# Fiatal eruptív csillagok és szerepük a csillagkeletkezésben

Értekezés az MTA doktora cím megszerzéséért

Kóspál Ágnes

2017

dc\_1488\_17

$$\label{eq:constraint} \begin{split} Cimlap: \ a \ Pelikán-köd \ részlete \ a \ Piszkéstetői \ Obszervatórium \ Schmidt-távcsövével \ V, \ R \ és \ I \\ szűrőkben \ készült \ képek \ kombinálásával \ készített \ felvételen. \end{split}$$

# Tartalomjegyzék

	Előszó	. 7
1	Bevezetés	11
1.1	A Nap-típusú csillagok keletkezése	11
<b>1.2</b> 1.2.1 1.2.2 1.2.3 1.2.4	A csillagkörüli anyag szerkezete és megfigyelése A korongok tömege A korongok mérete A korongok sebességeloszlása A korongok összetétele	<b>12</b> 12 15 16 17
1.2.5	A korongok fejlődése	. 18
1.3         1.3.1         1.3.2         1.3.3         1.3.4         1.3.5	Epizodikus akkréció és fiatal eruptiv csillagokFU Orionis típusú objektumokA FUorok osztályozásaEX Lupi típusú objektumokKöztes típusú fiatal eruptív csillagokKitörésmodellek fiatal eruptív csillagokra	20 21 23 24 25 25
1.4	A kutatás során használt távcsövek és műszerek	26
1.5	A kutatás motivációja	33
2	EX Lup: az EXor osztály prototípusa	35
2.1	Az EX Lup rendszer és a 2008-as extrém kitörés	35
<b>2.2</b> 2.2.1	Forró gáz az EX Lup körül a 2008-as kitörés során Motiváció	<b>39</b> . 39
2.2.2 2.2.3 2.2.4	Észlelések Eredmények és analízis Az eredmények értelmezése	40 40 44
2.2.5		. 47

N. 71

2.3	Radiálissebesség-változások az EX Lupiban	48
2.3.1		. 48
2.3.2		. 48
2.3.3	Az eredmények értelmezése	. 50 . 57
2.3.5	Összefoglalás	. 60
2.4	Hideg molekuláris gáz az EX Lup korongjában	61
2.4.1	Motiváció	. 61
2.4.2	Észlelések	. 61
2.4.3	Eredmények és analízis	. 62
2.4.4	Kemiai modellezes es radiativ transzter	. 63 64
<b>2.5</b>	Kitekintés	<b>66</b>
3	Újonnan kitört fiatal eruptív csillagok	69
3.1	A V2492 Cyg fiatal eruptív csillag körüli anyag szerkezete	69
3.1.1	Motiváció	. 69
3.1.2		. 70
3.1.3 3.1.4	Az eredmények értelmezése	. 71
3.1.5	Összefoglalás és következtetések	. 79
3.2	A HBC 722 fiatal eruptív csillag és környezete több hullámhosszon	80
3.2.1	Motiváció	. 80
3.2.2	Észlelések	. 81
3.2.3	Eredmények és analízis	. 82
3.2.4 3.2.5	Az eredmenyek enemezese	. 92 0Л
3 2	A V960 Mon figtal oruptív osillag ás kitöráso	0 <i>1</i>
3.31	Motiváció	<b>74</b> 95
3.3.2	Optikai, infravörös és szubmilliméteres adatok	. 95
3.3.3	Eredmények és analízis	. 97
3.3.4	Az eredmények értelmezése	102
3.4	UXor a FUorok között: extinkciós fényváltozások a V582 Aur-ban	104
3.4.1		104
3.4.∠ 3.4.3	Eszlelesek	105
3.4.4	Az eredmények értelmezése	114
3.4.5	Összefoglalás	120
3.5	Kitekintés	120
4	A FUorok hideg környezete	123
4.1	Hideg molekuláris gáz a FUorok burkában	124
4.1.1	Motiváció	124
4.1.2	Észlelések	124
4.1.3	Eredmények és analízis	124
4.1.4	Az ereamenyek ertelmezese es kovetkeztetések	128

<b>4.2</b> 4.2.1 4.2.2 4.2.3 4.2.4 4.2.5 <b>4.3</b>	Cygnus csillagképbeli FUorok milliméteres interferometriás mérései Motiváció . Észlelések . Eredmények . Az eredmények értelmezése . Következtetések és összefoglalás . Összegzés és kitekintés	128 . 129 . 129 . 129 . 133 . 136 137
5	A V346 Nor kitörése és környezete	139
<b>5.1</b> 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4	A V346 Nor fiatal eruptív csillag fényváltozásainak fizikai háttere Motiváció Észlelések Eredmények Az eredmények értelmezése és következtetések	<b>139</b> . 139 . 140 . 141 . 143
<b>5.2</b> 5.2.1 5.2.2 5.2.3 5.2.4 5.2.5	Anyagáramlások a V346 Nor fiatal eruptív csillag környezetében Motiváció Észlelések Eredmények és analízis Az eredmények értelmezése Összefoglalás	<b>145</b> . 145 . 146 . 146 . 155 . 160
5.3	Összefoglalás és kitekintés	160
6	Az eredmények tézisszerű összefoglalása	163
7	Köszönetnyilvánítás	169
8	Irodalomjegyzék	171

dc\_1488\_17



"Minden elkezdődik valahol, bár ezzel sok fizikus nem ért egyet." — Terry Pratchett: Vadkanapó

A Föld és a Nap keletkezése egyike az emberiség legősibb talányainak. Ugyanakkor a Világegyetem, az első galaxisok és csillagok, a Naprendszer, és általában a csillagok körüli bolygórendszerek születése a modern asztrofizikának is a legfőbb kutatási területei közé tartoznak. A fenti idézettel ellentétben a legtöbb fizikus és csillagász egyetért abban, hogy a Világegyetemünk mintegy 13,8 milliárd éve az ősrobbanás során keletkezett, a Nap és a Naprendszer pedig körülbelül 4,6 milliárd éve alakult ki a Tejútrendszerben. Egy ilyen ősrégi eseményről nyilván csak közvetett úton szerezhetünk információt. Csillagkeletkezés azonban ma is zajlik a Tejútrendszerben, így kézenfekvő lehetőség a jelenleg születő csillagok vizsgálata. A legközelebbi ilyen csillagkeletkezési területek a néhány száz parszekre (mintegy ezer fényévre) elhelyezkedő Gould-övben találhatók, ahol sok ezer olyan fiatal csillagot találhatunk, amelyek néhány millió év múlva (mire a fősorozatra érnek) szinte semmiben sem fognak különbözni a mi Napunktól.

A csillagkeletkezés egyik legfontosabb folyamata az akkréció vagy tömegbefogás. Ez az a jelenség, amelynek révén a csillag magába gyűjti a környező anyagot, elsősorban a csillagkörüli korongból. Ma már tudjuk, hogy ez nem egyenletesen történik, a korongról a csillagra ugyanis időegységenként néha több, néha kevesebb anyag érkezik. Amikor erősebb az anyagáramlás, akkor több energia szabadul fel, és a fiatal csillag fényesebbnek tűnik. Az anyagáramlás fluktuációi, instabilitásai emberi időskálán mérhetőek: éves, hónapos, vagy akár napos és órás fényességváltozásokat is megfigyelhetünk, amelyek miatt a fiatal csillagok egy része régóta jól ismert változócsillag. A fiatal, kis tömegű csillagok névadójaként számon tartott T Tauri változékonyságát például J.R. Hind 1852-ben fedezte fel!

A legszélsőségesebb fényváltozásokat az FU Orionis (FUor) és EX Lupi (EXor) típusú, közös néven fiatal eruptív csillagok mutatják, amelyek néhány hónap alatt akár százszorosára fényesedhetnek az akkréció ütemének több nagyságrenddel való gyors megnövekedése miatt. Egy ilyen eseménynek fontos hatása kell, hogy legyen a csillagkörüli anyagra is, amely bizonyára látható infravörös hullámhosszakon. Amikor 2003-ban diplomamunkásként először bekapcsolódtam a tudományos kutatásba, témavezetőm, Ábrahám Péter az MTA Konkoly-Thege Miklós Csillagászati Kutatóintézetből éppen ilyen csillagokról készült infravörös mérések feldolgozását és értelmezését bízta rám. Akkor úgy gondoltam, azért választottam jó témát, mert az Intézetben (elsősorban a Konkoly Infrared and Space Astronomy Group-ban, azaz

#### 8

KISAG-ban) mind a fősorozat előtti csillagok kutatásának, mind az infravörös csillagászatnak több évtizedes hagyományai vannak. Nem sejtettem, hogy az elkövetkezendő évek során mennyi új dolgot tanulok, mennyi új kérdés merül majd fel bennem, és hogy majdnem másfél évtized elteltével kisebb kitérőkkel ugyan, de még mindig a fiatal eruptív csillagok rejtélyét próbálom megfejteni.

Az MTA csillagászati intézetében (CSI; jelenlegi nevén MTA Csillagászati és Földtudományi Kutatóközpont Konkoly Thege Miklós Csillagászati Intézet, korábban MTA Konkoly Thege Miklós Csillagászati Kutatóintézete) az 1960-as évektől kezdve statisztikai jellegű vizsgálatokat végeztek fiatal csillagokra, főleg optikai hullámhosszakon, a piszkéstetői Schmidttávcső méréseit felhasználva, melynek segítségével hatékonyan lehetett egész csillagkeletkezési területekről fotometriai és H $\alpha$ -felméréseket készíteni. Később a CSI-ben és az ELTE-n dolgozó kutatók bekapcsolódtak az infravörös űrcsillagászati vizsgálatokba is az *Infrared Astronomical Satellite (IRAS), Infrared Space Observatory (ISO), Spitzer, Akari* és *Herschel* űrtávcsövek segítségével, amelyekkel egyedi fiatal csillagok mélyrehatóbb vizsgálata is elvégezhető volt. Ilyen volt az én diplomamunkám is, amelynek keretében négy EXor és hét FUor infravörös változékonyságát vizsgáltam, elsősorban *ISO* adatok alapján.

Az intézeti kollégák részt vettek az űrműszerek kalibrációjában is (ISO/ISOPHOT, Herschel/PACS), míg én egy nyertes ösztöndíj keretében 2006–2007 során fél évet töltöttem a Caltech-en (Pasadena, USA), a Spitzer-űrtávcső adatközpontjában, ahol az Infrared Spectrograph (IRS) műszer kalibrációjába kapcsolódtam be. Az ilyen jellegű projektmunkák komoly kapcsolati tőkével és technikai tudással vérteztek fel minket. Az infravörös mérésekkel közvetlenül a csillagkörüli korongok és burkok termikus sugárzását figyelhetjük meg, így e téma természetes folytatása volt a lehető legjobb térbeli felbontást biztosító interferométerek, elsősorban az Európai Déli Obszervatórium (ESO) chilei Very Large Telescope-ján (VLT) található MIDI műszer használata is csoportunkban, mellyel kapcsolatban szintén sok tapasztalat gyűlt össze a CSI-ben. Ezzel egyidejűleg sok más ESO-műszer használata is rutinszerűvé vált. Erre jó példa a PhD disszertációm egyik fejezete, amelyben a Parsamian 21 nevű FUorról a VLT/NaCo műszerével Wollaston-prizmás módszerrel készült polarimetriás felvételeket dolgoztam fel. Amikor az eredményeimet összevetettem a Hubble-űrtávcső adataival, megdöbbenve vettem észre, hogy az adaptív optikának köszönhetően a földi mérések érzékenyebbek és élesebbek voltak, mint az űrtávcsöves adatok! Eldöntöttem, hogy igyekszem minél többféle mérési módszerrel megismerkedni, és minél többféle távcsővel, műszerrel adatokat szerezni. Ez olyan jól működött, hogy az ESA-ban a kutatási részleg vezetője, Mark McCaughrean el is nevezett engem "adatszarkának".

Közben szinte folyamatosan használtam kisebb távcsöveket is, mint pl. Piszkéstető és a Teide Obszervatórium (Kanári-szigetek) műszerparkja, hiszen a fiatal csillagok hosszútávú monitorozásával és változékonyságuk vizsgálatával szintén következtetni lehet a csillagkörüli anyag szerkezetére. A változatos műszerek sokoldalú vizsgálatokat tettek lehetővé a csoportunk számára, amelynek köszönhetően mind a fiatal csillagok körüli protoplanetáris korongok, mind a fősorozati csillagok körüli törmelékkorongok kutatása a magyar csillagászat egyik legproduktívabb és legsikeresebb területévé vált.

Többéves külföldi kutatómunka után, melynek során a (szub)milliméteres és rádiócsillagászatba is beletanultam, 2014-ben az MTA Lendület-programjának köszönhetően tértem haza Magyarországra. A Lendület-projektem egyik altémája szintén a fiatal eruptív csillagok vizsgálata volt. Ennek egyik maradandó értéke lett a milliméteres interferometriás megfigyelési technika meghonosítása a magyar csillagászatban a NOrthern Extended Millimeter Array azaz NOEMA és az Atacama Large Millimeter/submillimeter Array azaz ALMA rádióantenna-rendszerek használatával. A Lendület program keretében végzett munka, és a felmerült újabb kérdések és kihívások adták az alapját az eruptív jelenség megértését célzó, az Európai Kutatási Tanácshoz benyújtott sikeres ERC Starting Grant pályázatomnak. Bár kutatásaimat a fiatal eruptív csillagokkal kezdtem és jelenleg is ezen a témán dolgozom a legintenzívebben, a csillagkeletkezéssel kapcsolatos sok más érdekes témába is belekóstoltam. Írtam cikket szoros kettősökben tapasztalható mágneses átrendeződésekről (Kóspál et al. 2011c), közepes tömegű csillagok körüli porburkokról (Kóspál et al. 2012b) és törmelékkorongok gáztartalmáról (Kóspál et al. 2013b). Együttműködések révén dolgoztam többek közt átmeneti korongokon (Ribas et al. 2013; Carmona et al. 2017), barna törpék korongjain (Alves de Oliveira et al. 2013) és a csillagközi anyag szerkezetén (Cox et al. 2016). A munkásságom legnagyobb része azonban a fiatal eruptív csillagokkal kapcsolatos, így a dolgozatban ezeket az eredményeket foglaltam egységes keretbe, azokat a cikkeket felhasználva, amelyek a PhD fokozatom megszerzése óta végzett kutatómunkán alapulnak.

dc\_1488\_17



#### 1.1 A Nap-típusú csillagok keletkezése

A Naphoz hasonló csillagok keletkezéséről a legtöbb adatunk olyan közeli csillagkeletkezési területekről származik, mint például az Orion, Taurus, Perseus, Cepheus, Aquila, Serpens, Ophiuchus, Scorpius, Lupus és a Chamaeleon. Ezek a területek egy kb. 1000 pc átmérőjű, fiatal csillagokból és óriás molekulafelhőkből álló gyűrű részei, amelyet Gould-övnek neveznek.

A molekulafelhők egyensúlya könnyen felborulhat, például amikor a gáz termikus nyomása, a mágneses mező és a turbulens mozgások nem tudnak ellenállni a gravitációnak. Ilyen esetben a felhő egyes részei spontán összeomolhatnak, míg más részeit szupernóva-robbanások vagy a nagy tömegű csillagok csillagszele nyomhatja össze. Ezek hatására a molekulafelhők szerkezete általában bonyolult, inhomogén, benne csomókkal és filamentumokkal. Amikor a gravitáció legyőzik az annak ellenálló erőket, a molekulafelhő legsűrűbb részeiben gravitációsan kötött felhőmagok alakulnak ki. Ezek mérete tipikusan néhány tized pc, tömege néhány naptömeg, sűrűsége  $10^3-10^4$  cm<sup>-3</sup>. A csillagkeletkezés jelenlegi elmélete szerint sok kis tömegű (<2 M<sub>☉</sub>) Nap-típusú csillag ilyen felhőmagokban alakul ki. Az alábbiakban Shu et al. (1987) és André et al. (1993) nyomán összefoglalom a kis tömegű csillagok keletkezését, részben azért, mert a nagy tömegű csillagok keletkezése kevésbé jól ismert, részben azért, mert a dolgozatom kis tömegű csillagokkal foglalkozik.

Kezdetben a felhőmagban még nincs csillag. A mag lényegében hidrosztatikus egyensúlyban van, miközben lassan forog és összehúzódik. Bár a mag csak gyengén ionizált, nagy skálákon a mágneses mezők fontos szerepet játszanak a stabilizálásában. Az ambipoláris diffúzió miatt a mag fokozatosan elveszti a mágneses fluxusát, míg végül instabillá válik a gravitációs összeomlással szemben. A felhőmag összeomlása középen kezdődik, majd kifelé terjed (belülről kifelé haladó összeomlás). Kezdetben az anyag eléggé ritka ahhoz, hogy átlátszó legyen a saját hősugárzása számára, ezért az összehúzódás izoterm.

Amikor a felhőmag középen olyan sűrűvé válik, hogy optikailag vastag lesz az infravörös sugárzás számára, a hőmérséklet és a nyomás nőni kezd. Végül a a megnövekedett nyomás megállítja az összeomlást, és a középpontban kialakul az első mag, amely már egyensúlyban van, de még mindig gyűjti az anyagot a környezetéből, azaz akkretál. Az első magok tömege általában csak néhány század naptömeg, méretük pedig néhány csillagászati egység (CSE). Kezdetben többnyire molekuláris hidrogénből állnak, de a folyamatosan emelkedő hőmérséklet miatt egy idő után a hidrogénmolekulák disszociálni kezdenek. Innentől kezdve a felszabaduló akkréciós energia nem vezet többé a hőmérséklet (és így a nyomás) növekedéséhez, hanem egyre több molekulát disszociál. Így az első mag instabillá válik, gyorsan össze<br/>omlik, és kialakul a protocsillag. A protocsillagok már ionizált hidrogént tartalmaznak (a központi hőmérsékletük 10<sup>5</sup> K), tömegük néhány tized naptömeg, méretük néhány napsugár. A gravitációs össze<br/>omlás kezdete után kb. 10000 évvel alakulnak ki.

A kezdeti felhőmag nullától különböző perdülete miatt az anyag nem eshet közvetlenül a protocsillag felszínére, hanem egy lapult, korongszerű struktúrát alkot. Ebben a csillagkörüli korongban az anyag lassan befelé spirálozik. Ekkor a protocsillag és az akkréciós korong még mélyen beágyazódik a környező anyagburokba (0. osztályú objektum). Ahogy a csillag a korongból gyűjti az anyagot, a behulló anyag egy része bipoláris kifújás formájában távozik a rendszerből. Ennek során az anyag a protocsillag pólusaitól áramlik kifelé, és elkezdi eltakarítani a burkot (I. osztályú objektum). Ez a gravitációs összeomlás kezdete után körülbelül 100 000 évvel történik meg.

A protocsillagon belül megindul először a deutérium, majd később a hidrogén fúziója. A csillag optikailag láthatóvá válik és a Hertzsprung–Russell-diagramon egy speciális helyen jelenik meg: ez a születésvonal. A  $2 M_{\odot}$ -nél kisebb tömegű fiatal csillagokat T Tauri csillagoknak, míg a 2 és  $8 M_{\odot}$  közöttieket Herbig Ae/Be csillagoknak nevezzük. Ha a maradék burok már nem tudja a korong anyagát pótolni, az akkréciós ráta egyre alacsonyabb lesz. Ekkorra a csillagszél már eltüntetett minden anyagot a korongon kívül, a korong maga pedig passzívvá válik: fő energiaforrása már nem az akkréció, hanem a központi csillag általi megvilágítás (II. osztályú objektum). Ez körülbelül 1 millió évig tart. Ebben a szakaszban a korongban megjelenhetnek planetezimálok és bolygók is. Végül a korong gáz- és portartalmának nagy része teljesen szétoszlik vagy összeáll nagyobb testekké, planetezimálokká és bolygókká (III. osztályú objektum). A fotoevaporáció miatt a korong néhány millió év után eltűnik. A korábban kialakult planetezimálok közötti ütközések azonban később megindíthatnak egy ütközési kaszkádot, amely a kis porszemcsék második generációjához vezethet: ez a törmelékkorong.

Az 1.1. ábra mutatja a különböző osztályú objektumok vázlatos rajzát és a megfigyelhető spektrális energiaeloszlásokat. A fősorozat előtti objektumok spektruma általában nagyon összetett: a protocsillag sugárzásán kívül a korong és a burok emissziója is látható. A felhőmagok csak szubmilliméteres és rádióhullámhosszakon láthatók. A 0. osztályú források már a távoli infravörös tartományban is sugároznak. Az I. osztályú források spektrumában már jól látható (proto)csillagfotoszféra főként közeli infravörös hullámhosszakon, de jelentős közép- és távoli infravörös többlet (excesszus) is megfigyelhető a korong és a burok miatt. A fő energiaforrás az akkréciós luminozitás. A II. osztályú forrásokban a legtöbb energia a csillag fotoszférájából származik, amely elég forró ahhoz, hogy optikai hullámhosszakon megfigyelhető legyen. Az infravörös tartományt azonban továbbra is a korong emissziója dominálja a csillagfény elnyelése és újra kibocsátása (reprocesszálása) révén. A III. osztályú objektumoknak már csak nagyon szerény az infravörös többletsugárzása a maradék korong miatt.

A csillagok keletkezéséről részletes leírás található Stahler & Palla (2005) könyvében. A következőkben a csillagkörüli korongokra fogok koncentrálni, és Williams & Cieza (2011) nyomán összefoglalom a korongok jellemző tulajdonságait a megfigyelési eredmények tükrében.

#### 1.2 A csillagkörüli anyag szerkezete és megfigyelése

#### 1.2.1 A korongok tömege

A csillagkörüli anyagban változatos sűrűségű és hőmérsékletű részek találhatók. Ennek megfelelően különböző hullámhosszakon és különféle technikákkal végzett mérésekkel a rendszer más-más részeiről szerezhetünk információt. Mára már jelentős mennyiségű adatunk gyűlt össze a csillagkörüli anyag tömegéről, kiterjedéséről, szerkezetéről és anyagi összetételéről. Az 1.2 ábra szemlélteti, hogy egy tipikus csillagkörüli korong esetében mely hullámhosszakon a



1.1. ábra. A fősorozat előtti csillagfejlődés főbb fázisai. A spektrális energiaeloszlások forrása: Magnus Vilhelm Persson (https://doi.org/10.6084/m9.figshare.1121574.v2), a vázlatok forrása: Mark McCaughrean.



1.2. ábra. Kontinuum- és vonalemisszió egy tipikus T Tauri típusú csillag körüli korongban. Szürkeskálával látható a korong sűrűségeloszlása. Az emisszió eloszlásának számolása a ProDiMO radiatívtranszfer-modellel történt. Balra: azok a korongterületek, amelyek adott hullámhosszon a függőleges irányban megfigyelt kontinuumsugárzás 50%-áért felelősek (http://www-star.st-and.ac.uk/~pw31/DIANA/Outreach/TypicalTTauri.pdf). Jobbra: azok a korongterületek, amelyek a jelölt vonal fluxusa 50%-ának kibocsátásáért felelősek. A szaggatott görbék a konstans sűrűségű felületeket jelzik, míg a sárga pontozott görbe jelöli az  $n_{\rm CO}/n_{\rm \langle H\rangle} = 10^{-5}$  felületet (Woitke et al. 2016).

rendszer mely részei vizsgálhatók. A legrövidebb, optikai és közeli infravörös hullámhosszakon a korong felszínét láthatjuk szórt fényben. Mivel a szórás rövid hullámhosszakon hatékonyabb, ahogy a hosszabb hullámhosszak felé haladunk, egyre kevesebb szórt fényt látunk, és egyre inkább a korong termikus emissziója fog dominálni. A hőmérséklet-gradiens miatt a középinfravörös tartományban a korong belső, melegebb részei sugároznak, távoli infravörösben pedig a külső, hidegebb régiók. Tipikus korongtömegek és sűrűségek esetén az optikai mélység még elég nagy ahhoz, hogy az infravörös hullámhossztartomány nagy részében a sugárzás optikailag vastag legyen, ezért ezeken a hullámhosszakon továbbra is csak a korong felszínét látjuk.

A por opacitása csökken a hullámhosszal, így milliméteres hullámhosszakon a sugárzás optikailag vékonnyá válik. Ezt azt jelenti, hogy a korong legkülső, leghidegebb tartományaiban már a középsík is vizsgálható, és ezen a hullámhosszon már következtethetünk a korong tömegére. Rayleigh-Jeans-közelítésben, a por opacitásának frekvenciafüggésére hatványfüggvényt feltételezve (pl.  $\kappa = 0.1 \left(\frac{\nu}{1000 \text{ GHz}}\right)^{\beta} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ , Beckwith et al. 1990), és tekintetbe véve, hogy a korong felszínének nagy részén (tipikus korongsűrűség esetén 10 CSE-en kívül) a milliméteres sugárzás optikailag vékony, a mért fluxus egyszerűen egyenesen arányos a korong tömegével, vagyis praktikus csillagászati mértékegységekben:

$$M = 1,6 \times 10^{-6} \left(\frac{\nu}{1000 \,\text{GHz}}\right)^{-(2+\beta)} \left(\frac{S_{\nu}}{\text{Jy}}\right) \left(\frac{T_{\text{d}}}{\text{K}}\right)^{-1} \left(\frac{D}{\text{pc}}\right)^{2} \,\text{M}_{\odot},\tag{1.1}$$

ahol  $\nu$  az észlelési frekvencia,  $\beta$  a poropacitás frekvenciafüggésének hatványkitevője,  $S_{\nu}$  a mért fluxus,  $T_{\rm d}$  a por hőmérséklete, D a vizsgált objektum távolsága. Ezt az összefüggést kihasználva számos milliméteres felmérés készült különböző csillagkeletkezési területeken, pl. Beckwith et al. (1990); André & Montmerle (1994); Andrews & Williams (2005, 2007a), stb. Ezekből a felmérésekből az derült ki, hogy II. osztályú objektumok esetében egy nagyon jelentős tömegtartományban, lényegében a fiatal barna törpéktől egészen a Herbig Ae/Be csillagokig az átlagos korongtömeg a csillag tömegének 1%-a.

Ezekben a számolásokban nagyon lényeges feltételezés, hogy a tömegegységre eső poropacitás ( $\kappa \ cm^2 g^{-1}$  egységben) már tartalmazza a gáz tömegét is, mert bár az opacitást a por dominálja, a tömeg nagy részét a gáz adja. Ehhez tudnunk kell a gáz és a por tömegarányát. A fényes röntgenforrások irányában végzett röntgenspektroszkópiai mérésekkel meg lehetett állapítani az adott irányban a gázabszorpciót, ebből pedig a gáz oszlopsűrűségét, és az jó korrelációt mutatott az adott irányban mérhető optikai extinkcióval  $(A_V)$ , amely pedig a por oszlopsűrűségétől függ (Predehl & Schmitt 1995). Ezek a vizsgálatok arra utalnak, hogy a csillagközi anyagban a gáz/por tömegaránya 100. Hasonló arányt feltételezhetünk, legalábbis kezdetben, a csillagkörüli korongokban is, bár egyre több utalás van arra, hogy később a gáz/por arány lecsökken (10, de akár 1 is lehet, Miotello et al. 2017). Fontos tehát észben tartani, hogy 100-as gáz/por arányt feltételezve elképzelhető, hogy túlbecsüljük a korongok tömegét. Egy másik effektus ezzel ellentétben viszont a korongtömeg alulbecslését eredményezi. A korong porszemcséi egy idő után összetapadnak, és egyre nagyobb szemcséket, végül planetezimálokat és bolygókat alkotnak. Kezdetben a porszemcsék szubmikronos méretűek, ahogy a csillagközi anyagban is. 2 millió év után azonban már a portömeg nagyobb része milliméteres vagy annál is nagyobb szemcsékben található (Williams 2012). A Mie-elmélet szerint egy adott  $\lambda$  hullámhosszon végzett mérések csak  $< 3\lambda$  méretű porszemcsék sugárzására érzékenyek. A milliméteres mérések tehát, főleg idősebb korongok esetében, jelentősen alulbecsülhetik a korong tömegét. Sok bizonytalanság van tehát individuális csillagok kiszámított tömegében.

#### 1.2.2 A korongok mérete

Bár a csillagkörüli anyag jelenlétére könnyen következtethetünk az infravörös excesszus jelenlétéből, azonban annak térbeli eloszlása térben felbontatlan mérésekből aligha következtethető ki. Csillagkörüli korongokat közvetlenül először a *Hubble*-űrtávcső képein figyelhettünk meg: ezek voltak az Orion-köd fényes háttere előtt sötét sziluettként megjelenő proplidok. Az Orion-beli proplidok sugara 50 és 200 CSE közötti (Vicente & Alves 2005). Ahhoz, hogy ekkora méretű objektumok milliméteres termikus sugárzását fel tudjuk bontani, több száz méteres, vagy akár kilométeres átmérőjű rádióantennára lenne szükségünk (egy távcső szögfelbontása  $\theta = k\lambda/D$ , ahol  $\lambda$  az észlelési hullámhossz, D a távcsőtükör vagy antenna átmérője, k = 70, ha fokban számolunk, k = 1, 22, ha radiánban). Ilyen esetben jön jól az interferometriás technika, melynek során a rádióantennák jelét összekapcsolva észleljük, így a térbeli felbontást már nem az egyedi antennák mérete, hanem a köztük lévő távolság, a bázisvonal szabja meg. Az egyik első nagy interferometrikus korongfelmérés Dutrey et al. (1996) cikkében jelent meg. Eszerint a Taurus csillagkeletkezési területen a korongok sugara 75 és 150 CSE közötti (nagyobbak, mint az Orionban, hiszen nincsenek kitéve közeli O-típusú csillagok intenzív sugárzásának).

Érdekes módon általában eltérő értékeket kapunk ha a korong portartalma kontinuumsugárzásának vagy a gáz valamely vonala emissziójának kiterjedését mérjük (1.3. ábra). Ennek oka a felületi sűrűségeloszlásban, és annak következményeként a felületi fényességeloszlásban keresendő. Legegyszerűbb közelítésben a  $\Sigma$  felületi sűrűség- (vagy fényesség) eloszlását hatványfüggvénynek szokták feltételezni, a korong fényessége tehát a sugár növekedésével csökken. Mivel a milliméteres kontinuumsugárzás optikailag vékony, a halvány emisszió a csillagtól távolodva hamar elvész a zajban. Ezzel ellentétben a molekulavonalak emissziója, elsősorban a nagyon gyakori <sup>12</sup>CO-molekuláé, tipikusan optikailag vastag a protoplanetáris korongokban, tehát fényesebb a kontinuumnál, így nagyobb távolságokig követhető. A nagyobb tömegű korongok egyébként általában nagyobb méretűek is (Andrews et al. 2009, 2010), a felületi



1.3. ábra. Balra: az AS 205 jelű T Tauri típusú csillag integrált CO J=3-2 emissziója (kontúrokkal) és sebességeloszlása (színskálával, 3 és 5 km s<sup>-1</sup> között). Középen: az AS 205 870  $\mu$ m-es kontinuumemisszió-térképe. Az ábrák forrása Andrews et al. (2009). Jobbra: II. osztályú fiatal csillagok korongjának felületi sűrűségeloszlása a sugár függvényében (Williams & Cieza 2011).

sűrűség eloszlásának hatványkitevője pedig 0 és -1 közötti, azaz enyhén csökken a távolsággal (Andrews & Williams 2007b). A felületi sűrűség 20 CSE távolságban a legtöbb korongra  $10 \text{ és } 100 \,\mathrm{g \, cm^{-2}}$  közötti, ami azt jelenti, hogy ezek a II. osztályú objektumok korongjai gravitációsan stabilak a Toomre-kritérium szerint (Isella et al. 2009, lásd az 1.3. ábrát is).

#### 1.2.3 A korongok sebességeloszlása

A II. osztályú korongok esetében a korong tömege már csak 1%-a a csillagénak, így a korong öngravitációja elhanyagolható, és a korong sebességmezeje közel keplerinek tekinthető. A kepleri sebességmező jellegzetes kétcsúcsú vonalprofilt hoz létre, amely kellő érzékenység és spektrális felbontás esetén jól megfigyelhető például a CO milliméteres vonalaiban. Egészen a közelmúltig csak néhány korongnak volt ismert a sebességmezeje, mára azonban az ilven típusú mérések rutinfeladattá váltak az olyan új (szub)milliméteres interferométerekkel, mint amilyen az ALMA. A szimmetrikus vonalprofil közepe pontos becslést ad a rendszersebességre, az ettől kisebb sebességek a korong kékeltolódott (vagyis a rendszersebességhez képest közeledő), a nagyobb sebességek pedig a vöröseltolódott (vagyis a rendszersebességhez képest távolodó) korongrészek emisszióját jelzik.

Ha elkészítjük egy korong elsőmomentum-térképét, vagyis az intenzitással súlyozott átlagsebesség-térképét, akkor a kepleri forgás miatt a korong egyik fele kékeltolódott, míg a másik fele vöröseltolódott. Erre jó példát mutat az 1.3. ábra bal oldali panelja. Egy ilyen térbelileg feloldott sebességmezőn jól megmérhető a korong forgástengelyének pozíciószöge is. A korongban lévő gáz sebességeloszlásának egy másik lehetséges vizualizációja a csatornatérkép, amely az egyes sebességcsatornákban mutatja annak a gáznak az emisszióját, amelynek éppen akkora a látórányú sebessége. A rendszersebességtől eltérő sebességek esetén ezek tipikusan kisebb-nagyobb patkó alakú eloszlást mutatnak a forgástengely két oldalán. Egy harmadik lehetséges vizualizációs technika a pozíciósebesség-grafikon, amelyen valamely tengely mentén ábrázolják az emisszió erősségét a sebesség és a tengely mentén mért pozíció függvényében. Ha a kiválasztott tengely merőleges a forgástengelyre (ez a képen a nagytengelynek felel meg), akkor egy ilyen pozíciósebesség-diagramon szépen megfigyelhető a kepleri sebességeloszlásnak megfelelő  $r \sim v^{-\hat{0},5}$  görbe. Kepler harmadik törvényének megfelelően a konkrét sebességértékek attól függnek, hogy mekkora a központi csillag tömege, így ez a módszer felhasználható a csillag dinamikai tömegének becslésére (ennek a módszernek kettőscsillagokkal való ellenőrzése olvasható pl. a Czekala et al. 2015, 2016 cikkekben).

#### 1.2. A csillagkörüli anyag szerkezete és megfigyelése



1.4. ábra. *Balra:* a csillagközi por abszorpciós profilja és csillagászati szilikátok által okozott extinkció (Henning 2010). *Jobbra:* különböző gázok opacitása a belső korongra jellemző fizikai körülmények esetén (Dullemond & Monnier 2010).

#### 1.2.4 A korongok összetétele

Bár a szilárd porszemcsék a fiatal csillagok körüli korongok anyagának csak kis százalékát adják, ezek dominálják a kontinuumopacitást, így egy ilyen rendszer spektrális energiaeloszlásában megfigyelhető infravörös excesszus lényegében a poranyag termikus sugárzásának köszönhető. Precíz spektrofotometriai mérések segítségével két jellegzetes, széles színképi alakzat figyelhető meg fiatal csillagok spektrális energiaeloszlásában: egy 9,7  $\mu$ m körül, egy pedig 18  $\mu$ m körül. Mindkét alakzat a korong szilárd szilikátszemcséiből ered, előbbi a szilikátokat alkotó SiO<sub>4</sub> tetraéderekben előforduló Si–O kötések nyújtási módusának, utóbbi az O–Si–O kötések hajlítási módusának felel meg (pl. Henning 2010, lásd a 1.4. ábra bal panelét is). Az, hogy ezek az alakzatok szilikátokból erednek, földi szilikátszemcsék laboratóriumi infravörös színképelemzésével ellenőrizhető. A csillagközi anyagban található szilikátokat azonban nem lehet teljesen precízen reprodukálni laboratóriumi kísérletekben, ezért a gyakorlatban sokszor a csillagászati méréseken alapuló "csillagászati szilikátok" spektrumát szokták illesztésekkor használni.

Laboratóriumi mérések alapján lehet tudni, hogy a csillagközi anyag porszemcséi főleg amorf szerkezetű szubmikronos méretű szilikátokból állnak. Kezdetben ez az anyag alkotja a fiatal csillagok körüli korongok poranyagát is. Később ebben többféle változás végbemehet: hő hatására az amorf szemcsék kristályossá alakulhatnak, míg az apró porszemcsék összetapadásával nagyobb szemcsék jöhetnek létre. Ezek a változások a fent említett színképi alakzatokban is észrevehető változásokat okoznak. Az amorf, kisméretű por 9,7  $\mu$ m-es alakzata erős és jellegzetes háromszög alakú, a 18  $\mu$ m-es alakzat gyengébb és szélesebb. A kristályos hányad növelésével mind a 8–13  $\mu$ m-es, mind a 16–40  $\mu$ m-es tartományban megjelennek a forszteritre és ensztatitra jellemző éles, keskeny csúcsok a színképben. A porszemcseméret növekedése hatására a 9,7  $\mu$ m-es alakzat gyengébbé válik, és háromszög helyett inkább trapéz alakú a profilja.

A csillagközi anyag 99%-át gáz alkotja, és ez kezdetben nyilván igaz a csillagkörüli korongokra is. Az optikai és közeli infravörös  $(1-2,5 \,\mu\text{m})$  hullámhossztartományban számos elektron-átmenet figyelhető meg, ilyenek az atomos hidrogén Balmer-, Paschen- és Brackett-sorozata, valamint atomi fémvonalak (OI, NaI, CaI, ...). Fiatal csillagok K sávbeli színképének jellegzetes alakzata a CO-molekula 2,29  $\mu$ m és 2,40  $\mu$ m között jelentkező rovibrációs sávjai (1.4. ábra). Ezek olyan átmenetek, melyek során a molekulának mind a rotációs, mind a vibrációs kvantumszáma megváltozik (ebben az esetben  $v=2\rightarrow0, 3\rightarrow1, 4\rightarrow2, 5\rightarrow3, ...$ ).



1.5. ábra. A bal oldali panel azt mutatja, a csillagok hány százalékának van közeli infravörös excesszusa a korong jelenléte miatt a csillaghalmaz korának függvényében (Hernández et al. 2008). A jobb oldali panel a portömeg kumulatív eloszlását mutatja különböző csillagkeletkezési területekre (Ansdell et al. 2017). Az 1–3 millió éves Taurus és Lupus esetében az eloszlás lassan csökken és az átlagos portömeg nagyobb, míg az 5–10 millió éves Upper Scorpius esetében az eloszlás meredeken leesik, és az átlagos portömeg is kisebb.

középinfravörösben 4–5  $\mu$ m közé esnek a CO-molekula fundamentális rovibrációs átmenetei, melyek során a vibrációs kvantumszám 1-et változik ( $v=1\rightarrow 0, 2\rightarrow 1, 3\rightarrow 2, 4\rightarrow 3, ...$ ). A távoli infravörösben észlelhető a [O I] 63  $\mu$ m-es tiltott vonala, a [C II] 158  $\mu$ m-es tiltott vonala és a [NII]  $205 \,\mu$ m-es tiltott vonala, melyekről több mérés született a Herschel-űrtávcső segítségével (1.2. ábra)

A hideg gázt nagyon nehéz detektálni, ugyanis a gázanyag túlnyomó többségét alkotó hidrogéngáznak nincsenek erős, könnyen észlelhető vonalai a milliméteres tartományban. Ezért a hidrogén helyett valamilyen más nyomjelzőmolekula, például a CO, H<sub>2</sub>O, CN, HCN, HCO<sup>+</sup> vonalait vizsgáljuk. A milliméteres tartományba esik sok két- vagy háromatomos molekula rotációs átmenete. A 3 mm-es légköri ablakban mérhető például a CO J=1-0átmenete, az 1 mm-es ablakban a CO J=2-1-es vonala, a 870  $\mu$ m-es ablakban a J=3-2-es vonal. A (szub)milliméteres interferométerekkel nemcsak a CO és izotópjai, hanem rengeteg más molekula és molekulaion vonala mérhető. Az adott átmenet gerjesztési hőmérsékletétől és kritikus sűrűségétől függően ezek segítségével jól tanulmányozhatók a csillagkörüli korong hidegebb vagy melegebb, sűrűbb vagy ritkább tartományai. A molekulák térbeli eloszlása és egymáshoz képesti gyakoriság-arányaik érdekes információkat szolgáltatnak a korongban lezajló gázfázisú vagy a porszemcsék felszínén lezajló kémiai reakciókról.

#### 1.2.5 A korongok fejlődése

A csillagkörüli korongnak fontos szerepe van mind a csillag felépítésében, mind a bolygók keletkezésében, mire azonban a csillag a fősorozatra ér, a protoplanetáris korong eltűnik. Ennek időskálája lényeges abból a szempontból, hogy mennyi idő áll rendelkezésre a bolygókeletkezéshez. A korongok hosszútávú időfejlődését leginkább különböző korú csillaghalmazok statisztikai összehasonlításával lehet elvégezni, az egyedi csillagok korát ugyanis nem ismerjük elég pontosan ahhoz, hogy egy halmazon belül vizsgálhassuk a korongok fejlődését.

A korongok jelenlétét jelző különbő mérések (pl. infravörös excesszus különböző hullámhosszakon, vagy az akkréciót jelző H $\alpha$  emisszió) azt mutatják, hogy egy adott csillagkeletkezési



1.6. ábra. Egy fiatal Nap-típusú csillag körüli tipikus korong fejlődése (Williams & Cieza 2011). Részleteket lásd a szövegben.

területen csak a csillagok egy részének van korongja. Az adatok szórása elég nagy: bizonyos csillagok már 1 millió év alatt elvesztik a korongjukat, másoknak viszont még 10 millió éves korukban is megvan a korongja. Ugyanakkor egyértelműen megfigyelhető egy általános trend: a koronggal rendelkező csillagok aránya a teljes fiatalcsillag-populációhoz képest az idővel csökken. Míg 1 millió évesnél fiatalabb csillagok esetében a közeli infravörös excesszussal rendelkező csillagok aránya 60–80%, addig 10 millió évnel idősebb csillagokra már csak 10% alatti. A korongok gyakoriságának időfüggését exponenciálissal közelítve azt kapjuk, hogy az 2,5–3 millió év alatt *e*-adrészére csökken (1.5. ábra, Hernández et al. 2008). Hasonló értéket kapunk az akkretáló csillagok gyakoriságának csökkenésére is (10 millió év után a csillagok már nem akkretálnak a detektálási határ  $10^{-11} M_{\odot}$ /év felett, Fedele et al. 2010).

Míg a közeli infravörös excesszus vagy az akkréció eltűnése a korong belső részének ( $\leq 0,1 \text{ CSE}$ ) kiürülését jelzi, addig hosszabb hullámhosszakon a csillagtól távolabbi korong-régiók sugárzását vizsgálhatjuk. A *Spitzer*-űrtávcső 8 µm-es mérései  $\approx 5 \text{ CSE-n}$  belüli, míg a 24 és 70 µm-es mérései az 5–20 CSE közötti anyagra érzékenyek. Érdekes módon ezek a vizsgálatok ugyanúgy arra utalnak, hogy a korong külsőbb részei is viszonylag gyorsan eldisszipálnak. A korong teljes hideg portartalmát mérő optikailag vékony milliméteres porkontinuum vizsgálatával Ansdell et al. (2017) arra jutottak, hogy 5–10 millió év után már a csillagoknak csak kevesebb, mint 10%-a körül van annyi poranyag (10 M<sub>⊕</sub>), amelyből létrejöhet egy óriásbolygó magja (1.5. ábra, jobb oldali panel).

Ha a korongok eltűnése minden hullámhosszon egyszerre történik, az arra utal, hogy a kiürülés nem fokozatos, hanem a korong évmilliókig tartó lassú fejlődést követően rövid idő alatt teljesen eltűnik, ezt nevezik a "két időskála problémájának". Ennek magyarázata az, hogy amint az akkréció leáll, a központi csillag ultraibolya fotonjai fotoevaporációt idéznek

elő a csillagtól egészen távoli korongrégiókban is, amelynek hatására a korong gázanyaga korongszél formájában távozik a rendszerből (Clarke et al. 2001; Alexander et al. 2006). Tehát nemcsak a por, hanem a gáz is eltűnik a korongokból.

Az egyedi csillagok persze eltérhetnek az itt felvázolt trendtől, hiszen ilyenkor sok egyéb tényezőt is figyelembe kell venni, mint például a környezet hatása, a kettősség, vagy a közeli nagy tömegű csillagok által előidézett fotoevaporáció. Ezektől eltekintve azonban felvázolható a korongok fejlődésére a következő általános kép: a korongokban évmilliókon keresztül viszkózus anyagáramlás történik, melynek hatására az anyag lassan a csillag felé spirálozik, míg a csillag távoli ultraibolya (FUV) sugárzása hatására a korong külső része fotoevaporálódik (1.6. ábra, bal felső panel). Közben a kezdetben szubmikronos ( $r \approx 0, 1 \, \mu m$ ) porszemcsék összetapadnak, egyre nagyobb szemcséket alkotnak, és a pornövekedéssel egyidejűleg lecsatolódnak a gázról és leülepednek a korong középsíkjába (1.6. ábra, jobb felső panel). Ahogy a korong tömege és az akkréció lecsökken, egyre fontosabbá válik a csillag extrém ultraibolya (EUV) sugárzása. A külső korong már nem tudja pótolni a belső korong által elvesztett anyagot, és egy belső lyuk jön létre, majd a korong belülről kifelé gyorsan szétdisszipál (1.6. ábra, bal alsó panel). Amint a gáz eltűnik a rendszerből, a sugárnyomás miatt és a Poynting-Robertson effektus hatására a kis porszemcsék is eltűnnek a rendszerből, és csak a nagyobb planetezimálok, bolygók maradnak meg. Később ezen testek közt ütközések mehetnek végbe, amelyek friss, másodlagos port hoznak létre, ezt nevezzük törmelékkorongnak (1.6. ábra, jobb alsó panel).

### 1.3 Epizodikus akkréció és fiatal eruptív csillagok

Epizodikus tömegbefogásnak (akkréciónak) hívjuk azt a folyamatot, melynek során a csillagkörüli korongról a protocsillagra nem egyenletes ütemben hullik az anyag, hanem az általában alacsony akkréciós ráta rövid időre több nagyságrenddel megnő, és ezáltal jelentős anyagmennyiséggel gyarapszik a születőben lévő protocsillag tömege. Ennek a folyamatnak a jóslatai között szerepel, hogy találhatók olyan fiatal csillagok, amelyek időlegesen kifényesednek. Az FU Orionis típusú objektumokat (röviden FUorokat) eredetileg úgy azonosították, mint nagy amplitúdójú, hosszú optikai felfényesedéseket mutató fiatal csillagokat (Herbig 1966, 1977). Az első néhány ilyen objektum felfedezését követően több tanulmány készült annak megértésére, hogy mi okozza ezeket az optikai kitöréseket. Ezek eredményeként kialakult az a konszenzus, hogy a kitöréseket a csillagkörüli korongról a csillagra való akkréció megnövekedése okozza, a FUorok tehát az epizodikus akkréció megfigyelhető példái (Herbig 1977; Reipurth 1990; Hartmann et al. 1993; Hartmann 1991; Kenyon 1995a,b; Bell et al. 2000; Hartmann & Kenyon 1996; Hartmann 2008; Reipurth & Aspin 2010).

Emellett sikerült azonosítani egy másik fiatalcsillag-csoportot is, amelyek kisebb amplitúdóval és rövidebb kitörésekkel, de hasonló eruptív viselkedést mutatnak a FUorokhoz. Ezeket prototípusuk alapján EX Lupi típusú csillagoknak vagy EXoroknak nevezzük (Herbig 1989). A közelmúltban azonban kétségek merültek fel azzal kapcsolatban, hogy a FUorok és EXorok valóban különböző osztályt alkotnak-e, mivel több újonnan felfedezett fiatal eruptív forrás tulajdonságai arra utaltak, hogy kevésbé határozott a két osztály elkülönülése.

