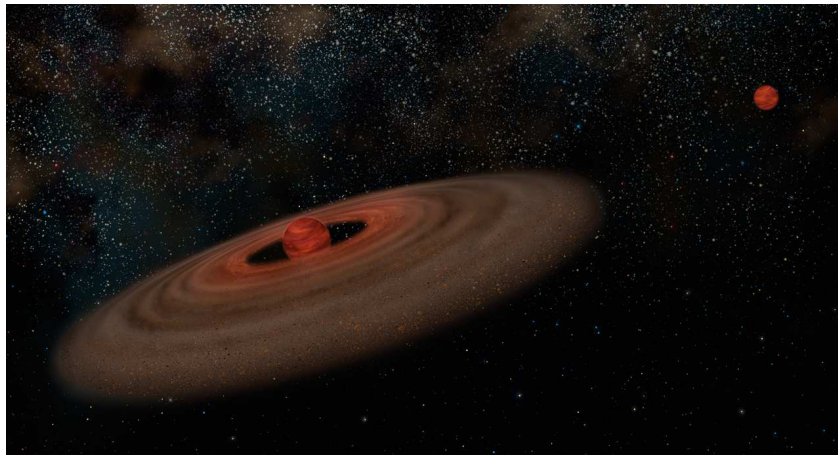


SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM
TERMÉSZETTUDOMÁNYI ÉS INFORMATIKAI KAR
OPTIKAI ÉS KVANTUMELEKTRONIKAI TANSZÉK

Csillagász szak

DIPLOMAMUNKA

Protoplanetáris korongok modellezése



Készítette: **Szűcs László**, csillagász szakos hallgató
Témavezetők: **Dr. Apai Dániel**, egyetemi adjunktus
Dr. Ilaria Pascucci, egyetemi adjunktus
Department of Astronomy és
Department of Planetary Sciences,
University of Arizona, USA
Konzulens: **Dr. Vinkó József**, egyetemi docens
Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék, SZTE TTIK

Szeged, 2011

Kivonat

Dolgozatomban két publikált munkám eredményeit összegzem (Szűcs et al., 2010; Skemer et al., 2011). Az itt ismertetett kutatásokat Dr. Apai Dániel és Dr. Ilaria Pascucci témavezetésével a Space Telescope Science Institute-ban és a Szegedi Tudományegyetemen végeztem 2009 és 2011 között.

A dolgozat első témája a protoplanetáris korongok csillagtömeg függő szerkezetének statisztikus vizsgálata. Korábbi, egyedi objektumokon végzett kutatások arra utalnak, hogy azonos korú korongokat tekintve a kisebb tömegű csillagok körüli diszkek felszínének vertikális skálamagassága alacsonyabb. Ez a megfigyelés meglepő, hiszen a korong hidrosztatikai egyensúlyát és tökéletes por-gáz csatolódást feltételező modell ennek az ellenkezőjét jósolja. Elsőként vizsgáltuk meg, hogy nagyobb, statisztikai eszközökkel értelmezhető mintában is kimutatható-e a korong skálamagasságának csillagtömeg függése. Statisztikailag szignifikáns eltolódást találtunk a Chamaeleon I csillagkeletkezési régió M4.5-nél későbbi (VLMO – very low mass objects) és korábbi (kistömegű) színképtípusú csillagjai körüli korongok Spitzer/IRAC színindex eloszlásaiban: a VLMO-k eloszlásai a kékebb színek felé tolódnak. Az eltolódás iránya egybeesik a VLMO-k kisebb vertikális skálamagasságával. A csoportok medián spektrális energia eloszlásának (SED) modellezéséből kiderül, hogy ezek nem illeszthetők hidrosztatikai egyensúlyt és tökéletes por-gáz csatolódást feltételező modellekkel, a vertikális skálamagasság csökkentése szükséges. Ennek mértéke fordítottan arányos a csillagtömeggel. Az alacsonyabb skálamagasság előrehaladottabb por ülepedésre utal. Ez tovább erősíti azt a fontos, de jelenleg a bolygó keletkezési elméletekben figyelmen kívül hagyott megfigyelést, hogy a por ülepedésének időskálája rövidebb a kisebb tömegű csillagok korongjaiban.

A dolgozat második felében a 2MASS 1207 b – első direkt képkészítéssel felfedezett bolygó – mért hőmérséklete és luminozitása közti ellentmondást vizsgálom. A bolygó mért luminozitása ~ 10 -ed része (~ 2.5 magnitúdóval halványabb) az ismert kor, távolság, spektráltípus és barna törpe/óriás bolygó evolúciós modellek alapján jósoltak. Mohanty et al. (2007) felvetette, hogy egy a bolygó körüli, közelítőleg éléről látszó korong lehet felelős az objektum halványságáért. A dolgozatomban ezen hipotézis érvényességét vizsgálom, a bolygó-korong rendszer sugárzási transzfer modellezésével. A modellek rámutatnak, hogy Mohanty et al. (2007) magyarázata valószínűtlen, mivel a bolygó észlelt kis fényességváltozása nem konzisztens a korong modell jóslataival, valamint a meglepően alacsony luminozitás magyarázatához szükséges korong konfiguráció valószínűtlen. Továbbá megmutatom, hogy vastag, légköri porfelhőket tartalmazó bolygó-légkör modellek (Madhusudhan et al., 2011) viszonylag jól illesztik a 2MASS 1207 b SED-jét, korong feltételezése nélkül is. Az itt bemutatott vizsgálatot Andrew Skemer és Dr. Laird Close (University of Arizona) vezették, a dolgozatban a saját munkámat (korong modellezés) és az Andrew Skemer-el közösen végzett munkánk (modellek értelmezése) eredményeit ismertetem.

Tartalomjegyzék

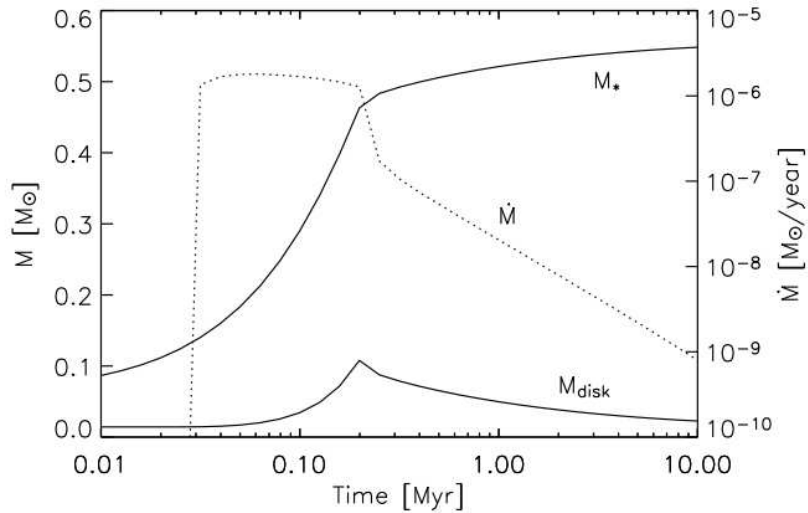
Kivonat	1
1. Protoplanetáris korongok	3
1.1. Radiális evolúció és vertikális struktúra	5
1.1.1. A korong radiális evolúciója és az α modell	5
1.1.2. Vertikális struktúra és a korong energetikája	7
1.2. Korongok modellezése	10
1.2.1. 1+1D modellek	10
1.2.2. 2D modellek	12
2. Csillagtömeg függő korong szerkezet a Chamaeleon I régióban	14
2.1. Bevezetés	14
2.2. Chamaeleon I csillagkeletkezési régió	16
2.3. Adat feldolgozás	16
2.4. Eredmények	17
2.5. Korong modellek	20
2.6. Diskusszió	26
2.7. Összegzés	28
3. A 2MASS 1207 b alacsony luminozitása	29
3.1. Bevezetés	29
3.2. A 2MASS 1207 Ab rendszer	29
3.3. A korong hipotézis vizsgálata	31
3.3.1. 2MASS 1207 A modellezése	32
3.3.2. 2MASS 1207 b modellezése	34
3.4. A közel éléről látszó korong fényességváltozása	36
3.5. Részlegesen fedett barna törpék gyakorisága	38
3.6. Diskusszió	40
3.7. Összegzés	44
4. A dolgozat főbb eredményei	45
Köszönetnyilvánítás	47
Nyilatkozat	48
Hivatkozások	49
Függelék	55

1. Protoplanetáris korongok

Jelenlegi tudásunk szerint a fiatal csillagok körüli por és gáz korongok biztosítják az alapanyagot és a környezetet a bolygók keletkezéséhez. A kialakuló bolygórendszer tulajdonságait, csakúgy mint az élet megjelenésének lehetőségét a protoplanetáris korong kezdeti fizikai és kémiai paramétereit, és azok időbeli fejlődése határozza meg (lásd Apai & Lauretta, 2010).

A protoplanetáris korongok a csillagkeletkezés során, az összehúzódó molekula felhők felpörgésének következtében jönnek létre. A protosztelláris felhő impulzusmomentuma megmaradó mennyiség, ezért a felhő összehúzódásával szögsebességének növekednie kell. Az összehúzódó felhő kettős vagy többes rendszerre való fragmentációval (például Matsumoto & Hanawa, 2003), vagy korong kialakításával (pl. Terebey et al., 1984; Yorke et al., 1993) csökkenti az impulzusmomentumát. Az utóbbi esetben a felhő anyaga, nagy impulzusmomentumának következtében, nem tud közvetlenül a csillagra hullani. A behulló anyag a forgástengelyre merőleges síkban sűrűsödik, így létrejön az optikailag vastag primordiális korong. Az anyag behullása a beágyazódott korongra a felhő összehúzódásának kezdete utáni $\sim 10^5$ évig folytatódik. A korongban fellépő viszkozitás és gravitációs forgatónyomatékok az impulzusmomentum egy részét a korong külső régióiba szállítják. Ennek következtében a korong anyagának nagy része befelé vándorol, és a protocsillag tömegét növeli (diszk akkréció), míg kisebb része kifelé fog mozogni (Lynden-Bell et al., 1974), növelve a korong sugarát. A korong sugara addig nő, amíg a korong külső részének felületi sűrűsége le nem csökken az impulzusmomentum szállítás fentartásához szükséges érték alá, vagy a fotoevaporáció, illetve másodkomponens nem okoz levágást a korong felületi sűrűségében. Az megfigyelt átlagos korongméret 50 és néhány 100 AU között változik. A primordiális korong optikailag vastag, porból és gázból áll, kémiai összetétele kezdetben nagyjából megfelel a szülő csillagköd összetételének. A kollapszus befejeződése után a korong anyagának akkréciója az utánpótlás hiányában csökken (lásd 1. ábra), a korábbinál 2–3 nagyságrenddel kisebb rátával folytatódik. A korong fejlődését a kollapszus utáni 1–10 millió év között a csillag sugárzása (fotoevaporáció, csillagszél), a por komponens evolúciója (ülepedése és a szemcseméret növekedése), a porszemcsék felszínén megvalósuló kémiai folyamatok, valamint a planetézimálok keletkezése befolyásolja. Ezek a folyamatok csökkentik a korong gáz komponensének felületi sűrűségét, ami a rendszer ~ 5 –10 millió éves korára az optikailag vastag, gázban gazdag primordiális diszk eltűnéséhez vezet. A hátramaradó ritka forró por, centiméteres nagyságnál kisebb szemcsék és planetézimálok ún. törmelék-korongot alkotnak. A törmelék-korong kis szemcse méretű por komponensének utánpótlását a planetézimálok ütközései biztosítják, valamint ezek az ütközések alakítják ki a bolygórendszer végső formáját.

Tömegük alapján három csoportba oszthatjuk a fiatal, fősorozat előtti állapotban



1. ábra. Különböző csillag és korong paraméterek változása a felhőmag kollapszusától mért idő függvényében. Folytonos vonal: csillag tömeg (felül) és korong tömeg (alul). Pontozott vonal: a korong akkréciós rátája. Ebben a szimulációban a korong $t=30\,000$ évnél keletkezik. A kollapszus fázisa $2 \cdot 10^5$ évnél fejeződik be (Dullemond et al., 2007).

lévő csillagokat. A tömegspektrum nagytömegű végén található a Herbig Ae/Be objektumok. Ezek $2\text{--}8M_{\odot}$ tömegű, F0 spektráltípusnál korábbi objektumok, melyek Balmer sorozat sávjában erős emissziót mutatnak. A közepes tömegtartományba ($\sim 0.1\text{--}2M_{\odot}$) tartozó objektumokat T Tauri csillagoknak nevezzük, melyek spektráltípusa F–M6.5 tartományra esik. A $0.1M_{\odot}$ -nál kisebb tömegű, illetve az M6.5 spektráltípusnál későbbi objektumok a barna törpék csoportjába tartoznak. Mindhárom tömegcsoport tagjainak $\sim 50\%$ -a rendelkezik optikailag vastag protoplanetáris korongokkal 1–10 millió éves korukban.

A dolgozatomban a barna törpék és kis tömegű T Tauri csillagok korongjainak protoplanetáris fázisával (1–10 millió év között) foglalkozom. Ebben a korszakban az akkréciós fűtés hatása már elhanyagolható, a korong hőmérséklet struktúráját elsősorban a csillag fűtése és a por komponens infravörös (IR) sugárzáson – mely a csillag infravörös fényességéhez képest többletként (excesszus) jelentkezik – keresztüli hűtése határozza meg. Az hogy a korong a csillag kisugárzott energiájának hányad részét nyeli el erősen függ a korong alakjától. A korong infravörös sugárzásának lefutását pedig a porszemcsék tulajdonságai és a diszk inklinációja határozza meg. A korong evolúciója közvetlenül hat a korong alakjára és porszemcsék méret eloszlására, így az a korong infravörös sugárzását is erősen befolyásolja, ennek megfigyelésével nyomon követhetjük a korongok fejlődését.

A csillagászati műszerek fejlődésével lehetővé vált a protoplanetáris korongok direkt képalkotása a közeli aktív csillagkeletkezési régiókban (Orion-köd, Taurus és Chamaeleon csillagkeletkezési régiók). A direkt képalkotás lehetővé teszi a korábban csak

közvetett úton megállapítható paraméterek (pl. inklináció, radiális szerkezet, geometria) független meghatározását. Azonban, a jelenleg felbontható korongok viszonylag kis száma miatt még mindig a térben felbontatlan infravörös spektrumok és a spektrális energia eloszlások (SED) a protoplanetáris korongok vizsgálatának fő információ forrásai. A spektrumok és SED-ek értelmezéséhez viszont minél valóságosabb és önkonzisztensebb elméleti modellek szükségesek. A megfigyelésekkel összhangban lévő modellek pedig alapot biztosíthatnak a korongok kémiájának, a porszemcsék növekedésnek és a bolygókeletkezésnek a modellezéséhez. A következő fejezetben ismertetem a protoplanetáris korongok fejlődését kvantitatíve leíró egyenleteket, és bemutatom az 1+1D-s, kétréteg és 2D-s korong modelleket.

1.1. Radiális evolúció és vertikális struktúra

A korong modellezés során a diszk radiális és vertikális sűrűség, nyomás és hőmérséklet szerkezetét szeretnénk meghatározni. A modellek alapján pedig jóslatokat teszünk a korong spektrális energia eloszlására és ezeket összehasonlítjuk a mérési eredményekkel. Az alábbiakban ismertetem a radiális és vertikális struktúrát leíró egyenleteket, illetve az ezek alapján alkotott modellek jóslatait összehasonlítom a mérési eredményekkel.

1.1.1. A korong radiális evolúciója és az α modell

A korong radiális szerkezetét elsősorban az akkréció határozza meg: a korong viszkozus energia disszipációjának következtében a diszk tömegének nagy része a csillag felé spirálozik, míg az impulzus momentum megmaradás következtében egy kisebb része nagyobb radiális távolságok felé vándorol. A korong anyagának disszipált potenciális energiája felfűti a korong belső régióit, így az akkréció a radiális sűrűség és hőmérséklet profilt is befolyásolja. Az alábbiakban Hartmann (1998) és Dullemond et al. (2007) alapján áttekintem az akkréciót meghatározó fizikai folyamatokat.

Az akkréciós folyamatot elsősorban a közeg viszkozitása szabályozza. Azonban jelenleg nem teljesen értjük, hogy ez a viszkozitás honnan ered. A megfigyelt akkréciós ráták magyarázatához a molekuláris gáz viszkozitása önmagában túl alacsony. Különböző szerzők változatos viszkozitás forrásokat javasolnak az akkréciós ráták magyarázatára: magnetorotációs instabilitás (MRI, Balbus & Hawley, 1991), nyírási instabilitás (Dubrulle et al., 2005), spirális gravitációs hullámok (Pickett et al., 2003), baroklinikus instabilitás (Klahr & Bodenheimer, 2003), stb.

Ezen elméletek közül a legelfogadottabb a magnetorotációs instabilitás. Ennek lényege, hogy a korong különböző régiói között feszülő mágneses erővonalak továbbítják az impulzus momentumot a korong külső régiói felé. Osszuk a korongot körgyűrűkre, és tekintsünk két szomszédos gyűrűt. Kezdetben a körgyűrűk között radiális irányúak a mágneses erővonalak. Mivel a körgyűrűk eltérő szögsebességgel keringenek az erővona-

lak felcsavarodnak, ahogy a kezdeti pozíciók közötti szögkülönbség egyre jelentősebb. Végül a feltekeredett mágneses erővonalak megpróbálnak "kiegyenesedni", ezzel gyorsítva a külső gyűrűt a belsőhöz képest. Így a mágneses tér impulzus momentumot szállít nagyobb radiális távolságokra. Mivel a belső gyűrű impulzus momentumot vesz, közelebb kerül a csillaghoz, így nő a szögsebessége. A külső gyűrű impulzus momentuma nő, ezért távolabb kerül a csillagtól és csökken a szögsebessége. Mivel a belső gyűrű gyorsul, a külső lassul a mágneses erővonalak mindinkább felcsavarodnak, gyorsul az impulzus momentum szállításának üteme, pozitív visszacsatolás lép fel. Numerikus szimulációk alapján ez a folyamat élénk magnetohidrodinamikai turbulenciát kelt, ami elegendő viszkozitást nyújthat a megfigyelt akkréciós ráták reprodukálásához (Hartmann, 1998). (Megjegyzés: a korong mágneses tere által hajtott turbulenciák a por és gáz csatolódását is meghatározzák, így hatással van a korong vertikális struktúrájára is.)

Az MRI feltétele a korong gyenge mágnesezettsége. Ennek kialakításában fontos mennyiség az ionizált rész ($X \equiv \frac{n_e}{n}$), amely megadja a szabad elektronok (n_e) és a közeg (n) számsűrűségeinek arányát. A korong mágneses terét első közelítésben a korongban keringő töltések árama indukálja, így a korong mágnesezettségéhez szabad töltésekre van szükség. A korong ionizálásáért a külső rétegekben a központi csillag, vagy közeli OB csillagok ultraibolya sugárzása felelős, míg a belső a termális ionizáció dominál ($T > 1000$ K esetén). Továbbá a szabad elektronok száma függ a korong kémiai összetételétől és a porszemcsék méreteloszlásától, mivel azok hajlamosak szabad e^- -okat felvenni.

Korábbi tanulmányok felvetették, hogy a korong nagy felszíni sűrűségű (~ 100 g/cm²), és/vagy alacsony fősík közeli hőmérsékletű régióiban, ahol a szabad elektronok számsűrűsége túl alacsony, az MRI nem működhet. Gammie (1996) két-réteg modellt javasolt a probléma kezelésére: a felső réteget a csillag és a kozmikus sugárzás ionizálja, míg az árnyékolt, hűvös belső régió neutrális. Az akkréció így a felszíni rétegekben történik, a korong mélyén pedig neutrális régió található, amelyet halott zónának (dead zone) nevezünk. A halott zóna mérete függ a korong kémiai tulajdonságaitól. Ha csillagközi anyag összetételét feltételezzük a korongban, akkor annak nagy részén az MRI nem működhet szabad elektronok hiányában.

A fentiek alapján látható, hogy jelenleg nincs egységes kép a viszkozitás forrását tekintve, és a legáltalánosabban elfogadott elmélet sem tökéletes. Hogy mégis tudjunk szemléltető modelleket létrehozni a viszkozitás részletes vizsgálata nélkül, Shakura & Sunyaev (1973) bevezette a probléma ún. „ α ” leírását. Az r távolságnál vett, vertikálisan átlagolt viszkozitást (ν) a $\nu = \alpha H_p c_s$ összefüggéssel fejezzük ki, ahol H_p a korong nyomás skálamagassága, a c_s pedig az izotermikus hangsebesség a korong fősíkjában, ahol a legtöbb tömeg koncentrálnak. Az α paraméter tartalmazza a fent említett bizonytalanságokat, értéke megfelelően ionizált korongban $\sim 10^{-2}$.

Állandó akkréciós rátát feltételezve az impulzus momentum megmaradásból a $\Sigma = \dot{M}/3\pi\nu$ összefüggéssel számolhatjuk ki a felszíni sűrűséget a korong belső sugaránál sokkal nagyobb sugarakon ($r \gg r_{\text{in}}$). A $H_p = c_s/v_K$ (ahol a v_K az r távolságnál vett kepleri pálya szögsebessége) behelyettesítésével a felületi sűrűség a $\Sigma(r) = K \frac{\dot{M}}{r^{3/2}} \alpha T_c(r)$ egyenlet alapján számolható, ahol $K = \frac{\sqrt{GM_* \mu m_p}}{3\pi k}$, $T_c(r)$ a fősík menti hőmérséklet r sugárnál, μ az átlagos molekula súly, m_p a proton tömege, G a gravitációs állandó, k a Boltzmann állandó, M_* pedig a központi csillag tömege. Ha a sugárzás dominálta korong hőmérséklet profilját ($T_c \sim r^{-1/2}$) helyettesítjük az összefüggésbe, akkor a felületi sűrűség $\Sigma \sim r^{-1}$ -nek adódik. Összehasonlításképp a Minimális Tömegű Szoláris Köd (Minimum Mass Solar Nebula, MMSN Weidenschilling, 1977; Hayashi, 1981) modell jóslata szerint – amely megmondja, hogy minimum mekkora kezdeti tömeggel és sűrűségeloszlással kellett rendelkeznie a Naprendszer létrehozó protoplanetáris korongnak – a felületi sűrűség $\Sigma \sim r^{-3/2}$ -el skálázódik. Ez valamivel meredekebb, mint az állandó akkréciós rátát feltételező modell jóslata, azonban a MMSN-ből számolt mennyiségeket – a definíciója alapján – alsó határként kell tekinteni. Továbbá Wilner et al. (2000) nagy szögfelbontású mm-es hullámhosszú mérések alapján meghatározta a TW Hydra felületi sűrűség profilját, ami $\Sigma \sim r^{-1}$ -nek adódott. Ez jól egyezik az egyszerű, állandó akkréciós rátát feltételező modell jóslatával. Kitamura et al. (2002) hasonló módszerrel vizsgált egy viszonylag nagy T Tauri mintát. Eredményei alapján a $\Sigma \sim r^{-p}$, ahol $p = 0 - 1$ minden mintájában szereplő csillagra.

