: the cases of 956 Elisa and 809 Lundia. Astronomy and Astrophysics 441, 819-829.
- Catullo, V., Zappalá, V., Farinella, P., Paolicchi, P. 1984. Analysis of the shape distribution of asteroids. Astronomy and Astrophysics 138, 464-468.
- Cellino, A., Dell'Oro, A., Tedesco, E. F. 2009. Asteroid families: Current situation. Planetary and Space Science 57, 173-182.

- 50. Chapman, C. R., Merline, W. J., Thomas, P. C., Joseph, J., Cheng, A. F., Izenberg, N. 2002. Impact History of Eros: Craters and Boulders. Icarus 155, 104-118.
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., Mayor, M. 2000. Detection of Planetary Transits Across a Sun-like Star. The Astrophysical Journal 529, L45-L48.
- Collier Cameron, A., és 18 munkatársa 2010a. Line-profile tomography of exoplanet transits II. A gas-giant planet transiting a rapidly rotating A5 star. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 407, 507-514.
- Collier Cameron, A., Bruce, V. A., Miller, G. R. M., Triaud, A. H. M. J., Queloz, D. 2010b. Line-profile tomography of exoplanet transits - I. The Doppler shadow of HD 189733b. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 403, 151-158.
- Colón, K. D., Ford, E. B., Morehead, R. C. 2012. Constraining the False Positive Rate for Kepler Planet Candidates with Multi-Color Photometry from the GTC. ArXiv e-prints arXiv:1207.2481.
- 55. Crotts, A. P. S. 2009. Transient Lunar Phenomena: Regularity and Reality. The Astrophysical Journal 697, 1-15.
- 56. Davies, J. K., Roush, T. L., Cruikshank, D. P., Bartholomew, M. J., Geballe, T. R., Owen, T., de Bergh, C. 1997. The Detection of Water Ice in Comet Hale-Bopp. Icarus 127, 238-245.
- Deeg, H. J. 2002. Detection of terrestrial planets and moons with the photometric transit method. Earth-like Planets and Moons 514, 237-243.
- Delsemme, A. H. 1977. The pristine nature of comets. IAU Colloq. 39: Comets, Asteroids, Meteorites: Interrelations, Evolution and Origins 3-12.
- 59. Delsemme, A. H. 1982. Chemical composition of cometary nuclei. IAU Colloq. 61: Comet Discoveries, Statistics, and Observational Selection 85-130.
- 60. Descartes, R. 1644. Principia Philosophiae, Elzevir, Amsterdam, pars. III
- 61. Désert, J.-M., Charbonneau, D., Fressin, F., Torres, G. 2012. Using Spitzer to Estimate the Kepler False Positive Rate and to Validate Kepler Candidates.. American Astronomical Society Meeting Abstracts 219, #414.02.
- 62. Dobrovolskis, A. R., Burns, J. A. 1984. Angular momentum drain A mechanism for despinning asteroids. Icarus 57, 464-476.
- 63. Domingos, R. C., Winter, O. C., Yokoyama, T. 2006. Stable satellites around extrasolar giant planets. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 373, 1227-1234.
- 64. Dommanget, J., Nys, O. 1994. Catalogue des composantes d'etoiles doubles et multiples (CCDM) premiere edition Catalogue of the components of double and multiple stars (CCDM) first edition.. Communications de l'Observatoire Royal de Belgique 115, 1.
- 65. Domokos, G., Sipos, A. Á., **Szabó, Gy. M.,** Várkonyi, P. L. 2009. Formation of Sharp Edges and Planar Areas of Asteroids by Polyhedral Abrasion. The Astrophysical Journal 699, L13-L16.
- Dotto, E., Fornasier, S., Barucci, M. A., Licandro, J., Boehnhardt, H., Hainaut, O., Marzari, F., de Bergh, C., de Luise, F. 2006. The surface composition of Jupiter Trojans: Visible and near-infrared survey of dynamical families. Icarus 183, 420-434.
- Ďurech, J., 24 társszerző, Szabó, Gy. M., 5 társszerző. 2012. Analysis of the rotation period of asteroids (1865) Cerberus, (2100) Ra-Shalom, and (3103) Eger – search for the YORP effect. Astronomy & Astrophysics, közlésre elfogadva (2012. szept. 19.)
- Eddington, A. S. 1910. c 1908 (Morehouse), the envelopes of. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 70, 442-458.
- 69. Emery, J. P., Burr, D. M., Cruikshank, D. P. 2011. Near-infrared Spectroscopy of Trojan Asteroids: Evidence for Two Compositional Groups. The Astronomical Journal 141, 25.
- Faigler, S., Mazeh, T. 2011. Photometric detection of non-transiting short-period low-mass companions through the beaming, ellipsoidal and reflection effects in Kepler and CoRoT light curves. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 415, 3921-3928.
- 71. Farinella, P., Davis, D. R., Marzari, F., Vokrouhlický, D. 1999. Collisional evolution of asteroids. IAU Colloq. 173: Evolution and Source Regions of Asteroids and Comets 129.
- 72. Farinella, P., Davis, D. R., Stern, S. A. 2000. Formation and Collisional Evolution of the Edgeworth-Kuiper Belt. Protostars and Planets IV 1255.
- 73. Fernández, Y. R., Sheppard, S. S., Jewitt, D. C. 2003. The Albedo Distribution of Jovian Trojan Asteroids. The Astronomical Journal 126, 1563-1574.
- 74. Fernández, J. A. 2005. Comets Nature, Dynamics, Origin and their Cosmological Relevance. Astrophysics and Space Science Library 328, .
- 75. Fernández, Y. R. 2000. The Nucleus of Comet Hale-Bopp (C/1995 O1): Size and Activity. Earth Moon and Planets 89, 3-25.

- 76. Fernández, Y. R., Jewitt, D., Ziffer, J. E. 2009. Albedos of Small Jovian Trojans. The Astronomical Journal 138, 240-250.
- Fitzsimmons, A., Dahlgren, M., Lagerkvist, C.-I., Magnusson, P., Williams, I. P. 1994. A spectroscopic survey of D-type asteroids. Astronomy and Astrophysics 282, 634-642.
- Fletcher, L. N., Orton, G. S., de Pater, I., Mousis, O. 2010. Jupiter's stratospheric hydrocarbons and temperatures after the July 2009 impact from VLT infrared spectroscopy. Astronomy and Astrophysics 524, A46.
- 79. Fogg, M. J., Nelson, R. P. 2007. On the formation of terrestrial planets in hot-Jupiter systems. Astronomy and Astrophysics 461, 1195-1208.
- Fornasier, S., Dotto, E., Marzari, F., Barucci, M. A., Boehnhardt, H., Hainaut, O., de Bergh, C. 2004. Visible spectroscopic and photometric survey of L5 Trojans: investigation of dynamical families. Icarus 172, 221-232.
- 81. Fortney, J. J., Marley, M. S., Barnes, J. W., 2007, ApJ, 659, 1661
- Fortney, J. J., Lodders, K., Marley, M. S., Freedman, R. S. 2008. A Unified Theory for the Atmospheres of the Hot and Very Hot Jupiters: Two Classes of Irradiated Atmospheres. The Astrophysical Journal 678, 1419-1435.
- Frank, J., King, A., Raine, D. J. 2002. Accretion Power in Astrophysics: Third Edition. Accretion Power in Astrophysics, by Juhan Frank and Andrew King and Derek Raine, pp. 398. ISBN 0521620538. Cambridge, UK: Cambridge University Press, February 2002.
- 84. Fressin, F., és 35 munkatársa 2012. Two Earth-sized planets orbiting Kepler-20. Nature 482, 195-198.
- 85. Fujiwara, A., Kamimoto, G., Tsukamoto, A. 1977. Destruction of basaltic bodies by high-velocity impact. Icarus 31, 277-288.
- 86. Fulchiogni, M., Asteroids, P. Murdin (Ed.), Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics, Inst. of Physics Publishing, Bristol (2001)
- 87. Fulle, M., Cremonese, G., Böhm, C. 1998. The Preperihelion Dust Environment of C/1995 O1 Hale-Bopp from 13 to 4 AU. The Astronomical Journal 116, 1470-1477.
- Fulle, M., Barbieri, C., Cremonese, G., Rauer, H., Weiler, M., Milani, G., Ligustri, R. 2004. The dust environment of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko. Astronomy and Astrophysics 422, 357-368.
- 89. Fulle, M. 2004. Motion of cometary dust. Comets II 565-575.
- Gaudi, B. S., Winn, J. N. 2007. Prospects for the Characterization and Confirmation of Transiting Exoplanets via the Rossiter-McLaughlin Effect. The Astrophysical Journal 655, 550-563.
- Gizon, L., Solanki, S. K. 2003. Determining the Inclination of the Rotation Axis of a Sun-like Star. The Astrophysical Journal 589, 1009-1019.
- Gomes, R. S. 1998. Dynamical Effects of Planetary Migration on Primordial Trojan-Type Asteroids. The Astronomical Journal 116, 2590-2597.
- Gorlova, N., Balog, Z., Rieke, G. H., Muzerolle, J., Su, K. Y. L., Ivanov, V. D., Young, E. T. 2007. Debris Disks in NGC 2547. The Astrophysical Journal 670, 516-535.
- Grav, T., és 16 munkatársa 2011. WISE/NEOWISE Observations of the Jovian Trojans: Preliminary Results. The Astrophysical Journal 742, 40.
- Hartung, J. B. 1976. Was the formation of a 20-km-diameter impact crater on the moon observed on June 18, 1178. Meteoritics 11, 187-194.
- Høg, E., Fabricius, C., Makarov, V. V., Urban, S., Corbin, T., Wycoff, G., Bastian, U., Schwekendiek, P., Wicenec, A. 2000. The Tycho-2 catalogue of the 2.5 million brightest stars. Astronomy and Astrophysics 355, L27-L30.
- 97. Hubickyj, O., Bodenheimer, P., Lissauer, J. J. 2005. Accretion of the gaseous envelope of Jupiter around a 5 10 Earth-mass core. Icarus 179, 415-431.
- Hueso, R., és 16 munkatársa 2010. First Earth-based Detection of a Superbolide on Jupiter. The Astrophysical Journal 721, L129-L133.
- Howard, A. W., Marcy, G. W., Johnson, J. A., Fischer, D. A., Wright, J. T., Isaacson, H., Valenti, J. A., Anderson, J., Lin, D. N. C., Ida, S. 2010. The Occurrence and Mass Distribution of Close-in Super-Earths, Neptunes, and Jupiters. Science 330, 653.
- 100. Ikoma, M., Hori, Y. 2012. In Situ Accretion of Hydrogen-rich Atmospheres on Short-period Super-Earths: Implications for the Kepler-11 Planets. The Astrophysical Journal 753, 66.
- Ivezić, Ž., és 32 munkatársa 2001. Solar System Objects Observed in the Sloan Digital Sky Survey Commissioning Data. The Astronomical Journal 122, 2749-2784.
- 102. Ivezić, Ž., Lupton, R. H., Jurić, M., Tabachnik, S., Quinn, T., Gunn, J. E., Knapp, G. R., Rockosi, C. M., Brinkmann, J. 2002. Color Confirmation of Asteroid Families. The Astronomical Journal 124, 2943-2948.