Az eruptív jelenség megértéséhez a FUorokat és EXorokat az elektromágneses spektrum legkülönbözőbb tartományaiban észlelik, míg az elméleti tanulmányok a kitörések fizikai mechanizmusát vizsgálják. A fősorozat előtti fejlődés általános elképzelése szerint az anyagot, amelyből felépül a központi csillag és kialakulnak a bolygók, nagyban befolyásolja a kitörések gyakorisága és intenzitása (Hartmann & Kenyon 1996). Feltételezhető, hogy epizodikus akkréció a csillagkeletkezés minden korai fázisában előfordul, de csak akkor válik megfigyelhetővé, amikor a protocsillag körül lévő burok már elvékonyodott.

Egy elképzelés szerint a FUorok és az EXorok ennek a kontinuumnak a részei. Ebben a képben a FUor-kitörések hosszabbak és erősebbek, mint az EXor-kitörések (1.7. ábra). A kitörések ismétlődő ciklusokban fordulnak elő, és a csillagkörüli burokból a korongra



1.7. ábra. Az akkréciós ráta változásai a csillagkeletkezés során, Schulz (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 EXorkitörések.

hulló anyag táplálja őket. Egy másik elképzelés szerint az EXor-kitöréseket egy teljesen különálló jelenség okozza, amely a T Tauri csillagok korongjának instabilitásaival kapcsolatos, míg a FUorok fejlődési állapotukat tekintve összekötik a koronggal és burokkal körülvett protocsillagokat a kizárólag koronggal körülvett T Taurikkal. A megfigyelések ennél bonyolultabb képet mutatnak, amely szerint erős, hosszú kitörések klasszikus T Tauri csillagokban is előfordulhatnak, valamint burokba beágyazott, fiatal objektumok is mutathatnak EXor típusú rövid kitöréseket. A következőkben részletesebben is megismerkedünk a különböző eruptív csillag típusokkal.

#### 1.3.1 FU Orionis típusú objektumok

A FUorok osztálya eredetileg az FU Ori, V1057 Cyg és V1515 Cyg jelű csillagokat tartalmazta. Ezek mindegyike több magnitúdós erős kitörést mutatott, jóllehet a kifényesedés és az azt követő lassú elhalványodás időskálája eltérő volt a három csillagra (Herbig 1977, lásd az 1.8. ábrát is). Rövid időn belül a V1735 Cyg is felkerült erre a listára (Elias 1978). Bár az FU Ori lassan halványodik 1936-as kitörése óta (Kenyon et al. 2000), még mindig jóval fényesebb, mint kitörés előtt, tehát már több mint 80 éve megnövekedett rátával történik az anyagbefogás. Megjegyezzük, hogy bár a V1331 Cyg-t gyakran említik FUorként, erre azonban nincs meggyőző bizonyíték (Welin 1976 szerint egy FUor-kitörés előtt álló objektumról lehet szó). Azóta számos újabb FUor és FUor-jelölt került a listára (pl. Graham & Frogel 1985; Eisloeffel et al. 1990; Staude & Neckel 1991, 1992; Strom & Strom 1993; McMuldroch et al. 1995; Shevchenko et al. 1997; Sandell & Aspin 1998; Aspin & Sandell 2001; Aspin & Reipurth 2003; Movsessian et al. 2003, 2006; Quanz et al. 2007a,b; Tapia et al. 2006; Kóspál et al. 2008; Magakian et al. 2010, 2013; Reipurth et al. 2012). Számos rendszert, amelyek spektroszkópiai szempontból hasonlítanak a klasszikus FUorokhoz, de nem figyeltük meg a kitörésüket, FUorszerű objektumnak neveznek. Ezek gyakran olyan csillagok, amelyekre jelentős extinkció jellemző, és spektrális energiaeloszlásuk vörösebb, hűvösebb, mint a klasszikus FUoroké.

Az optikai tartományban a klasszikus FUorok spektruma hasonló az F vagy G típusú szuperóriásokéhoz, de a vonalaik szélesebbek, mint a klasszikus T Tauri csillagokéi, és nem láthatók magnetoszferikus akkrécióra utaló jelek. Ezzel szemben a közeli infravörös színkép alapján inkább K vagy M szuperóriás spektráltípust mutatnak. Az ultraibolya tarományban is szuperóriás spektrum látható (Kravtsova et al. 2007). A FUorokat gyakran veszik körül reflexiós ködök, és a központi csillag általában enyhén vörösödött ( $A_V \sim 1, 8 - 3, 5$ ). A

22



1.8. ábra. Fiatal eruptív csillagok fénygörbéi. A jobb láthatóság kedvéért a fénygörbéket eltoltuk a függőleges tengely mentén. Az FU Ori esetében fotografikus és B szűrős magnitúdókat ábrázoltunk Hoffleit (1939); Wachmann (1954); Weber (1956); Mendoza (1968); Lee (1970); Herbig (1977); Kolotilov & Petrov (1985); Kenyon et al. (1988); Herbst et al. (1994) cikkéből és az AAVSO adatbázisból (https://www.aavso.org/). A HBC 722 esetében R-szűrős adatok láthatók Semkov et al. (2010); Miller et al. (2011); Kóspál et al. (2011a); Sung et al. (2013); Antoniucci et al. (2013); Semkov et al. (2014); Kóspál et al. (2016a) cikkéből és az AAVSO adatbázisból (lásd a 3.9. ábrát is). A V1057 Cyg esetében fotografikus magnitúdókat tüntettünk fel Gieseking (1973) cikkéből. A V1647 Ori esetében I-szűrős adatok láthatók, ezek forrása: Briceño et al. (2004); Semkov (2006); Acosta-Pulido et al. (2007); Ninan et al. (2013). Az EX Lup esetében vizuális és V mangnitúdókat ábrázoltunk az AAVSO adatbázisból (https://asas-sn.osu.edu/).

közeli infravörös színképben a FUorok 2,3  $\mu$ m környékén szén-monoxid abszorpciós sávokat mutatnak. Az optikai FeI, LiI és CaI vonalak, valamint a közeli infravörös CO-vonalak jellemzően kettős csúcsúak, és a vonalak kiszélesedése kinematikailag összhangban van egy forgó koronggal (Hartmann & Kenyon 1996), bár korongszélre is szükség lehet a vonalprofil magyarázatához (Eisner & Hillenbrand 2011). Petrov & Herbig (1992) valamint Petrov et al. (1998) egy teljesen eltérő modellt vetettek fel az optikai vonalak alakjára, és azzal érveltek, hogy a profil egyszerűen csak egy központi emissziós csúcs jelenlétével magyarázható a széles abszorpciós vonalak közepén (lásd még Herbig et al. 2003). Hasonlóképpen, az FU Ori optikai vonalprofiljának magyarázatára javasoltak a csillag pólusa közelében elhelyezkedő nagy sötét foltot feltételező modellt is (Petrov & Herbig 2008). A vita ellenére azt mondhatjuk, hogy az akkréciós korong modell általában jól működik a FUorokra (pl. Hartmann et al. 2004).

Infravörös hullámhosszakon a klasszikus FUorok közti hasonlóság már nem annyira egyértelmű, mivel az FU Ori tisztán amorf szilikátoktól származó, erős emissziót mutat, és a spektrális energiaeloszlása viszonylag kék, amely konzisztens egy nem túlságosan szétnyíló koronggal (Green et al. 2006; Quanz et al. 2007c), míg a V1515 Cyg és a V1057 Cyg spektrális energiaeloszlása laposabb, szilikátemissziójuk pedig gyengébb. A különbségek tovább erősödnek a távoli infravörös és szubmilliméteres tartományban, ahol már a burok sugárzása dominálja a spektrumot. Az FU Ori és a V1515 Cyg gyenge kontinuum- és

#### 1.3. Epizodikus akkréció és fiatal eruptív csillagok



1.9. ábra. A csillagkörüli anyag geometriájának illusztációja a  $10 \,\mu$ m-es szilikátalakzatot abszorpcióban mutató (*balra*) és emisszióban mutató (*jobbra*) FUorok esetében (Quanz et al. 2007c nyomán).

CO-emissziót mutat 100  $\mu$ m fölött, míg a V1057 Cyg-ben erős CO-vonalak és lényegesen erősebb kontinuumemisszió figyelhető meg (Green et al. 2013a). Mindenesetre a közeli infravörös interferometriás mérések azt mutatják, hogy a klasszikus FUorok mindegyikében észlelhető a burok hozzájárulása (Millan-Gabet et al. 2006). Az ilyen burkok tömege néhány tized naptömeg, és inkább az I. osztályú protocsillagok burkaihoz hasonlítanak, mintsem a II. osztályú objektumokéhoz (Sandell & Weintraub 2001; Pérez et al. 2010).

A kitörések során a klasszikus FUorok bolometrikus luminozitása 100-300  $L_{\odot}$ , az akkréciós ráta pedig  $10^{-6}$  és  $10^{-4} \,\mathrm{M_{\odot}}$ /év közötti. A FUorok kutatása során egy kihívás a FUor-jelöltek azonosítása, még mielőtt kitörnének. A V1057 Cyg egyike azon kevés azonosított FUornak, amelyről rendelkezésre áll kitörés előtti optikai spektrum (Herbig 1977), amelynek alapján az objektum klasszikus T Tauri csillagnak tűnt. A csillagkeletkezési régiókat megcélzó nagy spektroszkópiai felméréseknek köszönhetően remélhetőleg több jövőbeli FUorról találunk majd kitörés előtti archív spektrumot. Mivel csak kevés FUor-kitörést észleltek, felmerül a kérdés, hogy vajon vannak-e olyan fiatal csillagok, amelyek átestek korábban nem észlelt FUor-kitöréseken. Például a Herbig–Haro (HH) objektumok központi forrásai FUor-szerűek, mivel a közeli infravörös spektrumuk lényegében hasonló a FUorokéhoz (Reipurth & Aspin 1997; Greene et al. 2008). Ez arra utal, hogy a FUor-szerű fiatal csillagok sokkal gyakoribbak lehetnek, mint a viszonylag kisszámú klasszikus FUor.

#### 1.3.2 A FUorok osztályozása

Számos módszer létezik a fiatal csillagok osztályozására, ilyen például az  $\alpha$  infravörös spektrális index (André et al. 1993; Greene et al. 1994), vagy a  $T_{\rm bol}$  bolometrikus hőmérséklet (Chen et al. 1995; Robitaille et al. 2006). Egyes FUorok spektrális energiaeloszlása olyan, mint a II. osztályú objektumoké, míg más FUoroké lapos, mint az I/II. osztály határán lévő objektumoké (azaz 350 K<  $T_{\rm bol}$  <950 K, Evans et al. 2009; Fischer et al. 2012; Green et al. 2013a). A (szub)milliméteres porkontinuumból származó buroktömegek szintén használhatók a különböző evolúciós állapotú objektumok megkülönböztetésére. Az evolúciós állapot és a megfigyelt mennyiségek alapján definiált infravörös osztályozás közti különbségtétel részletes tárgyalása megtalálható Dunham et al. (2014b) cikkében.

Több tanulmány foglalkozik a 10  $\mu$ m-es szilikátalakzat és a különböző jegek spektrális alakzatainak tulajdonságaival (Polomski et al. 2005; Schütz et al. 2005; Green et al. 2006; Quanz et al. 2007c). A szilikátalakzat lehet abszorpcióban vagy emisszióban. A szilikátabszorpciót mutató FUorok általában a csillagközi anyaghoz hasonló amorf vonalprofilt mutatnak,

#### 24

amelyhez néhány esetben egy kis emisszió vagy nagyobb szilikátszemcsék emissziója adódik. Ezenkívül kimutatható a vízjég, a metanoljég és a széndioxidjég abszorpciója. Ezzel szemben a szilikát-emissziót mutató FUorokban vízpárától származó színképi alakzatok figyelhetők meg  $(5-8\,\mu\text{m},\text{Green et al. 2006})$ . Az emisszióban lévő szilikát nem mutat kristályok jelenlétére utaló jelet. Emiatt Quanz et al. (2007c) azt javasolták, hogy a FUorok két kategóriába sorolhatók, amelyeket a szilikát abszorpciója vagy emissziója jellemez. Az emisszió a korong felszínéről ered, és a porszemcsék (kristályosodás nélküli) növekedését jelzi. A szilikátabszorpcióval jellemezhető FUorok valószínűleg fiatalabbak, amelyek körül még ott található a burok, míg a szilikátalakzatot emisszióban mutató objektumok valószínűleg idősebbek, (részlegesen) kiürült, megritkult burokkal. Ezt alátámasztja Green et al. (2013a) vizsgálata, amely szerint a (szub)milliméteres kontinuumadatok alapján is hasonló kép rajzolódik ki a sűrűbb és ritkább burokkal körülvett FUorokról. Az itt felvázolt evolúciós kép tehát általánosságban jól leírja a FUor-osztály képviselőinek sokféleségét.

#### 1.3.3 EX Lupi típusú objektumok

A klasszikus EXorokat kezdetben úgy definiálták, mint klasszikus T Tauri csillagok, amelyek nagy amplitúdójú kitöréseket mutatnak (Herbig 1989, 2008). Az osztály jellemzése nagyrészt a prototípus EX Lupin alapul, és ez alapján az EXorok ismétlődő, rövid kitöréseket mutató csillagok, amelyek nyugalomban M törpe spektráltípusúak, és színképükben nem láthatók a FUorokra jellemző vonalak. Az EXorok eredeti listája nem sokat változott Herbig (1989) cikke óta. Bár találtak új potenciális EXorokat, több esetben nem teljesen nyilvánvaló, hogy egy adott objektum FUor vagy EXor (pl. Eislöffel et al. 1991; Aspin & Sandell 1994; Stecklum et al. 2007; Persi et al. 2007; Kun et al. 2011a). Fotometriai megfigyelések a kitörések alatt és után azt mutatták, hogy az EXorok fényessége néhány hónapra nagyságrenddel megnövekedett (pl. Coffey et al. 2004; Audard et al. 2010). A bolometrikus luminozitás nyugalomban  $1-2L_{\odot}$  (amely tartalmazza a csillagfotoszférából jövő 0,3–0,5  $L_{\odot}$  értéket is), kitörésben pedig néhány  $L_{\odot}$  és néhányszor  $10 L_{\odot}$  közötti (Lorenzetti et al. 2006; Audard et al. 2010; Sipos et al. 2009; Aspin et al. 2010). A kitörés után tipikusan kevesebb mérés érhető el az objektumokról, így gyakran nehéz pontosan megállapítani az EXor-kitörések hosszát és gyakoriságát. Az mindenesetre elmondható, hogy egy adott csillag kitörései néhány évenként ismétlődnek és 1–2 évig tartanak (pl. Herbig 2008). A kitörések során gyakran megfigyelhetők a fénygörbén 30–60 nap periódusú oszcillációk, amelyek a forgási periódusnál hosszabbak, és a magnetoszferikus akkréciós képben a korotáció közelében keringő anyaggal lehet megmagyarázni (Acosta-Pulido et al. 2007; D'Angelo & Spruit 2012).

Az EXorok nyugalomban K vagy M törpékre jellemző abszorpciós spektrumot mutatnak, amelyekben a T Tauri csillagoknál megszokott emissziós vonalak is jelen vannak (Parsamian & Mujica 2004; Herbig 2008). Kitörés alatt az optikai és közeli infravörös spektrális energiaeloszlás jól illeszthető egy forró komponenssel, például egy feketetesttel, amelynek hőmérséklete 1000 K-től 4500 K-ig terjed, és amelynek sugara 0,01–0,1 CSE, tehát a belső korongból származik (Lorenzetti et al. 2012). Egy másik megoldás szerint a spektrális energiaeloszlást a kitörés alatt egy forró folt modellel is lehet illeszteni, amelynek sugárzása az optikai tartományban dominál (Audard et al. 2010; Lorenzetti et al. 2012). Egy ilyen folt lefedettségi tényezője a kitörés során egészen nagy lehet, bár Lorenzetti et al. (2012) azt állítják, hogy ez nem haladja meg a csillagfelület körülbelül 10%-át. Mindenesetre a kitörések során megfigyelt színváltozások nem magyarázhatók kizárólag extinkcióval. Anyagbehullás és kifújás jelei megfigyelhetők a Na I D vonalában, hasonlóan a klasszikus T Tauri csillagokhoz. A közeli infravörös színképben a hidrogén rekombinációs vonalai, atomi vonalak és a CO-sávok láthatók. Ezek a vonalak gyors időskálán változnak, és átmehetnek emisszióból abszorpcióba vagy fordítva (Lorenzetti et al. 2009).

Az EXorok között nagyjából egyenlő számban találunk I. és II. osztályú spektrális ener-

giaeloszlásúakat, az eloszlás csúcsa a kettő közé esik, ahol a spektrális energiaeloszlás lapos (Giannini et al. 2009). A középinfravörösben az EX<br/>orok 10  $\mu$ m-es szilikátemissziót mutatnak (Audard et al. 2010; Kóspál et al. 2012a). Néhányuk hullám<br/>hossztól független fényváltozásokat mutat, valószínűleg a változó akkréció mi<br/>att. Mások a 10  $\mu$ m-es szilikátalakzatban sokkal nagyobb változékonyság<br/>ot mutatnak, mint a szomszédos kontinuumban, amelynek egy lehetséges ok<br/>a a belső korongban bekövetkező szerkezeti változások.

#### 1.3.4 Köztes típusú fiatal eruptív csillagok

Az elmúlt évtizedben számos új fiatal eruptív csillagot fedeztek fel. Néhány közülük a FUorokra jellemző spektrális tulajdonságokat mutat, de kisebb a luminozitása. Ilyen például a HBC 722, amelynek kezdetben  $0.6-0.85 L_{\odot}$  volt a luminozitása, és a klasszikus T Tauri csillagokra jellemző spektrális energiaeloszlást mutatott, majd luminozitása  $4-12 L_{\odot}$ -ig emelkedett (Semkov et al. 2010; Miller et al. 2011, lásd a 3.2. alfejezetet is). Hasonlóképpen, a V2775 Ori bolometrikus luminozitása  $4.5 L_{\odot}$ -ról  $51 L_{\odot}$ -ra nőtt (Caratti o Garatti et al. 2011; Fischer et al. 2012). Az LDN 1415 IRS is alacsony luminozitású fiatal eruptív csillag lehet (nyugalomban  $0.13 L_{\odot}$  a luminozitása, Stecklum et al. 2007), bár még nem tisztázott, hogy FUor vagy EXor. Az OO Ser luminozitása sem igazán nagy (kitörésben  $26-36 L_{\odot}$ , Hodapp et al. 1996; Kóspál et al. 2007; Hodapp et al. 2012), míg a V733 Cep valamivel fényesebb volt  $(135 L_{\odot})$ , és lassan halványodik 2007 óta (Peneva et al. 2010). A V2494 Cyg (HH 381 IRS) luminozitására nehéz becslést adni, ugyanis nem tudjuk biztosan a távolságát (14–45  $L_{\odot}$ , Magakian et al. 2013). A V1647 Ori csúcsluminozitása mindössze  $20-40 L_{\odot}$  volt (Andrews et al. 2004; Muzerolle et al. 2005; Aspin 2011a), és jobban hasonlít egy EXorra, mint egy FUorra. Egyes új eruptív források nagyon fiatalok (jellemzően I. osztályú objektumok), és mélyen beágyazottak a csillag körüli vastag burokba (ilyen például az OO Ser, Kóspál et al. 2007, és a V900 Mon, Reipurth et al. 2012). Másoknak nincs detektálható burkuk, ami viszonylag fejlett állapotra utal (ilyen például a V733 Cep, Reipurth et al. 2007a és a HBC 722, Green et al. 2011, 2013a; Dunham & Vorobyov 2012), bár ilyen esetben is előfordulhat, hogy a környező felhő miatt nagy az extinkció.

Érdekes módon találtak olyan kitöréseket is, amelyek időskálája a klasszikus EXorok és FUorok kitörési időskálái közé esett. Az OO Ser kitörése körülbelül 8 éven át tartott (Hodapp et al. 1996, 2012), míg a V1647 Ori 2004 óta kétszer is kitört (Briceño et al. 2004; Aspin et al. 2009). Ezek a felfedezések azt mutatják, hogy az eruptív jelenség felléphet a legkülönbözőbb evolúciós fázisban lévő fiatal csillagokban, és a megfigyelt objektumokban nagyon különböző lehet a burok tömege, a csillag tömege, az időbeli viselkedés és az akkréciós ráta is.

#### 1.3.5 Kitörésmodellek fiatal eruptív csillagokra

A fiatal csillagok akkréciós kitöréseinek eredete máig vitatott kérdés. A magyarázatok egyik típusa viszkózus-termális instabilitást feltételez a korongban (Bell & Lin 1994), vagy gravitációs és magneto-rotációs instabilitás kombinációját (Armitage et al. 2001), vagy éppen egy gravitációsan instabil korongban létrejövő anyagcsomók behullását (Vorobyov & Basu 2005, 2006). Egy másik modell szerint az akkréció egy erősen mágneses protocsillagra eredendően epizodikus, ha a korong a korotációs sugár közelében csonkolt (D'Angelo & Spruit 2010). Az elméletek egy másik típusához egy közeli csillag vagy szubsztelláris kísérő jelenléte szükséges, amely perturbálja a korongot, és megindítja a megnövekedett akkréciót. A fizikai mechanizmus ilyenkor lehet például egy bolygó okozta sűrűségperturbáció által kiváltott termikus instabilitás (Lodato & Clarke 2004), vagy a közeli kísérő által kifejtett árapályerők (Bonnell & Bastien 1992). Ez utóbbi magyarázatok különösen előnyösek azokban az esetekben, amikor az akkréciós ráta néhány hét vagy hónap alatt több nagyságrenddel megemelkedik, mert a gyors növekedést nehéz lenne külső perturbáló tényező nélkül megmagyarázni.



1.10. ábra. A chilei REM (*balra*), ESO/MPG 2,2 m (*középen*) és ESO 3,6 m (*balra*) távcső. A képek forrása: Stefano Covino, José Francisco Salgado és ESO.

### 1.4 A kutatás során használt távcsövek és műszerek

Ez a dolgozat rendkívül változatos észlelési anyagon alapul. A különböző távcsövek és műszerek közti eligazodást elősegítendő, a következőkben egy összefoglalást adok ezekről, elsősorban az eszközök honlapján fellelhető információk alapján. Az optikai távcsövekkel kezdem, majd az infravörös műszerek után a milliméteres és rádióantennák következnek.

#### Piszkéstetői távcsövek

Az MTA CSFK CSI Piszkéstetői Obszervatóriumában két távcsővel végeztünk fiatal csillagokra rendszeres méréseket (3.1. és 3.2. alfejezet). Az 1962-ben üzembe állított Schmidt-távcső 90 cm-es főtükrű, a korrekciós lemezének átmérője pedig 60 cm. A távcsövön Bessel  $BV(RI)_{\rm C}$  szűrők állnak rendelkezésre, míg a kamera 2017 májusáig egy 4k×4k Apogee Alta U16 CCD volt, azóta pedig egy FLI ProLine PL16801. Mindkét kamera esetében a pixelskála 1″,03, a látómező 1°,17×1°,17. Az 1 m tükörátmérőjű Ritchey–Chrétien–Coudé (RCC) teleszkóp Magyarország legnagyobb távcsöve, amelyet 1975-ben helyeztek üzembe. Korábbi műszere, amellyel a mi képeink készültek, egy Princeton Instruments VersArray:1300B kamera volt, amely 1300×1340 pixeles képeket készített, pixelskálája 0″,306, látómezeje 6′,6×6′,8, szintén Bessel  $UBV(RI)_{\rm C}$  szűrőkkel. Az RCC-távcsövön jelenleg elérhető egy kis felbontású ACE spektrográf, egy Andor iXon+888 1k×1k EMCCD, és egy FLI PL16803 4k×4k CCD-kamera Johnson–Cousins  $BV(RI)_{\rm C}$  és Sloan riz szűrőkkel.

#### REM

A Rapid Eye Mount (REM) távcső egy gyors reagálású 60 cm tükörátmérőjű Ritchey–Chrétien robottávcső a chilei La Silla Obszervatóriumban, 2375 m tengerszint feletti magasságban. A távcső fő célja gammafelvillanások optikai utófénylésének gyors észlelése, de ezenkívül más tudományos programokat is végeznek vele. 2003 óta működik. Két műszere a REMIR infravörös kamera és a ROS2 optikai kamera, amelyeket mi is használtunk (2.3. alfejezet). A két kamera szimultán működik, és a távcső fókuszsíkja előtt elhelyezett kettőstörő prizmának köszönhetően ugyanazt a látómezőt észlelik. A prizma az 1 µm feletti hullámhosszák fényt az optikai tengelyen elhelyezett REMIR kamerába, az 1 µm-nél rövidebb hullámhosszakat pedig az optikai tengelyre merőlegesen elhelyezett ROS2 kamerába irányítja. A REMIR 1–2,3 µm között működik, 512×512 pixeles képein a pixelskála 1,2/pixel, a teljes látómező pedig 10'×10'. A szűrőkeréken négy szűrő érhető el: z, J, H és K'. A ROS2 egy többcsatornás optikai kamera, amely szimultán négy szűrővel készült képeket rögzít egy 2k×2k CCD detektor négy negyedén. Ez a műszer a 400–950 nm-es tartományban működik, és Sloan/SDSS g', r', i' és z' szűrők vannak benne. A CCD pixelskálája 0,58/pixel, a látómező 9,1×9,1.

#### **SMARTS**

A SMARTS (Small & Moderate Aperture Research Telescope System) konzorcium négy kisebb távcsövet működtet a chilei Cerro Tololo Obszervatóriumban, ezek tükörátmérője 0,9,



1.11. ábra. A kanári-szigeteki Carlos Sanchez infravörös távcső (TCS, *balra*), az IAC-80 optikai távcső (*középen*) és a William Herschel Teleszkóp (WHT, *jobbra*). A képek forrása: www.iac.es.

1,0, 1,3, és 1,5 m, és kereskedelmi használatúak, vagyis meghatározott összegű támogatásért cserébe másodlagos konzorcium-tagokká válhatunk, és használhatjuk a távcsöveket. Ezek közül mi az 1,3 m-es távcsővel vettünk fel adatokat (5.1. alfejezet), amely korábban a 2MASS teljes égboltfelmérés déli távcsöve volt. A SMARTS konzorcium 2003 óta működteti. Jelenleg az ANDICAM (A Novel Dual Imaging CAMera) műszer van rajta, amely egy kettőstörő prizma segítségével szimultán készít optikai CCD-s képeket és infravörös képeket egy HgCdTe kamerával. Egy mozgatható tükör segítségével az infravörösben lehet rövid expozíciójú képeket készíteni, anélkül, hogy meg kellene szakítani a szimultán optikai hosszabb expozíciót. A CCD mérete 1k×1k, pixelskálája 0'',371, látómezeje 6'×6', és KPNO *BVRI* szűrőkkel van ellátva. Az infravörös kamerát általában 2×2-es binneléssel használják, így 512×512-es képeket ad, a pixelskála 0'',276, a látómező 2',4×2',4, az elérhető szűrők pedig YJHK.

#### Cerro Armazones Obszervatórium

A németországi Bochumi Egyetem és a chilei Északi Katolikus Egyetem (UCN, Antofagasta) közös fenntartásában számos távcső található a chilei Cerro Armazones hegycsúcs lábánál. Ez az a hegycsúcs egyébként, amelyet az ESO kiválasztott az ELT (Extremely Large Telescope) megépítésére. Míg az ELT a hegycsúcson lesz majd 3000 m feletti magasságban, 2006 óta már több kisebb távcső működik a csúcs alatti nyeregben, 2817 m magasságban. Ezek közül mi a RoBoTT (Robotic Bochum Twin Telescope) optikai távcsövet és az IRIS-t (Infra Red Imaging Survey) használtuk (5.1. alfejezet). A RoBoTT két 15 cm-es lencsés távcsőből áll, amelyek egyegy 4k×4k Apogee Pixel Alta U16M CCD-kamerával vannak felszerelve, szimultán működnek és 2°,7×2°,7 a látómezejük. A széles sávú szűrőkből az Astrodon-Schuler BVRI és a Sloan ugriz sorozatok érhetők el. Az IRIS egy 80 cm-es tükörátmérőjű Nasmyth-távcső, amelyen egy 1k×1k infravörös kamera van, amelynek pixelskálája 0′,74, látómezeje pedig 13′×13′, standard  $JHK_{\rm S}$  szűrőkkel.

#### TCS és IAC-80

A Kanári-szigeteken, azon belül is Tenerife szigetén található a Teide Obszervatórium. Ennek területén számos távcső taláható, többek közt naptávcsövek (pl. THÉMIS, GREGOR), és különböző hagyományos és robottávcsövek (pl. STELLA, Bradford, vagy a mi piszkéstetői 1 m RCC távcsövünkkel megegyező konstrukciójú OGS). Mi két itteni távcsővel végeztünk gyakran észleléseket, egyik az 1,52 m tükörátmérőjű infravörös Telescopio Carlos Sanchez (TCS) 2387 m tengerszint feletti magasságban, a másik a 82 cm tükörátmérőjű optikai IAC-80 távcső 2381 m magasságban. Mindkettő a La Lagunában található Instituto de Astrofísica de Canarias tartja fenn. A TCS egy Dall–Kirkham típusú távcső (konkáv ellipszoid főtükörrel és konvex gömb segédtükörrel), és 1972-ben készült el. Egyik műszere a CAIN-III infravörös 256×256 HgCdTe kamera, melynek pixelskálája 0″,39 vagy 1″, látómezeje pedig 1′,7×1′,7



1.12. ábra. *Balra:* a piszkéstetői 1 méteres RCC távcső (Pál András és Molnár László); *középen:* a kanári-szigeteki Gran Telescopio CANARIAS (GTC, www.iac.es); *jobbra:* a Small and Moderate Aperture Research Telescope System (SMARTS) konzorcium 1,3 m-es távcsöve Chilében (Yale Egyetem).

vagy 4,2×4,'2 a keskeny vagy széles látómezejű üzemmódban. Az 1–2,5 µm-es tartományban működik, négy széles sávú (J, H, K, K<sub>S</sub>), és számos keskeny sávú (pl. Pa $\beta$ , Br $\gamma$ , H<sub>2</sub>, CO, ...) szűrője van. A másik műszere a FastCam, egy Andor gyártmányú kamera, amely egy 512×512 méretű elektronsokszorozó CCD (EMCCD), és amellyel nagyon rövid (30-50 ms) expozíciós idejű V, R vagy I szűrős képek készítésével és "lucky imaging" képfeldolgozással diffrakciólimitált (0",14 felbontású) optikai képeket lehet készíteni, látómezeje 6″. Az IAC-80 Cassegrain-távcső 1991 óta működik, két műszere a CAMELOT (Teide Observatory Light Improved Camera), egy hagyományos 10',4×10',4 látómezejű 0″,304 pixelskálájú 2k×2k kamera Johnson–Bessel UBVI, Sloan ugriz és egyéb keskeny sávú (pl. H $\alpha$ , H $\beta$ , ...) szűrőkkel, és a TCP (Tromsoe CCD Photometer) kamera, amellyel nagyon gyorsan ki lehet olvasni a CCD különböző részeit, így ideális gyors, valós idejű fénygörbék felvételére. A TCS és IAC-80 távcsővel készült fotometriai méréseink a 3.1., 3.2. és 3.4. alfejezetben láthatók.

#### WHT és GTC

Szintén a Kanári-szigeteken, La Palma szigetén található a Roque de los Muchachos Obszervatórium. Itt vannak Európa legnagyobb optikai és infravörös távcsövei. A William Herschel Telescope (WHT) 1987-ben épült, és 4,2 m átmérőjű tükrével ez volt a világ harmadik legnagyobb optikai távcsöve, jelenleg pedig Európa második legnagyobbja. Ritchev–Chrétien– Cassegrain rendszerű eszköz, 2344 m tengerszint feletti magasságon található, és jelenleg három műszer van rajta. Az ISIS (Intermediate dispersion Spectrograph and Imaging System) egy közepes felbontású ( $R \approx 10\,000$ ) résspektrográf, amely két  $4k \times 2k$  kamerával fedi le a teljes 300–1100 nm-es optikai tartományt. A LIRIS (Long-slit Intermediate Resolution Infrared Spectrograph) egy infravörös kamera és résspektrográf, amely a  $0.8-2.5 \,\mu$ m-es tartományban működik,  $1k \times 1k$  Hawaii-detektorral. Spektrális felbontása 700 (zj és hk optikai ráccsal) vagy 2500 (J, H és K ráccsal). Képalkotás esetén látómezeje  $4'_{,27} \times 4'_{,27}$ , és a szokásos JHK széles sávú és számos keskeny sávú szűrő elérhető rajta. A 3.1., 3.2. és 3.4. alfejezetben mutatunk a LIRIS-szel készült spektrumokat és képeket. Végül az ACAM optikai képeket (8' látómező, 0<sup>''</sup><sub>2</sub>25 pixelskála) és kis felbontású optikai spektroszkópiát (350–940 nm, R=450–900) tud készíteni. A Gran Telescopio CANARIAS (GTC) egy 10,4 m tükörátmérőjű Ritchey-Chrétien-távcső, melynek főtükre 36 hexagonális szegmensből áll, jelenleg a világ legnagyobb optikai távcsöve. 2326 m tengerszint feletti magasságban található, és 2009 óta működik. A távcső első elérhető műszere az OSIRIS volt, mi is ezt használtuk (3.2. alfejezet). Az OSIRIS (Optical System for Imaging and low-Intermediate-Resolution Integrated Spectroscopy) egy optikai spektrográf a Nasmyth B fókuszban, amely széles vagy keskeny sávú képeket és kis felbontású spektrumokat készít a  $0.36-1.05\,\mu\text{m}$  hullámhossztartományban. A képek látómezeje  $7.8 \times 7.8$ , a spektrumok felbontása pedig az optikai rács vagy rácsos prizma függvényében

28



1.13. ábra. A chilei Paranal Obszervatórium Very Large Telescope (VLT) eszközének egyik kupolája (*balra*, ESO/B. Tafreshi); a VLT-n lévő NaCo kamera (*középen*, ESO); a VLT-n lévő SINFONI spektrográf (*jobbra*, ESO).

R=350-2500 közötti.

#### MPG/ESO 2,2m

A chilei La Silla Obszervatórium 2,2 m-es tükörátmérőjű Ritchey-Chrétien távcsöve 1984 óta működik 2375 m tengerszint feletti magasságban. A heidelbergi Max-Planck-Institut für Astronomie munkatársai építették, és eredetileg egy namíbiai helyszínre szánták, ehelyett azonban az ESO La Silla-n helyezte üzembe a távcsövet 1983-ban. 2013 őszétől az eszközt a Max-Planck-Gesellschaft (MPG) működteti. A teleszkópon jelenleg három műszer érhető el: a WFI nagy látómezejű kamera a Cassegrain-fókuszban, a GROND optikai és közeli infravörös gammafelvillanás-detektor a Nasmyth-fókuszban, és a FEROS optikai spektrográf, amely optikai szálon a Cassegrain-fókuszból kapja a jelet. Mi ez utóbbi műszert használtuk (2.3. alfejezet). A FEROS (Fiber-fed Extended Range Optical Spectrograph) egy échellespektrográf, amely az ultraibolyától a közeli infravörösig (350–920 nm) vesz fel színképeket nagy spektrális felbontással ( $R \sim 48\,000$ ). A műszernek rendkívül jó a hatásfoka, továbbá a mechanikai és termális stabilitása, ezért kiválóan alkalmas precíz radiálissebesség-mérésekre  $(\leq 25 \,\mathrm{m \, s^{-1}})$ . A FEROS-ba két optikai szál vezet, ezeken szimultán a célpont csillag és az égi háttér vagy a kalibrációs lámpa jele érkezik. A célpont fénye egy 2",0-es apertúrából származik, míg az égi háttér ettől 2,9 távolságra van. A teljes spektrum 39 échelle-rendből tevődik össze és egy 2k×4k EEV CCD-detektor rögzíti.

#### ESO 3,6m

A La Silla-i 3,6 m-es tükörátmérőjű Cassegrain-távcső 1977 óta működik 2375 m tengerszint feletti magasságon. Az eszköz több felújításon is átesett, jelenleg az egyetlen műszer rajta a HARPS (High Accuracy Radial velocity Planet Searcher) spektrográf, amit mi is használtunk (2.3. alfejezet). A HARPS 2003 óta szolgálja a csillagászközösséget rendkívül precíz ( $\sim 1 \text{ m s}^{-1}$ ) radiálissebesség-mérésekkel. Jelét optikai szálon kapja a távcső Cassegrain-fókuszából. A stabilitás érdekében a műszer vákuumkamrában van. A két optikai szál egyikén jön a célpont jele (1″-es apertúrában), a másikkal pedig az égi háttér vagy egy Th-Ar kalibrációs lámpa mérhető. A spektrális felbontás  $R=115\,000$ , és a színképek a 378–691 nm-es tartományt fedik le 73 échelle-rendben, amelyeket egy összesen 4k×4k pixelt tartalmazó 2 CCD-chipből álló mozaikkamera rögzít.

#### VLT

Az ESO Very Large Telescope (VLT) nevű távcsőegyüttese a Paranal Obszervatóriumban, 2635 m tengerszint feletti magasságban egyike a világ legnagyobb távcsöveinek. Négy 8,2 m tükörátmérőjű Ritchey–Chrétien típusú és négy mozgatható 1,8 m tükörátmérőjű távcső alkotja, és 1999 óta (a kisebb távcsövek 2007 óta) működik. A kisebb távcsöveket infravörös interferometriás mérésekhez használják, míg a nagyobbak, az UT1 (Antu), UT2 (Kueyen),

30



1.14. ábra. A Spitzer, IRAS (balra) és Herschel (jobbra) űrtávcsövek makettjei a szerzővel.

UT3 (Melipal) és UT4 (Yepun) mindegyikéhez több különböző célú csúcsműszer csatlakoztatható. Ezek közül mi a SINFONI-t és a NaCo-t használtuk (2.2. és 5.1. alfejezet). A SINFONI egy integrált látómezejű spektrográf az UT4 Cassegrain fókuszában, amely az  $1,1-2,45 \,\mu$ m-es hullámhossztartományban működik. A műszerben négy optikai rács van, amelyek R=2000 (J), 3000 (H), 4000 (K) és 1500 (H+K) spektrális felbontást biztosítanak. A színképeket egy 2k×2k Hawaii 2RG detektor rögzíti. A SINFONI látómezeje 32 darabból áll össze, amelyek az optikától függően  $8'' \times 8''$ ,  $3'' \times 3''$ , vagy  $0''_{,8} \times 0''_{,8}$  látómezőt biztosítanak, 125×250, 50×100, vagy 12,5×25 ezredívmásodperc pixelskálával. A 32 darab mindegyike 64 pixelt foglal el a detektoron, így az adott égterületről  $64 \times 32$  spektrumot kapunk. A SINFONI-t lehet adaptív optika nélkül vagy azzal együtt használni. Utóbbi esetben szükség van egy vezetőcsillagra, amely lehet maga a célpont (ha optikai tartományban elég fényes), egy közeli (fél ívpercen belüli) másik fényes csillag, vagy akár lézeres műcsillag is, így érhető el diffrakció-limitált képalkotás (0",04–0",07 térbeli felbontás a J-K sávban). A NaCo a NAOS Nasmyth adaptív optikás rendszer és a CONICA közeli infravörös kamera és spektrográf együttese, amely 2014 óta az UT1 Nasmyth A fókuszában van (előtte ez a műszer is az UT4-en volt). Adaptív optikás közvetlen képeket, polarimetriás képeket és koronográfiás képeket szolgáltat az  $1-5\,\mu$ m-es hullámhossztartományban. A NAOS rendszerben optikai és infravörös hullámfront-szenzor is van, így mind optikaiban fényes, mind infravörösben fényes célpontokra működik. A CONICA kamera egy 1k×1k Aladdin InSb detektor. A műszer számos szűrőt, rést, maszkot, polarizációs elemet, rácsos prizmát (grism) tartalmaz. A rendkívül sokoldalú műszer részletes leírása megtalálható az ESO honlapján (http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments.html).

#### Spitzer

A Spitzer-űrtávcsövet a NASA 2003 augusztusában bocsátotta fel. Az űreszköz a Nap körül kering, a Földtől egyre inkább lemaradva. A teleszkóp főtükre 85 cm átmérőjű, és mind a tükröt, mind a mérőműszereket folyékony héliummal hűtötték, így az a teljes 3–180 µm hullámhossztartományban működött. Három műszere az IRAC (InfraRed Array Camera) középinfravörös kamera, az IRS (InfraRed Spectrograph) infravörös spektrográf, és a MIPS (Multiband Imaging Photometer for Spitzer) távoli infravörös kamera és spektrográf. Az IRAC 3,6, 4,5, 5,8 és 8,0 µm-es, 1/2×1/2 képeket szolgáltatott, a két rövidebb hullámhosszon egy 256×256 méretű InSb detektorral, a két hosszabb hullámhosszon egy ugyanekkora méretű Si:As detektorral. A pixelskála mindkét esetben 1″,2×1″,2. Az IRS négy modulja kis felbontású ( $R \approx 60-130$ ) rövidebb (5,2–14,5 µm) és hosszabb (14,0–38,0 µm) hullámhosszú valamint közepes felbontású ( $R \approx 600$ ) rövidebb (9,9–19,6 µm) és hosszabb (18,7–37,2 µm) hullámhosszú spektrumokat készített. Az IRS műszer része volt még két kamera is 15,8 és 22,3 µm-en. A MIPS szimultán 24 µm (5'×5' látómező), 70 µm (2',5×5') és 160 µm (2',5×5') képeket és kis felbontású ( $R \approx 20$ ) 55–95 µm-es spektrumokat készített. A folyékony hélium 2009 májusában történő kifogyása óta az űrtávcsőnek csak az IRAC műszere, abból is a két



1.15. ábra. Az IRAM 30m-es rádióantennája Spanyolországban (*balra*, Kóspál Ágnes), a NOEMA interferométer Franciaországban (*középen*, André Rambaud, IRAM) és az ALMA interferométer Chilében (*jobbra*, Carlos Padilla, AUI/NRAO).

rövidebb hullámhossz működőképes, mi is ilyen "poszt-hélium" méréseket készítettünk (2.3., 3.1. és 3.2. alfejezet).

#### Herschel

A Herschel-űrtávcsövet az ESA 2009 májusában bocsátotta fel. Az űreszköz a Nap–Föld rendszer L2 Langrange-pontjában tartózkodva 2013 áprilisáig készített távoli infravörös és szubmilliméteres képeket és spektrumokat. Három műszere a PACS (Photodetector Array Camera and Spectrometer), a SPIRE (Spectral and Photometric Imaging REceiver) és a HIFI (Heterodyne Instrument for the Far Infrared). A PACS három hullámhosszon (70, 100 és 160  $\mu$ m) készített képeket, és a két rövidebb hullámhosszon 64×32 pixellel fedett le 3/2×3/2 égterületet, a hosszabb hullámhosszon pedig 32×16 pixellel 6/4×6/4 látómezőt. A spektrométer szimultán 51–105 és 103–220  $\mu$ m spektrumokat készített az ég 47"×47" területéről 5×5 pixelen, R=1000-5000 közötti spektrális felbontással. A SPIRE három hullámhosszsávban (250, 350 és 500  $\mu$ m) szimultán készített képeket 4'×8' látómezőről, 18″,1, 25″,2 és 36″,6 térbeli felbontással. Spektroszkópiai módban a 194–313 és 303–671  $\mu$ m tartományt fedte le R=370-1300 spektrális felbontással. A HIFI heterodin műszer nagyon nagy ( $R=10^7$ ) spektrális felbontású színképeket készített a 490–1250 GHz és 1410–1910 GHz sávokban. A Herschel műszerei közül mi a PACS-ot és a SPIRE-t használtuk, ezekről a 3.1., 3.3. és 5.2. alfejezetekben lesz szó.

#### IRAM

Az Institute de Radioastronomie Millimétrique (IRAM) működteti a Pico Veletán (Spanyolország), 2850 m tengerszint feletti magasságban található 30 m-es rádióantennát és a Francia Alpokban, 2550 m magasságban lévő NOEMA (NOrthern Extended Millimeter Array) interferométert (korábbi nevén Plateau de Bure Interferometer, PdBI). A 30 m-es távcső 1984-ben készült el, és egyike a világ legérzékenyebb egytányéros milliméteres antennáinak. Felszíne  $55\,\mu$ m-en belül precíz parabola. Vonalmérésekre heterodin detektorok (EMIR és HERA), míg a kontinuum mérésére bolométerek (jelenleg a NIKA-2) állnak rendelkezésre a 3, 2, 1 és 0,9 mm-es légköri ablakban. A Plateau de Bure interferométert az 1990-es években kezdték építeni, és szinte állandó fejlesztés alatt áll. A rendszer sokáig hat darab 15 m átmérőjű antennából állt, ezt bővítik ki még hat antennával a NOEMA projekt keretében 2014 és 2019 között. A NOEMA jelenleg nyolc antennából áll, amelyek észak–déli és kelet–nyugati sínek mentén mozgathatók, a legnagyobb elérhető bázisvonal 760 m, amely 230 GHz-en 0,5 felbontást biztosít. A műszer a 3, 2 és 1,3 mm-es sávokban működik, legnagyobb spektrális felbontása  $39 \,\mathrm{kHz}$  (azaz  $50 \,\mathrm{m \, s^{-1}}$   $230 \,\mathrm{GHz}$ -en). A NOEMA és a  $30 \,\mathrm{m}$ -es antenna méréseit kombinálni is lehet annak érdekében, hogy a megfigyelt objektum nagyskálás szerkezete és a finom részletei egyaránt megfigyelhetők legyenek. A mi IRAM-méréseinkről a 3.2. és 3.4. alfejezetben lesz szó.

### 32

#### APEX

Az APEX (Atacama Pathfinder EXperiment) a chilei Chajnantor-fennsíkon található 12 m átmérőjű rádióantenna, melynek tányérja 264 alumíniumpanelből áll, és 17 µm-es pontossággal parabola alakú. A teleszkóp 2005 óta működik, eredetileg az ALMA rádióinterferométer prototípusának készült, de jelenleg is működő, önálló teleszkóp. Több műszer is elérhető rajta, pl. az APEX-1 (213–275 GHz), APEX-2 (267–378 GHz) és APEX-3 (385-506) heterodin detektorok a Nasmyth-A fókuszban, és a LABOCA 345 GHz-es bolométer a Cassegrainfókuszban. A mi méréseink a Nasmyth-A fókuszban lévő FLASH<sup>+</sup> műszerrel készültek (2.4. és 4.1. alfejezet), amelyet a Max-Planck-Institut für Radioastronomie munkatársai építettek, és használata a műszer vezető kutatójával, Rolf Güstennel együttműködésben lehetséges. A műszer az APEX elkészülte óta folyamatos működésben van, jelenleg két frekvenciatartományban lehet vele észlelni szimultán, ~345 és ~460 GHz-en, így például egyszerre mérhető vele a CO J=3-2 vonala 38 kHz-es és a J=4-3 vonala 76 kHz-es felbontással.