A korong viszkózus evolúciójának karakterisztikus ideje sugár függő; $t_{\text{vis}} = r^2/\nu$ (Dullemond et al., 2007). Ha a korong fűtéséért elsősorban a központi csillag sugárzása felelős (a korong megvilágítás dominálta), akkor $t \sim r$. Így a külső, a korong tömegének nagy részét tartalmazó régió ($r > 50AU$) lassabban fejlődik. Ez a külső, lassan fejlődő régió viszonylag folyamatos és egyenletes utánpótlással látja el a belső régiókat, így azokban az akkréciós ráta jó közelítéssel állandónak feltételezhető.

1.1.2. Vertikális struktúra és a korong energetikája

A korong vertikális szerkezetét a csillag gravitációs erejének a diszk síkjára vett merőleges komponense, a gáz nyomása és a por-gáz csatolódás határozza meg. Az alábbiakban megmutatom, hogy egy hidrosztatikai egyensúlyban lévő korong vertikális nyomás skálamagassága a sugárral növekvő, kiszélesedő struktúrát követ. A kiszélesedés önkonzisztens számolása nehézkes, hiszen a korong hőmérséklete és geometriája erősen csatolt.

Adott $\Sigma(r)$ felületi sűrűség és $T_g(r, z)$ gáz hőmérséklet (ahol z a fősíktól mért vertikális távolság) esetén a korong vertikális sűrűség eloszlását a hidrosztatikai egyenlet

(1. egyenlet) alapján határozhatjuk meg.

$$\frac{dP}{dz} = -\rho v_K^2 z \quad (1)$$

Ha feltesszük, hogy a korong gáz komponense ideális, akkor $P = \rho c_s^2$, az izotermikus hangsebesség pedig $c_s^2 = \frac{kT_g}{\mu m_p}$. Az egyenletben a gáz komponens hőmérséklet eloszlásának (T_g) megállapítása nehézkes. Általában a korong modellekben a $T_g = T_{\text{por}}$ feltevést alkalmazzák, és a por komponens hőmérsékletét a porra vonatkozó sugárzási transzfer egyenlet megoldásával határozzák meg.

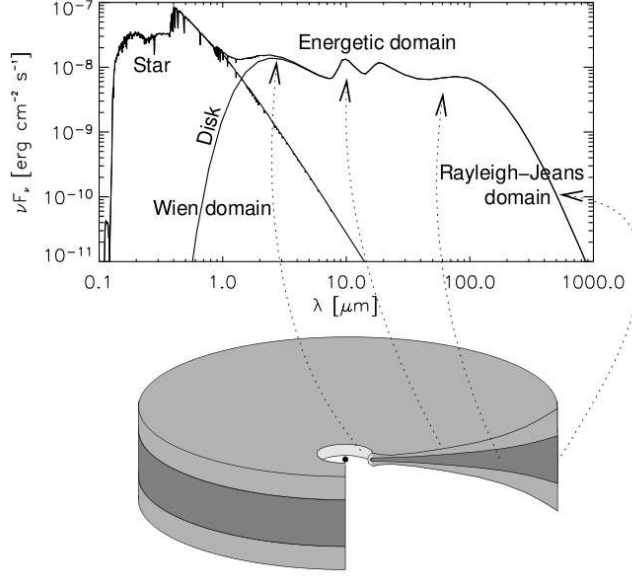
A 1. egyenlet alapján kiszámolhatjuk a korong vertikális nyomás skálamagasságának sugárfüggését (azaz a vertikális struktúráját) is. A $\rho = P\mu m_p/kT_g$ összefüggést behelyettesítve 1. egyenletbe és azt integrálva a $P = P_0 e^{z/H_p}$ egyenletet kapjuk, ahol a H_p értékét a 2. egyenlet adja meg. Ha alkalmazzuk a $T_g = \text{állandó}$ egyszerűsítést, akkor azt kapjuk, hogy $H_p \sim r^{3/2}$. Az eredmény szerint a korong nyílásszöggel rendelkezik, nagyobb radiális távolságokon a korong (nyomás) skálamagassága nagyobb lesz. Az ilyen struktúrát az angol terminológia flared diszknek nevezi, ez kifelé szélesedő korongként fordítható magyarra. A $T_g(r, z) = \text{állandó}$ feltétel rossz közelítés, pontos értékét a korong hőmérsékleti egyensúlyának vizsgálatával határozhatjuk meg. Azonban könnyen belátható, hogy a korong hőmérséklete csökken a növekvő sugárral, így a valóságot jobban közelítő T_g helyettesítése esetén kevésbé kiszélesedő korongot kapunk.

$$H_p = \sqrt{2c_s/v_K} \cdot r = \sqrt{\frac{kT_c r^3}{\mu m_p GM_*}} \quad (2)$$

A korong hőmérséklet struktúrájának valósághűbb reprezentálásához meg kell vizsgálnunk a korong fűtő és hűtő mechanizmusait. A fűtés elsődleges forrása a központi csillag fényének abszorpciója a korong felső rétegeiben és a gravitációs potenciális energia disszipációja az akkréció során a korong belsejében. A diszk belsejében a porszemcsék másik fontos fűtő mechanizmusa a más, felszínhez közelebbi porszemcsék által emittált sugárzás elnyelése, amely a diffúzióhoz hasonlóan terjed. A kis/közepes tömegű csillagok körüli protoplanetáris korongok domináns fűtő mechanizmusa a központi csillag sugárzásának elnyelése. Az akkréciós fűtés csak a korong legbelső régióiban jelentős ($< 0.1\text{AU}$).

A korongok elsődleges hűtő mechanizmusa a por kontinuum sugárzása. Ezt a sugárzás figyelhetjük meg infravörös excesszusként. Ha a por és gáz nincs termálisan csatolódva, akkor a gáz komponens hűtésében fontos szerepet játszik a gáz vonalas emissziója is.

Megvilágítás dominálta korong (és nagy akkréciós rátát mutató korongok külső régióinak) esetén a diszk effektív hőmérsékletét a megvilágító fluxus $(1/2)\phi L_*/4\phi(r)r^2$ (ahol az L_* a csillag luminozitása) és a feketetest hűlés σT_{eff}^4 egyensúlya határozza meg.



2. ábra. Egy kifelé szélesedő protoplanetáris korong SED-jének felépítése, és a komponensek eredete. A közeli infravörösben megfigyelhető csúcs a korong belső szegélyéről, a por 10 μm környéki emissziós vonala a meleg felszíni rétegből, a kontinuum pedig a korong mélyebben fekvő (hidegebb) régióiból származik. Általában a közeli és közép infravörös sugárzás kis korongsugarokról, míg a távoli IR a korong külső régióiból származik. A (sub-)milliméteres sugárzás többnyire a külső régiók fősíkjából származik (Dullemond et al., 2007). (Megjegyzés: A SED számolásnál a porszemcsék fényszóró hatása nem volt figyelembe véve, amely kifelé erősen szélesedő korongok és nagy inklinációk esetén jelentős lehet.)

A csillag sugárzásának elnyelt fluxusa a $\phi(r)$ megvilágítási szögön keresztül erősen függ a korong geometriájától. Továbbá ha ismerjük az effektív hőmérséklet sugárfüggését, akkor a korong SED-jének meredekségét a következő összefüggés alapján adhatjuk meg: $\nu F_\nu \propto \nu^s$, ahol $s = (4q - 2)/q$, ha $T_{\text{eff}} \propto r^{-q}$.

A legegyszerűbb esetben nem elhanyagolható méretű csillagot, és teljesen lapos korongot feltételezve a megvilágítás szöge $\phi(r) \simeq 0.4r_*/r$ (Adams & Shu, 1986; Friedjung, 1985), ahol r_* a csillag sugara. Ebben az esetben az egyensúly feltételéből megkapjuk, hogy a $T_{\text{eff}} \propto r^{-3/4}$, tehát a $\nu F_\nu \propto \nu^{1.33}$. A korong geometriájából adódóan csak a belső régiók melegednek fel jelentősen, míg a sugárral egyre csökkenő beesési szög miatt a távoli régiók hűvösek maradnak. Ez nagyon meredek SED-et eredményez: a modell rövid hullámhosszokra jelentős, hosszabb hullámhosszokra pedig elhanyagolható fluxust jósol. Ez viszont nem konzisztens a legtöbb méréssel. Kenyon & Hartmann (1995) nagy T Tauri minta esetén jelentősen kisebb, $s = 0.6-1$ közötti meredekséget, illetve erősebb távoli IR fluxust talált.

Az erős távoli IR fluxus magyarázatára Kenyon & Hartmann (1987) nyílásszöggel rendelkező, nagyobb sugaraknál vertikálisan kiszélesedő, flared korong struktúráját ja-

vasolt. Az ilyen korong nagy sugaraknál is képes jelentős energia elnyelésére, ezért a közép/távoli IR tartományokon nagyobb fluxust mutat. A kifelé szélesedő korong geometria esetén a megvilágítási szög kifejezéséhez új tag adódik (Chiang & Goldreich, 1997); $\phi \simeq 0.4r_*/r + rd(H_s/r)/dr$, ahol H_s a korong felszínének skálamagassága (az a magasság, ahol a korong optikailag átlátszatlanná válik a csillag sugárzására). A termális egyensúly feltétele alapján ebben az esetben is kiszámolható a korong effektív hőmérséklete, de most ez erősen függ a korong geometriájától. Másrészt a korong nyomás skálamagassága a fősíkbeli hőmérséklettől (2. egyenlet) függ. Ha feltesszük, hogy $T_c = T_{\text{eff}}$ és a $H_s/H_p = \chi$ arány ismert, akkor az egyenlet rendszert meg lehet oldani. Ha a χ állandó, akkor $H_s \sim H_p \simeq r^{9/7}$. Ez alapján 20%-kal laposabb korongot kapunk, mint amikor állandó hőmérsékletet feltételeztünk a korongban. A megvilágítás dominálta, kifelé szélesedő korong bolometrikus luminozitása az $L_{\text{disk}} = CL_*$ alapján becsülhető, ahol C azt mondja meg, hogy a csillag teljes luminozitásának hány százalékát nyeli el a korong. A C értéke közelítőleg $\max(H_s(r)/r)$, egy végtelenbe tartó sugarú, kiszélesedő korong esetén ez $C = 0.25$. A csillag–diszk fluxusarány azonban egy 2-es szorzóval eltérhet ettől a korong anizotróp sugárzása miatt.

A hőmérséklet ismeretében a korong spektrális energia eloszlása számítható. Dullemond et al. (2007) alapján a diszk por kontinuum sugárzása három hullámhossz intervallumra osztható (2): a por minimális és maximális hőmérsékletétől függő energetikus tartomány (1.5–100 μm), rövid hullámhosszakon a Wien tartomány, hosszú hullámhosszakon pedig a Rayleigh–Jeans tartomány. Az energetikus tartomány formája erősen függ a korong geometriájától és inklinációjától. A korong tömege és a szemcsék tulajdonságai elsősorban a Rayleigh–Jeans tartományra vannak hatással.

1.2. Korongok modellezése

A következő alfejezetekben Dullemond et al. (2007) alapján áttekintem a protoplanetáris korong modellek három fő típusát, illetve azok gyakorlati alkalmazását.

1.2.1. 1+1D modellek

Az előző alfejezetekben ismertetett α viszkozitás és kifelé szélesedő korong struktúra elképzelések felhasználásával több szerző is publikált 1+1 dimenziós, vagy kétréteg modelleket, melyek közvetlenül összevethetők a mérésekkel.

D’Alessio et al. (1998) modellje az 1+1D megközelítést valósítja meg. Az 1+1D modellek esetén a korongot geometriailag vékonynak tételezik fel, és elhanyagolják a radiális energiaterjedést, így a radiális és vertikális struktúrák meghatározása szeparált problémáknak tekinthető. A korong vertikális struktúráját a hidrosztatikai egyensúly határozza meg. A modell korong fűtéséért felelős mechanizmusok a sugárzási fűtés (a vertikális struktúrától függ) és a viszkózus fűtés (az α formalizmus alapján). A modell

fő bemenő paraméterei az akkréciós ráta (\dot{M}) és α paraméter. A $\Sigma(r)$ felületi sűrűség profilt a program önkonzisztensen számolja. A modell rámutat hogy egy korongot radiális irányban három zónára bonthatunk a domináns fűtési folyamatok alapján. A korong belső régiójában a domináns fűtő mechanizmus a viszkózus disszipáció. A külső zónában a korongot elsősorban a csillag sugárzása fűti. A köztes régióban a fősík menti hőmérsékletet az akkréciós fűtés, míg a korong felszínének hőmérsékletét a csillag sugárzása határozza meg.

A probléma másik megközelítése a kétréteg modell. A kétréteg modell esetén egy geometriailag és optikailag is vékony, kis porszemeket tartalmazó, forró felszíni réteget helyeznek a korong optikailag vastag, nagy porszemeket tartalmazó belső rétege fölé. A modell korong hidrosztatikai és sugárzási egyensúlyban van. A csillag sugárzása által felforrósított vékony porréteg sugárzásának fele a korong belső régióit fűti, míg másik fele kisugárzódik. Mivel a korong belseje felmelegszik a hidrosztatikai egyensúly értelmében a korong skálamagassága nő, kialakul a kiszélesedő korong struktúra. Az ilyen modell képes a sugárzás dominálta korong spektrális energiaeloszlásának, és a forró külső rétegből származó por emissziójának számolására. Ilyen elven működik Chiang & Goldreich (1997) (melyet Chiang et al., 2001, finomított) korong modellje. Lachaume et al. (2003) az utóbbi modellt kiegészítette a viszkózus disszipációs fűtés figyelembevételével.

Ezek az 1+1D és kétréteg modellek viszonylag jól illesztik a legtöbb koronggal rendelkező objektum SED-jét. Azoban D'Alessio et al. (1999) felhívta a figyelmet, hogy sok esetben a ezek a modellek túlprediktálják a közép és távoli IR tartományon mérhető fluxusokat. Kimutatták továbbá hogy a modellek illesztésből meghatározott korongok inklinációk között a közel éléről látszó korongra aránya nagyobb, mint amennyi a véletlenszerű orientációjú korongok esetén várnánk. Chiang et al. (2001) felvetette, hogy az alacsonyabb fluxusértékek és a látszólagos nagyobb inklinációk az diszkbeli előrehaladott porüledés következményei. A por üledésének szimulálásához pedig a korong vertikális skálamagasságát csökkentették. Több későbbi tanulmány (Miyake & Nakagawa, 1995; Dullemond & Dominik, 2004b; D'Alessio et al., 2006) a porüledés önkonzisztens számolásával igazolta, hogy a porüledés hatásának közelítése redukált skálamagasságú korongokkal helyes. A dolgozatomban ezt az eredmény felhasználok, és a porüledést a korong skálamagasságának csökkentésével utánozom.

A korong modellek másik fontos aspektusa a korong legbelső régióinak kezelése. Az optikailag vastag korong belső pereme ott húzódik, ahol a hőmérséklet lecsökken a por szublimációs hőmérséklete alá (ami olivin esetén ~ 1500 K). A perem sugarát csillag luminozitása szabja meg. A korong belső peremén belüli tartományt optikailag vékony, forró gáz tölti ki. A korong belső peremét a csillag fénye $\phi \approx 90^\circ$ alatt világítja meg, így itt a korong jelentős energiát nyel el és magas hőmérsékletre hevül. A magas hőmérséklet és a hidrosztatikai egyensúly következtében a belső régió skálamagassága

mező, a szegély felfűvődik. A legegyszerűbb modellek a felfűvődött belső szegély sugárzásának járulékát a SED-hez egy ~ 1500 K-es feketetest komponenssel közelítik. Natta et al. (2001) ilyen egyszerű modellek alkalmazásával megmutatta, hogy a Herbig Ae/Be csillagok SED-jében megfigyelhető közeli infravörös csúcsot felfűvődött és forró belső peremmel lehet magyarázni. Muzerolle et al. (2003) rámutatott, hogy hasonló felfűvődött belső régiók megfigyelhetőek T Tauri korongok esetén is, azonban ezek létrehozásához nem elég a csillag sugárzása, magnetoszférikus akkréciós lökéshullámok is szükségesek.

1.2.2. 2D modellek

Az előzőekben tárgyalt 1+1D és kétréteg modellek a közelítő megoldást adó, megvilágítási szögön alapuló módszerre épülnek. A valóságban azonban a korong szerkezete 2 (tengelyszimmetria esetén) vagy 3 dimenziós. A szakirodalomban elérhető néhány többdimenziós por–kontinuum sugárzási transzfert megvalósító program (például Whitney & Hartmann, 1992; Bjorkman & Wood, 2001; Dullemond & Dominik, 2004b). A legtöbb ilyen modell egy adott sűrűség eloszlás esetén számolja ki a korong SED-jét. Általában a kód képes a korong radiális szerkezetének iteratív meghatározására: a program először adott sűrűségeloszlást tekintve elvégzi a sugárzási transzfert, az így kapott hőmérsékletekkel megoldja a hidrosztatikai egyenletet és meghatározza az új sűrűség eloszlást, majd újra megoldja a sugárzási transzfert, és így tovább, amíg a megoldás nem lesz konvergens.

A dolgozatomban a RADMC nevű 2 dimenziós sugárzási transzfer programot használok (Dullemond & Dominik, 2004b). Ez (Bjorkman & Wood, 2001) Monte Carlo sugárzási transzfer kódjára épül, melynek a lényege, hogy a korongot cellákra osztjuk, melyekben az opacitás nem függ a hőmérséklettől (például csillagászati por), és a központi fényforrásból véletlenszerű irányokba foton (energia) csomagokat bocsátunk ki. Ezeket a foton csomagokat nyomon tudjuk követni, így könnyű meghatározni, hogy energiájuk melyik cellákban nyelődik el. Amikor egy energiacsomag elnyelődik, akkor az növeli a hőmérsékletet az azt elnyelő cellában. Hogy a sugárzási egyensúly fennálljon az elnyelt foton csomag újra kisugárzódik. A újra emittált csomag frekvenciája (energiája) úgy változik, hogy korrigálja a cella által korábban kibocsátott spektrum hőmérsékletét. Az újra kisugárzódott foton csomag aztán szóródik, elnyelődik, és újra kisugárzódik egészen addig, amíg el nem hagyja a korongot. A korongot a látóirányunkba elhagyó foton csomagok frekvencia eloszlása pedig megadja a korong SED-jét. A szimuláció eleget tesz az energiamegmaradás feltételének is: nem keletkeznek vagy semmisülnek meg foton csomagok, illetve végül minden csomag elhagyja a korongot.

A 2D korong modellek legfőbb előnye a 1+1D modellekhez képest, hogy figyelembe tudják venni az energia radiális terjedését a korongban, így a korong belső, meleg részének radiális irányú hűlését is. További előrelépés, hogy a korong hőmérsékletének

számolásakor a kód nem támaszkodik a csillag sugárzásának beesési szögére, így a flared és lapos korong szerkezetektől eltérő, ún. önárnyékoló korongokat is modellezhetünk. Az önárnyékoló korongok esetén a korong belső régiói árnyékot vetnek a külső régiókra. Az árnyékolt régiókat nem fűti a csillag sugárzása, így a régió skálamagasság csökken, de a radiális energiaterjedés meggátolja, hogy bizonyos hőmérséklet alá hűljön a régió.

2. Csillagtömeg függő korong szerkezet a Chamaeleon I régióban

2.1. Bevezetés

A Tejútrendszer csillag populációjának több mint 80%-át a hűvös, M0-nál későbbi spektráltípusú csillagok teszik ki. A gyakoriságuk és az M törpék körül felfedezett bolygók (Gaudi et al., 2008) arra utalnak, hogy Galaxisunkban a tipikus bolygók hűvös és vörös törpecsillagok körül keringenek. De vajon ezek a bolygórendszerek miben különböznek a Nap-típusú csillagok körüli rendszerektől?

A bolygók a fiatal protocsillagok körüli protoplanetáris korongokban születnek, így a protoplanetáris korongok fizikai és kémiai tulajdonságai közvetlenül befolyásolják a keletkező bolygórendszer formáját. Mérési adatok hiányában, a legutóbbi időkig a bolygó keletkezési modellek csillagtömegtől független protoplanetáris korong tulajdonságokat tételeztek fel (Kornet et al., 2006). A korong-tömeg mérések azonban megmutatták, hogy a korong/csillag tömegarány széles csillag tömeg tartományon hasonló. (Klein et al., 2003; Andrews & Williams, 2005; Scholz et al., 2006; Bouy et al., 2008). Az ezen felfedezés alapján finomított modellek megmagyarázzák a gáz óriások alacsony gyakoriságát az M törpék körül. (Laughlin et al., 2004; Ida & Lin, 2005; Johnson et al., 2007; Benz et al., 2008; Kennedy & Kenyon, 2008). Jelenleg azonban a többi korong paramétert csillag tömeg függetlennek tekintik a bolygó keletkezési elméletekben.

