

Válaszok Dr. Kecskeméty Károly, az MTA doktora kérdéseire

Kóspál Ágnes

2018. október 8.

Általános kérdések

1. Hol van az EXorok és FUorok helye a T Tauri csillagok között, hogyan sorolhatók be a 0. / I. / II. osztályba, ill. a kor szerinti eloszlásba? Mennyire folytonosan követhető az eruptív csillagok fejlődése a nagy tömegű hideg burokba beágyazottaktól a burok nélküliekig? Valószínűsíthető-e, hogy minden T Tauri átmegy eruptív fázison? Ha igen, akkor mennyi ideig tarthat ez az állapot a fejlődésben?

A FUorok és EXorok klasszikus definíciója szerint ezek az objektumok látható vagy infravörös hullámhossztartományban megfigyelhető kitörést produkálnak. Emiatt tehát a 0. osztályú objektumok között a klasszikus értelemben nincsenek FUorok vagy EXorok, hiszen a 0. osztályú objektumok optikai és infravörös hullámhosszakon láthatatlanok. Ebben a fázisban azonban erős az akkréció, amely nyilván nem konstans, tehát előfordulhatnak kifényesedések. Mérések hiányában ezeket nehezebb megtalálni, de közvetett jelek, például speciális kémiai gyakoriságok utalhatnak korábbi kitörésekre. Jørgensen et al. (2013) állítása szerint az a tény, hogy nem található HCO^+ molekula az IRAS 15398–3359 jelű 0. osztályú protocsillagban, arra utal, hogy nemrégiben keresztülment egy akkréciós kitörésen, ugyanis a porszemcsék felszínéről a kitörés hatására szublimált vízmolekulák reakcióba léptek a HCO^+ molekulákkal.

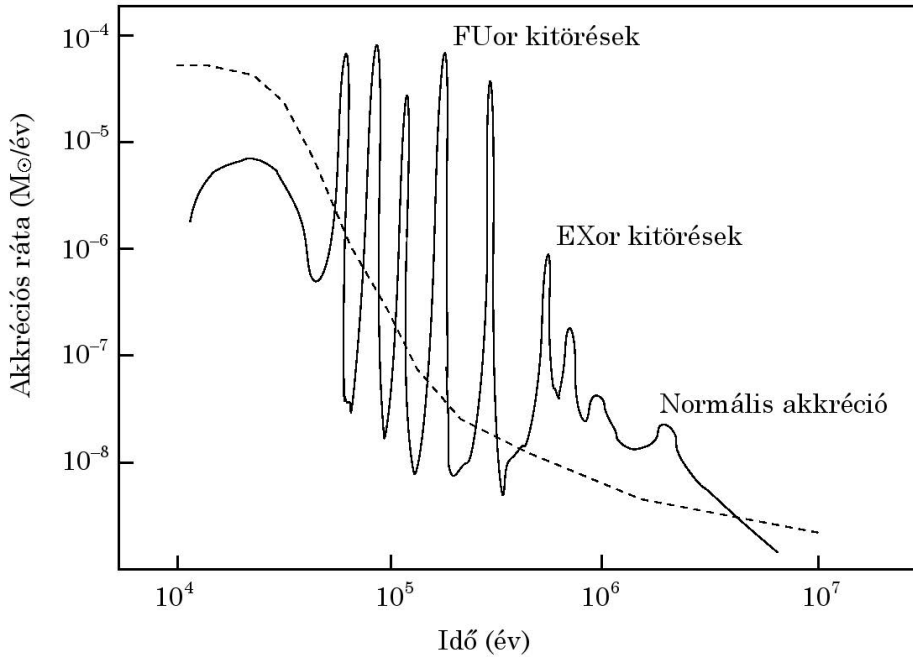
A jelenleg ismert EXorok és FUorok tehát mind vagy I. vagy II. osztályú protocsillagok. Quanz et al. (2007) be is sorolják őket ezekbe az osztályokba. Ezután felvázolnak egy fejlődési útvonalat, mely szerint a legfiatalabb FUorok mélyen beágyazottak, erős infravörös többletsugárzásuk van, és a $10\ \mu\text{m}$ -nél látható szilikátalakzat abszorpcióban van. Ezeket nevezik 1. kategóriájú FUoroknak. Az egymást követő ismétlődő kitörések során a csillagkörüli burok anyaga elfogy, széteszik, és lényegében egy koronggal körülvett fiatal csillag marad, esetleg egy kis maradvány burokkal. Ezek a 2. kategóriájú FUorok, amelyekben már kisebb az infravörös excesszus és a szilikátalakzat is emisszióban látható. Végül megállapítják, hogy az 1. kategória a protosztelláris fejlődés I. osztályának felel meg, a 2. kategória pedig a II. osztálynak.

Numerikus hidrodinamikai szimulációk is vannak a korongok hosszútávú időfejlődésére, többek közt Vorobyov et al. (2006, 2010, 2013) cikkeiben. Ezekben félmillió éven keresztül követik a korongok fejlődését, a csillag felépülését, és az akkréciós ráta alakulását. A legtöbb modell-futás eredményében láthatók epizodikus kitörések, eleinte nagyobb amplitúdóval és hosszabban, amelyek a FUor-kitörésekre emlékeztetnek, később pedig rövidebben és gyengébben, amelyek inkább az EXor-kitörésekhez hasonlók. Ebből tehát kialakult egy olyan elképzelés, amely szerint a fiatalabb csillagok FUor-típusú kitöréseket mutatnak, az idősebbek pedig EXor-kitöréseket, amint az a dolgozat 1.7. ábráján is látható (lásd alább).

