

TUDOMÁNYOS DIÁKKÖRI DOLGOZAT

Élet a sötétben: Urabilitás csillagatlan bolygók holdjain

Szerző: Fröhlich Viktória

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Természettudományi Kar,
Csillagászat MSc II.



Témavezető: Regály Zsolt, Ph.D.

Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont
Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézet

Budapest, 2024. december 13.

Kivonat

Régóta foglalkoztatja az emberiséget az a kérdés, vajon lehet-e élet más égitesteken. Ennek a kérdésnek a megválaszolásához először azt kell tudnunk, milyen fizikai, kémiai és energetikai feltételek szükségesek ahhoz, hogy az élet kialakuljon. Azokat az égitesteket, ahol ezek a körülmények megvalósulnak, urabilisnek nevezzük. Az urabilitás egyik feltétele, hogy az égitesten a víz folyékony halmazállapotban létezzen.

Mára több ezer exobolygó-rendszert ismerünk, többségében főszorozati csillagok körül. Azonban több száz olyan bolygót is felfedeztek a kutatók, melyek nem egy csillag körül, hanem sötétben, a Galaxis tömegközéppontja körül keringenek. Korábbi kutatásainkban kimutattuk, hogy bolygók nem csak dinamikai instabilitások, hanem II-es típusú szupernóva-robbanások (SN) során fellépő tömegvesztés hatására is elhagyhatják a rendszerüket.

Jelen dolgozatban arra a kérdésre keresem a választ, hogy a SN-robbanások során elkóborló bolygók holdjai mekkora excentricitásra tehetnek szert, illetve képes-e az árapályfűtés felmelegíteni jégkészletüket, és így urabilissá tenni a csillagtalan bolygók holdjait.

Dolgozatomban a SN-robbanások dinamikai hatásait egy homológ tágulási modellt és egy változó központi tömegű többtest-integrátort ötvözve vizsgáltam. A szimulációk eredményeképp kapott pályaelemeket felhasználva analitikus árapályfűtési modellek segítségével kiszámítottam az árapályfűtés teljesítményét a kóbor bolygók holdjain. Megállapítottam a holdakon az urabilitás fennmaradásának időskáláját, továbbá azt is megvizsgáltam a PARSEC csillagfejlődési modellek segítségével, hogy az urabilitás a SN-robbanás előtt fennáll-e.

Az eredményeim alapján a kóbor bolygók holdjainak urabilitása fennmaradhat vagy létrejöhet a SN-robbanást követően. Ahhoz, hogy az árapályfűtés teljesítménye jelentős legyen, legalább $10^{-5} - 10^{-3}$ nagyságrendű excentricitás szükséges. A holdak excentricitása a Naprendszer korát meghaladó időskálákon is fennmaradhat, amennyiben bolygójuktól kellően távol keringenek.

A dolgozat első fejezetében a SN-robbanások dinamikai hatásait, illetve az exoholdak kutatását és urabilitását tárgyaló irodalmat tekintem át. A második fejezetben részletesen bemutatom az alkalmazott numerikus módszereket (homológ tágulás, változó tömegű többtest-probléma), valamint az árapályfűtés kiszámításához szükséges analitikus formulákat. Ebben a fejezetben adom meg vizsgált paraméterteret is. Az ezt követő harmadik fejezetben az egyes modellkonfigurációk analízise során kapott eredményeket ismertetem. A negyedik fejezetben sorra veszem, milyen feltételek szükségesek a holdak urabilitásának kialakulásához és fennmaradásához és áttekintem az esetlegesen urabilis kóbor bolygó-hold rendszerek megfigyelhetőségét. A dolgozat az eredmények összefoglalásával zárul.

Tartalomjegyzék

1. Irodalmi áttekintés	3
1.1. Urabilitás	3
1.2. Óriáscsillagok haláltusája	4
1.3. SN II-robbanások dinamikai hatásai	5
1.4. Az űr nomádjai: kóbor bolygók	6
1.5. Láthatatlan exoholdak	7
1.6. Exoholdak urabilitása, az árapályfűtés jelentősége	8
2. Numerikus módszerek	11
2.1. Változó tömegű többtest-probléma	11
2.2. SN II homológ köpenytágulási modell	12
2.3. Analitikus árapályfűtési modellek	14
2.4. Vizsgált paraméterter	16
3. Eredmények	19
3.1. Alapkonfiguráció	19
3.2. Excentrikus bolygók és holdak	21
3.3. Rezonáns holdrendszerek	22
3.4. Árapályfűtés kóbor bolygók holdjain	24
4. Diszkusszió	27
4.1. Dinamikai megfontolások	27
4.2. Urabilitás feltételei kóbor bolygók holdjain	28
4.3. Holdak excentricitásának csillapodása	32
4.4. Megfigyelhetőség	33
4.5. A modell korlátai	35
5. Konklúziók	38
Köszönetnyilvánítás	41
Függelék: Saját eredmények	42
Irodalomjegyzék	43

1. Irodalmi áttekintés

1.1. Urabilitás

Lakhatóság. Temérdek helyen hallhatjuk ezt a kifejezést, amikor arról esik szó, hogy vajon az emberiség mely, más csillagok körül keringő planétákat tekintheti letelepedése potenciális célpontjának. Távoliak azonban még az idők, amikor emberes küldetések közelíthetik meg akár csak a legközelebbi exobolygó-rendszereket. Ami viszont már most is rendelkezésünkre áll, az olyan, a Földön és az űrben elhelyezett műszerek sokasága, amelyekkel képesek lehetünk kimutatni, hogy egy Naprendszeren kívüli planéta hordozhatja-e az élet alapvető építőköveit, vagy akár magát az életet¹.

Ha ki szeretnénk deríteni, hogy egy égitesten az élet bármilyen formája megvetheti-e a lábát, meg kell vizsgálnunk többek között azt, hogy milyen hőmérséklet, nyomás, vagy sugárzási körülmények uralkodnak az adott bolygón vagy holdon. Ezek szerencsés esetben kedvezőek lehetnek az élet kialakulása és fennmaradása szempontjából. Azonban ez korántsem jelenti azt, hogy ne jelentsenek halálos fenyegetést az emberi lét számára. Akadhatnak tehát olyan égitestek a Galaxisban, melyek az embertől különböző fajok számára élhetőek lehetnek, emberi szemmel nézve azonban határozottan nem nevezhetők lakhatónak. Az ilyen, élhető, de nem lakható égitestek leírására egy új fogalom bevezetéséhez folyamodom, melynek neve: urabilitás.

Az urabilitás, melyben az „ur-” latin előtag ősit, primitívet, legkorábbit jelent, elsősorban azzal az alapvető kérdéssel foglalkozik, hogy mik azok a minimális fizikai, kémiai és energetikai feltételek, amelyek szükségesek az élet kialakulásához. A lakhatósággal szemben inkább arra összpontosít, hogy az élet elkezdődhetett, kifejlődhetett-e egy adott égitesten (Deamer és mtsai., 2022). Amennyiben egy égitest felszínén vagy belsejében a fizikai, kémiai, energetikai feltételek adottak, és jelen van egy olyan oldóanyag (pl. víz vagy metán), amelyben a kémiai reakciók megfelelő mértékben és sebességgel végbe mehetnek, az égitestet már urabilisnek nevezhetjük, függetlenül attól, hogy emberi szemmel lakhatónak nyilvánítható-e. Nem kell messze mennünk egy találó példa kedvéért. Földünk ugyanis hárommilliárd évvel ezelőtt urabilis volt: minden körülmény adott volt az élet kialakulásához, és lám, mihelyst megkapta a lehetőséget, az élet azonnal virágzásnak is indult². Azonban többek közt a magas hőmérséklet és a szén-dioxidban gazdag, redukzív légkör miatt lakhatatlan bolygónak számított.

A jelen dolgozatban bemutatandó kutatás arra kíván fényt deríteni, hogy vajon van-e élet a halál utáni sötétségben, azaz urabilis lehet-e egy exohold még az után is, hogy csillaga II-es típusú szupernóvaként felrobbant, és kóbor égitestként sodródik tova a Galaxisban. Ebben a fejezetben elsőként a szupernóva-robbanások asztrofizikai és dinamikai természetét mutatom be, majd a robbanás következtében a rendszert elhagyó kóbor bolygókkal, illetve exoholdakkal foglalkozom, végül pedig ezen exoholdak urabilitásáról, és az árapályfűtés jelentőségéről lesz szó.

¹Ez utóbbinak erős előfeltétele az „élet” és az „élő” fogalmának pontos meghatározása, mely feladat ön-ágában véve sem túl egyszerű vagy egyértelmű...

²Megemlíteném itt a népszerű Gaia-elmélet, mely szerint a Földet az élőlények teszik élhetővé. Amennyiben a biomassza eltűnne, a Föld ismét a pokolra hasonlító, mindenképpen lakhatatlan bolygóvá válna, ebben a formájában pedig talán még urabilisnek sem lenne nevezhető (Lovelock, 1972).

1.2. Óriáscsillagok haláltusája

A csillagok életében, kiváltképp pedig haláluk mikéntjében meghatározó szerepet játszik születés kori tömegük. A tömeg befolyásolja egyrészt a fősorozaton töltött időt, a csillag luminozitásának fejlődését, másrészt pedig meghatározza, milyen végállapotba kerül, miután elhasználta összes üzemanyagát. A nyolc naptömegnél kisebb tömegű csillagok fehér törpékként, a nagyobbak (körülbelül 25 naptömegig) neutroncsillagként, a legnagyobbak (27-40 naptömeg felett) pedig fekete lyukakként fejezik be életüket (Fryer, 1999; Mao és mtsai., 2021). Ezt a tényt az a felismerés is alátámasztja, hogy a neutroncsillag-progenitorok nem a legnagyobb luminozitású vörös szuperóriások közül kerülnek ki (Meynet és mtsai., 2015).

A fősorozati csillagok hidrogénkészletük héliummá fuzionálásával tartják fenn a hidrodinamikai egyensúlyt. Az ekkor még passzív, nagyobb tömegű héliumatomok lesüllyednek a csillag anyagában, így új magot alkotnak annak közepében. Az új mag idővel összehúzódik, hőmérséklete megnő. Ennek következtében a körülötte lévő héjban a hidrogén továbbra is fuzionál, a megnövekedett nyomás pedig a csillag külső rétegeinek kitágulását és lehülését vonja maga után. A csillag ekkor a vörös óriás ágra lép a Hertzsprung–Russell diagramon. A vörös óriás ág csúcsát elérve beindul a hélium fúziója, mely fúzió során szén és oxigén keletkezik. Amikor a magban a héliumkészletek is elfogynak, a csillag az aszimptotikus óriáságra lép. A külső rétegei újra kitágulnak és lehűlnek, a csillag pedig jelentős tömeget veszít erős csillagszelek formájában.

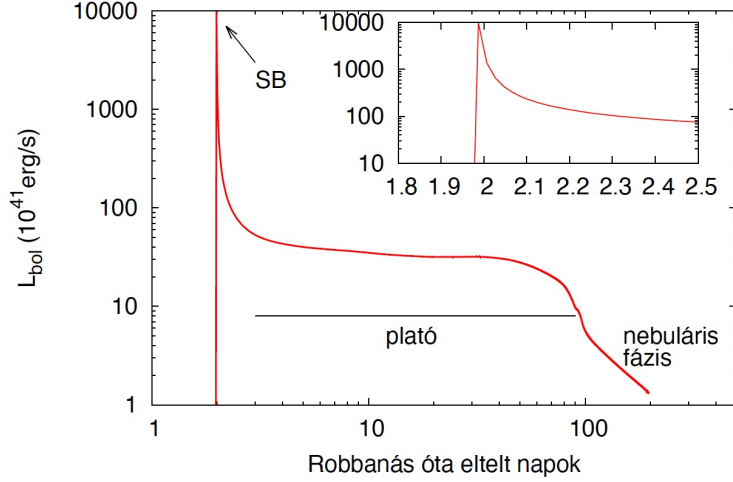
Amennyiben a csillag születés kori tömege meghaladta a Nap tömegének nyolcszorosát, a mag hőmérséklete kellően magas lehet ahhoz, hogy a szén, oxigén és további nehezebb elemek fúziója is beindulhasson. Az utolsó fúzióképes elem a szilícium, amely 56-os tömegszámú vassá egyesül. Minden fúziós szakasz rövidebb az előzőnél: a hidrogén égése évmilliókon át fennmarad, míg a szilíciummagok vassá alakulása csupán egy napos folyamat. A vas kialakulásától kezdve minden további fúziós reakció energiát vonna el, így a nukleáris energiatermelés véget ér.

A vasmag a Chandrasekhar-határ ($\approx 1,4M_{\odot}$) eléréséig növekedik, a határt túllépve pedig pillanatszerűen összeomlik. A frissen kialakult forró neutroncsillag addig sűrűsödik, míg eléri a nukleáris sűrűséget ($\approx 10^{14}\text{g/cm}^3$), közben város nagyságúra (10-50 km) zsugorodik. Az eddig végbement magfúziós folyamatok fordítva játszódnak le: az atommagok szabad nukleonokká esnek szét, a protonok és elektronok β -bomlás során neutronokká egyesülnek. Az összehúzódásnak a degenerált neutronanyag növekvő nyomása vet véget.

A neutroncsillagok keletkezését II-es típusú, idegen szóval kollapszár, azaz magösszeomlásos szupernóva-robbanások (SN II) kísérik. A csillag külső rétegei a sűrű magra esnek, majd visszapattannak róla. Ennek a „core bounce”-nak nevezett folyamatban indul útnak a csillag anyagában az a lökéshullám, mely végső soron a csillag köpenyét ledobja.

Az 1. ábrán egy SN II robbanás fénygörbáját láthatjuk. A lökéshullámnak átlagosan két napra van szüksége ahhoz, hogy elérje a csillag felszínét, amikor a fénygörbében rövid, éles csúcsot lehet megfigyelni. A szupernóva-robbanást tulajdonképpen csak ekkortól láthatjuk. Szintén ettől az időponttól kezdve detektálhatjuk a kibocsátott elektromágneses sugárzást, mely döntő többsége röntgentartományban figyelhető meg. A SN II-robbanás során keletkező energia $\approx 10^{46}$ J, melynek 99%-át a β -bomlásban keletkező neutrínók viszik el, így a szupernóva-robbanásban ledobott burok (kinetikus és termikus) energiája 10^{44} J.

A lökéshullám felbukkanását követően a köpeny tágulása homológgá válik (p.l. Arnett,



1. ábra. Egy tipikus II-es típusú szupernóva ($15M_{\odot}$, $1000R_{\odot}$) robbanásakor kialakuló fénygörbe (Vinkó, 2017). A kis ablakban a két nap elteltével megjelenő, a lökéshullám felbukkanásához köthető csúcs részletei láthatók.

1980; Branch és Wheeler, 2017), azaz 1) a ledobott rétegek sebessége a csillagtól való távolsággal lineárisan növekszik, 2) a legkülső réteg sebessége időben állandó, 3) ezért a köpeny sűrűségprofiljának alakja szintén változatlan. A homológ módon táguló burok átlátszatlan, a szupernóva fénygörbéjén ebben a szakaszban platót figyelhetünk meg. A burok a robbanásban létrejött nehezebb elemek radioaktív bomlása (pl. $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$) során válik átlátszóvá. Ekkortól válnak láthatóvá azok a színeképvonalak, amelyek alapján a szupernóvákat katalogizálhatjuk. SN II során a legfontosabb spektroszkópiai jellemző az erős hidrogénvonalak jelenléte. A szupernóva által ledobott köpenyanyag nem vákuumba, hanem a vörös óriás ágon töltött idő alatt a csillagszél segítségével lefújott anyagba tágul. Ez a csillagközi anyag visszahat a frissen ledobott köpenyre, így benne újabb lökéshullám alakulhat ki.

1.3. SN II-robbanások dinamikai hatásai

A szupernóva-robbanások során a csillagok jelentős tömeget veszítenek, amely tömegvesztés befolyással lesz a csillag körül keringő objektumok pályájára. A változó tömegű kéttest-probléma tanulmányozása évszázados múltra tekint vissza, az első vizsgálatok Gylden (1884) és Mestschersky (1893) nevéhez fűződnek. A később kifejlesztett analitikus megoldási módszerekről Razbitnaya (1985) és Burns (1976) munkájában olvashatunk egy-egy részletes összefoglalót. A tömegvesztés miatt fellépő szekuláris (évszázados időskálájú) pályaelem-perturbációkat leíró egyenleteket többek közt Hadjidemetriou (1963) és Verhulst (1969) közli.

A SN II-robbanások dinamikai hatásait leíró első numerikus módszereket Hadjidemetriou (1963, 1966a) fejlesztette ki. Tanulmányaiban azonban a csillag tömegvesztésének sebessége olyan alacsony volt, hogy csak a kísérők pályájának fél-nagy tengelyében lehetett megfigyelni szekuláris változásokat, míg excentricitásuk érintetlen maradt. Hadjidemetriou (1966b) azonban később mégis kimutatta, hogy egy SN II-re jellemző tömegvesztési ráta mellett a kísérő excentricitása is jelentősen megváltozhat. Sőt mi több, az excentricitás olyan nagyra válhat ($e \geq 1$), hogy a kísérő kóbor csillagként vagy bolygóként sodródik tovább a galaxisban.

A változó tömegű kéttest-problémát eddig vizsgáló numerikus tanulmányok szinte kivétel nélkül adiabatikusak, azaz felteszik, hogy a kísérő excentricitása állandó marad (Debes és Sigurdsson, 2002), vagy a tömegvesztést pillanatszerűnek modellezzik (Fagginger Auer és Portugies Zwart, 2022). Elsőként Veras és mtsai. (2011) vizsgálták az adiabatikusnál jelentősebb tömegvesztési rátát egy SN II robbanást feltételezve. Tanulmányukban egy egyszerűsített, időben lineáris tömegvesztést feltételeztek Hurley és mtsai. (2000) munkája alapján. Legfőbb eredményük szerint bolygók csak korlátozott esetben képesek stabil pályán maradni a kialakuló neutroncsillag körül. Témavezetőmmel közös korábbi munkánkban hasonló eredményre jutottunk (Regály és mtsai., 2022). A szupernóva köpeny ledobódásának leírására egy, a valóshoz sokkal közelebb álló, gömbszimmetrikus homológ tágulási modellt fejlesztettünk ki. Vizsgálatunk szerint több mint tízszer annyi, a rendszert elhagyó kóbor bolygó keletkezik, mint neutroncsillag körül keringő planéta. Továbbá azt is kimutattuk, hogy a kóbor bolygók maximális sebessége $1 - 275 \text{ km/s}$, amely nem éri el a Nap pozíciójában a Galaxis elhagyásához szükséges $\simeq 500 \text{ km/s}$ értéket (Koppelman & Helmi, 2021).

1.4. Az űr nomádjai: kóbor bolygók

A Galaxisban anyacsillag nélkül, szabadon sodródó planétákat kóbor bolygóknak nevezzük³. Ezek a planéták nem egy csillag körül keringenek, hanem a Galaxisban sodródhatnak. A felfedezett kóbor bolygók száma mára elérte a több százat (a teljesség igénye nélkül: Lucas és Roche, 2000; Sumi és mtsai., 2011; Liu és mtsai., 2013; Luhman, 2014; Bennett és mtsai., 2014; Henderson & Shvartzvald, 2016; Miret-Roig és mtsai., 2022). Mi több, némely elméleti megfontolás alapján akár minden csillagra két, jupitertömegű kóbor bolygó is juthat a Galaxisban (Sumi és mtsai., 2011; Clanton & Gaudi, 2016).

A kóbor bolygókat elsősorban közvetlen képalkotás során (elsőként Zapatero Osorio és mtsai., 2000), vagy gravitációs mikrolencse-hatásuk alapján (elsőként Mróz és mtsai., 2018, 2019, 2020) lehet detektálni. Az utóbbi módszerrel kapcsolatban fontos megemlíteni: nem zárható ki teljes bizonyossággal, hogy a csillagtalannak tűnő bolygók valójában átlagos, csillagjuk körül rendkívül tág pályán keringő planéták (Quanz és mtsai., 2012). A kóbor bolygók csillagrendszerükből való elszakadására számos elmélet adhat magyarázatot. A legelterjedtebb hipotézisek a bolygók más bolygókkal (Levison és mtsai., 1998; Ford & Rasio, 2008; Guillot és mtsai., 2011), illetve csillagokkal való kölcsönhatását (Holman és Wiegert, 1999; Musielak és mtsai., 2005; Doolin & Blundell, 2011; Malmberg és mtsai., 2011; Veras és Raymond, 2012; Kaib és mtsai., 2013) vagy a csillag fősorozatot követő tömegvesztését (Veras és mtsai., 2011; Veras & Tout, 2012; Regály és mtsai., 2022) jelölik meg elsődleges forrásként. Azonban az sem kizárható, hogy kóbor bolygók kis tömegű gázködök fragmentációja során is keletkeznek (Boyd & Whitworth, 2005).

A csillagrendszerből való kilöködés nem zárja ki, hogy egy kóbor bolygó gázburka vagy légköre fennmaradjon. Az atmoszféra jelenléte, a bolygó geotermális hője (a radioaktív elemek bomlásából, illetve a bolygókeletkezés után visszamaradt belső hő összessége), valamint az esetleges vulkanizmus és gyakori villámlások pedig elősegítik a bolygó felszínén a magas hőmérséklet fenntartását (Stevenson, 1999). Így az sem kizárható, hogy a kóbor bolygók egy részén hosszú távon, milliárd éves időskálán fennmaradhat egy felszíni óceán. A planéták így

³További, az irodalomban gyakran használt elnevezések: szabadon lebegő (free floating planet, FFP), nomád, kötetlen, árva, bolyongó, csillagtalán, naptalan bolygó.

stabil, hosszú távon fennmaradó körülményeket biztosíthatnak akár egy bioszféra megjelenéséhez és fejlődéséhez is. Az ilyen jellegű környezetek gyakorisága és stabilitása miatt könnyen előfordulhat, hogy ezek a kóbor bolygók az élet leggyakoribb lelőhelyei az Univerzumban.