A közelmúlt mérési eredményei azonban felfedték a korongok legtöbb paraméterének csillag tömeg függését. A késői M spektráltípusú csillagok és barna törpék körüli optikailag vastag por-korongok tipikus élettartama 2-szer, 3-szor hosszabb (Sterzik et al., 2004; Carpenter et al., 2006; Riaz et al., 2006), mint a Nap-típusú csillagok körülieké (lásd Pascucci & Tachibana, 2010). Emelet bizonyítékok utalnak arra, hogy az akkréciós ráta a csillagtömeg négyzetével skálázódik ($\dot{M} \sim M^2$), nagyon alacsony akkréciós rátát eredményezve a tömeg-spektrum kistömegű végén (például Natta et al., 2004; Mohanty et al., 2005; Muzerolle et al., 2005; Herczeg et al., 2009). Meglepő módon, a barna törpék és kistömegű csillagok korongjainak közép infravörös sugárzást kibocsátó régióiban a por szemcsék evolúciója előrehaladottabb, mint hasonló korú, Nap-típusú csillagok esetén (például Apai et al., 2002, 2004, 2005; Kessler-Silacci et al., 2006; Bouy et al., 2008; Pascucci et al., 2009; Riaz et al., 2009). A Spitzer űrtávcsővel végzett gáz-vonal spektroszkópia jelentős eltérést tárt fel a késői spektráltípusú és Nap-típusú csillagok körüli szerves kémiában (Pascucci et al., 2009). Továbbá több korábbi tanulmány is felvetette, hogy a barna törpék és hűvös csillagok körüli korongok laposabbak (a vertikális skálamagasságuk alacsonyabb), mint a nagyobb tömegű csillagok diszkjei (Apai et al., 2002, 2005; Pascucci et al., 2003), annak ellenére, hogy a modellek épp az ellenkezőjét jósolják (Walker et al., 2004).

Az alábbiakban megvizsgálom, hogy az egyedi objektumok elemzése alapján kimutatott jelenség, miszerint a kisebb tömegű, hűvösebb csillagok körüli korongok laposabbak, mint a nagyobb tömegű csillagok körüliek, csak látszólagos, vagy nagyobb, statisztikailag értelmezhető minta esetén is kimutatható-e. Először a Chamaeleon I csillagkeletkezési régió Spitzer/IRAC színindex vizsgálatának eredményeit mutatom be. Megmutatom, hogy a legkisebb tömegű objektumok (VLMO) és kistömegű csillagok színindex eloszlásai között jelentős különbség figyelhető meg. Ezt követően a VLMO és kistömegű minták medián spektrális energia eloszlásának (SED) részletesebb modellezésével megerősítem, hogy a megfigyelt eltérés az IRAC színindex eloszlásokban jól magyarázható az átlagosan laposabb korongokkal a VLMO mintában. Ezen eredmények további megerősítései a protoplanetáris korongok csillagtömeg függő evolúciójának, amely egy kulcsfontosságú, jelenleg figyelmen kívül hagyott aspektusa a bolygókeletkezésnek.



3. ábra. Optikai tartományon készült kompozit felvétel a Chamaeleon I csillagkeletkezési régióról ($1.4^\circ \times 2^\circ$). A képen látható reflexiók ködök a közelmúltban is zajló csillagképződés jelei. Készítette: Gerald Rhemann.

2.2. Chamaeleon I csillagkeletkezési régió

A Chamaeleon I (Luhman et al., 2008a; Luhman, 2008b, Cha I) egyike a Chamaeleon csillagkép irányában látható három főbb sötét felhőnek. A sötét felhő komplexum Naptól mért távolsága 160–180 parszek közé esik, össztömege pedig $\sim 5000 M_{\odot}$. Mindhárom felhő mérete néhány négyzetfok nagyságrendű, míg az irányukban mérhető maximális vizuális extinkció ~ 5 –10 magnitúdó.

A Cha I az egyik legideálisabb célpont a fiatal barna törpék és kistömegű csillagok tanulmányozására. A felhő távolsága 160 ± 15 parszek (Whittet et al., 1997), így az egyik legközelebbi aktív csillagkeletkezési terület. A halmaz elég fiatal ahhoz, hogy jelentős primordiális korong populációt figyelhessünk meg, azonban elég öreg is, hogy a források extinkciója viszonylag alacsony ($A_V \sim 5$) legyen. Az alacsony extinkció lehetővé teszi az optikai méréseket, melyek a csillagok spektrál-klasszifikálásához, és akkréciós rátáik megállapításához kulcsfontosságúak. Jelenleg 237 halmaztagot ismerünk, melyek közül 33 barna törpe ($>M6$). A halmaztagok listája $\sim 16 M_J$ felett teljesnek tekinthető (Luhman, 2007).

A 0.01 – $0.3 M_{\odot}$ tömeg tartományon a koronggal rendelkező csillagok aránya nagyjából állandó, 50% körüli érték. Nagyobb tömegű csillagok esetén az arány $\sim 65\%$ -ra emelkedik (Luhman, 2008c). A hasonló korú IC 348 esetében a tömegspektrum alsó részén a diszkekkel rendelkező csillagok aránya hasonló, viszont nagyobb tömegek esetén az arány alacsonyabb. Ez az eltérés azt sugallja, hogy a Cha I-ben az optikailag vastag primordiális korongok átlagos élettartama hosszabb, mint az IC 348-ban.

A VLMO-k és kistömegű csillagok medián kora kissé eltérő lehet a Cha I-ben, de ez az eltérés kisebb, mint a minták korának becsült szórása (Luhman, 2008c). Így a két csoportot azonos korúnak tekinthetjük.

2.3. Adat feldolgozás

A Chamaeleon I csillagkeletkezési régió nagyjából azonos korú, szelekciós hatásoktól többnyire mentes, jól karakterizált csillagok és diszkek mintáját biztosítja (Natta et al., 2004; Apai et al., 2005; Luhman, 2007; Pascucci et al., 2008, 2009; Riaz et al., 2009), így jó célpont az itt közölt statisztikai felmérés számára. A vizsgálathoz a Spitzer űrtávcső (Werner, 2005) Infrared Array Camera (Fazio et al., 2004, IRAC) és a Multiband Imaging Photometer for Spitzer (MIPS Rieke, 2004) műszerei által 3.6, 4.5, 5.8, 8 és 24 μm hullámhosszakon végzett fotometriai méréseket használtam. A mérések az $\alpha = 11^{\text{h}}07^{\text{m}}00^{\text{s}}$, $\delta = -77^{\circ}10'00''$ koordináták körüli 3° sugarú tartományt fedik le és 200 halmaztag fotometriai adatait tartalmazzák (a részleteket lásd Luhman et al., 2008a). A Spitzer méréseket a Two Micron All Sky Survey (Skrutskie et al., 2006, 2MASS) JHK_s fotometriai adataival, illetve a Luhman et al. (2008a); Luhman (2008b) által meghatározott fizikai paraméterekkel egészítettem ki. Luhman et al. (2008a) és

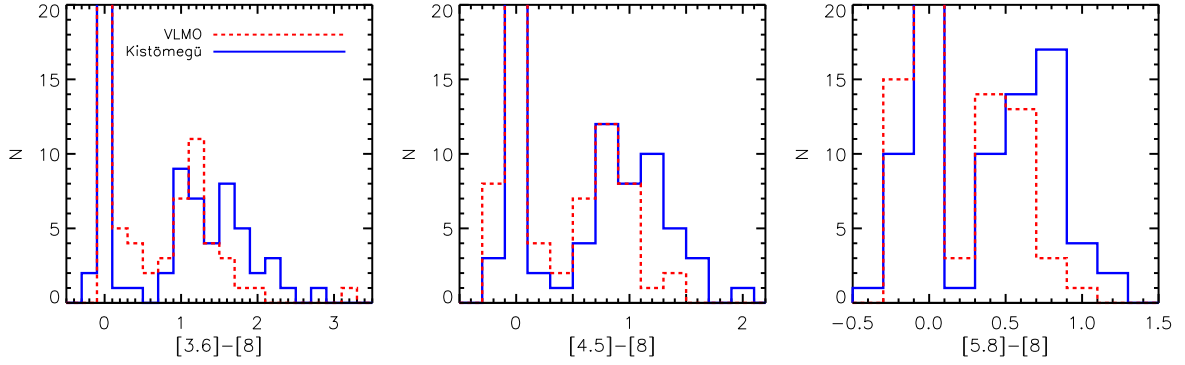
(Luhman, 2008b) spektroszkópiai mérésekből meghatározta a halmaztagok irányába mérhető J sávbéli fényelnyelést (extinkciót). Az ismert J sávbéli extinkciók és Mathis (1990) által megállapított $A(\lambda)/A(J)$ vörösödési törvény alapján a mért fényességeket korrigáltam a csillagközi elnyelésre és vörösödéssre. Az objektumok spektrális energia eloszlásának (SED) összehasonlítása érdekében a magnitúdóban mért fényességeket, a megfelelő zéruspontok használatával (Cohen et al., 2003; Rieke, 2004; Reach et al., 2005), átszámoltam fluxus sűrűségekbe (Jy).

A mért barna törpék/csillagok spektráltípusa G5 és M9.5 közé esik (Luhman 2007). Ezen objektumokat két csoportba osztottam: kistömegű csillagok csoportja (G5-től M4.5-ig; 110 csillag) és nagyon kistömegű objektumok csoportja (very low mass objects – VLMO; M4.75 - M9.5; 90 objektum). A csoportok közti határ $T_{\text{eff}} = 3170K$ -nek felel meg.

2.4. Eredmények

Az IRAC/MIPS színindexeket egy rövidebb hullámhosszon mért fényesség és egy hosszabb hullámhosszon mért fényesség különbségeként definiáltam. A 4. ábra a kistömegű csillagok és VLMO-k IRAC–IRAC színeloszlásait mutatja. A nulla körüli színindexszel rendelkező objektumok közelítőleg feketetest sugárzók a közép infravörös tartományon, míg a pozitívabb, vörösebb színindexű (nagyobb fluxus sűrűség a hosszabb hullámhosszon) objektumok poros korongból származó infravörös excesszust mutatnak. Hartmann et al. (2005) megmutatta hogy a $[5.8] - [8]$ színindex alkalmas a fiatal objektumok Lada (1987) szerinti osztályzására. Az $[5.8] - [8] < 0.35$ színindexű csillagok diszk nélküli vagy Class III (gyenge vonalas T Tauri) objektumok, míg a $[5.8] - [8] > 0.35$ csillagok optikailag vastag koronggal rendelkező Class 0/I vagy Class II objektumok. Ezen kritériumokat követve 78 koronggal rendelkező és 90 optikailag vastag korong nélküli objektumot találtam. Nem tudtam osztályozni 32 csillagot, mivel ezek 5.8 és/vagy 8 μm -en mért fényessége nem ismert. A kistömegű csillagok csoportjában 47, a VLMO-k csoportjában pedig 31 optikailag vastag koronggal rendelkező objektumot találtam. A továbbiakban ezen csillagok/barna törpéket körüli diszkek geometriáját vizsgálom.

A csoportok színindex eloszlásaiban eltolódást fedeztünk fel. A VLMO csoportba tartozó objektumok színindex eloszlásai a kistömegű csillagok csoportjához képest a kékebb színek felé (kisebb színindex) tolódnak minden szín esetén. Az eltolódás statisztikai szignifikanciáját a Kolgomorov–Smirnov (K–S) teszttel (Vetterling & Flannery, 2002) vizsgáltam. A két mintás K–S teszt megadja a minták azonos populációból való származásának valószínűségét. Az IRAC–IRAC színindexek esetén ezek a valószínűségek 1 % alattiak (lásd 1. táblázat). Az IRAC színindexek esetén kapott alacsony valószínűségek meggyőzően bizonyítják, hogy a két csoport statisztikailag eltérő IRAC



4. ábra. Az IRAC–IRAC színindexek eloszlása. A folytonos kék vonal a kistömegű csoport eloszlása, míg a szaggatott piros vonal a VLMO-k eloszlása. Az eloszlások 0 magnitúdó körüli csúcsai az infravörös excesszus nélküli csillagokat reprezentálják. A koronggal rendelkező VLMO-k eloszlása minden ábrán konzisztensen a kékebb színindexek felé tolódik.

színindex eloszlással rendelkeznek. Az eltérő eloszlások a csoportok eltérő fizikai tulajdonságaira, illetve eltérő folyamatok dominanciájára utalnak.

Az IRAC–MIPS színindex eloszlások esetén az IRAC–IRAC színekhez hasonló eltolódások figyelhetők meg. Azonban ezekben az esetekben a K–S teszt kevésbé jelentős különbséget mutat: annak a valószínűsége, hogy a két csoport ugyanazon populációból való 11.14 és 1.74 % közötti. Ezen valószínűségek túl magasak a minták különbözőségének szilárd bizonyításához, de eltérést sugallnak.

Az eredmények értelmezésekor szem előtt kell tartanunk, hogy míg az IRAC detektor a Cha I minden csillagának és barna törpéjének a fotoszférikus sugárzására érzékeny, addig a MIPS mérések érzékenység limitáltak és így szelekciós hatás lép fel. A MIPS mérések érzékenységi határa kiválasztási effektust vezet be a VLMO minta objektumaira: a kifelé kevésbé szélesedő (laposabb) korongok illetve a korong nélküli csillagok gyakran halványabbak, mint a kamera detektálási határa, így a MIPS kamerával ezek a források nem detektálhatóak. A kifelé kevésbé szélesedő korongokkal rendelkező csillagok MIPS fényességének hiányában a VLMO-k 24 μm -en mért fluxus eloszlásának átlaga nagyobb értékek felé tolódik a valós eloszláshoz képest. Ez az eltolódás jelentkezik az IRAC–MIPS színindexekben is. A színindex és az egyes hullámhosszokon mért fluxusok között a $m_1 - m_2 = -2.5 \log(f_1/f_2)$ összefüggés teremt kapcsolatot, ahol m_1 , f_1 a rövidebb, m_2 és f_2 pedig a hosszabb hullámhosszon mért fényességek magnitúdóban, illetve a fluxusok. Ha az f_2 eloszlása nagyobb értékek felé tolódik, akkor a színindex is nagyobb értékek felé tolódik, csökkentve a különbséget a kistömegű csillagok mintájához képest. A kiválasztási effektussal terhelt MIPS fotometria ellenére a K–S teszt az IRAC–MIPS színindex eloszlások esetén is különbséget valószínűsít a csoportok között, noha az eltérés nem szignifikáns.

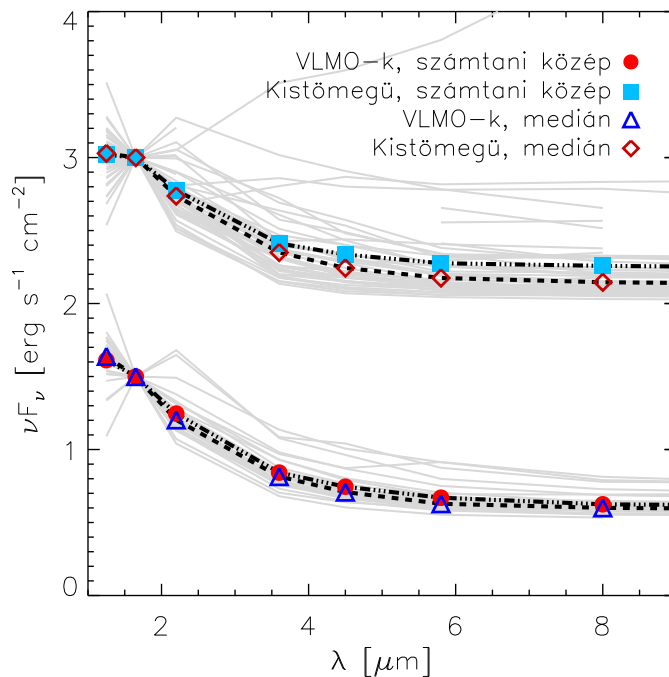
Table 1. A Kolmogorov–Smirnov teszt eredményei: annak a valószínűségei, hogy a koronggal rendelkező kistömegű csillagok és VLMO-k ugyanabból a populációból származnak.

IRAC Colors	[3.6]-[8]	[4.5]-[8]	[5.8]-[8]
Valószínűség	0.00219	0.00023	0.00074

A korong nélküli csillagokon is elvégeztem a K–S tesztet. A teszt különbséget mutatott a csillagok IRAC–IRAC színindex eloszlásaiban is: a korong nélküli VLMO-k eloszlása a vörösebb színek felé tolódik a diszk nélküli kistömegű csillagokéhoz képest. Ezt az eltolódást valószínűleg a nagyon kistömegű csillagok/barna törpék rövidebb hullámhosszakon erős molekuláris abszorpció sávjai okozzák. Az eltolódás ellentétes irányú, mint a koronggal rendelkező csillagok esetén megfigyelt, így ez némiképp csökkenti a koronggal rendelkező csillagok eloszlásában látott eltolódást mértékét.

A mintában három csillag található, melyek IRAC–IRAC színindexei konzisztensek a fotoszférikus SED-el (0.0 mag), míg a [8]–[24] színindexei igen nagyok (>2 mag). Ezek a források átmeneti diszkek lehetnek. Az átmeneti diszkek (például Strom et al., 1989) olyan korongok, melyeknek belső régióinak ($r < 0.1$ AU) anyagsűrűsége alacsony, de a külső régiók optikailag vastagak és jelentős mennyiségű apró port tartalmaznak. A porban gazdag belső régiók hiányában a korong a távolabbi infravörös hullámhosszakon sugároz. Az ilyen "belső lyukak" (inner holes az angol terminológia szerint) a bolygókeletkezés első lépéseit jelezhetik, a belső régiókból hiányzó por valószínűleg nagyobb testekké, planetezimálokká állt össze. Ezen objektumok hatása elhanyagolható a statisztikai megfontolásaink szempontjából, de érdekes célpontjai lehetnek további vizsgálatoknak. A csillagok azonosítói J11022491–7733357, J11071330–7743498 és J11124268–7722230.

Összegzésként elmondható, hogy a K–S teszt meggyőzően demonstrálja, hogy a VLMO-k és a kistömegű csillagok színindex eloszlása különböző; a VLMO-k kékebb diszkekkel rendelkeznek. Korábbi, kisebb mintákon végzett kutatások felvetették hasonló különbség lehetőségét és gyakran a korongbeli por kisebb tömegű csillagok körüli gyorsabb ülepedésével magyarázták (Apai et al., 2004, 2005; Kessler-Silacci et al., 2006; Dullemond & Dominik, 2004b; Furlan et al., 2008). A következő fejezetekben egyszerű korong modellek segítségével megvizsgálom, hogy a megfigyelt különbség valóban magyarázható-e ezzel az elképzeléssel.



5. ábra. A diszkkal rendelkező VLMO-k és kistömegű csillagok spektrális energia eloszlásai, a H sávbeli fluxus sűrűségekre normálva.

2.5. Korong modellek

A 5. ábra látható az összes korongal rendelkező csillag H sávbeli fluxus sűrűségére normált spektrális energiaeloszlása. A $24 \mu\text{m}$ -en mért fluxus sűrűségeket a VLMO-k előző fejezetben tárgyalt kiválasztási effektusa miatt itt nem ábrázoltam. Míg a csoportok medián SED-je hasonló alakú, addig a SED-ek matematikai átlaga különböző. A VLMO-k esetén az adott hullámhosszon vett fluxus sűrűségek mediánja és matematikai átlaga hasonló, azonban a kistömegű csillagok esetén az IRAC fluxus sűrűségek matematikai átlagai nagyobbak, mint az azonos helyeken vett medián átlagok. Ez arra utal, hogy a kistömegű csoport esetén a fluxus sűrűségek eloszlása kiszélesedik a nagyobb fluxusok felé (lásd az 5. ábrán). A fluxus sűrűség kiszélesedése a kistömegű minta esetén konzisztens a K–S teszt eredményeivel: a kistömegű csillagok között nagyobb a kifelé szélesedő diszkek aránya.

A modellezéshez mindkét csoport szelekciós effektusoktól mentes fotometriai sávokban vett medián fluxus sűrűségeit használtam. A kistömegű csillagok esetén ez a 2MASS, IRAC és MIPS sávokat is magába foglalja. A VLMO-k esetén csak a 2MASS és IRAC sávok mentesek a szelekciós hatásoktól (lásd fentebb), így a $24 \mu\text{m}$ -en mért fluxusok mediánját felső határként használtam fel. Ha a MIPS elég érzékeny lett volna a halványabb források méréséhez, akkor a $24 \mu\text{m}$ -en vett medián fluxus sűrűség alacsonyabb lenne.

Az IRAC–IRAC színindex eloszlásokban és a csoportok normált SED-jeinek fluxus

eloszlásában megfigyelt eltérések kvantitatív értelmezése céljából több változós diszk modell rácsokat számoltam. Az egyik modell rács esetén a por és gáz tökéletes csatolódását feltételeztem, azaz a diszk por komponense a hidrosztatikai egyensúlyban lévő gáz geometriáját követi. A másik esetben viszont a por komponens vertikális skálamagasságát parametrizáltam, és azt bizonyos határok között változtatva szimuláltam különböző mértékű por ülepedést. A modellek számolásához a RADMC sugárzási transzfer programot (Dullemond & Dominik, 2004a) használtam, mely képes a diszk vertikális struktúrájának önkonzisztens számolására az első rács esetén szabott feltételek mellett. A RADMC program Monte Carlo sugárzási transzfer algoritmussal (Bjorkman & Wood, 2001) számolja ki a modell korongban a por hőmérsékletét és a (szórási) forrás függvényét. A RAYTRACE sugár követő program segítségével spektrális energia eloszlást és képeket állíthatunk elő a RADMC modellekből. A RADMC/RAYTRACE programok főbb bemenő paraméterei a fényforrás effektív hőmérséklete (T_{eff}), luminozitása (L_{bol}), tömege (M_{star}) és a korong belső, illetve külső sugara (R_{in} , R_{disk}), inklinációja (i) és tömege (M_{disk}). A RADMC kód másik fontos paramétere a Monte Carlo sugárzási transzferhez felhasznált fotonok száma. Alacsony fotonszámok esetén a korong fősíkjának hőmérsékletében fluktuációk jelenhetnek meg. A fluktuáció főleg a belső 0.5 AU-n belül lehet jelentős, ahonnan a közel és közép infravörös sugárzás származik. A fősík menti hőmérséklet fluktuációja csökkenthető foton diffúziós algoritmus alkalmazásával (Min et al., 2009). Mivel a diszk fősíkjának hőmérséklete hatással van a vertikális struktúrára, illetve a diffúziós kód futtatása időigényes is lehet, fontos a megfelelő fotonszám megválasztása.