#### ALMA

Az ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array) a világ egyik legnagyobb csillagászati projektje, egy rádió-interferométer a chilei Chajnantor-fennsíkon, 5059 m tengerszint feletti magasságban. Összesen 66 rádióantennából áll, ezek közül ötven 12 m átmérőjű antenna alkot egy interferométert, tizenkét 7 m-es antenna alkotja az Atacama Compact Array-t (ACA) vagy Morita Array-t, és további négy 12 m-es antennával a nagyskálás emisszió teljes energiáját mérik, tehát lényegében egytányéros mérésekre használnak. Míg az ACA és az egytányéros antennák fixek, a 12 m-es anntennákból álló interferométer konfigurációja változtatható annak megfelelően, hogy egy adott projekthez milyen térbeli felbontás szükséges. A legnagyobb bázisvonalak elérik a 16 km-t, amellyel 0,018 térbeli felbontás érhető el 230 GHz-en. Az interferométer jelenleg nyolc különböző sávban működik, ezek a B3 (100 GHz, 3,1 mm), B4 (150 GHz, 2,1 mm), B5 (185 GHz, 1,6 mm), B6 (230 GHz, 1,3 mm), B7 (345 GHz, 0,87 mm), B8 (460 GHz, 0,74 mm), B9 (650 GHz, 0,44 mm), és B10 (870 GHz,  $0.35\,\mathrm{mm}$ ). A rádióvevőkkel detektálható az adott sávban a kontinuum és a vonalak is egészen  $46\,\mathrm{m\,s^{-1}}$  spektrális felbontással (230 GHz-en). Lehetőség van a polarizáció mérésére is. Az interferométer építésében és fenntartásában az ESO, az Egyesült Államok, Kanada, Japán, Dél-Korea, Tajvan, és Chile vesz részt. A tudományos mérések az ALMA-val 2011-ben kezdődtek, amikor még nem volt az összes antenna és összes mérési sáv elérhető. A mi méréseink 2014-15-ben készültek (5.2. alfejezet). A műszert azóta is folyamatosan fejlesztik, és tipikusan évente egyszer van rá pályázati lehetőség.

#### További műszerek

A kaliforniai **Palomar** Obszervatóriumban két nagy égboltfelmérést végeztek, az elsőt (POSS-I) 1948–58 között a 48 hüvelykes Samuel Oschin Schmidt-teleszkóppal kék- és vörösérzékeny fotolemezekre  $+90^{\circ}$ -től  $-27^{\circ}$  deklinációig,  $22^{m}$  határmagnitúdóig. 1957–58-ban a felmérést kiterjesztették a déli égbolton  $-33^{\circ}$ -ig. A második felmérés (POSS-II) az 1980-as és 1990-es években készült ugyanezzel a távcsővel, kék-, vörös- és infravörös-érzékeny lemezekre. A felmérésből készített fotometria, kiegészítve más fotografikus felmérésekkel, az USNO-B1.0 katalógusban (Monet et al. 2003) érhető el, de a digitalizált fotolemezek is elérhetők a weben: https://archive.stsci.edu/cgi-bin/dss\_form.

A **2MASS** egy teljeségbolt-felmérés, amely 1997 és 2001 között készült két 1,3 m-es távcsővel, ezek egyike a Mt. Hopkins-on volt, a másik pedig Cerro Tololo-n (ez SMARTS 1,3 m néven jelenleg is működik). A felmérés három szűrővel, J (1,235  $\mu$ m), H (1,662  $\mu$ m), és  $K_{\rm S}$  (2,159  $\mu$ m) sávban készült. A pontforrás-katalógus mintegy 471 millió forrást tartalmaz. A 10 $\sigma$  határmagnitúdók: J < 15, 8, H < 15, 1,  $K_{\rm S} < 14$ , 3.

A UKIDSS felmérés lényegében a 2MASS utódja. A mérések 2005 májusában kezdődtek, és az északi égbolt különböző részeit fedték leZYJHKsávokban a 2MASS-nál legalább

#### 1.5. A kutatás motivációja

3 magnitúdóval mélyebben. A felmérés részei: Large Area Survey (LAS, 4000 négyzetfok K=18, 4-ig), Galactic Plane Survey (GPS, 1800 négyzetfok K=19, 0-ig), Galactic Clusters Survey (GCS, 1400 négyzetfok K=18, 7-ig), Galactic Deep Extragalactic Survey (DXS, 35 négyzetfok, K=21, 0-ig), Ultra Deep Survey (UDS, 0,77 négyzetfok K=23, 0-ig). Ehhez a hawaii Mauna Kea Obszervatóriumban található UK Infrared Telescope (UKIRT) WFCAM műszerét használták, amely négy  $2k \times 2k$  Rockwell-detektorból áll és 0,21 négyzetfokot fed le. A felmérés során majdnem egymilliárd forrást detektáltak, ezek fotometriája, és maguk a képek is elérhetők online.

Az **ASAS** (All Sky Automated Survey) felmérés eredetileg egy alacsony költségvetésű projektként indult a teljes égbolt fotometriai monitorozására. 1997-től a chilei Las Campanas Obszervatóriumban, 2006-tól pedig ezenkívül még Hawaii-on, a Haleakala Obszervatóriumban is található egy-egy teljesen automata műszer, 200 mm-es lencsével és 8,°5 látómezővel, amelyek V és I szűrős képeket készítenek kb. 14<sup>m</sup> határmagnitúdóig. Az ebből megjelent ASAS-3 Photometric V-band Catalogue 15 millió fénygörbét tartalmaz. A projekt folytatása az ASAS-SN (All-Sky Automated Survey for Supernovae), amely szintén két egységből áll (egy északi egység a Haleakalán, egy déli egység Cerro Tololo-n), mindegyikben négy 14 cm-es teleszkóp készít képeket kb. 17<sup>m</sup> határmagnitúdóig V szűrőben. A projekt webes felületén (http://asas-sn.osu.edu) tetszőleges égi pozícióra lekérhetünk fotometriát.

A **VVV** (Vista Variables in the Via Lactea) felmérés egy publikus ESO-felmérés, amely a galaktikus sík déli szélességeit mérte fel a chilei Paranal Obszervatórium 4,1 m főtükrű VISTA távcsövén található VIRCAM közeli infravörös kamerával. Az első fázisban a felmérendő 520 négyzetfokos területet  $ZYJHK_S$  sávokban térképezték fel 2010-ben, majd ezt követően 1700 négyzetfokon kb. 2 milliárd forrásra mélyebb  $JHK_S$  felvételeket és kb. 10 millió változóra  $K_S$  szűrős fénygörbéket vesznek fel (VVVX - The VVV eXtended ESO Public Survey), ez a munka jelenleg is zajlik.

Az MSX (Midcourse Space Experiment) felmérés 1996–97 között zajlott egy 33 cm tükörátmerőjű SPIRIT III infravörös teleszkóp segítségével. A felmérés a teljes galaktikus síkot lefedte  $\pm 5^{\circ}$  galaktikus szélességek között négy infravörös sávban: A (8,28  $\mu$ m), C (12,13  $\mu$ m), D (14,65  $\mu$ m), E (21,3  $\mu$ m). A detektált infravörös források fotometriája az MSXC6 katalógusban érhető el, amely mintegy 470 ezer forrást tartalmaz.

A **WISE** (Wide-field Infrared Survey Explorer) teljes égboltfelmérés egy 0,4 m főtükörátmérőjű űrtávcsővel készült. A kriogenikus fázis során (2009–2010) négy sávban, 3,4, 4,6, 12 és 22  $\mu$ m-en készültek képek (WISE Cryogenic Survey), ezután pár hónapig csak a három rövidebb sáv (WISE 3-band Survey), majd még néhány hónapig a két rövidebb sáv működött csak (NEOWISE Post-Cryo Survey), míg 2011 februárjában az űreszközt kikapcsolták. A teleszkópot 2013 decemberében aktiválták újra, azóta évente kétszer újra leméri a teljes égboltot 3,4 és 4,6  $\mu$ m-en (NEOWISE Reactivation). Az ezekből készült AllWISE Source Catalog 747 millió forrást tartalmaz, az AllWISE Multiepoch Photometry Database pedig 42 milliárd fluxusmérést.

Az **AKARI** infravörös űrmisszió 2006–2007 között végzett teljes égboltfelmérést az 1,8–26  $\mu$ m között működő IRC (Infrared Camera) és az 50-180  $\mu$ m között működő FIS (Far-Infrared Surveyor) műszerével. Ennek a teleszkópnak 68,5 cm-es a főtükre. A kriogenikus fázis vége után a teleszkóp IRC műszere még évekig tovább működött, 2011 novemberében kapcsolták ki végleg. A fotometria két katalógusban jelent meg: az AKARI/IRC All-Sky Survey Point Source Catalogue 870 ezer forrást tartalmaz, míg az AKARI/FIS All-Sky Survey Bright Source Catalogue 430 ezret.

#### 1.5 A kutatás motivációja

Az utóbbi évek során az epizodikus akkréció központi témává vált a Nap típusú csillagok keletkezésének és fejlődésének megértésében. Ennek fő oka, hogy bár az ismert fiatal eruptív

#### 34

csillagok száma nem nagy, egyre elfogadottabbá válik az a meggyőződés, hogy minden fiatal csillag – köztük annak idején a mi Napunk is – keresztülmegy ilyen eruptív fázisokon a felépülése során. Amennyiben ez így van, akkor a FUorok magas akkréciós rátájából és viszonylag hosszú (~100 év) kitöréshosszából az is következik, hogy a Nap környezetében ismert  $10^4-10^5$  T Tauri csillag összesen annyi anyagot akkretál egy év alatt, mint a kb. tucatnyi ismert FUor. Tehát a csillagok keletkezésének egyik legfontosabb folyamata az epizodikus akkréció, amely amellett, hogy képet ad a protocsillagok felépülésének időbeli lefolyásáról, megoldást nyújthat például a kis tömegű beágyazott csillagok úgynevezett luminozitásproblémájára is (pl. Dunham et al. 2013). Kijelenthetjük tehát, hogy a fiatal eruptív csillagokat ma már nem tekintik furcsaságnak, hanem sokkal inkább a protocsillagoktól a klasszikus T Tauri csillagokon keresztül a gyenge vonalú T Tauri csillagokig való fejlődésben kiemelkedő szerepet játszó objektumoknak.

A fiatal eruptív csillagok kapcsán több nyitott kérdés is van. Jelenleg is vitatott, hogy mi okozza ezekben a rendszerekben az akkréció hirtelen megnövekedését. Erre különféle elméletek vannak a szakirodalomban, a termikus instabilitástól kezdve a gravitációs fragmentáción keresztül a kísérő által okozott perturbációig. Ahhoz, hogy ezek között dönteni tudjunk, meg kell vizsgálni a csillagkörüli anyag hőmérséklet- és tömegeloszlását, és közeli kísérőket kell keresni. Nem nyilvánvaló az a kérdés sem, hogy milyen változásokat okoz a megnövekedett akkréció és az ezzel járó luminozitásnövekedés a csillagkörüli anyag szerkezetében és anyagi összetételében. Ehhez feltétlenül szükséges a kitörésbeli és a kitörés előtti állapot összehasonlítása. Nem egyértelmű az sem, hogy milyen szerepe van a kitörésekben a buroknak, van-e egyáltalán minden fiatal eruptív csillagnak burka, és arról hogyan áramlik az anyag befelé. Ehhez olyan érzékeny mérések kellenek, amelyek képesek detektálni a halvány burkokat, és olyan jó térbeli és spektrális felbontás, amely lehetővé teszi a csillagkörüli gázanyag mozgásának vizsgálatát is.

Az elmúlt tizenöt évben a fiatal eruptív csillagok kutatása robbanásszerű fejlődésen ment keresztül, köszönhetően az új földi telepítésű távcsöveknek és űreszközöknek (ezen eszközök egy részéről az 1.4. alfejezet nyújtott ismertetést). Az általános kérdések – a kitörés fizikai oka, mechanizmusa, gyakorisága, hatása a belső korongra és a bolygókeletkezésre megválaszolása egyrészt a teljes FUor/EXor minta statisztikai vizsgálatával, másrészt az egyes objektumok nagyon részletes egyéni megismerésével lehetséges. A dolgozat következő fejezeteiben mindkét megközelítésre mutatunk példát. A 2. fejezet az EXorok prototípusával, az 5. fejezet pedig egy tipikus beágyazott FUorral foglalkozik részletekbe menően. A 4. fejezet már egy nagyobb mintán keres trendeket és összefüggéseket a FUorok hideg külső burkának szerkezetére vonatkozólag. A 3. fejezetben annak a fontosságát mutatjuk meg, hogy minden újonnan kitört, vagy a fénygörbéjében jelentős elhalványulást és visszafényesedést mutató eruptív csillagot érdemes több hullámhosszon monitorozni, mert ezzel alapvető információkhoz jutunk a kitörés menetéről és az akkréciós ráta időbeli fejlődéséről. A bemutatott kutatások egymást kiegészítve nyújtanak egyre pontosabb képet a fiatal eruptív csillagokról, folytatásuk pedig lehetővé teszi, hogy ez a téma érett kutatási irányként elfoglalja a helvét a magyar csillagászati kutatások között.

A dolgozat következő részeiben 18 publikáció alapján foglalom össze az eruptív csillagok kutatásával kapcsolatos eredményeimet. A legtöbb helyen többes számban fogalmazok, így kívánva jelezni, hogy – a modern csillagászatban megszokott módon – projektjeimet szinte mindig együttműködésben viszem végig. A dolgozatban tézispontként kiemelt eredmények azonban hozzám kötődnek, általam kezdeményezett és nagyrészt általam elvégzett vagy irányított munkákról van szó. Az olyan publikációk ereményeit, amelyekhez hozzájárultam, de nem én irányítottam, csak általános szinten, összefoglalóan (2.1. alfejezet), hivatkozás szintjén, vagy egyáltalán nem vettem bele a dolgozatba.

## 2. EX Lup: az EXor osztály prototípusa

#### 2.1 Az EX Lup rendszer és a 2008-as extrém kitörés

Audard, ..., Kóspál, et al. 2014, Protostars and Planets VI, 387
Goto, ..., Kóspál, et al. 2011, ApJ, 728, 5
Kóspál et al. 2008, IBVS, 5819, 1
Kóspál, 2015, The Star Formation Newsletter, 269, 8
Sicilia-Aguilar, Kóspál, et al. 2012, A&A, 544, A93

Az EX Lup, bár az egyik legrégebben ismert fiatal eruptív csillag, kutatási programomba csak 2008-ban került be, amikor az eddig látott legerősebb kitörését produkálta. Az ezt követő években nemzetközi együttműködésben jó néhány az EX Lupival foglalkozó projektben vettem részt, melyek közül több kutatást én magam vezettem. A programok kimondott célja volt, hogy minél több műszerrel, minél több hullámhosszon, minél több oldalról megismerjük ezt az izgalmas objektumot, és rajta keresztül megértsük az EXor típusú csillagok viselkedését. A kitöréssel kapcsolatos kutatások többsége 2013-ra lezárult, ekkor jött el az ideje az addigi eredmények szintézisének. Erre a Protostars and Planets VI konferencia fiatal eruptív csillagokról szóló áttekintő előadása (illetve annak írásbeli változata) társszerzőjeként nyílt lehetőségem, ahol én foglaltam össze az EX Lupiról újonnan szerzett tudást. A rendszerről kialakult fizikai képet később a Star Formation Newsletter egyik felkért cikkében is összegeztem. A következőkben ezt az általános képet mutatom be az EX Lup rendszer szerkezetéről és a kitörés fizikájáról, beépítve az időközben megjelent további eredményeimet is. Utána egyenként ismertetek három kutatási projektet, amelyeket én magam vezettem.

Az EX Lup a fiatal eruptív csillagok két fő osztálya egyikének, az EXoroknak a prototípusa (1.3. alfejezet). Régóta megválaszolatlan kérdés, hogy az EXorok teljesen átlagos fiatal csillagok (valószínűsítve, hogy minden fiatal csillag átmegy egy vagy több EXor-fázison a fejlődése során), vagy egy atipikus fejődési utat képviselnek. Az első vizsgálatot az EX Lup rendszer szerkezetére Gras-Velázquez & Ray (2005) végezte az ISO infravörös mérései alapján, és arra jutottak, hogy az objektum egy 1–3 millió éves kis tömegű (<0,6 M<sub> $\odot$ </sub>) M0,5 típusú csillag fotoszférához képest többletsugárzást figyeltek meg, amely csillagkörüli anyag jelenlétére utal. Ennek vizsgálatát a mi kutatócsoportunk végezte el azzal, hogy radiatívtranszfermodellt illesztettünk a rendszer nyugalmi spektrális energiaeloszlásához (Sipos et al. 2009). A modell egy korongot tételezett fel a csillag körül (2.1. ábra), amelynek vastagsága enyhén nő a csillagtól mért távolsággal. Ez a koronggeometria kitűnően reprodukálta a megfigyelt



2.1. ábra. Fantáziakép az EX Lup rendszerről (NASA/JPL-Caltech/T. Pyle, SSC).

spektrális energieloszlást, miközben a korong teljes tömegére  $0.025 \,\mathrm{M}_{\odot}$ , külső sugarára pedig 150 CSE adódott. Meglepő módon azonban a porkorong belső sugara a modell szerint lényegesen nagyobb ( $0.2 \,\mathrm{CSE}$ ), mint a por szublimációs sugara ( $0.05 \,\mathrm{CSE}$ ).

A korong külső, hideg részeiről korábban szinte semmilyen információ nem állt rendelkezésre. Ezt a hiányt pótolták az én vezetésemmel készített szubmilliméteres hullámhosszúságú CO-mérések (Kóspál et al. 2016b), melyek részletes analízise a 2.4. alfejezetben olvasható. Sem a modellezés, sem a CO-mérések nem mutattak a rendszerben csillagkörüli burokra utaló jelet. A fenti két vizsgálat, a modellezés és a CO-térképezés, egymást kiegészítve meggyőzően mutatta, hogy az EX Lupit egy kis tömegű korong veszi körül, amely fő tulajdonságaiban nem különbözik egy szokásos T Tauri típusú korongtól, eltekintve a korongban található pormentes belső lyuktól. Ez utóbbi megfigyelés inkább idősebb korongokra jellemző.

A modellezés előkészítése során az irodalomból összegyűjtött mérések vizsgálata azt mutatta, hogy nyugalomban az EX Lup fényessége optikai és infravörös tartományban kicsit változó, de a napos időskálájú változékonyság amplitúdója  $0,^m3$  alatt marad. A korongról a csillagra való akkréciós ráta nyugalomban nagyon alacsony, néhányszor  $10^{-10} M_{\odot}$ /év körüli (Sipos et al. 2009). További nyugalmi fázisú optikai spektroszkópiai vizsgálatok, melyekben együttműködőként én is részt vettem, azt mutatták ki, hogy az EX Lup színképében nyugalomban is feltűnően sok emissziós vonal van, közöttük a T Tauriknál megszokott megengedett emissziós vonalak, de számos fémvonal is (Sicilia-Aguilar et al. 2012). Ezek az eredmények szintén azt mutatják számunkra, hogy a nyugalmi EX Lup rendszer felépítése hasonlít egy klasszikus T Tauri csillagéra, bár a rendkívül alacsony akkréciós ráta inkább idősebb korongokra jellemző. Látszik tehát, hogy a rendszer legbelső részén a kitörések között is történik alacsony intenzitású anyagbehullás, ám a rendszer színképe meglehetősen egyedi.

Néhány évente az EX Lup nyugalmi állapotát kisebb aktivitási fázisok szakítják meg, amikor a csillag 1-1,5 magnitúdóval fényesebbé válik (pl. 1993–1994 között, Lehmann et al. 1995; továbbá négy kisebb kifényesedés 1995 és 2005 között, Herbig 2007, lásd a 2.2. ábrát is). A fenti vizsgálatok szerzői kimutatták, hogy ezekben az időszakokban a csillagfotoszféra spektrumát egy forró kontinuum fedi el, a magasabb átmenetű Balmer-vonalakban több száz km s<sup>-1</sup>-mal eltolódott inverz P Cygni abszorpció látható, az emissziós vonalak feltűnően változékonyak, és sok emissziós vonal profiljában megfigyelhető keskeny és széles komponens. Ezek az eredmények azt teszik hozzá az EX Lupiról alkotott képünkhöz, hogy már a nyugalmi magnetoszferikus akkréció során is megnövekedhet időszakosan az anyagbefogás.

Ritkábban az EX Lup kivételesen erőteljes kitöréseket produkál. Ilyen esemény történt


2.2. ábra. Az EX Lup vizuális (fekete) és V-szűrős (zöld) fénygörbéje. Jól látható az 1955–56-os és a 2008-as kitörés. Az adatok forrása: http://www.aavso.org, http://www.astrouw.edu.pl/asas és https://asas-sn.osu.edu.

1955-56-ban és 2008-ban. Az utóbbi felfényesedést egy új-zélandi amatőrcsillagász, Albert Jones vette észre. Jones vizuális fényességbecslések ezreit készítette 1954 és 2010 között, több más csillag mellett az EX Lupiról is. Felfedezéséről publikált egy telegramot, melyben azt írta, hogy az EX Lup "fényesebb, mint valaha az 1955-ös kitörése óta" (Jones 2008). Valóban, a csillag vizuális fényessége kb. 100-szorosára nőtt. Mintegy négy hét alatt érte el a legfényesebb állapotát  $V = 8^m$ -nál, majd az azt követő hat hónapban lassan halványodott, de a fénygörbén kváziperiodikus oszcillációkat is lehetett látni, míg végül a rendszer néhány hét alatt visszatért nyugalmi állapotába. Abból, hogy a 2008-as kitörés hossza és erőssége nagyon hasonló volt a korábbi 1955-56-os eseményhez levonható a következtetés, hogy a nagy kitörések is ismétlődő jelenségek, és az EX Lup (és talán valamennyi fiatal csillag) fejlődésének akár egy hosszabb időszakát végigkísérhetik.

Többfajta bizonyíték összegyűlt a kitörés vizsgálata során arra, hogy az extrém felfényesedést a kisebb aktivitási fázisokhoz hasonlóan a megnövekedett akkréció okozta. Az általunk ESO-műszerekkel és a *Spitzer*-űrtávcsővel felvett infravörös színképekben a vonalerősségek elemzése kimutatta, hogy kitörésben az akkréciós ráta néhányszor  $10^{-7} M_{\odot}$ /év értékre emelkedett, ami három nagyságrenddel nagyobb, mint nyugalomban (Juhász et al. 2012). Továbbá a rendszer kitörésbeli spektrális energiaeloszlásában azonosítani lehetett egy forró feketetest-komponenst, amely a teljes akkréciós luminozitás 80%-100%-áért volt felelős. Mindez teljesen összhangban van a magnetoszferikus akkréció elméletével, mely szerint forró foltok alakulnak ki a csillag felszínén, ahol az akkretáló anyag becsapódik.

Más hullámhosszakon, a röntgentartományban Teets et al. (2012) erős korrelációt találtak a csökkenő optikai és (a *Chandra*-űrtávcsővel mért) röntgenfluxus között, amely arra utal, hogy mindkét jelenséget a csökkenő akkréciós ráta okozza. Grosso et al. (2010) az *XMM-Newton* röntgenműhold méréseivel azonosítottak egy lágyröntgen-komponenst, amely valószínűleg az akkréciós lökésfrontokkal kapcsolatos, továbbá olyan ultraibolya sugárzást is detektáltak, amely akkréciós forró foltokból származhat. Az EX Lupiról kialakuló paradigmánk következő fontos építőköve tehát, hogy a nagy 2008-as kitörésért (és a hasonlóság miatt nyilván az 1955-56-os kitörésért is) a nagymértékben megnövekedett akkréció volt felelős.

Az anyagbehullás ütemének meghatározása után a következő fontos kérdés, vajon milyen útvonalon éri el a behulló anyag a csillag felszínét. A nyugalmi adatok modellezése azt mutatta, hogy az optikailag vastag korongban 0,2-0,3 CSE-en belül lyuk van. Ez kizárja azt az elképzelést, hogy az akkréció során az anyag végig a korongban a csillag egyenlítői síkja mentén mozogna, és a csillag felszínén egy határréteget alakítana ki. Ugyanerre a következtetésre jutottunk a 2.2. alfejezetben részletesen leírt, általam vezetett vizsgálatban dc 1488 17

38



2.3. ábra. Az EX Lup körüli korong vázlata, rajta bejelölve a szövegben tárgyalt keskenyvonalú és szélesvonalú területeket.

is, ahol a forró CO-gáz eloszlásáról mutattuk ki, hogy annak vonalprofilja nincs összhangban a korongra feltételezett kepleri sebességmezővel (Kóspál et al. 2011b).

A forró behulló gáz vizsgálata optikai hullámhosszon lehetséges. A mi kutatócsoportunk volt az első, aki a 2008-as kitörés során optikai spektrumot vett fel és publikált (Kóspál et al. 2008). Azt találtuk, hogy az EX Lup színképét ionizált fémvonalak dominálják, amelvben különbözött a normál T Tauri spektrumoktól, de még az EXorokon belül is extrém volt. További színképek elemezésével kimutattuk, hogy a 2008-as kitörés során az optikai és közeli infravörös spektrumban erős megengedett emissziós vonalak tűntek fel (Sicilia-Aguilar et al. 2012; Kóspál et al. 2011b, 2.2. alfejezet). Az emissziós vonalak széles komponensének változásaiból arra következtettünk, hogy az emisszió forró (6500 K-es), sűrű és inhomogén akkréciós oszlopból ered, amely napos időskálán mutat látóirányú sebességváltozásokat. Kepleri keringést feltételezve a sugárzó területnek a csillagtól  $\sim 0.1$ -0.2 CSE távolságra kell lennie, ami jól egybeesik a korong belső peremével. Nagyon fontos további adalék tehát az EX Lup általános fizikai modelljéhez, hogy a spektroszkópiai észlelésekból kirajzolódó kép, mind nyugalomban, mind kitörésben konzisztens a magnetoszferikus akkréció szokásos modelljével, amelyet T Tauri csillagokra elfogadottnak tekintenek. Figyelemre méltó, hogy az EX Lup rendszer nagyon gyorsan visszatért nyugalomba az erőteljes kitörés után, és a kitörés előtti és kitörés utáni állapot is nagyon hasonló. Ez arra utal, hogy az akkréciós csatornák geometriája nem változott meg a kitörés során, csak a rajtuk keresztüláramló anyag mennyisége változott meg (Sicilia-Aguilar et al. 2012).

A 2008-as kitörés új lehetőséget nyújtott, hogy jobban megértsük a kitörések fizikáját. Érdekes módon nincs az irodalomban olyan kitörésmodell, amely kifejezetten az EX<br/>orok kitöréseit írná le. Egy nemzetközi kutatócsoport, amelyben én is részt vettem, megvizsgálta a CO<br/>fundamentális vonalait, és azokban különválasztottuk a vonalprofil keskeny (félérték<br/>szélesség: FWHM  $\approx 50 \, {\rm km \, s^{-1}}$ ) és széles (a nulla intenzitásnál mért vonalszélesség: FWZI  $\approx 150 \, {\rm km \, s^{-1}}$ ) komponenseit (Goto et al. 2011). Míg az előbbi viszonylag hideg gázból ered kb. 0,4 CSE-nél és nagyrészt állandó volt időben, az utóbbi a csillag körül 0,04–0,4 CSE távolságban keringő forró gázból származott, és idővel csökkent a járuléka, vagyis nyilvánvalóan köze volt a kitöréshez (2.3. ábra). Ez a tartomány nagyrészt átfed a korongnak az optikailag vékony, pormentes, de láthatólag gázban gazdag belső részével.

Ezek az eredmények alátámasztják azokat az elméleteket, amelyek szerint a kitörés a belső 0,4 CSE-re korlátozódik, a külső korong részvétele nélkül. Ezzel konzisztens az is, hogy Juhász et al. (2012) kiszámolták a korong viszkózus időskáláját, és szintén arra a következtetésre jutottak, hogy az anyag, ami a 2008-as kitörés során a csillagra hullott, 0,1 CSE-en belül kellett, hogy legyen. Ebből a kis távolságból levonhatjuk azt a következtetést, hogy bár a kitörést előidéző folyamat az akkrécióval kapcsolatos, nem valószínű, hogy a FUor-kitörések magyarázatára leginkább elfogadott termikus instabilitás okozta volna az EX Lup kitörését.

Egy másik elméletcsalád egy közeli kísérő perturbációs hatásával magyarázza a kitöréseket

(Lodato & Clarke 2004). Hogy ezt a lehetőséget is megvizsgálhassuk, analizáltuk az EX Lup radiálissebesség-görbéjét. Ez a projekt, amelyet a 2.3. alfejezetben tárgyalunk részletesen, egyik – bár nem a legvalószínűbb – lehetőségként felvetette egy közeli barna törpe kísérő létezését, amely jelentős támogatást nyújtana a perturbációs modellek számára. Figyelembe véve a különböző kitörésmodelleket, a 2.3. alfejezetben érvelni fogok, hogy az EX Lup kitörésének magyarázatára a legvalószínűbb elképzelés D'Angelo & Spruit (2010) modellje, miszerint egy erős mágneses mezejű csillagra az akkréció eredendően epizodikus, ha a korong a korotációs sugárhoz közel csonkolt. Ez a modell alkalmazhatónak tűnik az EX Lupira is.

Az EX Lup 2008-as kitörése közvetlen bizonyítékokkal szolgált arra, hogy a kitörésnek jelentős hatása van a csillagkörüli környezetre. A kitörés során a *Spitzer*-űrtávcsővel készült középinfravörös színképekben felfedeztünk olyan jellegzetességeket, amelyek kitörés előtt nem voltak láthatók (Ábrahám et al. 2009). Ezek a spektrális alakzatok a kristályos forszteritnek köszönhetők, és felvetésünk szerint ezek a szemcsék termikus átkristályosodás során keletkeztek a belső korong felszíni rétegében a kitörés hőjének hatására. További *Spitzer*-spektrumok vizsgálatával azt találtuk, hogy a kristályos szilikátok 8 és 30  $\mu$ m közötti sávjainak erőssége a kitörés után közvetlenül megnőtt, hat hónappal később viszont a 10  $\mu$ m-es sáv kristályos hányada lecsökkent (Juhász et al. 2012). A középinfravörös színkép alakulásának modellezéséből pedig az jött ki, hogy bár a vertikális keveredés lehetséges magyarázat, de a kristályok gyors sugárirányú transzportja (pl. a csillag- vagy korongszél hatására) is szükséges. Tehát a kitörés által megvilágított és átkristályosított anyag egy része eljuthatott a külső korongba, ami azt jelzi, hogy az epizodikus kristályosodás egy új lehetőség arra, hogyan keletkezhetett a primitív üstökösök anyaga.

Az epizodikus kristályosodás felfedezése Banzatti et al. (2012)-t arra motiválta, hogy a kitörés által előidézett kémiai változásokat keressenek. A 2008-as kitörés során és azelőtt készült archív *Spitzer*-színképek vizsgálata során jelentős változásokat találtak. A H<sub>2</sub>O és OH vonalainak fluxusa megnőtt, új OH, H<sub>2</sub>, és H I vonalak jelentek meg, míg a szerves molekulák vonalai eltűntek. Ez arra utal, hogy a kitörés nemcsak a korong felszínének mineralógiáját érintette, hanem a belső korong kémiáját is.

A 2008-as kitörés ráirányította az EX Lupira a figyelmet, és sokféle modern műszerrel nagy számú megfigyelés készült a rendszerről, amely ezáltal a legjobban dokumentált fiatal eruptív csillaggá vált. Az előzőekben az irodalomban publikált, sok esetben saját részvétellel végzett kutatások összehasonlításával és szintetizálásával megmutattuk, hogy a mérési eredmények egy meglehetősen konzisztens képpé állíthatók össze. Az EX Lup rendszer szó szerint egy laboratórium lett, ahol a fiatal csillagokban zajló akkréciós folyamatokat különösen jól meg lehetett figyelni. Bár a csillagászatban gyakran használnak statisztikai módszereket, individuális csillagok részletes vizsgálatából, különösen egy osztály névadó tagjának tanulmányozásából sokat tanulhatunk a rendszerben lezajló fizikai folyamatokról. Az EX Lupiban például vizsgálható, hogy egy perturbált korong hogyan és milyen időskálán tér vissza az egyensúlyi állapotába. A következőkben három általam vezetett projektet mutatok be részletesen a 2.2, 2.3, és 2.4 alfejezetekben.

## 2.2 Forró gáz az EX Lup körül a 2008-as kitörés során

Kóspál et al., 2011, ApJ, 736, 72

# 2.2.1 Motiváció

Az EX Lup rendszer legbelső részét forró gáz tölti ki, amely térbelileg nem bontható közvetlenül fel, de spektroszkópiai úton tanulmányozható. Ahogy az előző alfejezetben szó volt róla, az EX Lup kitörése során végeztünk optikai és középinfravörös spektroszkópiai vizsgálatokat. Tanulmányoztuk a CO középinfravörös átmeneteit (Goto et al. 2011), és analizáltuk az optikai színképvonalakat is (Sicilia-Aguilar et al. 2012). A következőkben a kettő közötti

színképtartományban, a közeli infravörösben elvégzett spektroszkópiai vizsgálatot foglalom össze, amely az én vezetésemmel került publikálásra. Ezzel az akkréciós oszlop, illetve a belső korong viszonyait ismerhetjük meg, különös tekintettel a hidrogéngáz elhelyezkedésére és mozgására. Célunk annak a jobb megértése, hogyan hullik az anyag a kitörés során a csillagra.

# 2.2.2 Észlelések

A kutatás során felhasznált mérések elvégzésével és feldolgozásával kapcsolatos részletekre itt most nem térünk ki, mivel ezek az eredeti cikkben olvashatók, a használt távcsövekről és műszerekről pedig az 1.4. alfejezet nyújt összefoglalást. Itt most inkább csak egy olyan rövid áttekintést adunk a mérésekről, ami feltétlenül szükséges az eredmények megértéséhez.

Az EX Lupiról a VLT SINFONI nevű műszerével (Eisenhauer et al. 2003; Bonnet et al. 2004) 2008. július 24/25, 28/29, és 30/31 éjszakáján készítettünk közeli infravörös spektrumokat. A spektrális felbontás  $R = \lambda/\Delta\lambda \approx 2400$ , 4100, és 4400 volt a J, H, és K sávban. Az eredményül kapott 64×64 pixeles adatkockák térbeli skálája pixelenként 12,5 ezredívmásodperc, a látómező nagysága 0′′8 × 0′′8. Ezekből apertúrafotometria segítségével nyertük ki az EX Lup színképét. A három különböző éjszakán készült mérés között nem volt számottevő eltérés, ezért a jel/zaj viszony javítása érdekében átlagoltuk az adatokat. A továbbiakban ezt az átlagolt spektrumot használjuk, amely a 2.4 ábrán látható. A jel/zaj arány 80–160 körüli a sávok közepén, a tellurikus abszorpciótól távol (pl. 1,23–1,27  $\mu$ m vagy 2,21–2,28  $\mu$ m között), 40–80 körüli, ahol erős a tellurikus abszorpció (pl. 2,01  $\mu$ m körül), és 20–40 közötti a légköri ablakok szélén (pl. 1,34  $\mu$ m felett a J sávban vagy 2,40  $\mu$ m felett a K sávban).

# 2.2.3 Eredmények és analízis

## Színképvonalak az EX Lup SINFONI-spektrumában

Az EX Lup közeli infravörös színképében számos emissziós vonal látható. Abszorpciós vonalak nincsenek jelen. A legfeltűnőbb alakzatok a spektrumban az atomos hidrogén vonalai: a Paschen  $\beta$  vonal a J sávban (az egész spektrum legerősebb vonala), a Brackett 10–20 vonalak a H sávban, és a Brackett  $\gamma$  és  $\delta$  vonal a K sávban. Két He I vonalat azonosítottunk: a jól ismert 2,0587 µm-es vonalat, és az 1,2849 µm-es vonalat, amely valószínűleg gyengén látszik a Paschen  $\beta$  mellett. A spektrumban számos fémvonal van jelen: jól láthatók a neutrális Na, Mg, Si, Ca, Al, C és O vonalai. Azonosítottuk az egyszeresen ionizált Ca két vonalát, és valószínűleg az egyszeresen ionizált Fe 1,6440 µm-es tiltott vonalát is. Az atomi vonalakon kívül molekulasávok is megfigyelhetők: a színkép mutatja a CO rovibrációs sávját 2,29 és 2,40 µm között. Az azonosított vonalakhoz tartozó atomokat és molekulákat a 2.4. ábrán feltüntettük. A vonalprofilokra Gauss-görbét illesztettünk, és azt találtuk, hogy a vonalak félértékszélességük 8 és 12 pixel közötti, a dekonvolvált félértékszélességük pedig 110 és 190 km s<sup>-1</sup> közé esik.

## Térbeli kiterjedés

Mivel a SINFONI adatkockák térbelileg felbontott információt szolgáltatnak, megvizsgáltuk, hogy valamelyik vonal nem ered-e kiterjedt területről. Először kiszámoltunk egy vonalképet, amelyet egy adott színképvonal 25 Å-ös környezetében lévő képek átlagolásával kaptunk. Ezután a vonal két oldalán 87,5 Å messze 50 Å széles ablakban is átlagoltuk a képeket, ezáltal létrehozva egy kontinuumképet. A kettő kivonásával kaptuk meg a kontinuum-kivont vonalképet. A PSF (egy felbontatlan pontforrás profilja) kivonáshoz azt feltételeztük, hogy a kontinuum-kivont vonalkép csúcsához skáláztuk, majd kivontuk. Ha a vonal emissziója kiterjedtebb, mint a kontinuumé, akkor a reziduálokban látszania kell ennek a kiterjedt



2.2. Forró gáz az EX Lup körül a 2008-as kitörés során

2.4. ábra. Az EX Lup normált SINFONI-spektruma. A föld-szimbólumok tellurikus abszorpciót jelölnek.



2.5. ábra. Gerjesztési diagram a hidrogén Brackettsorozatára. A pontok jelölik a Brackett-vonalak mért fluxusait a Br $\gamma$  vonalhoz képest. A folytonos piros görbe a Baker & Menzel (1938)féle B esetre vonatkozó elméletnek felel meg 10 000 K hőmérséklet és 10<sup>7</sup> cm<sup>-3</sup> elektronsűrűség esetén (Hummer & Storey 1987). A szimbólum méreténél kisebb hibákat nem ábrázoltuk.

emissziónak. Ezzel a módszerrel számos hidrogén- és fémvonalat, továbbá a szén-monoxidsávokat is megvizsgáltuk, de kiterjedt emisszióra utaló jelet nem találtunk. A csillag PSF-jének félértékszélességéből felső becslést tudunk adni a sugárzó terület méretére. Azok a képek, amelyeken a legjobb volt az adaptív optikás korrekció, 8 CSE felső határt adnak a közeli infravörösben sugárzó terület átmérőjére. Ez igaz a kontinuumra, a hidrogénre, a szénmonoxidra és a fémvonalakra is. Aspin et al. (2010) P Cygni-profilt figyeltek meg a H $\beta$ vonalban és a Na D vonalaiban az EX Lupiról 2008 januárjában készült optikai spektrumban. Ezekben a vonalakban a kékeltolódott abszorpció kb.  $-120 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ -nál jelenik meg. Goto et al. (2011) hasonló kékeltolódott abszorpciót detektált  $-80 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ -nál a v = 1 - 0 fundamentális CO-vonalakban 2008 augusztusában. 80-120 km s<sup>-1</sup> sebességgel kiáramló anyag 16-24 CSE átmérőjű területet ért volna el az alatt az öt hónap alatt, ami a kitörés és a SINFONI mérések között eltelt. Az, hogy 8 CSE-en kívül nem látunk emissziót, arra utal, hogy az anyagkiáramlás felületi fényessége alacsony. Az is következik továbbá, hogy a vonalakat a csillag 8 CSE-es környezetén belüli behulló vagy forgó anyag sugárzása dominálja.

### Hidrogénvonalak

A hidrogénvonalak erőssége és profilja információt ad a sugárzást kibocsátó anyagban uralkodó fizikai körülményekről. A 2.5. ábrán a Brackett-sorozat vonalainak erősségét ábrázoltuk a Br $\gamma$  vonalhoz képest. Ezután összevetettük az észlelt intenzitásarányokat Baker & Menzel (1938) elméleti jóslataival arra az esetre, amikor a sugárzó plazma átlátszatlan a Ly $\alpha$  fotonok számára, de optikailag vékony a magasabb átmenetek számára ("B eset", lásd Hummer & Storey 1987 cikkét is). Azt tapasztaltuk, hogy a vonalarányok lényegében konzisztensek a B esetre vonatkozó elmélettel. 10 000 K hőmérsékletet és  $N_{\rm e}=10^7 \,{\rm cm}^{-3}$  elektronsűrűséget használva kaptuk a mért pontokat legjobban illesztő elméleti görbét (2.5 ábra), de magasabb elektronsűrűség magasabb hőmérséklettel ( $N_{\rm e}=10^8 \,{\rm cm}^{-3}$ ,  $T=12\,500 \,{\rm K}$ ) vagy alacsonyabb elektronsűrűség alacsonyabb hőmérséklettel ( $N_{\rm e}=10^6 \,{\rm cm}^{-3}$ ,  $T=5000 \,{\rm K}$ ) szintén illeszti a pontokat a mérési hibán belül.

## A CO 2,3 $\mu$ m-es sávjai

A CO 2,3 µm-es sávjai alakjának modellezéséhez egy egyszerű sík rétegmodellt használtunk, amelyben a CO-emisszió egy lokális termodinamikai egyensúlyban (LTE) lévő gázrétegből jön. A CO-gáz vibrációs hőmérséklete  $T_{\rm CO}$ , oszlopsűrűsége pedig  $N_{\rm CO}$ . A vibrációs és rotációs hőmérsékletet egyenlőnek vettük, és Kraus et al. (2000) egyenleteit használtuk a számoláshoz. A hőmérsékletet 2000 K és 5000 K között változtattuk. Az LTE-hez megfelelően magas hőmérséklet és sűrűség szükséges, hogy a vibrációs energiaszintek ütközések által gerjesz-



2.6. ábra. A CO 2,3  $\mu$ m-es sávjainak emissziója az EX Lup színképében. A piros görbe egy 2500 K hőmérsékletű CO-gáz modell, amelyet konvolváltunk egy 0,6 M<sub> $\odot$ </sub> tömegű csillag körüli kepleri keringést végző, 0,08 CSE belső és 0,13 CSE külső sugarú, 45° inklináció alatt látott korong sebességprofiljával (kis panel).

tódjenek. Ehhez  $T_{\rm CO} > 2000 \,\mathrm{K}$  hőmérséklet és  $n_{\rm H} > 10^{10} \,\mathrm{cm}^{-3}$  sűrűség kell. Ugyanakkor a hőmérséklet 5000 K alatt kell maradjon, különben a CO-molekulák disszociálnak (Scoville et al. 1980). Ezután az abszorpciós koefficienst a hullámhossz függvényében konvolváltuk egy kepleri korong esetén érvényes sebességprofillal (lásd lejjebb). Az így kapott abszorpciós koefficienst beszoroztuk a CO oszlopsűrűségével, hogy megkapjuk az optikai mélységet. Ebből pedig a transzferegyenlet segítségével kiszámoltuk a vonalintenzitásokat. Aspin et al. (2010) egy kepleri rotációt végző korong sebességprofilját kellett, hogy alkalmazzák ahhoz, hogy a CO sávokat illesszék. Én is az ő legjobban illeszkedő modelljüket alkalmaztam. Az eredményül kapott vonalprofil a 2.6. ábra belső kis panelében látható. E profilt használtuk az optikai mélység számolásánál. Végül a modell színképet a SINFONI instrumentális spektrális felbontására simítottuk. Az eredmény a 2.6. ábrán látható piros görbe, amely nagyon jól illeszti a mért  $v = 2 \rightarrow 0$ ,  $v = 3 \rightarrow 1$ , és  $v = 4 \rightarrow 2$  átmeneteket. Megjegyezzük, hogy egy  $r_{\rm out} = 0, 4 \text{ CSE}$  külső korongsugárú modell (mint amit Goto et al. 2011 meghatároztak az EX Lup fundamentális CO-vonalaiból) hasonlóan jól illesztené a mért spektrumot.

### Fémvonalak

Az M típusú csillagok számos Na, Ca, K, Fe, Ti, és Si abszorpciós vonalat mutatnak a közeli infravörös színképükben. Nyugalomban az EX Lupiban is megfigyelhetők atomi abszorpciós vonalak (S I 1,199  $\mu$ m-nél, Mg I 1,577  $\mu$ m-nél, és Al I 1,673  $\mu$ m-nél, lásd Sipos et al. 2009). Ezek a vonalak valószínűleg fotoszferikus eredetűek (Herbig et al. 2001). A kitöréskor nem láthatók többé az abszorpciós vonalak, annak ellenére, hogy a SINFONI-mérések idején a J és H sávbeli fluxus 77%-a, a K sávbeli fluxusnak pedig a 60%-a a fotoszférából jött. Kitörés alatt a fent említett Mg I vonal emisszióban van, azok a vonalak pedig, amelyek már nyugalomban is emisszióban voltak (a Pa  $\beta$  és az 1,129  $\mu$ m-nél levő O I vonal) sokkal erősebbé váltak. Kitöréskor sok új atomi emissziós vonal is megjelent.

A SINFONI-színképben látható fémvonalak többsége olyan neutrális atomoktól származik, amelyek ionizációs potenciálja alacsony (5,1–8,2 eV, összehasonlításképpen ez a hidrogénre 13,6 eV). Az egyetlen kivétel az oxigén, amelynek ionizációs potenciálja 13,6 eV. Ez azt jelenti, hogy ezek az atomok ott helyezkednek el, ahol a hidrogén túlnyomórészt neutrális, tehát ahol az akkréciós lökésfrontokból jövő nagyenergiás sugárzás elől a korong leárnyékolja őket. Az atomok persze nem lehetnek túl mélyen a korongban, mert számos vonal és vonalarány utal fluoreszcens emisszióra, amit UV-fotonok gerjesztenek. A 2,206 és 2,209  $\mu$ m-nél látható Na I dublettet például 3303 Å-ös kontinuumfotonok gerjeszthetnek. Ha ez igaz, akkor az 1,141  $\mu$ m-nél levő Na I vonalnak is jelen kell lennie, méghozzá kb. kétszer akkora

intenzitással, míg az ütközéses gerjesztés 10 fölötti vonalarányt eredményezne (McGregor et al. 1988). Az EX Lupira ez az arány  $\approx$ 1,3, ami a fluoreszcens eredetet támasztja alá. Egy másik fluoreszcens vonal az O I 1,129 µm-es vonala, amelyet Ly  $\beta$  vagy kontinuumfotonok gerjeszthetnek (McGregor et al. 1984, és az ottani referenciák). A kontinuum-fluoreszcencia egynél nagyobb O I 1,316 µm / 1,129 µm vonalarányt jósol. A SINFONI-spektrumban az 1,316 µm vonal gyakorlatilag láthatatlan, ami Ly  $\beta$  fluoreszcenciára utal. Ha ez így van, egy másik O I vonalnak is látszania kell 8446 Å-nél. Ez valóban látszik az EX Lup 2008 áprilisa és júniusa között felvett FEROS-spektrumaiban (Sicilia-Aguilar et al. 2012). A neutrális oxigén Ly  $\beta$  által gerjesztett vonalai arra utalnak, hogy sűrű, meleg régiók vannak beágyazva forró ionizált plazmába. A Mg I 1,503 µm-es vonalát szintén UV-fluoreszcencia okozhatja. Ehhez az szükséges, hogy a Mg I 1,574/1,575/1,577 µm átmenetek is jelen legyenek. Az EX Lupiban ez így van.

#### Spektro-asztrometria

A SINFONI-adatkockákat spektro-asztrometriára is felhasználhatjuk. Ez módszer lényege, hogy megmérjük a forrás pozícióját (vagyis az emisszió centroidját) a hullámhossz függvényében. Ha kiterjedt anyagból jön a vonalemisszió, amely különböző sebességekkel mozog, az egyes sebességek esetén mért pozíciók el fognak térni a kontinuumban mért pozíciótól. Ha a vonalemisszió egy forgó korongból jön, bizonyos sebességeknél a centroid pozitív eltérést, más sebességeken pedig negatív eltérést mutat. Attól függően tehát, hogy a korong hozzánk közeledő vagy tőlünk távolodó részét látjuk, a mért spektro-asztrometriai jel a sebesség függvényében egy tipikus szinusz-görbe alakot ölt (lásd pl. Pontoppidan et al. 2008 2. ábráját). Behullás vagy kifújás a legtöbb esetben kizárólag pozitív vagy negatív jelet okoz (lásd Eisner et al. 2010 modellezését). Bizonyos geometriák esetében bipoláris kifújás is okozhat pozitív és negatív jelet, de a centroid pozíciós eltérése inkább lineáris, mint szinuszos (lásd pl. a V536 Aql esetét, Whelan et al. 2004). A kettősség szintén okozhat nullától eltérő spektro-asztrometriai jelet, de ez megint vagy csak pozitív vagy csak negatív (Takami et al. 2003; Brannigan et al. 2006).