- Jedicke, R., Nesvorný, D., Whiteley, R., Ivezić, Ž., Jurić, M. 2004. An age-colour relationship for main-belt S-complex asteroids. Nature 429, 275-277.
- Jessberger, E. K., Stephan, T., Rost, D., Arndt, P., Maetz, M., Stadermann, F. J., Brownlee, D. E., Bradley, J. P., Kurat, G. 2001. Properties of Interplanetary Dust: Information from Collected Samples, in: Interplanetary Dust, pp. 253–294, Springer-Verlag.
- Jewitt, D. C., Luu, J. X. 1990. CCD spectra of asteroids. II The Trojans as spectral analogs of cometary nuclei. The Astronomical Journal 100, 933-944.
- 106. Jewitt, D. 1996. From Comets to Asteroids: When Hairy Stars Go Bald. Earth Moon and Planets 72, 185-201.
- 107. Jewitt, D., Matthews, H. 1999. Particulate Mass Loss from Comet Hale-Bopp. The Astronomical Journal 117, 1056-1062.
- Jewitt, D. C. 2002. From Kuiper Belt Object to Cometary Nucleus: The Missing Ultrared Matter. The Astronomical Journal 123, 1039-1049.
- 109. Jewitt, D. C., Trujillo, C. A., Luu, J. X. 2000. Population and Size Distribution of Small Jovian Trojan Asteroids. The Astronomical Journal 120, 1140-1147.
- Jurić, M., és 15 munkatársa 2002. Comparison of Positions and Magnitudes of Asteroids Observed in the Sloan Digital Sky Survey with Those Predicted for Known Asteroids. The Astronomical Journal 124, 1776-1787.
- 111. Jutzi, M., Michel, P., Benz, W., Richardson, D. C. 2010a. Fragment properties at the catastrophic disruption threshold: The effect of the parent body on the internal structure. Icarus 207, 54-65.
- 112. Jutzi, M., Michel, P., Benz, W. 2010b. A large crater as a probe of the internal structure of the E-type asteroid Steins. Astronomy and Astrophysics 509, L2.
- 113. Kary, D. M., Lissauer, J. J. 1994. Numerical simulations of planetary growth.. Numerical Simulations in Astrophysics 364.
- 114. Kant, I. 1755. Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels. Zeitz, Bei W. Webel, 1798. Neue aufl. .
- 115. Kaula, W. M. 1966. Theory of satellite geodesy. Applications of satellites to geodesy. Waltham, Mass.: Blaisdell, 1966.
- 116. Keller, H. U., és 17 munkatársa 1986. First Halley multicolour camera imaging results from Giotto. Nature 321, 320-326.
- 117. Kharchenko, N. V., Roeser, S. 2009. All-sky Compiled Catalogue of 2.5 million stars (Kharchenko+ 2009). VizieR Online Data Catalog 1280, 0.
- Kidger, M. R. 2004. Dust production and coma morphology of 67P/Churyumov-Gerasimenko during the 2002/2003 apparition. II. A comparative study of dust production in 46P/Wirtanen and 67P/Churyumov-Gerasimenko during their 2002/2003 apparition. Astronomy and Astrophysics 420, 389-395.
- 119. Kipping, D. M. 2009a. Transit timing effects due to an exomoon. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 392, 181-189.
- Kipping, D. M. 2009b. Transit timing effects due to an exomoon II. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 396, 1797-1804.
- 121. Kipping, D. M., Fossey, S. J., Campanella, G. 2009. On the detectability of habitable exomoons with Keplerclass photometry. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 400, 398-405.
- 122. Kipping, D. M. 2010. How to weigh a star using a moon. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 409, L119-L123.
- 123. Kipping, D. M. 2011. LUNA: an algorithm for generating dynamic planet-moon transits. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 416, 689-709.
- Kipping, D. M., Bakos, G. A., Buchhave, L., Nesvorný, D., Schmitt, A. 2012. The Hunt for Exomoons with Kepler (HEK). I. Description of a New Observational project. The Astrophysical Journal 750, 115.
- Knutson, H. A., Charbonneau, D., Allen, L. E., Fortney, J. J., Agol, E., Cowan, N. B., Showman, A. P., Cooper, C. S., Megeath, S. T. 2007. A map of the day-night contrast of the extrasolar planet HD 189733b. Nature 447, 183-186.
- 126. Knutson, H. A. 2007. Extrasolar planets: Water on distant worlds. Nature 448, 143-145.
- 127. Koch, D., Witteborn, F., Dunham, E., Jenkins, J., Borucki, W., Webster, L. 1999a. Results of CCD Transit Photometry Testing for the Kepler Mission. Bulletin of the American Astronomical Society 31, #109.09.
- 128. Koch, D. G., Witteborn, F., Dunham, E. T., Jenkins, J. H., Borucki, W. J., Webster, W. 1999b. The AMES photometric testbed for the Kepler mission.. Bulletin of the American Astronomical Society 31, 1086.
- 129. Korycansky, D. G., Asphaug, E. 2003. Impact evolution of asteroid shapes1. random mass redistribution. Icarus 163, 374-388.