Sajnos az objektumok időfejlődése nem követhető folytonosan, mert bár a kitörés emberi időskálán zajlik, egy adott objektumnak évtizedes időskálán nem változik meg a fejlődési állapota, és a csillagkörüli burok szétesése is valószínűleg százezer évekbe telik. A fejlődési út folytonos követését az is nehezíti, hogy mindössze néhány tucat ilyen objektum ismert, ezért statisztikai módszerek sem alkalmazhatók a kis elemszám miatt.

Nehéz biztos választ adni arra, hogy minden fiatal csillag átmegy-e eruptív fázisokon. Talán a legfontosabb érv emellett az, hogy az epizodikus akkréció jelentheti a megoldást a luminozitás-problémára. Dunham et al. (2013) összefoglalása szerint a protocsillagok mért luminozitása egy nagyságrenddel alatta marad az elméleti várakozásoknak. Ezek szerint ugyanis $1\ M_{\odot}$ anyagot kell összegyűjteni egymillió év alatt (az ennek során felszabaduló gravitációs energia sugárzódik ki), amely tehát átlagosan $10^{-6}\ M_{\odot}/\text{év}$ akkréciós rátát jelentene. Valójában a tipikus akkréciós ráták inkább $10^{-7}\ M_{\odot}/\text{év}$ alattiak. Ennek az ellentmondásnak a feloldásához arra van szükség, hogy minden protocsillag mutasson időszakosan megnövekedett akkréciót.

Megfigyelések azt mutatják, hogy az I. és II. osztályú objektumok esetében figyelhetők meg kitörések. Követve Dunham et al. (2014) feltételezését, ha a II. osztályú fázis kb. 2 millió évig tart, akkor a 0. és 1. osztály kb. fél millió évig tart, amelyet követ egy újabb fél millió év átmeneti fázis az



1.7. ábra. Az akkréciós ráta változásai a csillagkeletkezés során, Schulz et al. (2005) nyomán. A szaggatott vonal bizonyos modellszámításokból származó monoton csökkenő akkréciós rátát jelöl, míg a folytonos görbe már figyelembe veszi az epizodikus akkréciót, mint amilyenek a FUor- és EXor-kitörések.

I. és II. osztály között. Ennek megfelelően egy adott protocsillag akár hárommillió éven keresztül is mutathat kitöréseket.

2. A dolgozatban többször történik említés a tárgyalt csillagok mágneses teréről, esik szó a magnetoszférikus csonkolási sugárról is és tudjuk, hogy a T Tauri csillagok erős mágneses térrel rendelkeznek. Össze tudná foglalni a mágneses tér szerepét az eruptív csillagok fejlődésében röviden vázolja a T Tauri csillagok magnetoszférikus akkréciós modelljét?

Bouvier et al. (2007) leírását követve elmondható, hogy az általánosan elfogadott kép szerint a fiatal csillagok mágneses mezeje befolyásolja az anyagbefogást. Zeeman-mérések szerint a T Tauri típusú csillagok szokásos felszíni mágneses mezeje néhány kG erősségű, amely már elég ahhoz, hogy a belső korong szerkezetét megváltoztassa és meghatározza az anyagáramlás útvonálát. Úgy képzeljük tehát el, hogy a korongok belső pereme a csillagtól néhány csillagsugár távolságban helyezkedik el, ez a magnetoszférikus csonkolási sugár. Itt válik egyenlővé a mágneses nyomás a befelé áramló anyag dinamikai nyomásával. Innen az anyag akkréciós oszlopok formájában áramlik a csillag felszínére, az oszlopok pedig követik a csillag magnetoszférájának nagyskálás topológiáját. Az anyag végül szabadeséssel becsapódik a csillag felszínére, ahol lökésfrontok alakulnak ki és a kinetikus energia eldisszipál.

A mágneses mező szerepe az eruptív jelenségben nagyon fontos, hiszen az akkrécióhoz szükség van perdület-transzportra, amelyhez a korong anyagának viszkózusnak kell lennie. A viszkozitást a turbulencia biztosítja, a turbulencia pedig a ma leginkább elfogadott elmélet szerint a magnetorotációs instabilitás (MRI) eredménye. Az MRI akkor működik, ha jelen van mágneses mező és töltött részecskék is, tehát a korong legalább részben ionizált.

A csillag magnetoszférájának szerepe a kitörésekben kevésbé ismert. Az EX Lup esetében vizsgálataink szerint stabil akkréciós oszlopok vannak jelen, amelyek együtt forognak a csillaggal, és kitörésben több, nyugalomban pedig kevesebb anyag áramlik át rajtuk időegységenként (Sicilia-Aguilar et al. 2012, 2015). A FUorok esetében azonban olyan nagy a kitörésbeli akkréciós ráta, hogy elképzelhető, hogy a mágneses mező nem tud ellentartani a behulló anyagnak, így az az egyenlítői síkban mozog a csillag felé. Erre azonban észlelési bizonyíték nincsen, így nem tudjuk, hogy mi is pontosan a mágneses mező szerepe egy FUor-kitörés során.

Az EXorok esetében van egy elméleti modell, amely szerint ha a korongot a csillag mágneses mezeje

körülbelül ott tartóztatja fel, ahol a korotációs sugár van (vagyis ahol a korong kepleri keringési periódusa éppen megegyezik a csillag tengelyforgási periódusával), ebben az esetben az akkréciós rátában periodikusan éles maximumok jelennek meg (D'Angelo & Spruit 2010, 2011, 2012). Ebben a modellben alapvető szerepet játszik a mágneses mező. Jelenleg is folyik egy projektünk, melynek keretében spektropolarimetriás mérések segítségével meg tervezzük mérni az EX Lup mágneses mezejének erősségét és topológiáját, és ellenőrizni fogjuk, hogy a megfigyelési adatokat is figyelembe véve alkalmazható-e D'Angelo & Spruit modellje az EX Lup-ra.