Természetesen annak is megvan az esélye, hogy a bolygó atmoszférája kifagy, csillagának óriásági sugárzása és csillagszelei elfűjják, vagy a légkör eredendően is hiányzott. Ebben az esetben folyékony óceán csak egy fagyott jégréteg alatt jöhet létre (Abbot & Switzer, 2011). Ehhez azonban arra van szükség, hogy a bolygó geotermális hője jelentős legyen. Ez a hőmennyiség azonban csillag és légkör hiányában gyorsan csökkenésnek indul, a bolygó urabilitása tehát milliárd éves időskálán több mint megkérdőjelezhető, és az eredetileg is kicsi és nem túl komplex biomassa hamar megtizedelődik (Irwin & Schulze-Makuch, 2020).

1.5. Láthatatlan exoholdak

Mára ötezernél is több exobolygót fedeztek fel a kutatók. A körülöttük feltételezhetően keringő exoholdak létezését azonban mind a mai napig rejtély övezi. Ugyanis annak ellenére sem történet egyetlen megerősített exohold-felfedezés sem, hogy Naprendszer mintája alapján ezek az objektumok a leggyakoribbak közé tartozhatnak a Galaxisban.

Az exoholdak keletkezése valószínűleg sok aspektusban hasonlít az exobolygókéhoz. A legelterjedtebb elmélet szerint a reguláris holdak (melyek pályája közel kör, inklinációjuk alacsony, keringési irányuk pedig prográd) a bolygó körül kialakuló gáz- és törmelékkorongokban keletkeznek (Mosqueira & Estrada, 2003a,b; Estrada és mtsai., 2009; Canup & Ward, 2002, 2006, 2009; Crida & Charnoz, 2012). Ezzel szemben az irreguláris holdak (excentrikus, inklinált pályák, retrográd keringés) planetezimálökként vagy kisbolygókként kezdik az életüket, majd a naprendszerek korai instabilitásai során egy-egy bolygó körüli pályára fogódnak be (Williams, 2013). Egy bolygó körül természetesen több hold keletkezése is lehetséges, mely esetben a holdak gyakran középmozgás-rezonanciába kerülnek egymással (Ogihara & Ida, 2012). A korongokban keletkező holdaknak a bolygóhoz viszonyított tömegaránya (Canup & Ward, 2006) munkája szerint legfeljebb 2×10^{-2} lehet. Ez nem zárja ki, hogy más naprendszerek gázóriásai körül a Galilei-holdakhoz, a Titánhoz, vagy méretben akár a Marshoz és a Földhöz hasonló holdakra bukkanjunk.

Az exoholdak felfedezésére számos módszer kínálkozik (részletes áttekintésért lásd: Heller, 2018). A felfedezésre lehetőséget nyújt a bolygó-hold rendszer megfigyelése közvetlen képalkotással (Kleisioti és mtsai., 2023), fedési exobolygók esetén a bolygófedés idejének változása (transit timing variation, TTV, Simon és mtsai., 2007; Kipping, 2009), a bolygófedések közvetlen modellezése (Kipping, 2011), összetett gravitációs mikrolencse-hatás észlelése (a bolygó-hold rendszer elhalad egy háttércsillag előtt, melynek fényét rövid ideig fókuszálja, Mróz és mtsai., 2018, 2019, 2020), a bolygó és holdja közti kölcsönhatások rádiójeleinek érzékelése (Noyola és mtsai., 2014, 2016), spektrofotometria (Jäger & Szabó, 2021), valamint a Rossiter–McLaughlin effektus (egy forgó csillag előtt elhaladó objektum anomális vörösmajd kékeltołodást okoz a csillag spektrumában, Simon és mtsai., 2010).

Az elmúlt huszonöt év során több tucatnyi kutatás irányult exoholdak kimutatására, elsősorban a közvetlen képalkotás, a bolygó és a hold közös fedési fénygörbéje, valamint a két égitest által okozott mikrolencse-hatások modellezésére és észlelésére támaszkodva. A Kepler űrtávcső fotometriai érzékenysége lehetővé teszi a 0,2 földtömegű holdak kimutatását is, melyek akár a csillagjuk lakhatósági zónájában is keringhetnek (Kipping és mtsai., 2009). Ennek

ellenére a K1625b-i (Teachey & Kipping, 2018), illetve K1708b-i (Kipping és mtsai., 2022) holdak létezése folyamatos vita tárgyát képezi (Kálmán és mtsai., 2023; Heller és mtsai., 2019; Kreidberg és mtsai., 2019), míg a (Fox & Wiegert, 2021) által detektált hat exoholdra utaló jeleket többen is cáfolták (Kipping, 2020; Quarles és mtsai., 2020).

Amennyiben egy holddal vagy holdakkal rendelkező bolygó elhagyja csillagrendszerét, a holdak nagy valószínűséggel a továbbiakban is a kóbor bolygó körül fognak keringeni. Ez igaz a földszerű bolygók holdjaira (Debes & Sigurdsson, 2007), valamint a gázóriások körül keringő, a Jupiter Io holdjához hasonló holdakra is (Hong és mtsai., 2018; Rabago & Steffen, 2018). Mind azt a későbbiekben látni fogjuk, hasonló eredményekre jutok óriáscsillagok körül keringő bolygó-hold rendszerek esetében, amikor a kilökődés oka a csillag gyors tömegvesztésében keresendő. Az elméleti megfontolások alapján a kóbor bolygók 10-15 százaléka körül lehetnek olyan holdak, melyek jelenléte közvetlen képzalkotással, vagy bolygófedések révén kimutatható (Limbach és mtsai., 2021).

(Limbach és mtsai., 2021) feltételezik, hogy felvételeiken sikerült kimutatniuk, amint egy kóbor planéta körül keringő hold elfedi a bolygóját. Megfigyelésük ugyan nem megerősített, azonban rámutat arra, hogy a legújabb generációs műszerek, például a James Webb Űrtávcső segítségével megfigyelhetővé válnak a kóbor bolygók körül fedéseket mutató exoholdak. Ezt a feltételezést alátámasztja, hogy az eddig felfedezett kóbor bolygók aránylag fényesek. A naprendszerbeli Titanhoz vagy Ganymedeshez hasonló méretű holdak pedig akár 2% fényességcsökkenést is okozhatnak a bolygó előtt való elhaladáskor (Peters-Limbach & Turner, 2013).

A kóbor bolygók holdjainak gravitációs mikrolencse-hatásának megfigyeléséhez szerencsés lencseelrendezés (Mróz és mtsai., 2019), illetve a kiértékelés során új, többblencsés modellek felállítása szükséges (Han & Han, 2002) (a részleteket a 4.4. fejezetben olvashatjuk). Eddig két olyan mikrolencse-eseményt detektáltak a kutatók, amelyek esetén nem kizárható, hogy a lencséző objektum egy kóbor bolygó-hold rendszer volt (Bennett és mtsai., 2014; Hwang és mtsai., 2018). Fontos azonban megjegyezni, hogy a mikrolencse-modellek degeneráltak (egy távoli csillag-bolygó, illetve egy közeli bolygó-hold lencserendszer ugyanazt a jelet produkálja), és egyik megfigyelés esetében sem a bolygó-hold, hanem egy távolabbi csillag-bolygó párosának feltételezése adta az adatokra legjobban illeszkedő modellt. Ezek a mérések azonban bizonyítják, hogy a kóbor holdak akár a jelenlegi technológiai felszereltségünkkel, a következő generációs műszerek, az Euclid, illetve Nancy Grace Roman Űrtávcső égboltpelméréseinek eredményeképp is felfedezhetőek lesznek (Bachelet és mtsai., 2022; Sajadian & Sangtarash, 2023).

1.6. Exoholdak urabilitása, az árapályfűtés jelentősége

Az, hogy mit is jelent pontosan egy égitest lakhatósága, és ezt hogyan érdemes definiálnunk, máig vita tárgyát képezi (Lammer és mtsai., 2009). A legáltalánosabb esetben azonban egy csillag körüli lakhatósági zónát szokás definiálni. Az ebben a zónában keringő égitestek hőmérséklete olyan, hogy rajtuk a víz folyékony halmazállapotban van, azaz kellően magas ahhoz, hogy a víz ne fagyjon meg, illetve kellően alacsony ahhoz, hogy ne is párologjon el.

Egy hold esetében azonban nem a csillag besugárzása az egyetlen jelentős energiaforrás. A közvetlen besugárzáson túl ugyanis négy egyéb hőforrás is rendelkezésre áll: 1) a csillag fényének egy részét a hold bolygója visszaveri, 2) a bolygó saját, belső hőjét is kisugározza,

3) a hold saját geotermikus hővel rendelkezik, illetve 4) amennyiben a hold pályája excentrikus, az árapályfűtéssel is számolnunk kell. A jelentős árapályfűtés fennmaradásához az szükséges, hogy a hold excentrikus pályán keringjen (Jackson és mtsai., 2008). Amennyiben a hold magányosan kering bolygója körül, excentricitása idővel csökkenni fog, melynek időskálája százezer- illetve milliárd évek közt mozoghat. Ha azonban a bolygó körül további holdak keringenek, azok rezonáns konfigurációja elősegítheti a magas excentricitás gerjesztését és fenntartását (pl., mint a Jupiter Galilei-holdjai esetén). Megjegyzendő, hogy ha a hold rendelkezik légkörrel, a felgyülemelő és a légkörben rekedő energia szélsőséges esetben üvegházhatást is okozhat (Heller & Barnes, 2015).

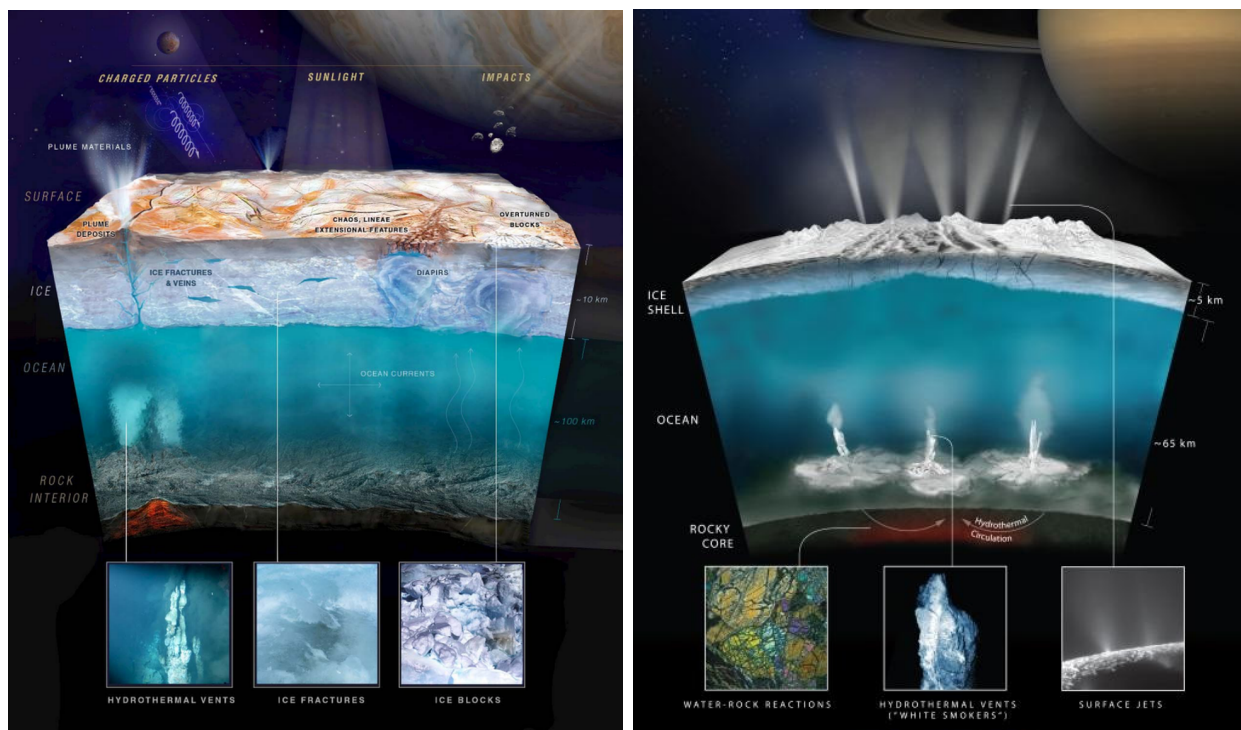
A fentebb felsorolt indirekt energiaforrások egy része (a bolygó termális sugárzása, a hold keletkezésből visszamaradt hő, a radioaktív elemek bomlása során keletkező hő, illetve az árapályfűtés) a csillagtól mért távolságtól független, így feltételezhető, hogy urabilis exoholdak nem csak a csillagjukhoz közel keringő bolygók körül jöhetnek létre. Sőt, mi több, a csillaghoz közeli holdak pályája általában százmillió-milliárd éves időskálán instabil (Dobos és mtsai., 2021). Azonban fontos itt megemlíteni, hogy a földi élet kialakulásához kb. 0.7 milliárd évre volt szükség (Cavalazzi és mtsai., 2021). Ennek fényében valószínűsíthetjük, hogy az urabilis holdak jelentős része a naprendszerek hóhatárán (ahol a víz kizárólag a csillag közvetlen besugárzásával számolva jéggé fagyna) túl, gázóriások körül keringve keresendő (Williams és mtsai., 1997; Tjoa és mtsai., 2020).

Egy ilyen környezetben egy felső regolit- vagy jégkéreg alatt alakulhat ki egy élőhely, akár több tíz kilométer vastag óceán. Erre két remek példát szolgáltat saját Naprendszerünk is az Europa (Carr és mtsai., 1998), Enceladus (Thomas és mtsai., 2016), Miranda (Strom és mtsai., 2024), illetve Mimas (Lainey és mtsai., 2024) holdak képében. Ezek a holdak nem elhanyagolható excentricitásuk ($\simeq 10^{-2}$) miatt az árapályfűtés jelentős (Yoder, 1979; Porco és mtsai., 2006), így a fagyott kéreg alatt a holdak víztartaléka olvadt állapotban képes fennmaradni.

A földi élet kialakulásában jelentős szerepet játszottak az óceánok legmélyebb pontjain fellelhető mélytengeri kúrtók, melyek állandó energia- és tápanyagforrásként szolgálnak az ottani ökoszisztéma alapját képező extremofil baktériumok számára (Baross & Hoffman, 1985). Ennek fényében nem túl elrugaszkodott az a feltételezés, miszerint az árapályerők által fűtött exoholdak felszín alatti óceánjai biztosíthatják az élet kialakulásához szükséges alapvető feltételeket. Az ehhez hasonló helyszíneken kialakuló mélyvízi életnek nagyon más körülményekhez kellett alkalmazkodnia, mint a Földön ismert felszíni világ képviselőinek. Ez elsősorban abban nyilvánul meg, hogy a mélytengeri élőlények metabolizmusának alapját fény hiányában nem a fotoszintézis képezi (Irwin & Schulze-Makuch, 2020).

A kóbor bolygók körül keringő exoholdakat illetően (Ávila és mtsai., 2021; Debes & Sigurdsson, 2007; Hong és mtsai., 2018; Rabago & Steffen, 2018) arra jutottak, hogy ezek a különleges holdak lakhatóak lehetnek, amennyiben rendelkeznek egy optikailag vastag atmoszférával, excentricitásuk 10^{-3} és 0,5 közötti, valamint bolygójuktól $10^{-3} - 10^{-2}$ csillagászati egységre keringenek. Kóbor holdakon 1 bar nyomású, szén-dioxid alapú légkör jelenlétében a 35 jupitersugárnál közelebb keringő holdakon a felszíni óceán 50 millió évig fennmaradhat, míg 100 bar nyomást feltételezve ez 1,6 milliárd évre nő (Roccetti és mtsai., 2023). Az óceán fennmaradásának időskálája a hold tömegével is arányos.

A fent említett tanulmányokban felszíni élet lehetőségeit vizsgálták kóbor bolygók olyan holdjain, amelyek rendelkeztek légkörrel, vagy a holdak lakhatóságát igyekeztek felmérni.



2. ábra. Az Europa (balra), illetve az Enceladus (jobbra) holdak feltételezett keresztmetszete. Mindkét hold esetében látható, hogy a szilikát mag felett több tíz kilométer vastagságú óceán terül el, amely felett pedig jégkéreg található. Forrás: NASA/JPL-Caltech

Ahhoz azonban, hogy a holdak urabilisek lehessenek, elégséges feltétel lehet egy jégfelszín alatti óceán kialakulása és fennmaradása is. A 2. ábra az Europa, illetve az Enceladus holdak feltételezett keresztmetszetét mutatja. Látható, hogy a holdak rétegzett szerkezetűek, a jégpáncél alatt több tíz kilométer vastag óceán található. Ahhoz azonban, hogy a holdak urabilisek legyenek, van egy további szükséges feltétel: az óceánnak érintkeznie kell a szilikátokban gazdag magjával. Ennek hiányában ugyanis az oldószerben (vízben) nem lehetnek jelen azok az organikus molekulák, amelyek az élet alapvető építőkövei. Jelen dolgozatban ezen gondolati szálak mentén haladva fogom bemutatni azt az általam kifejlesztett modellt, mely éppen a kóbor bolygók holdjainak felszín alatti urabilitásának megismerésével és leírásával foglalkozik.

2. Numerikus módszerek

Kutatásom során az irodalomban elsőként olyan modellt fejlesztettem ki, amelynek segítségével vizsgálható SN II dinamikai hatása óriásbolygó-hold rendszerre, mind egyholdas, mind rezonáns holdrendszert feltételezve. A robbanás dinamikai hatásain túl a SN progenitor rendszerét elhagyó kóbor bolygók körül kötött pályán maradó holdakon megvizsgáltam az árapályfűtés jelentőségét is. A SN II-robbanás dinamikai hatásainak vizsgálatához saját fejlesztésű, Python nyelven írt többtest-kódomat használtam, míg a holdakon az árapályfűtés mértékét analitikus modellek segítségével számítottam ki.

2.1. Változó tömegű többtest-probléma

A SN progenitor körül keringő óriásbolygók és holdjaik pályaelemeiben bekövetkező változásokat a rendszer háromdimenziós mozgásegyenleteinek numerikus integrálásával számítottam ki. Adott test mozgásegyenlete N darab gravitációsan kölcsönható test esetén

$$\ddot{\mathbf{r}}_i = -GM_{\text{in},i} \frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_0}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_0|^3} - G \sum_{j=1}^{N-2} M_j \frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^3}. \quad (1)$$

ahol G a gravitációs állandó, $\mathbf{r}_i$ és $\mathbf{r}_j$ az i -ik és j -ik test helyvektora, $\mathbf{r}_0$ pedig a szupernóvaként felrobbanó csillag helyvektora tömegközépponti vonatkoztatási rendszerben. A szimulációk során M_j tömegek állandók. A csillag tömege a 2.2. fejezetben bemutatandó homológ tágulási modellnek megfelelően idővel csökken. A csillag anyagának egy része idővel túlhalad a kísérők pályáján, az erők számításakor – amennyiben a köpeny tágulását gömbszimmetrikusnak feltételezzük – csak a pályán belül tartózkodó tömeget kell figyelembe venni. Ezt az i -ik test esetében $M_{\text{in},i}$ reprezentálja, amit minden integrációs lépés során ki kell számolni a homológ tágulás figyelembevételével.

A mozgásegyenletek integrálását a SciPy csomag `integrate.solve_ivp()` függvényének segítségével végeztem. Az égitestek sebesség- és helyvektora a DOP853 explicit, nyolcad rendű, adaptív lépésközt alkalmazó Runge–Kutta módszert használva kaptam meg⁴. A szimulációkat a Konkoly Csillagászati Intézet 3DNAL kutatócsoportjának szuperszámítógépén futtattam. A futásidő jelentős csökkentése érdekében paramétertér-alapú párhuzamosítást alkalmaztam 75 CPU szálon.

A szimulációk során az egyes égitestek pályaelemeit (a fél-nagy tengely, e excentricitás), valamint a komponensek és a rendszer tömegközéppontjának sebességét követtem nyomon. Az integrációs idő százezer nap (nagyjából 270 év) volt. Ez kellően hosszú ahhoz, hogy a számított értékek a szimulációk befejeztével szaturálódni, és állandónak tekinthetők, mivel ennyi idő alatt táguló köpeny távolsága 1000, illetve 10000 km s⁻¹-os köpenyledobódási sebesség feltételezése mellett nagyságrendileg $5 \times 10^4 - 5 \times 10^5$ csillagászati egység (CsE).

A rendszer i -ik tagjának a j -ik komponensre vonatkoztatott fél-nagy tengelyét és excentricitását a következő egyenletekkel határoztam meg:

$$a_{ij} = -\frac{\mu_{ij}}{2h_{ij}}, \quad (2)$$

⁴Az integrátor abszolút és relatív toleranciaértékeit 10^{-12} -re állítva, egy változatlan tömegű kéttest-probléma (egy 22 naptömegű fő-, és egy 10 naptömegű társ csillagot feltételezve, ötmillió napig integrálva) megoldása esetén a relatív energiahiba 10^{-9} .

$$e_{ij} = \sqrt{1 + 2h_{ij} \left(\frac{\mathbf{r}_{ij} \times \mathbf{v}_{ij}}{\mu_{ij}} \right)^2}, \quad (3)$$

ahol i és $j \in \{1; 2; \dots N\}$, $i \neq j$, $\mathbf{r}_{ij}$ és $\mathbf{v}_{ij}$ az i -ik test j -ik testre vonatkoztatott hely- valamint sebességvektora, melyek a baricentrikus komponensekből állíthatók elő. A pályaelemeket leíró egyenletekben az energiát

$$h_{ij} = \frac{1}{2}v_{ij}^2 - \frac{\mu_{ij}}{r_{ij}}, \quad (4)$$

ahol $\mu_{ij} = G(M_i + M_j)$. Az i -ik test j -ik testhez képest mért távolságát és sebességének nagyságát r_{ij} és v_{ij} jelölik, M_i és M_j pedig az i -ik és j -ik testek tömege. Amennyiben az így számolt excentricitás egységnyinél kisebb, a testek által alkotott rendszer kötöttnek tekinthető.

2.2. SN II homológ köpenytágulási modell

A változó tömegű többtest-probléma integrálásához szükségünk van a felrobbanó csillag tömegvesztését leíró egyenletekre. Modellem kidolgozásához a Vinkó és mtsai. (2004) tanulmányában ismertetett homológ köpenytágulási modellt használtam fel. A kísérők pályáján belül tartózkodó tömeg időfejlődését leíró egyenleteket először Regály és mtsai. (2022) tanulmányában közzétették. A teljesség kedvéért a következőkben ezeket az egyenleteket itt is bemutatom.