A korong vertikális struktúráját a nyomás skálamagasságának (H_p) sugárral való változása írja le. A nyomás skálamagassága a RADMC-ben a központi fényforrástól mért távolság egységében van kifejezve (H_p/r , ahol r a radiális távolság). A nyomás skálamagasságát a program önkonzisztens módon is számolhatja, de külsőleg is beállítható. Két azonos radiális struktúrájú modellt tekintve a redukált skálamagasságú, laposabb korong azonos sugaraknál kisebb H_p/r értékkel rendelkezik, mint a kifelé erősebben szélesedő korong. A minták medián SED-jeinek modellezéséhez a két csoport medián effektív hőmérsékleteit és bolometrikus fluxusait használtam fel (Luhman, 2007, 2008b). Az átlagos csillagtömegeket Baraffe et al. (1998) elméleti evolúciós modelljei alapján határoztam meg. A VLMO-k és kistömegű csillagok esetén felhasznált csillag paraméterek a 2. táblázatban láthatóak.

Először a kifelé szélesedő (flared) modell rácsot hoztam létre. A vertikális struktúrát a program számolta, tökéletes por–gáz csatolódást és hidrosztatikai egyensúlyt feltételezve. A rács paraméterei a korong belső sugara (R_{in}), tömege (M_{disk}) és inklinációja (i). Az R_{in} $2 R_{\text{star}}$ és $7 R_{\text{star}}$ között, az M_{disk} $5 \times 10^{-3} M_{\text{star}}$ és $0.05 M_{\text{star}}$ között, az inklináció pedig 40° és 70° között változtak. A diszk tömeg tartományt Andrews & Williams (2005) szubmilliméteres korong tömeg mérései alapján választottam. Az inklinációt a

Table 2. A medián csillag paraméterek

Paraméter	VLMO-k	kistömegű csillagok
$T_{\text{eff}} [\text{K}]$	3,024	3,669
$L_{\text{bol}} [L_{\odot}]$	0.03	0.39
$M_{\text{star}} [M_{\odot}]$	0.08	0.60

modellek nagy számítási idő igénye miatt limitáltam erre a nagy számú, véletlenszerű orientációjú diszkek átlagos inklinációja (60°) körüli tartományra. A modell korongok sugara (R_{disk}) mindkét csoport esetén konstans: a VLMO-knál 50 AU-nak, a kistömegű csillagok esetén pedig 100 AU-nak választottam (megjegyzés: a korong külső sugarának konkrét értéke csak a távoli infravörös/szubmilliméteres hullámhosszokon van számottevő hatással a spektrális energia eloszlásra). A nyomás skálamagasságát 10 iterációs lépésben számoltam, ennyi lépés átlagosan elég volt a skálamagasság hibájának $\sim 7\%$ alá való csökkentéséhez. Az iterációs lépések számát szintén a modellezés számítási idő igénye miatt limitáltam, illetve mert az iterációs lépések számának egy nagyságrenddel történő növelése sem eredményez optikailag vastag korongok esetén jelentősen pontosabb eredményt. A sugárzási transzferhez 300 000 fotont használtunk minden iterációs lépésben. Ez a fotonszám a foton diffúziós algoritmus használatával elég volt a sima fősík menti hőmérséklet-profil eléréséhez még a diszk belső régióiban is.

A VLMO-k és kistömegű csillagok medián SED-jeire legjobban illeszkedő modelleket a redukált χ^2 minimalizálásának módszerével azonosítottam. A redukált χ^2 definíciója:

$$\chi_{\text{red}}^2 = \frac{1}{\nu} \sum \frac{(O_i - M_i)^2}{\sigma^2}, \quad (3)$$

ahol a ν a szabadsági fokok száma, O a mért érték, σ a mért érték hibája, M pedig a modelltől származó érték. A medián fluxus sűrűségek szórását (hibáit) a pedig az $F_{\text{err,med}}(\lambda) = \text{median}(\frac{F_{\text{err}}(\lambda)}{F(\lambda)} \times \text{median}(F(\lambda)))$ egyenlettel számoltam.

A kistömegű csoport SED-jére legjobban illeszkedő modell paraméterei: $R_{\text{in}} = 2R_{\text{star}}$, $M_{\text{disk}} = 5 \times 10^{-3}M_{\text{star}}$, $i = 55^\circ$, a $\chi_{\text{red}}^2 = 270.32$. A VLMO-k esetén a legjobban illeszkedő modell paraméterei: $R_{\text{in}} = 2R_{\text{star}}$, $M_{\text{disk}} = 5 \times 10^{-3}M_{\text{star}}$, $i = 60^\circ$, a $\chi_{\text{red}}^2 = 205.57$. A sugárzási egyensúlyban lévő, kifelé szélesedő diszk nyomás skálamagasságát (H_p) a T_{mp} fősíkban mérhető hőmérséklet, a gáz átlagos molekula súlya (μ_{gas}) és a csillag tömege az 2. összefüggésen keresztül határozza meg, ahol k a Boltzmann, G a gravitációs állandó, m_p pedig a proton tömege (lásd Dullemond & Dominik, 2004b, 6. egyenlet). A szemléletesség érdekében a nyomás skálamagasságát r sugárnál a sugár egységében fejezem ki (H_p/r). A legjobban illeszkedő modellek esetén a H_p/r az $r = 1\text{AU}$ helyen 0.041 (kistömegű csillagok) és 0.085 (VLMO-k). A legjobban il-

leszkesdő hidrosztatikai egyensúlynak megfeleleően szélesedő korongok SED-jei a 6. ábra felső paneljein láthatóak.

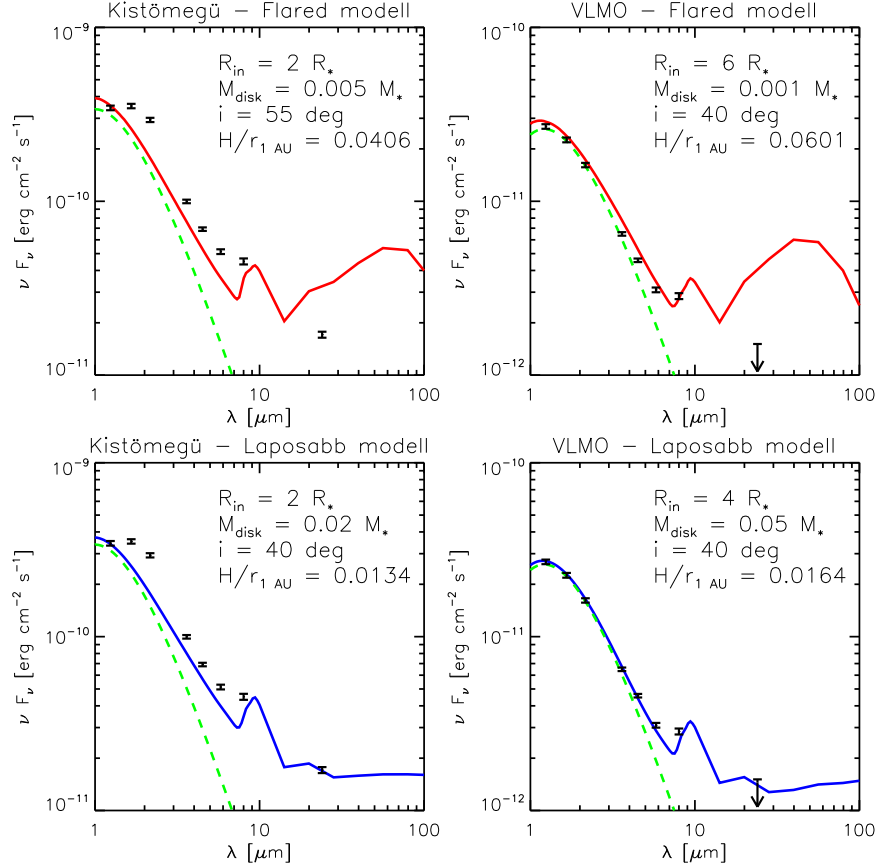
A hidrosztatikai egyensúlynak megfeleleően szélesedő korong modellek nem illesztik elfogadhatóan a rács paramétertartományán belül a medián SED-eket. A kistömegű csillagok esetén a legjobban illeszkesdő modell felülbecsüli a $24\mu\text{m}$ -en mért fluxust. Másrészt alulbecsüli a H , K_s és IRAC fluxusokat. Az utóbbi eltérés azzal magyarázható, hogy a RADMC modellek passzívok, nem számolnak az akkréció járulékával. Ezen magyarázat igazolása végett összehasonlítottam a medián H és K_s szűrőkben mért fluxusértékeket D’Alessio et al. (2004) akkréciós diszk modelljeivel. A H és K_s sávokban megfigyelhető excesszus $\sim 10^{-8}M_\odot/\text{yr}$ akkréciós rátával reprodukálható, így valószínű, hogy a rövid hullámhosszokon látható eltérés a medián SED és a legjobban illeszkesdő modell között az akkréció figyelmen kívül hagyásának következménye.

A VLMO-k esetén jobb az illeszkesedés a rövidebb hullámhosszokon. Ezen a tömegtartományon az akkréciós ráta nagyon alacsony, mivel az $\dot{M} \sim M^2$ szerint skálázódik. Azonban az IRAC hullámhosszokon a kifelé szélesedő modell enyhén, $24\mu\text{m}$ -en pedig jelentősen felülbecsüli a medián fluxusokat illetve a MIPS felső határt. Másrészt a korong tömege rendkívül alacsony.

Annak érdekében, hogy igazoljuk a feltevést, hogy a por ülepedés következtében felépő vertikális skálamagasság (H_p/r) csökkenés magyarázhatja a színindexek eltolódását, egy a nyomás skálamagasság paraméterrel kibővített rácsot hoztam létre. A diszk külső határán (R_{disk}) adtam meg a nyomás skálamagasságát, és azt 0.01 és 0.3 között változtattam. A redukált skálamagasságú (laposabb) modellek esetén több fotonra van szükség a sima fősík menti hőmérséklet profilhoz (mivel a diszk optikailag vastagabb), így a fotonszámot 2.5 millióra emeltem. A korong külső sugaránál mért H_p/r -el kibővített rácson a legjobban illeszkesdő kistömegű model: $R_{\text{in}} = 2R_{\text{star}}$, $M_{\text{disk}} = 0.02M_{\text{star}}$, $i = 40^\circ$, $H_p/r = 0.05$, és $\chi^2 = 123.37$. A legjobban illeszkesdő VLMO modell pedig: $R_{\text{in}} = 4R_{\text{star}}$, $M_{\text{disk}} = 0.05M_{\text{star}}$, $i = 40^\circ$, $H_p/r = 0.05$, és $\chi^2 = 5.89$. A redukált skálamagasságú modellek jobban illesztik mindkét minta medián SED-jét, és a legjobban illeszkesdő modellek korong tömegei konzisztensebbek a korábbi diszk tömeg mérések eredményeivel (Andrews & Williams, 2005). A legjobban illeszkesdő modellek SED-jei a 6. ábra alsó paneljein láthatók.

A redukált skálamagasságú modellek jobban illesztik a megfigyeléseket, mint a hidrosztatikai egyensúlynak megfeleleően szélesedő modellek. A kistömegű csillagok esetén a legjobban illeszkesdő redukált skálamagasságú modell (6. ábra, jobb alsó panel) – csakúgy mint a hidrosztatikai egyensúlynak megfeleleően szélesedő modell – alulbecsüli a H , K_s és IRAC fluxusokat, de a $24\mu\text{m}$ -es medián fluxust jól illeszti. A VLMO-k esetén a modell nagyon jól illeszti a medián SED-et. Az IRAC $8\mu\text{m}$ -es hullámhosszán minimális eltérés mutatkozik a mérések és a modell között, azonban ez várható a $10\mu\text{m}$ körüli szilikát emissziós sáv miatt, aminek karakterisztikáját nem modelleztük. A 24

μm fluxus a nyomás skálamagasságának (és a flaring-nek) érzékeny indikátora; az alacsonyabb skálamagasságok alacsonyabb $24 \mu\text{m}$ -en mérhető fluxust eredményeznek. A VLMO-k esetén a $24 \mu\text{m}$ -es fluxus felső határa a nyomás skálamagasság felső határának feleltethető meg.



6. ábra. A redukált skálamagasságú, laposabb korong modellek jobban illesztik a medián SED-eket, mint a hidrosztatikai egyensúlynak megfelelően szélesedő (flared) modellek. A felső panelek a kistömegű csoport (bal panel) és a VLMO csoport (jobb panel) flared modelljeit mutatják. Az alsó panelek a legjobban illeszkedő redukált skálamagasságú (laposabb) modelleket mutatják. A szaggatott fekete vonal a 2. táblázatban összegzett csillagparaméterekkel számolt feketetest spektrális energia eloszlást reprezentálja. A folytonos vonal a legjobban illeszkedő modelleket mutatja. Megjegyzés: egyes modellek esetén a viszonylagosan nagy eltérés oka a valódi csillag SED-ek eltérése a fekete test sugárzástól, az akkréció figyelmen kívül hagyása, és a szilikát emissziós sáv illesztésének kihagyása a modellekből.

A legjobban illeszkedő hidrosztatikai egyensúlynak megfelelően szélesedő és redukált skálamagasságú modellek összehasonlításához kiszámoltam a skálamagasságokat a korong azon sugarainál, ahonnan az IRAC és MIPS műszerek által mért fluxusok jelentős része származik. A korongot elképzelhetjük mint körkörös, a csillagtól távolodva csökkenő hőmérsékletű feketetest sugárzó zónák összessége. A Wien féle eltolódási törvény segítségével meghatároztam azoknak a feketetest sugárzásoknak a hőmérsékletét,

Table 3. A legjobban illeszkedő modellek nyomás skálamagasságai a diszk azon régióiban, ahonnan a méréseknek megfelelő sugárzás jelentős része származik.

Csoport	3.6 μm	4.5 μm	5.8 μm	8 μm	24 μm
Hidrosztatikai egyensúlynak megfelelően szélesedő korong modellek					
Low-mass	0.0112	0.0120	0.0128	0.0135	0.0178
VLMO	0.0181	0.0188	0.0197	0.0215	0.0281
Redukált skálamagasságú korong modellek					
Low-mass	0.0046	0.0050	0.0054	0.0062	0.0088
VLMO	<0.0048	<0.0050	<0.0053	<0.0057	<0.0082
Relatív nyomás skálamagasság					
Low-mass	2.42	2.43	2.37	2.18	2.02
VLMO	>3.79	>3.75	>3.73	>3.76	>3.42

melyek sugárzási maximuma az IRAC és MIPS szűrők effektív hullámhosszára esik, majd pedig a korong fősík menti hőmérsékletének interpolálásával kiszámoltam, hogy mely sugaraknál mérhető a keresett hőmérséklet. A kifelé szélesedő modellek esetén a skálamagasságokat a hidrosztatikai egyensúly határozza meg, így azt a 2. összefüggéssel számoltam. A redukált skálamagasságú modellek esetén Chiang & Goldreich (1997) nyomán a kiszélesedési indexet $2/7$ -nek vettem, a nyomás skálamagasságát r sugárnál pedig a $H_p/r = [H_p/r]_0 \times (r/r_0)^{2/7}$ képlettel számoltam, ahol r_0 és $[H_p/r]_0$ a korong külső sugara és a nyomás skálamagassága a külső sugárnál. A 3. táblázat összegzi a csoportok medián spektrális energia eloszlására legjobban illeszkedő hidrosztatikai egyensúlynak megfelelően szélesedő és laposabb modellek nyomás skálamagasságait a diszk azon régióiban, ahonnan a 3.6, 4.5, 5.8, 8 és 24 μm -es sugárzás legjelentősebb része származik. A VLMO-k esetén a skálamagasság 4-edére csökkentése szükséges a medián SED illesztéséhez, míg a kistömegű csillagok esetén a felére kell a skálamagasságot csökkenteni. A skálamagasság szükséges csökkentésének mértéke fordítottan arányos a csillagtömeggel.

A fenti modellek mutatják, hogy a közeli és távoli infravörös fotometria lehetővé teszi a korong geometriájának megállapítását és a por ülepedésének követését. A Herschel űrobszervatórium új lehetőséget biztosít a protoplanetáris korongok ezeken a földi körülmények között nehezen elérhető hullámhosszakon történő vizsgálatára. Megbecsültem, hogy a Herschel űrobszervatórium a Photodetector Array Camera and Spectrometer (PACS; Poglitsch et al., 2008) műszerének 60–85 μm -es sávjában milyen fényesnek mérné a hidrosztatikai egyensúlynak megfelelően szélesedő és redukált skálamagasságú modelleket. A kistömegű csillagok mintájára legjobban illeszkedő flared modell 1278

mJy-t, a VLMO-k medián SED-jére legjobban illeszkedő modell pedig 117 mJy-t jósol ebben a sávban. A legjobban illeszkedő redukált skálamagasságú kistömegű modell esetén a fluxus sűrűség 424 mJy, míg a VLMO-k estén 36 mJy. A műszer a leghalványabb esetben is képes a 8σ detektálásra ~ 11 perc expozíciós idővel. Így a PACS műszere effektív eszköz lehet a protoplanetáris korongok geometriájának vizsgálatára.

2.6. Diszkusszió

A fentiekben megmutattam, hogy a fiatal, kistömegű csillagok és VLMO-k korongjainak vertikális struktúrájában statisztikai különbség figyelhető meg; a kisebb tömegű csillagok körül átlagosan laposabbak a korongok. Noha korábbi tanulmányok (például Apai et al., 2005; Pascucci et al., 2009) utaltak erre a különbségre, de a jelenség statisztikai jelentősége korábban nem volt igazolva. A laposabb diszk struktúrához vezető folyamat a por ülepedése. A por ülepedés növeli a korong fősíkja mentén a felületi sűrűséget, amely az egyik első, korai lépése a bolygókeletkezés folyamatának. Eredményeink azt mutatják, hogy nagyjából egykorú korongokat tekintve a kisebb tömegű csillagok körül ez a folyamat hatékonyabb. Elméleti munkák ennek épp az ellenkezőjét jósolják a központi csillag alacsonyabb gravitációs ereje miatt (például Walker et al., 2004).

Noha a jelenség részletes, kvantitatív magyarázata túlmutat itt bemutatott munkám keretein, az alábbiakban ismertetem a mérések néhány lehetséges kvalitatív magyarázatát. A megfigyelt csillag tömeg függő korong struktúra eredhet a gáz komponens, a por komponens vagy a gáz–por csatolódás csillagtömeg függő evolúciójából.

A kisebb tömegű csillagok körüli laposabb diszkek legkézenfekvőbb magyarázata a gáz komponens alacsonyabb felületi sűrűsége lehet. Ennek a magyarázatnak szükséges feltétele a kistömegű csillagok gyorsabb tömegvesztése, vagy a kisebb tömegű csillagok a molekulafelhők átlag alatti por–gáz aránnyal rendelkező részein való keletkezése.

A másik lehetséges magyarázat szerint a kisebb tömegű csillagok körül a korong turbulenciája kisebb, így a por és gáz gyengébben csatolódik. Mivel a diszk átlagos akkréciós rátája a turbulencia és viszkozitás közvetlen függvénye, az akkréciós ráta és a korong geometriájának együttes vizsgálatával megállapítható ezek spektráltípus függése. Azonban a turbulencia és viszkozitás eredete a protoplanetáris diszkekben jelenleg nem teljesen értett.

Azonban a fentieknél összetettebb magyarázatok is elképzelhetők. A porszemcsék vertikális mozgását a csillag gravitációs erejének z komponense (lásd 1. fejezet) és a gáz turbulens mozgásához köthető közelegellenállás befolyásolja. Ha a por erősen csatolódik a turbulens gázhoz, akkor annak áramlásait és struktúráját fogja követni. Ha a por gyengén, vagy egyáltalán nem csatolódik a gázhoz, akkor a gravitációs erő hatására a korong fősíkjára ülepszik. A por–gáz csatolódás mértéke a porszemcsék méretelosz-

lásától függ: a kis méretű szemcsék jobban csatolódnak a gázhoz, mint a nagyobb méretűek. Tehát a porszemcsék méretének evolúciója, melyet a szemcsék ütközése hajt, meghatározza a diszk por komponensének skálamagasságát. A szemcse–szemcse ütközések szimulációi, az ütközések hatása a korong általános szerkezetére és a SED-re, valamint a szemcsék fragmentációja viták tárgyát képezik a szakirodalomban (például Weidenschilling, 1997; Dominik & Dullemond, 2008; Birnstiel et al., 2009). A porszemcse ütközések laboratóriumi vizsgálata (például Blum & Wurm, 2008) és a modellek szerint a szemcsék növekedése igen effektív és gyors, a korong élettartamánál jelentősen rövidebb időskálán zajlik le. Így a legtöbb model az apróbb porszemcsék gyors eltűnését jósolja, ez azonban éles ellentétben áll a viszonylag öreg porkorongok megfigyelt gyakoriságával. Ez arra utal, hogy a szemcse–szemcse ütközés és fragmentáció mellett más folyamatok is részt vesznek a porszemcse méret eloszlás, és így a korong geometriájának meghatározásában (Pontoppidan & Brearley, 2010). A közepes infravörös tartományon végzett spektroszkópiai vizsgálat nagyobb porszemcsékre utal barna törpék korongjaiban, mint nagyobb tömegű csillagok esetén (Apai et al., 2005). Valamint a barna törpék korongjainak hosszabb élettartama (Sterzik et al., 2004; Carpenter et al., 2006; Riaz et al., 2006) rámutat, hogy a porszemcseméret eloszlást meghatározó folyamatok csillagtömeg függőek.

A kiszélesedő korong szerkezetet a diszkbeli por tömegének töredéke hozza létre, és a kistömegű csillagok és barna törpék körüli korongok tömege körülbelül egy nagyságrenddel kisebb, mint a Nap-típusú csillagok körülöttei korongoké. Azonban az infravörös mérések által vizsgált optikai mélységek függetlenek lesznek a csillag spektráltípusától. Továbbá ha a por komponens egyensúlyban van, akkor a kis porszemcsék skálamagassága nagyobb lesz, mint a nagyobb szemcséké. Így az azonos hullámhosszon végzett mérések mélyebben beleláthatnak a kisebb tömegű korongokba, ez nagyobb átlagos származtatott szemcseméretre és laposabb koronghoz vezet, még akkor is ha a porszemcse eloszlás mindkét esetben azonos.