Megjegyzések, további kérdések

1. **A dolgozat 13. oldalán a 1.1 ábra aláírásában érdemes lett volna feltüntetni, hogy a függőleges tengelyen szereplő λF_λ a spektrális energiasűrűség.**

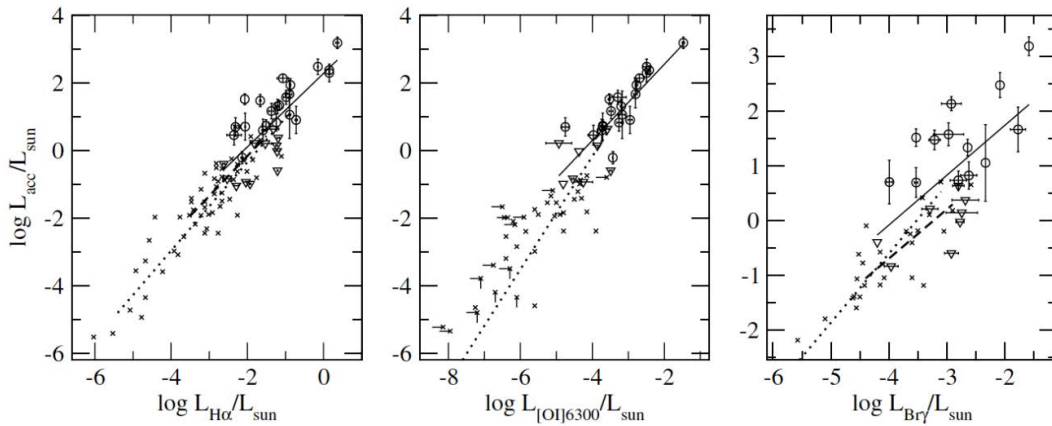
Igen, ezek a jelölések a főszövegben valóban nincsenek megmagyarázva, az ábraaláírás erre megfelelő hely lett volna.

2. **A 1.2 és az 1.3 ábrán a karakterek nehezen olvashatók.**

Nyomtatásban ez valóban így van, ezen sajnos nem tudtam javítani, mert ezek más cikkekből átvett ábrák, és ilyen esetben igyekeztem minimálisra szorítani az ábrák módosítását. Szerencsére az elektronikus verzióban rájuk lehet nagyítani.

3. **21.o. 1.7 ábra – hogyan történik az akkréciós ráta meghatározása (infravörös vonalerősségből vagy hőmérsékletmérésből – a 3.1 egyenlet alapján)?**

Konkrétan az 1.7. ábra nem mérések vagy numerikus szimuláció eredménye, hanem csak egy vázlatos rajz az akkréció alakulásáról a csillagkeletkezés során. Mérési adatokból az akkréciós rátát többféleképpen is meg szokás határozni. Egyik módja valóban az infravörös vonalerősség. A 3.1. egyenlet valójában erre kevésbé alkalmas, a hőmérséklet sugárfüggését ugyanis nem tudjuk egyszerűen megmérni, és ha meg is tudnánk, az akkor is csak a korong felszíni rétegére lenne jellemző, az akkréció pedig a korong mélyén is zajlik.



Az akkréciós ráta és különböző vonalak fluxusának összefüggése T Tauri és Herbig Ae/Be típusú csillagokra (forrás: Mendigutía et al. 2011).

A szokásos akkréciós ráta mérések a következő módszereken alapulnak: egy fiatal rendszer bolometrikus luminozitása arányos az akkréciós rátával az 5.3. egyenletnek megfelelően: $\dot{M} = (L_{bol} R_*) / (GM_*)$. Tehát a szélessávú spektrális energialoszlás felintegrálásával megkapható az objektum bolometrikus luminozitása, abból pedig a csillag sugarának és tömegének ismeretében kiszámolható az akkréciós ráta. Ez a módszer azon alapszik, hogy az akkretáló anyag gravitációs potenciális energiája a csillagra hullva sugárzás formájában szabadul fel, és ez adja az objektum luminozitását. További

módszerek különböző nyomjelzőknek az akkréciós rátával megfigyelt empirikus összefüggésén alapulnak. Ilyen például az U sávbeli fotometria, a $H\alpha$ vonal luminozitása vagy a vonal szélessége a vonal csúcsának 10%-ánál mérve, az [OI] 6300Å-ös vonalának luminozitása, vagy a hidrogén $Br\gamma$ vonalának luminozitása (Gullbring et al. 1998, Mendigutía et al. 2011, lásd az ábrát is fent).

4. **A 25. oldal 1.3.5 pontja tárgyalja kitörési modelleket, ez a pont kissé elnagyolt, hasznos lett volna őket részletesebben, a fizikai alapokat megmutatva tárgyalni, mivel később sokszor hivatkozik rájuk.**

Ez valóban hasznos lett volna, azonban a terjedelmi korlátok miatt nagyon meg kellett válogatnom, hogy mit lehet részletesebben is kifejteni. A kitörési modellek, bár lényegesek az eruptív jelenség megértéséhez, nem feltétlenül szükségesek az alapvetően észlelési alapú dolgozat megértéséhez; és a egyelőre a mérések is csak kevés olyan új paramétert eredményeztek, amelyek közvetlenül alkalmazhatók lennének a kitörésmoделlekben. Így a dolgozatban közölt rövid összefoglalók mellett az olvasónak a meghivatkozott cikkekben van lehetősége a részleteknek utánaolvasni.