A csillag által elvesztett köpenyréteg sebessége adott csillagtól mért r távolságon adott t időpillanatban $v(r, t) = [r(t)/R(t)] v_{\max}$, ahol $R(t)$ a legkülső réteg sugara t időpillanatban, $v_{\max}$ pedig ennek a legkülső rétegnek a tágulási sebessége, mely a homológ tágulás értelmében független az időtől (lásd az 1.2. fejezetet). Kezdetben a köpeny sugara megegyezik a csillag sugarával, $R(t = 0) = R_0$. Jelen tanulmányban a csillag sugarát minden modell esetében $R_0 = 500 R_{\odot}$ -nak ($\approx 2, 23$ CsE) feltételeztem. A csillag köpenyének belső 10%-a egy térben konstans sűrűségű magként írható le, melynek sugara $r_c = 0, 1R(t)$

Az $x = r(t)/R(t)$ relatív (együttmozgó) koordináta bevezetésével a táguló köpeny sebessége x helyen $v(x, t) = x \cdot v_{\max}$. Legyen Δt a lökeshullám előbukkanása óta eltelt idő. Ekkor egy adott réteg távolsága a csillag centrumától

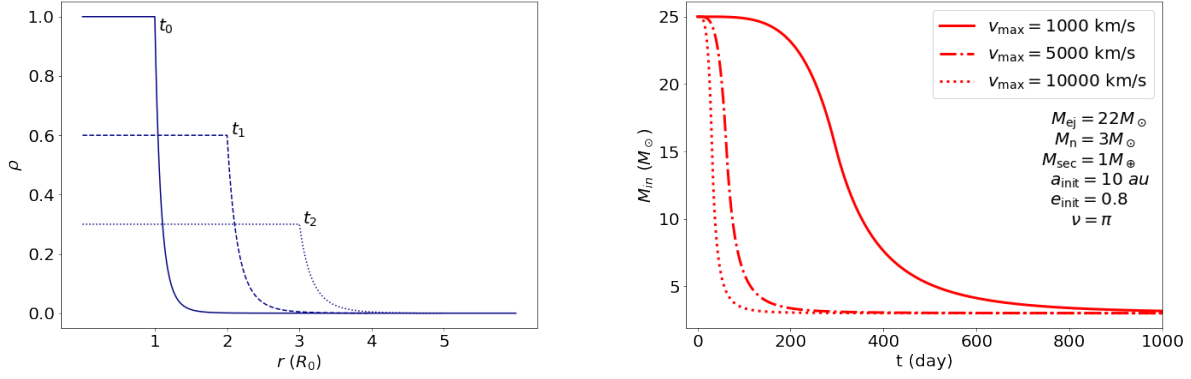
$$r(t) = r(0) + v(r, t)\Delta t = x(R_0 + v_{\max}\Delta t). \quad (5)$$

Abban a pillanatban, amikor a legkülső réteg eléri a szupernóva kísérőjét (bolygót vagy holdat) $r = r_{\sec}$. Ekkor

$$x(r_{\sec}) = x_{\sec} = \frac{r_{\sec}}{R_0 + v_{\max}\Delta t}. \quad (6)$$

Amikor az $r_{\sec}$ távolságon belül tartózkodó tömeget, M_{in} -t meghatározzuk, három esetet kell megkülönböztetnünk. Az első esetben $x_{\sec} > 1$, vagyis a csillag teljes kezdeti tömege a kísérő pályáján belül tartózkodik. Ekkor $M_{\text{in}} = M_{\text{ej}} + M_{\text{n}}$, ahol M_{ej} a ledobott csillagköpeny, M_{n} pedig a visszamaradó neutroncsillag tömege. A másik két esetben, amikor is $x_{\sec} > x_c$ vagy $x_{\sec} < x_c$, figyelembe kell vennünk a köpeny sűrűségében bekövetkező változásokat is. A homogén mag sűrűsége ρ_0 , a köpeny sűrűségét azonban hatványfüggvény írja le,

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{x}{x_c} \right)^{-n}, \quad (7)$$



3. ábra. Balra: a mag és a táguló köpeny radiális sűrűségprofilja három időpillanatban ($t_0 < t_1 < t_2$). A sűrűséget a mag kezdeti sűrűségével normalizáltam. Jobbra: egy kísérő pályáján belüli tömeg időfüggése különböző köpenyledobódási sebességek (1000, 5000, 10 000 km/s) esetén. Forrás: Regály és mtsai. (2022).

ahol $n = 7$ amennyiben $x > x_c$, és 0 egyébként.

A mag sűrűségének időfejlődését a következő egyenlet írja le:

$$\rho_0(t) = \frac{3}{4\pi} M_c [x_c(R_0 + v_{\max}\Delta t)]^{-3}, \quad (8)$$

ahol M_c a mag tömege. A kísérő pályáján belül tartózkodó tömeg

$$M_{\text{in}} = M_n + M_c + \int_{r_c}^{r_{\text{sec}}} 4\pi r^2 \rho(r) dr. \quad (9)$$

Ha $x_{\text{sec}} > x_c$, a fenti egyenlet néhány triviális átalakítás után

$$M_{\text{in}} = M_n + M_c + 4\pi\rho_0 R_0^3 x_c^n \int_{x_c}^{x_{\text{sec}}} x^{2-n} dx = M_n + M_c \left[1 + \frac{3}{n-3} \left(1 - \left(\frac{x_{\text{sec}}}{x_c} \right)^{3-n} \right) \right]. \quad (10)$$

Abban az esetben, ha $x_{\text{sec}} < x_c$,

$$M_{\text{in}} = M_n + 4\pi\rho_0 R_0^3 \int_0^{x_{\text{sec}}} x^2 dx = M_n + M_c \left(\frac{x_{\text{sec}}}{x_c} \right)^3. \quad (11)$$

A fentebb vázolt sűrűségprofil felhasználásával a ledobott köpenyanyag tömege felírható, mint

$$M_{\text{ej}} = 4\pi R_0^3 \rho_0 \left(\int_0^{x_c} x^2 dx + x_c^n \int_{x_c}^1 x^{2-n} dx \right) = 4\pi R_0^3 \rho_0 \left(\frac{x_c^3}{3} + \frac{x_c^n - x_c^3}{3-n} \right). \quad (12)$$

Innen egyszerűen adódik a mag sűrűsége,

$$\rho_0 = \frac{M_{\text{ej}}}{4\pi R_0^3} \left(\frac{x_c^3}{3} + \frac{x_c^n - x_c^3}{3-n} \right)^{-1}, \quad (13)$$

amivel pedig a mag tömege

$$M_c = \frac{4\pi R_0^3 x_c^3}{3} \rho_0 = \frac{M_{ej}}{1 + \frac{3}{n-3} (1 - x_c^{n-3})}. \quad (14)$$

A 3. ábra bal oldali panelén a mag és a külső köpeny radiális sűrűségprofiljának időbeli fejlődése látható. Ugyanezen ábra jobb oldali panelén M_{in} időfejlődését láthatjuk különböző köpenyledobódási sebességek mellett.

2.3. Analitikus árapályfűtési modellek

Excentrikus pályán keringő holdak esetében az időben változó erők révén a hold keringési energiájának egy része a hold fűtésére fordítódik (pl. Kaula, 1964; Peale és mtsai., 1979; Ogilvie & Lin, 2004). Ebben a fejezetben az árapályfűtés nagyságát leíró analitikus modellt mutatom be, melynek segítségével számítható a kóbor bolygók holdjainak effektív hőmérséklete.

Az árapályfűtést két különböző modell implementálásával is megvizsgáltam. Az egyik az úgynevezett állandó fáziskésésű, azaz CPL, constant phase lag modell (MacDonald, 1964; Efroimsky & Makarov, 2013). Az árapálydudor tengelye nincs egy vonalban a bolygót és a holddal összekötő szakasszal. A CPL modellben az árapálysúrlódás hatására az árapálydudor úgy előzi meg a holdat, vagy marad le mögötte, hogy közben az eltérés szöge állandó. A CPL modell hátránya, hogy elhanyagolja a magasabb rendű excentricitás-tagokat és a hold keletkezéséből visszamaradt radioaktív hőjét. Ebben az elméletben az árapályfűtés pillanatnyi teljesítménye felírható, mint

$$L_{\text{tidal,CPL}} = \frac{21}{2} G \frac{k_{2,m}}{Q_m} M_p^{5/2} R_m^5 \frac{e^2}{a^{15/2}}. \quad (15)$$

A fenti egyenletben $k_{2,m}$ a hold másodrendű Love-száma, amely a hold anyagának merevségét, azaz az árapályerők általi deformálhatóságát méri. Q_m a hold árapály-disszipációs függvénye, amely azt mondja meg, hogy a hold milyen hatékonysággal oszlatja el a keringési energiát az árapályerőkön keresztül. M_p a bolygó tömege, R_m a hold sugara, a és e pedig a hold fél-nagytengelye, illetve excentricitása. Látható, hogy a holdak hőmérsékletének fenntartásában két effektus verseng: a fél-nagytengely csökkenése növeli, míg az excentricitás csökkenése csökkenti az árapályfűtés teljesítményét.

A másik, általam alkalmazott árapályfűtési modell állandó időkésést feltételez. Ezen CTL, azaz constant time lag modell szerint az árapálydudor késve követi az égitestek mozgását, így egy τ_m idővel korábbi helyzetét kell alapul venni a számítások során (Heller & Barnes, 2013; Hut, 1981). Az árapályfűtés pillanatnyi teljesítménye

$$L_{\text{tidal,CTL}} = \frac{Z}{\beta^{15}} \left(f_1 - \frac{f_2^2}{f_5} \right) \tau_m, \quad (16)$$

ahol $\beta = \sqrt{1 - e^2}$,

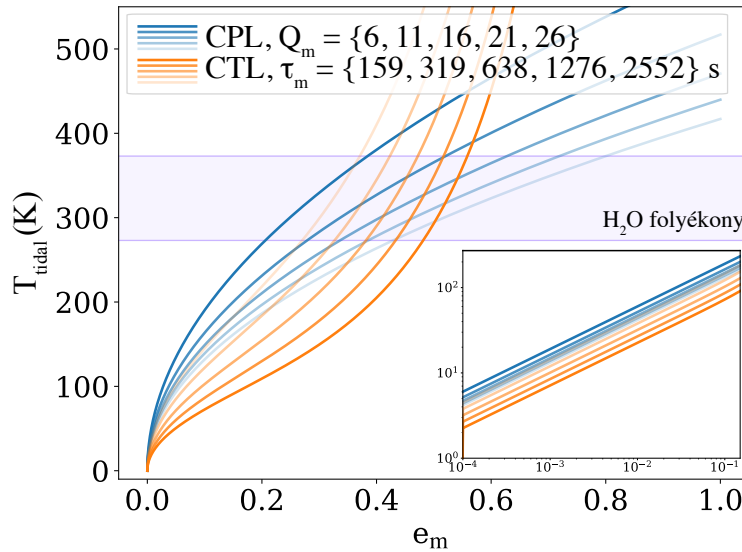
$$Z = 3G^2 k_{2,m} M_p^2 (M_p + M_m) R_m^5 a^{-9}, \quad (17)$$

illetve

$$\begin{aligned}
f_1 &= 1 + \frac{31}{2}e^2 + \frac{255}{8}e^4 + \frac{188}{16}e^6 + \frac{25}{64}e^8 \\
f_2 &= 1 + \frac{15}{2}e^2 + \frac{45}{8}e^4 + \frac{5}{16}e^6 \\
f_5 &= 1 + 3e^2 + \frac{3}{8}e^4.
\end{aligned} \tag{18}$$

Függetlenül a választott árapályfűtési modelltől, a Stefan–Boltzmann törvény alapján $L_{\text{tidal}} = A_m \sigma T_{\text{tidal}}^4$. A hold árapályfűtés hatására kialakuló effektív hőmérséklete tehát, amennyiben nincs más hőforrás,

$$T_{\text{tidal}} = \left(\frac{L_{\text{tidal}}}{4\pi\sigma R_m^2} \right)^{1/4}. \tag{19}$$



4. ábra. Az állandó fáziskésésű (CPL, kék vonalak, különböző disszipációs függvények mellett), illetve az állandó időkésésű (CTL, narancs vonalak, különböző időkésleltetések mellett) árapályfűtési modellek összehasonlítása a Jupiter-Europa rendszer fizikai paramétereit és fél-nagy tengelyét feltételezve. Az ábrán a hold árapályfűtésből származtatott effektív hőmérséklete látszik feltételezett excentricitásuk függvényében. A lilával jelzett területen belül a víz hőmérséklete olyan, hogy folyékony halmazállapotban képes létezni a holdon.

A 4. ábra a két modell összehasonlítását mutatja be a Jupiter-Europa rendszer fizikai paramétereit, illetve fél-nagy tengelyét feltételezve, különböző hold-excentricitások mellett. Látható, hogy a két modell eredményei alacsony excentricitások mellett ($e_m \lesssim 0,1$) kvalitatíve megegyeznek, megfelelően megválasztott Q_m , illetve τ_m paraméterek mellett pedig megkülönböztethetetlenek (ez jelen esetben $Q_m = 26$, $\tau_m = 2552$). Magasabb excentricitásokon azonban a modellek kvalitatív eltérést is mutatnak, a CTL modell kisebb excentricitásokon magasabb effektív hőmérsékleteket eredményez.

Ahhoz, hogy a holdakon (a Jupiter-Europa rendszert modellezvén) a víz folyékony formában jelen legyen, minimum 0,21-os (CPL modell, $Q_m = 6$), de akár 0,43-os (CTL modell,

$\tau_m = 2552$ s) excentricitásra is szükség lehet. Ez azonban azt feltételezi, hogy a hold teljes térfogata felfűtődik, amely az Europa esetében nem igaz (a jégfelszín alatti óceán csak egy réteget képez, lásd a 2. ábrát), így a valóságban ennél kisebb excentricitások mellett is fennmaradhat egy felszín alatti vékony óceánréteg. A hőmérséklet rétegződésének számítása (azaz a $T(r)$ -függvény meghatározása) közel sem triviális, és egy komplex reológiai modell összeállítása szükséges hozzá. Egy ilyen modellnek figyelembe kell vennie a hold belsejének differenciálódását, a sűrűség és a nyomás rétegződését, illetve a víz fagyás- és forráspontjának nyomásfüggését is. Mivel ezek a továbbfejlesztések túlmutatnak a dolgozat keretein, jelen dolgozatban szinte kivétel nélkül az árapályfűtés teljesítményének számításával foglalkozom.

2.4. Vizsgált paraméterter

Annak érdekében, hogy a szimulációk lehetséges kimeneteleit alaposan feltérképezhessem, illetve kellő megalapozottságú statisztikai elemzést nyújthassak az eredményekről, a legkülönbözőbb kezdőfeltételekkel futtattam szimulációkat. A jelen tanulmányban bemutatott eredmények 4 különféle konfiguráció, összesen pedig 4412 modell szimulálásából és analíziséből születtek. Az alapkonfigurációban körpályán keringő bolygók körül körpályán keringő holdak sorsát vizsgáltam. A második és harmadik konfigurációban rendre a bolygó, illetve a hold excentricitását módosítottam. Negyedik konfigurációként egy olyan elrendezést is megvizsgáltam, ahol egy körpályán keringő bolygó körül két, egymással középmozgás-rezonanciában levő hold kering. A SN II szimulációk során használt paramétereket az 1. táblázat foglalja össze.

Paraméter	$e_p^{(0)} = 0$	$e_p^{(0)} \neq 0$	$e_m^{(0)} \neq 0$	$n_m^{(0)} : n_{\text{res}}^{(0)}$
$M_{\text{ej}} (M_{\odot})$	8			
$M_n (M_{\odot})$	2			
$v_{\text{max}} (\text{km s}^{-1})$	1000; 10000			10000
$M_p (M_{\text{Jup}})$	0,01; 0,1; 1; 10			
$a_p^{(0)} (\text{CsE})$	5,14-200*	13,95		5,14-200*
$e_p^{(0)}$	0	0,1; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8	0	
$f_p^{(0)} (^\circ)$	0			
$M_m (M_p)$	$2,5 \times 10^{-5}$			
$a_m^{(0)} (R_p)$	5,89; 9,39; 14,97; 26,33			9,39
$e_m^{(0)}$	0		$10^{-4}; 10^{-3}; 10^{-2}; 10^{-1}$	0
$f_m^{(0)} (^\circ)$	0; 90; 180; 270			
$M_{\text{res}} (M_m)$	-			0,5; 1; 2
Rez.	-			2:1; 3:1; 3:2

1. táblázat. A dolgozatban használt paraméterter. *Logaritmikus mintavételezés a megjelölt intervallumon, 12 pontban.

Csillagparaméterek

Korábbi munkám alapján a ledobott csillagköpeny tömegének elhanyagolható hatása van a holdak excentricitásának gerjesztésére (Fröhlich, 2022). Jelen dolgozatban a csillag köpenyének tömegét minden modell esetében $M_{\text{ej}} = 8 M_{\odot}$ -nek választottam. A SN II-robbanásban keletkező neutroncsillag tömegének alulról a Chandrasekhar-tömeg szab határt ($1,4 M_{\odot}$). Az elméleti megfontolásokon és eddigi megfigyeléseken alapuló felső határt pedig $3 M_{\odot}$ -ben állapíthatjuk meg, mivel az ennél nehezebb neutroncsillagok fekete lyukakká omlanak össze, amely összeomlást nem kíséri SN II robbanás (Fryer, 1999). Azonban korábbi munkánkban (Regály és mtsai., 2022; Fröhlich és mtsai., 2023) megállapítottuk, hogy a neutroncsillag tömegének nincs befolyása kísérő pályaelemeinek változására. Ezen eredmények alapján jelen tanulmányban az átlagosnak mondható $M_n = 2 M_{\odot}$ használata mellett döntöttem. Az így kapott csillag teljes tömege a robbanás előtt tehát $M_{\text{ej}} + M_n = 10 M_{\odot}$. Ez ugyan a szupernóvák között a kisebbek közé tartozik, azonban a kezdeti tömegfüggvény (IMF, Salpeter, 1955) alapján ezek a leggyakoribb SN II progenitorok közé tartoznak a Galaxisban. A csillag sugarát a SN II-robbanás modellezése során $500 R_{\odot}$ -ban állapítottam meg. Ez azért megfelelő választás, mert a 9-20 naptömegű csillagok a SN robbanás előtt vörös szuperóriásokká fúvódnak fel (Groh és mtsai., 2013). Sugaruk a robbanást megelőzően kisebb mint $1500 R_{\odot}$, hőmérsékletük pedig $3450\text{-}4600 \text{ K}$ (Levesque és mtsai., 2005). A legkülső köpenyréteg ledobódási sebessége Hamuy és Pinto (2002) munkája alapján egy átlagos SN II-robbanás során $1000\text{-}10\,000 \text{ km s}^{-1}$ tartományba esik. Ennek megfelelően a ledobódási sebességet $v_{\text{max}} = 1000 \text{ km s}^{-1}$, illetve $v_{\text{max}} = 10000 \text{ km s}^{-1}$ értéken vizsgáltam.

Bolygóparaméterek

Máig vita tárgyát képezi, hogy egy bolygó vagy hold túlélhet-e egy csillag - elsősorban egy vörös óriás - köpenyanyagában keringve (Setiawan és mtsai., 2010; Bear és mtsai., 2011; Lagos és mtsai., 2021; Chamandy és mtsai., 2021; Szölgvény és mtsai., 2022). Ennek megfelelően a modellezés során feltételeztem, hogy a kísérők a robbanást megelőzően a csillag köpenyén kívül keringenek, azaz kezdeti fél-nagy tengelyük $a_p^{(0)} > R_0$. Értékét $5,14$ és 200 CsE között logaritmikus skálán 12 pontban mintavételeztem. Ezen kezdeti fél-nagy tengelyek mellett a ledobott köpeny még azelőtt eléri és túlhaladja a bolygót, hogy az egy teljes keringést megtenne a SN progenitor körül. Az alapkonfiguráció szimulációi során a bolygók excentricitását, $e_p^{(0)}$ -t, egységesen zérusnak választottam. Azonban olyan modellek futtatására is sor került, melyekben a bolygók excentrikus pályán keringtek, $e_p^{(0)} \in [0, 1; 0, 8]$. A robbanás pillanatában a bolygó minden esetben pályájának pericentrumában tartózkodik, azaz $f_p^{(0)} = 0^\circ$. A vizsgálatom szuperföldek és gázóriások holdjaira is kiterjed, tehát a bolygótömegeket $M_p \in [0, 01; 10] M_{\text{Jup}}$ -nak választottam.

Holdparaméterek

A tanulmányozott konfigurációk alapját a Jupiter Gailiei-holdrendszere, illetve kiemelten az Europa hold adták. Ennek megfelelően a vizsgált holdak esetén az Europa Jupiterhez képest vett tömegarányát ($M_{\text{Eur}}/M_{\text{Jup}} = 2,5 \times 10^{-5}$), illetve a Gailiei-holdak bolygósugarban mért keringési távolságát vettem alapul, azaz $(a_m^{(0)} = [5, 89; 9, 39; 14, 97; 26, 33] R_p$. A holdak kezdeti valódi anomáliáját, $f_m^{(0)}$ -t négy kézenfekvő pontban mintavételeztem ($0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$). Az

alakfiguráció során a holdak kezdeti excentricitása, $e_m^{(0)}$, zérus. Azonban futtattam olyan modelleket is, melyekben a holdak pályája excentrikus, $e_m^{(0)} \in [10^{-4}; 10^{-1}]$.