A VLMO és kistömegű csillagok korongjainak szerkezetében megfigyelt különbség az egyik első lépés a fent említett izgalmas lehetőségek megkülönböztetésére. Azonban még fontosabb, hogy ez az eredmény megkérdőjelezi a jelenlegi bolygókeletkezési elméletek gyakori felvetését, miszerint a bolygó keletkezés kezdeti feltételei csillag tömeg függetlenek. A korongok szerkezetében megfigyelt eltérés tovább bővíti az olyan eddig felfedezett csillagtömeg függő tulajdonságok sorát, mint a korong tömege (például Klein et al., 2003; Scholz et al., 2006; Williams & Jonathan, 2007), por jellemzői (Apai et al., 2005; Pascucci et al., 2009), az akkréciós ráta (Natta et al., 2004; Muzerolle et al., 2005; Mohanty et al., 2005) és a szerves kémia (Pascucci et al., 2009).

Az ebben a fejezetben ismertetett, a csillag tömeg függő korongszerkezetet alá-támasztó bizonyítékok kiegészítik az eddigi képet, és tovább hangsúlyozza az olyan korong modellek szükségességét, amelyek természetesen reprodukálni tudják a csillag-

tömeg függő korong jellemzőket, és evolúcióját. Csakis ilyen modellek birtokában fejlesztgetünk kvantitatív jóslásokra alkalmas bolygó keletkezési modelleket és érthetjük meg a bolygórendszerek sokféleségét.

2.7. Összegzés

A Chamaeleon I csillag keletkezési régió fiatal, egykorú, és szelekciós effektusoktól mentes Spitzer/IRAC színindexeit vizsgálva azt találtuk, hogy a VLMO-k és a kistömegű csillagok színindex eloszlásai statisztikailag különbözőek; a kisebb tömegű csillagok körüli korongok kékebbek, azaz a $4\ \mu\text{m}$ -nél nagyobb hullámhosszakon kevésbé meredek a spektrális energia eloszlásuk. Ugyanez a különbség látszik a két csoport medián SED-jeiben is. Sugárzási transzfer korong modell rácsok segítségével megmutattuk, hogy (1) a hidrosztatikai egyensúlynak megfelelően szélesedő modellek nem konzisztensek a medián SED-ekkel és (2) a VLMO minta illesztése a hidrosztatikai egyensúly alapján számolt modellhez viszonyítva jelentősebb skálamagasság csökkentést igényel, mint a kistömegű csoport. Összefoglalva, a Spitzer IRAC adatok csillagtömeg függő korong szerkezetet, és a kistömegű csillagok körül hatékonyabb por ülepedést tártak fel. Ezek az eredmények bizonyítják, hogy a bolygókeletkezés kezdeti és perem feltételei a kisebb tömegű csillagok körül eltérőek, mint a nagyobb tömegű csillagok körül.

3. A 2MASS 1207 b alacsony luminozitása

3.1. Bevezetés

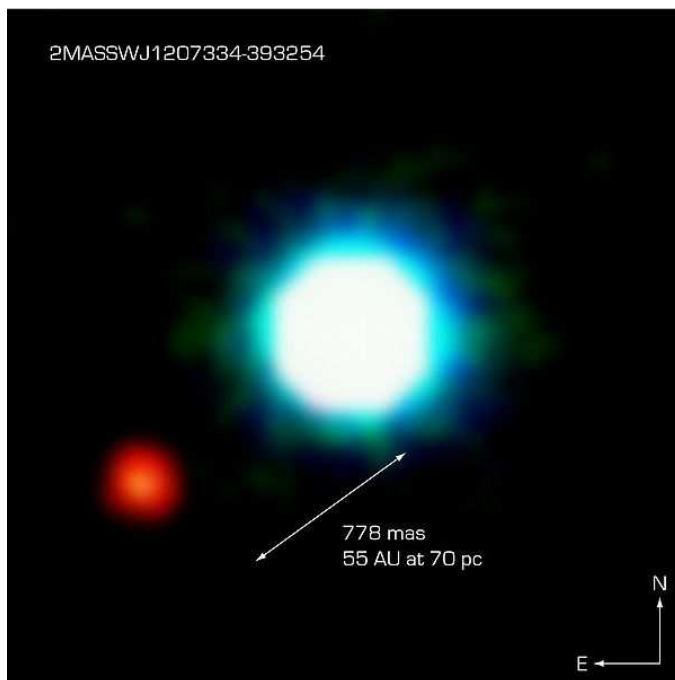
A 2MASS J1207334–393254 (a továbbiakban 2MASS 1207 A) azonosító jelű közeli barna törpe az elmúlt években a szélesebb körű figyelem középpontjába került. Az objektumot egyedivé teszi közelsége, és a TW Hya asszociációhoz való tartozása alapján ismert kora. A 2MASS 1207 A a legközelebbi gázban és porban gazdag koronggal rendelkező barna törpe. Kísérője, a 2MASS 1207 b az első direkt képalkotással felfedezett bolygó tömegű objektum, valamint az első barna törpe kerül felfedezett bolygó. A rendszer b komponense a barna törpe/óriás bolygó légkör evolúciós modellek tesztelése szempontjából is kivételes fontossággal bír. A bolygó tömegű objektum spektruma alapján meghatározott hőmérséklete, parallaxis mérésből pontosan ismert távolsága és mért luminozitása csak akkor egyeztethető össze ha valószínűleg alacsony bolygósugarat feltételezünk. Az angol szakirodalom (lásd Skemer et al., 2011) erre a jelenségre, *under-luminosity*-ként hivatkozik (ezt meglepően alacsony luminozításnak fordítom), mivel a mért hőmérséklet, távolság és a valószínűleg választott bolygósugár alapján számolt luminozítás jelentősen nagyobb a mértnél.

A fejezet fő témája a 2MASS 1207 b meglepően alacsony luminozitása. A először részletesebben ismertetem a 2MASS 1207 Ab rendszert és bemutatom a b komponens alacsony luminozításának Mohanty et al. (2007) által felvetett magyarázatát, mely szerint egy közelítőleg éléről látszó korong felelős a hiányzó luminozításért. A fejezet további részében megvizsgálom ezen hipotézis érvényességét és alternatív magyarázatokat is ismertetek.

Az alábbiakban bemutatott munkát Dr. Apai Dániellel, Ilaria Pascucci-val, Andrew Skemer-rel és Dr. Laird Close-al (University of Arizona) együttműködve végeztem. A projekt vezetője Andrew Skemer volt. A dolgozatomban elsősorban az általam, illetve Andrew Skemerrel közösen végzett munkámat ismertetem részletesen. Eredményeinket az *Astrophysical Journal*-ben publikáltuk (Skemer et al., 2011).

3.2. A 2MASS 1207 Ab rendszer

A 2MASS 1207 A az egyik legközelebbi, fiatal asszociáció, a TW Hya tagja (Gizis, 2002; Mamajek, 2005). Távolságát több csoport is vizsgálta mozgó halmaz módszerrel (Mamajek, 2005; Mamajek & Mayer, 2007) és parallaxis mérésekkel (Biller & Close, 2007; Gizis et al., 2007; Ducourant et al., 2008) is. A parallaxis mérésekből származó távolságok súlyozott átlaga 52.8 ± 1.0 pc, a továbbiakban ezt az értéket használom. A barna törpe spektráltípusa, viszonylag korai, M8, kora pedig a TW Hya tagsága alapján 8 ± 4 millió évre tehető. Az objektum illesztett effektív hőmérséklete 2550 ± 150 K, tömege $25 \pm 6 M_J$ (Mohanty et al., 2007) mért luminozitása pedig $\log(L/L_\odot) = -2.64$.



7. ábra. A 2MASS 1207 rendszer infravörös kompozit képe (Very Large Telescope). A kép elkészítéséhez felhasznált felvételek a H , K_s és L' szűrőkben készültek. (Chauvin et al., 2004).

Gizis (2002) és Mohanty et al. (2003) erős $H\alpha$ emissziót mutattak ki a 2MASS 1207 A optikai spektrumában. A vonal profil aszimmetrikus és kiszélesedett, intenzitása órás időskálán is változást mutat. Ezek a tulajdonságok T Tauri csillagok esetén korong akkrécióra utalnak, így Mohanty et al. (2003) egy akkréciós korong jelenlétét valószínűsítette a barna törpe körül. Mohanty et al. (2005) az akkréciós rátával jól korreláló egyszeresen ionizált kalcium (CaII) 866.2 nm-es vonalának mérése alapján $10^{-11} \frac{M_{\odot}}{\text{év}}$ -es felső határt állapított meg a korong akkréciós rátájára. Scholz et al. (2006, 2009) hat hetes időskálán drámai változást fedezett fel a $H\alpha$ vonal alakjában és intenzitásában. A vonal intenzitás változásának mértéke az akkréciós ráta ~ 1 nagyságrenddel való változásával konzisztens.

Noha a $H\alpha$ és CII emissziós vonalak tulajdonságai akkréciós korong jelenlétéről tanúskodnak, a $3.8 \mu\text{m}$ -es hullámhosszú L' sávban korongból származó többlétsugárzás nem mutatható ki (Jayawardhana et al., 2003). 2MASS 1207 A körüli korong végső bizonyítékai a Sterzik et al. (2004) és Gizis et al. (2007) által $8\text{--}11 \mu\text{m}$ tartományon és $24 \mu\text{m}$ -en detektált infravörös excesszus volt. Ezen fotometriai mérések kiegészítve a Morrow et al. (2008) által publikált Spitzer/IRS spektrummal lehetővé tette a korong karakterizálását. A $8\text{--}11 \mu\text{m}$ közötti fotometria és az IRS spektrum alapján a 2MASS 1207 A korongja nem mutat jelentős szilikát emissziós sáv $10 \mu\text{m}$ környékén. A sáv hiánya előrehaladott porülepedésre (lapos korongra) és nagy korongbéli porszemcse méretre utal. Morrow et al. (2008) modellezte a korongot és igazolta annak előrehala-

dott porevolúciós állapotát (nagy szemcseméret, lapos korong), illetve meghatározta a korong inklinációját, ami $\sim 60^\circ$ -nak adódik.

A közvetlen képalkotással elsőként észlelt Naprendszeren kívüli bolygót Chauvin et al. (2004) fedezte fel $0.78''$ -re a 2MASS 1207 A-tól. Az általuk végzett $\text{HK}_s\text{L}'$ fotometria alapján az objektum spektráltípusa $\sim \text{L}5\text{--L}9.5$. A Hubble Űrtávcső NICMOS (Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer) műszerével $0.9\text{--}1.6\ \mu\text{m}$ hullámhossztartományon végzett mérések megerősítették ezt a spektrál-klasszifikációt (Song et al., 2006). Chauvin et al. (2004) az akkor még parallaxis mérések hiányában túlbecsült távolság ($70\ \text{pc}$), a $\sim 8 \pm_3^4$ millió éves kor és a Baraffe et al. (2003) evolúciós modell alapján az objektum tömegét $\sim 5 \pm 2 M_J$ -re, effektív hőmérsékletét pedig $\sim 1250 \pm 200\ \text{K}$ -ra becsülte. Az azóta mozgó halmaz módszerrel és parallaxis méréssel finomított távolság ennél kisebb, $52.8 \pm 1.0\ \text{pc}$. A 2MASS 1207 b új távolságából adódó luminozitás azonban jelentősen, ~ 2.5 mag-al alacsonyabb, mint ahogy azt a kora és spektráltípusából adódó hőmérséklete alapján az evolúciós modell jósolná.

A Mohanty et al. (2007) és Patience et al. (2010) által elvégzett vizsgálat szerint az objektum JHK_s spektrumának jellemzői az $1600 \pm 100\ \text{K}$ -es AMES–DUSTY légkörmodellel (Allard et al., 2001) és $\log(L/L_\odot) = -4.72 \pm 0.14$ bolometrikus luminozitással illeszthető a legjobban. Ez a luminozitás azonban egy ~ 10 -es faktorral (~ 2.5 mag) alacsonyabb, mint az AMES–DUSTY modell által jósolt érték. Ennek a magyarázatára (Mohanty et al., 2007) egy szürke extinkciót okozó, közel éléről látszó korongot javasolt, miután elvetette a távolság/kor, evolúciós modellek hibáját és az intersztelláris extinkció lehetőségét.

A fentiekben említett obszervációs munkák fotometriai és spektroszkópiai adatait a 4. táblázatban összegzem (Skemer et al. (2011) nyomán).

3.3. A korong hipotézis vizsgálata

Mohanty et al. (2007) felvetette hogy a 2MASS 1207 b alacsony luminozitásáért egy közel éléről látszó optikailag vastag korong lehet a felelős. Ha ez a feltevés helyes, akkor a bolygó luminozitása/hőmérséklete valójában összhangban áll a jelenleg elfogadott barna törpe/óriás bolygó evolúciós ösvényekkel és légkörmodellekkel, a látzólagos ellentmondásért pedig a korong fényelnyelése felelős. Ha azonban a hipotézis téves, akkor a jelenleg elfogadott modellek figyelmen kívül hagynak olyan folyamatokat, amelyek meghatározók az óriás bolygók/barna törpék légkörében. A hipotetikus korongnak ~ 2.5 mag J sávbeli, közelítőleg hullámhossz-független extinkciót kell okoznia. A korong jelenléte, csak kis fotometriai változékonyságot eredményezhet. A korongnak nem lehet extrémálsan valószínűtlen inklinációja és geometriája. A korong tulajdonságainak pedig összhangban kell lennie a korong evolúció jelenleg elfogadott elméleteivel. Ebben az fejezetben a fenti elvárások tükrében megvizsgálom, hogy vajon a korong

hipotézis meggyőzően magyarázza-e a megfigyeléseket, vagy alternatív magyarázatok szükségesek.

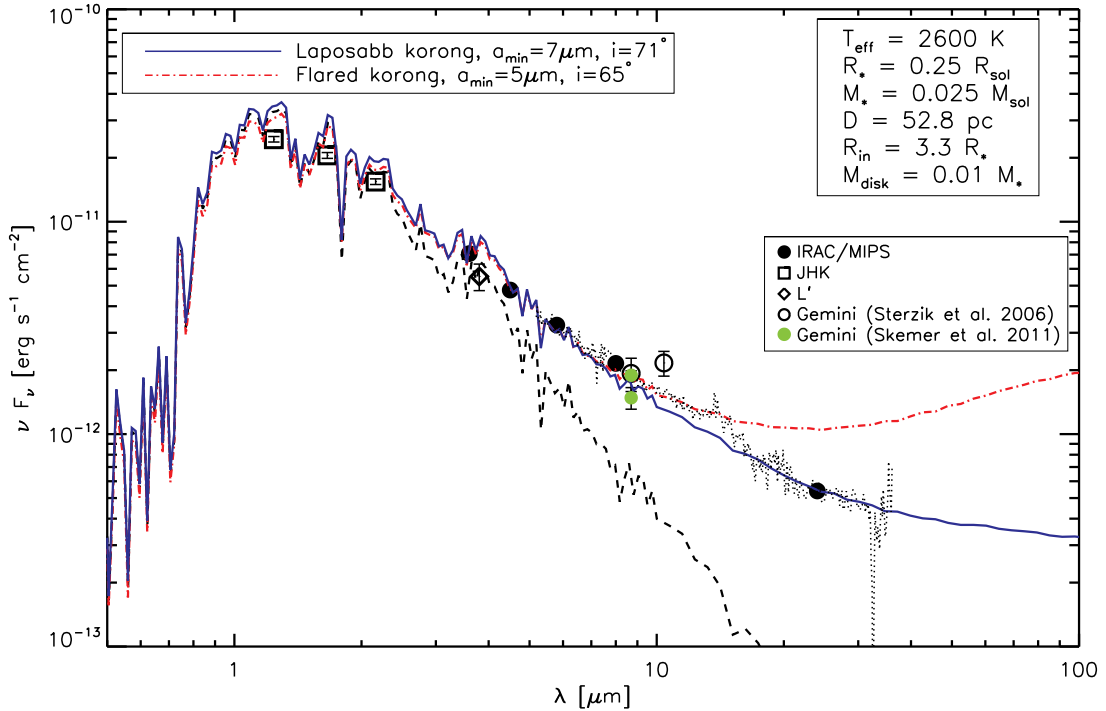
A 2MASS 1207 b körüli hipotetikus korong modellezéséhez a RADMC sugárzási transzfer kódot (Dullemond & Dominik, 2004a) használtam. A program legfontosabb bemenő paraméterei a központi fényforrás tömege, effektív hőmérséklete, luminozitása, a korong külső és belső sugara, tömege és inklinációja (a paraméterek részletesebb leírását lásd a 2.6 alfejezetben). Továbbá fontos paraméter a korong geometriája, összetétele és a porszemcsék méreteloszlása.

Sajnos a cikkünkben publikált Gemini/T-ReCS 8.7 μm -es fotometriai felső fluxus-határ (Skemer et al., 2011) nem elég érzékeny a 2MASS 1207 b körüli esetleges korong detektálására. Így az L' sávnál hosszabb hullámhosszú, a korong detektáláshoz elég érzékeny mérések hiányában nem tudunk különbséget tenni bizonyos modellek között. Szerencsére azonban az A komponensről viszonylag sok hosszabb hullámhosszon készült mérés is elérhető a szakirodalomban (lásd 4. táblázat), ezért először az A komponens modellezem, majd a legjobban illeszkedő modellt – feltéve az A és b körüli korongok hasonló evolúciós állapotát – leskálázom a b komponenshez. Végül a leskálázott modellek inklinációjának és szemcseméret eloszlásának hangolásával illeszttem a b mérési adatait.

3.3.1. 2MASS 1207 A modellezése

Hasonlóan Mohanty et al. (2007)-hez a 2MASS 1207 A spektrális energia eloszlását a $T_{eff} = 2600$ K, $R_A = 0.25R_{\odot}$ és $\log(g) = 4$ AMES–DUSTY szintetikus spektrummal (Allard et al., 2001) reprezentáltam. A barna törpe mért tömege $M_A = 0.025M_{\odot}$. A korong belső sugarát $R_{in} = 3.3R_A$ (por szublimációs sugár a 2MASS 1207 A körül, Morrow et al. (2008)), külső sugarát $R_{disk} = 20$ AU (vetített szeparáció $\times 0.46$ Artymowicz & Lubow, 1994) és tömegét $M_{disk} = 0.01 M_A$ értékeknek választottam. Megjegyzem, a R_{disk} és M_{disk} konkrét értéke nem befolyásolják számottevően a SED $\lambda < 20\mu\text{m}$ részét.

Az előzőekben ismertetett mérési adatokra illesztett modellek szabad paraméterei a porszemcsék méreteloszlása, a korong geometriája és az inklináció voltak. A modellezés során olivin porszemcséket (Jäger et al., 2003) használtam. A minimális porszemcse méretet (a_{min}) 0.1 μm és 10 μm között változtattam, míg a maximális porszemcse méret (a_{max}) minden esetben 1 mm volt. A porszemcse méret eloszlását Mathis et al. (1977) alapján hatványfüggvény alakúnak feltételeztem, melyet a $n(a) \propto a^{-3.5}$ összefüggés ír le. A modell diszkek geometriáját tekintve két modell csoportot számoltam: kifelé szélesedő korongok, melyek esetén a felszín vertikális skálamagasságát a RADMC számolja, hidrosztatikai egyensúlyt és tökéletes gáz–por csatolódást feltételezve (flared korong), és redukált skálamagasságú (laposabb) korong modelleket, melyek esetén a diszk vertikális skálamagasságát parametrizáltam. A korong skálamagassága hatványfüggvény szerint változik a sugárral. A flared esetben ezt a program határozza meg,



8. ábra. A 2MASS 1207 A legjobban illeszkedő hidrosztatikai egyensúlynak megfelelően szélesedő és redukált skálamagasságú modelljei. A fekete szaggatott vonal a fotoszféra AMES-DUSTY modell spektruma, a piros szaggatott-pontozott vonal a hidrosztatikai egyensúlynak megfelelően szélesedő modell, a kék folytonos vonal a redukált vertikális skálamagasságú modell, míg a fekete pontozott vonal a Spitzer IRS spektrum (Morrow et al., 2008). Mindkét modell jól illeszti a közeli infravörös tartományt ($\sim 10\mu\text{m}$), de csak a redukált skálamagasságú modell konzisztens a közép infravörös tartományba eső mérésekkel.

míg redukált skálamagasságú esetben a hatványfüggvény kitevőjét $-1/7$ -nek vettem, a referencia pont (a korong külső széle) skálamagasságát (H_p/r_0) pedig 0.04 és 0.10 változtattam. A modellek inklinációját pedig az 5° és 90° között változtattam. A legjobban illeszkedő modell megtalálásához a redukált χ^2 minimalizálás módszerét alkalmaztam (lásd 3. egyenlet).