Az EX Lup számos színképvonalára elvégeztük a spektro-asztrometriai analízist. A 2.7. ábra erre mutat néhány példát. Azt találtuk, hogy kizárólag a hidrogénvonalak mutatnak mérhető spektro-asztrometriai jelet. A fémvonalak spektro-asztrometriai jele konstans nulla, aminek vagy az az oka, hogy a gáz a csillaghoz közel helyezkedik el, vagy távolabb, de kis sebességgel mozog. Az a tény, hogy a legtöbb megfigyelt fémvonal neutrális atomokból származik, inkább a második lehetőséget támasztja alá. A 2.7. ábrán feltüntetett spektro-asztrometriai jelek a Pa $\beta$ , Br $\gamma$  és Br11 vonalaknál mind forgómozgásra utalnak. A spektro-asztrometriai jel a célponton keresztül bármelyik irányban kiszámolható, amely felhasználható arra, hogy meghatározzuk a forgómozgás forgási tengelyét, vagyis azt az irányt (pozíciószöget), ahol a spektro-asztrometriai jel konstans nulla. Esetünkben ez a szög P.A. =  $80 \pm 10^{\circ}$ , tehát a forgástengely iránya majdnem pontosan kelet–nyugati. Figyelemre méltó, hogy a hidrogénvonalak spektro-asztrometriai jele mind szimmetrikus a mérési hibán belül, amely arra utal, hogy a korongban a hidrogéngáz fényesség- és sebességeloszlása a központi csillag körül azimutálisan szimmetrikus.

## 2.2.4 Az eredmények értelmezése

# A CO-emisszió eredete

Modellezésünk alapján a 2,3  $\mu$ m-es sávok konzisztensek azzal, hogy az emittáló CO-gáz hőmérséklete 2500 K, és egy forgó korongban helyezkedik el, amely a központi csillagtól 0,08 és 0,13 CSE közötti távolságban van. Juhász et al. (2012) azt találták, hogy kitörésben a korong 0,3 CSE-en belüli része pormentes. Az általunk megfigyelt CO-gáz tehát ebben a pormentes belső lyukban található.

A CO-sávok az EX Lupiban időben változékonyak: nyugalomban abszorpcióban voltak





2.7. ábra. Felső panelek: A Pa $\beta$ , Br $\gamma$ , Br11 és 1,4882 µm-es MgI vonal profilja (a fluxus a kontinuumra normált). Alsó panelek: A vonal+kontinuum képek centroidjának eltérése a kontinuum-hullámhosszakon mért helyzethez képest. A Br $\gamma$  esetén a piros görbével egy kepleri korongmodellt ábrázoltunk. A modellparaméterek és a spektro-asztrometriai analízis részletes diszkusszióját lásd a szövegben.

(Sipos et al. 2009; Herbig et al. 2001), 2008 februárjában erős emissziót mutattak, 2008 májusában (Aspin et al. 2010) és 2008 júliusában (2.4. ábra) gyenge emisszió látható. Lorenzetti et al. (2009) sok EXorban megvizsgálták a 2,3 µm-es CO-alakzat változékonyságát. Állításuk szerint abszorpciót akkor látunk, amikor a csillagok nyugalomban vannak, az akkréciós ráta alacsony, és a központi (M törpe) csillag fotoszférája látható. Emisszió pedig az aktívabb időszakokban figyelhető meg, amikor az akkréciós ráta magasabb, és az UV-sugárzás is erősebb, így a belső korongban lévő CO-gáz több fűtést kap és emissziót mutat. Az EX Lupiban megfigyelt CO-alakzat viselkedése konzisztens ezzel az elképzeléssel. Az irodalomban számos magyarázat előfordul a fiatal csillagokban megfigyelt CO-emisszió eredetére. Kis tömegű fiatal csillagokban az alakzat igen változékony, akár napi változásokat is mutat. Ez alapján Biscaya et al. (1997) a korongot, a csillag- vagy korongszelet és az akkréciós oszlopokat vetette fel mint a CO-emisszió eredete. Bár a mi észleléseink konzisztensek a korongeredettel (2.6. ábra), nem zárhatjuk ki az akkréciós oszlopokat sem: Martin (1997) modellszámítsai arra utalnak, hogy az akkréciós oszlopok az általunk észlelthez nagyon hasonló profilt eredményezhetnek. Megjegyezzük, hogy a CO-molekulák csak az akkréciós oszlopok külső részeiben nem disszociálnak, közel a korong belső pereméhez, nincs tehát lényeges fizikai különbség az akkréciósoszlop-eredet és a belsőkorong-eredet között.

Annak megállapításához, hogy a CO-gáz fűtése az akkrécióval kapcsolatos-e, megvizsgáltuk, hogy a CO-alakzat erőssége korrelál-e a csillag vizuális fényességével (amely az akkréciós luminozitásból ered) és a Br $\gamma$  vonal fluxusával (amely egy másik szokásos nyomjelzője az akkréciós rátának). Úgy tűnik, hogy a CO 2,3 µm-es sávjai, a csillag optikai fényessége, és a Br $\gamma$  vonal erőssége ugyanabban az irányban változik, bár nem mindig ugyanolyan mértékben. Ebből az következik, hogy mind a besugárzás általi fűtés, mind az akkréciós fűtés szerepet

játszhat a CO 2,3  $\mu \mathrm{m}\text{-}\mathrm{es}$ sávjának gerjesztésében.

### A fémvonalak eredete

A fémvonalak esetében a spektro-asztrometriai jel hiánya és az a tény, hogy többségük neutrális atomoktól származik, arra utal, hogy ezek a csillagtól távolabb keletkeznek, mint a hidrogénvonalak. Egyes vonalak fluoreszcens eredetűek, UV-fotonok gerjesztik őket. Tehát az atomok egy része biztosan közvetlenül ki van téve a csillag sugárzásának. Ez valószínűleg a belső gázkorong felszínére igaz. A fématomok tehát részben ugyanott helyezkedhetnek el, ahol a CO-gáz is. Érdekes módon a 2,206 és 2,209  $\mu$ m-es Na-dublett a CO-hoz hasonló időfejlődést mutat. Lorenzetti et al. (2009) észrevették, hogy a Na sok más EXor esetében a CO-hoz hasonló időrejlődést szerint ennek a közös eredet az oka: mind a Na-vonalak, mind a CO-alakzat a csillagfotoszféráról jön, amikor abszorpcióban vannak, és a belső korongról, amikor emisszióban. Az EX Lupira vonatkozó eredményeink ezzel konzisztensek: mindkét színképi alakzat abszorpcióban volt nyugalomban (Sipos et al. 2009) és emisszióban kitörésben (Aspin et al. 2010 és 2.4. ábra).

### A hidrogénemisszió eredete

Az általánosan elfogadott elképzelések szerint a hidrogénvonalak fiatal csillagokban a korongról, az akkréciós oszlopokból, és a csillag- vagy korongszélből jönnek (e.g. Najita et al. 1996; Kraus et al. 2010). A 2.5. ábrán látható gerjesztési diagram azt mutatja, hogy a hidrogén forróbb, mint a CO-gáz, ami azt jelenti, hogy a hidrogéngáznak a csillaghoz közelebb kell lennie, mint 0,04-0,08 CSE. Ezzel a feltételezéssel, Pontoppidan et al. (2008) és Eisner et al. (2010) módszerét követve modelleztük a Br $\gamma$  vonalat. Úgy vettük, hogy a kontinuum a központi csillagból (és csak onnan) származik, és a teljes Br $\gamma$  emisszió a korongból (és csak onnan) jön. A sebességtérre kepleri forgást feltételeztünk egy  $0.6 \,\mathrm{M_{\odot}}$  tömegű központi csillag körül, a fényességprofil pedig hatványfüggvény. Ezután kiszámoltuk a sebesség látóirányú komponensét, és elkészítettük minden egyes SINFONI-sebességcsatornára a megfelelő képet. Ezekhez hozzáadtunk egy központi pontforrást, melynek fényessége hullámhosszfüggetlen, majd a képeket konvolváltuk egy Gauss-függvény alakú pontforrással. Az így kapott szintetikus adatkockán a valódi méréshez hasonló spektro-asztrometriai analízist végeztünk. A modellben használt korong a csillag felszínétől (0,007 CSE) 0,04 CSE-ig terjed, az inklináció 45°, a felületi fényesség radiális lefutása pedig arányos  $r^{-2,5}$ -nel. Az eredményül kapott vonalprofil és spektro-asztrometriai jel a 2.7. ábrán látható piros görbékkel. Az eredményeink azt mutatják, hogy egy ilyen kepleri korong nem adhat jelentős járulékot az észlelt Br $\gamma$  vonalhoz, mert az észlelésekkel ellentétben a modellprofil kétcsúcsú, a modell spektro-asztrometriai jel pedig nagy sebességű gáz jelenlétére utal a csillaghoz közelebb, mint ahol észleljük.

A korong inklinációjának, külső és belső sugarának és a fényességprofil hatványkitevőjének változtatásával kiszámoltunk különböző korongmodelleket, de nem találtunk olyan megoldást, amely az észlelt spektro-asztrometriai jelet illesztette volna. Vizsgálatunk alapján tehát valószínűleg kizárható, hogy az akkréció fő csatornája egy olyan egyenlítői határréteg lenne, mint amelyet gyakran feltételeztek FUor típusú kitöréseknél (Hartmann & Kenyon 1996), különösen, mivel a határréteg legbelső részei szub-kepleriek. Bár a határréteg vagy erős turbulencia magyarázatot adna arra, miért egycsúcsú a vonalprofil, azt nem magyarázza, miért látunk nagy sebességű, nagy amplitúdójú spektro-asztrometriai jelet.

Eredményeink arra utalnak, hogy a hidrogéngáz a központi csillag körül kering, de a sebességeloszlása nem kepleri, hanem nagy sebességű anyag van jelen a csillagtól távolabb is. Ez akkréciós oszlopokra vagy korongszélre utal, mert ezekben az esetekben az anyag a belső korongról nagy sebességgel indul el a mágneses erővonalak mentén. Ez megmagyarázhatja azt is, miért forróbb a hidrogén, mint a CO-gáz. A korongszél esetét támasztja alá a számos optikai vonal esetében észlelt P Cygni-profil (Aspin et al. 2010). Ha feltételezzük, hogy

# 2.2.5 Következtetések

Ebben az alfejezetben bemutattuk az EX Lupiról annak 2008-as extrém kitörése során készült közeli infravörös színképeinket és azok spektro-asztrometriai analízisét. Fő konklúzióink a következők:

- A 2,3 μm-es CO-emissziós sávok egy pormentes belső övezetből jönnek. Ez a terület teljesen egybeesik azzal, ahonnan a Goto et al. (2011) által a fundamentális CO-vonalakban azonosított széles vonalkomponens származik. A CO-gáz a központi csillag körül kering, és vagy a korong belső peremén helyezkedik el, vagy az akkréciós oszlopok külső részein.
- Az EX Lup számos neutrális atomi vonalat is mutat, amelyek valószínűleg a CO-gázhoz hasonló területről jönnek. Ennek a régiónak legalább egy részét közvetlenül érik az UV-fotonok, amint arról a fluoreszcens emissziós vonalak tanúskodnak.
- Az egyik legfeltűnőbb jelenség az EX Lup színképében a Brackett-sorozat, amelynek gerjesztési diagramja arra utal, hogy a hidrogénemisszió optikailag vékony. Ezen vonalak spektro-asztrometriai analízise azt sugallja, hogy a hidrogén emissziója nem az egyenlítői határrétegből származik, hanem inkább az akkréciós oszlopokból vagy a korongszélből.

Eredményeink alapján megpróbálhatjuk rekonstruálni az EX Lup körüli anyag geometriai és kinematikai szerkezetét a csillag néhány tized CSE sugarú környezetében. A porkorong belső sugara kb. 0,2-0,3 CSE (Sipos et al. 2009; Juhász et al. 2012). Ezen a sugáron belül van egy optikailag vastag gázkorong, amelynek hőmérséklete néhány ezer K, amint azt a CO és a neutrális fémek emissziós vonalai jelzik. Ez a terület kétségkívül tartalmaz hidrogént, de spektro-asztrometriai jelet nem okoz alacsony sebessége miatt. Magas hőmérsékletű  $(\approx 10000 \,\mathrm{K})$ , nagy sebességű  $(\approx 100 \,\mathrm{km \, s^{-1}})$  hidrogéngáz is van a rendszerben, amely nem az egyenlítői síkban van. E hidrogén egy része valószínűleg mágneses akkréciós oszlopokon keresztül a csillag felszínére hullik. Grosso et al. (2010) valóban láttak a röntgen és ultraibolya méréseikben az EX Lup csillag felszínén akkréciós lökésfrontokra és akkréciós forró foltokra utaló jeleket. Az itt keletkezett ultraibolya fotonok egy része nyilván eléri a korong felszínét és fluoreszcens gerjesztést okoz bizonyos nátrium-, magnézium- és oxigénvonalakban. Az ultraibolya sugárzás kémiai változásokat is okozhat a korongban. A hidrogéngáz egy része nem hullik a csillag felszínére, hanem forró szél formájában elhagyja a rendszert, amint arra az optikai hidrogénvonalak P Cygni-profilja utal. Mindezen érveket figyelembe véve azt mondhatjuk, a kialakult kép nagyjából konzisztens a magnetoszferikus akkréció standard modelljével, amelyet normálisan akkretáló T Tauri típusú csillagokra szoktak feltételezni (pl. Bouvier et al. 2007).

A fiatal csillagokban megfigyelhető megnövekedett akkrécióra számos magyarázat található az irodalomban. Eredményeink felhasználásával ellenőrizhetjük, alkalmazhatóak-e ezek a modellek az EX Lup esetében. Megfigyeléseink szerint az EX Lup kitörése során nem alakult ki egy teljesen ionizált anyaggyűrű, ami ellentmond a Hartmann & Kenyon (1996) és Bell & Lin (1994)-féle termikus instabilitás modellnek. Vorobyov & Basu (2010) modelljében egy gravitációsan instabil, fragmentálódó korong van, és ezeknek az anyagcsomóknak a csillagra való ráhullása okozza a kitörést. Az EX Lup viszonylag szerény korongtömege és a spektro-asztrometriai analízisünk által valószínűsített azimutálisan szimmetrikus tömegeloszlás e modell ellen szól.

D'Angelo & Spruit (2010) felvetették, hogy egy erős mágneses mezejű csillagra az akkréció eredendően epizodikus, ha a korong a korotációs sugárhoz közel csonkolt. E modell szerint a mágneses mező kezdetben a korotációs sugáron kívül csonkolja a korongot, így a korongról

a csillagra az akkréció alacsony. Ahogy a korong belső részein felgyülemlik az anyag, az beáramlik a korotációs sugáron belülre, és a felgyülemlett anyag ráhullik a csillagra, mígnem az anyagraktár kiürül és a korong belső pereme újra a korotációs sugáron kívülre kerül. Sipos et al. (2009) mérései szerint az EX Lupira  $v \sin i = 4.4 \pm 2 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ , ami kb. 13 napos forgási periódust jelent (45° inklinációt és 1,6 R<sub>☉</sub> csillagsugarat használva). Ebben az esetben a korotációs sugár kb. 0,3 CSE (0,6 M<sub>☉</sub> csillagtömeget feltételezve). Ez az érték közel van a pormentes zóna sugarához. Eredményeink szerint kitöréskor itt jelen van gázanyag, amely talán éppen akkréciós oszlopokba rendeződik. D'Angelo & Spruit (2010) modellje tehát alkalmazhatónak tűnik az EX Lupira.

# 2.3 Radiálissebesség-változások az EX Lupiban

Kóspál et al., 2014, A&A, 561, A61

### 2.3.1 Motiváció

A fiatal eruptív csillagok kitöréseinek magyarázatára javasolt elméletek (1. fejezet) egyik típusában a kitöréshez egy közeli csillag vagy szubsztelláris kísérő jelenléte szükséges, amely perturbálja a korongot, és megindítja a megnövekedett akkréciót. A fizikai mechanizmus ilyenkor lehet például egy bolygó okozta sűrűségperturbáció által kiváltott termikus instabilitás (Lodato & Clarke 2004), vagy a közeli kísérő által kifejtett árapályerők (Bonnell & Bastien 1992). Ez utóbbi magyarázatok különösen előnyösek azokban az esetekben, amikor az akkréciós ráta néhány hét vagy hónap alatt több nagyságrenddel megemelkedik, mert a gyors növekedést nehéz lenne külső perturbáló tényező nélkül megmagyarázni.

Nyitott kérdés, hogy minden fiatal eruptív csillagnak van-e kísérője. A FUorok között előfordulnak kettősök. Például a prototípus FU Ori-nál közvetlen képalkotási technikával 225 CSE vetített távolságban találtak egy kísérőt (Wang et al. 2004). Néhány EXor is kettős, pl. az UZ Tau E spektroszkópiai kettős (Jensen et al. 2007), a V1118 Ori (szeparáció 0,18; Reipurth et al. 2007b) és VY Tau (szeparáció 0,66; Leinert et al. 1993) pedig vizuális kettősök. Mivel a kitörések beindításához a korong belső részét kell perturbálni (tipikusan néhány tized CSE-en belül), a radiálissebesség-mérések (radial velocity, RV) tűnnek a legalkalmasabbnak ilyen közeli kísérők felfedezéséhez. Azonban a legtöbb fiatal eruptív csillagnál nem kerestek RV-módszerrel kísérőt, leginkább azért, mert fiatal, kromoszferikusan aktív és/vagy aktívan akkretáló csillagoknál nehéz a radiális sebességet megmérni.

A következőkben az EX Lup spektroszkópiai és fotometriai monitorozását mutatjuk be, melynek során kísérőt kerestünk, és az akkréciós folyamat részleteit vizsgáltuk. Többen kerestek már kísérőt az EX Lup körül különböző módszerekkel, mind ez idáig sikertelenül. Ghez et al. (1997) K-sávbeli képek alapján ki tudták zárni a kísérő jelenlétét 150 és 1800 CSE között. Bailey (1998) spektro-asztrometriai módszerekket használt, de nem talált 15 CSE-nél távolabbi kísérőt. Az irodalomban fellelhető néhány sporadikus RV-mérés különböző műszerekkel (két érték Melo 2003 cikkében, három érték Guenther et al. 2007 cikkében, és négy érték Herbig 2007 cikkében), de ezek sem vezettek egyértelmű eredményre.

# 2.3.2 Észlelések

Ahogy azt az előző alfejezetben is tettük, az észlelési módok és adatfeldolgozás lépéseinek részletes ismertetésétől eltekintünk, és csak egy alapvető összefoglalót adunk a felhasznált adatokról.

### Radiálissebesség-mérések

Az EX Lupiról 57 színképet vettünk fel 2007 júliusa és 2012 júliusa között az MPG/ESO 2,2 m-es távcsövén található FEROS spektrográffal (Kaufer et al. 1999). A nagy felbontású ( $R = 48\,000$ ) spektrumok a 3500–9200 Å hullámhossztartományt fedik le. A végeredményül

kapott színképek jel/zaj viszonya 5 és 80 között van. Az EX Lupiról 2008 májusa és 2009 márciusa között az ESO 3,6 m-es távcsövén található HARPS spektrográffal (Mayor et al. 2003) is vettünk fel színképeket. A nagy felbontású ( $R = 115\,000$ ) spektrumok a 3780–6910 Å hullámhossztartományt fedik le, és jel/zaj viszonyuk hasonló a FEROS spektrumokéhoz.

Mivel az EX Lup erősen aktív csillag, körültekintően kellett eljárnunk az RV meghatározásánál. A 2008-as kitörés alatt egy gyenge Li 6708 Å vonaltól eltekintve nem láthatók fotoszferikus abszorpciós vonalak az optikai vagy infravörös spektrumban (Kóspál et al. 2008; Sicilia-Aguilar et al. 2012). Ezekből a színképekből tehát RV nem határozható meg. A kitörés előtt, 2007-ben, és a kitörés után, 2009–2012 között azonban számos fotoszferikus abszorpciós vonal látható. A Sicilia-Aguilar et al. (2012) cikkben azonosított emissziós vonalak listáját felhasználva ellenőriztük, hogy látunk-e emissziót ezeken a hullámhosszakon, akár tiszta emissziós vonalként, akár a szélesebb abszorpciós vonalakra rárakódott keskeny emissziós csúcsokként. Az érintett vonalakat kizártuk az RV-analízisből.

Az abszorpciós vonalakból úgy határoztuk meg a csillag radiális sebességét, hogy a csillag mért színképét keresztkorreláltattuk egy szintetikus mintaspektrummal. Mivel az EX Lup M0,5 típusú csillag kb.  $M_* = 0, 6 \,\mathrm{M_{\odot}}$  tömeggel és  $R_* = 1, 6 \,\mathrm{R_{\odot}}$  sugárral (Gras-Velázquez & Ray 2005; Sipos et al. 2009; Aspin et al. 2010, lásd a 2.1. alfejezetet is), olyan mintaspektrumot választottunk, amelynek az effektív hőmérséklete  $T_{\rm eff} = 3750 \,\mathrm{K}$ , a felszíni gravitációja log g = 4,0, és a fémessége a Napéhoz hasonló. A 2-3 km s<sup>-1</sup> körüli instrumentális vonalszélesség miatt az EX Lup forgási vonalkiszélesedésére csak felső határt tudtunk meghatározni:  $v \sin i < 3 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ . Hasonló felső határt kaptunk a HARPS spektrumokból, ami konzisztens a HARPS észlelési határával (vö. Houdebine 2010; Reiners et al. 2012).

Mind a FEROS, mind a HARPS-spektrumok esetében hasonlóképpen határoztuk meg az RV-t. Minden échelle elhajlási rendre külön kiszámoltuk a mért és a mintaspektrum keresztkorrelációs függvényét (CCF). A CCF-re Gauss-függvényt illesztve rendenként meghatároztuk a radiális sebességet. Megvizsgáltuk, hogy van-e szisztematikus eltérés a spektrum kékebb és vörösebb részeiből meghatározott RV között, de ilyen eltérést nem találtunk, ezért vettük az értékek súlyozott átlagát. Összesen 45 FEROS és 9 HARPS RV-értéket számoltunk ki. Öt FEROS-spektrum használhatatlan volt a rossz időjárás és nagy levegőtömeg okozta nagyon alacsony jel/zaj viszony miatt, míg hét FEROS és egy HARPS-spektrumot azért kellett kihagyni, mert 2008-ban lettek mérve, amikor az EX Lup kitörésben volt.

Az EX Lup nyugalmi színképe igen gazdag emissziós vonalakban. Ezek az akkréciós oszlopokban található forró gázban keletkeznek (pl. Beristain et al. 1998), és mivel nagyjából nulla sebességnél jelennek meg, valószínűleg a csillagfotoszférához közeli gázból származnak. Ahhoz, hogy az EX Lup RV-változásainak okát megértsük, megmértük az emissziós vonalak radiális sebességét is a nyugalmi spektrumokból kiválasztott nagyjából száz erős, keskeny (FWHM ~ 10-20 km s<sup>-1</sup>) emissziós vonal felhasználásával.

#### Optikai és infravörös fénygörbék

Az EX Lupiról 3,6 µm és 4,5 µm-en készítettünk a Spitzer-űrtávcső IRAC infravörös kamerájával (Fazio et al. 2004) képeket az űreszköz poszt-hélium időszakában. A mérések 2010. április 24. és május 7. között készültek, átlagosan egy napos gyakorisággal. A képeken apertúra-fotometriát számoltunk. Földi optikai (V) és közeli infravörös (JHK) észleléseket is végeztünk az EX Lupira a La Silla Obszervatóriumban található REM teleszkóppal (Covino et al. 2004), 14 éjszakán kereszül 2010. április 24. és május 9. között, a legtöbb esetben a Spitzer-mérésekkel egyidejűleg. Ezeken a képeken szintén apertúra-fotometriát végeztünk, és az optikai magnitúdók fotometriai kalibrációját négy összehasonlító csillag NOMAD-katalógusbeli magnitúdói alapján végeztük (Zacharias et al. 2005), míg a közeli infravörös magnitúdók kalibrációjához a 2MASS katalógusból (Cutri et al. 2003) vettünk két közeli, fényes összehasonlítót.



2.8. ábra. *Felül:* A FEROS RV-értékeiből számolt GLSperiodogram. A legmagasabb csúcs 7,417 nap periódusnál látható. A vízszintes szaggatott vonal jelzi a  $10^{-4}$  FAP szintet. *Alul:* ablakfüggvény.

### 2.3.3 Eredmények és analízis

### A radiális sebeségek periódusanalízise és pályamegoldása

Az abszorpciós vonalak radiális sebességeiben az általánosított Lomb–Scargle (GLS) módszerrel kerestünk periodicitást (Zechmeister & Kürster 2009). Mivel a HARPS-pontok önmagukban nem elegendők a perióduskereséshez, ezért először csak a FEROS-adatokat vettük, majd az együttes FEROS és HARPS adatmezőn is elvégeztük az analízist. Az adatpontokat a bizonytalanságuk reciprok-négyzetével súlyoztuk. A 2.8. ábra mutatja a 45 FEROS-pontra kiszámolt GLS periodogramot. Két szignifikáns periódus látható amelyek esetében a téves riasztás valószínűsége (false alarm probability, FAP)  $10^{-4}$  alatti, az egyik 1 nap körül, amely nyilván a mintavételezésből adódó alias, (lásd a 2.8. ábra alsó panelén az ablakfüggvényt), egy másik pedig 7,417 napnál. Ez utóbbi periódussal feltekert RV-görbe a 2.9. ábrán látható.

A 2.9. ábrán egyértelmű periodikus RV-jel látható  $\approx 2.2 \text{ km s}^{-1}$  félamplitúdóval. A görbe alakja aszimmetrikus: az emelkedő rész 1,7-szer hosszabb, mint a csökkenő. Az ábrán színkódolással jelöltük a különböző észlelési időszakokat az ötéves monitorozásunk során. Az időszakok közt nem látható szisztematikus eltérés, amely arra utal, hogy az RV-változások periódusa, fázisa és amplitúdója legalább négy éven keresztül (2009 és 2012 között) stabil volt. A 2007-es három adatpont is konzisztens a későbbi mérésekkel, tehát az RV-változásokra az EX Lup nagy 2008-as kitörése nem volt jelentős hatással.

A feltekert RV-görbe alakja azt sugallhatja, hogy az EX Lup körül egy kísérő kering excentrikus pályán. Ezért a FEROS RV-pontokra illesztettünk egy kepleri pályamegoldást mind a GLS módszerrel, mind az  $\mathbb{RVlin}^1$  nevű idl kóddal (Wright & Howard 2009). Az  $\mathbb{RVlin}$  kezelni tudja a különböző műszerekkel kapott adatpontokat azáltal, hogy korrigál a műszerek közti lehetséges eltérésre, így ezt a módszert használtuk a kombinált FEROS+HARPS adatok illesztésére. A két műszer közti eltérésre 0,291 km s<sup>-1</sup>-ot kaptunk. A kód kiszámolja az illesztett paraméterek bizonytalanságát is (Xuesong Wang et al. 2012). A kombinált adatmezőre kapott illesztés paraméterei a 2.1. táblázatban láthatók. A különböző adatmezőkre és különböző módszerekkel kapott értékek hibán belül megegyeznek.

Az  $m\sin i$ és az afél nagytengely kiszámolásához feltételeztük, hogy a csillag tömege

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>http://exoplanets.org/code/



2.9. ábra. Felül: Az abszorpciós vonalak radiális sebességére legjobban illeszkedő kepleri modell a kombinált FEROS és HARPS adatok felhasználásával. A különböző színek a különböző észlelési időszakokat jelzik (-1 jelöli az év első felét, -2 a második felét). Körök mutatják a FEROS pontokat, négyzetek a HARPS pontokat. Középen: reziduálok, alul: emissziós vonalak radiális sebessége, ugyanazzal a színkódolással.

 $M_* = 0,6 \,\mathrm{M}_{\odot}$  (Gras-Velázquez & Ray 2005). A 2.9. ábra mutatja a kombinált adatmezőt legjobban illesztő kepleri megoldást, melynek FAP értéke  $6,7 \times 10^{-27}$ . A 7,417 nap periódusú kepleri megoldást kivontuk a mért RV-adatokból, és a reziduálokban további periodicitást kerestünk, de nem találtunk szignifikáns (FAP< $10^{-4}$ ) periódusokat.

Kiszámoltuk azoknak a keskeny emissziós vonalaknak is a radiális sebességét, amelyek izoláltak voltak, és nem szélesebb abszorpciós vonalakra rakódtak rá. Ehhez hasonló, de gyengébb emissziós vonalak ugyanis eltorzíthatják az abszorpciós vonalakat és "mesterséges" RV-jelet okozhatnak, annak ellenére, hogy legjobb tudásunk szerint kiszűrtük az érintett abszorpciós vonalakat az analízisünkből. Hogy megbizonyosodjunk, hogy nem ez a helyzet, elvégeztük a periódusanalízist az emissziós vonalak RV-jére is. Az algoritmus nem talált szignifikáns periódust, bár egy kisebb csúcs jelen van kb. 7 napnál  $10^{-2}$  FAP értékkel. A 2.9. ábrán feltüntettük az emissziós vonalak RV-jét is 7,417 nap periódussal feltekerve. A pontoknak nagy a szórása az abszorpciós vonalak RV-jéhez képest, és inkább szinuszos változást mutatnak 0,8 km s<sup>-1</sup> félamplitúdóval. Ebből levonhatjuk azt a következtetést, hogy ilyen sebességgel mozgó emissziós vonalkomponensek általi torzulás nem okozhatja az abszorpciós vonalakban megfigyelt RV-változásokat.

#### A csillagaktivitás vizsgálata

A kísérő jelenléte nem az egyetlen magyarázat a periodikus RV-változásokra. Fotoszferikus csillagaktivitás, pl. sötét (hideg) csillagfoltok vagy fényes (forró) csillagfoltok is tudnak periodikus RV-változásokat okozni (pl. Lanza et al. 2011, és az ottani hivatkozások). Például egy hideg folt a csillag felszínén az emisszió csökkenését okozza a vonalprofilon belül a folt sebességénél. Ezután a csillag forgása a forgási periódussal megegyező periódusú RV-jelet okoz. Ilyen esetben a különböző hőmérsékletre érzékeny vonalak különböző RV-amplitúdót mutatnak (pl. Hatzes 1999). Így tehát a vonalprofilok torzulása és annak az RV-jellel való korrelációja vizsgálatával, vagy az effektív hőmérsékletre érzékeny vonalarányok analízisével ellenőrizni lehet a csillagfoltok jelenlétét. A fotoszferikus foltokon kívül a hideg csillagoknak, azon belül is különösen a gyorsan forgóaknak nagyon aktív a kromoszférája is (Montes et al. 2004). A kromoszferikus spektrumot emissziós vonalak dominálják, amelyek megint csak eltorzíthatják a vonalprofilokat, vagy szélsőséges esetben teljesen kitölthetik őket, és a vonalak

50	
ΟZ	

## 2. EX Lup: az EXor osztály prototípusa

Paraméter	Érték
Periódus (nap)	$7,417 \pm 0,001$
Átlagos RV $(\rm kms^{-1})$	$-0{,}52\pm0{,}07$
RV félamplitúdó $(\rm kms^{-1})$	$2{,}18\pm0{,}10$
Excentricitás	$0,\!23 \pm 0,\!05$
Periasztron hosszúsága (°)	$96,8 \pm 11,4$
Periasztronátmenet időpontja (JD)	$2455405{,}112\pm0{,}224$
FAP <sup>1</sup>	$6,7 \times 10^{-27}$
$m\sin i^2 (M_{\text{Jupiter}})$	$14,7 \pm 0,7$
Fél nagytengely $^2$ (CSE)	$0,\!063\pm0,\!005$

2.1. táblázat. Az EX Lup mért RV értékeire legjobban illeszkedő kepleri megoldás paraméterei. Az adatokat az RVLIN programmal illesztettük a kombinált FEROS és HARPS adatmezőre. (<sup>1</sup>) a kepleri megoldás FAP értéke, ahogyan azt Cumming (2004) definiálta. (<sup>2</sup>)  $0,6 M_{\odot}$  csillagtömeget feltételezve.

akár emisszióba is átfordulhatnak. A kromoszferikus aktivitás megnövelheti az RV-mérések zaját, de néhány rotációs periódus erejéig periodikus RV-jelet is okozhat (Santos et al. 2003). A következőkben megvizsgáljuk, hogy az EX Lup RV-változásai és azok periodicitása lehet-e a csillagaktivitás következménye.

**Biszektor-analízis.** A keresztkorrelációs függvény (CCF) tulajdonképpen a csillag abszorpciós vonalainak átlagos profilja. Az EX Lup minden egyes színképére kiszámoltuk a CCF-et az egyes rendek CCF-jeinek robusztus átlagolásával. Ennek a profilnak a torzulását úgy lehet vizsgálni, hogy meghatározzuk a biszektort (pl. Queloz et al. 2001; Gray 2005), amint azt a 2.10. ábra bal oldalán illusztráltuk. Dall et al. (2006)-ot követve kiszámoltuk az átlagos biszektorsebességet a CCF különböző részeire, és becslést adtunk ezeknek a formális bizonytalanságára az adott rész pontjainak szórásából. Povich et al. (2001)-et követve definiáltunk három részt:  $v_1$  ahol  $0,4 \leq \text{CCF} \leq 0,55$ ,  $v_2$  ahol  $0,55 \leq \text{CCF} \leq 0,7$ , és  $v_3$  ahol  $0,7 \leq \text{CCF} \leq 0,9$  (2.10. ábra bal oldala). Ezek a CCF-régiók a legtöbb színkép esetében alkalmazhatók voltak, de néhány esetben a kontinuum magas volt, és ez befolyásolta a legalacsonyabb biszektor-pontokat a  $v_1$  részen, így ezeket a méréseket kizártuk a további analízisből. A következő lépésben kiszámoltuk a biszektor sebesség-fesztávját (bisector velocity span, BVS =  $v_3 - v_1$ ), a biszektor görbületét (bisector curvature, BC =  $(v_1 + v_2 + v_3)/3 - \lambda_c$ , ahol  $\lambda_c$  az észlelt központi hullámhossz).

Ellenőriztük, hogy a BVS korrelál-e az RV-vel, ami akkor várható, ha az RV-változásokat csillagfoltok rotációs modulációja okozza (pl. Queloz et al. 2001). A 2.10. ábra jobb oldala mutatja az RV és RV-reziduálok (a kepleri megoldás kivonása után) függvényében ábrázolt BVS-t. A lineáris Pearson-korrelációs koefficiens (Pearson 1920) a két grafikonra 0,08 és 0,27, amely arra utal, hogy nincs korreláció az ábrázolt mennyiségek között. Egy ettől független ellenőrzésképpen elvégeztük a biszektor-analízist a FEROS-spektrumokból néhány gondosan kiválasztott individuális abszorpciós vonalra is. A korábbi vizsgálatainkhoz hasonlóan itt sem találtunk korrelációt a BVS és az RV között. Számoltunk GLS-periodogramokat a BVS, BC és BVD-értékekre (2.11. ábra), de egyikben sem találtunk szignifikáns periódust  $10^{-4}$  alatti FAP értékkel. Ahogy a nyilak jelölik az ábrán, nincs a BVS, BC és BVD periodogramjában 7,417 napnál csúcs.

A CCF aszimmetriája. A CCF-profil torzulása úgy is vizsgálható, hogy először kiszámoljuk a CCF meredekségét minden egyes sebességcsatornára, majd összeintegráljuk a sebességtengely mentén a pozitív és negatív értékek alatti területet, végül vesszük ezek hányadosát. Egy tökéletesen szimmetrikus Gauss-függvényre ez az arány 1 lenne, míg

### 2.3. Radiálissebesség-változások az EX Lupiban



2.10. ábra. *Balra:* Az EX Lup 2010. július 23-ai FEROS színképéből számolt CCF biszektora. *Jobbra:* Az RV és az RV-reziduálok függvényében ábrázolt BVS értékek.

egy torzult Gauss-görbére 1-től eltérő értéket kapnánk. Ily módon meghatároztuk a CCF aszimmetriájának mértékét minden rendre, vettük ezek súlyozott átlagát, végül kiszámoltuk a GLS periodogramot (2.11. ábra), de ebben az esetben sem találtunk sem szignifikáns periódust, sem csúcsot 7,417 napnál.

Hőmérsékletre érzékeny spektrális alakzatok. Amikor egy forgó csillag felszínén egy hideg folt a látóirányba kerül vagy onnan elfordul, megváltozik a csillag felénk eső félgömbjén mérhető effektív hőmérséklet. Ennek hatása van a hőmérsékletre érzékeny abszorpciós vonalak vagy sávok erősségére. Például Catalano et al. (2002) megmutatta, hogy mind a 6268,87 Å-ös V I vonal, mind a 6270,23 Å-ös Fe I vonal erősebbé válik, amikor lecsökken a hőmérséklet, de a vonalmélység változása az alacsony gerjesztésű V I vonal esetében határozottabb, mint a Fe I esetében. Emiatt a két vonal mélységének aránya (line depth ratio, LDR) jó nyomjelzője a csillag effektív felszíni hőmérsékletének. Kiszámoltuk a V I és Fe I vonalak LDR-jének GLS periodogramját (2.11. ábra), de nem találtunk szignifikáns periódust vagy csúcsot 7,417 napnál.

Hideg csillagfoltok esetében TiO, CaH és CaOH sávok jelenhetnek meg, vagy válhatnak erősebbé (lásd Reid et al. 1995, akik számos M típusú csillagra megmérték ezeket a sávokat). A FEROS-spektrumainkból meghatároztuk a TiO 1, TiO 2, TiO 3, TiO 4, TiO 5, CaH 2, CaH 3, CaOH, és H<sub> $\alpha$ </sub> indexet, ahogyan azokat Reid et al. (1995) definiálták, és kerestünk csillagfoltok okozta periodikus változásokat. Más csillagfolt-indikátorhoz hasonlóan ebben az esetben sem találtunk a spektrálindexek GLS-periodogramjában szignifikáns periódust, sem csúcsot 7,417 napnál.

A Ca-vonalak vizsgálata. Larson et al. (1993) megmutatta, hogy a csillagszínképekben a kalciumvonalak, mint pl. a Ca II H és K vonala 3968 Å és 3933 Å-nél, valamint a Ca II infravörös triplet 8498 Å, 8542 Å és 8662 Å-nél jó indikátora a kromoszferikus aktivitásnak. Mivel a Ca II H-vonal átfedhet a H<sub> $\epsilon$ </sub> vonallal, a Ca II 8498 Å és 8542 Å vonalakat pedig földi vízpárasávok befolyásolhatják, ezeket kizártuk a további analízisünkből, és csak a Ca II K-vonalára 3933 Å-ön valamint a Ca II 8662 Å-ös vonalára koncentrálunk. A Ca 3933 Å vonalból kiszámoltuk az S<sub>FEROS</sub> kromoszferikus aktivitási indexet, és megvizsgáltuk annak időbeli változását. Az S<sub>FEROS</sub> mennyiség definíciója:

$$S_{\text{FEROS}} = \frac{F_e}{F_b + F_r} = \frac{F_{3933 - 3935}}{F_{3930 - 3933} + F_{3935 - 3938}},$$
(2.1)

ahol  $F_e$ ,  $F_b$ , és  $F_r$  a fenti egyenletben Angströmben jelölt hullámhossztartományokra integrált fluxusok. Az S-indexet a CaII H és K-vonalára először Vaughan et al. (1978) definiálta, és a mennyiség azt jelzi, milyen erős a vonal a környező kontinuumhoz képest, ami a kromoszferikus aktivitás szokásos jelzője (e.g., Mittag et al. 2013). Ezenkívül kiszámoltuk a Ca



2.11. ábra. A BVS, BC, BVD, CCF-aszimmetria, valamint a VI és FeI vonalak LDR-jének GLS periodogramjai. A nyilak a 7,417 napos RV-periódust jelölik. A vízszintes szaggatott vonalak jelzik a  $10^{-4}$  FAP értéket.

8662 Å vonalának ekvivalens szélességét (EW), és alkalmaztuk a Ca II K-vonalának emissziós magjára a CCF-nél is használt aszimmetriavizsgálatot. Kiszámoltuk a GLS-periodogramot mindhárom indikátorra, de nem találtunk 7,417 napnál szignifikáns csúcsot. Az  $S_{\rm FEROS}$  index és a Ca 8662 Å vonal ekvivalens szélessége mutat egy csúcsot 1 nap körül  $10^{-5}$  alatti FAP értékkel, de ez a mintavételezés hatása. A Ca 8662 Å vonal EW-periodogramjában látható egy erős csúcs  $10^{-5}$  alatti FAP értékkel kb. 25 napnál. Az ablakfüggvényre nézve azonban nyilvánvalóvá válik, hogy ez is a mintavételezés hatása. A Ca II K-vonalának aszimmetriájában nincs semmiféle szignifikáns csúcs 1 és 1000 nap között. Megjegyezzük, hogy a Ca II infravörös triplet jó nyomjelzője az akkréciónak is (pl. Muzerolle et al. 1998). Az EX Lup nem elhanyagolható mértékben akkretál még nyugalomban is, és a Ca II-vonalak széles szárnyai (Sicilia-Aguilar et al. 2012 3. ábrája) azt jelzik, hogy ezeknek a vonalaknak a fluxusa inkább az akkrécióra jellemző, mintsem a kromoszferikus aktivitásra.

## Foltmodell

Eddigi vizsgálataink során nem találtunk periodikus csillagaktivitásra utaló jelet. Mindazonáltal a következőkben feltételezzük, hogy az RV-ben talált 7,417 napos periódus valójában a forgás miatt van, és próbálunk olyan foltmodellt találni, amely reprodukálja a mért RVváltozások 2,2  ${\rm km\,s^{-1}}$ félamplitúdóját. Mivel az RV-görbén nincsen lapos szakasz, a foltnak lényegében minden időpillanatban látszania kell valamennyire. A nagy RV amplitúdó mellett észlelt kis  $v \sin i < 3 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$  miatt azt várjuk, hogy a folt viszonylag nagy kiterjedésű. Megalkottunk egy egyszerű foltmodellt, melyben egyedülálló foltok sorozatát szimuláltuk különböző hőmérséklettel, mérettel, szélességgel, és a csillag forgástengelyére is különböző inklinációkat vettünk. Eredményeink azt mutatták, hogy tipikus hideg vagy forró foltok, amelyek a csillagfelszínnek mindössze néhány százalékát fedik le, és hőmérsékletük csak néhány 100 K-nel tér el, nem tudják reprodukálni a mért RV-félamplitúdót. Ezért szélsőségesebb paramétereket kellett vennünk a modelljeinkben. Azt találtuk, hogy egy hideg folt, amely lényegében egy teljes félgömböt lefed (80% és 100% közti kitöltési tényezővel), a csillagfotoszféránál 1500–2500 K-nel alacsonyabb hőmérséklettel, alacsony szélességnél (az csillag egyenlítőjének 30°-os környezetében), és alacsony csillaginklináció esetében (a látóirány és a csillag egyenlítője által bezárt szög 0 és 30° közötti) jól reprodukálja a megfigyelt RV-



2.3. Radiálissebesség-változások az EX Lupiban

2.12. ábra. Az EX Lup fénygörbéi és RV-görbéi (*középen:* az abszorpciós vonalak RV-je, *alul:* az emissziós vonalaké). A jobb láthatóság érdekében a fénygörbéket eltoltuk a függőleges tengely mentén az ábrán feltüntetett értékekkel. Szaggatott és pontozott vonalak jelzik, amikor az RV egyenlő a rendszersebességgel.

félamplitúdót. Hasonlóképpen, bár elég irreálisan hangzik, az egyetlen forró folttal történő modellezéskor a folt, amely jól illesztette az RV félamplitúdót, egy teljes félgömböt lefed, 10 500 K-nel forróbb a csillagfotoszféránál, a szélessége  $0^{\circ}$ , a csillag inklinációja pedig  $0^{\circ}$ .

Annak ellenőrzésére, hogy ezek a foltmodellek reprodukálják-e a megfigyelt fotometriai viselkedést, a 2.12. ábrán felrajzoltuk az EX Lup fénygörbéit 0,55 és 4,5  $\mu$ m között, amelyek kb. két hetet fednek le 2010 során átlagosan napos gyakorisággal. A görbéken jelentős fényváltozások figyelhetők meg minden hullámhosszon. A V és H közötti szűrők esetében hasonló a fénygörbe alakja, de a változékonyság amplitúdója csökken a növekvő hullámhosszal. A csúcstól csúcsig mért változékonysági amplitúdó  $\Delta V = 0,33$ ,  $\Delta J = 0,18$ , és  $\Delta H = 0,14$ . A görbék periodikusnak tűnnek, a minimumok MJD=55316 és 55323-nál figyelhetők meg (a módosított Julián dátum, MJD=JD-2400000,5), amely konzisztens a foltmodellünkben alkalmazott forgási periódussal. A periodikusság észlelhető K és [4,5] között is, de egy emelkedő trendre rárakódva. Úgy tűnik, mintha lenne egy kis fáziskésés a maximumokban a hosszabb hullámhosszak felé. A csúcstól csúcsig mért változékonysági amplitúdó  $\Delta K = 0,16$ ,  $\Delta[3,6] = 0,24$ , és  $\Delta[4,5] = 0,25$ , ha közvetlenül a mért fénygörbéből határozzuk meg, és  $\Delta K = 0,14$ ,  $\Delta[3,6] = 0,17$ , és  $\Delta[4,5] = 0,210$ 

Kiszámoltuk a foltmodelljeink által jósolt fotometriai változékonyság amplitúdóit is, felhasználva a John Southworth JKTLD kódjával<sup>2</sup> kapott szélsötétedési együtthatókat (0,787 a V sávban, 0,470 a J sávban, 0,439 a H sávban, 0,366 a K sávban, 0,190 3,550  $\mu$ m-en,

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>http://www.astro.keele.ac.uk/jkt/codes/jktld.html



2.13. ábra. Az EX Lup fénygörbéin mért változékonysági amplitúdók és a mért RV-félamplitúdót reprodukáló foltmodellből számolt amplitúdók (a részleteket lásd a 2.3.3. alfejezetben).

és 0,142 4,493 µm-en). A kapott értékek (számos olyan modell mediánja, amelyek mind konzisztensek voltak a megfigyelt RV-amplitúdóval, a pontok bizonytalanságaként pedig ezek szórását vettük) a 2.13. ábrán láthatók. Nyilvánvaló, hogy a foltmodellek amplitúdói több magnitúdóval meghaladják a mért értékeket. Hideg folt esetében az a fázis, amikor a folt a megfigyelő irányában van, a minimális fotometriai fényességnek felel meg, és annak a pontnak az RV-görbén, amikor az RV a rendszersebességnél kisebbé válik (pontozott vonalak az 2.12. ábrán). Fordítva, forró folt esetén a fázis, amikor a folt a megfigyelő irányába esik, a legfényesebb fotometriai állapotnak felel meg, továbbá annak a pillanatnak, amikor az RV-görbén az RV a rendszersebességnél nagyobbá válik (szaggatott vonalak a 2.12. ábrán). Míg ez nagyjából konzisztens a megfigyeléseinkkel, a modellek által jósolt rendkívül nagy fotometriai amplitúdó miatt valószínűtlen, hogy teljes egészében foltokkal lehessen magyarázni a megfigyelt RV-változásokat.