A vizsgálat részét képezték továbbá olyan rendszerek is, melyekben a két hold rezonáns konfigurációban helyezkedik el. Ennek alapját képezi egyrészt az a tény, hogy a Gailiei holdak közül az Io, Europa és Ganymedes 4:2:1-es rezonanciában keringenek. Továbbá (Ogihara & Ida, 2012) numerikus szimulációi kimutatták, hogy a bolygókörüli gáz-és porkorongban keletkező exoholdak között gyakori a 2:1-es rezonancia fennállása. Jelen vizsgálatokban az Europa távolságán keringő belső hold (melynek középmozgása a robbanást megelőzően $n_m^{(0)}$) egy külső holddal (középmozgása $n_{\text{res}}^{(0)}$) 1:2, 1:3, illetve 2:3 rezonanciában keringett. Amennyiben a középmozgás-rezonancia 1:2, akkor amíg a külső hold egyszer, addig a belső kétszer kerüli meg a bolygót. A rezonancia arányszáma $n^{(0)} = n_m^{(0)} / n_{\text{res}}^{(0)}$, azaz 2:1-es rezonancia esetén $n = 2$. Tokadjian & Piro (2023) munkája alapján az excentricitás-gerjesztés fennállása a holdak egymáshoz viszonyított tömegarányától függ. Az itt bemutatott vizsgálatokban a külső hold tömege a belső hold tömegegységeiben $M_{\text{res}} = 0,5; 1; 2 M_m$.

3. Eredmények

A következőkben a SN II-robbanást modellező többtest-szimulációk futtatása során kapott eredményeket mutatom be. Az első három alfejezet a négyféle modellkonfiguráció eredményét tárgyalja, az utolsó alfejezetben pedig a kóbor bolygók holdjainak árapályfűtését vizsgálom meg. A bolygók és holdak pályaelemeinek jelölése a robbanás előtt egy (0) felső indexet kapott, míg a robbanást követő érték bemutatása esetén a felső indexet elhagytam (pl. $e_m^{(0)} \rightarrow e_m$).

Előzetes eredményként minden rendszer esetében elmondható, hogy a bolygók a SN II robbanás következtében elszakadnak a csillagtól, és kóbor bolygókként folytatják útjukat a Galaxisban. Továbbá az is minden vizsgált modell esetén igaz, hogy a bolygó-hold rendszer a robbanást követően is stabil, azaz a holdak a SN II-robbanást követően is elliptikus pályán keringenek bolygójuk körül.

3.1. Alapkonfiguráció

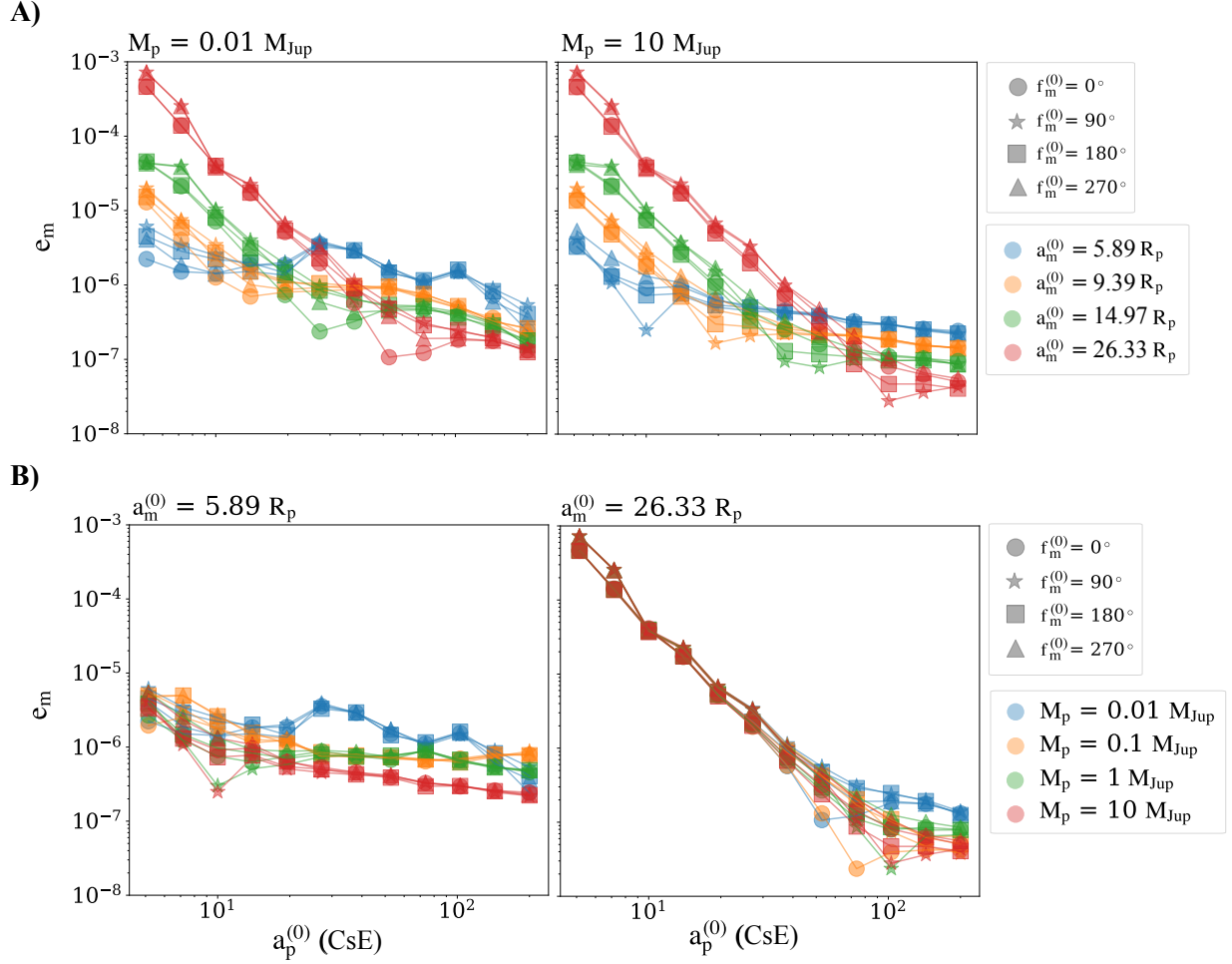
Ebben a fejezetben azon modellek analízisét mutatom be, amelyekben mind a bolygók, mind a holdak zérus excentricitású pályán keringenek a SN-robbanást megelőzően. Azt találtam, hogy a holdak 63%-ában növekszik a holdak excentricitása, maradék 37%-ban azonban a módszer numerikus hibájával összemérhető a pályalapultság⁵. A holdak excentricitása $2,4 \times 10^{-8}$ és $7,3 \times 10^{-4}$ közöttinek adódott.

A holdak excentricitását leginkább befolyásoló paraméter a bolygók keringési távolsága. Az 5. ábra paneljein a holdak excentricitását láthatjuk bolygójuk kezdeti fél-nagy tengelyének függvényében. Egyértelműen látható, hogy a robbanást követően a holdak excentricitása annál nagyobb, minél közelebb keringett a bolygó a SN-progenitorhoz. Ennek megfelelően 10^{-4} -es nagyságrendű excentricitás elérése csak a legbelső pályákon, 5,14, és 7,17 CsE-n lehetséges. Ahhoz, hogy ennél magasabb excentricitású holdpályák keletkezzenek, a bolygónak a fent vizsgáltaknál is közelebb kell keringenie a csillaghoz, ennek viszont határt szab a csillag sugara (2,23 CsE).

Az 5. ábra A panelje a holdak excentricitását a bolygó kezdeti keringési távolságán túl a hold robbanás pillanatában mért valódi anomáliájának, valamint keringési távolságának függvényében is bemutatja. Az egyes panelek eltérő bolygótömegek mellett mutatják a kapott eredményeket. A SN II progenitorához közel keringő bolygók esetében a holdak excentricitása annál nagyobb, minél távolabb keringenek bolygójuktól. Körülbelül 30 CsE felett azonban ez az effektus megfordul: a bolygókhoz közelebb keringő holdak pályája lesz az excentrikusabb. A fordulópont helye a bolygó tömegével együtt nő, 10 jupitertömeg mellett eléri az 50 CsE-t.

Az 5. ábra B panelje a bolygók tömegének hatását mutatja be behatóbban. Általánosan elmondható, hogy minél kisebb a bolygó tömege, a hold annál nagyobb excentricitásra tesz szert a robbanást követően. Ez alól kivételt jelentenek azon modellek, melyekben a hold távol kering a bolygótól (jobb oldali panel, $a_m^{(0)} = 26.33 R_p$), a bolygó pedig közel kering a SN-progenitorhoz ($a_p^{(0)} \lesssim 40$ CsE). Ekkor az excentricitás függetlenné válik a bolygó tömegétől.

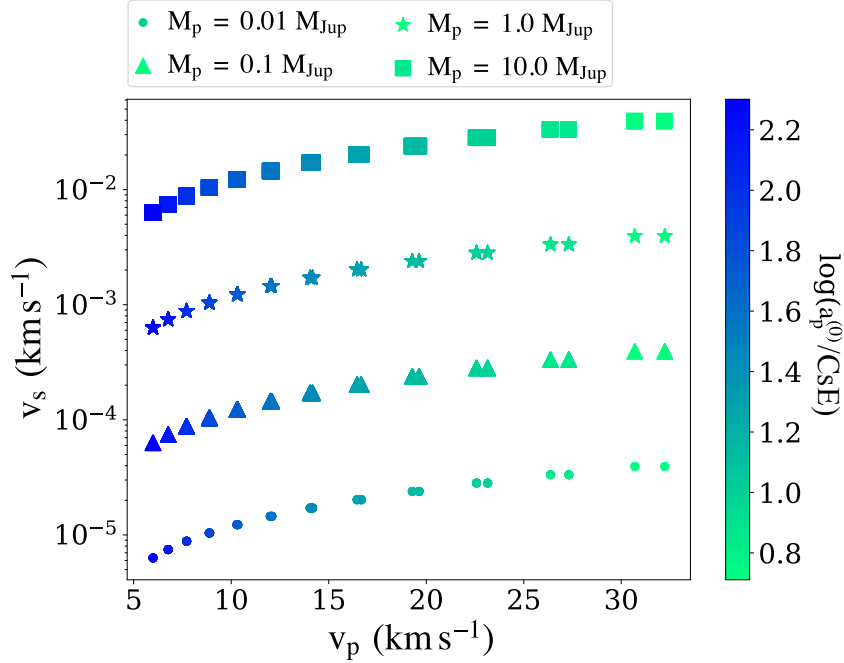
⁵Megjegyzendő, hogy a holdak excentricitása a numerikus módszer hibájából adódóan a szimulációk végeztével akkor sem zérus, amennyiben a csillag robbanását nem modellezzük. Változatlan tömegű háromtest-problémában a holdak excentricitása 10^{-8} és 10^{-6} között oszcillál. Az oszcilláció oka, hogy bolygó a csillag körül kering, ezért a hold-bolygó relatív sebesség periodikusan változik



5. ábra. A holdak excentricitása bolygójuk kezdeti fél-nagytengelyének függvényében, különböző bolygótömegek, bolygó-hold távolságok és köpenyledobódási sebességek mellett. Az egyes szimbólumok a holdak eltérő valódi anomáliáit mutatják. Az A panelen a színek különböző bolygó-hold távolságokat, a B panelen pedig különböző bolygótömegeket jelölnek. A köpenyledobódási sebesség minden esetben $v_{max} = 10000 \text{ km s}^{-1}$.

Az 5. ábráról az is leolvasható, hogy a holdak robbanás pillanatában mért valódi anomáliája lényegesen nem befolyásolja excentricitásukat. A jelenség okait a 4.1. fejezetben bővebben is tárgyaljuk. Hasonló a helyzet a SN köpenyledobódási sebességével is: az excentricitások hisztogramjainak analízise alapján a holdak excentricitása független v_{max} értékétől.

A SN-robbanás során széteső rendszerek komponenseinek (csillagok és kóbor bolygók) sebességét a 6. ábra mutatja. A különböző színek a bolygók kezdeti fél-nagytengelyeit, az egyes szimbólumok a bolygók tömegeit jelölik. Látható, hogy a bolygók sebességét leginkább befolyásoló tényező a csillagtól mért kezdeti távolságuk: minél közelebb keringett kezdetben a bolygó a csillaghoz, annál nagyobb sebességre tett szert a robbanás után. A planéták sebességére a köpenyledobódási sebesség is hatást gyakorol, ám ez csak a csillaghoz közel keringő bolygók esetében kimutatható ($a_p^{(0)} \lesssim 15 \text{ CsE}$). A kóbor bolygók sebessége összességében 6 és 32 km s^{-1} közöttinek adódott.



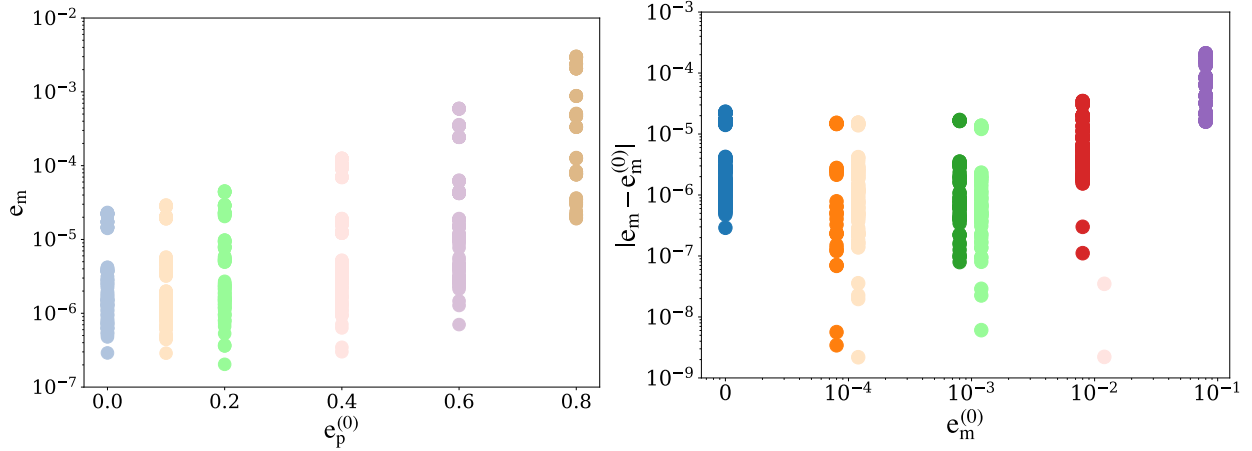
6. ábra. A neutroncsillagok pekuliáris sebessége a kóbor bolygók sebességének függvényében. A különböző színek különböző kezdeti bolygó-csillag távolságokat, a különböző szimbólumok pedig a megvizsgált bolygótömegeket különböztetik el.

A 6. ábrán látható, hogy a csillagok pekuliáris sebességét a bolygó távolsága kisebb mértékben befolyásolja. Ezzel szemben a csillagok sebessége a bolygók tömegével egyenesen arányosan nő. Mindezek mellett azonban elmondható, hogy a csillagok helyben maradnak a robbanás után. Pekuliáris sebességük csupán 6×10^{-6} és 4×10^{-2} km s^{-1} közé esik, ellentétben a korábbi munkáinkkal (Regály és mtsai., 2022; Fröhlich és mtsai., 2023), melyekben a csillagok sebessége a több száz km s^{-1} -t is elérte. Megjegyzendő azonban, hogy ez csak akkor valósult meg, amennyiben a SN progenitor egy kettős csillagrendszer tagja volt, ahol a kísérő tömege nagyságrendekkel nagyobb, mint az itt vizsgált bolygóké.

3.2. Excentrikus bolygók és holdak

A következőkben azt vizsgáltam meg, vajon miként hat a holdak excentricitására, ha bolygójuk a robbanást megelőzően excentrikus pályán keringett a SN II progenitor körül. Ehhez a vizsgálathoz 0,1-0,8-as excentricitású bolygópályákat feltételeztem. A bolygó fél-nagy tengelye ezen vizsgálat esetében 13,95 CsE, mivel ez volt az alapkonfiguráció modelljei közt a legszűkebb pálya, amelynek pericentruma még 0,8-es excentricitás mellett sem kisebb a csillag sugaránál.

A 7. ábra bal panelje a holdak excentricitását mutatja a bolygók kezdeti excentricitásának függvényében. Látható, hogy azonos bolygó fél-nagy tengely mellett a holdak excentricitása együtt nő a bolygó excentricitásával. Ennek megfelelően a legnagyobb hold-excentricitások akkor jönnek létre, ha a bolygó excentricitása 0,8. Ekkor a holdak maximális excentricitása 3×10^{-3} , ami egy nagyságrenddel nagyobb, mint a körpályán keringő bolygók esetében. Fontos



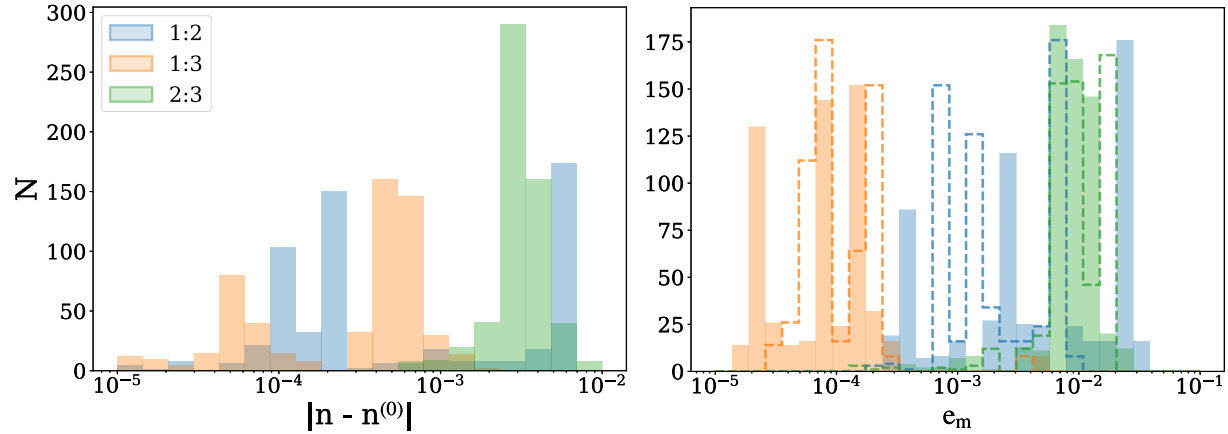
7. ábra. Balra: holdak SN-robbanás utáni excentricitása a bolygó kezdeti excentricitásának függvényében. Jobbra: holdak SN-robbanás hatására bekövetkező excentricitás-változása a holdak kezdeti excentricitásának függvényében. A jobb oldali panelen a növekvő excentricitású modelleket élénk, a csökkenő excentricitásúakat pedig pasztell színekkel ábrázoltam.

megjegyezni, hogy ez az érték már megközelíti az Enceladus excentricitását, azonban továbbra is kisebb, mint az Europa hold pályájának lapultsága (rendre 5×10^{-3} , illetve 9×10^{-3}).

A következő modellkonfigurációban excentrikus holdak excentricitás-fejlődését vizsgáltam. Újra 13,95 CsE fél-nagy tengelyű bolygót választva, a holdak kezdeti excentricitását 10^{-4} és 10^{-1} között mintavételeztem. A 7. ábra jobb panelje ezek és a körpályán keringő, de szintén 13,95 CsE fél-nagy tengelyű bolygót feltételező holdak excentricitásának megváltozását mutatja meg a holdak kezdeti excentricitása szerint csoportosítva. A holdak excentricitása növekedhet, illetve csökkenhet is, ahogy azt az ábra különböző szaturációjú színekkel jelölt pontjai is mutatják. Ez alól kivételt képeznek a 0,1-es kezdeti excentricitású modellek, melyek esetében a holdak pályalapultsága minden esetben növekedett. Az ábrára tekintve továbbá látható, hogy az excentricitás-változás nem nagyobb, mint 4×10^{-5} . Ez alól egyedül a legnagyobb excentricitású, $e_m^{(0)} = 0,1$ modellek képeznek kivételt, ahol az excentricitás megváltozása elérheti a 3×10^{-4} -es nagyságrendet is. Összességében elmondható, hogy amennyiben egy hold már a SN II-robbanás előtt is excentrikus pályán keringett bolygója körül, a robbanást követően is megtartja excentricitását.

3.3. Rezonáns holdrendszerek

A Naprendszerben több olyan holdpárosról, illetve holdrendszerről tudunk, melyek tagjai egymással középmozgás-rezonanciában vannak (pl. Io-Enceladus-Ganymedes, illetve Dione-Enceladus, Thetys-Mimas, Hyperion-Titan). Amennyiben egy rendszer tagjai középmozgás-rezonanciában vannak, az égitestek egymás excentricitását gerjesztik. Ezért a következőkben a SN II-robbanások dinamikai hatásait olyan holdrendszerekben vizsgáltam meg, amelyek 1:2, 1:3, illetve 2:3 rezonanciában vannak. A belső hold (a Jupiter Europa holdjához hasonlóan) mindig $9,39 R_p$ távolságra kering a bolygótól, a külső holdat pedig mindig az adott rezonanciának megfelelően helyeztem el. Jelen tanulmány során az elsődleges kérdés az volt, hogy a holdak képesek-e rezonanciában maradni a SN II-robbanást követően is, illetve milyen



8. ábra. Balra: a rezonancia mértékének megváltozásának hisztogramja. Jobbra: A rezonáns holdak SN II-t követő excentricitásának hisztogramja. A teli hisztogramok a SN II szimulációkban kapott értékeket, míg a szaggatott körvonalú hisztogramok a robbanást nem modellező szimulációkban kapott excentricitás-értékeket mutatják. A színek mindkét panelen az egyes rezonanciákat különböztetik meg.

excentricitásra képesek szert tenni a rezonáns konfiguráció révén.

A 8. ábra bal paneljén a rezonancia megváltozásának ($|n - n^{(0)}|$) hisztogramját láthatjuk az egyes rendszerekben. Mint az ábrán látható, a rezonáns konfiguráció csak elhanyagolható mértékben változik meg a SN-robbanás során: az eredeti rezonanciától való eltérés csak az ötödik-második tizedesjegyben jelentkezik. A legstabilabb rezonáns konfigurációnak az 1:3-as adódott, ekkor a rezonancia megváltozása csupán $10^{-5} - 10^{-3}$ nagyságrendű, míg a 2:3-as rezonancia esetén ugyanez $10^{-3} - 10^{-2}$ intervallumba esik. Összességében azonban megállapíthatjuk, hogy a holdak a robbanást követően is rezonanciában maradtak.