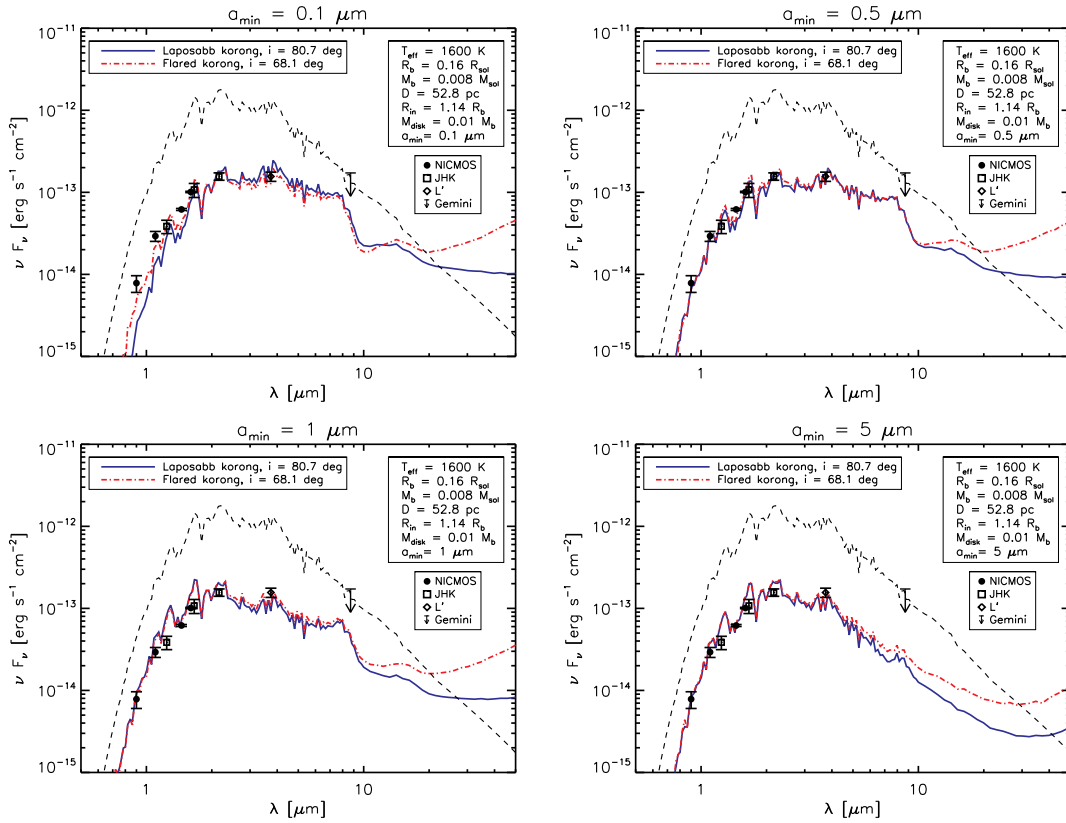
A hidrosztatikai egyensúlynak megfelelően szélesedő vertikális szerkezetű korong modellek nem képesek a 2MASS 1207 A teljes, megfigyelt SED-jének illesztésére. Noha a kifelé szélesedő modellek jól illesztik a közeli IR adatokat (ha a modell diszk inklinációja nagyobb, mint 65°), de a közepes IR méréseket jelentősen felülbecsülik (lásd 8. ábra). A legjobban illeszkedő redukált skálamagasságú modell ($H_p/r_0 = 0.06$, $a_{min} = 7\mu\text{m}$, $i = 71^\circ$), amely szintén a 8. ábrán látható, kielégítően illeszkedik az összes mérési pontra. Megjegyzem, hogy vannak további paraméter kombinációk is, melyek elfogadhatóan illeszkednek a mérésekre. Figyelembe véve ezen paraméterkombinációkat és a paraméterek elfajulását a 2MASS 1207 A körüli korong paramétereit

a $0.06 < H_p/r_0 < 0.08$, $a_{min} > 5\mu\text{m}$ és $70^\circ < i < 75^\circ$ tartományokon vannak. A legjobban illeszkedő lapos korong modellek összhangban vannak Morrow et al. (2008) eredményeivel. Mindkét modell nagy porszemcséket és előrehaladott por ülepedést jelez az A komponens körüli diszkben.

3.3.2. 2MASS 1207 b modellezése

A 2MASS 1207 b hipotetikus korongjának modellezéséhez az A komponens mérési adataira legjobban illeszkedő redukált skálamagasságú és hidrosztatikai egyensúlynak megfelelően szélesedő korong modelleket skáláztam le. A bolygó spektrális energiaeloszlásaként a $T_{\text{eff}} = 1600\text{K}$, $R_b = 0.16R_\odot$ és $\log(g) = 4.5$ paraméterű AMES–DUSTY modellt használtam (Patience et al., 2010). A következő korong modell paramétereiket konstansnak vettem: $H_p/r = 0.06$, $M_{\text{disk}} = 0.01M_b$, $R_{in} = 1.14R_b$ (az olivin szublimációs sugara) és $R_{\text{disk}} = 10\text{ AU}$ (a komponensek vetített szeparációjának 0.2-szerese Artymowicz & Lubow, 1994). Az illesztés során a korong inklinációját és a minimális porszemcse méretet változtattam. A legjobban illeszkedő laposabb és a hidrosztatikai egyensúlynak megfelelően szélesedő modellek, 4 különböző minimális szemcseméret esetén, a 9 ábrán láthatóak. Közép IR ($\lambda > 10\mu\text{m}$) mérések hiányában nem tudunk különbséget tenni a kifelé szélesedő és redukált skálamagasságú modellek között, azonban a 2. fejezetben tárgyaltak alapján a redukált skálamagasságú modellt részesítem előnyben. A 9. ábra paneljein a modellek a_{min} értéke $0.1\mu\text{m}$ és $5\mu\text{m}$ között változik. Az $a_{min}=0.1\mu\text{m}$ modellek nem képesek a K_s-L' és NICMOS adatokat együttes illesztésére. Az $a_{min} \geq 0.5\mu\text{m}$ modellek kielégítően illesztik a megfigyeléseket. Noha az $a_{min} = 1\mu\text{m}$ és $5\mu\text{m}$ modellek kevésbé jól illeszkednek a rövidebb hullámhosszakon, mint az $a_{min} = 0.5\mu\text{m}$ model.

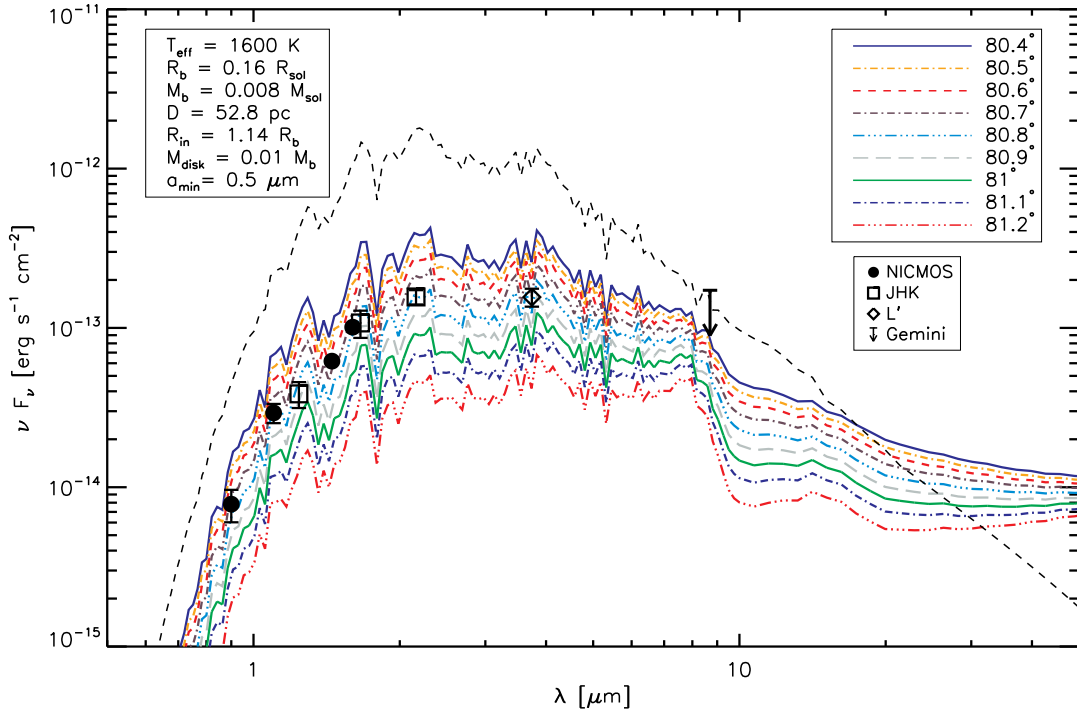
A közeli/közepes infravörös SED pontos alakját a korong vertikális szerkezete és portartalmának tulajdonságai szabják meg, azonban a tartományon mérhető általános luminozitást legjobban befolyóoló paraméter a korong inklinációja. A mérhető fluxus kialakításában azért az inklináció a legfontosabb, mert ettől függ elsősorban a látóirányunkba eső por mennyisége, vagyis a objektum extinkciójának mértéke. Másrészt a korong közeli/közepes infravörös luminozitásának túlnyomó része a csillag által megvilágított, forró felszíni rétegből ered (lásd 2. ábra), melyre az inklináció növekedésével egyre kevésbé látunk rá. A 10. ábra rámutat, hogy a 2MASS 1207 b esetén a J sávban mért ~ 2.5 mag extinkció, és a SED globális alakja erős korlátot szab a korong inklinációjának értékére. Az ábrán a $a_{min} = 0.5\mu\text{m}$ -es redukált skálamagasságú modell korong SED-jét ábrázoltam 80.4° és 81.2° közötti inklinációkról tekintve. A SED elfogadható illesztéséhez az inklinációnak 80.6° és 80.9° között kell lennie. Ha a korong inklinációja néhány tized fokkal alacsonyabb ennél, akkor jelentősen kevesebb porszemcse kerül a látóirányunkba, az extinkció mértéke alacsonyabb lesz, így az objektumot jelentősen fényesebbnek látszik. Ha az inklináció néhány tized fokkal nagyobb ennél, akkor a lá-



9. ábra. A 2MASS 1207 b legjobban illeszkedő, hidrosztatikai egyensúlynak megfelelően szélesedő (floed) és redukált skálamagasságú modellei négy eltérő minimális porszemcseméret esetén. A fekete szaggatott vonal a 2MASS 1207 b fotoszférájának AMES-DUSTY modellje, a piros szaggatott-pontozott vonal a floed modell, a kék folytonos vonal pedig a redukált vertikális skálamagasságú modellt. $\sim 10 \mu\text{m}$ -nél rövidebb hullámhosszokon a floed és redukált vertikális skálamagasságú modellek nem különböztethetők meg, $10 \mu\text{m}$ -nél hosszabb hullámhosszú mérésekkel pedig nem rendelkezünk. A legkisebb minimális szemcsemérettel számolt modellek nem tudják egyszerre a SED kék és vörös felét illeszteni. A mérések által lefedett hullámhossztartományon a jó illeszkedéshez $\geq 0.5 \mu\text{m}$ nagyságú szemcseméret szükséges.

tóirányunkban mérhető fényelnyelés jelentősen nő, így a bolygó halványabbnak tűnne. Ez csak nagyon speciális inklináció értékkel magyarázható: az inklináció olyan, hogy a korong részlegesen takarja a bolygót. Ha az inklináció kisebb lenne, akkor a korong nem, vagy csak optikailag kevésbé vastag részeivel takarná el a csillagot. Ha az inklináció nagyobb lenne, akkor azt a korong optikailag egyre vastagabb részei takarnák el, míg egyáltalán nem jutna el hozánk közvetlenül a bolygó sugárzása. (Megjegyzem, hogy a korong alakja erősen befolyásolja, hogy a takarás mekkora inklinációnál indul meg.) A modellezés ezen eredménye már önmagában megkérdőjelezi a korong hipotézis érvényességét, ugyanis egy ilyen tökéletesen hangolt bolygó–korong konfiguráció valószínűsége rendkívül alacsony.

A további vizsgálatokhoz az $a_{\min} = 0.5 \mu\text{m}$ minimális szemcseméretű, hidrosztatikai



10. ábra. A 2MASS 1207 b redukált vertikális skálamagasságú (lapos) modellje több inklinációról tekintve. Az korong inklinációjának egy $\sim 0.3^\circ$ nagyságú intervallumba kell esnie a megfelelő illeszkedéshez. A feltételezett korong kis, nem tengelyszimmetrikus struktúráinak (például csavarodások, hidrodinamikai fluktuációk, stb.) hatását becsülhetjük a tengelyszimmetrikus korong modell inklinációjának kis ($\sim 1^\circ$) változtatásával. Ekkora változtatás az inklinációban jelentős fluxusváltozást okozna, amely ellentmond a megfigyelt kis fotometriai varianciának.

egyensúlynak megfelelően szélesedő és redukált skálamagasságú modelleket is felhasználom, mivel nem rendelkezünk elég érzékeny közepes infravörös méréssel, ami megkülönböztethetné ezeket. Megjegyzem azonban, hogy valószínűleg a redukált skálamagasságú korong valósághűbb, mivel a 2. fejezetben ismertetett eredmények arra utalnak, hogy a kisebb tömegű csillagok körül a korong por komponensének skálamagassága alacsonyabb, mint ahogy az a hidrosztatikai egyensúlyból és a tökéletes por-gáz csatolásból következik, valamint mivel az A komponens körül egy redukált skálamagasságú korong található.

3.4. A közel éléről látszó korong fényességváltozása

A korong hipotézist a 2MASS 1207 b fényesség változásának irányából is megközelíthetjük. A szakirodalom szerint egy éléről látszó korong forgása során a központi objektum látóirányába mért extinkció mértéke jelentős változást mutat, amely változatos amplitúdójú és időskálájú fényességváltozáshoz vezet. A 2MASS 1207 b viszonylag

alacsony közeli infravörös hullámhosszakon mérhető fényességváltozást mutat. Ebben a fejezetben összevetem az észlelt és a szakirodalom alapján elvárt fényességváltozás mértékét, valamint megbecsülöm, hogy a fent bemutatott korong modellek alapján mekkora fényességváltozást várhatunk.

Korábbi kutatások megmutatták, hogy a közel éléről látszó és éléről látszó korongokkal rendelkező fiatal csillagok nagy tömeg skálán (barna törpék, T Tauri csillagok és Herbig Ae-Be csillagok) mutatnak fényesség változást. Ez a fényváltozás általában a korongok nem tengely-szimmetrikus struktúráihoz (csavarodások, hidrodinamikai fluktuációk, rések, spirális anyag hullámok és anyag csomósodások) köthető, melyek időről időre eltakarják a központi objektumot, vagy növelik a fényelnyelés mértékét a látóirányunkba. Az éléről látszó korongjuk miatt változó csillagok közül az UX Ori típusú csillagok a legjobban tanulmányozottak. Ezek gyakran mutatnak fogyatkozáshoz hasonló eseményeket, melyek során megnő a látóirányban az extinkció. Ezen eseményeket a korong magas hőmérséklete miatt felfúvódott belső szélé mentén fellépő hidrodinamikai fluktuációk okozzák. Azonban a szakirodalom szerint az UX Ori jelenség csak teljesen önárnyékolt (a felfúvódott belső gyűrű árnyékot vet a diszk külső részeire, így azok hőmérséklete csökken, mely a vertikális skálamagasság csökkenéséhez vezet, így a külső régiók még inkább az árnyék zónába kerülnek) korongok esetén fordul elő, ilyen korongok viszont általában Herbig Ae-Be csillagok körül találhatóak (Dullemond et al., 2003). A kisebb tömegű, T Tauri csillagok és barna törpék esetén az extinkció fő forrása a korong külső régiója (Dullemond et al., 2003). A korong külső régiói által okozott fényességváltozásokat kevésbé értjük, mint a korong belső szegélye által okozott változásokat. Egyéb nem tengely-szimmetrikus struktúrák is a vizsgálatok tárgyát képezik (Fragner & Nelson, 2010), azonban ezekkel kapcsolatban nem létezik jelenleg egységes elképzelés.

Noha a barna törpék körüli közel éléről látszó vagy teljesen éléről látszó korongok által okozott fényességváltozás szisztematikus vizsgálatait igen ritkák, szórványos, sokszor nem szándékos felmérések (Luhman et al., 2007; Scholz et al., 2006; Looper et al., 2010b,a) példákat szolgálnak barna törpék ilyen típusú fényességváltozásaira. A TWA 30A és TWA 30B objektumok esetén Looper et al. (2010b) és Looper et al. (2010a) hónapos időskálán 1.3 mag és 0.9 mag amplitúdójú fényességváltozást figyelt meg a K_s szűrőben. Scholz et al. (2006) a 2-es számú objektumuk esetén hetes időskálán 0.45 mag amplitúdójú K sáv-beli változást észlelt. Míg a 2MASS 0438+2611 esetén Luhman et al. (2007) ~ 0.5 mag amplitúdójú K_s sáv belső változást talált ~ 6 éves időskálán. Ezen objektumok közül mindegyik jelentősebb fényességváltozást mutat, mint a 2MASS 1207 b.

Egy távoli, a korong síkján kívül eső kísérő (mint például a 2MASS 1207 A) elhajlíthatja a korong síkját (Fragner & Nelson, 2010). A modellezés szempontjából egy kis, 1° -os korong sík elhajlás által okozott fényváltozás a modell inklinációjának 1° -kal

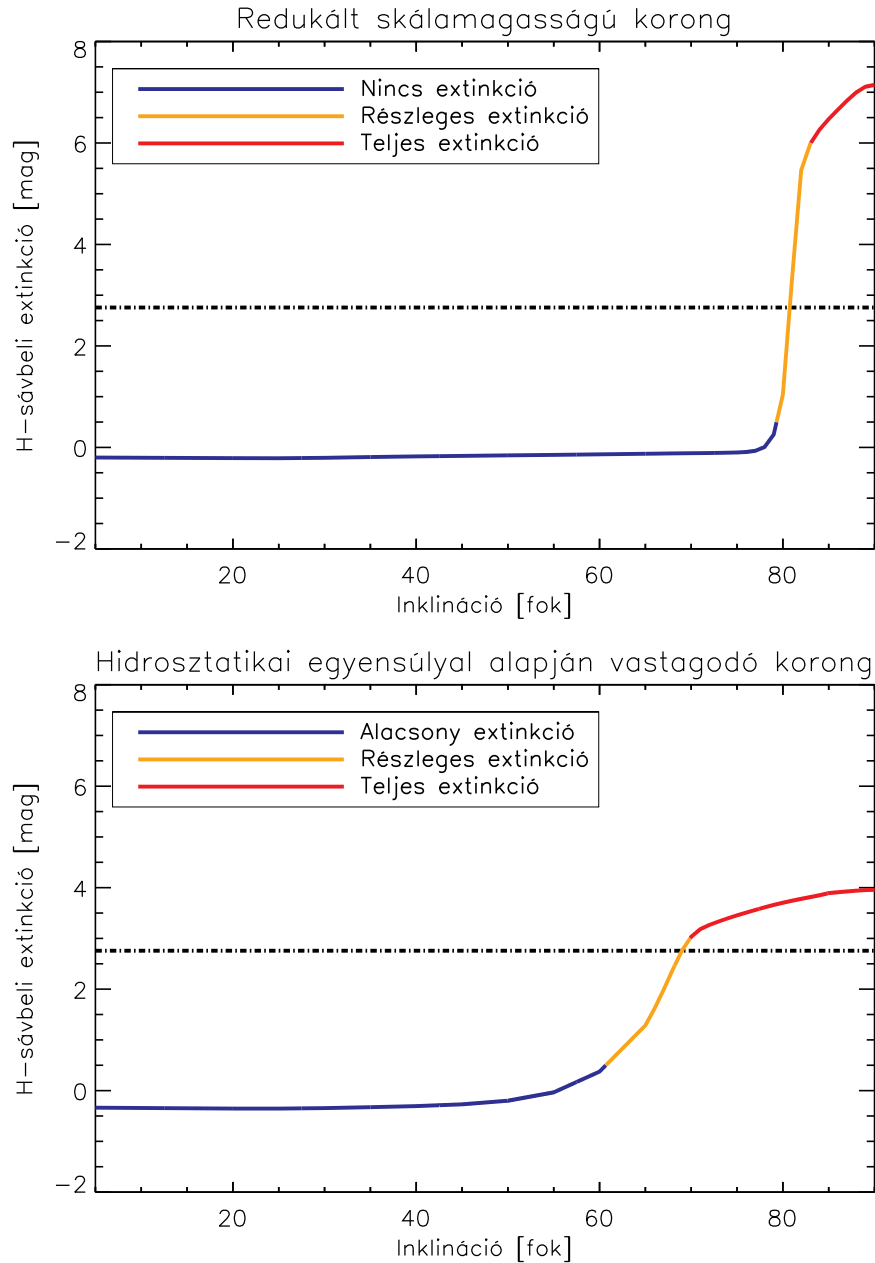
történő változtatásával közelíthetjük. Ekkora inklináció változás a preferált lapos modell esetén 2.20 mag fényességváltozáshoz vezetne a NICMOS F160W szűrőjében, míg 2.13 mag-val és 2.16 mag-val változtatná meg a NICMOS F90W és K_s szűrőkben mért fényességeket. Ez a jelentős fényességváltozás ellentétes a mért alacsony változékonysággal (0.03 ± 0.03 mag az F160W, 0.26 ± 0.5 mag az F090W és 0.23 ± 0.07 mag a K_s szűrőkben), illetve a 4. táblázatban összegzett fotometriai/spektroszkópiai mérések stabilitásával.

Ezek alapján arra a következtetésre jutottunk, hogy egy a közel éléről látszó diszk a b komponens körül a megfigyelnél jelentősen magasabb fényességváltozást okozna. Azonban felhívjuk a figyelmet, hogy ez a következtetés a barna törpék körüli diszkek által okozott fényességváltozások hiányos ismeretén alapul. Olyan jelenleg futó és tervezett kistömegű csillagok fényességváltozásait is monitorozni képes felmérő programok, mint a Spitzer/YSOVAR és a PAN-STARS elősegíthetik a barna törpék fényességváltozásainak jobb megértését.

3.5. Részlegesen fedett barna törpék gyakorisága

Az alábbiakban a RADMC modellek segítségével megvizsgáljuk egy részleges extinkciót okozó barna törpe–korong konfiguráció valószínűségét. A 10. ábrán a legjobban illeszkedő redukált skálamagasságú és a hidrosztatikai egyensúlynak megfelelően szélesedő korong modellek által jósolt H sávbeli extinkció látható az inklináció függvényében. Az ábrákon három elkülönülő tartományt figyelhetünk meg: az elhanyagolható extinkció, a részleges extinkció (ahol az extinkció élesen emelkedik), és a teljes extinkció (ahol a fényelnyelés mértéke már kevésbé meredeken változik) tartományát. A részleges fényelnyelés tartománya ott kezdődik, ahol a korong külső részei a látóirányunkba kerülnek, és elkezdik elfedni a barna törpét/bolygót. Az az inklináció, ahol a fedés megkezdődik erősen függ a korong geometriájától (lapos vagy kifelé szélesedő). A korong inklinációjának növekedésével az extinkció tovább nő egészen a teljes extinkció tartományáig, ahol noha az opacitás tovább növekszik, a szórt fény dominánssá válása meggátolja a további jelentős fényességcsökkenést. Megjegyezzük, hogy a fényszórás mértéke is függ a korong geometriájától (a kifelé erőbben szélesedő korong esetén jelentősebb), továbbá hogy a RADMC izotróp fényszórást feltételez, ezért a valóságban a fényelnyelés mértéke kissé eltérően változhat a teljes extinkció tartományán.