- 130. La Spina, A., Paolicchi, P., Kryszczyńska, A., Pravec, P. 2004. Retrograde spins of near-Earth asteroids from the Yarkovsky effect. Nature 428, 400-401.
- 131. Lamy, P. L., Tóth, I., Fernandez, Y. R., Weaver, H. A. 2004. The sizes, shapes, albedos, and colors of cometary nuclei. Comets II 223-264.
- 132. Landolt, A. U. 1992. UBVRI photometric standard stars in the magnitude range 11.5-16.0 around the celestial equator. The Astronomical Journal 104, 340-371.
- 133. Laplace, P. S. 1796. Exposition de système du monde, Duprat, Paris
- 134. Lawson, C. L., Hanson, B. J., 1974., Solving Least Squares Problems, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ
- 135. Lecavelier Des Etangs, A. 2007. A diagram to determine the evaporation status of extrasolar planets. Astronomy and Astrophysics 461, 1185-1193.
- 136. Lecavelier Des Etangs, A., Ehrenreich, D., Vidal-Madjar, A., Ballester, G. E., Désert, J.-M., Ferlet, R., Hébrard, G., Sing, D. K., Tchakoumegni, K.-O., Udry, S. 2010. Evaporation of the planet HD 189733b observed in H I Lyman-α. Astronomy and Astrophysics 514, A72.
- 137. Lecavelier des Etangs, A., és 10 munkatársa 2012. Temporal variations in the evaporating atmosphere of the exoplanet HD 189733b. Astronomy and Astrophysics 543, L4.
- 138. Leinhardt, Z. M., Richardson, D. C., Quinn, T. 2000. Direct N-body Simulations of Rubble Pile Collisions. Icarus 146, 133-151.
- 139. Lewis, K. M., Sackett, P. D., Mardling, R. A. 2008. Possibility of Detecting Moons of Pulsar Planets through Time-of-Arrival Analysis. The Astrophysical Journal 685, L153-L156.
- 140. Liou, J. C., Dermott, S. F., Xu, Y. L. 1995. The contribution of cometary dust to the zodiacal cloud. Planetary and Space Science 43, 717-722.
- 141. Lissauer, J. J. 1993. Planet formation. Annual Review of Astronomy and Astrophysics 31, 129-174.
- 142. Lissauer, J. J., Stevenson, D. J. 2007. Formation of Giant Planets. Protostars and Planets V 591-606.
- 143. Lissauer, J. J., és 23 munkatársa 2012. Almost All of Kepler's Multiple-planet Candidates Are Planets. The Astrophysical Journal 750, 112.
- 144. Lisse, C. M., A'Hearn, M. F., Farnham, T. L., Groussin, O., Meech, K. J., Fink, U., Schleicher, D. G. 2005. The Coma of Comet 9P/Tempel 1. Space Science Reviews 117, 161-192.
- 145. Lisse, C. M., Beichman, C. A., Bryden, G., Wyatt, M. C. 2007. On the Nature of the Dust in the Debris Disk around HD 69830. The Astrophysical Journal 658, 584-592.
- 146. Lisse, C. M., Wyatt, M. C., Chen, C. H., Morlok, A., Watson, D. M., Manoj, P., Sheehan, P., Currie, T. M., Thebault, P., Sitko, M. L. 2012. Spitzer Evidence for a Late-heavy Bombardment and the Formation of Ureilites in η Corvi at ~1 Gyr. The Astrophysical Journal 747, 93.
- 147. Lovis, C., és 13 munkatársa 2006. An extrasolar planetary system with three Neptune-mass planets. Nature 441, 305-309.
- Lowry, S. C., Fitzsimmons, A. 2005. William Herschel Telescope observations of distant comets. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 358, 641-650.
- 149. Lowry, S. C., Fitzsimmons, A. 2001. CCD photometry of distant comets II. Astronomy and Astrophysics 365, 204-213.
- 150. Lowry, S. C., Fitzsimmons, A., Cartwright, I. M., Williams, I. P. 1999. CCD photometry of distant comets. Astronomy and Astrophysics 349, 649-659.
- 151. Lowry, S. C., Weissman, P. R. 2003. CCD observations of distant comets from Palomar and Steward Observatories. Icarus 164, 492-503.
- 152. Luu, J. X. 1993. Spectral diversity among the nuclei of comets. Icarus 104, 138-148.
- 153. Madhusudhan, N., és 18 munkatársa 2011. A high C/O ratio and weak thermal inversion in the atmosphere of exoplanet WASP-12b. Nature 469, 64-67.
- 154. Mandel, K., Agol, E. 2002. Analytic Light Curves for Planetary Transit Searches. The Astrophysical Journal 580, L171-L175.
- 155. Makarov, V. V. 2012. Conditions of Passage and Entrapment of Terrestrial Planets in Spin-orbit Resonances. The Astrophysical Journal 752, 73.
- 156. Marchis, F., Kaasalainen, M., Hom, E. F. Y., Berthier, J., Enriquez, J., Hestroffer, D., Le Mignant, D., de Pater, I. 2006. Shape, size and multiplicity of main-belt asteroids. I. Keck Adaptive Optics survey. Icarus 185, 39-63.
- 157. Martin, R. G., Lubow, S. H., Pringle, J. E., Wyatt, M. C. 2007. Planetary migration to large radii. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 378, 1589-1600.

- 158. Marzari, F., Scholl, H., Murray, C., Lagerkvist, C. 2002. Origin and Evolution of Trojan Asteroids. Asteroids III 725-738.
- 159. Masiero, J., Jedicke, R., Ďurech, J., Gwyn, S., Denneau, L., Larsen, J. 2009. The Thousand Asteroid Light Curve Survey. Icarus 204, 145-171.
- Mason, B. D., Wycoff, G. L., Hartkopf, W. I., Douglass, G. G., Worley, C. E. 2001. The 2001 US Naval Observatory Double Star CD-ROM. I. The Washington Double Star Catalog. The Astronomical Journal 122, 3466-3471.
- Masset, F. S., Morbidelli, A., Crida, A., Ferreira, J. 2006. Disk Surface Density Transitions as Protoplanet Traps. The Astrophysical Journal 642, 478-487.
- 162. Mayor, M., Queloz, D. 1995. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. Nature 378, 355-359.
- 163. Mazeh, T., Nachmani, G., Sokol, G., Faigler, S., Zucker, S. 2012. Kepler KOI-13.01 Detection of beaming and ellipsoidal modulations pointing to a massive hot Jupiter. Astronomy and Astrophysics 541, A56.
- Mazzotta Epifani, E., Palumbo, P., Capria, M. T., Cremonese, G., Fulle, M., Colangeli, L. 2006. The dust coma of the active Centaur P/2004 A1 (LONEOS): a CO-driven environment?. Astronomy and Astrophysics 460, 935-944.
- 165. Mazzotta Epifani, E., Palumbo, P., Capria, M. T., Cremonese, G., Fulle, M., Colangeli, L. 2007. The distant activity of short-period comets I. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 381, 713-722.
- 166. McLaughlin, S. A., McFadden, L. A., Emerson, G. 2004. The Small Telescope Science Program for the NASA Deep Impact Mission. Bulletin of the American Astronomical Society 36, 706.
- Meech, K. J., Buie, M. W., Samarasinha, N. H., Mueller, B. E. A., Belton, M. J. S. 1997. Observations of Structures in the Inner Coma of Chiron with the HST Planetary Camera. The Astronomical Journal 113, 844-862.
- 168. Meech, K. J., Hainaut, O. R., Marsden, B. G. 2004. Comet nucleus size distributions from HST and Keck telescopes. Icarus 170, 463-491.
- Meech, K. J., és 208 munkatársa 2005. Deep Impact: Observations from a Worldwide Earth-Based Campaign. Science 310, 265-269.
- 170. Meech, K. J., és 196 munkatársa 2011. EPOXI: Comet 103P/Hartley 2 Observations from a Worldwide Campaign. The Astrophysical Journal 734, L1.
- 171. Meyer-Vernet, N., Couturier, P., Hoang, S., Perche, C., Steinberg, J. L. 1986. Physical parameters for hot and cold electron populations in Comet Giacobini-Zinner with the ICE radio experiment. Geophysical Research Letters 13, 279-282.
- 172. Milani, G. A., és 10 munkatársa 2007. Photometry of Comet 9P/Tempel 1 during the 2004/2005 approach and the Deep Impact module impact. Icarus 191, 517-525.
- 173. Milani, G. A., 31 munkatársa, **Szabó, Gy. M.** 2012. Photometry and imaging of comet 103P/Hartley 2 in the 2010-2011 apparition. Icarus EPOXI Mission különszám, közlésre elfogadva
- 174. Miller, G. R. M., és 11 munkatársa 2010. The Doppler shadow of WASP-3b. A tomographic analysis of Rossiter-McLaughlin observations. Astronomy and Astrophysics 523, A52.
- 175. Mislis, D., Hodgkin, S. 2012. A massive exoplanet candidate around KOI-13: independent confirmation by ellipsoidal variations. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 422, 1512-1517.
- 176. Monnier, J. D., és 15 munkatársa 2007. Imaging the Surface of Altair. Science 317, 342.
- 177. Moór, A., és 13 munkatársa 2011. Structure and Evolution of Debris Disks Around F-type Stars. I. Observations, Database, and Basic Evolutionary Aspects. The Astrophysical Journal Supplement Series 193, 4.
- 178. Morbidelli, A., Levison, H. F., Tsiganis, K., Gomes, R. 2005. Chaotic capture of Jupiter's Trojan asteroids in the early Solar System. Nature 435, 462-465.
- 179. Mordasini, C., Alibert, Y., Benz, W. 2009. Extrasolar planet population synthesis. I. Method, formation tracks, and mass-distance distribution. Astronomy and Astrophysics 501, 1139-1160.
- 180. Mosqueira, I., Estrada, P. R. 2003. Formation of the regular satellites of giant planets in an extended gaseous nebula I: subnebula model and accretion of satellites. Icarus 163, 198-231.
- 181. Mosqueira, I., Estrada, P. R. 2003. Formation of the regular satellites of giant planets in an extended gaseous nebula II: satellite migration and survival. Icarus 163, 232-255.
- 182. Müller, T. G., Vilenius, E., Santos-Sanz, P., Mommert, M., Kiss, C., Pal, A., TNOs-are-Cool Team 2012. TNOs are Cool: A Survey of the Trans-Neptunian Region Herschel Observations and Thermal Modeling of Large Samples of Kuiper Belt Objects. LPI Contributions 1667, 6316.
- Nesvorný, D., Jedicke, R., Whiteley, R. J., Ivezić, Ž. 2005. Evidence for asteroid space weathering from the Sloan Digital Sky Survey. Icarus 173, 132-152.