Ha foltok okoznák az EX Lup RV-változásait, az észlelt RV-félamplitúdónak függnie kellene a hullámhossztól. Mivel a folt és a folt nélküli csillagfotoszféra közti kontraszt csökken a növekvő hullámhosszal, egyre kisebb RV amplitúdót várunk. A fenti nagy hideg folttal történő modellezés esetében 5580 Å és 7875 Å között (vagyis nagyjából a FEROS spektrumok legkékebb és legvörösebb rendjei között) 0,05 km s<sup>-1</sup> különbség lenne az RV félamplitúdójában. A nagy forró folt esetében ez a különbség 0,28 km s<sup>-1</sup> lenne. Ahogyan azt a 2.3.2. alfejezetben röviden említettük, nincs szignifikáns különbség a kékebb vagy vörösebb rendekból számolt RV értékek között. A méréseinkből az RV-t kb. 0,1 km s<sup>-1</sup> pontossággal lehetett meghatározni (2.1. táblázat). Tehát, bár a hideg foltot nem tudjuk csak ezen érveléssel kizárni, a forró folt esetét nem tartjuk valószínűnek.

Végezetül ellenőriztük, hogy találunk-e olyan foltmodellt (akár hideg, akár forró folttal), amely reprodukálná a megfigyelt fotometriai változás amplitúdóit, és kiszámoltuk az ilyen esetekben várható RV-félamplitúdókat. Azt találtuk, hogy a csillagfotoszféránál 1500 K-nel hidegebb és a csillag félgömbjének 11%-át fedő folt  $\Delta V=0,^{m}33$  változást okozna (mind a folt szélességét, mind a csillag inklinációját 0°-nak vettük). Ugyanekkora  $\Delta V$  kapható egy a csillagfotoszféránál 525 K-nél forróbb folt esetén (a kitöltési tényező, szélesség és inklináció ugyanaz, mint az előbb). Ezek a viszonylag kis foltok azonban csak kb.  $0.3 \text{ km s}^{-1}$  RVfélamplitúdót okoznának, sokkal kisebbet, mint a megfigyelt  $2.2 \text{ km s}^{-1}$ . Így tehát levonhatjuk azt a következtetést, hogy mind az észlelt fényességváltozásokat, mind az RV-változásokat egyidejűleg a csillag felszínén elhelyezkedő hideg vagy forró foltokkal nem lehet reprodukálni.



2.14. ábra. Az inklináció a  $v \sin i$ függvényében. A folytonos görbék jelzik a 7,417 napos (RVanalízisből kapott) és 17 napos (az inklinációra kapott megszorításból jövő) periódust. A vonalkázott terület jelzi a FEROS és HARPS spektrumokból a  $v \sin i$ re kapott felső határt, a narancssárga és piros területek pedig a Sipos et al. (2009) és Goto et al. (2011) cikkekben az inklinációra adott megszorítások.

# 2.3.4 Az eredmények értelmezése EX Lup: foltos vagy aktív csillag?

Az előbbiekben megvizsgáltuk annak a lehetőségét, hogy az EX Lupinál észlelt RV-változásokat a csillag felszínén lévő hideg vagy forró foltok okozzák. Ellenőriztük, hogy az olyan foltindikátorok, mint a BVS, BC és a CCF-aszimmetria nem mutat periodicitást. Nem láttunk a megfigyelt RV-ben hullámhosszfüggést sem a FEROS-spektrumok által lefedett hullámhossztartományban. Megalkottunk egy egyszerű foltmodellt, amely reprodukálja a megfigyelt RV-félamplitúdót. Modellezésünk arra utal, hogy a foltnak egy teljes félgömböt le kell fednie, ami meglehetősen extrém és szokatlan megoldás. Ráadásul a folt hőmérséklete is jelentősen, több ezer K-nel eltér a csillagfotoszférától. Emiatt, hacsak nem főleg vonalak útján hűl (vö. Dodin & Lamzin 2013), egy ilyen kiterjedt folt V-ben  $4^m - 8^m$  nagyságú periodikus fényességváltozásokat okozna, ami ellentmond a megfigyelt fénygörbének. Az olyan foltmodell, amely konzisztens a mért V magnitúdóváltozás amplitúdójával, viszont nem tudja reprodukálni a megfigyelt RV-félamplitúdót. Megjegyezzük, hogy a megfigyeléseink során (2008-ban) az EX Lup keresztülment az eddig megfigyelt legerősebb kitörésén, amelynek során az akkréciós rátája sokszorosára nőtt. Ez az esemény valószínűleg nem hagyta volna a csillagfoltok méretét és helvét változatlanul. Ilven átrendeződésre azonban a méréseink nem utalnak.

A csillagfolt-forgatókönyv szerint az RV-görbében megfigyelt 7,417 napos periódus a csillag forgási periódusa. Az EX Lup valódi forgási periódusa nem ismert. Figyelembe véve azonban a  $v \sin i$ -re kapott 3 km s<sup>-1</sup>-os felső határunkat, az EX Lup valószínűleg nem forog túl gyorsan, hacsak a csillag egyenlítőjének inklinációja nem elég alacsony. A 7,417 napos periódus azt jelentené, hogy az inklináció nem lehet nagyobb, mint  $16^{\circ}$  (2.14. ábra). Ha a csillagkörüli korong és a csillag egyenlítőjének síkja nem túl eltérő, a korong geometriájának modellezése a csillag inklinációjáról is ad információt. Csoportunk modellezte a nyugalmi EX Lup rendszer széles sávú spektrális energiaeloszlását, és a korong inklinációjára azt kaptuk, hogy  $0^{\circ}$  és  $40^{\circ}$ közötti (Sipos et al. 2009). Ennek a tartománynak az alsó fele konzisztens lenne a 7,417 napos forgási periódussal (2.14. ábra). Egy másik projektünkben azonban azt találtuk, hogy a korong inklinációja 40° és 50° között kell, hogy legyen, hogy a modellünk illeszkedjen a 2008as kitörés során a  $4,5-5\,\mu\mathrm{m}$  tartományban megfigyelt fundamentális vibrációs CO-vonalak profiljára (Goto et al. 2011). E két megszorítás kombinációja a 40° inklinációt valószínűsíti, ami a  $v \sin i$  felső határral együtt azt jelenti, hogy a forgási periódus legalább 17 nap. Ez inkonzisztens a csillagfolt-elképzeléssel. Levonhatjuk tehát azt a következtetést, hogy a mért RV-görbe magyarázatára a csillagfoltok nem használhatók.

Korábban azt is ellenőriztük, hogy a csillag felszínén vagy a kromoszférájában lévő inho-

mogenitások vagy anyagmozgások nem okozhatják-e a mért RV-változásokat. E forgatókönyv szerint az RV-periódus megint a csillag forgási periódusa lenne. Az EX Lup, mint M típusú csillag, valószínűleg kromoszferikusan aktív. Azonban a vonalprofil torzulásáért felelős jelenségek általában nem élnek tovább néhány forgási periódusnál, míg a mért RV-görbénk alakja, fázisa, periódusa és amplitúdója öt éven keresztül stabil volt. Rádásul a frekvenciaanalízisünk nem fedett fel semmiféle periodikus jelet a Ca II K-vonalából és a Ca II infravörös tripletből számolt aktivitásindikátorok viselkedésében. Tehát, bár kromoszferikus aktivitás jelen lehet az EX Lupiban, és megnövelheti a mért RV-értékek zaját, a megfigyelt stabil periodikus jel valószínűleg nem az aktivitás következménye.

### Akkréció a nyugalmi EX Lup rendszerben

Ahogy azt röviden már tárgyaltuk a 2.3.3. alfejezetben, az EX Lup színképében számos keskeny emissziós vonal van, melyeknek 7,417 napos periódussal feltekert RV-görbéje enyhe szinuszos változást mutat (2.12. ábra, alsó panel). Bár a csúcstól csúcsig mért amplitúdó kicsi és a szórás nagy, az emissziós és abszorpciós vonalak RV-je között mintha lenne egy antikorreláció vagy 180° fáziseltolás. Az EX Lup nem az első olyan csillag, ahol ilyen antikorrelációt megfigyeltek: Gahm et al. (1999) felfedezték, hogy az RW Aur A fotoszferikus RV-változásokat mutat  $5.7 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$  félamplitúdóval és 2,77 nap periódussal, míg a He I és He II-vonalak keskeny emissziós komponenseinek RV-je a fotoszferikus vonalakkal ellentétes fázisban változik. Ennek magyarázatára Petrov et al. (2001) két lehetőséget vetettek fel. Egyrészt lehetséges, hogy az RW Aur A magányos csillag, amelynek forgási és mágneses tengelye nem esik egybe, és a mágneses pólusoknál van az akkréciós oszlopok talppontja. Ebben a modellben a csillag 5,5 napos periódussal forog, és a két aktív régió okozza mind az abszorpciós, mind az emissziós vonalak RV-jében megfigyelt 2,77 napos periodicitást (lásd a Dodin et al. 2012 cikket is). A másik lehetőség, hogy az RW Aur A kettős rendszer egy barna törpe kísérővel, amely 2,77 napos periódussal kering a főcsillag körül. Ez a kísérő anyagáramlást idézhet elő a kettős körüli korong belső peremének egyik oldaláról a főcsillagra. Ezt az akkréciós áramlást a másodkomponens gravitációs perturbációja vagy a két komponens magnetoszferikus kölcsönhatása idézheti elő.

A 2.3.3. alfejezetben leírt eredményeink arra utalnak, hogy az RW Aur A és az EX Lup analóg rendszerek lehetnek. Ennek megfelelően a következőkben ellenőrizzük, hogy a Petrov et al. (2001) által az RW Aur A-ra felvetett magyarázatok alkalmazhatóak-e az EX Lupira is. Aurora Sicilia-Aguilar vezetésével megvizsgáltuk a 2008-as kitörés során felvett optikai színképeket, és arra a következtetésre jutottunk, hogy az EX Lup rendszerben van egy (vagy több) forró, nem tengelyszimmetrikus akkréciós áramlás, amelyben anyagcsomók hullanak a csillagra (Sicilia-Aguilar et al. 2012). Mivel a rendszer a kitörés után nagyon hamar visszatért a nyugalmi állapotba, és mivel a kitörés előtti és a kitörés befejezését követő spektrumok nagyon hasonlóak, az akkréciós csatornák valószínűleg stabil képződmények, és csak az akkréciós ráta változott meg a nyugalmi és a kitöréses állapot között. A rendszer szerkezetének vázlata a 2.15. ábrán látható.

Petrov et al. (2001) ötletét követve elképzelhető, hogy az EX Lup magányos csillag stabil, forgó akkréciós oszloppal vagy oszlopokkal. Egy oszlop jelenléte 7,4 napos forgási periódust jelentene, míg két egymással szembeni oszlop esetén ennek duplája, 14,8 nap lenne a forgási periódus. Ez utóbbi megoldás konzisztensebb a v sin *i*-re és az inklinációra vonatkozó megszorításainkkal (2.14. ábra). Az akkréciós oszlopok szerkezete hasonlíthat arra, amit Dupree et al. (2012) vázoltak fel, ahol az emissziós vonalak a csillag felszíne felett levő akkréciós lökésfrontokból erednek. Ez a kép megmagyarázná az emissziós vonalak mozgását, és még a 2.12. ábrán megfigyelthez hasonló fotometriai változásokat is okozhat. Az akkréciós oszlopok eltorzíthatják a fotoszferikus vonalak profilját, és látszólagos RV-jelet okozhatnak az abszorpciós vonalakban. A méréseink azonban nem mutatnak egyértelműen vonalprofil-torzulást (lásd a 2.10. ábrát is).



2.15. ábra. Az akkréciós áramlás morfológiájának vázlata Sicilia-Aguilar et al. (2012) alapján (nem méretarányosan). Egy vagy több csomós akkréciós oszlop is jelen lehet a rendszerben. A belső korong, az akkréciós oszlop és a szél geometriája a méréseink alapján nem egyértelmű.

Az alternatív forgatókönyv szerint Petrov et al. (2001) egy kísérőt feltételez, amely fenntartja a rendszerben az akkréciós oszlopot. Az abszorpciós vonalak RV-jére illesztett kepleri megoldásunk arra utal, hogy az EX Lupinak lehet egy közeli kísérője 7,4 napos keringési periódussal és excentrikus pályával. Artymowicz & Lubow (1996) modellje szerint egy ilyen kísérő pulzáló akkréciót okozhat azáltal, hogy periodikusan rávezeti az anyagot a belső korongról a kettős komponenseire a kettős keringési periódusával megegyező periódussal. Ebben a képben az akkréciós oszlopok követik a kísérő keringését, ami megmagyarázná az emissziós vonalak RV-görbéjét, míg az abszorpciós vonalak a kettős keringése miatt mozognának. Megjegyezzük, hogy a valódi helyzet ennél bonyolultabb lehet. Egy T Tauri csillag tipikus magnetoszferikus csonkolási sugara kb. 7  $R_*$  (Bouvier et al. 2007). A kettős komponensei 6,5  $R_*$  és 10,4  $R_*$  közötti távolságra keringenek egymástól, ami azt jelenti, hogy magnetoszféráik részben átfednek, és bonyolult mágneses topológiát hozhatnak létre az akkretáló anyag számára (lásd Petrov et al. 2001 23. ábráját).

Konklúzióként megállapíthatjuk, hogy mindkét felvázolt ötlet kvalitatíve működhet az EX Lupira, de a kettősséget feltételező forgatókönyv a rendszernek több megfigyelt tulajdonságát megmagyarázza. További mérések szükségesek az EX Lup kísérőjének minden kétséget kizáró bizonyításához. Mindazonáltal a következőkben megvizsgáljuk ennek a hipotetikus kísérőnek a tulajdonságait, és röviden diszkutáljuk lehetséges hatását a korongra és a kitörésekre.

### Az EX Lup hipotetikus kísérője

A kepleri illesztésünk szerint (2.1. táblázat), a kísérőjelölt  $m \sin i$ -je kb.  $15 \,\mathrm{M}_{\mathrm{Jup}}$ .  $50^{\circ}$ -ot véve az inklináció felső határának, ebből a kísérő tömegének alsó határa 0,018 M<sub>☉</sub>, amivel nagy tömegű bolygó, barna törpe, vagy nagyon kis tömegű csillag lehet. Baraffe et al. (2002) csillagfejlődési modelljei szerint egy 0,02 M<sub>☉</sub> tömegű barna törpe effektív hőmérséklete kb. 2500 K (vagy magasabb, ha nagyobb tömegű) életének első néhány millió évében. Ez L0 vagy korábbi spektráltípusra és  $M_J = 11^m$  vagy fényesebb abszolút magnitúdóra utal (ami megfelel  $J = 17^m$  fényességnek 155 pc távolságban), Dahn et al. (2002) eredményei alapján. Mivel az EX Lup átlagos J fényessége 9, 8, a főcsillag és a kísérő közti fényességkontraszt (intenzitásarány) kisebb, mint 800.

A kísérő az EX Lup körül 0,049 CSE és 0,078 CSE közötti távolságban kering (vagyis 6,5  $R_*$  és 10,4  $R_*$  között). Érdekes módon korábban azt találtuk, hogy az EX Lup körül elhelyezkedő porkorong belső sugara nyugalomban 0,2 CSE, ami nagyobb, mint a porszublimációs sugár (Sipos et al. 2009), és felvetettük, hogy ennek a kettősség lehet az oka, vagyis, hogy a kísérő kitisztította a korong belső részét. Kettőscsillag-korong kölcsönhatások numerikus

szimulációiban egy kettős körüli korong belső sugara tipikusan a rendszer fél nagytengelyének 1,8–4-szerese az excentricitástól, tömegaránytól és a korong viszkozitásától függően (Artymowicz & Lubow 1994). Az EX Lup rendszerben ez az érték 2,6, ami beleesik a szimulációk által megengedett értéktartományba. Újabb elméleti és megfigyelési eredmények is alátámasztják azt az ötletet, miszerint a kísérők belső lyukat tudnak kelteni a korong poreloszlásában azáltal, hogy a porszemcséket (szemcsemérettől függően) csapdába ejtik (Rice et al. 2006; van der Marel et al. 2013). Így ha az EX Lup hipotetikus kísérőjének léte bebizonyosodik, ez magyarázatot jelenthet a csillag korongjában megfigyelt pormentes lyukra.

A kis tömeg és szeparáció miatt az EX Lup kísérőjelöltje egészen különleges objektum lehet. A fősorozati M típusú kettősök szeparációeloszlásának csúcsa 2–16 CSE körül van (Fischer & Marcy 1992; Gizis et al. 2003), Nap-típusú fősorozati csillagokra 30–50 CSE körül (Duquennoy & Mayor 1991; Raghavan et al. 2010), fősorozat előtti csillagokra pedig még nagyobb szeparációknál (Mathieu 1994). Így tehát az EX Lup kettős rendszer a maga kb. 7 napos keringésével és 0,06 CSE szeparációjával nagyon szokatlan rendszer lehet. A kísérők tömegét tekintve, Grether & Lineweaver (2006) azt találta, hogy Nap-típusú csillagok esetén nagyon kevés kísérő esik a  $30-40 \,\mathrm{M}_{\mathrm{Jupiter}}$  tartományba, ezt hívjuk barna törpe sivatagnak. Eredményeik szerint a Nap-típusú csillagok 11%-ának van csillag kísérője, 5%-ának van bolygó kísérője, de kevesebb mint 1%-ának van csak barna törpe kísérője. Sahlmann et al. (2011) még szigorúbb felső határt, 0,6%-ot írnak Nap-típusú csillagok barna törpe kísérőinek gyakoriságára. Endl et al. (2006) azt találták, hogy M törpék körül a bolygók még ritkábbak (<1,3%) mint FGK típusú csillagok körül. Az inklinációtól és a főcsillag pontos tömegétől függően az EX Lup kísérője akár a barna törpe sivatagba is eshet, a barna törpe tömegtartomány alsó széle felé. Érdekes lehetőség, hogy ez a kísérő talán egy deutériumégető bolygó lehet (pl. Mordasini et al. 2009; Spiegel et al. 2011).

Az EX Lup kísérőjének létezése hatással lehet a csillag epizodikus akkréciós viselkedésére is. Közeli kísérőknél megfigyelt jelenség, hogy befolyásolják az akkréció rövid időskálájú változékonyságát bizonyos fősorozat előtti kettős rendszerekben. Például a DQ Tau és az UZ Tau E pulzáló akkrécióra utaló jeleket mutat. E jelenség során a kísérő periodikusan modulálja a korongról az anyag behullását (Mathieu et al. 1997; Jensen et al. 2007). A nyugalmi EX Lup rendszerben az akkréciós folyamat részletes vizsgálatára egy későbbi cikkben kerítettünk sort (Sicilia-Aguilar et al. 2015). Csábító arról is gondolkozni, hogy a kísérőnek szerepe lehet az EX Lup nagy kitöréseiben, mint az 1955-56-os és a 2008-as kitörés. A kísérő annyira lelassíthatja az akkréciót a főcsillagra, hogy olyan nagy mennyiség gyülemlik fel, amely végül valamilyen instabilitás miatt rendkívül nagy akkréciós kitöréshez vezet.

## 2.3.5 Összefoglalás

Ebben az alfejezetben bemutattuk az EX Lup öt éven át tartó radiálissebesség-monitorozását. Az abszorpciós vonalak RV-értékeiben periodikus változásokat fedeztünk fel. Ellenőriztük, hogy egyik szokásos csillagaktivitás-indikátor sem mutat periodicitást. A keskeny emissziós vonalak RV-je azonban enyhe változásokat mutat az abszorpciós vonalak RV-jével ellentétes fázisban, ha ugyanazzal a periódussal feltekerjük. Egyszerű modellezésünk alapján, tekintetbe véve, hogy a  $v \sin i < 3 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$  és az RV-félamplitúdó 2,2 km s<sup>-1</sup>, nem tűnik valószínűnek, hogy a csillag felszínén lévő hideg vagy forró foltok megmagyaráznák az abszorpciós vonalak RV-jét és a csillag fotometriai változásait. Az RV-jel jól illeszthető egy  $m_2 \sin i = 14,7 \,\mathrm{M_{Jup}}$ tömegű, 7,417 nap keringési periódusú kísérővel, amely excentrikus pályán kering az EX Lup körül. Az RW Aur A-val való analógiát követve, kvalitatíve két elképzelést vitattunk meg az EX Lup fotometriai és spektroszkópiai változásainak magyarázatára: két akkréciós oszloppal együtt forgó magányos csillag, vagy egy akkréciós áramlás, amely egy kísérő keringésével szinkronizált. Az utóbbi modellben 40–50°-ot fogadva el a legvalószínűbb inklinációnak, a hipotetikus kísérő tömege a barna törpe tartományba esne. Ebben az esetben a kis szeparáció

60

és nagy tömegarány miatt az EX Lup igen szokatlan kettős rendszer. A kísérőjelölt felelős lehet az EX Lup kisebb-nagyobb kitöréseiért, alátámasztva azokat az elméleteket, amelyekben a kitörések beindításához kísérő jelenléte szükséges.

# 2.4 Hideg molekuláris gáz az EX Lup korongjában

Kóspál et al., 2016, ApJL, 821, L4

# 2.4.1 Motiváció

Amint azt az előző fejezetekben láttuk, az EX Lupival kapcsolatos korábbi vizsgálatok többsége a korong belső néhány csillagászati egységnyi területére koncentrált. Azonban a korong külső részeinek szerkezete és dinamikája is fontos, hiszen ez a rész pótolja a belső korong anyagát minden kitörés után. Kérdés, hogy az EXorok külső korongja különbözik-e bármiben a normál T Tauri csillagok korongjától. Ha nem, az arra utalhat, hogy minden kis tömegű csillag keresztülmegy EXor-fázisokon a csillagkeletkezés során.

A 2008-as kitörés sok új ismerettel szolgált az EX Lup – és általában az EXorok – kitörésével kapcsolatban, de még mindig nagyon kevés információ állt rendelkezésünkre a prototípus EX Lup külső korongjáról, és ennek a korongnak a globális tulajdonságairól. A hideg porkomponens emisszióját sikerült korábban detektálni infravörös hullámhosszakon (Gras-Velázquez & Ray 2005; Sipos et al. 2009) és 870 μm-en az APEX/LABOCA-val (Juhász et al. 2012). Ezen adatokból összeállítottuk az EX Lup spektrális energiaeloszlását, melynek modellezéséből olyan geometriára lehetett következtetni, melyben a korong kismértékben szétnyílik a sugár növekedésével (2.1. alfejezet, Sipos et al. 2009; Juhász et al. 2012). Térbelileg felbontott infravörös vagy milliméteres adatok hiányában az EX Lup korongjának külső sugarát nem lehetett meghatározni. Még kevesebb ismeretünk volt a gázkomponensről, valójában csak annyi, hogy sikerült detektálni a meleg CO-gáz  $4.5 \,\mu$ m-es fundamentális vonalait és a  $2.3 \,\mu$ m-es sávjait (Aspin et al. 2010; Goto et al. 2011; Kóspál et al. 2011b, 2.1. alfejezet). A fundamentális vonalak profilját jól illesztette egy 40° és 50° közötti inklinációjú korongmodell (Goto et al. 2011). A hideg gázt illetően azonban az egyetlen, irodalomban elérhető milliméteres COészlelés van Kempen et al. (2007)-től származott, akik a JCMT-vel a <sup>12</sup>CO(3–2) átmenetet vették célba, de a vonalat nem sikerült detektálniuk.

Hogy ezen a területen is előrelépjünk, az EX Lup korongjában lévő hideg molekuláris gázanyag összetételének, eloszlásának és mozgásának tanulmányozása céljából új milliméteres szén-monoxid vonalméréseket végeztünk az APEX/FLASH<sup>+</sup> műszerrel. A következőkben bemutatjuk ezeket az adatokat, megvizsgáljuk a vonalprofilokat, vonalintenzitásokat, meghatározzuk a CO-gáz tömegét, optikai mélységét, és az eredményeket reprodukáljuk egy kémiai és radiatívtranszfer-modellel. Végül eredményeinket összevetjük tipikus T Tauri csillagokra végzett hasonló mérésekkel.

# 2.4.2 Észlelések

Az EX Lup <sup>12</sup>CO(3–2), <sup>13</sup>CO(3–2), és <sup>12</sup>CO(4–3) vonalának méréséhez az APEX-távcső (Güsten et al. 2006) FLASH<sup>+</sup> rádióvevőjét (Klein et al. 2012) használtuk. Az észlelések 2015. március 30. és április 1. között készültek. Az XFFTS spektrométer segítségével 38,15 kHz felbontással vettük fel a spektrumokat. A háttér kivonásához pozícióváltó technikát alkalmaztunk, 100″ távolságban lévő referenciapozícióval. Az eredményül kapott színképek zajszintje  $T_A^*$  skálán 1 km s<sup>-1</sup> széles csatornákban 5,2 mK (0,21 Jy) a <sup>12</sup>CO(3–2) vonalra, 11,5 mK (0,55 Jy) a <sup>12</sup>CO(4–3) vonalra, és 7,7 mK (0,32 Jy) a <sup>13</sup>CO(3–2) vonalra. A teleszkóp nyalábmérete 19″,2 a J=3-2 vonalakra és 15″,3 a J=4-3 vonalra.



2.16.ábra. Az APEX/FLASH<sup>+</sup> műszerrel mért CO-vonalak EX Lupiban (fekete az hisztogramok). A piros görbék a radiatívtranszfermodellünk eredményei lásd (a részleteket a 2.4.4. alfejezetben). A kék hisztogramok a modellek a mérésekkel megegyező felbontásra spektrális konvolválva.

Vonal	Frekvencia	Csúcs	Fluxus	Szélesség	Pozíció
	(GHz)	(Jy)	$(\mathrm{Jykms^{-1}})$	$(\mathrm{kms^{-1}})$	$(\mathrm{kms^{-1}})$
$^{12}CO(3-2)$	345,796	$2{,}63\pm0{,}21$	$9{,}74\pm0{,}41$	$3,6\pm0,2$	$3,6\pm0,2$
$^{12}CO(4-3)$	461,041	$4,\!24 \pm 0,\!55$	$12,\!15 \pm 1,\!34$	$2{,}6\pm0{,}3$	$3,9\pm0,2$
$^{13}CO(3-2)$	$330,\!588$	$0{,}82\pm0{,}32$	$2{,}09\pm0{,}74$	$2{,}7\pm1{,}1$	$5{,}1\pm0{,}5$

2.2. táblázat. Az EX Lupiban mért CO-vonalak tulajdonságai.

## 2.4.3 Eredmények és analízis

A CO-spektrumaink a 2.16 ábrán láthatók. A <sup>12</sup>CO-vonalakat biztosan detektáltuk. A J=3-2 vonal szignifikanciája 12 $\sigma$ , a J=4-3 vonalé 7,7 $\sigma$ . A <sup>13</sup>CO(3–2) vonalat marginálisan, 2,6 $\sigma$  szinten detektáltuk, annál a radiális sebességnél, ahol a többi CO-vonalat. A vonalprofilok egycsúcsúak. A maximális fluxusok, teljes vonalintenzitások, vonalszélességek (az illesztett Gauss-görbék félértékszélessége), és a vonalak pozíciói (az illesztett Gauss-görbék közepe) a 2.2. táblázatban láthatók.

A kétféle CO-izotóp J=3-2-es vonalának arányából kiszámolható a vonalak optikai mélysége. Ha a <sup>12</sup>CO és <sup>13</sup>CO optikai mélységét  $\tau_{12}$ -vel és  $\tau_{13}$ -mal jelöljük, akkor a <sup>12</sup>CO és <sup>13</sup>CO-vonal intenzitásaránya közelítőleg  $(1 - e^{-\tau_{12}})/(1 - e^{-\tau_{13}})$ . Feltételezzük, hogy a különböző izotópok optikai mélységének aránya ugyanaz, mint a csillagközi anyagban az izotópok gyakoriságainak aránya, azaz  $\tau_{12} = 69 \times \tau_{13}$  (Wilson 1999). Ezek felhasználásával a következő eredményeket kaptuk:  $\tau_{12} \approx 20$  és  $\tau_{13} \approx 0,3$ . Ezen becslés bizonytalanságait is figyelembe véve valószínű, hogy a <sup>12</sup>CO-vonalak optikailag vastagok, míg a <sup>13</sup>CO-vonal optikailag vékony.

A CO-gáz hőmérsékletét az optikailag vastag  $^{12}\mathrm{CO}(4\text{--}3)$  és  $^{12}\mathrm{CO}(3\text{--}2)$  vonalak arányából lehet megbecsülni. Rayleigh–Jeans-közelítésben ez az arány a vonalfrekvenciák négyzetének aránya kell, hogy legyen, vagyis kb. 1,78. Ehelyett azonban a teljes vonalfluxusok a 2.2. táb-lázatból 1,25±0,15-öt adnak, ami szignifikánsan eltér a Rayleigh–Jeans-értéktől. Az alacsony szám arra utal, hogy a hőmérséklet nagyon alacsony, így a Rayleigh–Jeans-közelítés nem alkalmazható. Valóban, a Planck-függvényt felhasználva a mért vonalarány  $10^{+4}_{-2}$ K-nek felel meg.

Az optikailag vékony  $^{13}$ CO-vonalból, a kanonikus  $10^{-4}$  CO/H<sub>2</sub> gyakorisági arányt felhasz-



Az ábra. Lup nyuspektrális energiaeloszlása szimbólugörbék) illesztett radiatívtranszfer-(kék A szaggörbe feketetesttel közelített csillagfotoszférát jelöli. (Sipos et al. 2009nyomán).

nálva megbecsültük a korong teljes tömegét, amire  $2.3 \times 10^{-4} M_{\odot}$ -et kaptunk. Ha a gyakorisági arány  $10^{-4}$ -nél kisebb (mint arról a 2.4.5. alfejezetben szó lesz), ezt a korongtömeget alsó határnak kell tekinteni.

### 2.4.4 Kémiai modellezés és radiatív transzfer

Ahhoz, hogy a megfigyelt vonalprofilokat és vonalfluxusokat reprodukáljuk, elvégeztük az EX Lup korongjának részletes kémiai és radiatívtranszfer-modellezését. Kiindulásként Sipos et al. (2009) modelljét használtuk, amely a nyugalmi spektrális energiaeloszlást illeszti. Ez a modell megadja a radiális és vertikális porsűrűség- és porhőmérséklet-eloszlást. Ezt felhasználva kiszámoltuk a korong kémiai összetételét, hasonlóan ahhoz, amint az a Gorti et al. (2011) cikkben van. A CO-gyakoriság, sűrűség és hőmérséklet kiszámolásánál nem feltételeztünk lokális termodinamikai egyensúlyt (LTE), és figyelembe vettük a radiatív pumpálást, a por háttérsugárzását, a spontán emissziót és az ütközéseket. Ezzel párhuzamosan ellenőriztük az eredményeinket az ALCHEMIC nevű modern kémiai kóddal is (Semenov et al. 2010), és hasonló eredményeket kaptunk. A kapott gázfázisú <sup>12</sup>CO-gyakoriságokat aztán bemenetként használtuk a vonal-radiatívtranszfer számolásainkhoz, amelyet a radmc-3d<sup>3</sup> kóddal végeztünk. Homogén, 100-as por/gáz arányt feltételeztünk, továbbá kepleri sebességmezőt vettünk, és  $0.1 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$  mikroturbulens sebességet használtunk a teljes korongban. A <sup>13</sup>CO és C<sup>18</sup>O gyakoriságát úgy számoltuk, hogy a  ${}^{12}$ CO/ ${}^{13}$ CO arányt konstans 69-nek, a  ${}^{12}$ CO/C ${}^{18}$ O arányt pedig 560-nak vettük (Wilson 1999). A kapott sűrűségek és hőmérsékletek arra utalnak, hogy a korongban mindenütt LTE van, így a vonalak modellezéséhez LTE-t feltételeztünk. A gázhőmérsékletet egyenlőnek vettük a porhőmérséklettel. A vonalemissziót a  $^{12}\mathrm{CO}$  és  $^{13}\mathrm{CO}$ J=3-2 és 4–3 átmenetének (a csillaghoz képest) nyugalmi hullámhossza körüli 8 km s<sup>-1</sup> széles sebességtartományban számoltuk ki.

A 2.16. ábrán felrajzoltuk a kapott modellspektrumokat. Ahhoz, hogy a modellek illeszkedjenek a vonalak mért fényességéhez, a modellünkben a gázhőmérsékletet le kellett csökkenteni egy 0,8-as faktorral. Ezzel a kis módosítással minden mért vonalfluxus és vonalarány jól reprodukálható a modellünkkel, tehát a vonalszélességért felelős korongparamétereket jól becsültük. Ez az eredmény azt is alátámasztja, hogy a radiatívtranszfer-számolásokban használt 40° inklináció is jó közelítés volt. A kepleri rotációt végző korongra jellemző kettős

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>http://www.ita.uni-heidelberg.de/~dullemond/software/radmc-3d/



CO-2.18.ábra. mérésekből kapott korongtömeg-becslések porkontinuumból a számolt korongtömeg függvényében (Thi et al. 2001 10. ábrája A fekete alapján). körök T Tauri csillagokat jelölnek, a fekete négyzetek Herbig csillagokat, az EX Lupit pedig piros csillag jelzi.

csúcsú vonalprofil valószínűleg azért nem látható, mert az adatainknak túlságosan durva a spektrális felbontása. Hangsúlyozzuk, hogy bár a modellünk ad egy lehetséges megoldást a mért vonalak reprodukálására, a számolás során a vonalakat nem illesztettük, csak a legvégén hasonlítottuk össze az eredményeinkkel. Annak megmutatásához, hogy a modellünk az egyetlen lehetséges megoldás, a teljes paraméterteret fel kellene deríteni, ami nem célja ennek a munkának. Emiatt a következőkben nem a modelleredményeket, hanem a mért CO-vonalfluxusokat diszkutáljuk.

# 2.4.5 Az eredmények értelmezése

## Korongtömeg a por kontinuumemissziójából

Sipos et al. (2009) kis porszemcséket tételeztek fel, és a spektrális energiaeloszlás illesztéséből 0,025 M<sub>☉</sub>-et kaptak a teljes (por+gáz) korongtömegre. Sicilia-Aguilar et al. (2015) jó illesztést kaptak a spektrális energiaeloszlásra  $1-3\times10^{-3}$  M<sub>☉</sub> közötti teljes korongtömeggel, 0,1 és 100 µm között ütközési méreteloszlású porszemcséket használva. Ezekben a cikkekben a portömeget teljes tömeggé átváltó gáz/por arányra 100-at vettek. Bár ez az érték tipikus a csillagközi anyagban, csillagkörüli korongokban az arány gyakran alacsonyabb. Például Williams & Best (2014) 43 és 2 közötti gáz/por arányt mért Taurus-beli T Tauri csillagok esetében a Submillimeter Array (SMA) távcsőrendszerrel 1,3 mm kontinuumban valamint <sup>13</sup>CO(2–1) és C<sup>18</sup>O(2–1) vonalban. Ezeket a bizonytalanságokat figyelembe véve azt mondhatjuk, hogy az EX Lup teljes korongtömege akár a 0,025 M<sub>☉</sub>-et is elérheti (kis porszemcsékkel és 100-as gáz/por arányt feltételezve). Míg az alacsonyabb érték nagyjából konzisztens az itt bemutatott <sup>13</sup>CO-mérésből kapott tömeggel, a magasabb érték ennek kb. százszorosa. Ez utóbbi szignifikáns CO-kiürülésre utal az EX Lup korongjában.

# A CO kiürülése az EX Lup korongjában

Annak megállapításához, hogy az EX Lup CO-méréseiből meghatározott korongtulajdonságok mennyire tipikusak vagy különlegesek, össze kell hasonlítanunk az eredményeinket normális, nem kitörő fiatal csillagok korongjaival. Thi et al. (2001) megmérték a <sup>13</sup>CO(3–2) vonalat nyolc T Tauri típusú és hét Herbig Ae csillagban a Taurus–Auriga felhőben, majd kiszámolták a gázkorongok tömegét, és összehasonlították azokat olyan teljes korongtömegekkel, amelyek 1,3 mm-es porkontinuum-mérésekből származtak. Azt találták, hogy a CO-ból számolt korongtömegek általában 10-200-szor alacsonyabbak a milliméteres kontinuumból számoltaknál.

A 2.18. ábrán mi is felrajzoltuk Thi et al. (2001) 10-es ábráját, és rátettük az EX Lupit is, ugyanazokat az egyenleteket és feltételezéseket felhasználva, amelyeket a szerzők is használtak a cikkükben a korongtömegek számolásánál. Az EX Lup 1,3 mm-es fluxusát a Juhász et al. (2012) által publikált 870  $\mu$ m-es fluxusból kaptuk extrapolációval, a poropacitásra  $\beta$ =0...1,7 közötti spektrális indexeket véve. Thi et al. (2001) mintájához képest az EX Lup korongja feltűnően kis tömegű, és szerény CO-kiürülést mutat. Ez arra utal, hogy a teljes korongtömeg kb. 10...100-as faktorral magasabb lehet, mint a 2.4.3. alfejezetben számolt érték.

Thi et al. (2001) két lehetséges okot sorol fel a CO kiürülésére: (1) kifagyás a korong leghidegebb, középsíkbeli régióiban (valóban, Reboussin et al. 2015 azt találták, hogy a gázfázisú CO kanonikus  $10^{-4}$  gyakorisága a H<sub>2</sub>-hez képest csak kb. 30-35 K felett igaz, e hőmérséklet alatt az arány sokkal kisebb, mert a CO-kifagyás nagyon hatékony); (2) a csillagból és az csillagközi térből származó ultraibolya sugárzás általi fotodisszociáció a korong felszínén. Ez a két hatás az EX Lupiban is érvényesülhet. Először is, a radiatív transzfer modellünk szerint a porhőmérséklet a korong középsíkjában a külsőbb régiókban 15 K alatti, tehát a CO-nak ki kell fagynia. Másodszor, Thi et al. (2001) mintájának két M típusú tagja az EX Lupiboz hasonló CO-kiürülést mutat (kb. 100-as faktor), hasonló sugárzási térre utalva.

Az EX Lupinál észlelt, normális T Tauri csillagokhoz (és a legtöbb Herbig csillaghoz) képest viszonylag mérsékelt CO-kiürülésnek érdekes következményei vannak. Az EX Lup nagy kitörést mutatott 2008-ban, amikor mind az optikai, mind a röntgenfényessége nagyságrendekkel megemelkedett (Kóspál et al. 2008; Teets et al. 2012, lásd a 2.1. alfejezetet is). A modellezésünk szerint mind a korong középsíkjának, mind a felszínének hőmérséklete megemelkedett a kitörés során (Ábrahám et al. 2009). A megnövekedett hőmérséklet egyrészt elpárologtathatta a CO-jeget és megnövelhette a gázfázisú CO gyakoriságát, ahogy azt Vorobyov et al. (2013a) megjósolták. Másrészt a megnövekedett ultraibolya sugárzás a CO-gáz jelentős részét fotodisszociálhatta. Úgy tűnik, az EX Lup esetében az utóbbi hatás volt a dominánsabb. Az itt bemutatott alacsony CO-átmenetek a hideg gáz jó nyomjelzői, tehát a kitörés a korong külső, hideg részeire is hatott, nemcsak a belső területekre (ahol Banzatti et al. 2015 a forró CO-gáz kiürülését észlelte a kitörést követően, amelyet a korotációs sugár körül, 0,02–0,3 CSE környékén és azon belül felgyülemlett anyag kiürüléseként értelmeztek). A mi észleléseink alátámasztják Vorobyov et al. (2013a) következtetéseit, akiknek a numerikus szimulációi szerint a kitörések kémiai hatása a gázfázisú CO gyakoriságában több ezer évig látható marad.

### Az EXor-kitörések mechanizmusa?

Hauyu Baobab Liu vezetésével négy EXort lemértünk a 1,3 mm-es kontinuumban az SMA-vel. Két célpontot detektáltunk, az egyikben viszonylag nagy a portömeg (NY Ori,  $9 \times 10^{-4} M_{\odot}$ ), a másikban jóval alacsonyabb (V1118 Ori,  $6 \times 10^{-5} M_{\odot}$ ). A két másik objektum emisszióját nem detektáltuk, amiből a portömegre kapható  $3\sigma$  felső határok:  $6 \times 10^{-5} M_{\odot}$  a V1143 Ori-ra és  $6 \times 10^{-6} M_{\odot}$  a VY Tau-ra (Liu et al. 2016a). Ezekkel összevetve az EX Lup porkorongja a legkisebb tömegű még detektált EXor-korongok tömegtartományába esik. Az EXorok prototípusa tehát beleillik abba az általános trendbe, miszerint az EXorok korongjai kisebb tömegűek, mint a FUorok korongjai. A kis korongtömeg egy lehetséges oka a kettősség: 100 CSE-nél közelebbi kísérő jelenléte esetén a csillagoknak általában kisebb tömegű a korongja, mint a magányos csillagoké vagy a tágabb kettősöké (Osterloh & Beckwith 1995; Andrews & Williams 2005). Sok EXor tényleg kettős (pl. a VY Tau, a V1118 Ori, és az XZ Tau, lásd Leinert et al. 1993, Reipurth et al. 2007b, Hartigan & Kenyon 2003). Az előző alfejezetben leírtuk, hogyan kerestünk az EX Lup körül keringő kísérőt, eredményeink azonban nem bizonyítják egyértelműen a kísérő jelenlétét.

Az alacsony EXor-korongtömegek felvetik azt a kérdést, hogy mi okozza ezekben a korongokban a kitörést, és miféle anyagraktár tudja pótolni a kitörések során a belső korongból a csillagra áramló anyagot. A kis korongtömeg lényegében kizárja a gravitációs instabilitással

kapcsolatos mechanizmusokat. D'Angelo & Spruit (2012) egy ígéretes új ötletet vetettek fel, amely szerint az akkréció egy erősen mágneses protocsillagra eredendően epizodikus, ha a korong a korotációs sugárnál csonkolt. A szerzők megmutatták, hogy ez a mechanizmus működhet az EX Lupira is.

### Összefoglalás

Bár a korong tulajdonságai valószínűleg alapvető szerepet játszanak az EX<br/>or-kitörésekben, gyakran még a korongok alapvető paraméterei is csak kevéssé ismertek. Ebben a projekt<br/>ben az EX<br/>orok prototípusa, az EX Lup korongja por- és gázkomponensét jellemeztük. Be<br/>mutattunk új $^{12}$ CO  $J{=}3{-}2$  és 4–3, valamint<br/> $^{13}$ CO  $J{=}3{-}2$  vonalméréseket. A meg<br/>figyelt vonalfluxusokat és vonalprofilokat radiatív<br/>transzfer-modellekkel reprodukáltuk, a kapott paramétereket pedig összehasonlítot<br/>tuk más T Tauri korongok tulajdonságaival, és azt találtuk, hogy az EX Lup korongja sokkal kisebb tömegű, de csak mérsékelt CO-ki<br/>ürülés tapasztalható.

# 2.5 Kitekintés

A 2008-as kitörés az EX Lupira irányította a figyelmet, melynek következtében nagyszámú kutatási projekt célpontja lett ez a rendszer. Az eredményeket, melyek közül sok elérésének én is részese lehettem, az előző fejezetekben foglaltuk össze. A rendszer tanulmányozása azonban azóta sem állt le. Csoportunk jelenleg is nagyszámú, az EX Lupival kapcsolatos projekten dolgozik. Ezek egy részét az motiválja, hogy a rendszer, bár 2008 óta is voltak kisebb fluxusváltozásai, jelenleg nincs kitörésben, ezért tanulmányozható a nyugalmi állapota, és összehasonlítható a kitörésbelivel, így tisztább képet kaphatunk arról, hogy milyen fizikai változásokat okozhat egy T Tauri típusú csillag belső korongjában egy EXor-kitörés. A jelenleg is folyamatban lévő projektjeink a következők (a kutatómunkák többségét én vezetem):

Meleg CO-gáz vizsgálata a rendszer nyugalmi állapotában. A VLT CRIRES műszerével felvettünk nagyfelbontású (R~100000) középinfravörös színképeket a CO fundamentális vonalairól. Az eredményeket összehasonlítjuk más eruptív csillagok (FUorok, EXorok) hasonló méréseivel, valamint a Goto et al. (2011) cikkben (2.1. alfejezet) bemutatott, kitörés közben felvett CRIRES spektrumokkal, és az azokból származtatott, a belső korongra vonatkozó fizikai képpel.

Francia kollégákkal együttműködésben (Jerome Bouvier, Jean-Francois Donati) 2016 nyarán 14 napon át nagyfelbontású optikai spektropolarimetriás színképeket vettünk fel az EX Lupiról a Hawaii-szigeteki CFHT távcső ESPaDOnS műszerével. Célunk a színképvonalak polarizációs méréseiből a csillag mágneses mezeje felszíni topológiájának meghatározása. Az eredmények meg fogják mutatni, hogy a 2.2. alfejezetben bemutatott lehetséges forgatókönyvek (forgó akkréciós folt, egy vagy két keringő akkréciós oszlop) közül melyik a legvalószínűbb. A spektroszkópiai kampánnyal egyidejűleg optikai és közeli infravörös hullámhosszakon fotometriai monitorozást is végeztünk a csillagra.

A VLT VISIR műszerével középinfravörös színképet vettünk fel az EX Lupiról az N sávban (8–13 µm). A cél a szilikátalakzat profiljának meghatározása, annak megválaszolása, hogy a 2008-as kitörés során keletkezett szilikátkristályok (Ábrahám et al. 2009) ott vannak-e még, vagy közben eltűntek a rendszerből.

Az EX Lup fénygörbéjében a változások mögött álló fizikai folyamatok szétválasztása és azonosítása céljából szimultán monitoroztuk a rendszert 2017 nyarán a SMARTS 1,3 m-es optikai–közeli-infravörös távcsővel (Chile) és a *Spitzer*-űrteleszkóppal. Az előbbi mérések a csillag felszínének közelében lejátszódó folyamatokról, míg az utóbbiak a korong belső peremének termikus sugárzásáról adnak információt. A program célja a két terület közti kapcsolat felderítése, azaz annak megállapítása, hogyan hat a csillag változékonysága a korong fizikai viszonyaira.

A kitörés nyomai a belső korong kémiájában. Dmitrij Szemenov és Vitalij Akimkin

### 2.5. Kitekintés

vezetésével kémiai szimulációkat végeztünk az EX Lup korongjára, végigmodellezve egy, a 2008-ashoz hasonló kitörést és az azt követő éveket. A modellek szerint a kitörést követő években az egyensúlyi helyzettől jelentősen eltérő kémiai molekulagyakoriságokkal (és az ebből következő vonalarányokkal) kell számolni, az epizodikus megvilágítás által elindított kémiai reakciók következtében. A modellezés jóslatainak ellenőrzésére sikeres pályázatot nyújtottunk be az ALMA-ra, a mérések 2018 tavaszán várhatók.

A korong belsejében történő anyagáramlás egyik legfontosabb paramétere a lokális turbulencia, amely biztosítja az impulzusmomentum kifelé történő transzportját. A turbulencia 3D hidrodinamikai modellezésére Mario Flock-kal indítottunk közös projektet. Az eredményeket archív ALMA-mérésekkel fogjuk összehasonlítani, ahol a mért vonalkiszélesedésből próbáljuk meghatározni a turbulencia mértékét.