A 8. ábra jobb paneljén a holdak excentricitásának hisztogramját láthatjuk a rezonanciák szerint csoportosítva. Mint látható, a holdak jelentős excentricitásokra tehetnek szert a rezonáns konfigurációnak köszönhetően. 1:3-as rezonancia esetén a maximálisan elérhető excentricitás 3×10^{-4} , 1:2-es rezonancia esetén 2×10^{-2} , 2:3-as rezonanciában pedig 2×10^{-2} . Ez utóbbi értékek közel egy nagyságrenddel meghaladják azokat, melyek az excentrikus bolygópályák mellett keletkezettek, illetve két nagyságrenddel nagyobbak az alapkonfigurációban létrejött legnagyobb excentricitásoknál, melyek mind egyholdas rendszereket modelleztek.

A 8. ábra jobb paneljén a szaggatott körvonalú hisztogramok olyan szimulációkat jelölnek, amelyekben a csillag robbanását nem modelleztem. Látható, hogy az excentricitások ekkor is ugyanabba a nagyságrendbe esnek, mint amikor a csillag tömegvesztése is modellezésre került. Ebből is azt a következtetést szűrhetjük le, hogy a robbanás elhanyagolható mértékben befolyásolja a rezonáns konfigurációt, illetve a rezonáns égitestek excentricitását. Fontos azt is megjegyezni, hogy a rezonáns elrendezés miatt a külső hold excentricitása is ugyanabba a nagyságrendbe esik, mint a belső hold excentricitása. Ez igaz a robbanást szimuláló, valamint a kepleri pályát feltételező modellekre is.

3.4. Árapályfűtés kóbor bolygók holdjain

Amint azt az előző fejezetekben láthattuk, a kóbor bolygók körül a SN-robbanást követően is stabil pályán keringő exoholdak pályája gyengén excentrikussá válhat. Ezen felül, ha már a SN-robbanás előtt is volt nullától különböző pályalapultságuk, akkor az a robbanás után sem változik (igaz ez mind az egyholdas, mind a rezonáns holdrendszerekre). Annak ellenére, hogy ezeket az excentrikus holdakat nem fűti többé csillagjuk sugárzása, rendelkeznek több független energiaforrással, úgymint: bolygójuk kisugárzott hője, a keletkezési folyamatokból visszamaradt hő, a radioaktív anyagok bomlása során keletkező hő, illetve az árapályfűtés (bővebben lásd a 4.2 fejezetben). A következőkben azt mutatom be, hogy az eddig vizsgált paramétertérben milyen effektív hőmérsékletre tehetnek szert a holdak a SN-robbanást követően, kizárólag az árapályfűtés jóvoltából.

Az eddigiek alapján a holdak akkor tettek szert excentricitásra, amennyiben 1) bolygójuk a robbanást megelőzően erősen excentrikus pályán keringett, 2) már a robbanás előtt is excentrikus volt a holdak pályája, 3) egy külső holddal 1:2-es vagy 2:3-as rezonanciában keringtek (lásd a 3.1-3.3. fejezeteket). Az egyes esetekben sorra a legnagyobb elérhető excentricitások nagyságrendje 10^{-3} , 10^{-1} , illetve 10^{-2} volt.

Emlékezzünk vissza a 4. ábrára, mely szerint a CPL, illetve CTL árapályfűtési modellek $e_m \leq 10^{-1}$ tartományon megfelelően megválasztott Q_m , illetve τ_m paraméterek mellett meg-egyeznek. Ebben a fejezetben a CPL modellt alkalmaztam, és az Europa holdra számított $k_{2,m} = 0,26$, illetve $Q_m = 1,6$ és 26 értékeket használtam, azaz $k_{2,m}/Q_m = 0,26$, $0,043$, és $0,01$. Feltételeztem, hogy $k_{2,m}$ állandó, értéke ugyanis mérésekből jól meghatározható, ellenben Q_m értékével, melyet csak bizonyos elméleti modellekből számíthatunk ki, és csak egy értéktartományra szűkíthetünk (Ferraz-Mello, 2013).

A holdak sugarát minden esetben sűrűségük alapján számítottam ki. Két esetet vizsgáltam: az egyikben a holdak sűrűsége az Europa holdéval egyezően $\rho_m = 3013 \text{ kg m}^{-3}$ (Yeomans, 2006). A másik esetben a fenti sűrűség-érték felén, 1600 kg m^{-3} -en vizsgáltam. Ez egyrészt megegyezik az Enceladus hold átlagos sűrűségével (Jacobson, 2022). Másrészt, az átlagsűrűség abban az esetben is kisebb, ha a hold mag-köpeny aránya kisebb.

Amint arra a 2.3. fejezetben már utaltam, az árapályfűtés csak egy rétegben képes megolvasztani a hold jegeit, és nem a hold teljes térfogatában. A hőmérséklet rétegződésének ($T(r)$) számítása közel sem triviális e holdak esetében, és túlmutat jelen dolgozat keretein. Ennek megfelelően a következőkben a hőmérséklet helyett az árapályfűtés teljesítményét vizsgáltam meg a kóbor bolygók holdjain. Az árapályfűtésnek a hold felületelemére eső fajlagos teljesítménye

$$l_{\text{tidal}} = \frac{L_{\text{tidal}}}{A_m}, \quad (20)$$

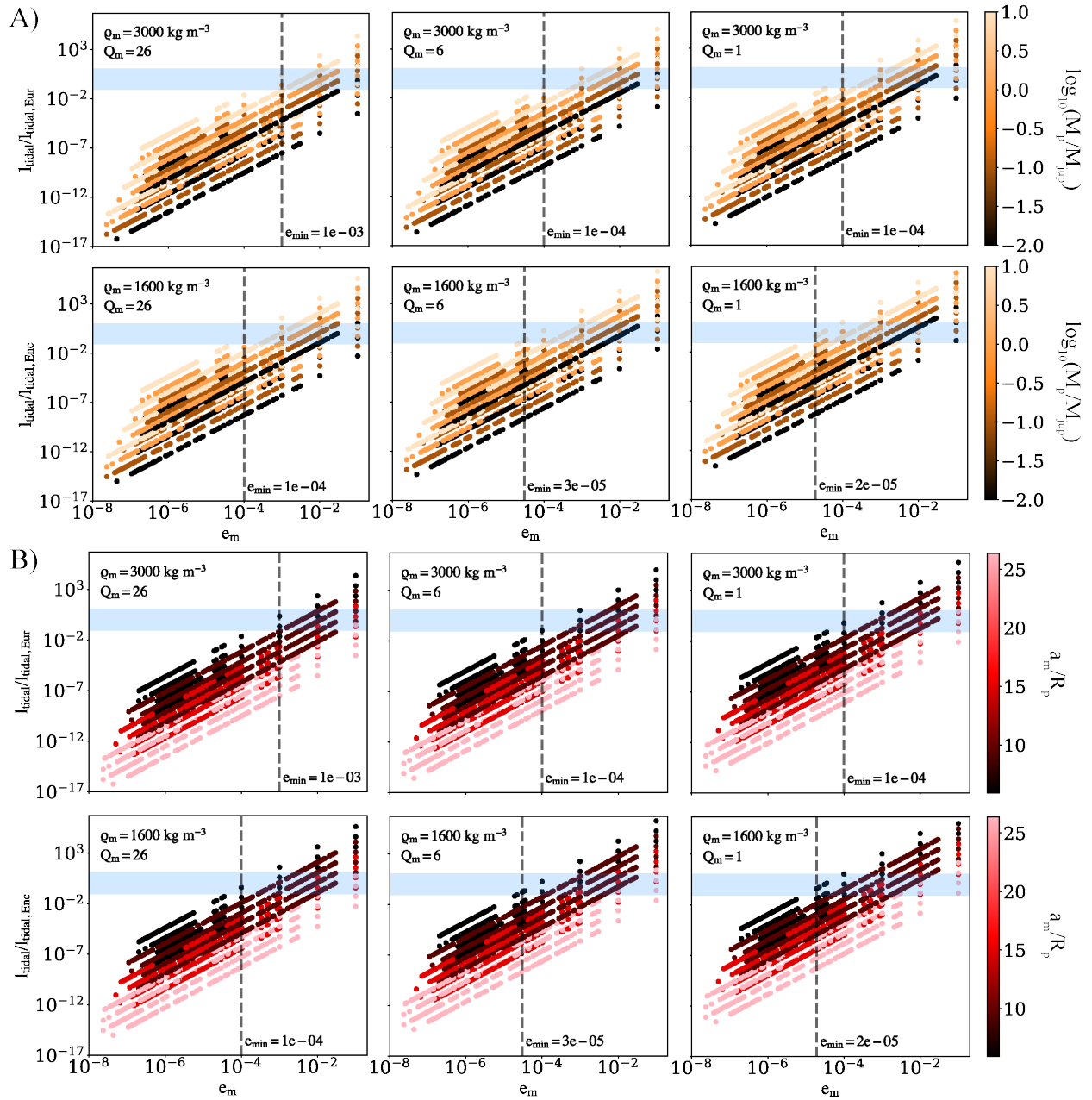
ahol L_{tidal} az árapályfűtés teljesítménye, A_m pedig a hold felülete.

A 9. ábrán az árapályfűtés fajlagos teljesítményét láthatjuk a kóbor bolygók holdjai excentricitásának függvényében. Az egyes sorokban bemutatott panelek különböző holdsűrűséget feltételeznek. Amennyiben $\rho_m = 3000 \text{ kg m}^{-3}$, a fajlagos fűtési teljesítményt az Európára számított hasonló értékkel normalizáltam, míg a $\rho_m = 1600 \text{ kg m}^{-3}$ -t feltételező modellekben a normalizálási faktor az Enceladuson mérhető fajlagos fűtési teljesítmény volt. Az nem pontosan meghatározható, hogy az urabilitáshoz mekkora fajlagos teljesítmény szükséges. Ezért urabilisnek tekintettem minden olyan holdat, melyeken az árapályfűtés teljesítménye

az Európán vagy az Enceladuson mérhető értéknek legalább egytizede, és legfeljebb tízszerese. Ezeket a határokat minden panelen világoskék sávok jelölik.

Az egyes paneleken látható, hogy minden Q_m - ρ_m párosításhoz tartozik egy minimális excentricitás, $e_{\min}$, amely mellett a fűtési teljesítmény eléri az Európán vagy az Enceladuson mérhető teljesítmény tizedét. Látható, hogy $e_{\min}$ értéke annál nagyobb, minél nagyobb a hold sűrűsége, illetve minél nagyobb értéket vesz fel Q_m . A minimális excentricitás a vizsgált paraméterterén 10^{-5} és 10^{-2} közöttinek adódott. Ennél kisebb excentricitás mellett nehéz elképzelni, hogy az árapályfűtés megolvaszthatja a holdakban megtalálható vékony jégreteget. Megjegyzendő, hogy az excentricitás nem lehet túl nagy sem, ekkor ugyanis az árapályfűtés teljesítménye olyannyira megnövekszik, hogy a hold teljes vízkészlete felolvadhat, majd elpárologhat. A tízszeres luminozításhoz tartozó maximális excentricitás 10^{-1} -es nagyságrendbe esik, pontos megállapításához az árapályfűtési modell tökéletesítésére és további modellek vizsgálatára lenne szükség egy kibővített paraméterterén. Azon modellek aránya, melyek a kijelölt, urabilisnek mondható sávba esnek, 12-15% közötti Q_m -tól és ρ_m -tól függően.

A 9. ábra A paneljén a narancsos árnyalatú színek a holdak bolygóinak tömegét jelölik. Látható, hogy az árapályfűtés fajlagos teljesítménye együtt nő a bolygó tömegével. Amennyiben rápillantunk az urabilitást kijelölő sávokra, láthatjuk, hogy minden itt megvizsgált M_p érték mellett lehetséges az urabilitás kialakulása. A B panel piros színeire nézve látható, hogy l_{tidal} annál nagyobb, minél közelebb keringenek a holdak bolygójukhoz. A hold keringési távolságát illetően azonban megállapíthatjuk, hogy jellemzően azon holdakon alakulhat ki az élet fejlődését elősegítő környezet, melyek a bolygóhoz közel, legfeljebb 15 bolygósugárra keringenek. A pontos fél-nagy tengely értékek azonban erősen függenek a hold excentricitásától, így például külön érdemes kiemelni a 0,01 és 0,1-es excentricitás közötti modellek esetét: ezek a holdak ugyanis urabilisek lehetnek akkor is, ha keringési távolságuk 15-25 bolygósugár közötti. Összességében minden megvizsgált bolygó-hold távolság és kezdeti csillag-bolygó távolság (5-200 CsE) mellett kialakulhatnak urabilis holdak, amennyiben az urabilitást az árapályfűtés fajlagos teljesítményével definiáljuk.



9. ábra. Az árapályfűtés fajlagos teljesítménye kőbor bolygók holdjain, a holdak excentricitásának függvényében, különböző ρ_m és Q_m értékek mellett. Az A panelen a színek a bolygók tömegét, a B panelen pedig a holdak bolygótól mért távolságát jelölik. A világoskék sávokban $l_{\text{tidal}}/l_{\text{tidal,Eur}}$, illetve $l_{\text{tidal}}/l_{\text{tidal,Enc}}$ 0,1 és 10 közé esik, így ezek a holdak mondhatók urabilisnek. Az urabilitáshoz szükséges minimális excentricitásokat szaggatott vonalak jelzik.

4. Diszkusszió

4.1. Dinamikai megfontolások

A SN progenitor kísérői egészen addig a kezdőfeltételekben definiált pályaelemekhez tartozó pályán fognak haladni, amíg a ledobódó köpeny el nem éri őket. Innentől kezdve a bolygó csökkenő központi tömeget érez, ami az excentricitás növekedését vonja maga után (lásd a 3-4 egyenleteket). A megváltozott erőhatásoknak köszönhetően a neutroncsillag és a bolygó sebessége is megváltozik. Ez azzal magyarázható, hogy a ledobott köpeny örökli a csillag robbanás pillanatában mért sebességét, míg a csillag és a bolygó a lendület-megmaradás értelmében egyenlő, de ellentétes lendületet kapnak (Regály és mtsai., 2022). Ez utóbbi változás okozza a holdak excentricitásának növekedését, aminek mértéke így csak a bolygó sebesség-változásának nagyságától és irányától függ.

A 3.1. fejezetben láthattuk, hogy a holdak excentricitásának növekedése a bolygó csillagtól való távolságával fordított arányosságot mutat. Ez azzal magyarázható, hogy minél közelebb van a bolygó a csillaghoz, annál nagyobb mértékben változik meg a robbanás következtében a sebessége az impulzus-megmaradás miatt. Ennek megfelelően a holdak excentricitása is annál nagyobb, minél közelebb keringett a bolygó a progenitorhoz.

A 3.1. fejezetben láttuk, hogy a kőbor bolygók holdjainak excentricitás-növekedése független a holdak valódi anomáliájától. Ez annak köszönhető, hogy a dolgozatban használt modellekben a valódi anomáliát a robbanás pillanatában definiálom, így mire a lökeshullám eléri a holdat, az elmozdul az eredeti helyzetéből. Ez a jelenség annál erőteljesebb, minél közelebb kering a hold a bolygóhoz, illetve minél távolabb kering a bolygó a SN II progenitortól, és azt eredményezi, hogy a valódi anomáliától való függés elmosódik, tulajdonképpen láthatatlanná válik. Ahogyan azt korábban már megmutattuk, a legnagyobb excentricitások nem akkor gerjesztődnek, amikor a kísérők pontosan pericentrumban tartózkodnak. Ez is azzal magyarázható, hogy a valódi anomáliát a robbanás pillanatában mérem, nem pedig abban a pillanatban, amikor a ledobott köpeny legkülső héja eléri a bolygót (Regály és mtsai., 2022).

A holdak excentricitása csökken a bolygó tömegével, valamint nő a bolygó-hold távolsággal, mert egy nagyobb bolygó körül közelebb keringő hold mélyebben van bolygója potenciálgödörében. Az 5. ábrán az látszik, hogy az excentricitás hold-bolygó távolságtól való függése a bolygó távolságával megfordul. Ennek kiderítése további kutatást igényel, azonban valószínű, hogy a numerikus hiba is szerepet játszik az effektus kialakulásában, mivel nagy csillag-bolygó távolságokon a holdak excentricitása $10^{-9} - 10^{-7}$ nagyságrendbe esik.

Amint azt az 5. ábrán láthattuk, a holdak excentricitása nagyban függ a bolygók keringési távolságától. Ez a körpályán keringő bolygók esetében azt jelenti, hogy minél közelebb keringett a bolygó a csillaghoz, annál nagyobb excentricitásra tett szert a hold a robbanást követően. Ezzel szemben ugyanakkora fél-nagy tengelyű, de excentrikus pályán keringő bolygók esetén (amennyiben a robbanás pillanatában a bolygó pericentrumban tartózkodik), annál nagyobb lesz a hold excentricitása, minél nagyobb volt a bolygó pályalapultsága (lásd a 7. ábrát). Ez annak köszönhető, hogy a bolygók keringési sebessége nem csak a csillagtól mért távolságuknak, hanem excentricitásuknak is függvénye. Minél nagyobb ugyanis egy pálya excentricitása, pericentrumban annál gyorsabban halad rajta a bolygó, így az impulzus-megmaradásnak köszönhetően sebessége nagyobb mértékben változik, aminek köszönhetően a holdak excentricitása is erősebben gerjesztődik. Amennyiben a bolygók a pálya apocentru-

mában foglalnának helyet a SN-robbanáskor, sebességük kisebb mértékben változna, és így a holdak is kisebb excentricitásra tennének szert.

A 6. ábrán láthattuk, hogy a kóbor bolygók és az elhagyott neutroncsillagok pekuliáris sebessége függ a bolygó tömegétől, illetve annak fél-nagy tengelyétől is. Amint azt témavezetőmmel korábban már megmutattuk (Regály és mtsai., 2022; Fröhlich és mtsai., 2023), ez a pekuliáris sebesség arányos a bolygó keringési sebességével, ezért minél kisebb volt a bolygó robbanás előtti fél-nagy tengelye, annál nagyobb lesz a pekuliáris sebessége. Minél nagyobb azonban a bolygó tömege, a neutroncsillag annál nagyobb sebességre tud szert tenni az impulzus-megmaradásnak köszönhetően.

A holdak fél-nagy tengelye elenyésző (maximum 0,2%-os) változást szenved el a SN-robbanás következtében. Ez többek közt azt is eredményezi, hogy Rabago & Steffen (2018) munkájával egyetértésben, a rezonáns holdrendszerekben a szinkronizáció a robbanást követően is fennmarad. Amennyiben egy bolygó körül két, nem rezonáns konfigurációban elhelyezkedő hold kering, a fél-nagy tengely elhanyagolható változása miatt a holdak nem fognak tudni rezonáns pályára lépni.

4.2. Urabilitás feltételei kóbor bolygók holdjain

Ahhoz, hogy egy hold a SN-robbanást követően urabilis legyen, szükséges az is, hogy a holdak vízkészlete a holdak felszínén maradjon, és ne forrjon el a csillag besugárzásának hatására. Ebben a fejezetben tehát az urabilitást nem csak a robbanást követően, hanem a SN-progenitor rendszerében is megvizsgáltam.

A bolygók holdjaira beérkező teljes teljesítmény Heller & Barnes (2013) nyomán

$$L_{\text{tot}} = L_{\text{irr}} + L_{\text{ref}} + L_{\text{th}} + L_{\text{rad}} + L_{\text{tidal}} \quad (21)$$

ahol L_{irr} a csillag közvetlen besugárzásának, L_{ref} a hold bolygója által visszavert sugárzásának, L_{th} a bolygó termikus sugárzásának teljesítménye, L_{rad} a radioaktív elemek bomlásából származó járuléka, L_{tidal} pedig az árapályfűtés teljesítménye. A bolygó termikus sugárzásának teljesítménye egy nagyságrenddel kisebb, mint az árapályfűtésé, a radioaktív anyagok bomlásából származó hő számításához továbbá ismerni kellene, hogy a hold anyagának hányadrészét alkotják radioaktív elemek. A bolygó által visszavert sugárzás teljesítménye egyedül akkor összemérhető az árapályfűtés teljesítményével, ha a hold egy óriásbolygó körül kering. A fenti megfontolások alapján, illetve az egyszerűség kedvéért ezeket a tagokat elhanyagoltam, és csak a csillag közvetlen besugárzását, illetve az árapályfűtést vettem figyelembe. Így a SN II robbanást megelőzően a holdat melegítő teljesítmény a közvetlen besugárzás és az árapályfűtés teljesítményének összege

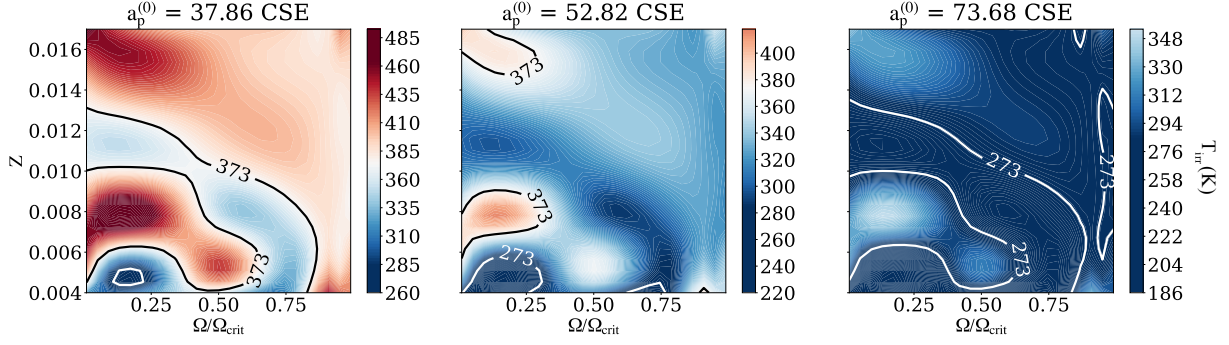
$$L_{\text{m}}^{(0)} = L_{\text{irr}} + L_{\text{tidal}}, \quad (22)$$

míg a robbanást követően a csillag hiányában csak az árapályfűtéssel kell számolni

$$L_{\text{m}} = L_{\text{tidal}}. \quad (23)$$

A besugárzásból származó teljesítmény

$$L_{\text{irr}} = \frac{F_{\text{irr}}}{4\pi R_{\text{m}}^2}, \quad (24)$$



10. ábra. Holdak effektív hőmérséklete, a csillag forgási ütemének és fémességének függvényében, amennyiben hőforrásként kizárólag a csillag besugárzását vesszük figyelembe. A csillag sugárzási teljesítménye nem triviális függést mutat a csillag fémességétől, illetve forgási ütemétől. Az egyes panelek különböző bolygó fél-nagy tengelyeken mutatják az eredményeket. A fehér és fekete vonalak jelzik a jég olvadás- illetve a víz forráspontját.

$$F_{\text{irr}} = \frac{L_*(1 - A)}{16\pi a_p^{(0)^2}}, \quad (25)$$

$$L_* = \sigma 4\pi R_*^2 T_*^4, \quad (26)$$

ahol R_* és T_* a csillag sugara, illetve A a hold albedója (melynek értéke minden esetben 0,8), σ pedig a Boltzmann-állandó. Az árapályfűtés teljesítménye a CPL modellben (lásd a 15. egyenletet)

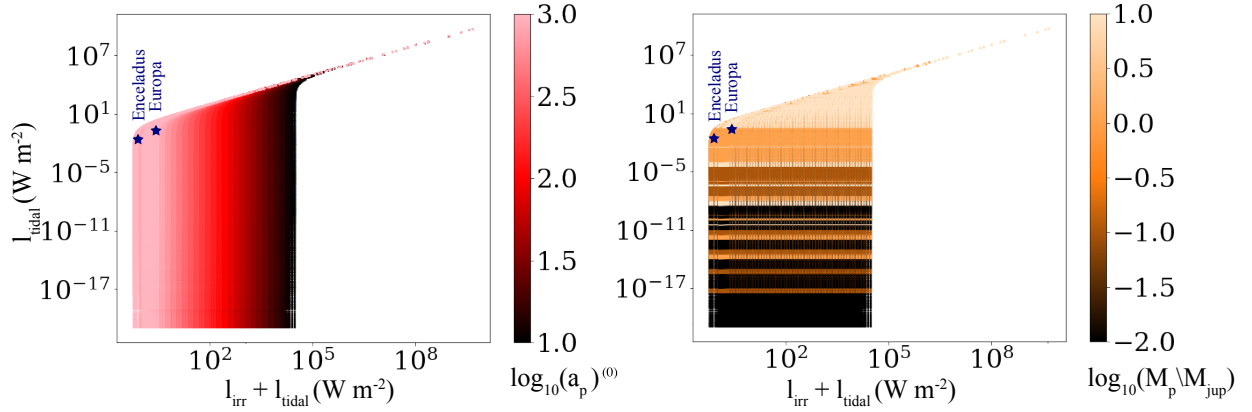
$$L_{\text{tidal}} = \frac{21k_{2,m}GM_p^{5/2}R_m^5e_m^2}{2Q_m a_m^{15/2}}. \quad (27)$$

Abban az esetben, ha a csillag besugárzása kellően nagy, de a holdon elenyésző az árapályfűtés, a robbanás után az eredetileg urabilis óceán befagy. Az is előfordulhat, hogy a besugárzás és az árapályfűtés a robbanás előtt együttesen olyan nagy, hogy a hold effektív hőmérséklete meghaladja a 373 kelvint, továbbá a robbanást követően az árapályfűtés elég ahhoz, hogy a holdat kellően melegen tartsa. Ekkorra azonban nem marad óceán, amelyet érdemes lenne melegen tartani, az ugyanis a csillag magas besugárzása miatt még a robbanás előtt elpárologt.