Ezek alapján és a korongok inklinációjának izotróp eloszlását feltételezve, annak az esélye, hogy egy véletlenszerűen választott barna törpe–korong rendszer inklinációja az elhanyagolható extinkció tartományán ($A_H=0-0.5$ mag) legyen 81.5%, a részleges fényelnyelés tartományán ($A_H=0.5-6.0$ mag) 6.4% és a teljes extinkció tartományán ($A_H=6.0-7.1$ mag) 12.1%. A hidrosztatikai egyensúlynak megfelelően szélesedő korongok esetén az inklináció 51.0% valószínűséggel az elhanyagolható extinkció tarto-



11. ábra. A luminozitás csökkenése a korong inklinációjának függvényében, ha az alacsony luminozitást optikailag vastag, redukált skálamagasságú, vagy hidrosztatikai egyensúlynak megfelelően szélesedő korong okozza. A luminozitás csökkenését a H sávban mért extinkcióval jellemezzük. A 2MASS 1207 b irányában mért H sávbeli extinkciót a fekete szaggatott-pontozott vonal mutatja. A görbét 3 szakaszra osztjuk: (1) kis inklinációk esetén nincs jelentős extinkció (Alacsony extinkció), (2) a korong geometriájától függő inklinációknál hirtelen emelkedik az extinkció mértéke (Részleges extinkció), és (3) a korong teljesen fedi a csillagot, az extinkció gyorsan növekszik, maximális értékét a korong szórt fénye limitálja (Teljes extinkció). A 2MASS 1207b a 2. csoportba tartozik. Annak a valószínűsége, hogy a diszk inklinációja a 2. csoportnak megfelelő tartományba esik igen alacsony, tehát ha nagy számban találunk a 2MASS 1207 b-hez hasonló objektumokat, akkor a közel éléről látszó diszket, mint az alacsony luminozitás okát kizárhatjuk.

mányába ($A_H=0-0.5$ mag), 14.6% valószínűséggel a részleges extinkció tartományába ($A_H=0.5-3.0$ mag) és 34.4% valószínűséggel a teljes extinkció tartományába ($A_H=3.0-4.0$ mag) esik.

Noha a pontos elemzés erősen függ a korong geometriájától, a fent ismertetett két eset jól képviseli a lehetséges geometriákat. A véletlenszerűen választott rendszer inklinációja egyre nagyobb valószínűséggel az elhanyagolható extinkció és egyre kisebb valószínűséggel a részleges extinkció zónájába esik, ahogy a korong skálamagassága csökken. Megjegyezzük továbbá, hogy a megfigyelések lapján a barna törpék körüli korongok leírására a redukált skálamagasságú modellek alkalmasabbak, mint a hidrosztatikai egyensúlynak megfelelően szélesedő modellek (Szűcs et al., 2010).

Ha figyelmen kívül hagyjuk a 2MASS 1207 b alacsony luminozitását, mint bizonyítékot egy majdnem eléről látszó korongra, és a kettős rendszerekben található korongok hasonló inklinációjára mutató tendenciát (Jensen et al., 2004; Monin et al., 2006), akkor annak a valószínűsége, hogy a 2MASS 1207 b körül a részleges fényelnyelés tartományába eső inklinációjú korong található $\sim 6.4\%$. A 2MASS 1207 b egyedisége és az alternatív, alacsony luminozitást okozó jelenségek hiányos ismerete miatt azonban a hipotetikus korong létezését nem zárhatjuk ki annak valószínűtlen inklinációja miatt. Azonban ha a WISE-hoz (Wide-Field Infrared Survey Explorer) hasonló felmérések több 2MASS 1207 b-hez hasonló objektumot (fiatal, koronggal rendelkező L/T barna törpét/óriás bolygót) találnak, akkor a korong hipotézis és a modelljeink alapján azok 81.5% elhanyagolható diszkból származó extinkciót, míg $\sim 6.4\%$ 0.5-6.0 mag, 12.1% pedig 6.0-7.1 mag extinkciót (azaz ilyen mértékű luminozitás csökkenést) fog mutatni. Ha az objektumok nagyobb százaléka esik a középső kategória, akkor az kizárja a korong hipotézist, mint a meglepően alacsony luminozitás okát.

3.6. Diszkusszió

Az eddigiekben bemutatott eredmények egy nagyobb munka részét képezik (Skemer et al., 2011). A korong hipotézis mellett cikkünkben megvizsgáltuk hogy okozhatja-e a megfigyelt meglepően alacsony luminozitást egy izotróp porháj a 2MASS 1207 b körül. Valamint megmutattuk, hogy Madhusudhan et al. (2011) vastag atmoszférikus felhő modelljei képesek lehetnek a 2MASS 1207 b észlelt spektrális tulajdonságainak és luminozitásának együttes illesztésére.

A hipotézist, miszerint a meglepően alacsony luminozitást egy közel eléről látszó korong okozza valószínűtlennek találtuk, mivel

- 1) Korábbi megfigyelésekből azt a következtetést vonhatjuk le, hogy a csillagok/barna törpék tömegüktől függetlenül mutatnak fényességváltozást ha egy eléről látszó korong fedi őket el. A fényességváltozás a korongban létrejövő nem tengelyszimmetrikus struktúrák és hidrosztatikus fluktuációk okozzák, ezeknek a részletes fi-

zikája jelenleg kevésbé értett. A HST/NICMOS (Song et al., 2006) és VLT/NACO (Skemer et al., 2011) több epochán elvégzett mérések lapján a 2MASS 1207 b esetén nem mutatható ki jelentős fényességváltozás. A NICMOS F160W sávjában 0.03 ± 0.03 mag, a NACO K_s sávjában pedig 0.23 ± 0.07 mag fényességváltozást figyeltünk meg ~ 1 , valamint ~ 5 éves időskálákon. Azonban a néhány éves időskálán stabil fényesség alapján nem zárhatjuk ki a korong hipotézist, mivel az éléről látszó diszkekkel rendelkező barna törpék fényváltozásait jelenleg nem értjük eléggé.

2) A 2MASS 1207 b körüli hipotetikus korongnak nagyon pontosan beállított geometriával kell rendelkeznie a észlelt alacsony luminozitás reprodukálásához. Egy barna törpe körüli korong inklinációjának függvényében okozhat elhanyagolható fényelnyelést, részleges extinkciót és teljes extinkciót. A 2MASS 1207 b a második csoportba tartozik, lapos modellünk alapján annak a valószínűsége, hogy egy objektum ebbe a tartományba esik $\sim 6.4\%$. Az alacsony valószínűség azonban az objektum egyedisége miatt nem elég a korong hipotézis kizárására.

3) A cikkünkben ezen érvek mellett kifejtettük, hogy további meglepően alacsony luminozitást mutató objektumot is azonosítottak a 2MASS 1207 b felfedezése óta (HD 203030 B, HN Peg B and HR 8799 bcde). Ezek az objektumok azonban jelentősen idősebbek, mint a primordialis, optikailag vastag korong élettartama (~ 10 millió év), így ezek alacsony luminozitását nem okozhatják közel éléről látszó korongok. Noha az öreg, meglepően alacsony luminozitást mutató barna törpék/bolygók létezése nem zárja ki a 2MASS 1207 b körüli diszk létezését, de demonstrálja, hogy legalább egy másik folyamatnak léteznie kell, amely hasonló luminozitás csökkenést okoz.

A fenti érvek önmagukban nem zárják ki minden kétséget kizáróan a korong hipotézist, de együttesen erősen azt sugallják, hogy valószínűtlen, hogy a 2MASS 1207 b alacsony luminozitását egy közel éléről látszó korong okozza, így más magyarázatokat is mérlegelni kell. A meglepően alacsony luminozitás alternatív magyarázata egy a barna törpe/óriás bolygó körüli izotróp porhéj lehet. Elképzelhető, hogy ilyen héj található a G 196-3 b körül is (Zapatero & Osorio et al., 2010). A porhéj a koronghoz hasonló extinkciót okozna, azonban izotrópiája miatt nem lenne szükség valószínűtlen korong inklináció feltételezésére. A cikkünkben megvizsgáltuk a 2MASS 1207 b-től különböző távolságokra helyezett porhéjak hatását a spektrális energia eloszlásra (lásd 4. fejezet a Skemer et al. (2011)-ben). A porhéjakat Andrew Skemer modellezte a DUSTY (nem összekeverendő az AMES–DUSTY atmoszféra modell családdal) nevű 1 dimenziós sugárzási transzfert megvalósító programmal. A modellezéshez a bolygó bemeneti SED-jeként a 3.2.2 fejezetben ismertetett AMES–DUSTY barna törpe atmoszféra modellt használta fel ($T_{\text{eff}} = 1,600$ K, $R_b = 0.16R_\odot$ és $\log(g) = 4.5$). A porhéjakat R_b , $5 R_b$, $10 R_b$, $20 R_b$, $40 R_b$ és $80 R_b$ távolságra helyezte el a 2MASS

1207 b-től. A porhég összetétele és porszemcsék méret eloszlása megegyezik az általam a korong modellezéshez használttal. A számolt SED modellek Skemer et al. (2011) 8. ábráján láthatóak. A modellezés eredményei két pontban foglalhatók össze:

1) Az 2MASS 1207 b felszínéhez közel helyezett héj olyan magas hőmérsékletű feketetest sugárzást bocsátana ki, hogy nem figyelhetnénk meg szürke extinkciót a közeli infravörös tartományban.

2) A felszíntől távolabb elhelyezett, kisebb hőmérsékletű optikailag vastag porhégak a közép infravörös tartományban bocsátanak ki feketetest sugárzást. A Skemer et al. (2011)-ben publikált 8.7 μm -es Gemini/T-ReCS mérés kizárja a $\sim 40 R_b$ -nél közelebbi (~ 200 K-nél melegebb) porhégakat.

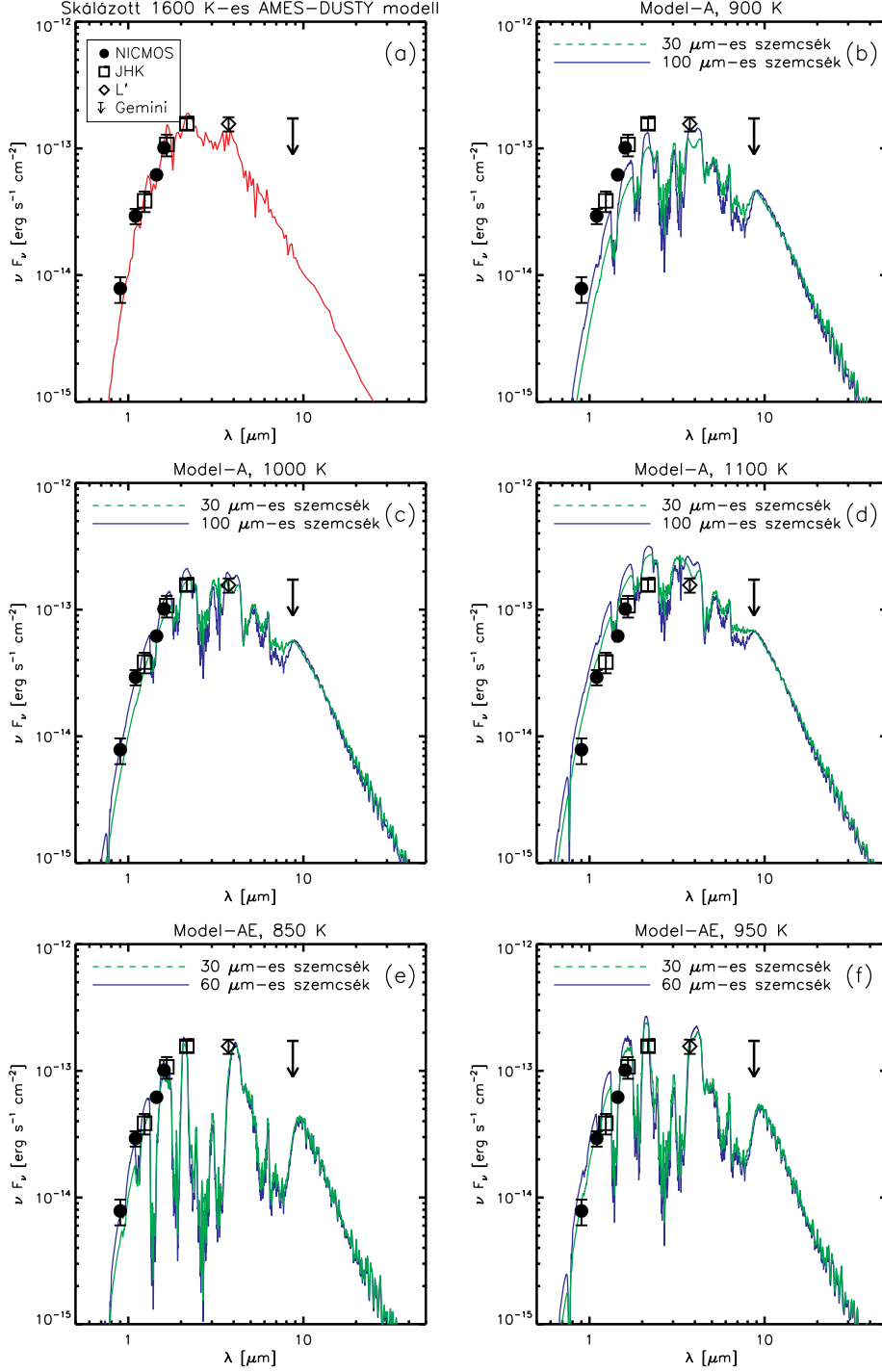
A porhég magyarázat vizsgálata során nem vettük figyelembe, hogy a porhég fűti a barna törpe atmoszféráját. A visszafűtés figyelembevételével kissé eltérő eredményeket kaphatnánk, azonban a 8.7 μm -es felső határ meggyőző érv a porhég hipotézis ellen.

Végül megvizsgáltuk annak a lehetőségét, hogy a 2MASS 1207 b valódi effektív hőmérséklete alacsonyabb, mint annak spektrális jellemzőit legjobban illesztő, leskálázott AMES–DUSTY modell hőmérséklete (1600 K). Currie et al. (2011) felvetette, hogy a HR 8799 körül keringő bolygók AMES–DUSTY modellhez képesti – a 2MASS 1207 b-hez hasonló – luminozitáshiánya és vörös színe vastag atmoszférikus felhőket tartalmazó modellekkel magyarázható. Ezeket a modelleket Madhusudhan et al. (2011) írja le részletesen, és négy különböző felhővastagságú modell csoportot különít el. A legvastagabb (Model–A, a felhők egészen az atmoszféra tetejéig nyúlnak) és a legvékonyabb (Model–E) között két köztes vastagságú modellcsoportot számol (Model–AE és Modell–AEE). A modell rács további változó paraméterei a T_{eff} , $\log(g)$, az objektum fémessége, a felhő összetétele és a porszemcse méret. A 12. ábrán a skálázott AMES–DUSTY modell (Patience et al., 2010) és több, a Madhusudhan et al. (2011) modell rácsot jól reprezentáló modell fotometriai mérésekkel való összehasonlítása látható. A modelleket összevetettük a Patience et al. (2010)-től származó JHK_s spektrummal (lásd 10. ábra Skemer et al., 2011, -ban) is.

A Madhusudhan et al. (2011) modellek és a 2MASS 1207 b fotometriai és spektroszkópiai adatainak összehasonlításából a következő következtetéseket vontuk le:

1) Az 1000 K-es vastag felhő modellek (Model–A) képesek a fotometriai adatok elfogadható illesztésére, és konzisztens a mért alacsony luminozitással. A kis, 30 μm -es szemcséket tartalmazó modell jól illeszti a K sávbeli spektrumot, azonban a CO emissziót túlbecsüli és nem illeszti a H sávbeli spektrumot. A nagy, 100 μm -es porszemcséket tartalmazó modell többnyire illeszti a H sávbeli spektrumot, de nem illeszkedik a K sávbeli spektrumra.

2) A $T_{\text{eff}}=1000$ K-es hőmérséklet, valamint 5–12 millió év közötti kör feltételezésé-



12. ábra. A 2MASS 1207 b fotometriai adatainak és a legjobban illeszkedő skálázott AMES-DUSTY modellnek (Patience et al., 2010) (a), három különböző porszemcse eloszlású, és kétféle hőmérsékletű vastag atmoszféra modelleknek (b)(c)(d) (Model-A Madhusudhan et al., 2011), és közepes vastagságú (Model-AE), kétféle hőmérsékletű és porszemcse eloszlású modelleknek (e)(f) az összehasonlítása. Az 1600 K-es AMES-DUSTY modell esetén a 2MASS 1207 b sugarát $0.052 R_{\text{sol}}$ -nak tételezzük fel, ez érték nem felel meg az evolúciós modellekből származtatottal. A Madhusudhan et al. (2011) modellek estén a bolygó sugara $0.16 R_{\text{sol}}$, ami megfelel a Burrows et al. (1997) alapján származtatott értéknek.

vel és Burrows et al. (2001) hűlési görbéi alapján a 2MASS 1207 b tömegét $5 M_J$ és $7 M_J$ közöttinek becsültük.

A vastag atmoszférikus felhő modellek vizsgálata során arra jutottunk, hogy a modellek kis finomítással képesek lehetnek a 2MASS 1207 b fotometriai adatainak és spektrumának együttes illesztésére túlzottan alacsony bolygósugarak feltételezése nélkül is. Ismert távolsága, halmaztagsága, kora és a rendelkezésre álló fotometriai és spektroszkópiai adatok miatt a 2MASS 1207 b jelenleg a legmegfelelőbb objektum a vastag atmoszférikus felhő modellek tesztelésére. Ha a finomított modellek képesek lennének az objektum mérési adatainak pontosabb illesztésére, akkor feltételezhetnénk, hogy a legtöbb, meglepően alacsony luminozitást mutató barna törpe/óriás bolygó valójában hűvösebb és kisebb tömegű, mint ahogy azt a spektrum alapján gondolnánk.

3.7. Összegzés

A 2MASS 1207 b egy fiatal, közeli bolygó tömegű objektum, melyet ismert kora, távolsága és a rendelkezésre álló közeli infravörös fotometriai és spektroszkópiai adatok egyedivé és kulcsfontosságúvá tesznek a barna törpe/óriás bolygó légkör evolúciós elméletek számára. Az objektum spektrális jellemzői és atmoszféra modellek alapján megállapított hőmérséklete és a mért luminozitása közti eltérés próbára teszi a barna törpe légkör modelljeinket. Ebben a fejezetben elsősorban a Mohanty et al. (2007) által felvetett hipotézist vizsgáltam, miszerint a légkör modellek alapján meghatározott hőmérséklet érvényes és az alacsony luminozitás oka egy az objektum körüli, közel éléről látszó optikailag vastag korong. A hipotetikus rendszer modellezésével megmutattuk, hogy a fotometriai adatok illesztéséhez valószínűtlen korong inklinációra van szükség. Továbbá rávilágítottunk, hogy a HST/NICMOS és a VLT/ K_s sávokban, rövid és közepes időskálákon a 2MASS 1207 b alacsony varianciát mutat, ez ellentétes korong modelljeink jóslatával és a jelenlegi ismereteinkkel a korong által részben vagy teljesen fedett barna törpék/óriás bolygók fényességváltozását illetően. Noha ezen érvek alapján nem tudtuk teljes bizonyossággal kizárni a közel elérő látszó korong létét, de demonstráltuk a hipotézis gyenge pontjait. Röviden ismertettem két, a cikkünkben (Skemer et al., 2011) részletesen tárgyalt alternatív magyarázatot is az objektum meglepően alacsony luminozitására; az objektum körüli izotróp porhég esélyét, és annak lehetőségét, hogy a 2MASS 1207 b valódi hőmérséklete alacsonyabb, a spektrális jellemzőiért pedig a légkörében található vastag porfelhők felelősek. Az izotróp porhég elképzelés a Skemer et al. (2011) Gemini $8.7 \mu\text{m}$ -es felső határa alapján kizárható. A vastag légköri porfelhő modellek (Madhusudhan et al., 2011) azonban képesek a fotometriai és részben a spektroszkópiai adatok illesztésére is, így ezek meggyőző alternatívái lehetnek a (Mohanty et al., 2007) által felvetett korong hipotézisnek.

4. A dolgozat főbb eredményei

A dolgozatom első részében megvizsgáltam, hogy az egyedi objektumok elemzése alapján kimutatott jelenség, miszerint a kisebb tömegű, hűvösebb csillagok körüli korongok laposabbak, mint a nagyobb tömegű csillagok körüliek, csak látszólagos, vagy valós és statisztikai minták esetén is kimutatható. Ehhez a vizsgálathoz a közeli, jól karakterizált, nagyjából azonos korú mintákat biztosító Chamaeleon I csillagkeletkezési régiót választottuk.

A Cha I csillagkeletkezési régióban található kistömegű csillagok és VLMO-k (barna törpék és késői M csillagok) IRAC–IRAC színindex eloszlásaiban statisztikailag jelentős eltolódást fedeztem fel. A VLMO-k színindexei a kékebb színek felé tolódnak. A különbség megfigyelhető a csoportok medián spektrális energia eloszlásában is.

A csoportok medián SED-kének modellezésével megmutattam, hogy azok nem konzisztensek a tökéletes gáz–por csatolóddást és hidrosztatikai egyensúlyt feltételező kiszélesedő korong modellekkel. A megfelelő illesztéshez a korong vertikális skálamagasságát csökkenteni kell. A szükséges skálamagasság csökkentés mértéke fordítottan arányos a csillagtömeggel: a VLMO-k esetén nagyobb redukció kell.

Ezen eredmények bizonyítják, hogy a kisebb tömegű csillagok korongjai átlagosan laposabbak, mint az azonos korú, nagyobb tömegű csillagoké, valamint hogy a korong skálamagasságának csökkenése összhangban van a kisebb tömegű csillagok körüli hatékonyabb porülepedéssel. Tehát a kisebb tömegű csillagok körül a bolygókeletkezés egyik legalapvetőbb lépése, a por ülepedés rövidebb időskálán játszódik le, mint nagyobb tömegű csillagok esetén.

A dolgozat második fele a 2MASS 1207 b meglepő halványságának problémájával foglalkozik. Az óriásbolygó mért luminozitása egy nagyságrenddel alacsonyabb, mint amit a hőmérséklete és bolygó/barna törpe evolúciós modellek alapján várnánk. Korong modellezés segítségével megvizsgáltam (Mohanty et al., 2007) feltevését, miszerint az alacsony mért luminozitást egy közel eléről látszó korong okozza. Megmutattam, hogy:

A korong modell csak rendkívül speciális esetben képes illeszteni az objektum SED-jét; a korongnak részlegesen kell eltakarnia a bolygót. Ehhez a korong inklinációjának egy jól meghatározott, korong geometriától függő, szűk tartományra kell esnie.