A fenti projektek is mutatják, hogy az EX Lupival kapcsolatban a következő években is nagyszámú rendkívül érdekes eredmény várható, és egyértelműen megmarad a legjobban tanulmányozott EXornak. Bizonyosnak tűnik, hogy az EXor-jelenség megértésében alapvető szerepe lesz az EX Lup sokoldalú kutatásának. dc\_1488\_17



Az ismert fiatal eruptív csillagok száma nem sokkal több két tucatnál, és az objektumok nagyon sok tulajdonságukban jelentős különségeket mutatnak. Ahhoz, hogy az individuális források tanulmányozása elvezessen az általános fejlődési trendekhez, szükséges, hogy minél nagyobb statisztikai minta álljon rendelkezésre. Ezért van különleges jelentősége ezen a csillagtípuson belül az új kitöréseknek, amelyek részletes vizsgálatát minél hamarabb el kell kezdeni. Ezeknek az új, napjainkban kitörő csillagoknak jelentős előnyük a "klasszikus" FUorokkal szemben, amiket már eleve csak kitört állapotban ismerünk, hogy az elmúlt időszak teljes égboltot lefedő felméréseit használva jellemezhető a csillag kitörés előtti állapota. Ez alapvető fontosságú annak megválaszolásához, hogy a FUor-kitörések az átlagos fiatal csillagok korai evolúciójának szerves részét képezik-e, vagy valamiféle különleges csillagok eseményei. Az új kitörések lehetőséget adnak a fénygörbe – akár több hullámhosszon végzett – folyamatos monitorozására is, és a megfigyelt rövidebb időskálájú események (kifényesedések, elhalványulások) paraméterei sok fontos információval szolgálnak a kitörésről és a csillagkörüli anyag szerkezetéről. Ebben a fejezetben három új kitörésről lesz szó. Egyikük egy mélyen beágyazott, a FUorok és EXorok közé eső harmadik osztály képviselőjének tűnik, a másik kettő klasszikus FUor, bár az egyikük szokatlanul kis luminozitású és tömegű. A fejezet negyedik részében egy már korábban, 1986-ban kitört FUorról lesz szó, amely a közelmúltban rendkívül érdekes fényváltozásokat mutatott, így célzott kampányt kezdeményeztünk a megfigyelésére.

# 3.1 A V2492 Cyg fiatal eruptív csillag körüli anyag szerkezete

Kóspál et al., 2011, A&A, 527, A133 Kóspál et al., 2013, A&A, 551, A62

# 3.1.1 Motiváció

A V2492 Cyg (más néven VSX J205126.1+440523, IRAS 20496+4354, PTF 10nvg) egy 2010ben felfedezett fiatal eruptív csillag, amely extinkciós eredetű fényváltozásokat is mutat. A forrás a Pelikán-ködben található, 550 pc távolságban (Straizys et al. 1989; Bally & Reipurth 2003). A rendszer szűrő nélküli optikai fényben 2009 decembere és 2010 júniusa között 1,8 magnitúdót fényesedett, de a Digitized Sky Survey lemezei azt mutatják, hogy nyugalomban még ennél is több magnitúdóval halványabb volt (Itagaki & Yamaoka 2010; Munari et al. 2010). Covey et al. (2011) mérései alapján a csillag 2010 augusztusa végén érte el maximális fényességét. Csoportunk 2010 szeptemberében kezdte meg a V2492 Cyg monitorozását. A

### 3. Újonnan kitört fiatal eruptív csillagok

maximumot követően a csillag gyors halványodásba kezdett, emiatt fénygörbéje egy ideig hasonló volt az EX Lup 2008-as kitöréséhez (2.1. alfejezet). A további megfigyelésekből azonban kiderült, hogy a kitörésnek korántsincs vége: 2010 végén a V2492 Cyg újra fényesedni kezdett. A közeli infravörös színek vizsgálata azt mutatta, hogy a 2010-es maximumig vezető fényesedés valószínűleg nem kizárólag akkréciós változásnak, hanem a növekvő akkréció és csökkenő extinkció kombinációjának köszönhető, az ezt követő fényváltozások azonban leginkább az intersztelláris vörösödési utat követik (Aspin 2011b). Emiatt a V2492 Cyg nagyon hasonlónak tűnik a V1647 Ori-hoz és a PV Cep-hez.

Ebben az alfejezetben a V2492 Cyg általunk végzett optikai, közeli infravörös, középinfravörös és távoli infravörös monitorozását mutatjuk be, továbbá megvizsgáljuk az objektum közeli infravörös spektrumát is. A fénygörbék alapján felrajzoljuk a csillag szín-szín és szín-fényesség diagramját, több időpontban elkészítjük a rendszer spektrális energiaeloszlását, és feltérképezzük az objektum környezetében lévő anyag szerkezetét. Végül megvitatjuk, milyen fizikai folyamatok lehetnek felelősek a megfigyelt fényváltozásokért.

# 3.1.2 Észlelések

A V2492 Cyg-ről  $VRIJHK_S$ -szűrős optikai és infravörös képeket készítettünk 2010. szeptember 19. és 2012. október 12. között a Piszkéstetői Obszervatórium Schmidt- és RCC-távcsövével, valamint a Teide Obszervatórium IAC-80 és TCS távcsövével. A műszerek leírása megtalálható az 1.4. alfejezetben, az adatfeldolgozás és a fotometria részletei pedig a Kóspál et al. (2011a) cikkben olvashatók. A *Spitzer*-űrtávcső poszt-hélium időszakában nyolc alkalommal mértük a V2492 Cyg-t 2011. szeptember 8. és 2012. szeptember 16. között az IRAC kamerával, és a szokásos módon apertúrafotometriával számoltunk rá 3,6 és 4,5  $\mu$ m-es fluxusokat.

A V2492 Cyg-t a fiatal csillagok között egyedülálló módon négy alkalommal mértük távoli infravörös hullámhosszakon a *Herschel*-űrtávcsővel 2011. október 29. és 2012. január 11. között. Használtuk a PACS (Poglitsch et al. 2010) és a SPIRE (Griffin et al. 2010) műszert is. A PACS-mérések időpontját a *Spitzer*-mérésekkel koordináltuk, így a két űrteleszkóp mindig két napon belül mérte a célpontunkat. A V2492 Cyg-t körülvevő kiterjedt emisszió miatt körültekintően kellett eljárni a fotometria kinyerésénél. A háttér levonásához a PACS-képeknél a boloSource rutint használtuk (Marton et al. 2014). A PACS és SPIRE-képeken látható kiterjedt emisszió megbízható feltérképezéséhez a scanamorphos szofvert használtuk (Roussel 2013). A PACS-képeken a háttér kivonását követően apertúrafotometriát végeztünk a V2492 Cyg-re és a közelében látható másik pontforrásra, a HH 570 jelű Herbig–Haroobjektumra. 70  $\mu$ m-en látható még egy forrás a V2492 Cyg-től 9,9 távolságban, de ez a fotometriára kevesebb mint 3% hatással van. A SPIRE-képek analízisét és a V2492 Cyg fluxusának kinyerését a HIPE v.9.0.0 programmal végeztük (Bendo et al. 2013).

A V2492 Cyg-ről felvettünk egy közeli infravörös spektrumot és képeket is a Roque de Los Muchachos Obszervatórium 4,2 m-es WHT távcsövén lévő LIRIS műszerrel (Acosta-Pulido et al. 2007). 2011. július 21/22-én  $JHK_S$ -képek készültek, míg 2011. augusztus 1/2-án közepes felbontású (R=550–700) résspektrumot vettünk fel a ZJ és HK sávban (0,9–2,4  $\mu$ m). A színkép tipikus jel/zaj viszonya 5, 25, és 50 volt a J, H, és  $K_S$  sávban. A fotometria a 3.1. ábrán látható, míg a spektrumot a 3.5. ábrán tüntettük fel.

A V2492 Cyg-t észlelte a *WISE*-űrtávcső (Wright et al. 2010) is 2010. május 27–28-án. A mérés még a héliummal hűtött (kriogenikus) időszak során készült és a fotometria letölthető a *WISE* All-Sky Database-ből. A *W*1, *W*2, és *W*3 szűrőkben a pixelek 12–16%-a szaturálódott. Erre az effektusra a *WISE* Explanatory Supplement 6.3. alfejezetének 8. ábrája alapján korrigáltunk. A kapott eredményeink a 3.4. ábrán láthatók.

### 70



3.1. A V2492 Cyg fiatal eruptív csillag körüli anyag szerkezete

3.1. ábra. A V2492 Cyg optikai és infravörös fénygörbéi. A teli körök saját mérések, a csillag szimbólumok pedig Covey et al. (2011) és Aspin (2011b) cikkéből, valamint az AAVSO (http://www.aavso.org) és ASAS (http://asas-sn.osu.edu) adatbázisból származnak. A V, I, J, H, K<sub>S</sub>, [3,6] és [4,5] fénygörbéket az ábrán látható értékkel eltoltuk az y tengely mentén. A lefelé mutató nyilak  $3\sigma$  felső határokat jelölnek. A grafikon tetején jelöltük minden hónap kezdőnapját. A függőleges szaggatott vonal időpontjában készült a WHT/LIRIS közeli infravörös színképünk.

# 3.1.3 Eredmények és analízis Fénygörbék

Méréseinket kiegészítettük irodalmi adatokkal és az AAVSO adatbázisban található fotometriával, és a kapott fényörbéket 0,55 és 4,5  $\mu$ m között nyolc különböző szűrőben ábrázoltuk a 3.1. ábrán. Az R-szűrős adatok jól mutatják, hogy a kitörés csúcsa 2010-ben volt, augusztus végén vagy szeptember elején. A legfényesebb  $J, H, K_S$ , és 3,4–3,8  $\mu$ m fluxusokat is 2010 szeptemberében lehetett mérni. A gyakran mintavételezett optikai fénygörbéken látszik, hogy az objektum a fényesedés és halványodás közt váltakozott több magnitúdós amplitúdóval, és nem látható egy általános halványodási trend. 2011 júniusa és júliusa környékén egy különösen mély minimum látható, amikor az I sávbeli fuxus korábban példátlan  $7^m$ -val leesett. 2011 novemberében a V2492 Cyg újra kifényesedett, és a maximális fényessége R-ben csak  $\approx 2^m$ -val maradt el a 2010 augusztusi csúcstól. 2011 decemberének közepén a csillag gyors halványodásba kezdett, és legalább  $6^m$ -t halványodott I-ben. Ezután több hónapig a távcsöveink számára láthatatlanul halvány maradt. A 2012-es fotometria újra fényesedést jelzett, és 2012 augusztusának végén egy újabb csúcs volt megfigyelhető, mikor a forrás csaknem olyan fényes lett, mint a 2012-es maximumban. Bár mi 2012-ben befejeztük az objektum monitorozását, az irodalomban, valamint az ASAS és AAVSO adatbázisban elérhető fotometria szerint a V2492 Cyg azóta is nagy amplitúdójú fényváltozásokat mutat, mély minimumokkal, 2016 decembere és 2017 januárja körül pedig éppen fényesebb volt, mint valaha. Covey et al. (2011) 2010 májusa és novembere közötti optikai méréseit vizsgálva Aspin (2011b) több csúcsot talált a fénygörbén  $\approx 100$  napos periódussal. A 3.1. ábrára ránézve a mi adataink többféle időskálán is mutatnak változásokat, a leghosszabb a 2010. novemberi és 2012. augusztusi fényességmaximum közt eltelt idő. Rövidebb időskálán a V2492 Cyg



3.2. ábra. A V2492 Cyg relatív magnitúdóváltozásai a V sávhoz képest. A csillagközi vörösödést a pontozott görbe jelzi  $R_V$ =3,1-ra és szaggatott görbe  $R_V$ =5,0ra (Cardelli et al. 1989). A kis belső panelek olyan grafikonokra mutatnak példákat, amelyekből meghatároztuk a relatív magnitúdóváltozásokat mint az illesztett egyenesek meredekségét.

 $\approx 20$  nap hosszúságú kváziperiodikus ciklusokat mutat. Hillenbrand et al. (2013) publikált jó mintavételezésű  $JHK_S$  fénygörbéket, és 221 napos periódust vélt találni.

A közeli és középinfravörös fénygörbék alakja feltűnően hasonló az optikaiakéhoz, bár az amplitúdó kisebb. A különböző fénygörbék korrelációjával kizárhatunk olyan időbeli eltolást a görbék közt, amely néhány napnál nagyobb. A változékonysági amplitúdók számszerűsítéséhez elkészítettük az I vs. V, R vs. I, J vs. I, H vs. J,  $K_S$  vs. J, [3,6] vs.  $K_S$  és [4,5] vs. [3,6] grafikonokat, mindig olyan adatpontokat felhasználva, amikor a két különböző szűrővel a mérések ugyanazon az éjjelen készültek. A 3.2. ábra kis paneljei mutatnak két ilyen példát. A pontok jól illeszthetők egyenessel, függetlenül attól, hogy a forrás éppen fényesedett vagy halványodott. Az illesztett meredekségeket a hullámhossz függvényében a 3.2. ábrán mutatjuk. Az amplitúdók monoton csökkennek a növekvő hullámhosszal, az optikai tartományban meredekebben, mint az infravörösben. 4,5  $\mu$ m-en a magnitúdóváltozás már csak 5%-a a V sávban mértnek, de még mindig jól detektált.

### Herschel-monitorozás

Távoli infravörös fényváltozásokat keresve összehasonlítottuk a négy különböző időpontban mért *Herschel*-fotometriánkat a V2492 Cyg-re. Eredményeink azt mutatják, hogy a csúcstól csúcsig mért változékonyság nem több mint 0,6 Jy (4%) 70  $\mu$ m-en, és kevesebb mint 0,8 Jy (5%) 160  $\mu$ m-en. Ezek a felső határok összemérhetőek az egyes fluxusértékek bizonytalanságával vagy alatta maradnak, tehát a V2492 Cyg nem mutatott szignifikáns távoli infravörös fluxusváltozásokat 2011 októbere és 2012 januárja között.

### Szín-szín és szín-fényesség diagramok

A J - H vs.  $H - K_{\rm S}$  szín-szín diagramon a forrás a kitörés előtt nagyon vörös volt, a kitörés csúcsán volt a legkékebb, majd az ezt követő halványodás során nagyjából a vörösödési utat követte (Aspin 2011b). A mi adataink is megerősítik, hogy a színváltozások egy jól definiált egyenes mentén történnek, amelynek meredeksége 1,40±0,04. Ez közel van, de nem egyezik meg precízen a standard intersztelláris vörösödésre jellemző 1,78 értékkel (3.3. ábra, bal panel). Az 3.3. ábra jobb panelje arra utal, hogy a J és  $K_{\rm S}$  sávbeli változások jól követik az extinkciós törvényt, az eltérés tehát a H sávban kell, hogy legyen. Ha a közeli infravörös fényváltozásokat változó extinkció okozná, akkor a fénygörbe maximuma és a méréseink által észlelt leghalványabb állapot közötti  $A_V$ -különbség kb. 20<sup>m</sup> lenne. Megjegyezzük, hogy Hillenbrand et al. (2013) még halványabb állapotában is észlelte a csillagot, a teljes  $A_V$ -változás amplitúdója tehát még ennél is nagyobb lehet. Figyelemre méltó, hogy a 2010–2012 között észlelt legvörösebb színek még mindig szignifikánsan eltérnek a kitörés előtti, 2006-os


3.3. ábra. Szín-szín és szín-fényesség diagramok V2492 Cyg-re.  $\mathbf{a}$ А üres szimbólumok jelölik a nyugalmi (2006os) állapotot, míg a teli szimbólumok a 2010– 2012 közti (kitöréses) értékeket. Vastag folytonos görbe jelzi a fősorozatot, pontozott görbe az óriáságat (Koornneef 1983), a szaggatott vonal a  $R_V=3,1$  vörösödést (Cardelli et al. 1989), a pontozott-szaggatott vonal pedig a T Tauri csillagok helyét (Meyer et al. 1997).

nyugalmi színektől. A J vs.  $J - K_S$  szín-fényesség diagram szerint nemcsak a színek, hanem a fényességváltozások is követik a vörösödési utat, hasonló  $\Delta A_V \approx 20^m$  értékkel. Ez a jelenség eltér attól, amit a V1647 Ori esetében észleltünk, ahol a színváltozások konzisztensek voltak a vörösödéssel, a magnitúdóváltozások magyarázatához azonban még egy színfüggetlen komponenst is hozzá kellett adni (Acosta-Pulido et al. 2007).

Optikai hullámhosszakon a pontok eloszlása a V - R vs. R - I és I vs. V - I diagramokon szintén konzisztens a változó extinkcióval. A *Spitzer*-hullámhosszakon, a [3,6] vs. [3,6]–[4,5] diagram is követi a vörösödési utat. Az optikai és középinfravörös adatokból kijövő extinkcióváltozás azonban kisebb, mint a közeli infravörösben számolt érték, csak  $\approx 13^m$ , nem pedig  $\approx 20^m$  a csúcs és 2011 júliusa közt. Ez az eltérés a 3.2. ábrán is látszik, ahol a relatív magnitúdóváltozások a  $JHK_S$  sávokban magasabbak, mint az optikai és *Spitzer*-pontokra jól illeszkedő extinkciós görbék.

## Spektrális energiaeloszlások

A 3.4. ábrán látható a V2492 Cyg nyugalmi spektrális energiaeloszlása. Az adatokat Covey et al. (2011) cikkéből vettük, és kiegészítettük infravörös fotometriával a UKIDSS adatbázisból. A nyugalmi spektrális energiaeloszlás hasonlít egy enyhén vörösödött I. osztályú protocsillagra. A bolometrikus luminozitása, amelyet 1,25 és 200  $\mu$ m között integrálva kaptunk, 14 L<sub> $\odot$ </sub>, a bolometrikus hőmérséklete pedig 280 K (Kóspál et al. 2011a; Covey et al. 2011; Aspin 2011b). A kitörés során mért színképek hidrogénvonalainak arányaiból Covey et al. (2011) arra következtettek, hogy a vörösödés a forrás irányában 6,<sup>m</sup>0 <  $A_V$  < 12,<sup>m</sup>4 közötti, ami alátámasztja azt, hogy egy vörösödött protocsillaggal van dolgunk. Ehhez az is kell, hogy legyen a rendszerben egy burok, a csillag körül azonban nem látható reflexiós köd. Ennek magyarázata lehet a csillagközi por extinkciója, vagy az, hogy a burok nem túlságosan kiterjedt. A forráshoz fizikailag kapcsolódó Herbig–Haro-objektum is az I. osztályú protocsillagok jellemzője.

A kitörés időszakában több időpontra összeállítottunk spektrális energiaeloszlásokat, amelyek pillanatfelvételeket nyújtanak a rendszerről annak különböző fényességi állapotaiban (3.4. ábra). Bár nincs teljes szimultán spektrális energiaeloszlásunk a kitörés 2010. augusztusi



3.4. ábra. A V2492 Cyg spektrális energiaeloszlása több időpontban. Az adatok forrása: Aspin (2011b), Covey et al. (2011), a WISE katalógus és a jelen munka. Bár a mérések nem minden esetben egyidejűek, az összetartozó pontokat összekötöttük. A teli szimbólumok a kitörés során felvett mérések, az üres szimbólumok a nyugalmi állapotot jellemzik.

csúcsáról, ezt közelíthetjük a grafikonon ábrázolt pontok "felső burkolójával". Ennek integrálásával megkapható a kitöréses rendszer bolometrikus luminozitása (43 L<sub>☉</sub>) és bolometrikus hőmérséklete (570 K). Ha ezt a spektrális energiaeloszlást összehasonlítjuk a nyugalmival, egyértelmű, hogy jelen van egy további emissziós komponens, amely a rendszer felfényesedését okozta a teljes optikai–távoli infravörös hullámhossztartományban, még 70  $\mu$ m-en is. Hasonló jelenséget számos fiatal eruptív csillag kitörésénél megfigyeltek (pl. OO Ser, Kóspál et al. 2007, V1647 Ori, Muzerolle et al. 2005; EX Lup, Juhász et al. 2012). Ha ez a komponens a rendszer középpontjában helyezkedik el, valószínűleg csillagkörüli és csillagközi extinkció is vörösíti. Ezért vettük a nyugalmi és a 2010. szeptemberi spektrális energiaeloszlás különbségét és 6–12 magnitúdó között különböző értékekkel (Covey et al. 2011) vörösödésre korrigáltuk. Azt találtuk, hogy a vörösödés pontos értékétől függetlenül a kitöréses komponens nem egy egyetlen hőmérséklettel jellemezhető feketetest, hanem inkább hőmérsékleteloszlása van (ellentétben az EX Lupival, Juhász et al. 2012).

A kitörés alatti spektrális energiaeloszlások eltérnek egymástól az optikai és közeli infravörös tartományban, de hosszabb hullámhosszakon egy közös fluxusszinthez konvergálnak (3.4. ábra). Ez arra utal, hogy a korong hőmérséklete és emissziója (és következésképpen a központi forrás által okozott fűtés vagy az akkréciós energiafelszabadulás) konstans volt a kitörés során. A legújabb középinfravörös *WISE*-fotometria azt mutatja, hogy ez igaz a teljes 2010–2016 időszakra. A forrás eredendően konstans fénygörbéjét azonban változó mértékű elhalványodás modulálja. Ahogy azt a korábbiakban tárgyaltuk, ez a moduláció valószínűleg a látóirány mentén elszenvedett, időben változó mértékű extinkció hatása.

## Spektroszkópia

A 3.5. ábrán látható ZJ és HK spektrumunk 2011. augusztus 1-jén készült, amikor a V2492 Cyg éppen gyorsan fényesedett, de még közel volt a leghalványabb detektált állapotához (lásd a függőleges szaggatott vonalat a fénygörbén). A forrást gyakorlatilag nem detektáltuk 1,1  $\mu$ m alatt, efelett azonban a színkép meredeken emelkedik hosszabb hullámhosszak felé. A J és H sávban sima kontinuum látható, színképvonalakat nem detektáltunk. A K sávban már látható néhány emissziós alakzat, nevezetesen a CO 2,3  $\mu$ m-es sávjai, két H<sub>2</sub>-vonal és néhány marginálisan detektált fémvonal. Az atomos hidrogén vonalai nincsenek jelen. JHK spektrumokat Covey et al. (2011) és Aspin (2011b) is felvettek 2010 júliusa és 2010 októbere közt. A mi színképünk sok tekintetben különbözik a korábbiaktól. Míg a Brackett- és Paschensorozat látható volt 2010-ben, ezek a vonalak hiányoznak a mi 2011-es spektrumunkból.



3.5. ábra. A V2492 Cyg fluxuskalibrált ZJés HKspektruma. А 2011. mérés augusz-1-jén készült tus  $\mathbf{a}$ WHT/LIRIS műszerrel. Az azonosított atomi színképvonalakat és molekulasávokat függőleges jelzések mutatják.

Becslésünk szerint a Br $\gamma$ vonal fluxusár<br/>a $4\times10^{-15}\,{\rm erg\,s^{-1}\,cm^{-2}}$ 1 $\sigma$ felső határ adható. 2011-re a CO<br/> emisszió is halványabbá vált, bár még detektálható. A 2,293 <br/>  $\mu {\rm m}$  és 2,300  $\mu {\rm m}$  között integrált ekvivalens szélesség 2–6-szoros faktorral csökkent, a fluxus pedig 3–19-szeres faktorral. Megjegyezzük, hogy a vonalfluxusokat nem korrigáltuk a vörösödésre.

Érdekes módon a K sávban lévő H<sub>2</sub>-vonalak ettől eltérő viselkedést mutatnak, A 2,12  $\mu$ m és 2,22  $\mu$ m-nél lévő vonalak ekvivalens szélesége és fluxusa 1,1–2,5-szoros faktorral megerősödött 2011-re, míg a két vonal intenzitásaránya nagyjából állandó volt időben. A LIRIS-spektrumban mért arány, 4,1, közel esik a lökésfrontokra kiszámolt elméleti értékhez (4,4, Smith 1995). Ez arra utal, hogy a H I-vonalakkal és a CO-sávokkal ellentétben a H<sub>2</sub>-vonalak valószínűleg nem a csillag közvetlen közelében keletkeznek, hanem attól távolabb, talán egy kifúvásban.

Hillenbrand et al. (2013) számos 2011-ben mért spektrumot publikáltak. Ezekből három időben közel készült a mi LIRIS-spektrumunkhoz. A mi abszolút fluxusszintünk leginkább a 2011. június 26-ai spektrumukhoz, a megfigyelt vonalak viszont a 2011. augusztus 17-ei spektrumukhoz hasonlít.

## A V2492 Cyg térbeli kiterjedése

Annak meghatározásához, hogy a V2492 Cyg körüli anyag kiterjedt-e a Herschel-hullámhosszakon, a 3.6. ábrán felrajzoltuk a 2011. november 29-én mért PACS-képek pixelértékeit a forrás centroidjától mért távolság függvényében. A pontok jól illeszthetők egy Gauss-függvénnyel, amelynek félértékszélessége 5",2±0",4, 6",9±0",5, és 11",7±1",4 70, 100, és 160 µm-en. PSFstandardként feldolgoztuk az  $\alpha$  Boo méréseit ugyanúgy, ahogy a V2492 Cyg méréseinket és a pixelértékeket ábrázoltuk ugyanazokon a grafikonokon. Azt kaptuk, hogy bár a forrás feloldatlan 70 µm-en, marginálisan feloldott hosszabb hullámhosszakon. Kiszámoltuk, mennyivel kell a PSF-et kiszélesíteni, hogy a megfigyelt profilokat reprodukáljuk. Ebből a következő értékeket kaptuk a forrás dekonvolvált méretére: <1",1 (<580 CSE) 70 µm-en, 2",1 (1200 CSE) 100 µm-en, és 4",9 (2700 CSE) 160 µm-en. A három másik időpontban mért PACS képek ezzel megegyező eredményt adnak. 2D Gauss-függvényeket is illesztettünk a képekhez, amiből átlagosan 5",8, 7",6, és 13",0 fél nagytengelyeket kaptunk a három hullámhosszon, amely megerősíti a korábbi eredményeinket.

A 3.6. ábrán láthatók a 2012. január 3-ai SPIRE pixelértékek is. Mivel itt nem kíséreltünk meg háttérkivonást, számos pont eltér a Gauss-függvénytől a nagyskálás kiterjedt emisszió miatt. Itt a hivatalos SPIRE PSF-profilokat használtuk a Herschel Science Centre honlapjáról, átskáláztuk őket a mérések pixelskálájára, és rárajzoltuk őket a grafikonjainkra. A forrás méretének megbecsléséhez itt is addig szélesítettük a PSF-eket, amíg azok jól illesztették a V2492 Cyg-re mért pontok alsó burkolóját. A kapott dekonvolvált méretek 15,"3 (8400 CSE)



3.6. ábra. A háttér kivonása utáni pixelértékek a forrás centroidjától mért sugár függvényében a 2011. november 29-ei PACS-képekre és a 2012. január 3-ai SPIREképekre (fekete pontok). A piros pontok a PSF alakját jellemzik.

 $250 \,\mu$ m-en, és 20% (11000 CSE)  $350 \,\mu$ m-en.  $500 \,\mu$ m-en a forrás és a környező kiterjedt emisszió között olyan alacsony a kontraszt, hogy nem tudunk reális méretbecslést adni.

## A V2492 Cyg tágabb környezete

A V2492 Cyg egy olyan sötét felhő csúcsán helyezkedik el, amely szinte minden háttércsillag fényét elnyeli optikai hullámhosszakon (3.7. ábra). Mivel ez a felhő keleti irányból megvilágítást kap, és H $\alpha$ -ban emittál (Bally & Reipurth 2003), a felhő pereme jól látszik az R szűrős képeinken, de nem látható a V és I sávban. Érdekes módon a felhő pereme halványan feltűnik a J, H és  $K_S$  sávban is. Az optikaihoz képest az infravörösben alacsonyabb extinkció miatt a  $JHK_S$ -képeken elkezdenek megjelenni a háttércsillagok, amiből becslést adhatunk a V2492 Cyg szomszédságában az intersztelláris extinkcióra. A képeken látható legfényesebb csillagok 2MASS magnitúdóit kalibrátorként használva fotometriát számoltunk a UKIDSS  $JHK_S$ -képeken (Kóspál et al. 2011a) látható minden J=20,<sup>6</sup>5-nál fényesebb pontforrásra a V2492 Cyg 3' × 3' környezetében. A források magnitúdóit ezután vörösödésre korrigáltuk Cardelli et al. (1989) számait felhasználva, hogy a fősorozatra essenek. Azt találtuk, hogy a sötét felhő mögötti csillagokra tipikusan  $A_V=10^m-20^m$  a vörösödés, míg a felhőn kívül ez az érték csak  $A_V=1^m-10^m$ .

Hosszabb hullámhosszak felé haladva az optikai és közeli infravörös tartományban sötét felhő elkezdi kibocsátani saját termikus sugárzását (lásd a *Herschel*-képeket a 3.7. ábrán). Gordon et al. (2008) konvolúciós kerneljeit felhasználva az összes *Herschel*-képet a SPIRE 500 µm-es felbontására hoztuk, majd a képek minden pixelje esetében Planck-függvényt illesztettünk a fluxusokra a hullámhossz függvényében. Fix  $\beta = 2$  hatványkitevőjű poropacitást használtunk ( $\kappa \propto \lambda^{-\beta}$ ), amely szokásos a diffúz intersztelláris anyag esetében (Draine 2006). A kapott hőmérsékletek a felhőre elég homogén képet mutattak (15 K és 18 K között). A leghidegebb a felhő központi részén van, a felhő szélei felé emelkedik a hőmérséklet. A kapott értékek sűrű molekulafelhők esetében tipikusnak számítanak (pl. Stahler & Palla 2005). A hőmérséklettérképet felhasználva és optikailag vékony emissziót feltételezve kiszámoltuk a felhőben az optikai mélységet, amely  $\tau_{160}=0,01$  alattinak bizonyult. 3000 magnitúdót véve a *V*-sávbeli extinkció és a 160 µm-es optikai mélység közti tipikus arányszámra (Kiss et al. 2006), ez az optikai mélység  $A_V=30^m$ -nak felel meg a felhő legsűrűbb részeire, ami nagyjából konzisztens a háttércsillagok vörösödéséből kapott értékkel.

Bally & Reipurth (2003) számos Herbig–Haro-objektumot talált a Pelikán-ködben. A HH 569 egy fényes ív alakú lökésfront, amely feltehetőleg a V2492 Cyg-ből ered. Ez az objektum nyilván csak az olyan lökéshullámvonalakon emittál, mint pl. a [S II], mert nem látható sem a széles sávú  $VRIJHK_S$ -képeinken, sem a *Herschel*-képeken. Bally & Reipurth

# 3.1. A V2492 Cyg fiatal eruptív csillag körüli anyag szerkezete



3.7. ábra. A V2492 Cyg környezetét ábrázoló hamisszínes képek. Mindegyik panel ugyanazt a 3' × 3' területet mutatja. A két bal oldali képet lineárisan skáláztuk, a két jobb oldalit logaritmikusan. A V, R, I kompozit úgy készült, hogy számos, a Piszkéstetői Obszervatórium Schmidt-távcsövével 2011. november 1–30. között készült felvételt összetoltunk és összeadtunk. A J, H, K<sub>S</sub> kompozit 2011. augusztus 2/3-án készült a WHT teleszkóppal. A 70, 100, 160 µm-es kompozithoz az összes Herschel/PACS képet felhasználtuk 2011. október 29. és 2012. január 11. között. A 250, 350, 500 µm-es kompozit a 2012. január 3-ai Herschel/SPIRE képekből készült. Szürke × szimbólumok jelölik a V2492 Cyg pozícióját ( $\alpha_{2000}=20^{h}51^{m}26$ , 19,  $\delta_{2000}=+44^{\circ}05'23$ , 6). Szürke + szimbólumok jelzik a HH 570 IRS pozícióját ( $\alpha_{2000}=20^{h}51^{m}22$ , 85,  $\delta_{2000}=44^{\circ}04'29$ , 51).

(2003) szerint a HH 570 S, HH 570, és HH 570 N egy összetartozó, erősen kollimált anyagáramlást alkot, amelyben nincs katalogizált infravörös forrás. Míg mi nem detektáltuk a déli és északi komponenst, a középső forrás, a HH 570, jól látható minden képünkön. A *J*, *H* és *K<sub>S</sub>* sávban ez az objektum egy központi pontforrásból, egy észak felé 5"-re elnyúló enyhén görbült kúpszerű ködből és egy hasonló méretű keskeny, délre elnyúló ködből áll, ez utóbbit egy sötét sáv választja el a központi pontforrástól. Megjegyezzük, hogy ez a forrás, amelyet ezentúl HH 570 IRS-nek nevezünk ( $\alpha_{2000}=20^{\rm h}51^{\rm m}22^{\rm s}_{\rm s}85$ ,  $\delta_{2000}=44^{\circ}04'29''_{\rm s}51$ ), korábban nem volt ismert az irodalomban. A leírt morfológia arra utal, hogy egy mélyen beágyazott fiatal csillagról van szó, amelyet egy bipoláris reflexiós köd vesz körül. A HH 570 IRS jól látható pontforrásként jelenik meg a *Herschel*/PACS képeinken is. Ez a forrás lehet a kiindulópontja a HH 570 S-nek és a HH 570 N-nek.

Érdekes módon egy másik halvány forrás is feltűnik a PACS 70  $\mu$ m-es képeinken a V2492 Cyg szomszédságában. Ez a forrás a V2492 Cyg-től 9,"9-re nyugatra található 243° pozíciószögnél, és kizárólag 70  $\mu$ m-en látható. A fényességkontraszt közöttük kb. 30. Lehetséges, hogy a V2492 Cyg infravörös kísérője, de lehet, hogy attól teljesen független objektum.

# 3.1.4 Az eredmények értelmezése

A következőkben megvizsgáljuk a V2492 Cyg fényváltozásainak eredetét a megfigyeléseink tükrében. Korábban láttuk, hogy a 0,55–4,5  $\mu$ m-es fénygörbék a 3.1. ábrán mind hasonló alakúak, de a változékonysági amplitúdó eltér. Ez az eredmény és az a tény, hogy a görbék közt nincs időbeli késleltetés, arra utal, hogy a változékonyság mögött egyetlen fizikai mechanizmus rejlik. Egyik lehetőség, hogy a változó akkréció miatt a központi objektumnak változó a luminozitása, és ez a változékony megvilágítás a korong termikus sugárzásában is változásokat okoz. Ez a magyarázat azert valószínűtlen, mert a *Herschel*-méréseink és a spektrális energiaeloszlás vizsgálata alapján a központi forrás valódi fényessége nagyjából konstans volt a 2010 augusztusi csúcs óta. Ráadásul a változó megvilágítás a megfigyeltnél kevésbé hullámhosszfüggő fényváltozásokat okozna, és akár még időbeli késleltetés is lenne a hosszabb hullámhosszú fénygörbékben az optikaiakhoz képest (lásd pl. az OO Ser esetét, Kóspál et al. 2007, vagy a V1647 Ori-t, Muzerolle et al. 2005; Mosoni et al. 2013). Megfigyeléseink

alapján úgy gondoljuk, hogy egy nagyjából éléről látott korong esetében a rendszer központi részében keringő porfelhők által okozott időfüggő fedés valószínűbb magyarázat a megfigyelt jelenségekre. Azért is, mert a színváltozások a Cardelli et al. (1989)-féle vörösödési utat követik és azért is, mert nincs a fénygörbék közt időbeli eltolás. A jelenség fizikáját tekintve ez az elképzelés megegyezik azzal, amit az UX Ori típusú változók (UXorok) minimumainak magyarázatára szoktak felvetni. Az UXorok izolált Herbig-csillagok, amelyek szórványosan több hétig tartó 1-3 magnitúdós elhalványodásokat mutatnak (Grinin et al. 1991; Eaton & Herbst 1994). A további diszkussziónk során ezt a magyarázatot fogadjuk el.

Hogy ellenőrizzük a keringő porfelhő elképzelés hihetőségét, először megvizsgáljuk, hogy a felhő keringési sebessége konzisztens-e a feltételezett kepleri sebességmezővel. van Boekel et al. (2010) a T Tau S-re alkalmazott módszerét követve feltételezzük, hogy a  $4.5 \,\mu \text{m-es}$ fényesség egy 1500 K-es feketetesttől származik. Tekintve, hogy a V2492 Cyg 0,17 Jy-vel elhalványodott  $4,5 \,\mu$ m-en  $6,8 \,\text{nap}$  alatt (2012. január 4. és 11. között), az eltakart felület minimális térszöge  $\Omega = F_{\nu}/B_{\nu}(1500\,\mathrm{K}) \approx 3 \times 10^{-18}\,\mathrm{sr.}$  Ha az emittáló terület kör alakú, akkor ez 0,2 CSE átmérőnek felel meg. Az a sebesség, ami egy ekkora terület 6,8 nap alatti eltakarásához szükséges, 55 km s $^{-1}$ . Ez nem kirívó érték, mivel egy  $0.4 \,\mathrm{M}_{\odot}$  tömegű csillag körül 0.1 CSE sugárnál a kepleri sebesség éppen  $55 \text{ km s}^{-1}$  lenne. Még ha a  $4.5 \,\mu\text{m}$ -es emisszió a korongnak a feltételezett 1500 K-nél hidegebb részéről jön is (radiálisan csökkenő hőmérsékletés fényességprofil esetén), akkor is a korong legbelső részét kell csak elfedni. Ez az eredmény arra utal, hogy a kitakaró porfelhő a belső korong vagy burok része kell, hogy legyen, a csillagtól legfeljebb tized CSE távolságra. Olyan porstruktúrák, amelyek a külső korongban vannak, kizárhatók. Egy egyszerű módszerrel becslést adhatunk a porfelhő tömegére: a felhő maximum  $A_V \approx 20^m$  extinkciót okoz (3.3. ábra), ami megfelel 0,07 g cm<sup>-2</sup> oszlopsűrűségnek a teljes por+gázanyagra (az optikai extinkció és a hidrogén oszlopsűrűsége közötti relációra Güver & Özel 2009 eredményeit felhasználva). Egyszerű sík réteget feltételezve, amelynek  $0.1\,\mathrm{CSE}$ a sugara, a felhő teljes tömege $10^{-10}\,\mathrm{M}_\odot$ lenne. A teljes  $0.06\,\mathrm{M}_\odot$ -nyi csillagkörüli tömeggel összevetve (Hillenbrand et al. 2013) ez csak kis inhomogenitásnak minősül.

Érdemes megjegyezni, hogy a V2492 Cyg optikai változékonyságának amplitúdója lényegesen magasabb, mint az UXor-minimumok tipikus mélysége. Az UXorok általában 1-3 magnitúdóval halványodnak csak el, és a leghalványabb állapotukban jellegzetes kékülést mutatnak, amelyet a szórt fény egyre jelentősebb hozzájárulása okoz. Ez a szórt fény komponens természetesen korlátozza az UXorokban megfigyelhető fényességváltozások amplitúdóit (Grinin 1988; Natta & Whitney 2000). Az, hogy a V2492 Cyg sokkal mélyebb minimumokat mutat, azzal lehet kapcsolatos, hogy a rendszerben a fedést okozó felhő valószínűleg nagyobb. Nemcsak a központi csillagot, hanem a csillag körüli anyag belső részét is elfedi, így eltünteti a rendszerből a szórt fény komponenst is. Ilyen tekintetben a V2492 Cyg az UXorok fiatal és beágyazott megfelelője lehet.

Két lehetséges forgatókönyv képzelhető el a kitakaró porfelhő eredetére. Az egyik egy hosszabb ideje létező, keringő porstruktúra, amely néha áthalad a látóirányon. A másik lehetőség, hogy a porfelhő átmeneti, tranziens struktúra, amely az akkréció változásával kapcsolatos porszublimáció vagy porkondenzáció révén időnként feltűnik a rendszerben vagy eltűnik onnan, vagy éppen a turbulencia miatt emelkedik fel a korong felszínéről (Turner et al. 2010). Nagy opacitása miatt a felhő árnyékot vet a csillagkörüli anyag külső részeire, lecsökkentve a leárnyékolt terület távoli infravörös termális sugárzását. Az állandóan jelen lévő keringő felhő esetében ez az árnyék nem változtatja meg a teljes integrált infravörös fluxust. A tranziens porfelhő esetében azonban, a csillagtól számított térszögtől függően, előfordulhatnak távoli infravörös fluxusváltozások (amint azt a PV Cep esetében láttuk, Kun et al. 2011b). Mivel a távoli infravörös sugárzás egy része optikailag vékony közegből (burok, korongfelszín) származik, a fluxusváltozásoknak szinkronban kell lenniük az optikai és közeli infravörös fényváltozásokkal. *Herschel*-monitorozásunk során nem figyeltünk meg kimutatható fluxusváltozást 70 vagy 160  $\mu$ m-en. Bár ez az eredmény nem zárja ki teljes mértékben a tranziens forgatókönyvet (ha a felhő térszöge elég kicsi, vagy az optikailag vékony emisszió teljes infravörös fluxushoz viszonyított aránya alacsony), inkább mégis a hosszú élettartamú porstruktúrát részesíti előnyben. Az utóbbi forgatókönyv következménye, hogy a fényváltozásokban van bizonyos szintű periodicitás, amely valószínűleg megfelel a fénygörbéken látható mély minimumoknak. A fénygörbékben megjelenő kismértékű változékonyságot az eltakaró porfelhő kisebb inhomogenitásai okozhatják.

Bár valószínűleg a változó extinkció a domináns tényező a V2492 Cyg fényváltozásaiban, megfigyeléseink arra utalnak, hogy további hatások is lehetségesek. A 3.2. ábra azt mutatja, hogy míg a VRI és a 3,6–4,5 µm magnitúdóváltozások összhangban vannak a vörösödéssel, a  $JHK_S$  amplitúdók nagyobbak. Ennek magyarázatára azt feltételezhetjük, hogy szórt fény jön a kitakaró porfelhő közvetlen megvilágításnak kitett oldaláról. Amikor a felhő áthalad a látóirányon, és a központi forrás mögé kerül, a központi forrás egyrészt nem lesz többé elfedve, másrészt további szórt fény komponens jelenik meg. Egy másik hatás, amely várhatóan ugyanebben a keringési fázisban a legfontosabb, hogy további közeli infravörös termális sugárzás jön a keringő porfelhőből. Ezek az effektusok ugyanabba az irányba hatnak, és kvalitatíve magyarázatot adhatnak a nagyobb  $JHK_S$  változékonysági amplitúdókra.

Megvizsgálhatjuk, hogy a megfigyelt spektrális változások konzisztensek-e a fent leírt képpel. A közeli infravörös színképek legszembetűnőbb változása a H I-vonalak eltűnése a rendszer halvány állapotában 2011 júliusában és augusztusában, mialatt a H<sub>2</sub>-vonalak kissé erősebbé váltak. Figyelembe véve, hogy az atomi hidrogénvonalak forróbb, sűrűbb környezetből származnak, valószínűleg a központi csillaghoz közelebb, mint ahonnan a molekuláris hidrogénvonalak jönnek, lehetséges, hogy a H I-vonalak egyszerűen ki lettek takarva, valószínűleg ugyanazon porfelhő által, amely a kontinuum és a széles sávú fotometria változásait is okozta. Másik lehetőség, hogy a Br $\gamma$  vonal hiányát úgy értelmezzük, mint az akkréció leállását. A spektrális energiaeloszlás azonban egyértelműen azt mutatja, hogy a kitörési komponens, azaz az akkréciós energiafelszabadulás halvány állapotban is jelen van. Ez a látszólagos ellentmondás akkor oldható fel, ha a H I-vonalak a csillagszéllel kapcsolatosak, nem pedig az akkrécióval, és eltűnésük a szél gyengülését jelzi. Valóban, Covey et al. (2011) és Aspin (2011b) láttak tömegvesztésre utaló jeleket a spektrumaikban.

Végezetül érdekes kérdés, hogy a keringő porfelhő léte kapcsolatba hozható-e a kitöréssel, vagy nyugalmi állapotban is előfordulnak a porfelhő okozta elhalványodások. Eredményeink, elsősorban a *Herschel*-monitorozásunk, azt sugallják, hogy a kitakaró felhő nem átmeneti, rövid életű struktúra. Hillenbrand et al. (2013) összegyűjtötték a V2492 Cyg korábbi fényességméréseit, és arra a következtetésre jutottak, hogy a csillag a nyugalomban is mutatott fényváltozásokat. Így a porfelhő hosszabb ideig jelen lehet a rendszer belső részében. Egy ilyen aszimmetrikus struktúra eredete is magyarázatot igényel, mivel egy egyensúlyi korongban az inhomogenitások gyorsan kisimulnak. Hasonló esetben Muzerolle et al. (2009) azzal érveltek, hogy a kis tömegű LRLL 31 fiatal csillag körül a belső korong síkjában megfigyelt görbületet (warp) egy közeli kísérő vagy bolygó tarthatja fenn. A V2492 Cyg rendszerben kitakaró porfelhő felépítése megváltozhatott a kitörés idején, mivel a megnövekedett csillagszél és a csillag sugárzása eltávolíthatta vagy elpárologtathatta a porszemcséket, amelyek visszatérhettek vagy újra kikondenzálódhattak az alacsonyabb intenzitású időszakokban. Ez a hatás megmagyarázhatja, hogy a fedések miért nem szigorúan periodikusak, és miért változik mind az elhalványodások hossza, mind az amplitúdója.

# 3.1.5 Összefoglalás és következtetések

Földi és űrtávcsöves mérések segítségével 0,55-től 160  $\mu$ m-ig készítettünk több időpontban észleléseket a V2492 Cyg fiatal eruptív csillagról. Leírtuk az objektum fényességének időfejlődését az optikai–infravörös hullámhossztartományban a 2010 augusztusában bekövetkezett

csúcsfényesség és 2012 decembere között. Megvizsgáltuk továbbá a csillag szűkebb és tágabb környezetében elhelyezkedő anyag szerkezetét. Főbb következtetéseink:

- A nyugalomban mért közeli infravörös színek arra utalnak, hogy a V2492 Cyg kezdetben egy fiatal, I. osztályú protocsillag volt,  $14 L_{\odot}$  bolometrikus luminozitással és 280 K bolometrikus hőmérséklettel.
- A V2492 Cyg egy sötét felhő csúcsán helyezkedik el. Herschel-méréseink alapján a felhő legsűrűbb részei 15 K hőmérsékletűek, és akár  $30^m$  extinkciót is okozhatnak. Ez a felhő egy másik fiatal csillagot is tartalmaz, az újonnan felfedezett HH 570 IRS-t.
- A V2492 Cyg fénygörbéi nagy amplitúdójú változékonyságot mutatnak, beleértve több nagyon mély minimumot. Elemzésünk kimutatta, hogy egyetlen fizikai mechanizmus felelős a fényességváltozásokért, és a színváltozások nagy pontossággal arra utalnak, hogy a legvalószínűbb magyarázat a látóirány menti, időben változó extinkció. E tekintetben a V2492 Cyg az UX Orionis típusú változók fiatal, beágyazott megfelelője.
- Felvetésünk szerint a csillagot elfedő struktúra egy nem tengelyszimmetrikus porfelhő, amely a belső korongban kering, és optikai vastagsága 13–20 magnitúdó között lehet. Nagyságrendi becslésünk arra utal, hogy a keringő felhő teljes tömege  $10^{-10} M_{\odot}$ , és a csillagtól néhány tized CSE-re kering. A fedések miatt valószínű, hogy a rendszert inkább éléről látjuk, mint a pólus felől. A leghalványabb állapotban a H I-vonalak eltűnése szintén alátámasztja ezt az elképzelést.
- Megállapítottuk, hogy a forrás nagyobb amplitúdójú változásokat mutat a közeli infravörös tartományban, mint amekkorát az optikai változások alapján várnánk a standard extinkciós görbét feltételezve. Elképzelhető, hogy ennek a keringő felhő közvetlenül megvilágított oldalán szóródó fény, valamint a forró por emissziója lehet az oka.
- Annak eldöntéséhez, hogy a keringő porfelhő átmeneti jellegű vagy hosszú élettartamú struktúra, megfigyeltük a rendszer távoli infravörös fluxusát és annak időbeli változékonyságát a *Herschel*-űrtávcsővel. Eredményeink jobb összhangban vannak egy viszonylag hosszú élettartamú struktúrával.
- A forrásnak 2010 augusztusa előtti felfényesedését nem lehet kizárólag exinkciós változásokkal magyarázni. Adataink azt mutatják, hogy a fényesség növekedése az egész 0,55–70 µm-es hullámhossztartományban megfigyelhető volt, ami azt sugallja, hogy a kitörési komponens nem egyetlen hőmérsékletű feketetest. Ez a komponens a maximális fényesség óta változatlannak tűnik, ami hosszú távú (> 6 év) kitörést sugall. Ez szokatlanul hosszú lenne egy klasszikus EXor-kitörésnek, de a V2492 Cyg spektroszkópiai tulajdonságai eltérnek a FUorokéitól, tehát nem illik sem az EXorok, sem a FUorok csoportjába. Elképzelhető, hogy az objektum inkább egy köztes állapotot képvisel, amint azt pl. a V1647 Ori esetében is felvetették.