5. **A 26-33. oldalon részletesen bemutatja a felhasznált kísérleti eszközöket, jó információs forrás, de kissé túlrészletezettnek tűnik, főleg az előző ponttal összehasonlítva (esetleg táblázat hasznos lett volna).**

A részletes leírással az volt a célom, hogy minden olyan információt megadjak a használt távcsövekről és detektorokról, amelyek a cikkekben benne szoktak lenni, ebben a dolgozatban azonban nem akartam minden fejezetben egy alfejezetet erre szánni, mert az megnehezítette volna az olvashatóságot. Az is célom volt, hogy egy helyen, magyar nyelven első alkalommal nyújtsak részletes összefoglalót a csillagkeletkezés vizsgálatára magyar kutatók számára is elérhető műszerparkról. Az itt összegyűjtött információkat különböző cikkekből és honlapokról, gyakran nehezen megtalálható helyekről gyűjtöttem össze abban a reményben, hogy később hasznos információforrás lesz.

6. **34.o. mi a kis tömegű beágyazott csillagok említett luminozításp problémája?**

Erre az 1. általános kérdésre adott válaszomban tértem ki.

7. **37.o. az infravörös vonalak erőssége az akkréciós ráta függvénye; fel lehet-e állítani egy akkréciós ráta – luminozítás összefüggést?**

Igen, fel lehet állítani. A részleteket fent, a 3. további kérdésnél már leírtam.

8. **38.o. a 2.3 ábrán melyik modellel magyarázható legjobban a 0,05 CsE-n belüli lyuk és mitől függ a belső lyuk mérete?**

Ez a belső lyuk valószínűleg azzal kapcsolatos, hogy ennél a sugárnál téríti el a csillag magnetoszférája a korong anyagát a magnetoszférikus akkréciós modell szerint. Valóban, legfrissebb spektropolarimetriás méréseink szerint (Kóspál et al., előkészületben) az EX Lup mágneses mezejének dipól komponense a csillag felszínén 3 kG erősségű, amelyből a magnetoszférikus csonkolási sugárra éppen 0,065 CSE adódik.

9. **44.o. a spektrál asztrometriai jelből hogyan határozta meg a tengely ferdeségét?**

A spektroasztrometriai jel a célponton keresztül bármelyik irányban kiszámolható. Ez felhasználható arra, hogy meghatározzuk a forgómozgás forgási tengelyét. A spektroasztrometriai jel ugyanis a forgástengelyre merőlegesen a legnagyobb amplitúdójú, a forgástengely irányában pedig konstans nulla. Esetünkben 17 különböző, a csillag pozícióján átfektetett egyenes mentén kiszámoltam a spektroasztrometriai jelet. Az egyenesek 10 fokban lépéseket követtek egymást. Annak az egyenesnek, amely mentén a spektroasztrometriai jel nulla volt, a pozíciószöge $P.A. = 80^\circ \pm 10^\circ$, tehát a forgástengely iránya majdnem pontosan kelet-nyugati.

10. **47.o. mi a korotációs sugár definíciója? Megegyezik a pormentes zóna határával?**

A korotációs sugár az a távolság, ahol a korongban a kepleri sebesség éppen egyenlő a csillag tengelyforgási sebességével: $\Omega_* = \sqrt{GM_*/r_{\text{cor}}^3}$, amelyből a korotációs sugár: $r_{\text{cor}} = (GM_*/\Omega_*^2)^{1/3}$. Fizikailag tehát ennek nincs köze a pormentes zóna határához, amely nem függ a csillag forgásától, csak a csillag (központi forrás) luminozitásától, hiszen ez utóbbi szabja meg, hol éri el a korong hőmérséklete a porszublimációhoz szükséges ~ 1500 K-t.

11. **51.o. az emissziós vonalak radiális sebessége sem igazán szinuszos – próbálta-e korreláltatni az abszorpcióssal?**

Az itt bemutatott munkában a korrelációt kvantitatíve nem vizsgáltuk, csak az emissziós vonalak ekvivalens szélességének periódusanálízisét végeztük el és az emissziós vonalak radiális sebesség-változásainak félamplitúdóját határoztuk meg. Ennek az volt a célja, hogy kizárhassuk azt a lehetőséget, hogy az erős, jól látható emissziós vonalakhoz hasonló, de gyengébb vonalak eltorzítanak az abszorpcióssal és „mesterséges” radiális sebesség-jelet okoznának.

Azonban valóban szembeötlő, hogy az emissziós vonalak mintha antikorrelálnának az abszorpcióssal, tehát ellentétes fázisban változnak. E jelenséget Aurora Sicilia-Aguilar kollégámmal együttműködésben részletesen megvizsgáltuk (Sicilia-Aguilar et al. 2012, 2015), és azt találtuk, hogy ez jól magyarázható azzal, ha az emissziós vonalak a csillag felszínén az akkréciós oszlop talppontjánál fellépő lökéfront közelében keletkeznek, amely együtt forog a csillaggal, míg az abszorpcióssal az ennek megfelelően periodikusan változó veiling miatt változókéonyak.

12. **57.o. 2.14 ábra: elképzelhető-e más $i - v \sin i$ kombináció, ha a korong síkja nem merőleges a csillag forgástengelyére? Lehet-e akár 20 fok lehet az eltérés?**

Igen, a legújabb eredményeink szerint ez elég valószínű. A már korábban említett spektropolarimetriás mérésekkel pontosan meg tudtuk mérni a csillag tengelyforgási periódusát, amelyre 7,25 napot kaptunk, és a $v \sin i$ -t, amely 3 km/s körüli érték. Az EX Lup-t a Hertzsprung–Russell diagramra rátéve, és a Siess-féle fősorozat előtti evolúciós utakat használva (Siess et al. 2000) meghatároztuk a csillag sugarát is ($R_* = 1.6 R_\odot$). Ezekből megállapítható, hogy a csillag forgástengelye és a látóirány által bezárt szög kb. 20° . Térbelileg felbontott ALMA mérések alapján tudjuk, hogy a korong síkjának inklinációja $32\text{--}38^\circ$ közötti (90° felelne meg az éléről látott korongnak). A csillag egyenlítői síkja és a korong síkja között tehát valószínűleg van $12\text{--}18^\circ$ eltérés.