- Nesvorný, D., Bottke, W. F., Vokrouhlický, D., Morbidelli, A., Jedicke, R. 2006. Asteroid families. Asteroids, Comets, Meteors 229, 289-299.
- Nesvorny, D., Jenniskens, P. 2010. Cometary Origin of the Zodiacal Cloud and Antarctic Micrometeorites. Meteoritics and Planetary Science Supplement 73, 5372.
- Nesvorný, D., Jenniskens, P., Levison, H. F., Bottke, W. F., Vokrouhlický, D., Gounelle, M. 2010. Cometary Origin of the Zodiacal Cloud and Carbonaceous Micrometeorites. Implications for Hot Debris Disks. The Astrophysical Journal 713, 816-836.
- 187. Nesvorný, D., Kipping, D. M., Buchhave, L. A., Bakos, G. Á., Hartman, J., Schmitt, A. R. 2012. The Detection and Characterization of a Nontransiting Planet by Transit Timing Variations. Science 336, 1133.
- 188. Neubauer, F. M., és 11 munkatársa 1993. First results from the Giotto magnetometer experiment during the P/Grigg-Skjellerup encounter. Astronomy and Astrophysics 268, L5-L8.
- 189. Neugebauer, M., és 14 munkatársa 2007. Encounter of the Ulysses Spacecraft with the Ion Tail of Comet MCNaught. The Astrophysical Journal 667, 1262-1266.
- 190. Nutzman, P. A., Fabrycky, D. C., Fortney, J. J. 2011. Using Star Spots to Measure the Spin-orbit Alignment of Transiting Planets. The Astrophysical Journal 740, L10.
- 191. O'Brien, D. P., Greenberg, R. 2005. The collisional and dynamical evolution of the main-belt and NEA size distributions. Icarus 178, 179-212.
- 192. Ohta, Y., Taruya, A., Suto, Y. 2005. The Rossiter-McLaughlin Effect and Analytic Radial Velocity Curves for Transiting Extrasolar Planetary Systems. The Astrophysical Journal 622, 1118-1135.
- 193. O'Keefe, J. A. 1982. Lunar Phenomena Reported by Gervase of Canterbury (1178 AD). Meteoritics 17, 264.
- 194. Ostro, S. J., és 12 munkatársa 1996. Radar Observations of Asteroid 1620 Geographos. Icarus 121, 46-66.
- 195. Ostro, S. J., Hudson, R. S., Nolan, M. C., Margot, J.-L., Scheeres, D. J., Campbell, D. B., Magri, C., Giorgini, J. D., Yeomans, D. K. 2000. Radar Observations of Asteroid 216 Kleopatra. Science 288, 836-839.
- 196. Ostro, S. J., és 15 munkatársa 2006. Radar Imaging of Binary Near-Earth Asteroid (66391) 1999 KW4. Science 314, 1276-1280.
- 197. Pál, A., Süli, Á. 2004. Distribution of Asteroids in the Solar System: The Trojans. Publications of the Astronomy Department of the Eotvos Lorand University 14, 285-292.
- 198. Pál, A. 2008. Properties of analytic transit light-curve models. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 390, 281-288.
- 199. Parker, A., Ivezić, Ž., Jurić, M., Lupton, R., Sekora, M. D., Kowalski, A. 2008. The size distributions of asteroid families in the SDSS Moving Object Catalog 4. Icarus 198, 138-155.
- 200. Peale, S. J. 1993. The effect of the nebula on the Trojan precursors. Icarus 106, 308.
- 201. Petit, J.-M., Farinella, P. 1993. Modelling the outcomes of high-velocity impacts between small solar system bodies. Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy 57, 1-28.
- 202. Pilinszky, J. 1973. Lelkiismeret-vizsgálat. Vigilia, 38, 123-128.
- 203. Pölönen, M., Salmimaa, M., Takatalo, J., Häkkinen, J. 2012. Subjective experiences of watching stereoscopic Avatar and U2 3D in a cinema. Journal of Electronic Imaging 21, 011006.
- 204. Pravec, P., Harris, A. W. 2000. Fast and Slow Rotation of Asteroids. Icarus 148, 12-20.
- 205. Pravec, P., Harris, A. W., Michalowski, T. 2002. Asteroid Rotations. Asteroids III 113-122.
- 206. Pravec, P., és 25 munkatársa 2010. Formation of asteroid pairs by rotational fission. Nature 466, 1085-1088.
- 207. Queloz, D., Eggenberger, A., Mayor, M., Perrier, C., Beuzit, J. L., Naef, D., Sivan, J. P., Udry, S. 2000. Detection of a spectroscopic transit by the planet orbiting the star HD209458. Astronomy and Astrophysics 359, L13-L17.
- 208. Queloz, D. 2012. Extrasolar planets: An Earth-sized duo. Nature 482, 166-167.
- 209. Rappaport, S., és 10 munkatársa 2012. Possible Disintegrating Short-period Super-Mercury Orbiting KIC 12557548. The Astrophysical Journal 752, 1.
- 210. Ryan, E. V. 2000. Asteroid Fragmentation and Evolution of Asteroids. Annual Review of Earth and Planetary Sciences 28, 367-389.
- 211. Richardson, J. E., Melosh, H. J., Greenberg, R. 2004. Impact-Induced Seismic Activity on Asteroid 433 Eros: A Surface Modification Process. Science 306, 1526-1529.
- 212. Rogers, L. A., Seager, S. 2010. Three Possible Origins for the Gas Layer on GJ 1214b. The Astrophysical Journal 716, 1208-1216.
- Roig, F., Ribeiro, A. O., Gil-Hutton, R. 2008. Taxonomy of asteroid families among the Jupiter Trojans: comparison between spectroscopic data and the Sloan Digital Sky Survey colors. Astronomy and Astrophysics 483, 911-931.

- 214. Rousselot, P. 2008. 174P/Echeclus: a strange case of outburst. Astronomy and Astrophysics 480, 543-550.
- 215. Samarasinha, N. H., Mueller, B. E. A., A'Hearn, M. F., Farnham, T. L., Gersch, A. 2011. Rotation of Comet 103P/Hartley 2 from Structures in the Coma. The Astrophysical Journal 734, L3.
- 216. Sánchez-Lavega, A., és 15 munkatársa 2010. The Impact of a Large Object on Jupiter in 2009 July. The Astrophysical Journal 715, L155-L159.
- 217. Sanchis-Ojeda, R., Winn, J. N., Holman, M. J., Carter, J. A., Osip, D. J., Fuentes, C. I. 2011. Starspots and Spin-orbit Alignment in the WASP-4 Exoplanetary System. The Astrophysical Journal 733, 127.
- 218. Sanchis-Ojeda, R., Winn, J. N. 2011. Starspots, Spin-Orbit Misalignment, and Active Latitudes in the HAT-P-11 Exoplanetary System. The Astrophysical Journal 743, 61.
- 219. Santerne, A., Moutou, C., Barros, S. C. C., Damiani, C., Díaz, R. F., Almenara, J.-M., Bonomo, A. S., Bouchy, F., Deleuil, M., Hébrard, G. 2012. SOPHIE velocimetry of Kepler transit candidates VII. An additional companion in the KOI-13 system. A&A, elfogadva. ArXiv e-prints arXiv:1207.1715.
- Schenk, P., és 13 munkatársa 2012. The Geologically Recent Giant Impact Basins at Vesta's South Pole. Science 336, 694.
- 221. Schneider, J., 2012, The Extrasolar Planets Encyclopaedia, http://exoplanet.eu (2012. 08. 21.)
- 222. Schnittman, J. D. 2004. Spin-orbit resonance and the evolution of compact binary systems. Physical Review D 70, 124020.
- 223. Schultz, P. H., Hermalyn, B., Veverka, J. 2012. The Deep Impact Crater as Seen from the Stardust-NExT Mission. Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts 43, 2440.
- 224. Sekanina, Z., Brownlee, D. E., Economou, T. E., Tuzzolino, A. J., Green, S. F. 2004. Modeling the Nucleus and Jets of Comet 81P/Wild 2 Based on the Stardust Encounter Data. Science 304, 1769-1774.
- 225. Shporer, A., Jenkins, J. M., Rowe, J. F., Sanderfer, D. T., Seader, S. E., Smith, J. C., Still, M. D., Thompson, S. E., Twicken, J. D., Welsh, W. F. 2011. Detection of KOI-13.01 Using the Photometric Orbit. The Astronomical Journal 142, 195.
- 226. Simon, A., Szatmáry, K., Szabó, Gy. M. 2007. Determination of the size, mass, and density of "exomoons" from photometric transit timing variations. Astronomy and Astrophysics 470, 727-731.
- 227. Simon, A. E., Szabó, Gy. M., Szatmáry, K. 2009. Exomoon Simulations. Earth Moon and Planets 105, 385-389.
- Simon, A. E., Szabó, Gy. M., Szatmáry, K., Kiss, L. L. 2010. Methods for exomoon characterization: combining transit photometry and the Rossiter-McLaughlin effect. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 406, 2038-2046.
- Simon, A. E., Szabó, Gy. M., Kiss, L. L., Szatmáry, K. 2012. Signals of exomoons in averaged light curves of exoplanets. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 419, 164-171.
- 230. Simon, A. E., 2012. Exoholdak fedési exobolygók körül. Doktori értekezés, SZTE.
- Snodgrass, C., Lowry, S. C., Fitzsimmons, A. 2008. Optical observations of 23 distant Jupiter Family Comets, including 36P/Whipple at multiple phase angles. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 385, 737-756.
- 232. Snodgrass, C., Lowry, S. C., Fitzsimmons, A. 2006. Photometry of cometary nuclei: rotation rates, colours and a comparison with Kuiper Belt Objects. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 373, 1590-1602.
- Soderblom, L. A., és 21 munkatársa 2002. Observations of Comet 19P/Borrelly by the Miniature Integrated Camera and Spectrometer Aboard Deep Space 1. Science 296, 1087-1091.
- 234. Song, I., Zuckerman, B., Weinberger, A. J., Becklin, E. E. 2005. Extreme collisions between planetesimals as the origin of warm dust around a Sun-like star. Nature 436, 363-365.
- Spohn, T., Noack, L., Hoening, D., Breuer, D. 2012. Planetary Interior Evolution and Life. EGU General Assembly Conference Abstracts 14, 11816.
- Stevenson, K. B., Harrington, J., Nymeyer, S., Madhusudhan, N., Seager, S., Bowman, W. C., Hardy, R. A., Deming, D., Rauscher, E., Lust, N. B. 2010. Possible thermochemical disequilibrium in the atmosphere of the exoplanet GJ 436b. Nature 464, 1161-1164.
- 237. Stix, M. 2004. The sun : an introduction. The sun : an introduction, 2nd ed., by Michael Stix. Astronomy and astrophysics library, Berlin: Springer, 2004. ISBN: 3540207414.
- 238. Stoeffler, D., Gault, D. E., Wedekind, J., Polkowski, G. 1975. Experimental hypervelocity impact into quartz sand Distribution and shock metamorphism of ejecta. Journal of Geophysical Research 80, 4062-4077.
- 239. Struve, O. 1952. Proposal for a project of high-precision stellar radial velocity work. The Observatory 72, 199-200.
- 240. Swain, M. R., Vasisht, G., Tinetti, G. 2008. The presence of methane in the atmosphere of an extrasolar planet. Nature 452, 329-331.