A közel eléről látszó korong modell a megfigyeltnél jelentősen nagyobb fényesség varianciát jósol. Továbbá a szakirodalomból ismert közel eléről látszó koronggal rendelkező barna törpék is nagyobb fényességváltozást mutatnak, mint amekkorát a 2MASS 1207 b esetén megfigyelhetünk.

Ezek az érvek, kombinálva más, öregebb meglepően halvány bolygók felfedezésével, arra utalnak, hogy a közel eléről látszó korong valószínűtlen magyarázata a jelenségnek. Az objektum egyedisége miatt azonban nem zárhatjuk ki teljes bizonyossággal a

korong hipotézist. A korong modellek alapján megbecsültem, hogy ha a korong hipotézis érvényes, akkor a korong-óriásbolygó/barna törpe rendszerek ~ 6 százaléka mutat a 2MASS 1207 b-hez hasonló, meglepően alacsony luminozitást. Ha a közeljövő égboltfelmérő programjai ennél nagyobb arányban találnak ilyen objektumokat, akkor a korong hipotézis nem, vagy csak részben magyarázhatja a jelenséget.

Kutatócsoportunk a jelenség alternatív magyarázatait is megvizsgálta. A Gemini $8.7\mu\text{m}$ -es mérésünkkel kizártuk az objektum körüli izotróp porhéjat, mint a jelenség okát. Valamint megmutattuk, hogy (Madhusudhan et al., 2011) vastag atmoszférikus porfelhő modelljei konzisztensek az objektum SED-jével, és a korábbinál alacsonyabb effektív hőmérséklet mellett is viszonylag jól illesztik a JHK_s spektrumokat, így nincs szükség túlságosan alacsony bolygósugár vagy valószínűtlen korong inklináció feltételezésére a mért luminozitás magyarázatához.

Köszönetnyilvánítás

Elsősorban témavezetőimnek, Dr. Apai Dánielnek és Dr. Ilaria Pascucci-nak szeretném megköszönni, hogy bekapcsolódhattam a bolygókeletkezéssel és exobolygókkal kapcsolatos kutatásaikba, valamint hogy több ízben is meghívtak a Space Telescope Science Institute-ban, illetve, hogy ellátogathattam a Steward Observatóriumba is. Köszönöm a tudományos munkában és cikkírás során nyújtott segítségüket, értékes tanácsaikat, támogatásukat és türelmüket.

Hálás vagyok munkatársaimnak, Andrew Skemer-nek, Dr. Cornelis Dullemondnak és Dr. Laird Close-nak a kutatásokban nyújtott segítségükért és az értékes diszkusszióért. Köszönöm Vinkó Józsefnek mindenkorai támogatását, és hogy bármikor fordulhattam hozzá tanácsért. Továbbá szeretnék köszönetet mondani Mészáros Szabolcsnak és Csák Balázsnak a cikkírásban és programozásban nyújtott segítségükért.

Végül szeretném megköszönni szüleimnek, hogy kemény munkájukkal lehetővé tették egyetemi tanulmányaimat.

A dolgozatomban ismertetett kutatásokat a Spitzer Data Analyses 1348621 pályázat, az OTKA K76816 pályázat és az SZTE TTIK Hallgatói Önkormányzatának anyagi támogatásai tették lehetővé.

Nyilatkozat

Alulírott Szűcs László, csillagász szakos hallgató, kijelentem, hogy a diplomadolgozatban foglaltak saját munkám eredményei, és csak a hivatkozott forrásokat (szakirodalom, eszközök, stb.) használtam fel.

Tudomásul veszem azt, hogy szakdolgozatomat/diplomamunkámat a Szegedi Tudományegyetem könyvtárában, a kölcsönözhető könyvek között helyezik el.

Szeged, 2011. május 13.

Hivatkozások

- Adams, F. C., & Shu, F. H., 1986, *ApJ*, 308, 836
- Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., Tamanai, A., & Schweitzer, A. 2001, *ApJ*, 556, 357
- Andrews, S. M., Williams, J. P., 2005, *ApJ*, 631, 1134
- Apai, D., Pascucci, I., Henning, Th., Sterzik, M. F., Klein, R., Semenov, D., Günther, E., Stecklum, B., 2002, *ApJ*, 573, 115
- Apai, D., Pascucci, I., Sterzik, M. F., Van der Blik, N., Bouwman, J., Dullemond, C. P., Henning, Th., 2004, *A&A*, 426, 53
- Apai, D., Pascucci, I., Bouwman, J., Natta, A., Henning, T., Dullemond, C. P., 2005, *Science*, 310, 834
- Apai, D., Loretta, D. S., 2010, *Protoplanetary Dust: Astrophysical and Cosmochemical Perspectives*, Cambridge University Press
- Artymowicz, P., Lubow, S. H. 1994, *ApJ*, 421, 651
- Balbus, S., Hawley, J., 1991, *ApJ*, 376, 214
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., Hauschildt, P. H., 1998, *A&A*, 337, 403
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., Hauschildt, P. H., 2003, *A&A*, 402, 701
- Benz, W., Mordasini, C., Alibert, Y., Naef, D., 2008, *Phys. Scr*, 130, 4022
- Biller, B. A., Close, L. M., 2007, *ApJ*, 669, L41
- Birnstiel, T., Dullemond, C. P., Brauer, F., 2009, *A&A*, 503, 5
- Bjorkman, J. E., Wood, Kenneth, 2001, *ApJ*, 554, 615
- Blum, J., Wurm, G., 2008, *ARA&A*, 46, 21
- Bouy, H., et al., 2008, *A&A*, 486, 877
- Burrows, A., Marley, M., Hubbard, W. B., Lunine, J. I., Guillot, T., Saumon, D., Freedman, R., Sudarsky, D., Sharp, C., 1997, *ApJ*, 491, 856
- Burrows, A., Hubbard, W. B., Lunine, J. I., Liebert, J., 2001, *Reviews of Modern Physics*, 73, 719
- Carpenter, John M., Mamajek, Eric E., Hillenbrand, Lynne A., Meyer, Michael R., 2006, *ApJ*, 651, 49
- Chauvin, G., Lagrange, A., Dumas, C., Zuckerman, B., Mouillet, D., Song, I., Beuzit, J., Lowrance, P. 2004, *A&A*, 425, L29
- Chiang, E. I., Goldreich, P., 1997, *ApJ*, 490, 368

- Chiang, E. I., Joungh, M. K., Creech-Eakman, M. J., Qi, C., Kessler, J. E., Blake, G. A., & van Dishoeck, E. F., 2001 *ApJ*, 547, 1077
- Cohen, M., Wheaton, Wm. A., Megeath, S. T., 2003, *AJ*, 126, 1090
- Currie, T., Burrows, A. S., Itoh, Y., Matsumura, S., Fukagawa, M., Apai, D., Madhusudhan, N., Hinz, P. M., Rodigas, T., Kasper, M., Pyo, T., Ogino, S., 2011, 729, 128
- Cutri, R.M., Skrutskie, M.F., van Dyk, S., et al., 2003, *VizieR On-line Data Catalog: II/246*
- D'Alessio, P., Canto, J., Calvet, N., & Lizano, S., 1998, *ApJ*, 500, 411
- D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Lizano S., & Cantó, J., 1999, *ApJ*, 527, 893
- D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., 2001, *ApJ*, 553, 321
- D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann L., Franco-Hernández, R., & Servín, H., 2006, *ApJ*, 638, 314
- Ducourant, C., Teixeira, R., Chauvin, G., Daigne, G., Le Campion, J., Song, I., Zuckerman, B., 2008, *A&A*, 477, L1
- Dominik, C., Dullemond, C. P., 2008, *A&A*, 491, 663
- Dubrulle, B., Mari, L., Normand, C., Richard, D., Hersant, F., Zahn, J.-P., 2005, *A&A*, 429, 1
- Dullemond, C. P., van den Ancker, M. E., Acke, B., van Boekel, R. 2003, *ApJ*, 594, L47
- Dullemond, C. P., Dominik, C., 2004a, *A&A*, 417, 159
- Dullemond, C. P., Dominik, C., 2004b, *A&A*, 421, 1075
- Dullemond, C. P., Hollenbach, D., Kamp, I., D'Alessio, P., 2007, in *Protostars and Planets V*, B. Reipurth, D. Jewitt, and K. Keil (eds.), University of Arizona Press, Tucson, p.555-572
- Fazio, G. G., et al., 2004, *ApJS*, 154, 10
- Furlan, E., et al., 2008, *ApJS*, 176, 184
- Fragner, M. M., Nelson, R. P. 2010, *A&A*, 511, A77+
- Friedjung, M., 1985, *A&A*, 146, 366
- Gammie, C. F. 1996, *ApJ*, 457, 355
- Gaudi, B. S., et al., 2008, *Science*, 319, 927
- Gizis, J. E. 2002, *ApJ*, 575, 484
- Gizis, J. E., Jao, W., Subasavage, J. P., Henry, T. J., 2007, *ApJ*, 669, L45

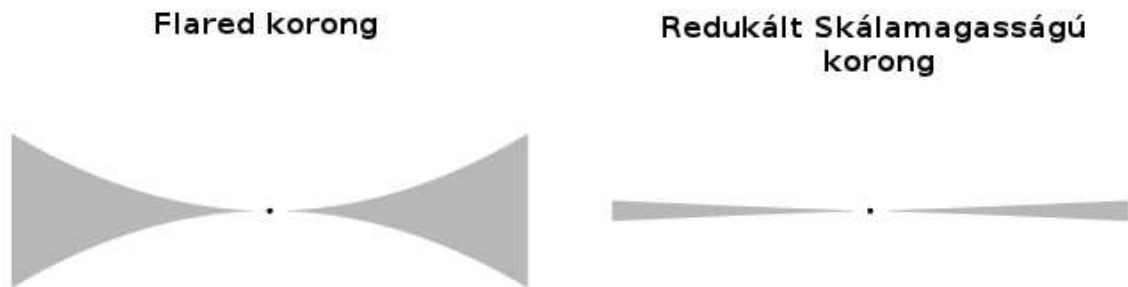
- Hartmann, L., 1998, *Accretion processes in star formation*, Cambridge University Press
- Hartmann, L., Megeath, S. T., Allen, L., Luhman, K., Calvet, N., D'Alessio, P., Franco-Hernandez, R., Fazio, G., 2005, *ApJ*, 629, 881
- Hayashi C., 1981, in *IAU Symp. 93: Fundamental Problems in the Theory of Stellar Evolution*, pp. 113
- Herczeg, G. J., Cruz, K. L., Hillenbrand, L. A., 2009, *ApJ*, 696, 1589
- Ida, S., Lin, D. N. C., 2005, *ApJ*, 626, 1045
- Jäger, C., Dorschner, J., Mutschke, H., Posch, T., Henning, T., 2003, *A&A*, 408, 193
- Jayawardhana, R., Ardila, D. R., Stelzer, B., Haisch, Jr., K. E. 2003, *AJ*, 126, 1515
- Jensen, E. L. N., Mathieu, R. D., Donar, A. X., Dullighan, A. 2004, *ApJ*, 600, 789
- Johnson, J. A., Butler, R. P., Marcy, G. W., Fischer, D. A., Vogt, S. S., Wright, Jason T., Peek, K. M. G., 2007, *ApJ*, 670, 833
- Kennedy, G. M., Kenyon, S. J., 2008, *ApJ*, 682, 1264
- Kenyon, S. J., & Hartmann, L., 1987, *ApJ*, 323, 714
- Kenyon, S. J., Hartmann, L., 1995, *ApJS*, 101, 117
- Kessler-Silacci, J., et al., 2006, *ApJ*, 639, 275
- Kitamura, Y., Momose, M., Yokogawa, S., Kawabe, R., Tamura, M., & Ida, S., 2002, *ApJ*, 581, 357
- Klahr, H. H., & Bodenheimer, P., 2003, *ApJ*, 582, 869
- Klein, R., et al., 2003, *ApJ*, 593, L57
- Kornet, K., Wolf, S., Różyczka, M., 2006, *A&A*, 458, 661
- Lachaume, R., Malbet, F., & Monin, J.-L., 2003, *A&A*, 400, 185
- Lada, C. J., 1987, *IAUS*, 115, 1L
- Laughlin, G., Bodenheimer, P., Adams, F. C., 2004, *ApJ*, 612, L73
- Lynden-Bell, D., Pringle, J. E., 1974, *MNRAS*, 168, 603
- Looper, D. L., Bochanski, J. J., Burgasser, A. J., Mohanty, S., Mamajek, E. E., Faherty, J. K., West, A. A., Pitts, M. A. 2010a, *AJ*, 140, 1486
- Looper, D. L., Mohanty, S., Bochanski, J. J., Burgasser, A. J., Mamajek, E. E., Herczeg, G. J., West, A. A., Faherty, J. K., Rayner, J., Pitts, M. A., Kirkpatrick, J. D. 2010b, *ApJ*, 714, 45
- Luhman, K. L., 2007, *ApJS*, 173, 104

- Luhman, K. L., Adame, L., D'Alessio, P., Calvet, N., McLeod, K. K., Bohac, C. J., Forrest, W. J., Hartmann, L., Sargent, B., & Watson, D. M. 2007, *ApJ*, 666, 1219
- Luhman, K. L., et al., 2008a, *ApJ*, 675, 1375
- Luhman, K. L., 2008b, *ApJ*, 684, 654
- Luhman, K. L., 2008c, in *Handbook of Star Forming Regions, Volume II: The Southern Sky*, Vol. 5. (Editor: Reipurth), ASP Monograph Publications
- Madhusudhan, N.; Burrows, A., Currie, T., 2011, *ApJ*, submitted
- Mamajek, E. E. 2005, *ApJ*, 634, 1385
- Mamajek, E. E., Meyer, M. R. 2007, *ApJ*, 668, L175
- Mathis, J. S., 1990, *ARA&A*, 28, 37
- Mathis, J. S., Rumpl, W., Nordsieck, K. H., 1977, *ApJ*, 217, 425
- Matsumoto, T., Hanawa, T., 2003, *ApJ*, 595, 913
- Miyake, K., & Nakagawa, Y, 1995, *ApJ*, 441, 361
- Min, M., Dullemond, C. P., Dominik, C., de Koter, A., Hovenier, J. W., 2009, *A&A*, 497, 155
- Monin, J.-L., Ménard, F., Peretto, N. 2006, *A&A*, 446, 201
- Mohanty, S., Jayawardhana, R., Basri, G., 2005, *ApJ*, 626, 498
- Mohanty, S., Jayawardhana, R., Barrado y Navascués, D. 2003, *ApJ*, 593, L109
- Mohanty, S., Jayawardhana, R., Huelamo, N., Mamajek, E., 2007, *ApJ*, 657, 1064
- Morrow, A. L., Luhman, K. L., Espaillat, C., D'Alessio, P., Adame, L., Calvet, N., Forrest, W. J., Sargent, B., Hartmann, L., Watson, D. M., Bohac, C. J. 2008, *ApJ*, 676, L143
- Muzerolle, J., Calvet, N., Hartmann, L., & D'Alessio, P., 2003, *ApJ*, 597, 149
- Muzerolle, J., Luhman, K. L., Briceño, C., Hartmann, L., Calvet, N., 2005, *ApJ*, 625, 906
- Natta, A., Prusti, T., Neri, R., Wooden, D., Grinin, V. P., & Mannings, V., 2001, *A&A*, 371, 186
- Natta, A., Testi, L., Muzerolle, J., Randich, S., Comerón, F., Persi, P., 2004, *A&A*, 424, 603
- Patience, J., King, R. R., de Rosa, R. J., Marois, C., 2010, *A&A*, 517, A76+
- Pascucci, I., Apai, D., Henning, Th., Dullemond, C. P., 2003, *ApJ*, 590, 111
- Pascucci, I., Apai, D., Hardegree-Ullman, E. E., Kim, J. S., Meyer, M. R., Bouwman, J., 2008, *ApJ*, 673, 477

- Pascucci, I., Apai, D., Luhman, K., Henning, Th., Bouwman, J., Meyer, M. R., Lahuis, F., Natta, A., 2009, *ApJ*, 696, 143
- Pascucci, I., Tachibana, S., 2010, in *Protoplanetary Dust* (eds: Apai, Lauretta), Cambridge University Press
- Pickett, B. K., Mejía, A. C., Durisen, R. H., Cassen, P. M., Berry, D. K., Link, R. P., 2003, *ApJ*, 590, 1060
- , Pontoppidan, K. M., Brearley, A. J., 2010, in *Protoplanetary Dust* (eds: Apai, Lauretta), Cambridge University Press
- Poglitsch, A., et al., 2008, *Proc. SPIE*, 7010, 701005-701005-12
- Reach, W. T., et al., 2005, *PASP*, 117, 978
- Rieke, G. H., MIPS Team, 2004, *ARA&A*, 45, 77
- Riaz, B., Gizis, J. E., Hmiel, A., 2006, *ApJ*, 639, L79
- Riaz, B.; Lodieu, N.; Gizis, J. E., 2009, *ApJ*, 705, 1173
- Scholz, A., Jayawardhana, R., Wood, K. 2006, *ApJ*, 645, 1498
- Scholz, A., Xu, X., Jayawardhana, R., Wood, K., Eisloffel, J., & Quinn, C. 2009, *MNRAS*, 398, 873
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A., 1973, *A&A*, 24, 337
- Skemer, A., Close, L., Szűcs, L., Apai, D., Pascucci, I., Biller, B. A., 2011, *ApJ*, 732, 107
- Skrutskie, M. F., et al., 2006, *AJ*, 131, 1163
- Song, I., Schneider, G., Zuckerman, B., Farihi, J., Becklin, E. E., Bessell, M. S., Lowrance, P., Macintosh, B. A., 2006, *ApJ*, 652, 724
- Sterzik, M. F., Pascucci, I., Apai, D., van der Blik, N., Dullemond, C. P., *A&A*, 427, 245
- Strom, K. M., Strom, S. E., Edwards, S., Cabrit, S., Skrutskie, M. F., 1989, *AJ*, 97, 1451
- Szűcs, L., Apai, D., Pascucci, I., Dullemond, C. P., 2010, *ApJ*, 720, 1668
- Terebey, S., Shu, F. H., Cassen P., 1984, *ApJ*, 286, 529
- Vetterling, W. T., Flannery, B. P., 2002, *Numerical Recipes in C++: The Art of Scientific Computing*, Cambridge University Press
- Walker, C., Wood, K., Lada, C. J., Robitaille, T., Bjorkman, J. E., Whitney, B., 2004, *MNRAS*, 351, 607
- Weidenschilling, S. J., 1977, *Ap&SS*, 51, 153

- Weidenschilling, S. J., 1997, *icarus*, 127, 290
- Werner, M. W., 2005, *AdSpR*, 36, 1048
- Williams, J. P., Mann, R. K., 2007, *BAAS*, 39, 871
- Wilner, D. J., Ho, P. T. P., Kastner, J. H., and Rodriguez, L. F. 2000, *ApJ*, 534, L101
- Whitney, B. A., & Hartmann, L., 1992, *ApJ*, 395, 529
- Whittet, D. C. B., Prusti, T., Franco, G. A. P., Gerakines, P. A., Kilkenny, D., Larson, K. A., & Wesselius, P. R. 1997, *A&A*, 327, 1194
- Yorke, H. W., Bodenheimer, P., Laughlin, G., 1993, *ApJ*, 411, 274
- Zapatero Osorio, M. R., Rebolo, R., Bihain, G., Béjar, V. J. S., Caballero, J. A., Álvarez, C., 2010, *ApJ*, 715, 1408

Függelék



13. ábra. A kifelé hidrosztatikai egyensúlynak megfelelően szélesedő (flared) és redukált skálamagasságú (laposabb) korongok vertikális szerkezetének sematikus rajza. A flared modellek esetén a vertikális struktúrát a RADMC számolja tökéletes por–gáz csatolódást és a gáz komponens hidrosztatikai egyensúlyát feltételezve. A laposabb modellek esetén a nyomás vertikális skálamagasságát parametrizálom, és a hidrosztatikai megoldáshoz képest csökkentem a korong külső szélén vett skálamagasságot. Ezzel a por ülepedésének hatását modellezem: ahogy a por–gáz csatolódás hatékonysága csökken, úgy a korong por komponense egyre kevésbé követi a gáz flared struktúráját, a por-szemcsék egyre inkább a gravitáció hatása alatt mozognak és leülepsznek a korong fősíkjára. (Skemer et al. (2011) alapján.)

Table 4. A felhasznált fotometriai és spektroszkópai adatok (Skemer et al. 2011)

Referencia	Epocha	Szűrő	Fotometria A (mag)	Fotometria b (mag)
Cutri et al. (2003)	1999 máj.	J	13.00 ± 0.03	
		H	12.39 ± 0.03	
		Ks	11.95 ± 0.03	
Javawardhana et al. (2003)	2002 ápr.	L'	11.38 ± 0.10	
Sterzik et al. (2004)	2004 jan.	8.7 μ m	5.6 ± 1 mJy	
		10.4 μ m	7.5 ± 1 mJy	
Chauvin et al. (2004)	2004 ápr.	H		18.09 ± 0.21
		K _s		16.93 ± 0.11
		L'		15.28 ± 0.14
Song et al. (2006)	2004 aug.	F090M	14.66 ± 0.03	22.34 ± 0.35
		F110M	13.44 ± 0.03	20.61 ± 0.15
		F160W	12.60 ± 0.03	18.24 ± 0.02
	2005 ápr.	F090M	14.71 ± 0.04	22.58 ± 0.35
		F145M	13.09 ± 0.03	19.05 ± 0.03
		F160W	12.63 ± 0.02	18.27 ± 0.02
Mohanty et al. (2007)	2005 márc.	J		20.00 ± 0.2
	2005 ápr.-jún.	HK spektrum	spektrum	spektrum
Riaz et al. (2006)	2005 jun.	IRAC3.6	8.49 mJy	
		IRAC4.5	7.15 mJy	
		IRAC5.8	6.36 mJy	
		IRAC8	5.74 mJy	
		MIPS24	4.32 mJy	
Morrow et al. (2008)	2005 júl.	IRS spektrum	spektrum	
Skemer et al. (2011)	2008 márc.	8.7 μ m	5.49 ± 0.44 mJy	< 0.48 mJy