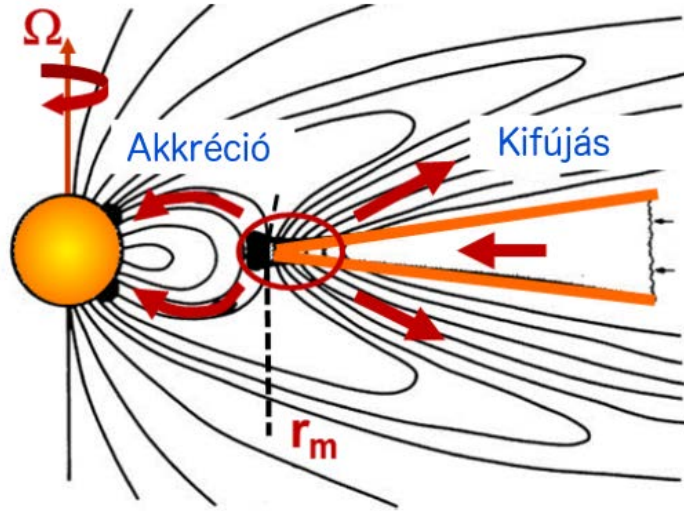
Jelenleg is nyitott kérdés, hogy mi okozhat eltérést a csillag egyenlítője és a korong síkja között. A felvetett magyarázatok szerint előfordulhat, hogy a korong eleve más síkban alakult ki ha a csillag erősen turbulens közegben született (Bate et al. 2010, Fielding et al. 2015), a korong síkját kibillentheti a csillag mágneses mezejével való kölcsönhatás (Lai 2011, Foucart & Lai 2011), vagy egy másik csillag (és korongja) közeli elhaladása is (Batygin 2012, Batygin & Adams 2013, Lai 2014).

13. **59.o. hol és hogyan alakul ki az akkréciós korong magnetoszférikus csonkolása?**

Romanova & Owocki (2016) összefoglalóját követve a magnetoszférikus akkréciós modell szerint a csillag mágneses mezeje befolyásolja, hogy milyen úton hullik a korong anyaga a csillagra (lásd az ábrát lent). Az anyagbehullás pontos részletei nagyon különbözőek lehetnek a csillag magnetoszférájától és forgási sebességétől függően. Ha a csillag mágneses mezeje elég erős, az csonkolhatja a korongot az r_m magnetoszférikus csonkolási sugárnál. Ez az a sugár, ahol a mágneses nyomás egyenlő a csillag felé áramló anyag dinamikai nyomásával, azaz ahol $p + \rho v^2 = B^2/8\pi$. Itt p a gáz nyomása, ρ a sűrűsége, v a sebessége, B pedig a helyi mágneses mező erőssége. Ez az összefüggés az anyag geometriájától függetlenül felhasználható az r_m kiszámolására. Egy kepleri keringést végző korong és dipól mágneses mezővel rendelkező csillag esetében ez átírható a következőképpen: $r_m = [\mu^4/(\dot{M}^2 GM_*)]^{1/7}$, ahol $\mu = B_* R_*^3$ a csillag mágneses momentuma, B_* a csillag felszínén érvényes mágneses mező erőssége, $\dot{M}$ az akkréciós ráta, M_* a csillag tömege, R_* pedig a csillag

sugara. Szokásos egységekben ebből a következő praktikusán használható képlet jön ki (Bessolaz et al. 2008):

$$r_m \simeq 2 \left(\frac{B_*}{140 \text{ G}} \right)^{4/7} \left(\frac{\dot{M}}{10^{-8} M_\odot / \text{ev}} \right)^{-2/7} \left(\frac{M_*}{0.8 M_\odot} \right)^{-1/7} \left(\frac{R_*}{0.2 R_\odot} \right)^{12/7} \quad (1)$$



Egy mágneses csillag és a csillagkörüli korong kölcsönhatásának vázlata a magnetoszférikus akkréció modell szerint (forrás: Romanova & Owocki 2016).

14. **63.o. hogyan határozta meg a korong kémiai összetételét? (csak utalás van egy cikkre)**

A különböző molekulákra kezdetben a csillagközi anyagra jellemző gyakoriságokból indultunk ki. Ezután a korong sűrűség- és hőmérsékleteloszlásának ismeretében kiszámoltuk, hol csökken le a CO molekula gyakorisága vagy az alacsony hőmérséklet miatti kifagyás, vagy a csillag/csillagközi sugárzási tér ultraibolya fotonjai okozta disszociáció miatt.