- 241. Swain, M. R., és 13 munkatársa 2009. Water, Methane, and Carbon Dioxide Present in the Dayside Spectrum of the Exoplanet HD 209458b. The Astrophysical Journal 704, 1616-1621.
- 242. **Szabó, Gy. M.,** Csák, B., Sárneczky, K., Kiss, L. L. 2001. Photometric observations of 9 Near-Earth Objects. Astronomy and Astrophysics 375, 285-292.
- 243. **Szabó, Gy. M.**, Csák, B., Sárneczky, K., Kiss, L. L. 2001. Photometric observations of distant active comets. Astronomy and Astrophysics 374, 712-718.
- Szabó, Gy. M., Kiss, L. L., Sárneczky, K., Sziládi, K. 2002. Spectrophotometry and structural analysis of 5 comets. Astronomy and Astrophysics 384, 702-710.
- Szabó, Gy. M., Ivezić, Ž., Jurić, M., Lupton, R., Kiss, L. L. 2004. Colour variability of asteroids in the Sloan Digital Sky Survey Moving Object Catalog. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 348, 987-998.
- Szabó, Gy. M., Szatmáry, K., Divéki, Z., Simon, A. 2006. Possibility of a photometric detection of "exomoons". Astronomy and Astrophysics 450, 395-398.
- 247. **Szabó, Gy. M.**, Ivezić, Ž., Jurić, M., Lupton, R. 2007. The properties of Jovian Trojan asteroids listed in SDSS Moving Object Catalogue 3. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 377, 1393-1406.
- 248. **Szabó, Gy. M.,** Kiss, L. L., Sárneczky, K. 2008. Cometary Activity at 25.7 AU: Hale-Bopp 11 Years after Perihelion. The Astrophysical Journal 677, L121-L124.
- Szabó, Gy. M., Kiss, L. L. 2008. The shape distribution of asteroid families: Evidence for evolution driven by small impacts. Icarus 196, 135-143.
- 250. **Szabó, Gy. M.,** és 12 munkatársa 2010. A multi-site campaign to detect the transit of the second planet in HAT-P-13. Astronomy and Astrophysics 523, A84.
- 251. **Szabó, Gy. M.,** Milani, G., Vinante, C., Ligustri, R., Sostero, G., Trabatti, R. 2010. Observations of Bright Comets in CARA Archives I: Years 2002-2006. Earth Moon and Planets 107, 253-265.
- Szabó, Gy. M., Simon, A. E., Kiss, L. L., Regály, Z. 2011. Practical suggestions on detecting exomoons in exoplanet transit light curves. IAU Symposium 276, 556-557.
- 253. **Szabó, Gy. M.,** Kiss, L. L. 2011. A Short-period Censor of Sub-Jupiter Mass Exoplanets with Low Density. The Astrophysical Journal 727, L44.
- 254. **Szabó, Gy. M.,** Sárneczky, K., Kiss, L. L. 2011. Frozen to death? Detection of comet Hale-Bopp at 30.7 AU. Astronomy and Astrophysics 531, A11.
- 255. Szabó, Gy. M., Pál, A., Derekas, A., Simon, A. E., Szalai, T., Kiss, L. L. 2012. Spin-orbit resonance, transit duration variation and possible secular perturbations in KOI-13. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 421, L122-L126.
- 256. Szabó, Gy. M., Szabó, R., Benkő, J. M., Lehmann, H., Mező, G., Simon, A. E., Kővári, Z., Hodosán, G., Regály, Z., Kiss, L. L. 2011. Asymmetric Transit Curves as Indication of Orbital Obliquity: Clues from the Late-type Dwarf Companion in KOI-13. The Astrophysical Journal 736, L4.
- 257. Szabó, Gy. M., Kiss, L. L., Pál, A., Kiss, Cs., Sárneczky, K., Juhász, A., Hogerheijde, M. R. 2012. Evidence for fresh frost layer on the bare nucleus of comet Hale–Bopp at 32 AU distance. The Astrophysical Journal, 2012. December 1. kötet, nyomdában.
- 258. Tedesco, E. F., Williams, J. G., Matson, D. L., Weeder, G. J., Gradie, J. C., Lebofsky, L. A. 1989. A threeparameter asteroid taxonomy. The Astronomical Journal 97, 580-606.
- 259. Tedesco, E. F., Cellino, A., Zappalá, V. 2005. The Statistical Asteroid Model. I. The Main-Belt Population for Diameters Greater than 1 Kilometer. The Astronomical Journal 129, 2869-2886.
- 260. Thompson, S. E., és 12 munkatársa 2012. A Class of Eccentric Binaries with Dynamic Tidal Distortions Discovered with Kepler. The Astrophysical Journal 753, 86.
- 261. Toomre, A. 1964. On the gravitational stability of a disk of stars. The Astrophysical Journal 139, 1217-1238.
- 262. Triaud, A. H. M. J., és 16 munkatársa 2010. Spin-orbit angle measurements for six southern transiting planets. New insights into the dynamical origins of hot Jupiters. Astronomy and Astrophysics 524, A25.
- 263. Triaud, A. H. M. J., Queloz, D., Collier Cameron, A. 2011. Spin-orbit angles: A probe to evolution. IAU Symposium 276, 258-262.
- 264. Tsurutani, B. T., Page, D. E., Smith, E. J., Goldstein, B. E., Brinca, A. L., Thorne, R. M., Matsumoto, H., Richardson, I. G., Sanderson, T. R. 1989. Low-frequency plasma waves and ion pitch angle scattering at large distances (greater than 350,000 km) from Giacobini-Zinner - Interplanetary magnetic field alpha dependences. Journal of Geophysical Research 94, 18-28.
- Uytterhoeven, K., és 40 munkatársa 2011. The Kepler characterization of the variability among A- and F-type stars. I. General overview. Astronomy and Astrophysics 534, A125.
- van Boekel, R., és 22 munkatársa 2004. The building blocks of planets within the terrestrial' region of protoplanetary disks. Nature 432, 479-482.