A csillagok besugárzásának vizsgálatához a PARSEC v2.0 csillagfejlődési modelleket vettem alapul (Costa és mtsai., 2019a,b; Nguyen és mtsai., 2022). A PARSEC csomagjai különböző tömegű, fémességű és forgási sebességű csillagokat tartalmaznak. Vizsgálataim során kizárólag a 10 naptömegű modellekre hagytam (mint a SN II modellezésénél). Érdekes azonban megjegyezni, hogy 8-11,5 naptömeg között a csillagok luminozitása csak kis mértékben tér el, így minden itt kapott eredmény kiterjeszthető ezen csillagtömegekre is.

A 10. ábra ezen csillagok fémességének és forgási ütemének függvényében mutatja a holdak effektív hőmérsékletét, kizárólag a csillag besugárzását figyelembe véve. A holdak effektív hőmérsékletét ekkor a Stefan–Boltzmann-törvény alkalmazásával kapjuk, mely szerint $L_{\text{irr}} = \sigma A_m T_{\text{irr}}^4$. A 10. ábra egyes paneljein a holdak bolygóinak fél-nagy tengelye különbözik. A csillagok fémessége hatással van a holdak effektív hőmérsékletére: a kis fémességű csillagok

esetén alacsonyabb holdhőmérsékleteket kapunk. Ezzel szemben a csillagok forgási ütemének elhanyagolható befolyása van a holdak effektív hőmérsékletére.



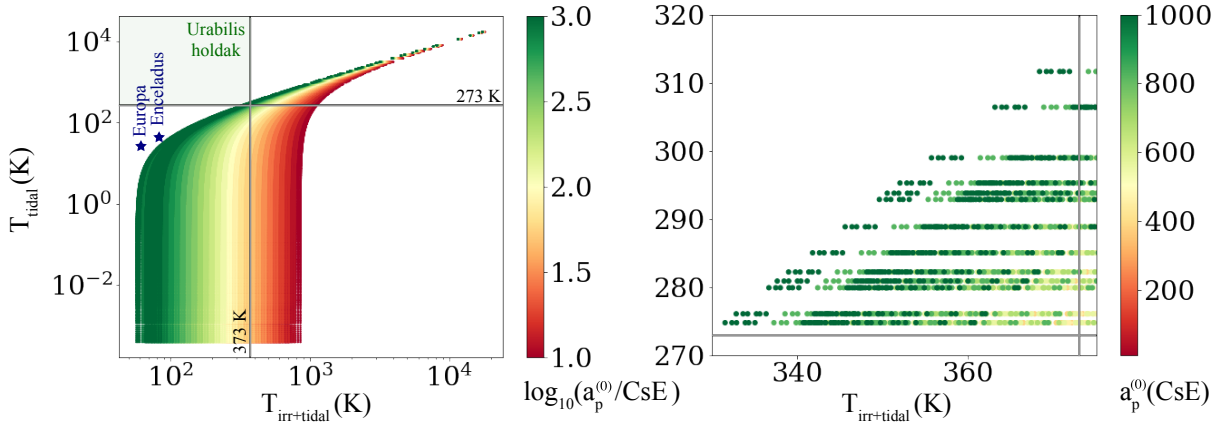
11. ábra. Holdak fűtéséért felelős fajlagos teljesítmény a SN-robbanás előtt (a csillag besugárzása, l_{irr} , illetve az árapályfűtés, l_{tidal} , fajlagos teljesítményének összege), illetve azt követően (amikor már csak az árapályfűtés játszik szerepet). A bal oldali panelen a színek a holdak bolygójának fél-nagy tengelyét, a jobb oldali panelen pedig annak tömegét kódolják. Mindkét panelen csillagok jelzik az Europa, illetve Enceladus holdakra számított fajlagos fűtési teljesítmények értékeit.

A következőkben egy körpályán keringő bolygót modelleztem, és feltettem, hogy holdjának árapályfűtéssel kapcsolatos paraméterei megegyeznek az Europa holdéval, azaz $A = 0,8$, $Q_m = 16$, $k_{2,m} = 0,26$ (Howett és mtsai., 2010; Yeomans, 2006; Ferraz-Mello, 2013). Az egyszerűség kedvéért csillagok élettartamára kiátlagolt hőmérsékletet és sugarat határoztam meg a PARSEC modellek adatsorának segítségével. Ezt az egyszerűsítést az támasztja alá, hogy a csillag aránylag rövid ideig (néhány millió évig) tartózkodik az óriáságon, mely egy nagyságrenddel elmarad a fősorozaton töltött időtől (néhányszor tízmillió év)⁶. A bolygó fél-nagy tengelyét 10 és 1000 CsE, tömegét 0,01 és 10 jupitertömeg, a hold bolygótól vett távolságát 4 és 50 bolygósugár, excentricitását pedig 10^{-6} és 0,9 között mintavételeztem.

A 11. ábra a holdakra érkező fajlagos (azaz a holdak felületegységére eső) teljesítményt mutatja a SN-robbanás előtt, illetve azt követően a 22, 23 és 20. egyenletek alapján. A bal oldali panelen a színek a bolygók fél-nagy tengelyét, míg a jobb oldali panelen annak tömegét jelölik. Mindkét panelen csillagok jelölik az Europa, illetve Enceladus holdakon mérhető fajlagos teljesítményeket. Látható, hogy azon holdak esetén kapunk ezekhez hasonló értékeket, amelyeknek bolygója távol kering a csillagtól ($a_p^{(0)} \gtrsim 300$ CsE), illetve bolygójuk nagy tömegű ($M_p \gtrsim 1 M_{\text{jup}}$).

Amennyiben a holdak hőmérsékletét szeretnénk kiszámítani, ismernünk kell differenciált szerkezetük rétegződését, amelyhez egy komplexebb fűtési modellre van szükség, amely túlmutat a dolgozat keretein. Így jelen esetben a holdak effektív hőmérsékletét a robbanás előtt és azt követően is, Tokadjian & Piro (2023) munkájához hasonlóan, a Stefan–Boltzmann

⁶Megjegyzendő, hogy a hold vízkészlete elpárologhat a csillag óriásági szakasza során. Erre a csekély időintervallum alatt feltételezhetően nincs lehetőség, a jelenség pontos vizsgálata azonban további kutatást igényel.



12. ábra. A holdak analitikusan számított effektív hőmérséklete csak árapályfűtést feltételezve, illetve az effektív hőmérséklet, amennyiben a csillag besugárzását is figyelembe vesszük. A különböző színek a bolygó csillagtól vett távolságát jelölik. Az urabilitás teljesülésének szükséges feltétele, hogy $T_{\text{irr}} + T_{\text{tidal}} < 373 \text{ K}$, de $T_{\text{tidal}} > 273 \text{ K}$. Az egyes tartományokat fekete vonalak választják el egymástól, az urabilis holdak a bal felső negyedben találhatók. A jobb oldali panelen ezen régió nagyítása látszik.

törvény segítségével számítottam ki, azaz a robbanás előtt

$$L_{\text{irr}} + L_{\text{tidal}} = \sigma A_m T_{\text{irr+tidal}}^4, \quad (28)$$

míg a robbanás után

$$L_{\text{tidal}} = \sigma A_m T_{\text{tidal}}^4. \quad (29)$$

Ez a modell azonban feltételezi, hogy a hold teljes térfogatában melegszik fel. A valóságban azonban ezekben a holdakban a jég csak egy vékony, néhányszor tíz kilométeres rétegben található meg. A modell alkalmazásával az Europa, illetve az Enceladus holdakra a következő értékeket kaphatjuk: az Európára $T_{\text{tidal}} = 45 \text{ K}$, $T_{\text{irr+tidal}} = 82 \text{ K}$, az Enceladusra $T_{\text{tidal}} = 27 \text{ K}$, $T_{\text{irr+tidal}} = 61 \text{ K}$. Ezzel szemben a mérésekből $T_{\text{irr+tidal}} = 102 \text{ K}$ az Európára, illetve $T_{\text{irr+tidal}} = 75 \text{ K}$ az Enceladus esetén (McFadden és mtsai., 2007; Spencer és mtsai., 2006). Az eltérés annak is betudható, hogy a számítások során elhanyagoltam a Jupiter és a Szaturnusz által visszavert csillagfény teljesítményét, illetve a bolygók termális sugárzását.

A holdak urabilitásának szükséges, de nem elégséges feltétele az, hogy a víz ne távozzon el a felszínükről. Ehhez egyrészt az kell, hogy $T_{\text{irr+tidal}} < 373 \text{ K}$. A robbanást követően, minekután már csak az árapályfűtés képes a holdak melegen tartani, az urabilitáshoz legalább egy vékony rétegben olvadt víznek kell jelen lennie. Ennek szükséges feltétele, hogy $T_{\text{tidal}} > 273 \text{ K}$.

A 12. ábra bal paneljén a jelen fejezetben bemutatott paramétertérén mutatja a holdak effektív hőmérsékletét a SN-robbanás előtt és után ($T_{\text{irr+tidal}}$, illetve T_{tidal}) a bolygók fél-nagy tengelyének függvényében. Az ábra négy síknegyedre osztható. A legtöbb hold a bal alsó negyedben található, ahol a robbanás előtt és azt követően is effektív hőmérsékletük kevés ahhoz, hogy egy jégóceán felolvadjon rajtuk. A jobb alsó negyedben található holdak esetében az árapályfűtés továbbra sem jelentős, azonban a holdak olyan közel keringenek csillagjukhoz, hogy a robbanást megelőzően a víz elforr. A jobb felső negyedben helyet foglaló holdak esetében a csillag besugárzása és az árapályfűtés is jelentős, effektív hőmérsékletük még a

robbanást követően is meghaladhatja az ezer kelvint. Azonban a bal felső negyedre tekintve láthatjuk, hogy akadnak olyan holdak is, melyek a robbanás előtt és után is urabilisnek minősíthetők (a részleteket a 12. ábra jobb oldali panelje is mutatja). Ezen holdak bolygóinak fél-nagy tengelye 383 és 1000 CsE közötti, tömegük 0,1 és 10 jupitertömeg közötti. A holdak 4 és 36 bolygósugár között, 0,1-0,9 excentricitású pályán keringenek.

A fenti értékek a bolygó-hold távolságot és a bolygó tömegét illetően jó egyezést mutatnak a 3.4. fejezetben bemutatott urabilitási feltételekkel. A bolygók fél-nagy tengelyét illetően ebben a fejezetben azért kaptam nagyobb értékeket, mert a csillag besugárzását is figyelembe vettem. Az excentricitásokat illetően fontos kiemelni, hogy az ebben a fejezetben kapott értékek csupán egy felső korlátot adhatnak a hold excentricitására. T_{tidal} ugyanis egy effektív hőmérsékletet ad, amennyiben feltesszük, hogy a hold homogén, és az árapályfűtés a teljes térfogatában hat. Egy belső jégrétegben az itt közölt értékeknél nagyobb hőmérséklet is uralkodhat (lásd az Europa hold esetét, Greenberg, 2005). A holdak urabilitásának térképe tehát nem pont így néz ki. Ezt az a tény is jól ábrázolja, hogy az Európát, illetve Enceladust reprezentáló két pont nem a bal felső síknegyedben található, azaz egyik hold sem esik az urabilis zónába. Amennyiben egy komplex reológiai modell segítségével számolnánk a hőmérsékletet, a 12. ábrán bemutatott adatpontok valószínűleg jobbra felfelé tolnának, mert a hold hőmérséklete nem homogén, így egy adott, vékony réteg hőmérséklete nagyobb lehet az itt közölt effektív hőmérsékleteknél. Megjegyzendő továbbá, hogy az Europa, illetve Enceladus holdakat jelölő pontok azért esnek kívül az itt modellezett paraméterterén kapott adatpontok halmazán, mivel ez a két hold kezdetben egy $1 M_{\odot}$ -ű csillag körül kering, szemben a $8 M_{\odot}$ -et feltételező modellekkel. Ha az Europa, illetve Enceladus egy $8 M_{\odot}$ -ű csillag körül keringene, a besugárzás teljesítménye jelentősen megnőne, így az őket reprezentáló pontok jobbra tolnának a diagramon.

4.3. Holdak excentricitásának csillapodása

A kóbor bolygók holdjainak excentricitása idővel csökkenni fog az árapályerők hatására. Ezt az effektust erősen befolyásolja, ha a hold rezonáns konfigurációban kering egy másik holddal. Ekkor az excentricitás a rezonáns konfiguráció fennállása alatt is fenntartható (Tokadjian & Piro, 2023).

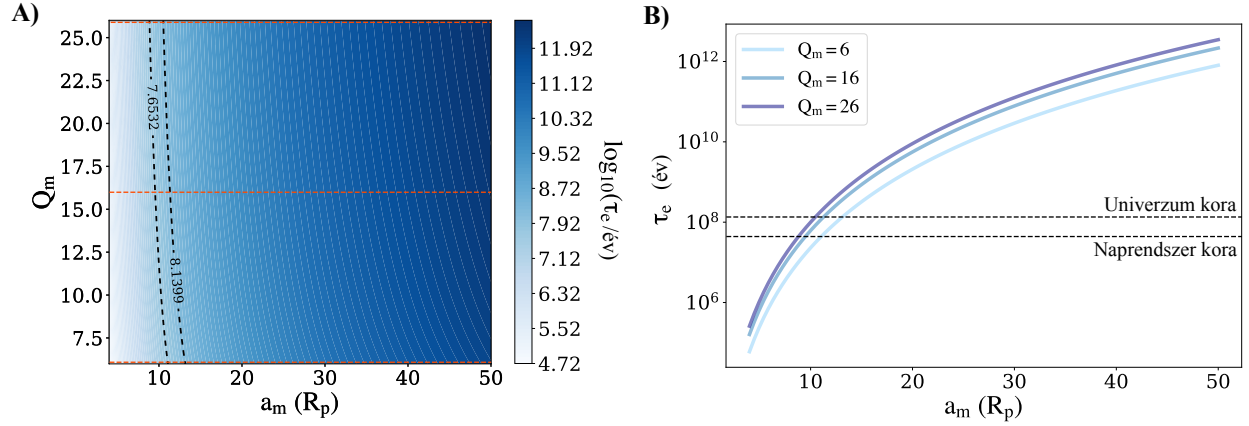
Az excentricitás időfejlődését Yoder & Peale (1981) munkája és a CPL modell alapján tárgyalom. Egy egyholdas, nem rezonáns rendszerben a csillapodási időskála, amely alatt az excentricitás e -adrészére csökken,

$$\tau_e = \frac{4}{63} \frac{M_m}{M_p} \left(\frac{a_m}{R_m} \right)^5 \frac{\tilde{\mu}_m Q_m}{n}, \quad (30)$$

ahol $\tilde{\mu}_m$ a hold szilárd magjának határán a rugalmas és a gravitációs erők arányának mérőszáma, n pedig a hold középmozgása. Andrade (1910) munkája alapján jelen vizsgálatokhoz $\tilde{\mu}_m = 80$ értéket adoptáltam. A numerikus szimulációkban feltételeztem, hogy a holdak bolygójukhoz viszonyított tömegaránya állandó. Ebben az esetben ($q_m = 2,5 \times 10^{-5}$), néhány triviális átalakítás után a következőt kapjuk:

$$\tau_e = \frac{4}{1323} \frac{1}{\sqrt{\pi G}} \tilde{\mu}_m Q_m \frac{q_m^{-2/3}}{(1 + q_m)^{1/2}} \hat{a}^{13/2} \frac{\rho_m^{5/3}}{\rho_p^{13/6}}, \quad (31)$$

ahol $\hat{a}$ a hold fél-nagy tengelye a bolygó sugarában mérve, ρ_p és ρ_m pedig rendre a bolygó és a hold sűrűsége. Feltettem, hogy a sűrűségek állandóak, azaz függetlenek bolygók és holdak méretétől, és megegyeznek a Jupiter, illetve az Europa sűrűségével (rendre 1326 kg m^{-3} , illetve 3031 kg m^{-3}). A 31. egyenlet alapján fontos kiemelni, hogy a csillapodási időskála független a bolygó tömegétől.



13. ábra. A panel: Holdak excentricitásának csillapodási időskálája különböző bolygó-hold távolságok és árapály-disszipációs függvények mellett, a CPL modellben számolva. Narancssárga szaggatott vonalak jelzik a B panelen látható metszeteket. B panel: A csillapodási időskála a hold-bolygó távolság függvényében, $Q_m = 6, 16$, illetve 26 feltételezése mellett. A szaggatott fekete vonalak mindkét panelek a Naprendszer, illetve az Univerzum korát jelzik.

A 13. ábra az excentricitás csillapodási időskáláját mutatja különböző bolygó-hold távolságok és árapály-disszipációs függvények mellett. A holdak 5-50 bolygósugárra keringenek, mely intervallum kibővíti a SN II szimulációk során használt paraméterteret. Az árapály-disszipációs függvény értékét a $Q_m \in [6; 26]$ intervallumon mintavételeztem (Ferraz-Mello, 2013).

A csillapodási időskála Q_m értékétől lineárisan függ, annál tovább maradnak excentrikusak a holdak, minél nagyobb értéket vesz fel az árapály-disszipációs függvény. Ezzel szemben a csillapodás időskálája a hold fél-nagy tengelyétől jelentős függést mutat. Ez jól láthatók már a 30. egyenletre tekintve is, ugyanis $\tau_e \propto Q_m$, azonban $\tau_e \propto a_m^{13/2}$.

A kapott csillapodási időskálák az ötvenezer évtől 10^{12} évig terjednek. Azon holdak esetében, melyekre $a_m \gtrsim 20R_p$, τ_e meghaladja a Naprendszer korát, amennyiben pedig a holdak $\simeq 27$ bolygósugárnál is távolabb keringenek, excentricitásuk csillapodási időskálája az Univerzum korával is összemérhető. Ez jelentősen meghaladja az Europa, illetve Enceladus holdak esetében számítható csillapodási időskálákat, melyek rendre 46,7 millió, illetve 6,9 millió évnak adódnak. Az, hogy ezek a holdak a mai napig excentrikusak, annak köszönhető, hogy rezonáns konfigurációban keringenek.

4.4. Megfigyelhetőség

A 4.2. fejezetben leírtak alapján az urabilis holdak bolygói kezdetben több száz csillagászati egységre keringenek csillagjuktól. Ezen bolygók megfigyelésére egyértelműen a közvetlen

képalkotás adja a legjobb lehetőséget. A NASA Exoplanet Archive adatai alapján az eddig felfedezett, több száz CsE fél-nagy tengelyű pályán keringő bolygók mind legalább két jupitertömegűek. Az eddig legtávolabbi pályán keringő bolygók fél-nagy tengelye az ezer CsE-t is meghaladja. E táv pályájú égitesteket eddig szinte minden alkalommal közvetlen képalkotás során sikerült felfedezni.

Nem elhanyagolható tény azonban, hogy eddig csak három naptömegnél kisebb csillagok körül fedeztek fel exobolygókat. Ennek egyik oka, hogy a nagy tömegű a csillagok sokszorosan túlragyogják bolygóikat, illetve a rendszer tömegközéppontja körüli bolyongásuk kicsi, így sem a fedési, sem a radiális-sebesség módszer nem alkalmazható eredményesen az esetükben (Kennedy és Kenyon, 2008; Han és mtsai., 2014).