# 3.2 A HBC 722 fiatal eruptív csillag és környezete több hullámhosszon

Kóspál et al., 2011, A&A, 527, A133 Kóspál et al., 2016, A&A, 596, A52

# 3.2.1 Motiváció

A HBC 722 (V2493 Cyg) egy 2010-ben kitört fiatal csillag 550 pc távolságban (Straizys et al. 1989) a Hattyú csillagképben, az Észak-Amerika-ködöt és a Pelikán-ködöt elválasztó sötét felhőben, amelyet néha "Mexikói-öbölnek" is neveznek (Semkov & Peneva 2010; Semkov et al. 2010). Az objektum Miller et al. (2011) és Semkov et al. (2012) által készített optikai és közeli infravörös spektruma hasonló volt az FU Ori és más FUorok színképéhez, ami miatt a HBC 722-t FUor típusú csillagként sorolták be. A HBC 722 már legalább hét éve kitörésben van, jelenleg fényesebb, mint valaha (Baek et al. 2015, AAVSO), és várhatóan fénygörbéje

## 80

éppen olyan lesz, mint a tipikus, évtizedes hosszúságú FUor-kitörések fénygörbéje. A HBC 722 nem izolált csillag, hanem a LkH $\alpha$  188 csillaghalmaz része. Ezt a halmazt Cohen & Kuhi (1979) azonosították mint optikai hullámhosszakon megfigyelhető, H $\alpha$ -emissziós fiatal csillagok csoportját. A HBC 722 környékén található számos 0/I. osztályú beágyazott protocsillag, valamint egy nagyon fiatal, nagyon alacsony fényességű protocsillag vagy csillag nélküli mag jelenléte arra utal, hogy a területen aktív csillagkeletkezés zajlik (Green et al. 2011; Dunham et al. 2012). A HBC 722 maga egy II. osztályú objektum csillagkörüli koronggal (Miller et al. 2011), bár a korong tömegére korábban meglehetősen alacsony felső határ volt csak (Dunham et al. 2012). A rendszert egy reflexiós köd veszi körül (Miller et al. 2011). A HBC 722 egyedülálló a FUorok között, mivel nyugalmi állapotáról számos mérés áll rendelkezésre az irodalomban, tehát az jól jellemezhető. Ahhoz, hogy felderítsük a kitöréshez kapcsolódó fizikai változásokat és folyamatokat, a kitörés kezdetétől optikai és infravörös fotometriás megfigyeléseket végeztünk a HBC 722-ről, beleértve olyan középinfravörös űrcsillagászati méréseket, amelyek a belső korong sugárzásáról szolgáltatnak új információt a kitörés különböző fázisai során. Optikai és közeli infravörös spektrumokat is felvettünk, továbbá készítettünk a forrás környezetéről térképeket a milliméteres kontinuumban és molekuláris vonalak hullámhosszán is. Ebben az alfejezetben ezeket az eredményeket mutatjuk be, valamint összehasonlítjuk azokat Bell & Lin (1994) FUor-kitörési elméletével.

# 3.2.2 Észlelések

# Optikai és infravörös megfigyelések

A HBC 722-ről négy távcsővel, a Piszkéstetői Obszervatórium Schmidt- és RCC-teleszkópjaival, valamint a Teide Obszervatórium IAC-80 és TCS távcsöveivel készítettünk  $BVRIJHK_S$ szűrős képeket. A távcsövek és műszereik műszaki részletei az 1.4. és 3.1. alfejezetben olvashatók. Az adatok feldolgozása és az apertúrafotometria részletei a Kóspál et al. (2011a) cikkünkben találhatók. A HBC 722-t a *Spitzer*-űrtávcső poszt-hélium időszakában is megfigyeltük, kilenc időpontban 2011. szeptember 8. és 2012. október 12. között. Az IRAC kamerát használtuk 3,6 és 4,5 µm-en. Az adatfeldolgozás és a fotometria Kun et al. (2011b) cikkében leírtaknak megfelelően készült. A fotometria eredménye a 3.9. ábrán látható. Ezeket az adatokat kiegészítettük a WISE-űrtávcső (Wright et al. 2010) W1 (3,4 µm) és a W2 (4,6 µm) szűrős adataival is.

A HBC 722-re közepes (R=2475) felbontású optikai (5575–7685Å) spektroszkópiát is végeztünk a Roque de los Muchachos Obszervatóriumban található GTC teleszkóp OSIRIS műszerével (Cepa et al. 2003a; Cepa 2010), 2012. április 17-én és 2013. július 10-én. A színképeket standard IRAF programokkal dolgoztuk fel. Lemértük a HBC 722-t a Roque de Los Muchachos Obszervatórium 4,2 m-es WHT teleszkópjának LIRIS nevű műszerével is (Acosta-Pulido et al. 2007). ZJ és HK sávban (0,9–2,4  $\mu$ m) közepes felbontású (R=550– 700) résspektrumok, valamint JHK<sub>S</sub> szűrős képek készültek 2011. július 20–21-én. Az adatfeldolgozást Acosta-Pulido et al. (2007) cikkében leírtaknak megfelelően végeztük. A spektrum tipikus jel/zaj aránya 10 és 30 közötti. A fotometria a 3.9. ábrán, a színképek pedig a 3.12. ábrán láthatók.

# Milliméteres megfigyelések

A HBC 722-t a Plateau de Bure Interferométerrel (PdBI) és az IRAM 30 m-es teleszkóppal észleltük milliméteres hullámhosszakon. A PdBI-mérések 2012. március 28-án és 2012. április 2-án készültek hat antennával és 15–175 m közötti bázisvonalakkal, jó időjárási körülmények között. A vevővel a <sup>13</sup>CO és C<sup>18</sup>O J=1-0 vonalat fedtük le 39 kHz felbontással, továbbá a 2,7 mm-es kontinuumot is mértük. Ezen a hullámhosszon az egytányéros nyalábméret 45, Az adatokat a szokásos módon redukáltuk a GILDAS-alapú CLIC alkalmazással. A fluxuskalibráció pontosságát 15%-nak becsüljük. Az egytányéros IRAM 30 m méréseket a 2012. június 19. és 22. közötti három éjszakán készítettük, stabil időjárási viszonyok között. 2′×2′ térképeket



3.8. ábra. A HBC 722 spektrális energiaeloszlása. A teli szimbólumok kitörés előtti adatok Miller et al. (2011) cikkéből, míg az üres szimbólumok a kitörés során mért értékek. A szürke sáv jelzi a Taurus csillagkeletkezési terület K5 és M2 spektráltípus közötti T Tauri csillagainak medián energiaeloszlását (az 1,25  $\mu$ m alatti és 40  $\mu$ m feletti rész D'Alessio et al. 1999 cikkéből, az 1,25–40  $\mu$ m-es rész Furlan et al. 2006 cikkéből származik).

készítettünk az EMIR vevővel, a nyalábméret 22". A VESPA-val 20 kHz-es felbontással mértük a  $^{13}$ CO és C $^{18}$ O $J{=}1{-}0$ vonalakat, hogy a PdBI-adatokhoz rövid bázisvonalakat kapjunk. Az FTS spektrométer használatával nagy felbontású (50 kHz) módban a 93 GHz és 114 GHz közötti tartomány nagy részét lefedtük, hogy további vonalakat keressünk a spektrumban.

# 3.2.3 Eredmények és analízis

# Spektrális energiaeloszlás és luminozitás

A 3.8. ábra mutatja a HBC 722 kitörés előtti spektrális energiaeloszlását, és ugyanezt a kitörés során néhány időpontban. Az ábrára szürkével felrajzoltuk a Taurus csillagkeletkezési területen található T Tauri típusú csillagok tipikus spektrális energiaeloszlását, az ún. Taurus mediánt (D'Alessio et al. 1999; Furlan et al. 2006). Miután a Taurus mediánt a HBC 722 *H*-sávbeli fotometriájához skáláztuk és  $A_V=3^m$ 6-val vörösítettük (Cohen & Kuhi 1979), jó egyezést kaptunk a mért pontokkal. A kitöréses pontok arra utalnak, hogy a nyugalmi spektrális energiaeloszláshoz egy forró kontinuum adódott hozzá. A B, V, R, I, J, H és  $K_{\rm S}$ pontok feketetest-szerű energiaeloszlást mutatnak végig a kitörés során. Azzal a feltételezéssel, hogy a nyugalmi spektrális energiaeloszlás  $24 \,\mu \text{m}$  fölött is a Taurus mediánt követi, kiszámoltuk a nyugalmi bolometrikus luminozitást, és  $0.85 L_{\odot}$ -t kaptunk úgy, hogy a vörösödésre korrigált spektrális energiaeloszlás alatti területet 0.44 és  $200\,\mu\mathrm{m}$  között integráltuk. Hasonlóan kiszámoltuk a kitöréses bolometrikus luminozitást is, itt azonban a középinfravörös fotometria hiányában vagy azt feltételezzük, hogy  $10 \,\mu m$  fölött nem változott az energiaeloszlás, vagy azt, hogy a teljes 2–200  $\mu$ m-es energiaeloszlás önhasonlóan változott. Az előbbi megközelítés  $L_{\rm bol}$  $= 8.7 L_{\odot}$ , az utóbbi pedig  $L_{\rm bol} = 12 L_{\odot}$  értéket eredményez. A valódi kitöréses luminozitás valószínűleg e két érték között van.

# Fénygörbék és korongmodellek

A 3.9. ábrán láthatók a HBC 722 fénygörbéi 0,55 és 4,5  $\mu$ m között kilenc különböző hullámhosszon saját és irodalmi mérések alapján. Az optikai és a közeli infravörös mérések mellett az adataink közt szerepel a HBC 722 kitörésének egy éven keresztül középinfravörösben történő monitorozása is. A fénygörbék azt mutatják, hogy a HBC 722 gyors felfénylése 2010 júliusában kezdődött, és 2010 szeptemberében ért a csúcsra minden sávban B és K között (lásd a Miller et al. 2011; Semkov et al. 2014 cikkeket is). A maximumot egy lassúbb halványodás követte, amely körülbelül öt hónapig tartott. Ezután a forrás újabb öt hónapig állandó maradt,

82



3.2. A HBC 722 fiatal eruptív csillag és környezete több hullámhosszon

3.9. ábra. A HBC 722 fénygörbéi. A teli szimbólumok ebből a munkából származnak (Kóspál et al. 2016a), a plusz szimbólumok forrásai: Semkov et al. (2010), Semkov et al. (2014), Miller et al. (2011), Sung et al. (2013), Antoniucci et al. (2013), és az AAVSO adatbázis (http://www.aavso.org). A középinfravörös pontok vagy *WISE* (teli négyzetek) vagy *Spitzer* (teli körök) adatok. A *B*, *V*, *I*, *J*, *H*, *K*<sub>S</sub>, [3,6] és [4,5] fénygörbéket az ábrán látható értékekkel eltoltuk az y tengely mentén. A függőleges szaggatott vonal jelzi a közeli infravörös WHT/LIRIS-spektrumunk időpontját, a függőleges pontozott vonal pedig a GTC/OSIRIS-spektrumokét.

majd újra fényesedni kezdett. Ezt a monoton fluxusnövekedés a Spitzer-mérésekben 3,6 és 4,5  $\mu$ m-en is egyértelműen megfigyelhető. A növekvő tendencia 2012-ben fordulatot vett, ugyanis a fényesedés lelassult. A fluxusok 2013 áprilisában az összes hullámhosszon nagyjából állandóvá váltak, és a 2015–2016 közötti időszakból származó legfrissebb fotometriánk szerint azóta is megközelítőleg állandóak.

A kitörés előtti optikai monitorozásból (Miller et al. 2011; Semkov et al. 2012) kiderült, hogy ami a 3.9. ábrán a 2010 májusában a kitörés kiindulópontjának tűnt, az valójában már egy megemelkedett fluxusszint volt. Így, Miller et al. (2011)-hez hasonlóan, a 2010. májusi állapotra már a kitörés részeként tekintünk, ahonnan a gyors fényesedés kezdődött. A továbbiakban ezt hívjuk "kickoff" állapotnak.

Míg a különböző sávokban mért fénygörbék alakjai általánosságban hasonlóak, a 3.9. ábrán látható fényváltozások amplitúdója nem azonos. Ez a hullámhosszfüggés információt szolgáltat a fluxusváltozásokért felelős fizikai folyamatokról. Minden olyan éjszakára elkészítettük a HBC 722 spektrális energiaeloszlását, amikor voltak közeli vagy középinfravörös mérések. Ha egyidejű optikai adatok (ugyanazon az éjszakán) nem voltak elérhetők, akkor a *BVRI* fénygörbékben interpoláltunk. Külön spektrális energiaeloszlást készítettünk a kickoff állapotra (2010 májusa) és a valódi nyugalmi állapotra (2010 előtt, ez a fénygörbéken nem látható). Ez utóbbihoz fotometriai adatokat gyűjtöttünk 2006 márciusa és októbere között, mégpedig optikai adatokat Semkov et al. (2012) cikkéből,  $JHK_S$  adatokat a UKIDSS felmérésből, valamint *Spitzer* 3,6 és 4,5  $\mu$ m-es adatokat Rebull et al. (2011) cikkéből. A nyugalmi és a kickoff spektrális energiaeloszlások összehasonlítása a 3.10. ábra bal felső

panelén látható.

Az optikai és közeli–középinfravörös excesszus a csillag körüli korong legbelső részéből származik, amelyet egy optikailag vastag, viszkózus, sugárirányban állandó akkréciós rátájú korongmodellel közelítettünk. A megközelítésünk hasonló ahhoz, amit Zhu et al. (2007) alkalmaztak az FU Ori-ra. A fő különbség az, hogy mi csak a széles sávú fotometriát kívántuk reprodukálni, nem pedig a színképvonalakat, ezért a korongatmoszféra függőleges kezelése nem szükséges. Mindegyik időpontban egyensúlyban lévő, geometriailag vékony, optikailag vastag korongot használtunk, amelynek radiális hőmérsékletprofilja (Hartmann & Kenyon 1996):

$$T_{\rm d}^4(R) = \frac{3GM\dot{M}}{8\pi R^3 \sigma} \left[ 1 - \left(\frac{R_*}{R}\right)^{1/2} \right],\tag{3.1}$$

ahol  $T_{\rm d}(R)$  a koronghőmérséklet R távolságban, M a csillag tömege,  $\dot{M}$  az akkréciós ráta,  $R_*$ a csillagsugár, G a gravitációs állandó, és  $\sigma$  a Stefan–Boltzmann-állandó. Annak érdekében, hogy elkerüljük az  $R = R_*$  értékhez tartozó nem fizikai nulla hőmérsékletet, követtük a Zhu et al. (2007) cikkében leírt módszert: 1,6  $R_*$ -on (a maximális hőmérséklethez tartozó sugáron) belül a hőmérsékletet rögzítettük a maximális  $T = T_{\rm max}$  értékben. Ezután kiszámítottuk a korong spektrális energiaeloszlását úgy, hogy a koncentrikus gyűrűk fluxusait  $R_*$  és  $R_{\rm out}$ között integráltuk. A gyűrűkről feltételeztük, hogy feketetest-sugárzást bocsátanak ki, amely megfelel a 3.1. egyenlet által megadott hőmérsékletnek 550 pc távolságban. A fénygörbéken megfigyelt változások reprodukálásához ezután két paramétert változtattunk:  $M\dot{M}$  és  $R_{\rm out}$ .

Mivel a kitöréshez kapcsolódó extra fényesedés elemzése a célunk, minden egyes spektrális energiaeloszlásból kivontuk a nyugalmi spektrális energiaeloszlást, amely a központi csillag fotoszférájának és a nyugalmi (passzív) korong sugárzásának az összege. A 3.10. ábrán négy reprezentatív időpontra mutatunk példát. Ezután korrigáltunk az intersztelláris vörösödésre  $A_V = 3$ , n-t használva (Miller et al. 2011). Az így kapott spektrális energiaeloszlásokhoz illesztettük az akkréciós korongmodellünket. Minden egyes időpontban az összes rendelkezésre álló adatot használtuk, kivéve a kickoff állapotnál (2010. május), amikor a spektrális energiaeloszlás  $\lambda \geq 3, 5 \mu$ m-es része jelentősen eltért az akkréciós korongmodelltől, így kizártuk az illesztésből.

A csillag sugarára  $R_*=1,51 \text{ R}_{\odot}$ -t használtunk, amit a  $L_*=0,67 \text{ L}_{\odot}$  csillagluminozitásból számoltunk. Ez 550 pc távolságban egy  $T_{\text{eff}}=4250 \text{ K}$  effektív hőmérsékletű Kuruczcsillagfotoszférának felel meg. (Castelli & Kurucz 2003). Ez a modellfotoszféra illeszkedett a legjobban a nyugalmi BVRIJH adatpontokra. Az akkréciós korongmodell jól illeszti a spektrális energiaeloszlásokat, de úgy tűnik, hogy a legrövidebb hullámhosszú (B és V) sávok érzékenyek a korong inklinációjára. Ha a korongot közel éléről látjuk, kisebbnek látszik a korongfelület, így az illesztéshez magasabb hőmérséklet kell, vagyis magasabb akkréciós ráta jön ki. A túl magas hőmérséklet azonban túl sok rövid hullámhosszú sugárzást eredményezne, így a B és V sávok illesztése lehetőséget ad arra, hogy megszorítást adjunk a korong inklinációjára. A teljes  $\chi^2$  minimalizálásával (amely az egyes kitöréses időpontokban számolt  $\chi^2$ értékek összege)  $73^{+6}_{-15}$  fok inklinációt kaptunk, amit azt jelenti, hogy a rendszert közel éléről látjuk.

Ezt az inklinációt felhasználva a monitorozásunk során kapott összes spektrális energiaeloszlás jól illeszthető. A 3.10. ábrán megmutatjuk a legjobban illeszkedő korongmodelleket a négy reprezentatív időpontra. Ez azt mutatja, hogy a kitöréshez kapcsolódó többletsugárzás teljesen egyezik az akkréciós korong profiljával. Az illesztett paraméterek időbeli alakulása és a korong belső és külső peremén érvényes hőmérséklet a 3.11. ábrán látható. Megjegyezzük, hogy a külső sugárra jobb megszorítást kapunk, ha középinfravörös adatpontok is rendelkezésre állnak (fekete pontok), míg ha a K sáv a leghosszabb elérhető hullámhossz, akkor



3.10. ábra. A HBC 722 spektrális energiaeloszlása négy különböző időpontban a kitörés során. A felső panelek a mért spektrális energiaeloszlást mutatják (teli szimbólumok), a 2006-os nyugalmi spektrális energiaeloszlással együtt (üres szimbólumok). Az első időpont, 2010 májusa, a kickoff állapotnak felel meg, közvetlenül azelőtt, hogy a forrás gyors fényesedésbe kezdett, de már fényesebb volt, mint nyugalomban. 2010 májusában a  $JHK_S$  adatpontok (csillag szimbólumok) későbbi mérésekből történt extrapolációk. Az alsó panelok az adott időpontban mért és a nyugalmi spektrális energiaeloszlás különbségét mutatják, továbbá ehhez a különbséghez illesztett akkréciós korong modellt és annak paramétereit.

az illesztés bizonytalansága nagyobb. Ettől függetlenül minden adatsor hasonló általános tendenciákat mutat.

Az egyszerű akkréciós korongmodellünk néhányszor  $10^{-6} M_{\odot}^2/\text{év}$  értéket ad az  $M\dot{M}$  paraméterre. Fiatal K7 típusú csillagokra szokásos 0,8-0,9 M<sub>☉</sub> csillagtömeget feltételezve (pl. Siess et al. 2000), a kapott akkréciós ráta némileg magasabb, mint ami korábbi cikkek alapján az akkréciós luminozitásból kapható (~ $10^{-6} M_{\odot}/\text{év}$ , Green et al. 2013b). A különbség főként a sík koronggeometriával és a nagyobb koronginklinációval kapcsolatos. A korábbi irodalmi eredmények alátámasztják a viszonylag nagy akkréciós rátát és inklinációt. Green et al. (2013a) kivételesen erős [O I] emissziós vonalat figyeltek meg 63,18 µm-en, ami arra utal, hogy az akkréció erősebb lehet, mint a luminozitásból számolt érték. Inklinációnk közel van a spektrális energiaeloszlás modellezése alapján Gramajo et al. (2014) által javasolt 85° értékhez. Több időpontban készült röntgenmérésekből Liebhart et al. (2014) arra következtettek, hogy a látóirányú extinkció gyorsan változik, ami szintén arra utal, hogy a látóirány közelebb van a korong síkjához mint a pólushoz.

A korong inklinációjával, a csillag tömegével, távolságával és különösen az egyszerű akkréciós korongmodellünk alkalmazhatóságával kapcsolatos bizonytalanságok miatt az akkréciós ráta abszolút értéke bizonytalan. Ellenőrzésképpen megismételtük az illesztést úgy, hogy a 3.1. egyenletben nem követeltük meg, hogy a korong belső pereme a csillag felszínénél legyen, hanem ez is szabad paraméter volt az illesztés során. Ebben az esetben az illesztések azt mutatják, hogy a korong belső sugara enyhén növekszik időben, de ehhez még nagyobb



3.11. ábra. Az akkréciós ráta (szorozva a csillagtömeggel), a külső korongsugár, és a korong belső és külső szélén érvényes hőmérséklet időfejlődése. A középső panelen a fekete pontok jelölik azokat az időpontokat, amikor  $\lambda \geq 3,4 \,\mu$ m adatpontok is rendelkezésre álltak az illesztéshez.

inklinációt ( $\geq$ 82°) és 2–4-szer nagyobb akkréciós rátát kellett használnunk. Ez azt sugallja, hogy a kapott  $M\dot{M}$  értékeket fenntartással kell kezelni. Azonban a 3.11. ábrán az akkréciós rátában és a külső korongsugárban látott időbeli tendenciák sokkal megbízhatóbbak. A következőkben ezeket a trendeket elemezzük.

A 3.11. ábrára nézve nyilvánvaló, hogy a kitörés első csúcsát 2010 szeptemberében az akkréciós ráta gyors megnövekedése okozta. Ennek megfelelően megemelkedett a belső korong hőmérséklete is. Ezt követően az akkréciós ráta nagyot zuhant, és kisebb mértékben a hőmérséklet is leesett, ami megmagyarázza a forrás 2010 szeptembere és 2011 februárja között megfigyelhető halványodását. E halványodás alatt a korong külső sugara állandó, 0,08-0,09 CSE maradt, az itteni hőmérséklet pedig 2000 K körül volt. Ezután 2011 őszétől kezdve az akkréciós ráta fokozatosan emelkedett, ami magasabb koronghőmérsékletekhez



Felül: 3.12.ábra. А HBC 722 közeli infravörös színképe 2011. július 21-én. A függőleges piros vonalak fiatal csillagokban tipikusan észlelt atomi vonalak és molekulasávok laboratóriumi hullámhosszát jelölik. Alul: A HBC 722 optikai színképe 2012. április 17-én (kék) és 2013. július 10-én (fekete). A belső kis panel a H $\alpha$  vonalprofil részleteit mutatja. A beazonosított vonalakat piros jelzések jelölik az optikai spektrumok felett.

vezetett, és a forrás újrafényesedését okozta. A külső sugár időben közelítőleg lineárisan nőtt, miközben a hőmérséklet állandó  $\approx 1500$  K-en maradt, amely a növekvő akkréciós ráta és a növekvő külső sugár együttes hatásának tulajdonítható. A 2012. november utáni időszakról szóló információink szórványosak és kevésbé meggyőzőek, mivel csak három időpont van közeli infravörös adatokkal, és nincsenek középinfravörös mérések. Az illesztett akkréciós ráta 2013 közepéig kissé tovább növekszik, majd állandó marad. A korong külső sugara ebben a három időponban váratlanul nagy (0,34 CSE, 0,41 CSE, és 0,77 CSE, az ábrán nem látható), de nagyon bizonytalan is. Mindenesetre a külső koronghőmérséklet ebben a három időpontban alacsony, 1000 K alatti volt.

Eredményeink arra utalnak, hogy a HBC 722 kitörését két különálló fizikai folyamat vezérelte. A legfontosabb az akkréciós ráta és a korong külső sugarának lineáris növekedése, amely 2011 július elejétől egészen a konstans fényességű fázisig tartott. Ezenfelül van egy másik folyamat, amely az első csúcsot okozta a fényességben, 2010 augusztusa és 2011 februárja között dominálta a kitörés alakulását, majd eltűnt a rendszerből.

# Optikai és közeli infravörös spektroszkópia

A 3.12. ábrán látható közeli infravörös spektrumban számos abszorpciós alakzat látható. A ZJ sávban a Pa $\beta$  a legszembetűnőbb vonal, de a Paschen-sorozat más vonalai is láthatók a Pa $\gamma$ -tól Pa 9-ig. A spektrum a hosszabb hullámhosszak felé halványodik, amely egy mély vízsáv kezdetét jelzi. A H sávban nem láthatók vonalak, de a spektrum általános alakja a víznek egy másik mély abszorpciós sávjára utal, amely 1,7  $\mu$ m-nél kezdődik. A K sávban a Ca-vonalak és talán a Br $\delta$  is jelen van. A Br $\gamma$  vonal nem láthatók volt az első fényességcsúcson, de még mielőtt elkezdett volna újra fényesedni (2012 júliusa). Ugyanebben az időszakban Lorenzetti et al. (2012) is felvettek a forrásról közeli infravörös színképet, amely a mienkhez nagyon hasonló. Az általunk észlelt spektrális alakzatok már az első fényességcsúcsban is jelen voltak (Miller et al. 2011; Lorenzetti et al. 2012), de a mi spektrumunk alakja vörösebb

és a vízsávok mélyebbek. Ez konzisztens a fénygörbeelemzésünkből levezetett hőmérsékleti változásokkal (3.11. ábra).

Az első optikai spektrumunkat akkor vettük fel, amikor a HBC 722 újra fényesedett. Mire a második optikai színképet felvettük, a fénygörbe elérte az állandó fényességű állapotot. A színképekben a kontinuum emelkedik a hosszabb hullámhosszak felé. A H $\alpha$  vonal komplex profilt mutat. Több más, abszorpciós vonal is megfigyelhető, mint pl. a Na D vonalai (5892 Å, 5898 Å), két Ba II vonal (6499 Å, 5855 Å) és a Li I vonal (6709 Å). Ezek a vonalak megegyeznek azokkal, amelyeket Miller et al. (2011) a megfelelő hullámhossztartományban azonosított az első csúcshoz közeli spektrumban. A két színkép meglepően hasonló, kivéve a gyengébb Na D vonalakat és a H $\alpha$  vonalat, amelynek profilja 2012 és 2013 között megváltozott (3.12 ábra). Miller et al. (2011) spektrumában a H $\alpha$  vonal tiszta emissziót mutatott. Lee et al. (2015) monitorozása szerint a H $\alpha$  vonal már a kitörés kezdetén P Cygni-profilt mutatott, ami anyagkiáramlásra, szélre utal. A mi 2012 áprilisi spektrumunk is egyértelmű P Cygni-profilt mutat. Ez várható volt, hiszen a V1057 Cyg (Herbig 1977) és a V1647 Ori (Aspin & Reipurth 2009) is lassan változó H $\alpha$  vonalprofilt mutattak. Érdekes módon Lee et al. (2015) azt találták, hogy a szélre utaló komponens 2012 végére eltűnt, majd a vonalprofil egy központi abszorpciót és azt mindkét oldalon körülvevő emissziós szárnyakat mutatott. 2013 júliusi mérésünk ezzel összhangban van.

#### Milliméteres képek

Interferometriás kontinuummérések. A 3.13. ábra a HBC 722 környezetét mutatja 2,7 mm-es kontinuumban. A célpont maga nem látható; a képen mért zajból a HBC 722  $2,7\,\mathrm{mm}$ -es fluxusára adható  $3\sigma$  felső határ térbelileg felbontatlan esetben  $0,24\,\mathrm{mJy}$ . 100as gáz/por tömegarányt feltételezve ez tömegben kifejezve  $0.01 \,\mathrm{M_{\odot}}$  felső határnak felel meg. Dunham et al. (2012) feltérképezték a területet 1,3 mm-en az SMA segítségével 5 m és 76 m  $(3,8-58,5\,k\lambda)$  közötti bázisvonalakat használva. Ezek nagymértékben átfednek a mi IRAM/PdBI megfigyeléseink bázisvonalaival  $(15-175 \,\mathrm{m}, \,\mathrm{azaz}, 5.6-64.8 \,\mathrm{k}\lambda)$ , ami hasonló szintetikus nyalábméretet eredményez (2",73×3",02, P.A. -48° az SMA esetében, és 2",74×2",21, P.A. 96° az IRAM esetében). Ez azt jelenti, hogy a két kép ugyanazokat a térbeli skálákat mintavételezi, és biztonságosan összehasonlíthatók. A 3.13. ábrán figyelemre méltó hasonlóság látható a két különböző milliméteres kép között. Dunham et al. (2012) sem detektálták a HBC 722-et,  $3\sigma$  felső korlátjuk 5 mJy 1,3 mm-en, amely hasonló felső határt ad a tömegre, mint a mi 2,7 mm-es mérésünk. A HBC 722 szomszédságában hét forrást azonosítottak, amelyeket MMS1-től MMS7-ig neveztek el. Ezek a források, amelyeket a 3.13. ábrán bejelöltünk Dunham et al. (2012) szerint beágyazott protocsillagok vagy csillag nélküli felhőmagok, és a HBC 722-vel együtt alakulhattak ki. Az MMS7 kivételével az összes milliméteres forrást mi is detektáltuk 2,7 mm-en. 2D Gauss-függvény illesztésével meghatároztuk a források csúcsfluxusát, teljes fluxusát, dekonvolvált méretét és pozíciószögét. A fotometria, Dunham et al. (2012) számaival kiegészítve lehetővé tette, hogy kiszámoljuk az észlelt források milliméteres spektrális meredekségét. Ehhez a források fluxusát  $\nu F_{\nu}$ -ben ábrázoltuk a hullámhossz függvényében. A legjobb jel/zaj viszonyú három forrás esetében meghatároztuk az 1,3 mm és 2,7 mm közti  $\alpha$  spektrális meredekséget. Optikailag vékony emisszió esetén az  $\alpha$  értékéből megkapható a poropacitás spektrális indexe,  $\beta$ , az alábbiak szerint:  $\beta$  =  $\alpha - 3$ . A csillagközi anyagra  $\beta \approx 1.7$ . Ha a porszemcsék jelentősen nagyobbak, mint a csillagközi anyagban, akkor  $\beta$  kisebb, jellemzően 0 és 1 közötti (például Ricci et al. 2010). Azt találtuk, hogy két forrás esetében (MMS3 és MMS4) csillagközi jellegű a por ( $\beta = 1, 6 \pm 0, 3$ az MMS3-ra és  $\beta = 1,5 \pm 0,3$  az MMS4-re), míg az MMS1 a porszemcse-növekedés jeleit mutatja ( $\beta = 0, 7 \pm 0, 3$ ).

Interferometriás és egytányéros szén-monoxidvonal-mérések. A csatornatérképek vizsgálatával megállapítottuk, hogy szignifikáns CO-emisszió figyelhető meg a  $0-9 \,\mathrm{km}\,\mathrm{s}^{-1}$  sebességtartományban. A 3.14. ábra bal panelén látható erre a teljes sebességtartományra



3.2. A HBC 722 fiatal eruptív csillag és környezete több hullámhosszon

3.13. ábra. Milliméteres kontinuumemisszió a HBC 722 környezetében. A szürkeskálás kép és a piros kontúrok az IRAM/PdBI 2,7 mm-es észleléseink, míg a kék kontúrok SMA 1,3 mm-es adatok Dunham et al. (2012) cikkéből. 2,7 mm-en a kontúrok a 4, 8, 12, ...  $\sigma$  szintet jelölik ( $\sigma = 0,08$  mJy), míg 1,3 mm-en a kontúrok 2,5, 5, 7,5, ...  $\sigma$ -nál vannak ( $\sigma =$ 1,65 mJy).

integrált <sup>13</sup>CO(1–0) emisszió térképe. Megfigyelhető egy kerek, nagyjából 50″ átmérőjű fényes terület, amelyen belül számos csúcs látható, ezek egyike talán az MMS1-hez társítható, míg a többi kompakt milliméteres forrás nem látható CO-ban. A HBC 722 pozíciójával egybeeső emisszió egy korlátozott sebességtartományban, 5,45 és 6,52 km s<sup>-1</sup> között mutatható ki. A 3.14. ábra jobb oldali panele mutatja a <sup>13</sup>CO(1–0) emisszió teljes intenzitását ebben a keskeny sebességtartományban. A HBC 722 pozíciójában látható struktúra kissé elnyúlt az északnyugat–délkeleti irányban kb. 1700 CSE dekonvolvált mérettel, míg erre merőlegesen felbontatlan. E forrás integrált fluxusa 1,7 Jy km s<sup>-1</sup>, amely 0,03 M<sub>☉</sub> teljes gáztömegnek felel meg 32 K hőmérsékletet feltételezve (lásd alább). A forrás a C<sup>18</sup>O-térképen is látszik, ha ugyanerre a keskeny sebességtartományra integráljuk, és fluxusa (0,22 Jy km s<sup>-1</sup>) ugyanazt a tömegbecslést adja, ami arra utal, hogy mind a <sup>13</sup>CO, mind a C<sup>18</sup>O vonala optikailag vékony.

A 3.14. ábra bal oldali panelén kék kontúrokkal feltüntettük a Dunham et al. (2012) által az SMA-vel mért <sup>13</sup>CO(2–1) emissziót a széles, 0–9 km s<sup>-1</sup> közötti sebességtartományra integrálva. Megjegyezzük, hogy a két mérést nem lehet közvetlenül összehasonlítani, mert az IRAM-térképünk kombinálja az interferometriás és az egytányéros adatokat, míg az SMAtérkép csak interferometriás méréseket tartalmaz, ami azt jelenti, hogy a kiterjedt emissziót kiszűri. Ez magyarázza az IRAM- és az SMA-térképek közötti jelentős különbségeket. Amikor kizárólag a PdBI-adatokból készítettünk képet, és nem kombináltuk hozzá az IRAM 30 m antennával mért egytányéros adatokat, hasonló képet kaptunk, mint Dunham et al. (2012). Lokális termodinamikai egyensúlyt (LTE) és optikailag vékony emissziót feltételezve a <sup>13</sup>CO izotópra, a két interferometrikus térképet felhasználhatjuk, hogy a Maxwell–Boltzmanneloszlás szerint becsüljük a gáz hőmérsékletét. Ebből a célból megmértük a fluxust a HBC 722-re centrált 10'×10', 20'×20', és 40'×40' területen belül. A kapott hőmérséklet 32 K, 22 K és 20 K, ez pedig hőmérséklet-gradiensre utal a területen.

Az IRAM C<sup>18</sup>O(1–0) emisszió a <sup>13</sup>CO(1–0)-hoz hasonló térbeli eloszlást mutat. A két izotóp vonalaránya az egész térképen 8–9 körüli. A két izotóp gyakorisági aránya csillagközi anyagra 8,1 (pl. Wilson & Rood 1994), tehát méréseink arra utalnak, hogy mind a C<sup>18</sup>O(1–0), mind a <sup>13</sup>CO(1–0) vonal optikailag vékony, és felhasználható a gáz teljes tömegének becslésére.



3.14. ábra. Balra: Teljes <sup>13</sup>CO-vonalintenzitás a HBC 722 környezetében, a 0–9 km s<sup>-1</sup> sebességtartományra integrálva. A szürkeskálás kép és a piros kontúrok az IRAM PdBI+30 m észleléseinket mutatják, míg a kék kontúrok SMA-adatok Dunham et al. (2012) cikkéből. A <sup>13</sup>CO(1–0) vonalra a kontúrok 4, 8, 12, ...  $\sigma$  szintet jelölnek ( $\sigma = 0.09$  Jy km s<sup>-1</sup>), míg a <sup>13</sup>CO(2–1) vonal esetében a kontúrok 4, 8, 12, ...  $\sigma$ -nál vannak ( $\sigma = 0.3$  Jy km s<sup>-1</sup>). Jobbra: A <sup>13</sup>CO emisszió teljes intenzitása a HBC 722 környezetében a 5,46–6,52 km s<sup>-1</sup> sebességtartományra integrálva. A kontúrok a 4, 8, 12, ...  $\sigma$  szintet jelölik ( $\sigma = 0.03$  Jy km s<sup>-1</sup>).

22 K-t használva mint a területre jellemző hőmérséklet, továbbá a kanonikus 10<sup>4</sup> értéket véve a H<sub>2</sub>/<sup>12</sup>CO gyakorisági arányára, 69-et a <sup>12</sup>CO/<sup>13</sup>CO arányra és 560-at a <sup>12</sup>CO/C<sup>18</sup>O arányra (Wilson & Rood 1994), 7,6 M<sub> $\odot$ </sub>-et kaptunk a <sup>13</sup>CO fluxusból és 7,3 M<sub> $\odot$ </sub>-et a C<sup>18</sup>O fluxusból. A kiszámolt tömeg 6,9 M<sub> $\odot$ </sub> és 10,1 M<sub> $\odot$ </sub> közé esik 20 K és 32 K közötti hőmérséklet esetén.

Kiszámoltunk az IRAM adatkockákból első és második momentum-térképeket. Szignifikáns sebességgradienst nem találtunk a HBC 722 környezetében. A vonalprofilok meglehetősen hasonlóak a térképek minden pontján. Az átlagos sebesség 4,7 ± 0,2 km s<sup>-1</sup>. A profilok elég szélesek, az átlagos vonalszélesség 3,4 ± 0,3 km s<sup>-1</sup> a <sup>13</sup>CO-ra és 3,1 ± 0,4 km s<sup>-1</sup> a C<sup>18</sup>O-ra.

A 3.14. ábrán látható, hogy a CO-emissziót kibocsátó régió mérete nagyjából megegyezik a HBC 722 körül a kitörés során látható optikai reflexiós köd kiterjedésével (Miller et al. 2011). Bár a CO-emisszió inkább kerek, az optikai köd meglehetősen aszimmetrikus: délnyugat felé nagyobb kiterjedésű, ami anizotropikus megvilágítást jelez. Armond et al. (2011) megfigyelték, hogy a HBC 722-t 10" távolságon belül H $\alpha$ , [SII] és H<sub>2</sub> csomók veszik körül, amelyet elneveztek HH 655-nek. A CO csatornatérképeinken nincsenek ezeknek a struktúráknak egyértelmű megfelelői. Kerestünk kiáramlásra utaló jeleket, de azokat sem találtunk.

Egytányéros vonalmérések. Annak vizsgálatára, hogy milyen más molekulák láthatók, széles sávú színképeket is felvettünk az IRAM 30 m-es antenna FTS spektrográfjával. A spektrumban a következő molekulákat és vonalakat azonosítottuk (a frekvencia sorrendjében):

- CS J=2-1 vonal 97,981 GHz-nél,
- HC<sub>3</sub>N J=12-11 vonal 109,174 GHz-nél,
- C<sup>18</sup>O J=1-0 vonal 109,782 GHz-nél,
- HNCO  $J_{K_{-1}K_{+1}} = 5_{05} 4_{04}$  vonal 109,906 GHz-nél,
- ${}^{13}$ CO J=1-0 vonal 110,201 GHz-nél,
- $C^{17}O J = 1-0$  hiperfinom triplett 112,359 GHz-nél, és
- számos CN N=1-0 vonal 113,123 és 113,520 GHz között.



3.2. A HBC 722 fiatal eruptív csillag és környezete több hullámhosszon

3.15. ábra. Balra: Különböző molekulák egytányéros IRAM 30 m térképei a HBC 722 környékéről, valamint a Herschel/SPIRE 350 µm kontinuumkép ugyanarról a területről. Az IRAM-adatok esetén az integrált vonalintenzitást ábrázoltuk, a színskála 0-tól  $I_{\text{max}}$ -ig halad, ahol  $I_{\text{max}}$  25,0, 2,9, 1,4, 3,1, 6,2, 1,4, és 0,25 K km s<sup>-1</sup> a <sup>13</sup>CO J=1–0, C<sup>18</sup>O J=1–0, C<sup>17</sup>O J=1–0, CN N=1–0, CS J=2–1, HC<sub>3</sub>N J=12–11, és HNCO  $J_{\text{K}_{-1}\text{K}_{+1}}$ =505–404 vonalak esetében. A Herschel-képeken a skála 0-tól 1050 MJy sr<sup>-1</sup>-ig terjed. A csillag, plusz, rombusz és háromszög szimbólum a HBC 722, MMS1, MMS3 és MMS4 pozícióját jelzi. A felső és alsó paneleken a bal alsó sarokban látható kör jelzi az IRAM 30 m távcső és a Herschel-űrtávcső nyalábméretét. Jobbra: A bal oszlopban látható területekre vett átlagos vonalprofilok (fekete hisztogramok) és a rájuk illesztett Gauss-függvények (piros görbék).

Ezek mind alacsony gerjesztésű átmenetek, a felső energiaszint 5,3 K a  $^{13}$ CO és C<sup>18</sup>O esetében, 5,4 K a C<sup>17</sup>O és CN esetében, 7,1 K a CS esetében, 10,6 K a HNCO esetében, és 34,1 K a HC<sub>3</sub>N esetében. A vonalprofilok, amelyeket az adatkockák 100″×100″-es területére integrálva kaptunk, a 3.15. ábra jobb oldali oszlopaiban láthatók. A profilok közelítőleg Gauss-görbe alakúak, a FWHM 0,6 km s<sup>-1</sup> és 2,2 km s<sup>-1</sup> közötti (a  $^{13}$ CO-ra a legszélesebb, a HNCO-ra a legkeskenyebb), és minden vonal csúcsa 4,6 km s<sup>-1</sup> és 6,0 km s<sup>-1</sup> közötti sebességnél van.

A 3.15. ábra bal oldali oszlopai mutatják a teljes vonalintenzitás térképeit a  $-2 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$  és 10 km s<sup>-1</sup> sebességtartományra integrálva. A CO-emisszió egy nagy kerek területről jön, amely mindhárom izotóp esetében hasonló. A többi vonal kompaktabb területekről származik, és az emisszió csúcsa a HBC 722, MMS3 és MMS4 által alkotott háromszögbe esik. A CS-emisszió elnyúltabb a nyugati irányba. Az, hogy a különböző vonalakat ugyanannál a sebességnél látjuk, az emissziónak hasonló a térbeli eloszlása, és hogy a vonalaknak alacsony a gerjesztési hőmérséklete arra utal, hogy hideg gázról van szó, és a vonalak valószínűleg abból a felhőből származnak, amelyből a csillagok keletkeztek.

Összehasonlításképpen a 3.15. ábrán megmutatjuk a *Herschel*/SPIRE 350  $\mu$ m-es képét is. Ezen a hullámhosszon a *Herschel* nyalábmérete nagyjából ugyanakkora, mint az IRAM 30 m-es távcsőé 3 mm-en. A 350  $\mu$ m-es kontinuumemisszió térbeli eloszlása nagyon hasonló a CN és HC<sub>3</sub>N vonalak eloszlásához, és valamennyire hasonló a CS-hez és a HNCO-hoz is. A csúcs a MMS3-hoz és MMS4-hez esik közel, és az emisszió meglehetősen kompakt. Ezzel ellentétben a három CO-izotóp emissziója kiterjedtebb. Ez várható is, hiszen a CO-ra a kritikus sűrűség  $2 - 3 \times 10^3$  cm<sup>-3</sup>, míg a többi molekulára, amelyek a sűrű gáz nyomjelői, a kritikus sűrűség  $4 \times 10^5 - 2 \times 10^6$  cm<sup>-3</sup> (lásd pl. Lequeux 2005; Gratier et al. 2013, és a Leiden Atomic and Molecular Database honlapját is<sup>1</sup>). A CN, CS, NC<sub>3</sub>N, és HNCO emisszió tehát csak a felhő legsűrűbb részein látható, míg a CO az egész területen. Ahogy a SPIRE-képek mutatják, a porkontinuum szintén a sűrű részekből származik.

## 3.2.4 Az eredmények értelmezése

A spektrális energiaeloszlása alapján a HBC 722 nyugalomban egy közönséges T Tauri típusú csillag volt, attól eltekintve, hogy a 2,2–8  $\mu$ m hullámhossztartományban nagyobb volt az excesszusa a Taurus mediánhoz képest (3.8. ábra). Ez a többletsugárzás arra utal, hogy a belső korong termális sugárzása a szokásosnál erősebb. Ez lehet azért, mert nagy a megvilágított felület (pl. erősen szétnyíló korong vagy egy belső burok esetén), vagy azért, mert a belső korong ot akkréció is fűti. Az, hogy az excesszus már a K sávban látható, arra utal, hogy a porkorong valószínűleg egészen a szublimációs sugárig benyúlik (0,06–0,07 CSE egy K7–M0 csillag esetén). A nyugalmi rendszer optikai és közeli infravörös spektrális energiaeloszlása a K sávnál rövidebb hullámhosszakon konzisztens volt egy vörösödött K7 színképtípusú csillagfotoszférával (Miller et al. 2011, lásd az 3.2.3. alfejezetet is). Ez arra utal, hogy ha van is akkretáló gáz a porszublimációs sugáron belül, az nem járult hozzá jelentősen az optikai sugárzáshoz, és nyugalomban egy optikailag vékony gázkorongot alkotott.

Összehasonlítottuk a forrás nyugalmi spektrális energiaeloszlását (amelyet a 2006. március–októberi adatokból állítottunk össze) a 2010 májusában, közvetlenül a forrás gyors kifényesedése előtt észlelt fotometriai mérésekkel (Semkov et al. 2010, Miller et al. 2011, WISE és a jelen munka). Elemzésünk kimutatta, hogy a HBC 722 ebben a kickoff állapotban már sokkal fényesebb volt, mint nyugalmi állapotban. A Semkov et al. (2010) és Miller et al. (2011) által publikált fénygörbék azt mutatják, hogy ez a fokozatos fluxusemelkedés körülbelül hat hónappal a kitörés előtt kezdődött. A fényesedés hasonló amplitúdójú volt a *B*-től az *R* sávig, az *I* sávban volt minimuma, és a *J* sávtól 4,5  $\mu$ m-ig ismét nagyobbak voltak az amplitúdók, majdnem 1,3-szorosa a *V* sávban mérhetőnek.