- 267. Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., Ballester, G. E., Ferlet, R., Hébrard, G., Mayor, M. 2003. Nature 422, 143
- Weaver, H. A., Feldman, P. D., A'Hearn, M. F., Arpigny, C. 1997. The activity and size of the nucleus of Comet Hale-Bopp (C/1995 O1). Science 275, 1900-1904.
- 269. Williams, D. M., Kasting, J. F., Wade, R. A. 1997. Habitable moons around extrasolar giant planets. Nature 385, 234-236.
- 270. Williams, D. M., Pollard, D. 2002. Earth-like worlds on eccentric orbits: excursions beyond the habitable zone. International Journal of Astrobiology 1, 61-69.
- 271. Winn, J. N. 2010. Exoplanet Transits and Occultations. Exoplanets 55-77.
- 272. Winn, J. N., Fabrycky, D., Albrecht, S., Johnson, J. A. 2010. Hot Stars with Hot Jupiters Have High Obliquities. The Astrophysical Journal 718, L145-L149.
- Winn, J. N., 2012. The Promise of Transits. 2012 Carl Sagan Summer Workshop, CALTEC, Pasadena CA, 2012. 07. 23. (http://nexsci.caltech.edu/workshop/2012/talks/JoshWinn.pdf)
- 274. Witte, M. G., Savonije, G. J. 2001. Tidal evolution of eccentric orbits in massive binary systems. II. Coupled resonance locking for two rotating main sequence stars. Astronomy and Astrophysics 366, 840-857.
- 275. Wyatt, M. C., Smith, R., Greaves, J. S., Beichman, C. A., Bryden, G., Lisse, C. M. 2007. Transience of Hot Dust around Sun-like Stars. The Astrophysical Journal 658, 569-583.
- 276. Yoshida, F., Nakamura, T. 2005. Size Distribution of Faint Jovian L4 Trojan Asteroids. The Astronomical Journal 130, 2900-2911.
- 277. Youdin, A. N., Johansen, A. 2008. Planetesimal Formation with Particle Feedback. Extreme Solar Systems 398, 219.
- 278. Zappalà, V., Bendjoya, P., Cellino, A., Farinella, P., Froeschle, C. 1995. Asteroid families: Search of a 12,487asteroid sample using two different clustering techniques.. Icarus 116, 291-314.
- 279. von Zeipel, H. 1924. The radiative equilibrium of a rotating system of gaseous masses. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 84, 665-683.

Köszönetnyilvánítás

Tömörkény István önéletrajza így kezdődik: Ez az életrajz kissé zavaros, de nem én zavartam össze, hanem az élet. Köszönöm családtagjaimnak, elsősorban feleségemnek és kislányunknak, hogy türelmesen fogadják mindazokat a zavarosságokat, amelyek a kutatói életformával járnak együtt.

Kiss Lászlónak és Szatmáry Károlynak köszönöm, hogy éveken keresztül magas szintű kutatási mikrokörnyezetet tudtak biztosítani az SZTE TTK Kísérleti Fizikai Tanszék, valamint az MTA CSFK KTM CSI intézményeken belül. Kiss László kétszer látott vendégül a University of Sydney-n, Ries-Györgyey Judit pedig a University of Texason, ami mindkettejüknek sok utánajárásába került. Szalay Sándor kétszer fogadott a Johns Hopkins egyetemen, állva az összes felmerült költséget; Sadie Lingham segített az összkomfortos feltételek megteremtésében. Željko Ivezić egy öt hetes látogatás anyagi és infrastruktúrális feltételeit teremtette meg a Princeton Egyetemen, és további nagylelkű támogatásával segítette konferencia részvételemet akkor, amikor erre saját forrást nem lehetett mozgósítani. Hálás vagyok Fűrész Gábornak, aki a CfA Harvardon történt látogatásomat készítette elő, Dave Latham anyagi támogatásával.

Szatmáry Károly irányította érdeklődésemet az exobolygók, Željko Ivezić pedig a Jupiter trójai kisbolygói felé. Mindkét témajavaslat jelentős visszhangot kiváltó eredményekig vezetett, ami elvitathatatlanul az ő érdemük is.

Meghatározó volt a kollégák és hallgatóim munkája, akik észrevételeikkel, számításaikkal, észlelő munkájukkal, ötleteikkel sok holtponton lendítették át a kutatási tevékenységet. Simon Attila gyorsan elkészülő, kiváló szimulációkkal vizsgálta meg a legkülönbözőbb hipotéziseket, amelyek a munka során felvetődtek. E szimulációknál semmivel nem lehetett hatékonyabban azonosítani a számos tévutat, amelyekre a jelenségek magyarázata közben tévedtünk. A tudományos diszkussziók során az említetteken túl Derekas Aliz és Szabó Róbert meglátásai voltak a leginkább inspirálóak. Az észlelésekben Benkő József, Mező György és Sárneczky Krisztián szerzett el nem évülő érdemeket.

Sokat tanultam Bohdan Paczyński, Scott Tremaine napi rendszerességű, Tim Bedding és Dave Latham hetente tartott "szobai" szemináriumain, amelyeket rendszeresen látogathattam, amikor azonos intézményben tartózkodtunk.

Az SZTE a kutatói formát támogató státuszokkal, az MTA közvetve Kiss László Lendületkutatócsoportján, közvetlenül két Bolyai János Posztdoktori Ösztöndíjon keresztül biztosította a kutatási tevékenységre koncentráló életforma peremfeltételeit. A MAG Zrt. HUMAN MB08C 81013 Mobilitás pályázata, továbbá az OTKA K76816 és K83790 pályázatai szolgáltatták a kutatási források alapját. A University of Sydney-n tett látogatások a Magyary Zoltán Közalapítvány támogatásával (2007) és a Group of Eight Universities ausztrál szervezet ösztöndíjával (2008) valósultak meg. 2010-es utamat a University of Texasra egy Magyar Állami Eötvös Ösztöndíj keretében sikerült finanszírozni.

Az értekezés tézisei

1. Kisbolygók alakjának fejlődése ütközési folyamatokban

A Naprendszer története során az eredetileg kialakult, néhány száz–ezer km méretű kisbolygók óriási ütközésekben kisebb-nagyobb fragmentumokra törtek, s azóta is számtalan kisebb becsapódás érte a felszínüket. Az alak vizsgálatához 11735 kisbolygót vizsgáltam a Sloan Digitális Égboltfelmérésben. Az adatok rendkívül alulmintavételezettek (általában összesen 2 fotometriai pont), ez alapján az egyedi kisbolygók fényességváltozása és alakja nem rekonstruálható. A vizsgálat céljára ezért terveztem és teszteltem egy robusztus statisztikai eljárást, amely >400 kisbolygót tartalmazó populációban már ilyen rossz mintavételezés mellett is megbízhatóan megmutatja az alak eloszlását. A vizsgált mintában a legnépesebb kisbolygócsaládok közel 1000 égitesttel képviseltetik magukat.

- Kifejlesztettem egy eljárást, amellyel nagy számú (legalább több száz) kisbolygó mindössze két, független forgási fázishoz tartozó SDSS fotometriájából rekonstruálható a vizsgált kisbolygók *a/b* elnyúltságának eloszlása. A módszert alkalmaztam az SDSS által megfigyelt legnépesebb kisbolygócsaládokra.
- Megállapítottam, hogy a kisbolygók alakja az idő elérehaladtával fejlődik: a fiatal családokban inkább elnyúltabb, az idősebb családokban a gömb alakhoz közelebb álló égitesteket találunk.
- Igazoltam azt a hipotézist, hogy a kis becsapódások 2-3 milliárd év leforgása alatt "legömbölyítik" a kisbolygókat. A becsapódások rengéseket okoznak, amelyek hatására az anyag megmozdul, a csúcsokból a völgyekbe vándorol (Szabó és Kiss, 2008).
- Kimutattam, hogy egy másik folyamat is szerepet játszik a kisbolygók alakjának fejlődésében: a kis energiájú ütközések hatásával magyaráztam a számos kisbolygón űrszondás megközelítéssel felfedezett vagy fotometriai alapon közvetve megfigyelt kiterjedt lapos felszíneket. A végső alakot a két feltárt hatás eredője alakítja ki.

A tézisponthoz tartozó publikációk: 16, 17

2. A Jupiter trójai kisbolygócsaládjának szerkezete

A trójai kisbolygók a Jupiter pályáján, tehát a kisbolygók főövétől nagyobb naptávolságban keringenek. Dinamikai szimulációk alapján jó okunk van feltételezni, hogy ezen égitestek a Naprendszer egyik legősibb égitestcsoportját jelenítik meg, amelyek közel 4 milliárd éve meglehetősen elszeparálva fejlődnek a kis égitestek többi övezetétől (a legfiatalabb kisbolygócsaládok \approx 100 millió évnél is fiatalabbak), naptávolságuk miatt pedig a trójai kisbolygók a napsugárzás hatásától is meglehetősen védettek. Anyaguk nagy mennyiségben tartalmaz hidrált kőzetet, szerves anyagokat és talán jegeket, így szerepük a kisbolygó-üstökös kapcsolatokban és a víz szerepének követésében is fontos. A Sloan Digitális Égboltfölmérés (SDSS) adataiban 410 ezer bejegyzés szerepel kisbolygók megfigyeléséről. Ezek közül kiválasztottam ismert 480 trójai kisbolygót, majd a mozgásuk alapján összeállítottam egy második mintát 1187 trójai pályán mozgó kisbolygóról, amelyek rajta vannak a megfigyeléseken, de még nem fedezték fel őket (Szabó és mtsai 2006). A minta statisztikus analízisével megállapítottam a következőket:

• A Jupiter trójai kisbolygóinak populációja aszimmetrikus eloszlást mutat, az L4 csomóban 1,6-szor több égitest található, mint az L5 csoportban. Ez a korábbi, kiegyenlített populációra vonatkozó paradigmát megdönti. Az eltérés valószínű

magyarázatául a trójai kisbolygók kialakulásakor fellépő körülmények (por/gáz arány a protoplanetáris korongban) vagy a Szaturnusz perturbációs hatásai jöhetnek szóba.