Debes & Sigurdsson (2007); Hong és mtsai. (2018); Rabago & Steffen (2018) azt találták, hogy a kóbor bolygók, melyek csillagrendszerüket dinamikai instabilitások következtében hagyják el, megtartják holdjaikat. Ehhez hasonlóan, eredményeim alapján elmondható, hogy a SN II robbanás során kilöködő bolygók is megtartják holdjaikat.

A kóbor bolygó-hold rendszer megfigyelésére közvetlen infravörös képalkotással van lehetőségünk (pl. a James Webb Űrteleszkóp segítségével). A közeljövőben így arra is lehetőség nyílhat, hogy a kóbor holdakat bolygófedés közben fedezzük fel. Ehhez természetesen a fedési exobolygók esetén már megszokott szerencsés inklináció szükséges. Természetesen a fedés mélysége arányos lesz a holdak méretével, így ez a módszer a nagy tömegarányú kóbor rendszereket preferálja (Peters-Limbach & Turner, 2013; Limbach és mtsai., 2021). A 4.2 fejezetben láthattuk, hogy az urabilis kóbor holdak bolygójának tömege 0,1 és 10 jupitertömeg közé esett. Közvetlen képalkotás során előnyben részesülnek azok a bolygók, melyeknek tömege nagyobb.

A kóbor bolygó-hold rendszereket gravitációs mikrolencse-hatásuk segítségével is detektálhatjuk. A tranziens felfényesedés időskálája arányos a lencséző égitest (azaz a bolygó, illetve a hold) tömegével, illetve függ a forrás és a lencséző objektum relatív sajátmozgásától is (pl. Yoo és mtsai., 2004). A felfényesedés időskálája

$$t_* = 2 t_E \rho \sqrt{1 - \left(\frac{u_0}{\rho}\right)^2}, \quad (32)$$

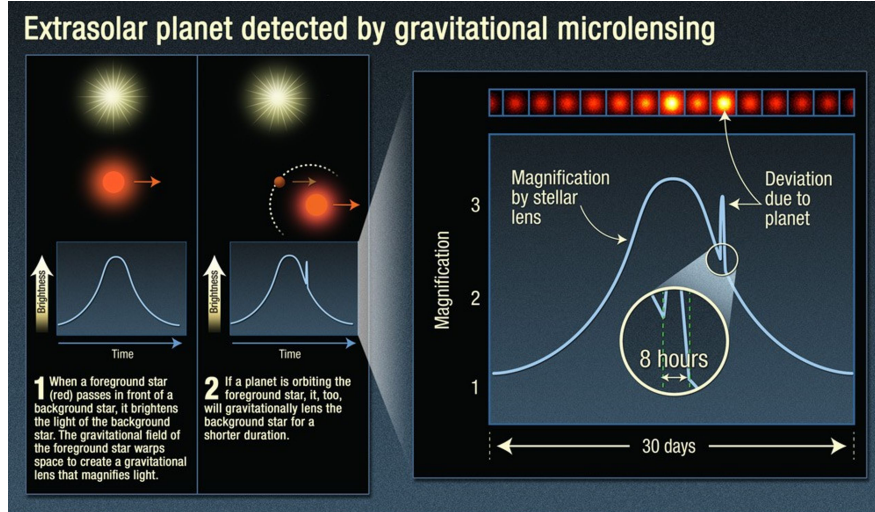
ahol t_E az Einstein-időskála, azaz a fénygörbe félértek-szélessége, u_0 az elhaladás impakt paramétere (milyen messze halad el a lencséző objektum a forrás centrumától). ρ -t a csillag szögátmérőjének és az Einstein-gyűrű szögátmérőjének a hányadosaként definiáljuk. Az Einstein-gyűrű szögátmérője

$$\theta_E = \mu_{\text{rel}} t_E, \quad (33)$$

ahol μ_{rel} a forrás és a lencséző objektum relatív sajátmozgása, melynek értéke függ a kóbor bolygók pekuliáris, és a csillagok Galaxisban mért keringési, illetve pekuliáris sebességeitől. Ez utóbbi pedig a Galaxis különböző régióiban (pl. korong, központi dudor) más és más értékeket vehet fel, így a relatív sajátmozgás attól is függ, hol tartózkodik a forrás, illetve a lencséző objektum.

Mivel az Einstein-gyűrű mérete a lencse tömegével arányos, a lencséző objektum tömege megadható mint

$$M_{\text{lens}} = \frac{\theta_E^2}{\kappa(\pi_{\text{lens}} - \pi_{\text{source}})}, \quad (34)$$



14. ábra. Balra: mikrolencsészés fénygörbéje egy, illetve két lencséző objektum esetén. A lencséző rendszer lehet egy csillag-bolygó, vagy akár egy bolygó-hold páros is. Jobbra: a bolygó vagy hold által okozott változások a fénygörbében. Forrás: NASA StScI.

ahol $\kappa \approx 8 \text{ mas} M_{\odot}^{-1}$. Látható tehát, hogy a tömeg meghatározásához ismernünk kell az egyes objektumok parallaxisát (π_{lens} , π_{source}), azaz távolságát is.

A fentiek alapján a 32. egyenlet megadja t_E értékét, amiből 33. egyenlet segítségével számítható θ_E . Ennek ismeretében pedig a 34. egyenlet alkalmazásával kiszámíthatjuk a lencséző objektum tömegét. A módszert fordított irányban alkalmazva láthatjuk, hogy a mikrolencsészés miatt fellépő felfényesedés hossza arányos a bolygó tömegével. Az is világosan látszik, hogy minél lassabban haladnak a kóbor rendszerek (a pekuliális sebességek éggömbre vetített komponenseit μ_{rel} tartalmazza), annál hosszabb ideig figyelhetjük meg a mikrolencse-hatást. Ez szerencsésen egybevág azzal, hogy a 4.2. fejezetben urabilisnek tekintett holdak csillaguktól távol keringenek, így a 6. ábra alapján kis pekuliális sebességre fognak szert tenni a SN II robbanás következtében.

A fent leírtak természetesen akkor is igazak, ha a lencséző objektum egy bolygó-hold rendszer. Megjegyzendő azonban, hogy a számítások degeneráltak, és ugyanazt az eredményt adhatják egy távoli csillag-bolygó, illetve egy közeli bolygó-hold lencse esetén is (Bennett és mtsai., 2014). Amennyiben a kóbor rendszereket gravitációs mikrolencse-hatásukat észlelve szeretnénk kimutatni, a holdak jelenléte miatt azonban összetett lencsemodellekre van szükségünk. A 14. ábra bal oldali paneljei egy egylencsés, illetve egy kétlencsés esetben mutatják meg a kialakuló fénygörbe alakját. Han & Han (2002) tanulmánya szerint a jelerősség nem érzékeny a bolygó-hold tömegarányra, azonban a megfigyelhetőség időtartamát ez a paraméter jelentősen befolyásolja: minél nagyobb a hold tömegaránya, annál tovább észlelhető a jelenség. A megfigyelhetőség a bolygó-hold szeparációtól is függ, és akkor a legoptimálisabb, amennyiben $0,6 \theta_E \leq a_m \leq 1,6 \theta_E$.

4.5. A modell korlátai

Bár a SN II robbanások vizsgálata során a csillag tömegvesztését fejlettebb modellel vizsgáltam, mint Veras és mtsai. (2011), az általam alkalmazott homológ tágulási modell továbbra is

feltételezi a gömbszimmetriát. Amennyiben aszimmetrikus köpenyledobódást feltételezünk, az tovább bonyolítja a bolygó, illetve a hold pályaelemeinek perturbációját. Az aszimmetrikus esetben a bolygók és csillagok pekuliáris sebessége szignifikánsan eltérhet a jelen dolgozatban közöltektől (Parriott és Alcock, 1998; Namouni, 2005; Namouni és Zhou, 2006).

Az egydimenziós közelítés természetéből adódóan nem volt lehetőségem megvizsgálni a kísérő és a ledobott köpeny közötti kölcsönhatásokat. Ezek a kölcsönhatások megbonthatják a gömbszimmetriát, ezzel pedig további perturbációkat okozhatnak a pályaelemekben és a sebességvektorokban.

A kísérő-köpeny kölcsönhatások ráadásul a bolygók atmoszférájának vagy gázburkának elvesztését is okozhatják (Debes és Sigurdsson, 2002). Ez a tömegvesztés további szignifikáns perturbációt jelenthet a holdra nézve. Az effektust számításaim során teljesen elhanyagoltam, vizsgálatához a bolygó gázrétegeire vonatkozó tömegvesztési és -befogási modell felállítására lenne szükség. Ez esetben az urabilitás lehetősége megnövekedhet, mivel a bolygó jelentős tömegvesztése további növekedést okozhat a hold excentricitásában.

Amint azt a 2.3. és 4.2. fejezetekben is kifejtettem, az exoholdak hőmérsékletét nem csak a csillag besugárzása és az árapályfűtés határozza meg. Egy átfogóbb modell esetén a fentiekén kívül a bolygó visszavert fényével, saját termális kisugárzásával, a hold keletkezésből visszamaradt hőjével, illetve a holdban található radioaktív izotópok bomlása során keletkező hőmennyiséggel is számolni kell. Ugyan a kóbor holdak esetén a bolygó által visszavert csillagfény irreleváns, illetve a kóbor bolygók idővel kihűlnek, így termális sugárzásuk jelentősen lecsökken, a hold belső hőforrásai még kóbor égitestként is melegen tarthatják belső rétegeit (a radioaktív izotópok mennyiségétől függően szélsőséges esetben akár milliárd éves időskálán is, Kasting és mtsai., 1993).

Az általam alkalmazott, árapályfűtést, illetve az excentricitás fejlődésének időskáláját modellező analitikus közelítések mellőzik a hold pályaelemeinek változását. Az árapályerők hatására ugyanis a prográd holdak fél-nagy tengelye nő, excentricitása pedig csökken, míg a retrográd holdak esetében ennek fordítottja figyelhető meg. Így az sem kizárható, hogy egy hold bekerül a bolygó Roche-sugara alá, ahol szétdarabolódik. Az árapályfejlődés jelentősen függ továbbá a bolygó és a hold forgási, illetve keringési ütemének egymáshoz való viszonyától. Ahhoz, hogy a fentebb leírt effektusokat is modellezni tudjam, és pontosabb képet kaphassak a kóbor bolygók holdjainak árapályfejlődéséről, a jövőben a 3DNAL csoport által kifejlesztett numerikus TideR kódot fogom használni. Ez lehetővé teszi továbbá egy nem konstans fáziskésésű fejlődési modell alkalmazását is, mely a CPL és CTL modellekkel ellentétben nem tartalmazza a Q_m értékére vonatkozó némileg ad-hoc feltételezést (Boué & Efroimsky, 2019).

A 3.3. fejezetben közölt eredmények alapján érdemes továbblépés lenne a rezonáns holdrendszer árapályfejlődésének modellezése. Ennek leírása azonban hiányzik az irodalomból. Fontos megemlíteni, hogy többholdas rendszerekben a rezonáns konfiguráció(k) fennállása időfüggő. Előfordulhat ugyanis, hogy a holdak ki- vagy belépnek egy-egy rezonanciába, ami jelentősen befolyásolhatja az árapályerők által okozott pályaelem-változásokat, és módosíthatja az árapályfűtés erősségét is.

Az urabilitás fennmaradását illetően fontos kérdés, hogy a SN-ként felrobbanó, nagytömegű csillagok körül keringő bolygók és holdak mennyi vizet tartalmazhatnak, illetve mennyi vizet tarthattak meg a csillagok főági, illetve óriási fejlődése alatt. Malamud & Perets (2016, 2017) numerikus vizsgálata pontosan erre a kérdésre keresi a választ. Az általuk modellezett

csillagok kis tömegűek, életüket pedig fehér törpékként (WD) fejezik be, így halálukat sem kíséri SN-robbanás. Eredményeik szerint azonban a WD progenitorok körül keringő kisbolygók víztartalma könnyen megmaradhat a csillag WD-vé válását követően is. A jövőben tervezem ennek a kódnak a kiterjesztését nagytömegű csillagokra, illetve a körülöttük keringő bolygók holdjaira is kiterjeszteni, ezzel pontosabb képet kapva a jégóceánok potenciális tömegéről.

Fontos továbbá kiemelni, hogy árapályfűtési modellemben azt feltételeztem, hogy a hold teljes térfogata felfűtődik az árapályhatások révén. Ez messze nem minden esetben tükrözi a valóságot, és függ a hold rétegződésétől. A jövőben tehát további geológiai megfontolásokat is érdemes lesz figyelembe venni, és olyan holdakat is szükséges modellezni, melyek több rétegből, például magból, köpenyből és jégkéregből, állnak.

A 4.2. fejezetben bemutatott számítások során az árapályfűtés teljesítményének ismeretében a hold effektív hőmérsékletét Tokadjian & Piro (2023) munkájához hasonlóan a Stefan–Boltzmann-törvényt alkalmazva számítottam ki. Kérdéses azonban, hogy ez, az effektív hőmérsékletet adó képlet pontosan leírja-e a holdak jéggrétegében uralkodó hőmérsékleteket. Ezért a besugárzás és az árapályfűtés fajlagos teljesítményét hasonlítottam össze a 9. és 11. ábrákon. Amint az az Europa hold esetén is tudott, a hold effektív hőmérsékleténél jelentősen magasabb hőmérsékletek uralkodhatnak a holdak belső rétegeiben (Greenberg, 2005). Ennek megállapításához azonban olyan modellre van szükség, amely figyelembe veszi a holdak differenciált szerkezetét, és rétegről rétegre haladva állapítja meg belső hőmérsékletüket.

A 3.4. fejezetben láthattuk, hogy a holdak urabilitásának egyik meghatározó paramétere a sűrűségük (a 15. egyenlet alapján). Jelen dolgozatban a holdak átlagos sűrűségét vettem alapul, azonban egy differenciált belső szerkezetű hold modellezésekor különböző sűrűségértékeket kell a használni a szilikát mag, illetve a vízből és jégkéregből álló köpeny leírására. Megjegyzendő továbbá, hogy az urabilis holdak sűrűsége nem lehet akármilyen kicsi. Akkor ugyanis, ha a hold teljes egészében vízből/jégből áll (azaz sűrűsége 1000 kg m^{-3}), nem található benne szilikát-víz kontaktus. Az általunk ismert élet kialakulása szempontjából létfontosságú az organikus anyag jelenléte, amely a vízben/jégben nem található meg, egy szilikátokból felépülő mag esetében azonban igen.

Az ebben a fejezetben felsorolt korlátozások feloldása az eltérő számítási módszerek miatt hatással lehet a kóbor holdak pályaelemeire, a kóbor rendszerek pekuliáris sebességeire, az árapályfűtés és az excentricitás nagyságára, illetve fenntarthatóságának időskálájára is, esetenként pedig minőségileg különböző eredményekre is vezethet. A fentebb említett két numerikus kód (TideR, Malamud & Perets, 2016, 2017) használata jelentősen pontosíthatja és sokrétűbbé teheti az eredményeket, így ezek implementálása és alkalmazása a következő időszak elsőszámú prioritása lesz.

5. Konklúziók

Régóta foglalkoztatja az emberiséget az a kérdés, vajon lehet-e élet más égitesteken. Ennek megválaszolásához érdemes tisztában lennünk azzal is, mik azok a minimális fizikai, kémiai és energetikai feltételek, amelyek mellett az élet kialakulhat. Azokat az égitesteket, ahol ezek a körülmények megvalósulnak, urabilisnek nevezzük. A legjobb példát azok a bolygók szolgáltatják, ahol a csillag besugárzása miatt a felszíni hőmérséklet olyan, hogy a víz folyékony halmazállapotban lehet jelen.

Fontos kiemelni azonban, hogy nem csak a csillag besugárzása lehet jelentős hőforrás. Naprendszerünkben az Europa, Enceladus, Mimas, illetve Miranda holdakon az árapályfűtés felmelegíti és megolvasztja a holdak jegeit, így külső jégkérgük alatt több tíz kilométer mély óceánok lehetnek. Amennyiben az árapályfűtés kóbor bolygók holdjain is jelentős, e holdak a csillag besugárzásának hiányában is hosszú távon urabilisek lehetnek.

Az urabilitásra vonatkozó megfontolások során Lichtenegger és mtsai. (2010); Lammer és mtsai. (2009) munkái alapján feltettem, hogy a holdaknak nincs atmoszférája. Ennek egyik oka lehet, hogy a SN-robbanás elpárologtatja vagy elfújja a holdak légkörét. Másrészt, ha a robbanást túl is éli, az atmoszféra a holdak csillagtalán kóborlása során befagyna. A kóbor bolygók holdjain tehát az egyedüli lehetséges urabilis környezetet a felszín alatti óceánok jelenthetik.

Jelen tanulmányban a szakirodalomban elsőként holdak stabilitását és árapályfűtését vizsgáltam olyan rendszerekben, melynek csillaga SN II során tömegének jelentős részét elveszíti. Vizsgálataim során homológ köpenytágulási modellt használtam a SN-robbanás dinamikai hatásainak leírására. Ezt egy nyolcad rendű Runge–Kutta többtest-integrátorral ötvöztem. A numerikus módszereket python3 nyelven implementáltam.

A számítások során nyomon követtem a bolygók és holdak pályaelemeinek perturbációit és a rendszert elhagyó testek sebességét. Különböző modellkonfigurációkat feltételeztem, melyekben eltérő kezdeti bolygó- illetve hold-pályaelemek mellett definiáltam. Ezen túlmenően rezonáns holdrendszerek dinamikai vizsgálatát is elvégeztem. Jelen dolgozatban összesen 4412 modell analizálására került sor.

A holdak urabilitásának megállapításához a kapott eredmények (hold-pályaelemek) alapján két árapályfűtési modell és különböző csillagparaméterek feltételezése mellett analitikus módon kiszámítottam az árapályfűtés felületegységre eső teljesítményét, illetve a holdak effektív hőmérsékletét a SN-robbanás előtt és azt követően. A kapott eredményeket összevettem az Europa, illetve Enceladus holdakra vonatkozó becslésekkel. Ezek alapján megállapításokat tettem arra vonatkozólag, hogy milyen körülmények szükségesek az urabilitáshoz kóbor bolygók holdjain. A numerikus szimulációk és analitikus számítások elemzése során kapott főbb eredményeket a következő pontokban foglalom össze.

1. A vizsgált paraméterterén minden esetben elmondható, hogy a SN II-robbanást követően a bolygók elszakadnak csillagjuktól, és kóbor bolygókként folytatják életüket. A holdak a robbanást követően is minden esetben stabil pályán keringenek bolygójuk körül.
2. A körpályán keringő bolygók körül zérus excentricitású holdak a SN-robbanást követően $2,4 \times 10^{-8} - 7,3 \times 10^{-4}$ nagyságú excentricitásra tesznek szert. Excentricitásuk független a köpenyledobódási sebességtől, azonban arányos a bolygó fél-nagy tengelyével

és fordítottan arányos a bolygó tömegével. A holdak excentricitása annál nagyobb, minél távolabb keringenek bolygójuktól, de ez a reláció $\simeq 40$ CsE felett megfordul, és a bolygóhoz közelebbi holdak lesznek excentrikusabbak.

3. A holdak excentricitása $2 \times 10^{-7} - 3 \times 10^{-3}$ közöttinek adódott ha bolygójuk 0,1-0,8 excentricitású pálya pericentrumában tartózkodott a robbanás pillanatában. Ezek az értékek egy nagyságrenddel nagyobbak, mint a körpályán keringő bolygók esetében.
4. Ha a holdak pályája a SN-robbanást megelőzően excentrikus volt, excentricitásuk azt követően is megmarad. Az excentricitás-változás nagyságrendje $10^{-9} - 3 \times 10^{-4}$ közöttinek adódott.
5. A SN-robbanást megelőzően rezonáns konfigurációban keringő holdak a robbanást követően is rezonanciában maradnak. A rezonáns holdak excentricitása $10^{-5} - 10^{-2}$ nagyságrendbe esik.
6. A vizsgált holdakon az árapályfűtés fajlagos teljesítménye akkor éri el az Európa, illetve Enceladus holdakon mérhető értékek egytizedét, ha a holdak excentricitása $10^{-5} - 10^{-3}$ nagyságrendű. A fajlagos teljesítmény nem haladja meg az Európán, illetve Enceladuson becsült értékek tízszeresét, ha a holdak excentricitása $\leq 0,1$. Ezek a holdak a SN-robbanást követően urabilisek lesznek. A fajlagos teljesítmény egyenesen arányos a bolygó tömegével, és fordítottan arányos a hold-bolygó távolsággal. A vizsgált paramétertérren minden bolygó fél-nagy tengely, bolygó-hold távolság, illetve bolygótömeg feltételezése mellett találtam urabilis holdakat. Az urabilitás feltételei így $a_p \in [5, 14; 200]$ CsE, $M_p \in [10^{-2}; 10] 1 M_{\text{Jup}}$, $a_m \in [5, 89; 26, 4] R_p$ és $e_m \in [10^{-3}; 0, 1]$.
7. A kóbor bolygók holdjainak urabilitásához a mellett, hogy a robbanást követően a víz egy vékony rétegben folyékony halmazállapotban legyen, az is szükséges, hogy a holdakon a SN-robbanás előtt a víz ne forrjon el. Ez akkor lehetséges, ha a robbanás előtt a csillag besugárzásából és az árapályfűtésből származtatott effektív hőmérséklet együttesen $T_{\text{irr+tidal}} < 373K$, a robbanás után pedig $T_{\text{tidal}} > 273K$. A vizsgált paramétertérren ez azokra a holdakra érvényesül, amelyek bolygóinak fél-nagy tengelye 383 CsE-nél nagyobb, a bolygó tömege legalább 0,1 jupitertömeg, a holdak keringési távolsága 4 és 36 bolygósugár közötti, és 0,1-0,9 excentricitású pályán keringenek.
8. A holdak excentricitásának csillapodási időskálája a vizsgált paramétertérren $10^4 - 10^{12}$ év. A csillapodási időskálát elsősorban a bolygó-hold távolság befolyásolja. A $\simeq 10$ bolygósugárnál távolabb keringő holdak a Naprendszer koránál is tovább megtartják excentricitásukat és urabilitásukat.