15. **64.o. 2.18. ábra az x tengelyen a $M_{\text{disk}}/M_{\text{Sun}}$ arány van.**

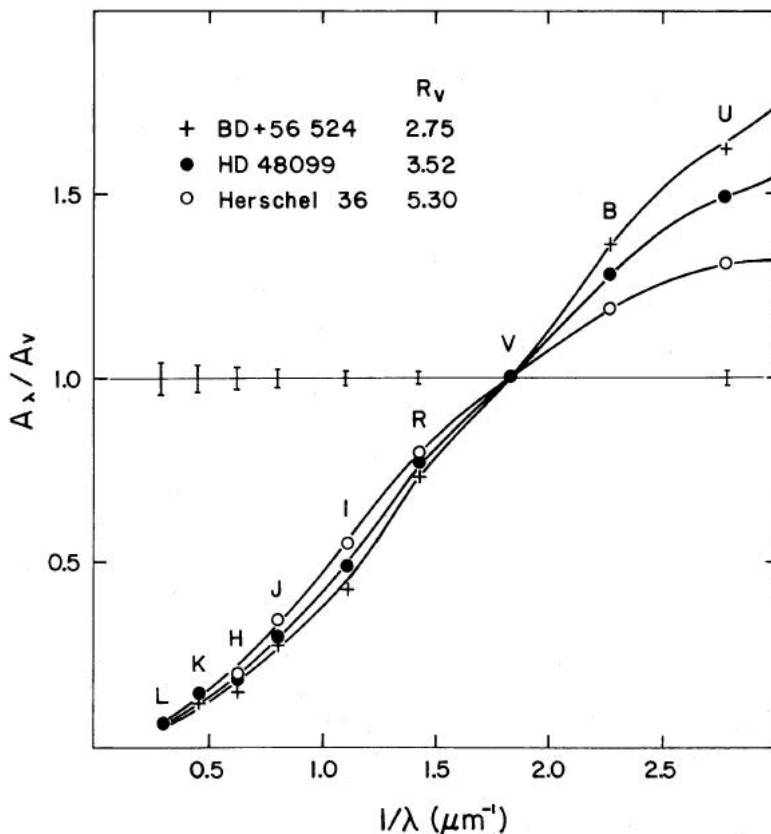
Igen, valóban, vagy ahogy az ábrán jelöltem, az M_{disk} van feltüntetve $M_\odot$ egységekben mérve.

16. **71.o. alulról 8. sor: nem 2012-es, hanem 2010-es maximumban.**

Igen, valóban, ez egy sajtóhiba volt.

17. **72.o. milyen törvény írja le az extinkcióhoz kapcsolódó intersztelláris vörösödést?**

Extinkciós törvény alatt az $A(\lambda)/A(V)$ (vagy más jelöléssel A_λ/A_V) függvényt értjük, ahol $A(V)$ a V sávbeli extinkció magnitúdóban, $A(\lambda)$ pedig az extinkció λ hullámhosszon. A csillagok színének vörösödése onnan ered, hogy a csillagközi por extinkciója (vagyis a fényelnyelés és szórás összege) függ a hullámhossztól, oly módon, hogy rövidebb hullámhosszak felé nagyobb a mértéke. Ezt mutatja grafikusán Cardelli et al. (1989) 3. ábrája (lásd alább). A görbét ismert valódi színű, de vörösödött objektumok méréseiből határoztak meg. Cardelli et al. (1989) szerint ez egy egyparaméteres függvény, amely csak a szelektív abszorpciók együtthatójától függ: $R_V = A(V)/E(B - V)$, ahol $A(V)$ a V sávbeli extinkció magnitúdóban, az $E(B - V)$ pedig az objektum $B - V$ színében megfigyelt vörösödés. A megfigyelések szerint $R_V \approx 3,1$ a diffúz csillagközi anyagra, míg $R_V \approx 5$ a sűrű felhőkre.



Az *extinkció hullámhosszfüggése (extinkciós törvény)* különböző szelektív abszorpciós együtthatók esetén (forrás: Cardelli et al. 1989).

18. **74.o. 3.4 ábra: a nyugalmi pontok mikor történt mérésekből származnak?**

A nyugalmi mérések forrása és időpontjai (lásd a Covey et al. 2011, Aspin 2011 cikkekben is):

1.25 – 2.2 μm UKIDSS: 2006 júniusa

3.6 – 8.0 μm Spitzer/IRAC: 2006 augusztusa

9 – 18 μm AKARI/IRC: 2006–2007

24 – 70 μm Spitzer/MIPS: 2006 júniusa

1100 μm Bolocam GPS: 2009 áprilisa

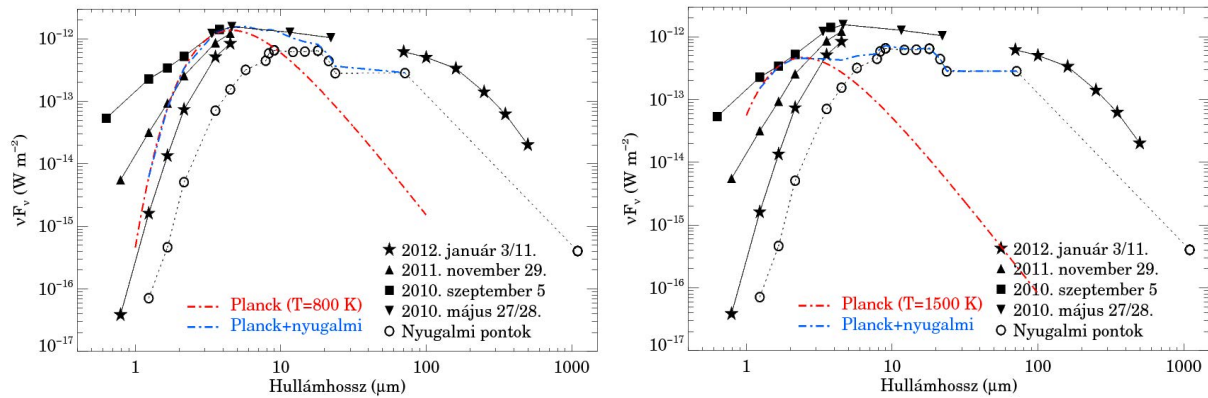
8.28 – 21.34 μm MSX6C: 1996–1997

12.0 – 100 μm IRAS: 1983

Pár kivételtől eltekintve tehát a mérések többsége a 2006-os (négy évvel a kitörés előtti) állapotot tükrözi.