- A Jupiter trójai kisbolygók darabszáma hasonló nagyságrendű, mint a főöv összes kisbolygócsaládja együttvéve. Az SDSS által megfigyelt 1187 darabos minta fényességeloszlásából extrapolálva az adódik, hogy 1 millió darab 1 km-nél nagyobb Jupiter trójai kisbolygó van (a becslés hibája az extrapoláció miatt egy kettes faktor). Ez a megfigyelés közvetve azt jelenti, hogy extraszoláris bolygórendszerekben is nagy tömegű kisbolygórajok alakulhattak ki, amelyek térbeli eloszlása nem forgásszimmetrikus – ellentétben az eddigi modellek föltételezéseivel.
- A trójai kisbolygók színindexei jellegzetes eloszlást mutatnak, és erősen különböznek a főövbeli kisbolygóktól. Kevert színindexet definiáltunk, amely a trójai kisbolygókra átlagosan 0. A trójai kisbolygók színeloszlása ezen színindexben bimodális, amely a rajok taxonómiai belső szerkezetére utal. Ezen megfigyelés nyomán Roig és mtsai. (2008) taxonómiai alcsaládokat azonosított a trójai rajokban.
- A nagyobb inklináción keringő trójai kisbolygók vörösebb színűek, ez az eltérés mindkét csomóban hasonlónak mutatkozik.

A tézisponthoz tartozó publikáció: 18.

3. A Deep Impact kísérlet támogatása a CARA megfigyelőhálózattal

Fölismerve, hogy az üstökösök folyamatos lefedettségű, homogén monitorozása még mindig megoldatlan feladata a csillagászatnak, továbbá hogy a nagy távcsöves és űrszondás üstökös-vizsgálatok interpretációs korlátjaként gyakran jelentkezik a hosszú időt lefedő, fotometriai és morfológiai "follow-up" megfigyelések hiánya, indítványoztam egy üstökösészlelő-hálózat kialakítását (Cometary Archives for Amateur Astronomers, CARA, amelyben a megfigyelések előállítása elsősorban technikailag jól fölszerelt amatőr csillagászok feladata.

- Kidolgoztam és egységesítettem a képek redukálásához alkalmazandó algoritmusokat, illetve az adattárolás formátumát. A mindenkori legfényesebb üstökösök folyamatos megfigyelésén túl szorgalmaztam két, űrszondák által meglátogatott üstökösök, a 9P/Tempel-1 és a 103P/Hartley-2 kiemelt prioritású megfigyelését.
- A Deep Impact kísérlet előzményeit és következményeit kutatva, több, mint 1 éven keresztül figyeltük meg a 9P/Tempel-1–üstököst. A becsapódás a kóma anyagát nagyságrendileg megkétszerezte, a kidobódott anyagfelhő tágulása követte a porra vonatkozó szökőkút-modellt, portartalma azonban gyorsan csökkent. Az anyagtöbblet 4-5 napos időskálán nagyrészt feloszlott, új aktív terület nem jött létre a becsapódás során. Valódi meglepetést az okozott, hogy a becsapódás területén nem jött létre új aktív terület, annak ellenére, hogy a becsapódási kráter - az űrszondás megfigyelések alapján - az 50 méter mélységet is elérhette.

A tézisponthoz tartozó publikációk: 19, 20, 21.

4. Az üstökösaktivitás határa a Naprendszerben

Minden idők legfényesebb, a mag méretét tekintve pedig legnagyobb üstököse volt az 1997-ben itt járt Hale–Bopp-üstökös, melyet több mint egy éven át lehetett látni szabad szemmel. A Siding Spring Obszervatóriumban 11 évvel napközelsége után, 2007. október 20-án készített képek alapján detektáltuk az égitestet, amely minden idők legtávolabb megfigyelt aktív üstökösévé lépett elő (Szabó és mtsai, 2008). További megfigyeléseket végeztem 2010 decemberében és 2011 októberében az ESO 2,2-es és VLT távcsöveivel, valamint újraredukáltam a HST megfigyeléseit a láthatóság alatt; e megfigyelések után a Hale-Bopp–üstökös magja érdemelte ki a legnagyobb naptávolságban megfigyelt inaktív üstökös címet is. Az észlelések alapján a következőket állapítottam meg:

- Az üstökösnek még a napközelség után 11 évvel, az Uránuszon túl is kómája volt, amely példa nélküli megfigyelés. A kóma hasonló méretű volt, mint a Jupiter. Egyedül a Halley-üstököst sikerült a Hubble Űrtávcsővel hasonló naptávolságnál megfigyelni, akkor azonban az üstökös már inaktív volt. A Hale-Bopp–üstökös aktivitása 2010 nyarára állt le, 30 csillagászati egység naptávolságban.
- Modell illesztéssel kimutattam, hogy a Hale-Bopp esetében minden bizonnyal jéggé fagyott szén-monoxid szublimál, ami az üstökös poranyagát is magával ragadja, és ez okozza a távoli aktivitást.
- 2010 decemberében és 2011 októberében végzett megfigyelések alapján arra következtettem, hogy a Hale–Bopp perihélium utáni albedója meghaladja minden korábban ismert üstökös albedóját, és archív HST mérések újbóli kimérésével megállapítottam, hogy többszöröse a perihélium előtti albedónak. Az albedó növekedését jég újrakondenzálódásával magyaráztam. Megfigyeltem a mag forgását, és minimális becslést adtam az alak elnyúltságára. A kapott 1,7-es érték hasonlóan elnyúlt magot sejtet, mint a Halley–üstökös esetében.

A tézisponthoz tartozó publikációk: 22, 23, 30.

5. Holdak exobolygók körül

2005 nyarán kezdtem exobolygók holdjainak detektálhatóságával foglalkozni. Első ereményeimet a Harvard Egyetem csillagászati szemináriumán mutattam be, ekkor neveztem először exoholdnak ezeket az égitesteket; a terminus először a Szabó és mtsai (2006) cikkben jelent meg leírva. Bár még nem ismerünk olyan exobolygót, amely körül hold kering, a terület rendkívül izgalmas. A nagy méretű exoholdak létezésének kérdése kulcskérdés a bolygókeletkezés folyamatának szempontjából, másrészt az életlehetőségek szempontjából is. Egy nagy méretű hold játszhat szerepet a bolygó klimatikus viszonyainak stabilizálásában, az ütközések elhárításában, sőt, akár maga a hold is lehet lakható. A munkába kezdettől fogva bevontam Simon Attilát, akkor még egyetemi hallgatóként, később fiatal kutatóként.

Még a Kepler űrtávcső tervezési fázisában vizsgáltuk Föld méretű bolygóholdak kimutathatóságát a Kepler várható fotometriai mintavételezésével és pontosságával. Eredményeink:

- Először alkalmaztam fénygörbe szimulációt a holdak tranzitra gyakorolt hatásának felderítéséhez. A Föld-Hold rendszer távolról megfigyelhető tranzitjai alapján megállapítottam, hogy a tranzit fénygörbét magányos bolygóval illesztve teljesen eltérő viselkedést kapunk, mint a korábbi jóslat (Sartoretti és Schneider 1999). A numerikus szimulációkban megfigyelt eltérések a jóslattal ellentétes irányban jelentkeztek, és jellemzően többszörösen meghaladták a jósolt értéket.
- Megállapítottam, hogy az ellentmondást a korábbi modell elégtelenségei okozzák. A tranzit időpontját nemparaméteres alakban újradefiniáltam, amely független a bolygóra és a csillagra illesztett modellektől, és a hold fotometriai hatását is tartalmaza. Kimutattam, hogy ez a formalizmus alkalmas a holdak hatásának kimutatására.

- Azonosítottam a hold paraméterterében azokat a rendszereket, amelyekben a hold kimutatására van lehetőség a *Kepler*-űrtávcsővel. Leginkább óriásbolygót tartalmazó konfigurációkat találtam, amelyben Föld méretű holdak keringtek. Szerencsés esetben azonban közel Föld méretű bolygó körül is ki lehetett mutatni holdat; a Föld-Hold rendszerben pl. egy távoli észlelő 20% eséllyel mutatná ki Holdunkat 4 évnyi Kepler adatsorból.
- A fázisgörbe szórásának analízisével további módszert javasoltam holdak közvetlen kimutatására. A módszer stabil a műszeres szisztematikusokkal és a csillag fényességének instabilitásával (jitter) szemben, amelyek a korábbi keresési algoritmusok fő hibaforrásai. Az analízishez nagyságrendileg 100 tranzit fénygörbére van szükség.