Összességében elmondható, hogy kóbor bolygók körül keringő holdak az árapályfűtés fajlagos teljesítményét tekintve akkor lehetnek urabilisek, ha excentricitásuk legalább 0,001. Effektív hőmérsékletük alapján, amikor a robbanás előtt a csillag besugárzásának teljesítményét is figyelembe veszem, ez a szám 0,1-re nő. A holdak excentricitása és így urabilitása ekkor több milliárd éven keresztül is fennmaradhat. A kóbor bolygó-hold rendszerek gravitációs mikrolencse-hatásának megfigyelésére akkor mutatkozik esély, ha pekuliáris sebességük

kicsi. Az általam vizsgált paraméterterén a kóbor bolygók sebessége $6 - 32 \text{ km s}^{-1}$ -nek adódott, amely sebességek egy nagyságrenddel kisebbek a Nap galaktikus keringési sebességénél (230 km s^{-1}). Ennek fényében az SN II robbanás során kilökődött, vélhetően urabilis holdak gravitációs mikrolencse-hatása kimutatható. A jelen TDK dolgozatban bemutatott vizsgálatot az Astronomy & Astrophysics folyóiratban fogom publikálni, a kézirat szerkesztés alatt áll (Fröhlich, Regály & Vinkó, 2025).

Köszönetnyilvánítás

Mindenekelőtt köszönettel tartozom témavezetőmnek, Regály Zsoltnak végtelen türelméért és odaadásáért. Hatalmas köszönet illeti továbbá családomat és barátaimat, akik mindenkor támogattak és mellettem álltak az úton.

*„Lázongva vallok törvényt és szabályt.
S most mi jön? Várom pályabéremet,
Mert befogad s kitaszít a világ.”*

Francios Villon: Ellentétek balladája, részlet. Ford.: Szabó Lőrinc

További köszönettel tartozom a Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézetének, hogy demonstrátori program keretében lehetőséget adott kutatómunkám elvégzéséhez. Valamint köszönet illeti Molnár László KKP-137523 Élvonal pályázatát, amely 2023. szeptemberétől finanszírozásban részesített. Jelen dolgozat a Kulturális és Innovációs Minisztérium EKÖP-24-2-I-ELTE-64 kódszámú Egyetemi Mesterképzés Kutatói Ösztöndíjának a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Alapból finanszírozott szakmai támogatásával készült.



Függelék: Saját eredmények

A dolgozat fő kérdése: Az árapályfűtés modellezésével megállapítható-e az urabilitás II-es típusú szupernóva-robbanás (SN II) során rendszerükből kilökött kóbor bolygók holdjai?

A dolgozat részkérdései:

- Mekkora excentricitásra tehetnek szert bolygók holdjai, ha csillaguk SN II-robbanás során tömeget veszít?
- Hogy befolyásolja az excentricitás gerjesztését, ha a bolygó vagy a hold pályája eredetileg is excentrikus volt?
- Rezonáns holdrendszer a SN II-robbanást követően is rezonanciában marad-e? Ha igen, mekkora excentricitás gerjesztődik?
- Hogyan viszonyul a kóbor bolygók holdjain az árapályfűtés teljesítménye az Europa, illetve Enceladus holdakon mérthez?
- Lehetséges-e kóbor bolygók holdjainak jégkészletének megolvadása és egy vízréteg kialakulása kizárólag az árapályfűtés révén?
- Milyen időskálán marad fenn a kóbor bolygók holdjainak urabilitása, illetve urabilisek lehetnek-e ezek a holdak a SN II-robbanás előtt is?

Alkalmazott módszerek:

- A SN II-robbanás során fellépő tömegvesztés modellezése gömbszimmetrikus homológ tágulás modellel (implementáció Python nyelven).
- A bolygók és holdak pályaperturbációinak kiszámítása változó központi tömegű háromtest-probléma numerikus integrálásával (implementáció Python nyelven).
- A kóbor bolygók és holdjaik pályaelemeinek és pekuliáris sebességének elemzése, az excentricitás csillapodási időskálájának kiszámítása.
- Az árapályfűtés teljesítményének és az ebből származó hőmérséklet meghatározása a kóbor bolygók holdjain kétféle analitikus árapályfűtési modell segítségével.

Vizsgálataim eredményei:

- A vizsgált paraméterterén a bolygók minden esetben kóbor planétákként folytatják életüket, holdjaik pedig a robbanást követően is stabil pályán keringenek körülöttük.
- A körpályán keringő bolygók körül zérus excentricitású holdak a SN-robbanást követően $\leq 7,3 \times 10^{-4}$ nagyságú excentricitásra tesznek szert, melynek pontos értéke függ a bolygó fél-nagy-tengelyétől és tömegétől, valamint a bolygó-hold távolságtól.
- Az excentrikus bolygók körül keringő holdak excentricitása $\leq 3 \times 10^{-3}$.
- Excentrikus holdpályák a robbanást követően is excentrikusak maradnak.
- A SN-robbanást megelőzően rezonáns konfigurációban keringő holdak a robbanást követően is rezonanciában maradnak, excentricitásuk $\leq 10^{-2}$.
- Az árapályfűtés fajlagos teljesítménye eléri az Európa és Enceladus holdakon mérhető értékek nagyságrendjét, ha a holdak excentricitása $10^{-5} - 10^{-3}$. Ezek a holdak a SN-robbanást követően urabilisek. A vizsgált paraméterterén minden bolygó fél-nagy-tengely, bolygó-hold távolság, illetve bolygótömeg feltételezése mellett találtam urabilis holdakat.
- A kóbor bolygók holdjai a robbanás előtt is urabilisek, ha bolygójuk fél-nagy-tengelye 383 CsE-nél nagyobb, a bolygó tömege legalább 0,1 jupitertömeg, a holdak keringési távolsága 4 és 36 bolygósugár közötti, és 0,1-0,9 excentricitású pályán keringenek.
- A holdak excentricitásának csillapodási időskálája $10^4 - 10^{12}$ évnek adódott.
- A vizsgálat eredményeit az Astronomy & Astrophysics folyóiratban fogom publikálni, a kézirat a dolgozat beadásakor szerkesztés alatt áll (Fröhlich, Regály & Vinkó 2025).

Hivatkozások

- Ávila, P. J., Grassi, T., Bovino, S., és mtsai. 2021, *International Journal of Astrobiology*, 20, 300.
- Abbot, D. S. & Switzer, E. R. 2011, *Astrophysical Journal, Letters*, 735, L27.
- Andrade, E. N. D. C. 1910, *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 84, 1
- Arnett, W. D. 1980, *The Astrophysical Journal*, 237, 541.
- Bachelet, E., Specht, D., Penny, M., és mtsai. 2022, *Astronomy and Astrophysics*, 664, A136.
- Baross, J. A. & Hoffman, S. E. 1985, *Origins of Life*, 15, 327.
- Bear, E., Soker, N., és Harpaz, A. 2011, *Astrophysical Journal, Letters*, 733, L44.
- Bennett, D. P., Batista, V., Bond, I. A., és mtsai. 2014, *The Astrophysical Journal*, 785, 155.
- Boué, G. & Efroimsky, M. 2019, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 131, 30.
- Boyd, D. F. A. & Whitworth, A. P. 2005, *Astronomy and Astrophysics*, 430, 1059.
- Branch, D. és Wheeler, J. C. 2017, *Supernova Explosions: Astronomy and Astrophysics Library*, ISBN 978-3-662-55052-6. Springer-Verlag GmbH Germany, 2017.
- Burns, J. A. 1976, *American Journal of Physics*, 44, 944.
- Canup, R. M. & Ward, W. R. 2002, *The Astronomical Journal*, 124, 3404.
- Canup, R. M. & Ward, W. R. 2006, *Nature*, 441, 834.
- Canup, R. M. & Ward, W. R. 2009, *Europa*, 59.
- Carr, M. H., Belton, M. J. S., Chapman, C. R., és mtsai. 1998, *Nature*, 391, 363.
- Cavalazzi, B., Hickman-Lewis, K., Brack, A., és mtsai. 2021, *Prebiotic Chemistry and the Origin of Life*, 227.
- Chamandy, L., Blackman, E. G., Nordhaus, J., és mtsai. 2021, *Monthly Notices of the RAS*, 502, L110.]
- Clanton, C. & Gaudi, B. S. 2016, *The Astrophysical Journal*, 819, 125.
- Costa, G., Girardi, L., Bressan, A., és mtsai. 2019, *Astronomy and Astrophysics*, 631, A128.
- Costa, G., Girardi, L., Bressan, A., és mtsai. 2019, *Monthly Notices of the RAS*, 485, 4641.
- Crida, A. & Charnoz, S. 2012, *Science*, 338, 1196.
- Deamer, D., Cary, F., & Damer, B. 2022, *Astrobiology*, 22, 889.
- Debes, J. H. & Sigurdsson, S. 2007, *Astrophysical Journal, Letters*, 668, L167.
- Debes, J. H. és Sigurdsson, S. 2002, *The Astrophysical Journal*, 572, 556.
- Dobos, V., Charnoz, S., Pál, A., és mtsai. 2021, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 133, 094401.
- Doolin, S. & Blundell, K. M. 2011, *Monthly Notices of the RAS*, 418, 2656.
- Efroimsky, M. & Makarov, V. V. 2013, *The Astrophysical Journal*, 764, 26.

- Estrada, P. R., Mosqueira, I., Lissauer, J. J., és mtsai. 2009, *Europa*, 27.
- Fagginger Auer, F. és Portegies Zwart, S. 2022, *SciPost Astronomy*, 2, 002.
- Ferraz-Mello, S. 2013, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 116, 109.
- Ford, E. B. & Rasio, F. A. 2008, *The Astrophysical Journal*, 686, 621.
- Fox, C. & Wiegert, P. 2021, *Monthly Notices of the RAS*, 501, 2378.
- Fröhlich, V., Regály, Z., & Vinkó, J. 2023, *Monthly Notices of the RAS*, 523, 4957.
- Fröhlich, V. 2022, Kísérők végzetes tánca II-es típusú szupernóvák körül, TDK dolgozat
- Fryer, C. L. 1999, *The Astrophysical Journal*, 522, 413.
- Greenberg, R. 2005, *Europa - the Ocean Moon : search for an alien biosphere*, by R. Greenberg. Springer-Praxis books in geophysical sciences. xv, 380 p. ISBN 3540224505. Chichester, UK: Springer, 2005
- Groh, J. H., Meynet, G., Georgy, C., és mtsai. 2013, *Astronomy and Astrophysics*, 558, A131.
- Guillochon, J., Ramirez-Ruiz, E., & Lin, D. 2011, *The Astrophysical Journal*, 732, 74.
- Gyldén, H. 1884, *Astronomische Nachrichten*, 109, 1.
- Hadjidemetriou, J. D. 1963, *Icarus*, 2, 440.
- Hadjidemetriou, J. D. 1966a, *Icarus*, 5, 34.
- Hadjidemetriou, J. D. 1966b, *Zeitschrift für Astrophysik*, 63, 116
- Hamuy, M. és Pinto, P. A. 2002, *Astrophysical Journal, Letters*, 566, L63.
- Han, C. & Han, W. 2002, *The Astrophysical Journal*, 580, 490.
- Han, E., Wang, S. X., Wright, J. T., és mtsai. 2014, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 126, 827.
- Heller, R. & Barnes, R. 2013, *Astrobiology*, 13, 18.
- Heller, R. & Barnes, R. 2015, *International Journal of Astrobiology*, 14, 335.
- Heller, R., Rodenbeck, K., & Bruno, G. 2019, *Astronomy and Astrophysics*, 624, A95.
- Heller, R. 2018, *Handbook of Exoplanets*, 35.
- Henderson, C. B. & Shvartzvald, Y. 2016, *The Astronomical Journal*, 152, 96.
- Holman, M. J. és Wiegert, P. A. 1999, *The Astronomical Journal*, 117, 621.
- Hong, Y.-C., Raymond, S. N., Nicholson, P. D., és mtsai. 2018, *The Astrophysical Journal*, 852, 85.
- Howett, C. J. A., Spencer, J. R., Pearl, J., és mtsai. 2010, *Icarus*, 206, 573.
- Hurley, J. R., Pols, O. R., és Tout, C. A. 2000, *Monthly Notices of the RAS*, 315, 543.
- Hut, P. 1981, *Astronomy and Astrophysics*, 99, 126
- Hwang, K.-H., Udalski, A., Bond, I. A., és mtsai. 2018, *The Astronomical Journal*, 155, 259.

- Irwin, L. N. & Schulze-Makuch, D. 2020, *Universe*, 6, 130.
- Jäger, Z. & Szabó, G. M. 2021, *Monthly Notices of the RAS*, 508, 5524.
- Jackson, B., Barnes, R., és Greenberg, R. 2008, *Monthly Notices of the RAS*, 391, 237.
- Jacobson, R. A. 2022, *The Astronomical Journal*, 164, 199.
- Kálmán, S., Szabó, G. M., & Csizmadia, S. 2023, *Astronomy and Astrophysics*, 675, A107.
- Kaib, N. A., Raymond, S. N., & Duncan, M. 2013, *Nature*, 493, 381.
- Kasting, J. F., Whitmire, D. P., & Reynolds, R. T. 1993, *Icarus*, 101, 108.
- Kaula, W. M. 1964, *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 2, 661.
- Kennedy, G. M. és Kenyon, S. J. 2008, *The Astrophysical Journal*, 673, 502.
- Kipping, D. M., Fossey, S. J., & Campanella, G. 2009, *Monthly Notices of the RAS*, 400, 398.
- Kipping, D., Bryson, S., Burke, C., és mtsai. 2022, *Nature Astronomy*, 6, 367.
- Kipping, D. M. 2009, *Monthly Notices of the RAS*, 396, 1797.
- Kipping, D. M. 2011, *Monthly Notices of the RAS*, 416, 689.
- Kipping, D. 2020, *Astrophysical Journal, Letters*, 900, L44.
- Kleisioti, E., Dirkx, D., Rovira-Navarro, M., és mtsai. 2023, *Astronomy and Astrophysics*, 675, A57.
- Koppelman, H. H. & Helmi, A. 2021, *Astronomy and Astrophysics*, 649, A136.
- Kreidberg, L., Luger, R., & Bedell, M. 2019, *Astrophysical Journal, Letters*, 877, L15.
- Lagos, F., Schreiber, M. R., Zorotovic, M., és mtsai. 2021, *Monthly Notices of the RAS*, 501, 676.
- Laine, V., Rambaux, N., Tobie, G., és mtsai. 2024, *Nature*, 626, 280.
- Lammer, H., Bredehöft, J. H., Coustenis, A., és mtsai. 2009, *The Astronomy and Astrophysics Review*, 17, 181.
- Levesque, E. M., Massey, P., Olsen, K. A. G., és mtsai. 2005, *The Astrophysical Journal*, 628, 973.
- Levison, H. F., Lissauer, J. J., & Duncan, M. J. 1998, *The Astronomical Journal*, 116, 1998.
- Lichtenegger, H. I. M., Lammer, H., Grießmeier, J.-M., és mtsai. 2010, *Icarus*, 210, 1.
- Limbach, M. A., Vos, J. M., Winn, J. N., és mtsai. 2021, *Astrophysical Journal, Letters*, 918, L25.
- Liu, M. C., Magnier, E. A., Deacon, N. R., és mtsai. 2013, *Astrophysical Journal, Letters*, 777, L20.
- Lovelock, J. E. 1972, *Atmospheric Environment*, 6, 579.
- Lucas, P. W. és Roche, P. F. 2000, *Monthly Notices of the RAS*, 314, 858.
- Luhman, K. L. 2014, *Astrophysical Journal, Letters*, 786, L18.
- MacDonald, G. J. F. 1964, *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 2, 467.
- Malamud, U. & Perets, H. B. 2016, *The Astrophysical Journal*, 832, 160.

- Malamud, U. & Perets, H. B. 2017, *The Astrophysical Journal*, 849, 8.
- Malmberg, D., Davies, M. B., & Heggie, D. C. 2011, *Monthly Notices of the RAS*, 411, 859.
- Mao, J., Zhou, P., Simionescu, A., és mtsai. 2021, *Astrophysical Journal, Letters*, 918, L17.
- McFadden, L.-A. A., Weissman, P. R., & Johnson, T. V. 2007, *Encyclopedia of the solar system*, by McFadden, L.-A. Adams.; Weissman, P. R.; Johnson, T. V. Amsterdam ; Boston : Academic, c2007.
- Mestschersky, J. 1893, *Astronomische Nachrichten*, 132, 129.
- Meynet, G., Chomienne, V., Ekström, S., és mtsai. 2015, *Astronomy and Astrophysics*, 575, A60.
- Miret-Roig, N., Bouy, H., Raymond, S. N., és mtsai. 2022, *Nature Astronomy*, 6, 89.
- Mosqueira, I. & Estrada, P. R. 2003, *Icarus*, 163, 198.
- Mosqueira, I. & Estrada, P. R. 2003, *Icarus*, 163, 232.
- Mróz, P., Ryu, Y.-H., Skowron, J., és mtsai. 2018, *The Astronomical Journal*, 155, 121.
- Mróz, P., Udalski, A., Skowron, J., és mtsai. 2019, *The Astrophysical Journal, Supplement*, 244, 29.
- Mróz, P., Poleski, R., Gould, A., és mtsai. 2020, *Astrophysical Journal, Letters*, 903, L11.
- Musielak, Z. E., Cuntz, M., Marshall, E. A., és mtsai. 2005, *Astronomy and Astrophysics*, 434, 355.
- Namouni, F. és Zhou, J. L. 2006, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 95, 245.
- Namouni, F. 2005, *The Astronomical Journal*, 130, 280.
- Nguyen, C. T., Costa, G., Girardi, L., és mtsai. 2022, *Astronomy and Astrophysics*, 665, A126.
- Noyola, J. P., Satyal, S., & Musielak, Z. E. 2014, *The Astrophysical Journal*, 791, 25.
- Noyola, J. P., Satyal, S., & Musielak, Z. E. 2016, *The Astrophysical Journal*, 821, 97.
- Ogihara, M. & Ida, S. 2012, *The Astrophysical Journal*, 753, 60.
- Ogilvie, G. I. & Lin, D. N. C. 2004, *The Astrophysical Journal*, 610, 477.
- Parriott, J. és Alcock, C. 1998, *The Astrophysical Journal*, 501, 357.
- Peale, S. J., Cassen, P., & Reynolds, R. T. 1979, *Science*, 203, 892.
- Peters-Limbach, M. A. & Turner, E. L. 2013, *The Astrophysical Journal*, 769, 98.
- Porco, C. C., Helfenstein, P., Thomas, P. C., és mtsai. 2006, *Science*, 311, 1393.
- Quanz, S. P., Lafrenière, D., Meyer, M. R., és mtsai. 2012, *Astronomy and Astrophysics*, 541, A133.
- Quarles, B., Li, G., & Rosario-Franco, M. 2020, *Astrophysical Journal, Letters*, 902, L20.
- Rabago, I. & Steffen, J. H. 2018, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 231, 148.23
- Rasio, F. A. 1994, *Astrophysical Journal, Letters*, 427, L107.
- Razbitnaya, E. P. 1985, *Soviet Astronomy*, 29, 684
- Regály, Z., Fröhlich, V., & Vinkó, J. 2022, *The Astrophysical Journal*, 941, 121.

Rocchetti, G., Grassi, T., Ercolano, B., és mtsai. 2023, *International Journal of Astrobiology*, 22, 317.

Sajadian, S. & Sangtarash, P. 2023, *Monthly Notices of the RAS*, 520, 5613.

Salpeter, E. E. 1955, *The Astrophysical Journal*, 121, 161.

Setiawan, J., Klement, R. J., Henning, T., és mtsai. 2010, *Science*, 330, 1642.

Simon, A., Szatmáry, K., & Szabó, G. M. 2007, *Astronomy and Astrophysics*, 470, 727.

Simon, A. E., Szabó, G. M., Szatmáry, K., és mtsai. 2010, *Monthly Notices of the RAS*, 406, 2038.

Spencer, J. R., Pearl, J. C., Segura, M., és mtsai. 2006, *Science*, 311, 1401.

Stevenson, D. J. 1999, *Nature*, 400, 32.

Strom, C., Nordheim, T. A., Patthoff, D. A., és mtsai. 2024, *The Planetary Science Journal*, 5, 226.

Sumi, T., Kamiya, K., Bennett, D. P., és mtsai. 2011, *Nature*, 473, 349.

Szölgvény, Á., MacLeod, M., és Loeb, A. 2022, *Monthly Notices of the RAS*, 513, 5465.

Teachey, A. & Kipping, D. M. 2018, *Science Advances*, 4, eaav1784.

Thomas, P. C., Tajeddine, R., Tiscareno, M. S., és mtsai. 2016, *Icarus*, 264, 37.

Tjoa, J. N. K. Y., Mueller, M., & van der Tak, F. F. S. 2020, *Astronomy and Astrophysics*, 636, A50.

Tokadjian, A. & Piro, A. L. 2023, *The Astronomical Journal*, 165, 173.

Veras, D. & Tout, C. A. 2012, *Monthly Notices of the RAS*, 422, 1648.

Veras, D., Wyatt, M. C., Mustill, A. J., és mtsai. 2011, *Monthly Notices of the RAS*, 417, 2104.

Veras, D. és Raymond, S. N. 2012, *Monthly Notices of the RAS*, 421, L117.

Verhulst, F. 1969, *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, 20, 215

Vinkó, J., Blake, R. M., Sárneczky, K., és mtsai. 2004, *Astronomy and Astrophysics*, 427, 453.

Vinkó, J. 2017, *Szupernóva-robbanások asztrofizikája*, MTA doktori értekezés

Williams, D. M., Kasting, J. F., & Wade, R. A. 1997, *Nature*, 385, 234.

Williams, D. M. 2013, *Astrobiology*, 13, 315.

Yeomans, D. K. 2006, *Planetary Satellite Physical Parameters*, NASA JPL

Yoder, C. F. & Peale, S. J. 1981, *Icarus*, 47, 1.

Yoder, C. F. 1979, *Nature*, 279, 767.

Yoo, J., DePoy, D. L., Gal-Yam, A., és mtsai. 2004, *The Astrophysical Journal*, 603, 139.

Zapatero Osorio, M. R., Béjar, V. J. S., Martín, E. L., és mtsai. 2000, *Science*, 290, 103.