19. **74.o. a kitörési spektrum nem jellemezhető egyetlen hőmérséklettel – egy fekete test spektrumhoz képest hol van eltérés az infravöröst nem számítva? Meg lehetne mutatni a 3.4 ábrán? Nemcsak a korongból származik többlet, esetleg egy forró vagy hideg folt okozhatja?**

A kitörési spektrális energiaeloszlás túl széles ahhoz, hogy egy fekete testtel illeszthessük. Az alábbi ábrán két tesztet végeztem, egy 800 K-es Planck-görbét adtam hozzá a nyugalmi színekhez, amely jól illeszti a 3–5 μm közötti pontokat, de túl kevés fluxust ad ennél rövidebb és hosszabb hullámhosszakon, és 1500 K-es Planck-görbét, amely jól illeszti a *JHK* sávbeli pontokat, de szintén túl kevés fluxust ad ennél rövidebb és hosszabb hullámhosszakon. Ebből látható, hogy a teljes kitörési energiaeloszlás reprodukálásához olyan modellre lenne szükség, amelyben 800 K-nél hidegebb és 1500 K-nél forróbb anyag is található, tehát nem oldható meg egyszerűen csillagfoltokkal.



A V2492 Cyg spektrális energiaeloszlása a dolgozat 3.4. ábrája alapján, kiegészítve különböző hőmérsékletű fekete testekkel.

20. **75.o. sok betűszó szerepel, nem mindegyik közismert. Pl. mi az optikában használt PSF (point spread function) definíciója?**

A dolgozat valóban sok betűszót tartalmaz, talán hasznos lett volna a végén elhelyezni egy rövidítések jegyzékét. Az elektronikus verzióban könnyen kikereshető, hol szerepel először egy adott betűszó, és ilyenkor igyekeztem kifejtetni vagy megmagyarázni őket. A PSF kifejezés először a dolgozat 40. oldalán szerepel, itt adtam meg a magyarázatát: ez egy felbontatlan pontforrás profilja a detektoron.

21. **75.o. a 3.6 ábrán ki lehet találni, hogy az y tengely 0-tól indul, de nincs odaírva.**

Igen, valóban 0-tól indulnak a grafikonok, ugyanis a képekből kivontam a háttérét.

22. **78.o. mi az említett vörösödési út?**

Itt a 73. oldal 3.3. ábráján bemutatott szín-szín és szín-fényesség grafikonokra utaltam, amelyekre a már fentebb említett vörösödési törvényből ki lehet számolni, milyen szín és fényességváltozásokat okozna $A_V = 20^m$ V sávbeli extinkció.

23. **93.o. történt-e a HBC722-re talált maximális 18 évhez és az ebből levezetett legfeljebb 100 kitöréshez hasonló becslés más eruptív csillagra?**

Legjobb tudomásom szerint az irodalomban nem található hasonló számolás. Ennek az lehet a fő oka, hogy a legtöbb eruptív csillagban a korong tömege viszonylag nagy. A HBC 722 esetében elég alacsony a korongtömeg ahhoz, hogy már egy kitörés is a korong jelentős hányadát „elfogyassza”, így érdemes legyen kiszámolni, hány kitörésre marad még anyag.

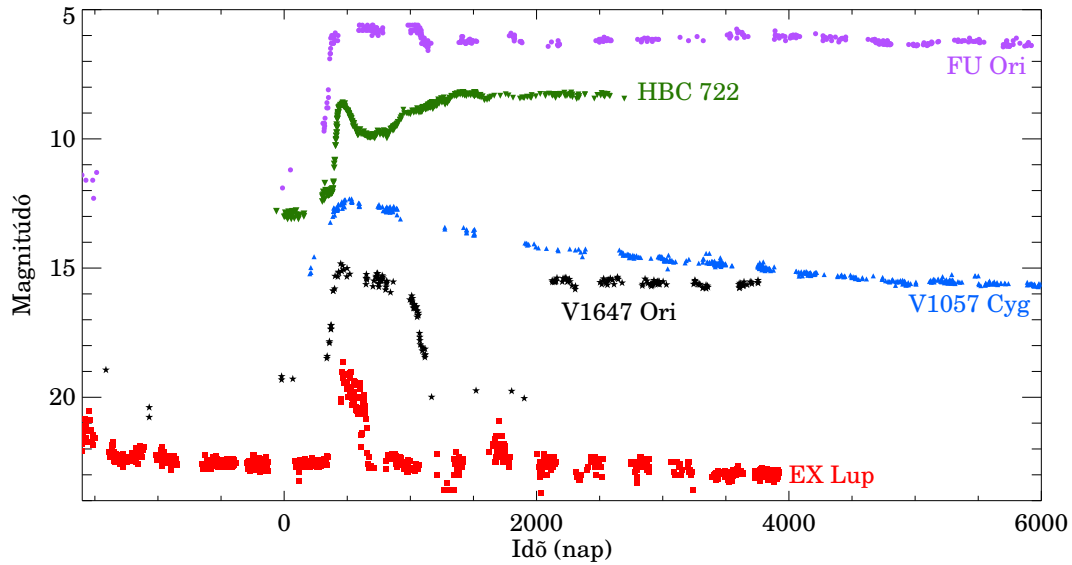
24. **102.o. a 3.20 ill. 3.22 ábra alapján miért áll le kb. 80 nap után az oszcilláció, ha helytálló a kettőscsillag magyarázat?**

Erre az lehet a magyarázat, hogy a numerikus szimulációk szerint bizonyos paraméter-kombinációk esetében nem minden keringési periódusban történik akkréció. Előfordulhat, hogy a belső korong annyira kiürül, hogy a keringő kettős komponensei több perióduson át nem tudnak anyagot vonzani magukhoz a korong belső pereméről, amíg az fel nem töltődik újra.