A tézisponthoz tartozó publikációk: 24, 25, 26, 27

6. Új alapjelenségek a bolygó-csillag kölcsönhatások terén A KOI-13.01 jelzésű szubsztelláris kísérő először fénygörbe-anomáliájával hívta fel magára a figyelmet. Ennek felderítése közben két, korábban jósolt alapjelenségre is sikerült első megfigyelési példát adni, amelyek a csillag forgásával kapcsolatosak: a gyorsan forgó, inhomogén fényeloszlású csillag előtt tranzitoló kísérő fénygörbe-anomáliái, valamint a csillag forgásából eredő pályaprecesszió, illetve közvetlenül, a tranzit időtartamok változása. Egy harmadik, váratlan - de azóta további megfigyelések által megerősített - jelenségre is fény derült, amely arra utal, hogy a bolygók keringése és a csillagok forgása szorosabb csatolásban állnak egymással, mint eddig gondoltuk. Ezek az eredmények a KOI-13 ultraprecíz *Kepler* fotometiájából, illetve különböző földi "follow-up" megfigyelésekből származnak.

- Felfigyeltem a tranzit fénygörbe 2,5% méretű aszimmetriájára, amelyet csillag gyors forgásával és gravitációs sötétedésével, valamint a bolygó pályájadőltségével magyaráztam. Ezzel kísérletileg igazoltam Barnes (2009) jóslatát. Az effektust Barnes-Szabó–jelenségként emlegették egy konferencián.
- A KOI-13 a BD+46 2629 jelű, 1// szeparációjú kettőscsillag. Lucky imaging és fotometria ötvözésével kimutattam, hogy a bolygó a fényesebb csillag körül kering, és meghatároztam a halványabb csillag fényességjárulékát az összfényességhez (45%).
- Kimutattam, hogy a tranziton kívül egy 25,4 órás jel is rárakódik a fénygörbére, amely pontosan 3:5 arányban áll a kísérő keringésével. Ezt a jelet a csillag forgásaként értelmeztem, így a KOI-13 lett a prototípusa azon rendszereknek, amelyekben a csillag forgása és a bolygó keringése a kötött keringésnél magasabb rendű rezonanciában áll egymással.
- Kimutattam a tranzitok időtartamának növekedését, így a KOI-13 lett az első rendszer, amelyben tranzitidőtartam-változás volt megfigyelhető. A jelenség egyezésben van a csillag forgásából eredő J₂ momentum várható perturbációival, ezért valószínűleg pályaprecessziót látunk.

A tézisponthoz tartozó publikációk: 28, 29

Az értekezés témájával összefüggő publikációk:

- 1. Kiss, L. L., **Szabó, Gy. M.,** Sárneczky, K. 1999. CCD photometry and new models of 5 minor planets. Astronomy and Astrophysics Supplement Series 140, 21-28.
- 2. Sárneczky, K., **Szabó, Gy. M.,** Kiss, L. L. 1999. CCD observations of 11 faint asteroids. Astronomy and Astrophysics Supplement Series 137, 363-368.
- 3. **Szabó, Gy. M.,** Csák, B., Sárneczky, K., Kiss, L. L. 2001. Photometric observations of 9 Near-Earth Objects. Astronomy and Astrophysics 375, 285-292.
- 4. **Szabó, Gy. M.,** Csák, B., Sárneczky, K., Kiss, L. L. 2001. Photometric observations of distant active comets. Astronomy and Astrophysics 374, 712-718.
- 5. **Szabó, Gy. M.,** Kiss, L. L., Sárneczky, K., Sziládi, K. 2002. Spectrophotometry and structural analysis of 5 comets. Astronomy and Astrophysics 384, 702-710.
- Michałowski, T., 9 társszerző, Szabó, Gy. M., 2004. Photometry and models of selected main belt asteroids I. 52 Europa, 115 Thyra, and 382 Dodona. Astronomy and Astrophysics 416, 353-366.
- Szabó, Gy. M., Ivezić, Ž., Jurić, M., Lupton, R., Kiss, L. L. 2004. Colour variability of asteroids in the Sloan Digital Sky Survey Moving Object Catalog. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 348, 987-998.
- 8. Michałowski, T., 8 társszerző, **Szabó, Gy. M.**, 1 társszerző 2005. Photometry and models of selected main belt asteroids. II. 173 Ino, 376 Geometria, and 451 Patientia. Astronomy and Astrophysics 443, 329-335.
- 9. Simon, A. E., **Szabó, Gy. M.,** Szatmáry, K. 2009. Exomoon Simulations. Earth Moon and Planets 105, 385-389.
- 10. **Szabó, Gy. M.,** Simon, A. E. 2009. Asteroid Confusions with Extremely Large Telescopes. Earth Moon and Planets 105, 227-234.
- 11. Simon, A. E., **Szabó, Gy. M.,** Szatmáry, K., Kiss, L. L. 2010. Methods for exomoon characterization: combining transit photometry and the Rossiter-McLaughlin effect. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 406, 2038-2046.
- 12. **Szabó, Gy. M.**, and 12 colleagues 2010. A multi-site campaign to detect the transit of the second planet in HAT-P-13. Astronomy and Astrophysics 523, A84.
- 13. **Szabó, Gy. M.,** Haja, O., Szatmáry, K., Pál, A., Kiss, L. L. 2010. Limits on Transit Timing Variations in HAT-P-6 and WASP-1. Information Bulletin on Variable Stars 5919, 1.
- 14. Pál, A., Sárneczky, K., **Szabó, Gy. M.,** Szing, A., Kiss, L. L., Mező, G., Regály, Z. 2011. Transit timing variations in the HAT-P-13 planetary system. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 413, L43-L46.
- 15. **Szabó, Gy. M.,** Kiss, L. L. 2011. A Short-period Censor of Sub-Jupiter Mass Exoplanets with Low Density. The Astrophysical Journal 727, L44.

A tézispontokban szereplő publikációk:

- 16. **Szabó, Gy. M.,** Kiss, L. L. 2008. The shape distribution of asteroid families: Evidence for evolution driven by small impacts. Icarus 196, 135-143.
- Domokos, G., Sipos, A. Á., Szabó, Gy. M., Várkonyi, P. L. 2009. Formation of Sharp Edges and Planar Areas of Asteroids by Polyhedral Abrasion. The Astrophysical Journal 699, L13-L16.
- Szabó, Gy. M., Ivezić, Ž., Jurić, M., Lupton, R. 2007. The properties of Jovian Trojan asteroids listed in SDSS Moving Object Catalogue 3. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 377, 1393-1406.
- Milani, G. A., Szabó, Gy. M. és 9 társszerző 2007. Photometry of Comet 9P/Tempel 1 during the 2004/2005 approach and the Deep Impact module impact. Icarus 191, 517-525.
- Szabó, Gy. M., Milani, G., Vinante, C., Ligustri, R., Sostero, G., Trabatti, R. 2010. Observations of Bright Comets in CARA Archives I: Years 2002-2006. Earth Moon and Planets 107, 253-265.
- 21. Milani, G. A., 31 társszerző, **Szabó, Gy. M.** 2012. Photometry and imaging of comet 103P/Hartley 2 in the 2010-2011 apparition. Icarus EPOXI Mission különszám, közlésre elfogadva
- 22. **Szabó, Gy. M.,** Kiss, L. L., Sárneczky, K. 2008. Cometary Activity at 25.7 AU: Hale-Bopp 11 Years after Perihelion. The Astrophysical Journal 677, L121-L124.
- 23. Szabó, Gy. M., Sárneczky, K., Kiss, L. L. 2011. Frozen to death? Detection of comet Hale-Bopp at 30.7 AU. Astronomy and Astrophysics 531, A11.
- 24. Szabó, Gy. M., Szatmáry, K., Divéki, Z., Simon, A. 2006. Possibility of a photometric detection of "exomoons". Astronomy and Astrophysics 450, 395-398.
- 25. Simon, A., Szatmáry, K., **Szabó, Gy. M.** 2007. Determination of the size, mass, and density of "exomoons" from photometric transit timing variations. Astronomy and Astrophysics 470, 727-731.
- 26. **Szabó, Gy. M.,** Simon, A. E., Kiss, L. L., Regály, Z. 2011. Practical suggestions on detecting exomoons in exoplanet transit light curves. IAU Symposium 276, 556-557.
- Simon, A. E., Szabó, Gy. M., Kiss, L. L., Szatmáry, K. 2012. Signals of exomoons in averaged light curves of exoplanets. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 419, 164-171.
- Szabó, Gy. M., Szabó, R., Benkő, J. M., Lehmann, H., Mező, G., Simon, A. E., Kővári, Z., Hodosán, G., Regály, Z., Kiss, L. L. 2011. Asymmetric Transit Curves as Indication of Orbital Obliquity: Clues from the Late-type Dwarf Companion in KOI-13. The Astrophysical Journal 736, L4.
- 29. **Szabó**, **Gy. M.**, Pál, A., Derekas, A., Simon, A. E., Szalai, T., Kiss, L. L. 2012. Spinorbit resonance, transit duration variation and possible secular perturbations in KOI-13. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 421, L122-L126.
- Szabó, Gy. M., Kiss, L. L., Pál, A., Kiss, Cs., Sárneczky, K., Juhász, A., Hogerheijde, M. R. 2012. Evidence for fresh frost layer on the bare nucleus of comet Hale–Bopp at 32 AU distance. The Astrophysical Journal, 2012. December 1. kötet, nyomdában.