25. **104.o. mennyire lehet folytonos a kitörések időskálája az EXorok hónapos és a FUorok több 10 éves hosszúságú kitöréseit tekintve?**

Amikor definiálták a FUorok és EXorok osztályát, akkor ezek még két jól elkülönülő osztályt alkottak. Azóta már ismerünk olyan objektumokat, amelyek kitörései átmenetet képeznek a két klasszikus osztály között, ilyen pl. a V1647 Ori, amelynek fénygörbéje a dolgozat 1.8. ábráján látható (lásd alább). Másik példa a doktori disszertációmban szereplő OO Ser (Kóspál et al. 2007).

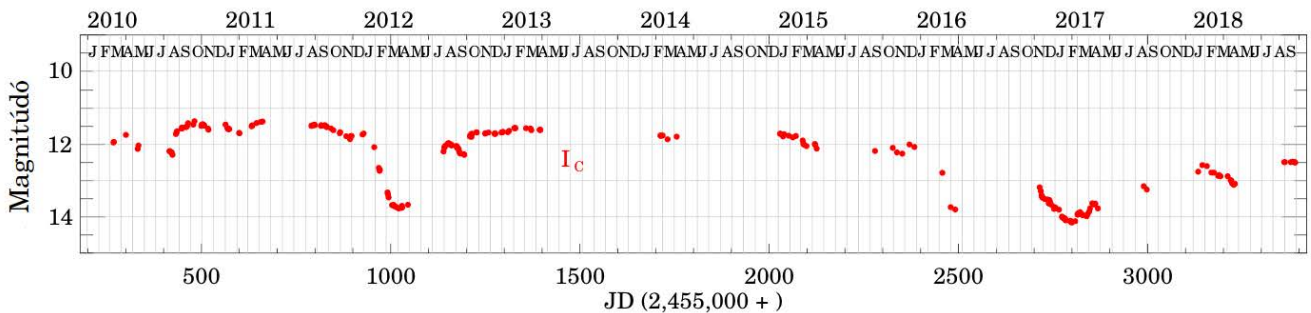
Az ismert fiatal eruptív csillagok száma túl kevés ahhoz, hogy biztosan kijelenthessük, hogy a kitörések időskálája folytonos eloszlást követ. Elméleti modellek (pl. Bell et al. 1995) azonban arra utalnak, hogy megfelelő viszkozitás-értékekkel szinte mindenféle kitörés-hossz bekövetkezhet.



Fiatal eruptív csillagok fénygörbéi a dolgozat 1.8 ábrája alapján. A jobb láthatóság kedvéért a fénygörbéket eltoltuk a függőleges és vízszintes tengely mentén.

26. 119.o. milyen időskálán lehet stabil a V582 Aur körül feltételezett porcsomó?

Jelenleg is folytatjuk a V582 Aur monitorozását, és a méréseink azt mutatják (lásd az ábrát lent), hogy az objektum 2016–2018 között is mutatott a 2012-eshez hasonló, de sokkal hosszabb idejű minimumot. Amennyiben a keringő porcsomó hipotézis igaz, ez arra utal, hogy néhány év alatt háromszor nagyobb lett a porcsomó hossza a pálya mentén, tehát egyáltalán nem stabil struktúra.



A V582 Aur I_c sávbeli fénygörbéje (forrás: Zsidi et al., bírálat alatt).

Irodalomjegyzék

- Aspin 2011, AJ, 141, 196 • Bate et al. 2010, MNRAS, 401, 1505 • Batygin et al. 2012, Natur, 491, 418 • Batygin & Adams, 2013, ApJ, 778, 169 • Bell et al. 1995, ApJ, 444, 376 • Bessolaz et al. 2008, A&A, 478, 155 • Bouvier et al. 2007, A&A, 463, 1017 • Covey et al. 2011, AJ, 141, 40 • D'Angelo & Spruit 2010, MNRAS, 406, 1208 • D'Angelo & Spruit 2011, MNRAS, 416, 893 • D'Angelo & Spruit 2012, MNRAS, 406, 1208 • Dunham et al. 2013, AJ, 145, 94 • Dunham et al. 2014, Protostars and Planets VI, University of Arizona Press, p.195 • Fielding et al. 2015, MNRAS, 450, 3306 • Foucart & Lai 2011, MNRAS, 412, 2799 • Gullbring et al. 1998, ApJ, 492, 323 • Jørgensen et al. 2013, ApJ, 779, L22 • Kóspál et al. 2007, A&A, 470, 211 • Lai et al. 2011,

MNRAS, 412, 2790 • Lai 2014, MNRAS, 440, 3532 • Mendigutía et al. 2011, A&A, 535, A99 • Quanz et al. 2007, ApJ, 668, 359 • Romanova & Owocki 2016, The Strongest Magnetic Fields in the Universe, Springer, p.347 • Sicilia-Aguilar et al. 2012, A&A, 544, A93 • Sicilia-Aguilar et al. 2015, A&A, 580, A82 • Siess et al. 2000, A&A, 358, 593 • Vorobyov et al. 2006, ApJ, 650, 956 • Vorobyov et al. 2010, ApJ, 719, 1896 • Vorobyov et al. 2013, MNRAS, 433, 3256

Budapest, 2018. október 8.



Kóspál Ágnes