E színek alapján az optikai fényesedés a kickoff állapotban megfelel egy új komponens megjelenésének, amelynek hőmérséklete hasonló a csillagfotoszféra hőmérsékletéhez. Ha ehhez a 3.1 egyenlet szerinti akkréciós korongmodellt illesztjük (3.10. ábra, bal alsó panel) a korong belső szélén a hőmérséklet 3830 K, az akkréciós ráta pedig  $\dot{MM} = 2,5 \times 10^{-7} \,\mathrm{M}_{\odot}^2/\mathrm{ev}$  (3.11. ábra). Az illesztett akkréciós korong külső sugara  $\approx 0,07 \,\mathrm{CSE}$ , tehát a porkorong szublimációs sugarán belül helyezkedett el. A középinfravörös adatpontok magasabbak, mint az illesztett korongmodellből kapott értékek, ami megnövekedett termális poremissziót sugall. Ennek forrása olyan porstruktúra lehet, amely az akkréciós korong felszíne felett helyezkedik el (pl. egy függőleges belső fal), a hőmérsékletnek megfelelően a porszublimációs sugárnál. Később ez az excesszus már nem látható, és az akkréciós korong modellje jól reprodukálja a megfigyelt spektrális energiaeloszlásokat, ezeknek a porstruktúráknak tehát el kellett tűnnie. Elképzelhető, hogy a kickoff állapotban a kitörés előtt a szublimációs sugár közelében felgyülemlő anyagot látjuk, amely a kitörés folyamán a csillagra hullott. A HBC 722 kitörését megelőző több hónapos "előkészítő" fázishoz hasonló esemény látható a nemrég felfedezett FUor, a V960 Mon fénygörbéjén (3.19. ábra). Ha a kitörés előtti kismértékű

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>http://home.strw.leidenuniv.nl/~moldata/

fényességnövekedés a FUor-kitörések általános jellegzetessége, akkor a teljeségbolt-felmérések által nyert fénygörbéket fel lehet majd használni közelgő FUor-kitörések felfedezésére.

Ahogy azt korábban leírtuk, a fénygörbéken látható első maximum az akkréciós rátában bekövetkezett rövid csúcs következménye volt. Ezt egy nagyobb anyagcsomag csillagra hullásaként lehet elképzelni. A behulló anyag tömege, amelyet a 3.11. ábrán látható akkréciós ráta időben történő integrálásával kaptunk,  $\approx 1.8 \times 10^{-6} M_{\odot}$ .

Érdekes módon a 3.10. ábra második oszlopában látható spektrális energiaeloszlást reprodukáló akkréciós korong külső sugara közel van a porszublimációs sugárhoz. Ha követjük azt az elképzelésünket, miszerint a kitörés előtt a belső korongban felgyülemlett az anyag, akkor a fénygörbék első csúcsa annak jele lehetett, hogy a felhalmozódott anyag a csillagra hullott. A porszublimációs sugáron a szabadesési időskála több nap. Logikus következtetés tehát, hogy ez a szublimációs sugárnál lévő tömegraktár néhány hét alatt kiürült. A kitörés kezdetén megjelenő rövid csúcs a fényességben a Bell et al. (1995) által javasolt kitörési modellcsalád egyik jellegzetessége. A szerzők szerint a kitörések a korong termikus instabilitása miatt következnek be, és amikor az instabilitás a korong belső pereménél messzebbről indul, a hideg és forró régiókat elválasztó ionizációs front gyorsan halad a csillag felé. Ilyen kezdeti fényességcsúcsot megfigyeltek például a V1057 Cyg esetében is. A HBC 722-nél az instabilitás a porkorong belső pereménél indulhatott, ahol az anyag felhalmozódott a kitörés előtt.

A következő öt hónapban, 2011 áprilisa és augusztusa között a HBC 722 fényessége többékevésbé állandó maradt. A fénygörbéken ez a lapos rész előbb kezdődött az infravörösben, ahol a csúcs gyengébb volt, és csak később jelent meg a B sávban, ahol a legerősebb volt az első csúcs. Ez azt sugallja, hogy itt egyszerűen egy átfedést látunk a fénygörbe két része, az eltűnő első csúcs és a megjelenő második felfényesedés között, amelyek együttesen megközelítőleg állandó fényerősségű átmeneti időszakot eredményeztek. A fénygörbék arra utalnak, hogy az első csúcsot okozó folyamat 2011 közepére teljesen eltűnt. Adatainkból nem derül ki, hogy ez a folyamat alapvető szerepet játszik-e a kitörési mechanizmusban.

A 2011 augusztusa és 2013 áprilisa között zajló fényességnövekedés a kitörés egyik legérdekesebb része. A 3.11. ábra szerint a kitörésben részt vevő korongterület növekszik, mivel a külső sugara közel lineárisan növekszik időben 0,07 CSE-ről 0,15 CSE-re. Ez a terjeszkedés hasonlít Bell & Lin (1994) termikus instabilitási modelljének jóslataira, ahol egy forró, részben vagy teljesen ionizált belső korong terjed a hidegebb külső anyagba, termikus instabilitást okozva a két fázist elválasztó ionizációs fronton. Mivel ez a második ionizációs front kifelé terjed, sebessége jelentősen alacsonyabb, mint az első csúcs alatt (lásd fent). Az akkréciós korong sugarának lineáris növekedése alátámasztja ezt a hipotézist. Az ionizációs front terjeszkedése egy egyensúlyi sugárnál áll meg, ahol az ionizáció és rekombináció rátája egyenlő. Ez látható is az adatainkban. 2011 augusztusa és 2013 áprilisa között az akkréciós korong külső sugarának terjedési sebessége 240 m s<sup>-1</sup> körül volt (3.11. ábra) Ez nagyobb, mint a Bell & Lin (1994) modelljeiben kifelé terjedő ionizációs frontra kiszámított sebesség, amelyet abból számoltak ki, hogy az ionizált régióból a termikus instabilitáshoz szükséges felületisűrűség-növekedéshez elegendő anyag terjedjen kifelé.

Modellezésünk szerint a kifelé terjedő akkréciós korong mérete nagyobb, mint a 0,07-0,08 CSE szublimációs sugár, így az akkréciós korong átfedhet a porkoronggal. A konstans fényességű fázisban, 2013. április után, az akkréciós ráta még magasabb szintet ért el, mint a 2010. szeptemberi csúcs idején, és évek óta állandó. A csillag által akkretált teljes tömeg ebben a fázisban lényegesen magasabb, mint az első csúcsban. Valószínű, hogy a konstans fényességű fázis akkor fejeződik be, amikor a belső korongban lévő anyag elfogy. Feltételezve egy egyszerű korongmodellt  $\Sigma \sim r^{-1,5}$  felületisűrűség-eloszlással és 0,01  $M_{\odot}$  teljes korongtömeggel (3.2.3. alfejezet), a 0,15 CSE-en belül levő régió elegendő anyagmennyiséget tartalmaz, hogy a kitörést körülbelül 18 évig fenntartsa. A belső korong kiürülését követően a kitörés le fog állni, a korongban pedig kialakul egy kiterjedt, optikailag vékony belső lyuk,

amelyet észlelni lehet majd a spektrális energiaeloszlásban az infravörös excesszus hiányaként. Figyelembe véve, hogy a HBC 722-ben nem láttuk belső lyukat a kitörés előtt, ez a lyuk valószínűleg feltöltődik anyaggal, mielőtt a rendszer újra kitörhetne.

Méréseink felvázolták, hogyan változott az akkréciós ráta a HBC 722 kitörése során. Ezt összevethetjük azokkal a következtetésekkel, amelyeket Liebhart et al. (2014) vontak le röntgenmonitorozó megfigyeléseikből. A szerzők három röntgenmérést végeztek, az elsőt a fénygörbe első csúcsa idején, a másodikat az ezt követő időszakos fényességminimum alatt, még az újrafényesedés előtt, a harmadikat pedig a konstans fényességű fázisban. Állításuk szerint, az első csúcs egy kezdeti erős koronginstabilitásnak tudható be, amely gyorsan megnövekedett akkrécióhoz vezetett. Ez nagy mennyiségű pormentes gázt juttatott a csillag környékére, amely a legbelső régiókból minden röntgensugárzást elnyelt. Ez összhangban van azzal a rövid akkréciósráta-maximummal, ahogyan a fénygörbéink első csúcsát értelmeztük. A második röntgenméréskor Liebhart et al. (2014) már marginálisan detektálták a csillagot, ami azt jelenti, lényegesen kevesebb gáz volt jelen a csillag körül, egyetértésben azzal, hogy az első csúcsot az akkréciós ráta csökkenése követte. Végül Liebhart et al. (2014) azt javasolják, hogy a harmadik röntgenmérés idejére az akkréciós ráta újra megnövekedett, ami fokozott elnyelést eredményezett. A 3.11. ábrán látható, hogy az akkréciós ráta valóban négyszeresére növekedett a második és a harmadik röntgenmérés időpontja között.

Ha a jelenlegi akkréciós ráta továbbra is fennáll, a HBC 722 körülbelül  $1 \times 10^{-4} M_{\odot}$  anyagot fog akkretálni a jelenlegi kitörés feltételezett hossza, vagyis 18 év alatt. A korongtömeg azonban viszonylag alacsony,  $0,01 M_{\odot}$  alatti, ami azt jelenti, hogy a rendszer kevesebb mint 100 ilyen kitörésen mehet csak keresztül, mielőtt a teljes korong elfogyna. Az anyag utánpótlásának lehetséges forrása lehet az a  $0,03 M_{\odot}$  tömegű lapult burok, amelyet a molekuláris emisszióban detektáltunk. E struktúra részletes vizsgálata, beleértve a sebességmezejét (azaz, hogy vane behullás, és annak mekkora a rátája), elengedhetetlen a kérdés megválaszolásához.

# 3.2.5 Összefoglalás és következtetések

Optikai és infravörös monitorozó megfigyelések, továbbá spektroszkópiai mérések és milliméteres térképek alapján részletesen megvizsgáltuk a HBC 722 jelű kis tömegű T Tauri típusú csillag kitörésének első hét évét. Értelmezésünk szerint a több hónapig tartó első csúcsot a fénygörbéken a belső korongban felhalmozódott anyagnak a csillagra való gyors ráhullása okozta. Ezt egy monoton fényesedés követte, amely a növekvő akkréciós rátával és a sugárzó terület növekedésével magyarázható. Megfigyeléseink összhangban vannak Bell et al. (1995) modelljeivel, amelyek szerint a termikus instabilitás a metastabil korongterületnek egy közbülső sugaránál történik. A modellek azt mutatják, hogy az ionizációs front gyorsan mozog a csillag felé, és egy rövid csúcsot eredményez a fényességben, hasonlóan ahhoz, amit 2010 szeptemberében láttunk a HBC 722-nél. Ezzel egyidejűleg egy második, lassabb ionizációs front kezd kifelé terjeszkedni, ez lehet a fizikai oka a HBC 722 2011 szeptembere utáni újbóli kifényesedésének. Vizsgálatunk azt mutatta, hogy az akkrécióval kapcsolatos kitörések még nagyon kis tömegű korongoknál is előfordulhatnak. Eredményeink megerősítik azt az elméletet, miszerint az eruptív jelenség lehetséges a beágyazott fázistól egészen a II. osztályú objektumokig, és hogy valószínűleg minden fiatal csillag átesik megnövekedett akkréciós időszakokon.

# 3.3 A V960 Mon fiatal eruptív csillag és kitörése

Kóspál et al., 2015, ApJL, 801, L5 Hackstein et al. 2015, A&A, 582, L12

## 3.3.1 Motiváció

2014. november 30-án Maehara et al. (2014) beszámoltak egy új eruptív csillag felfedezéséről. A bejelentést követően a csillagról, melyet később V960 Monocerotisnak neveztek el, optikai (Maehara et al. 2014; Hillenbrand 2014) és közeli infravörös (Reipurth & Connelley 2015) színképeket vettek fel, amelyek alapján az objektum nagyon hasonlít a klasszikus FUorokhoz. A csillag területét a Cerro Armazones közelében lévő robottávcsövével már 2010 óta monitorozta a Bochumi Egyetem csoportja, akikkel munkakapcsolatban vagyunk. A csillag optikai fénygörbéi lassú fényesedést mutattak 2013 végén, majd gyors fényességnövekedést a nyugalmi szinthez képest kb.  $3^m$ -val Sloan r és i szűrőben. A csillag 2014 októberében érte el a maximális fényességét (Hackstein et al. 2014).

Az újonnan kitört csillag a galaktikus sík közelében található, ezért pozícióját számos korábbi teljes égboltot vagy a galaktikus síkot célbavevő felmérés lefedte, így információt szerezhetünk az objektum kitörés előtti, nyugalmi állapotáról. A V960 Mon tehát a HBC 722 2010-es kitörése után egy újabb lehetőséget nyújtott arra, hogy egy klasszikus FUor kitörés előtti állapotát tanulmányozzuk. Ebben az alfejezetben összegyűjtjük és analizáljuk az objektumról optikai, infravörös és szubmilliméteres hullámhossztartományban készült archív, kitörés előtti felvételeket, és megvizsgáljuk a FUor szűkebb vagy tágabb környezetében elhelyezkedő anyag szerkezetét. Ezen eredmények jelentőségét az adja, hogy összehasonlítva őket a rendszer egy későbbi, a kitörés során végzett vizsgálatával kideríthető, milyen változások történtek a csillag körüli anyagban a kitörés hatására. Bemutatjuk továbbá a fényességmaximumot követő fotometriai monitorozásunk eredményeit is.

# 3.3.2 Optikai, infravörös és szubmilliméteres adatok Nyugalmi adatok

A V960 Mon látható a digitalizált Palomar Observatory Sky Survey képeken, az USNO-B1.0 katalógusbeli magnitúdója (Monet et al. 2003) azonban valószínűleg egy 5,7-re északra lévő közeli csillag (2MASS J06593168–0405224, a továbbiakban az "északi (N) komponens") miatti konfúzió miatt inkorrekt. Ezért megismételtük a fotometriát egy kisméretű, 3″-es apertúrával. A kalibrációhoz a célponthoz közeli fényességű 10′-en belüli csillagok USNO-magnitúdóit használtuk. Ezzel a módszerrel meghatároztuk a V960 Mon magnitúdóját az összes Palomar felvételen. Az északi komponensre annak halványsága és a FUorhoz való közelsége miatt nem tudtunk fotometriát kinyerni.

A V960 Mon nyugalmi  $JHK_S$  magnitúdói elérhetők a 2MASS katalógusban (Cutri et al. 2003). A forrást a DENIS (Epchtein 1998) és UKIDSS (Lawrence et al. 2007) közeli infravörös felmérések is lefedték. A homogén kalibráció érdekében ezekből a képekből is kinyertünk fotometriát közeli csillagok 2MASS-magnitúdóit felhasználva a kalibrációhoz. A DENIS I sávban az összehasonlító csillagok DENIS I magnitúdóit használtuk. A UKIDSS-képeken ezeklívül még a V960 Mon közelében számos halványabb csillagra is készítettünk fotometriát. Ezek színeit a 3.3.3. alfejezetben fogjuk tárgyalni.

A V960 Mon környékét a Spitzer-űrtávcső IRAC kamerája is észlelte. Ezeken az adatokon alapul a GLIMPSE360 katalógus (Churchwell et al. 2009), ahonnan a FUor fotometriáját vettük, az N komponensre pedig mi magunk készítettünk PSF-fotometriát az idl-alapú Starfinder programmal. A V960 Mon-t lefedte az MSX-felmérés is (Egan et al. 2003), innen származik a 8,28 µm-es fluxus. A WISE-űrmisszió (Wright et al. 2010) négy sávban észlelte a V960 Mon-t 2010. április 1–2-án, ezt követően pedig a két rövidebb hullámhosszon 2010. október 10–11-én. A V960 Mon-t lefedte az AKARI-misszió is (Murakami et al. 2007). A jelenlegi AKARI/IRC All-Sky Survey Point Source Catalogue-ban 9 és 18 µm-es fotometria található rá.

A Monoceros területet a *Herschel*-űrtávcső (Pilbratt et al. 2010) is mérte a PACS és SPIRE műszerekkel (Poglitsch et al. 2010; Griffin et al. 2010). 70  $\mu$ m-en két pontforrás



3.16. ábra. Balra: a V960 Mon és környezete különböző hullámhosszakon. Sárga + jel mutatja a V960 Mon optikai pozícióját, magenta + jelöli a SE komponenst, zöld + pedig az N komponenst. Jobbra: a FUor körüli  $50'' \times 50''$  méretű terület színes kompozit képe, ahol a J sáv felel meg a kéknek, a H a zöldnek, a  $K_S$  pedig a pirosnak.

észlelhető: az egyik maga a V960 Mon, a másik attól délkeletre 5",9 távolságra található (a továbbiakban a "délkeleti (SE) komponens"). Egy kisebb apertúrát használva meghatároztuk a két forrás fluxusarányát, majd megmértük a kettő teljes fluxusát egy nagyobb apertúrában is, és a teljes fluxust a mért arányban osztottuk szét a két forrás közt. 160  $\mu$ m-en a két forrás már nem eléggé felbontott. A képen mért centroid 1"/2-en belül a SE komponenssel esik egybe, ami arra utal, hogy ezen a hullámhosszon már a SE forrás dominálja az emissziót. A SPIRE méréseiből a HIPE programcsomaggal (Bendo et al. 2013) határoztunk meg fotometriát. A képek centroidja itt is az SE komponensnek felel meg, nem pedig a V960 Mon-nak.

Az AKARI-űrmisszió katalógusa is tartalmaz egy forrást, amely inkább az SE komponenshez van közelebb, mint a FUorhoz. Bár a  $65\,\mu$ m-es AKARI-fotometriában valószínűleg összemosódik a két forrás, a hosszabb hullámhosszakon mért fluxusokat biztonsággal az SE komponensnek lehet tulajdonítani.

Az ebben az alfejezetben említett fotometriai eredmények megtalálhatók a Kóspál et al. (2015) cikkben.

#### Monitorozás a kitörés során

A V960 Mon-t optikai (Sloan riz és  $UBV(RI)_{\rm C}$ ) és közeli infravörös ( $JHK_{\rm S}$ ) hullámhosszakon monitoroztuk három obszervatórium eszközeivel: a projektben részt vevő bochumi kollégák RoBoTT és IRIS távcsövével a Bochumi Egyetem Cerro Armazones közelében található obszervatóriumában (Haas et al. 2012; Hackstein et al. 2015a); a piszkéstetői Schmidt-távcsővel (1.4. alfejezet és Kóspál et al. 2011a); és a chilei San Pedro de Atacama közelében található Remote Observatory Atacama Desert (ROAD) 40 cm-es robottávcsövével (Hambsch 2012). A fotometria és kalibráció részletei valamint a kapott magnitúdóértékek és bizonytalanságaik megtalálhatók a Kóspál et al. (2015) és Hackstein et al. (2015b) cikkeinkben, online a http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/2015A%26A...582L..12H címen, valamint láthatók a 3.19 és 3.20. ábrán is.



3.17. ábra. Balra: Közeli infravörös szín-szín diagram. A fősorozatot folytonos görbe jelzi, az óriáságat pontozott görbe (Koornneef 1983), a vörösödési utat szaggatott egyenes (Cardelli et al. 1989), a T Taurik helyét pedig pontozott-szaggatott egyenes (Meyer et al. 1997). A fekete kör jelöli a V960 Mon-t, a fekete négyzet pedig az N komponenst (2MASS J06593168–0405224). Jobbra: fősorozat előtti evolúciós utak 0,5, 1,0, 1,5, és 2,0 millió éves korra (fentről lefelé) (Siess et al. 2000). A pontozott görbék jelölik a 0,3, 0,5, 1,0, 1,5, 2,0, és 3,0 M<sub> $\odot$ </sub> csillagtömeget (balról jobbra). Szürke téglalap jelzi azt a hőmérséklettartományt és abszolút J magnitúdókat, amelyek késői K vagy korai M spektráltípus esetén elképzelhetők (elhanyagolható vörösödés esetén).

# 3.3.3 Eredmények és analízis

## A tágabb környezet

A 3.16. ábra, amely a V960 Mon körüli területet ábrázolja különböző hullámhosszakon, bonyolult környezetet fed fel. Maga a FUor jól látható az optikai hullámhosszaktól egészen 70  $\mu$ m-ig. Az N komponens tőle 5",7-re van, 15° pozíciószögnél, és 4,5  $\mu$ m-ig vehető jól ki, de talán még a *WISE*-képeken is látszik. A SE komponens 5",9 távolságban, 157° pozíciószögnél van, és először 70  $\mu$ m-en tűnik fel, rövidebb hullámhosszakon nem látható. 70  $\mu$ m-en az N komponens már fényesebb, mint a FUor, ennél hosszabb hullámhosszakon pedig egyértelműen dominálja az emissziót.

A mély UKIDSS-felvételeken látható egy halvány ködösség a V960 Mon körül, amely különösen a déli irányban jól látható, de nyugatra is megfigyelhető (3.16. ábra jobb panel). A köd jellemző mérete  $\approx 15''$ . Ez a kiterjedt emisszió megfigyelhető az IRAC-képeken is. A ködösség, különösen annak déli része sokkal vörösebb, mint maga a FUor. Ha a köd eredete a FUorból származó fénynek a csillag körüli anyagon való szóródása lenne, akkor a kiterjedt emissziónak kékebbnek kellene lennie a megvilágító fényforrásnál, hacsak nem szenved a látóirányban lévő por miatt vörösödést. Elképzelhető, hogy az ehhez szükséges extinkciót a SE komponens masszív burka okozhatja.

Annak megállapításához, hogy a V960 Mon magányos csillag vagy vannak a közelében más fősorozat előtti csillagok is, a FUor 1'-es környezetében számos forrásra kinyertünk fotometriát a UKIDSS-képekből. Ezeket egy J - H vs.  $H - K_S$  szín-szín diagramon (3.17. ábra bal panel) ábrázolva azt találtuk, hogy többségük vörösödött fősorozati csillag legfeljebb  $A_V = 6^m$  extinkcióval. A V960 Mon-on kívül nyolc olyan csillag van, amelyek a T Taurik szokásos



3.18. ábra. A V960 Mon kitörés előtti spektrális energiaeloszlása (fekete körök). A zöld négyzetek jelölik az N komponenst, míg a magenta csillagok az SE (szubmilliméteres) komponenst. A szürke görbe egy 4000 K-es Kurucz-modell, a pontozott vonal -0.5 meredekségű hatványfüggvény, a szaggatott vonal pedig -2.5 meredekségű hatványfüggvény.

helyén találhatók (Meyer et al. 1997), ezek egyike az N komponens. Ezek az objektumok fiatalcsillag-jelöltek, tehát a V960 Mon valószínűleg nem izoláltan keletkezett.

## Változékonyság a nyugalmi fázisban

Összegyűjtve minden elérhető fotometriát a kitörés előtti időkből a V960 Mon-ra, megállapítható a 0,4–5  $\mu$ m tartományban a forrás nyugalmi változékonysága. A Palomar-égfelmérés két különböző vörös felvételét összevetve szignifikáns,  $\approx 0,77$  fényességváltozás figyelhető meg. Hasonló látható az infravörös Palomar és az *I*-szűrős DENIS-adat összevetéséből. A *J*, *H*, és  $K_S$  sávban és a 3–5  $\mu$ m-es tartományban az objektum fényessége 0,715-n belül állandó volt. Ez arra utal, hogy a V960 Mon-nak van egy jól definiálható nyugalmi állapota, melynek során az akkréciós ráta jóval kevesebbet változott, mint a kitörés során.

## Színek és spektrális energiaeloszlás

A 3.18. ábrán felrajzoltuk a V960 Mon kitörés előtti spektrális energiaeloszlását (fekete körök) az N (zöld négyzetek) és a SE (magenta csillagok) komponenssel együtt. Csak azokat a pontokat használtuk, ahol a fluxusról egyértelműen megállapítható volt, hogy e három forrás melyikéből származik. Ezért kihagytuk az AKARI/FIS 65 $\mu$ m pontot, ahol a FU<br/>or és a SE forrás nem különíthető el.

A V960 Mon spektrális energiaeloszlása szignifikáns többletsugárzást mutat a fotoszférához képest, amely a csillagkörüli anyagnak tulajdonítható. A J - H vs.  $H - K_S$  szín-szín diagramon (3.17. ábra bal panel) az objektum a T Taurik helyére esik (Meyer et al. 1997), ami azt sugallja, hogy egy átlagos T Tauri csillag elhanyagolható vörösödéssel ( $A_V < 0_{\gamma}^{m}5$ ). Valóban, a V960 Mon optikai-infravörös spektrális energiaeloszlása egészen a H sávig jól illeszthető egy késői K vagy korai M típusú csillagfotoszféra-modellel (Castelli & Kurucz 2003), 3750 K és 4250 K közötti effektív hőmérsékletet használva (3.18. ábra). A csillagfotoszférához viszonyított többletsugárzás először a  $K_S$  sávban figyelhető meg. Kb. 12  $\mu$ m-ig a spektrális energiaeloszlás  $\nu F_{\nu} \sim \lambda^{-0.5}$ -szerűen csökken, amely enyhén szétnyíló korongokra jellemző (Kenyon & Hartmann 1987). Kb. 12  $\mu$ m felett újra emelkednek a pontok, egy külső burok jelenlétére utalva.

Az N komponens spektrális energiaeloszlásának alakja hasonló a V960 Mon-éhoz, tehát valószínűleg ez is T Tauri csillag, de alacsonyabb hőmérséklettel és tömeggel. Valóban, ez a forrás is a T Taurik helyére esik a közeli infravörös szín-szín diagramon (lásd a 3.3.3. alfejezetet és a 3.17. ábra bal panelét is). A SE komponens valószínűleg egy mélyen beágyazott 0. osztályú

objektum, amely láthatatlan az optikai tartományban, és kb. 160 µm-en van a csúcsa. A szubmilliméteres spektrum meredeksége  $\nu F_{\nu} \sim \lambda^{-2.5}$ .

## Távolság

A V960 Mon a galaktikus síkban helyezkedik el (l = 217,5, b = -0,1). A Herschel-képek alapján úgy tűnik, a csillag egy hosszú, elnyúlt filamentum tetején van, amely az LDN 1650 (más néven S 287) molekulafelhőnek felel meg. CO-mérések (pl. Kim et al. 2004) arra utalnak, hogy a molekuláris gáz sebessége  $v_{\rm LSR} = 26-28 \,\rm km \, s^{-1}$ , amely 2,3 kpc kinematikai távolságot adna. Ha azonban feltételezzük, hogy a V960 Mon nyugalomban egy kis tömegű fősorozat előtti csillag, mint ahogy azt az optikai/közeli infravörös spektrális energiaeloszlás sugallja, az objektum látszó fényessége ellentmond a nagy távolságnak.

Siess et al. (2000) fősorozat előtti fejlődési görbéi azt jósolják, hogy egy 3750–4250 K hőmérsékletű csillag abszolút J magnitúdója  $2^m$  és  $4^m$  közé esik  $5 \times 10^5 - 2 \times 10^6$  éves kor esetén (3.17. ábra jobb panel). A látszó  $J = 11^m$  így 250–630 pc közötti távolságnak felelne meg a FUorra. Ha az objektum 2,3 kpc messze lenne, akkor az abszolút J magnitúdója  $-0^m$ ,8 lenne, ami sokkal forróbb fiatal csillagokra jellemző. A megfigyelt spektrális energiaeloszlás csúcsa azonban a közeli infravörösben van, és csak akkor lenne konzisztens egy magasabb hőmérsékletű fotoszférával, ha az jelentősen vörösödött. Pl. egy  $T_{\rm eff} = 6000$  K-es fotoszféra  $A_V = 2^m$ ,3 vörösödéssel megfelelően illesztené a spektrális enrgiaeloszlást a J sávig. A csillag hőmérséklete és a csillagközi extinkció közötti jól ismert elfajulás miatt a központi csillag lehet egy vörösödetlen kis tömegű fiatal M típusú csillag kb. 450 pc messze (250 és 630 pc közötti átlagos érték), vagy egy enyhén vörösödött közepes tömegű F típusú fiatal csillag 2,3 kpc távolságban.

Mivel nem áll rendelkezésünkre kitörés előtti optikai spektrum, amellyel elvégezhetnénk a csillag színképosztályozását, kitörésben pedig már nem látszik a csillagfotoszféra, mert a korong sugárzása túlragyogja, nehéz döntenünk a közeli M csillag és a távoli F csillag forgatókönyv között. Van azonban egy olyan extra információ, amely segíthet dönteni. A mért 70  $\mu$ m-es fluxushoz egy Planck-görbét skáláztunk, ezzel extrapoláltunk 850  $\mu$ m-es fluxust, és ezt felhasználtuk ahhoz, hogy becslést adjunk a csillagkörüli anyag teljes tömegére. 100-as gáz/por tömegarányt és 450 pc távolságot feltételezve  $0,06 \,\mathrm{M_{\odot}}$ -et kaptunk 50 K-es porhőmérsékletre,  $0.01 \,\mathrm{M_{\odot}}$ -et pedig 100 K-re. Ha a távolság 2,3 kpc, a kapott tömeg 1,6 M<sub> $\odot$ </sub> /  $0.28 \,\mathrm{M_{\odot}}$  lenne 50 / 100 K-re. Hasonló számolás végezhető a SE komponensre az 500  $\mu\mathrm{m}$ -es SPIRE fluxus felhasználásával. Ebben az esetben 50 / 20 K-t használtunk és 0,31 M $_{\odot}$  / 1,3 M $_{\odot}$ jött ki 450 pc-re, valamint 8,2 M $_{\odot}$  / 34 M $_{\odot}$  2,3 kpc-re. A galaktikus síkban nincs arra garancia, hogy a V960 Mon és a SE komponens ugyanabban a távolságban van. Az a tény azonban, hogy legalább kettő (de lehet, hogy még több) T Tauri csillag és egy beágyazott forrás is található a FUor 1'-es környezetében, határozottan arra utal, hogy ezek az objektumok egymás közelében vannak, és egy halmazt alkotnak. Ebben az esetben a nagyobb távolság irreálisan nagy tömeget adna a SE komponens csillagkörüli anyagának tömegére. Mindezeket figyelembe véve azt javasoljuk, hogy a fiatal objektumok, beleértve a V960 Mon fiatal eruptív csillagot is, nem az LDN 1650 felhőben vannak, hanem annál sokkal közelebb, kb.  $d = 450 \,\mathrm{pc}$ távolságban. A további diszkusszió során ezt a távolságértéket fogjuk használni.

## Fénygörbék és periódusanalízis

A 3.19. ábrán látható a V960 Mon r és i fénygörbéje a kitörés során. 2009. november 11. és 2012. április 17. közötti ritkán mintavételezett fénygörbék alapján a változékonyság 0,<sup>m</sup>05 alatt maradt. Ezután gyakrabban vannak mérési pontjaink, és az adatokban nagyobb, 0,<sup>m</sup>2 napi fényességváltozások láthatók, továbbá egy fokozatos fényesedés is 2014. január 11-ig, amikor a forrás  $i = 12,^{m}77$  és  $r = 13,^{m}42$  fényességet ért el. Amikor a célpontunk megint láthatóvá vált az új észlelési szezonban, 2014. október 6-án a fényessége drasztikusan, 2,<sup>m</sup>6-val megnőtt:  $i = 10,^{m}2$  és  $r = 10,^{m}75$ . A forrás színe a kitörés előtt  $r - i = 0,^{m}65 \pm 0,^{m}04$  volt, amely



3.19. ábra. A V960 Mon Sloan r és i szűrős fénygörbéi a Bochumi Egyetem Cerro Armazones melletti robottávcsövével felvett adatok alapján.

kissé kékebb lett a kitörés során:  $r - i = 0,755 \pm 0,703$ . Méréseink megerősítik a V960 Mon kitörését, amelyről a felfedező cikkben Maehara et al. (2014)  $\Delta I_{\rm C} = 1.5$  magnitúdóváltozást közöltek, A mi méréseink szerint a változás sokkal nagyobb volt: 2,76 2014. január 11. és október 6. között, bár ez még mindig elmarad a FUoroknál szokásos 5 magnitúdós kitöréstől.

A 3.20. ábra mutatja a V960 Mon fényességének alakulását a kitörés során különböző hullámhosszakon. 2014 októbere és 2015 áprilisa között az objektum közel 1<sup>m</sup>-t halványodott az U sávban és 0,<sup>m</sup>5-t a z sávban. Ezt követően a fényessége a V sávban és hosszabb hullámhosszakon állandó volt, míg U és B sávban a halványodás visszafordult, és újra fényesedés kezdődött (2015 április-májusában). Ez hasonló jelenség lehet, mint ami a HBC 722-nél is megfigyelhető volt (Semkov et al. 2014, lásd a 3.2. alfejezetet is). Azonban 2015. szeptember 4-ig, amikor a V960 Mon újra megfigyelhető lett, BVRI sávokban nem mutatott különösebb fényesedést. A közeli infravörös monitorozásunk azt mutatja, hogy a kitörés amplitúdója itt kisebb volt, mint optikai hullámhosszakon (kb. 2<sup>m</sup> a 2MASS-hoz képest), és a halványodás is kisebb mértékű (0,<sup>m</sup>2–0,<sup>m</sup>3).

A 3.21. ábra optikai és infravörös szín-fényesség és szín-szín diagramokon mutatja a kitörés során készült méréseinket. A Bochumi Egyetem chilei távcsövével 2014. december 19. után mért  $JHK_{\rm S}$  pontokat kiegészítettük 2014. december 2. és december 19. közötti UKIRT-pontokkal Varricatt et al. (2015) cikkéből. Nem egyértelmű, mi okozhatja a UKIRT és a bochumi J - H színek közti eltérést, talán a forrás körülötti reflexiós köd és a használt apertúrák eltérése lehet a magyarázat. Az viszont így is egyértelmű, hogy a V960 Mon vörösebb, amikor halványabb, és az  $A_V$  vektor iránya jól egybeesik az adatpontok eloszlásával, mind az optikai, mind a közeli infravörös szín-fényesség diagram esetében. Az, hogy optikai hullámhosszakon kisebb  $A_V$  értéket kapunk, talán ismét a reflexiós köd jelenlétével magyarázható (Krügel 2009). Ezek az eredmények arra utalnak, hogy a 2014 októbere és 2015 áprilisa között megfigyelt halványodás a kitörés miatt felkavart por által okozott extinkciónak köszönhető. 2015 áprilisa után az extinkció növekedése megállt. Elképzelhető, hogy a porkomponens szétoszlása vagy leülepedése a forrás újbóli kifényesedéséhez vezet majd.

A kitörés során felvett fénygörbékre rakódó oszcilláció jól látható a 3.20. ábrán az első 50 nap során, mind az r, i, és z fénygörbén. Ennek kvantifikálásához első lépésként kivontuk a fénygörbéből a hosszú távú halványodást. Ehhez többféle módszert használtunk: szinuszfüggvényt, harmadrendű polinomot és szakaszonként lineáris illesztést. Ezután kiszámoltuk a fénygörbék Lomb–Scargle-periodogramját (Lomb 1976; Scargle 1982) a teljes r, i és z fénygörbére. A 3.22. ábrán jól látható, hogy van egy csúcs 17,2 napnál. Ez a csúcs mindig jelen van



3.20. ábra. A V960 Mon fénygörbéi a maximális fényességet követő halványodás során. A mi hozzájárulásunkat az üres rombuszok jelölik.



3.21. ábra. A halványodás során mért fotometriai adatokból készített szín-fényesség és szín-szín diagramok optikai és közeli infravörös hullámhosszakon. A UKIRT-adatok forrása: Varricatt et al. (2015). A piros nyíl jelöli a vörösödés irányát (a szokásos csillagközi vörösödési törvényt felhasználva, lásd Rieke & Lebofsky 1985), a szaggatott vonal pedig a klasszikus T Tauri csillagok helyét jelöli.



3.22. ábra. Balra: Az i és r fénygörbéken látható oszcillációk Lomb–Scargle-periodogramja, miután egy harmadrendű polinom illesztésével kivontuk a hosszú távú halványodási trendet. A 17,19 napnál látható csúcs (amelyet Gauss-illesztéssel kaptunk)  $\sigma$ =0,3 nap széles, és a FAP (false alarm probability) értéke 0,4%. Középen: fázis-feltekert r és i fénygörbék, amelyeket Lafler–Kinman-algoritmussal kaptunk, miután a hosszú távú halványodási trendet szakaszonként lineáris illesztéssel kivontuk. A kék görbe egy legkisebb négyzetek módszerével illesztett szinusz-függvény; a  $\chi^2$  értéke ≈3,6 a szinuszfüggvényre és ≈5,2 lenne konstans 0 magnitúdó esetén. Jobbra: fénygörbék a hosszú távú lineáris trend kivonása után, az illesztett szinusz-függvénnyel együtt.

a periodogramban, függetlenül attól, hogy milyen módszerrel vontuk ki a lassú halványodást. Hasonló eredményt kaptunk fázisdiszperzió-minimalizálással (PDM, Stellingwerf 1978) és Lafler & Kinman (1965) perióduskeresési módszerével is.

A fényességoszcilláció periódusa időben állandó volt. Az amplitúdója független az r, i és z szűrőkre, ahol az megbízhatóan mérhető volt. Annak érdekében, hogy ezt az állítást a hosszabb hullámhosszú közeli infravörös adatokra is ellenőrizzük, Varricatt et al. (2015) 2014 decembere során 8 éjszakán felvett UKIRT-adatait felrajzoltuk a 3.22. ábra jobb panelére. Láthatólag az infravörös adatok is jól illenek az optikai pontokra illesztett modellre. Ráadásul a JHK szín-szín diagramon a UKIRT-adat<br/>pontok nem követik az  $A_V$  vektor irányát (3.21. ábra). Ezek együttesen arra utalnak, hogy az oszcillációk amplitúdója nem függ a hullámhossztól. Ez az amplitúdó azonban időfüggő és a 2014 októberében érvényes 0,°08-ról 2015 májusára 0,°04-ra csökken le.

## 3.3.4 Az eredmények értelmezése

#### A V960 Mon fizikai tulajdonságai a nyugalmi fázisban

A központi csillag egy kis tömegű fiatal csillag, amelynek effektív hőmérséklete kb.  $T_{\text{eff}} = 4000 \pm 250 \,\text{K}$  (3.4.4. alfejezet). A 3.17. ábrán látható Siess-modellek alapján a csillag tömege

 $M_* = 0.75 \pm 0.25 \,\mathrm{M_{\odot}}$ . A spektrális energiaeloszlás integrálásával a csillag luminozitására  $L_* = 1.2 \,\mathrm{L_{\odot}}$ -t, a teljes bolometrikus luminozitásra pedig  $L_{\mathrm{bol}} = 4.8 \,\mathrm{L_{\odot}}$ -t kaptunk. Chen et al. (1995)-öt követve meghatároztuk az objektum bolometrikus hőmérsékletét, amely távolságfüggetlen mennyiség. A kapott  $T_{\mathrm{bol}} = 1190 \,\mathrm{K}$  arra utal, hogy az objektum egy II. osztályú fiatal csillag, kora pedig közelítőleg  $6 \times 10^5$  év.

A V960 Mon csillagkörüli anyagának szerkezete jól egybevág a klasszikus FUorokra érvényes kanonikus elképzeléssel (Hartmann & Kenyon 1996), amely szerint egy T Tauri csillagot körbevesz egy enyhén szétnyíló korong és egy burok. Esetünkben a csillagkörüli anyag teljes tömege 0,01–0,06 M<sub> $\odot$ </sub> közötti, ami a tipikus T Tauri korongokra jellemző tartományba esik (Beckwith et al. 1990), és némileg alacsonyabb, mint a FUorokra az általam (4.2. alfejezet) és Sandell & Weintraub (2001) által mért buroktömegek. A spektrális energiaeloszláson van egy feltűnő törés 12 µm-nél, ami a burokban lévő belső lyukra utal. A burokban kell, hogy legyen egy üreg is, amelyen keresztül zavartalan rálátásunk van a csillagra és a belső korongra.

Nem egyértelmű, hogyan tudnánk a V960 Mon spektrális energiaeloszlását összehasonlítani a klasszikus FUorokéval, hiszen ez utóbbiakra csak a kitöréses adatok állnak rendelkezésre (Ábrahám et al. 2004a). Emiatt a V960 Mon spektrális energiaeloszlását a V1647 Ori fiatal eruptív csillag nyugalmi spektrális energiaeloszlásával hasonlítjuk össze, miután ez utóbbit korrigáltuk  $A_V=13^m$  vörösödésre (Ábrahám et al. 2004b, 3. ábrája). A két grafikon nagyon hasonló alakú, és az is figyelemre méltó, hogy az 1–70  $\mu$ m-es hullámhossztartományban még az abszolút fluxusszintek is megegyeznek egy 3-as szorzófaktoron belül, tovább erősítve a távolságbecslésünket a V960 Mon-ra. Fejlődési szempontból Quanz et al. (2007c) és Green et al. (2006) azt vetették fel, hogy a FUorok átmeneti objektumok az I. és II. osztály között. Az átmenetet az okozza, hogy az ismétlődő kitörések fokozatosan szétoszlatják a csillagkörüli burkot. Ezen elképzelés szerint eredményeink arra utalnak, hogy a V960 Mon egy idősebb FUor, viszonylag ritka burokkal, már közel a T Tauri állapothoz, amikor már csak korong van a rendszerben.

#### A fénygörbék értelmezése: szoros kettős?

A kitörést követő halványodási fázis során a fénygörbén megfigyelt oszcillációk magyarázatára többféle forgatókönyv is elképzelhető. Lehetséges, hogy a csillag pulzál, azonban a pulzáló  $\delta$  Cep és RR Lyr csillagok fénygörbeprofilja erősen aszimmetrikus fűrészfogszerű, míg ezzel szemben a V960 Mon fénygörbéje eléggé szimmetrikus. Lehet, hogy fedési események tanúi vagyunk, azonban Pooley et al. (2015) alacsony röntgenabszorpciót talált a csillagra, míg Caratti o Garatti et al. (2015) alacsony extinkciót és kb. 23° koronginklinációt határoztak meg, tehát a rendszert nem éléről látjuk. Emiatt a fedési jelenségek, legyen szó akár kísérő vagy keringő porfelhő által okozott fedésről, nem valószínűek. A keringő porfelhő azért sem valószínű, mert az oszcillációk színfüggetlenek, ellentétben azzal, amelyet csoportunk a V1647 Ori porfelhője esetében megfigyelt (Acosta-Pulido et al. 2007).

Akkretáló csillag lévén elképzelhető, hogy a csillag felszínén forró foltok vannak az akkréciós oszlopok lábánál, amelyek a csillaggal együtt forognak. Ebben az esetben azonban azt várnánk, hogy a csillag kékebb, amikor fényesebb (pl. Herbst et al. 1994), a megfigyelések szerint azonban az oszcillációk színfüggetlenek. Felléphet esetleg a "flickering" (pislákolás) jelensége, amely jól ismert a névadó FU Orionisnál (Kenyon et al. 2000; Siwak et al. 2013). Ekkor azonban azt várnánk, hogy a csillag vörösebb, amikor fényesebb, ellentétben a V960 Mon esetében észleltekkel. Ha a csillag körül kering egy akkretáló forró Jupiter (Clarke & Armitage 2003), és a bolygópálya és a korong síkja nem esik egybe, előfordulhat, hogy egy forró folt alakul ki a korongban, amely jobban megfigyelhető, amikor a bolygó közeledik a megfigyelő felé, mint amikor távolodik (Powell et al. 2012). Ez azonban megint azt okozná, hogy a rendszer kékebb, amikor forróbb, ellentétben az észleléseinkkel. Végezetül megjegyezzük, hogy az a halvány kísérő, amelyet Caratti o Garatti et al. (2015) találtak 11 CSE-re a V960 Mon-tól, túlságosan távol van, hogy 17 napos keringési periódusa legyen.

Az eddig felvázolt ötletek egyike sem magyarázza meg kielégítően a V960 Mon megfigyelt fényességoszcillációit. Ezért egy új magyarázatot vetünk fel, mely szerint a rendszer egy szoros kettős, amelyet egy korong vesz körül. Ilyen rendszert szimulált Artymowicz & Lubow (1996), amelyet később pl. Günther & Kley (2002) és de Val-Borro et al. (2011) tovább finomítottak. Ezek a számítások azt mutatják, hogy a keringő kettős egy rést nyit a kettős körüli korongban. A rés nem teljesen üres, és az anyag a korong külsőbb részeiről egy keskeny áramlatban folyik a kettős komponenseire. A rendszer paramétereitől függően a kettős pályája excentrikussá válhat. A két akkréciós korong kölcsönhatása és az egyes csillagokra való akkréció periodikusan változhat, és periasztronkor erősebb, mint apasztronkor. Ezt a modellt sikeresen alkalmazták számos akkretáló T Tauri kettősre, mint pl. a DG Tau és a GG Tau esetében (Günther & Kley 2002; de Val-Borro et al. 2011). Következésképpen egy excentrikus szoros kettős természetes módon megmagyarázná a V960 Mon fénygörbéiben megfigyelt oszcillációkat.

# 3.4 UXor a FUorok között: extinkciós fényváltozások a V582 Aur-ban

Ábrahám, Kóspál, et al., 2017, közlésre elfogadva az ApJ-nél, https://arxiv.org/abs/1712.04968

## 3.4.1 Motiváció

A fiatal eruptív csillagok változatos fénygörbéket produkálnak. Bár mindegyikben közös a nagy, több magnitúdós kifényesedés, mások az időskálák: a FUorok évtizedekig vagy akár egy évszázadig is fényesek maradnak, az EXorok viszont tipikusan csak néhány hónapig vannak kitörésben. A különbözőségek ellenére a kitörések a legtöbb esetben egy hirtelen felfényesedéssel kezdődnek, amelyet egy hosszabb, nagyjából konstans fényességű vagy lassan halványodó szakasz követ. Néhány esetben ez utóbbi időszak alatt rövidebb, esetleg kváziperiodikus fényesedések és halványodások is megfigyelhetők. A kezdeti kifényesedés és az azt követő fényváltozások fizikai mechanizmusa jelenleg is vitatott, kutatott kérdés (Audard et al. 2014).

A fiatal eruptív csillagok rendszeres fotometriai és spektroszkópiai megfigyelése, különösen a változékonyság időbeli lefutása és hullámhosszfüggése hasznos információt nyújt a jelenségeket okozó fizikai törvényszerűségekről. Az időszakos felfénylések vagy elhalványulások különösen fontosak lehetnek a kitörés fizikája szempontjából. Amennyiben a FUorok fénygörbéin fellépő minimumokat az akkréciós ráta leesése okozza, ez olyan kitörési elméleteket támogat, amelyekben lehetőség van az akkréciós folyamatot rövid időn belül megállítani és újraindítani (Ninan et al. 2015). Egy FUor-kitörés során fellépő halványodási esemény önmagában is mindig érdekes, mivel először lehet esélyünk megfigyelni egy FUor-kitörés végét, amikor a rendszer visszatér a nyugalmi állapotába (Kraus et al. 2016). Ilyen visszatérést még soha nem észleltek, mivel a megfigyelt esetekben az elhalványodást mindig egy újbóli kifényesedés követte, és az adott objektum vagy teljesen visszanyerte a maximális fényességét (pl. V899 Mon, Ninan et al. 2015) vagy stabilizálódott egy köztes fluxusszinten (pl. V346 Nor, 5.1. alfejezet). A nem egyenletes akkréciótól eltekintve a fiatal eruptív csillagok fényváltozásai csillagkörüli extinkció változásaival is kapcsolatosak lehetnek (pl. V1515 Cyg, V1647 Ori vagy PV Cep, Kenvon et al. 1991; Acosta-Pulido et al. 2007; Kun et al. 2011b). A csillagkörüli környezet átrendeződését a kitörés idézheti elő, és porkibocsátás, porkondenzáció, valamint erős szél általi anyagmozgások formájában jelentkezhet. E folyamatokon keresztül a fiatal csillagok kitörése jelentős hatással lehet a belső korong szerkezetére, amely befolyásolhatja a Föld-típusú bolygók kialakulásának kezdeti feltételeit.

Csoportunk tanulmányozta számos fiatal eruptív csillag változékonyságát és meghatározta a változások fizikai eredetét. A PV Cep fénygörbéje például a csillagkörüli korong belső részén zajló anyag-átrendeződésre utalt (Kun et al. 2011b). A HBC 722 hosszútávú fotometriai analízise azt mutatta, hogy a fluxusváltozásokat az akkréciós ráta változása okozza a belső akkréciós korongban, amelyhez kapcsolódva a kitörésben részt vevő belső zóna sugara megnő vagy összehúzódik (3.2. alfejezet). A V346 Nor esetében megvizsgáltuk a fénygörbén megfigyelhető mély minimum eredetét, és arra a következtetésre jutottunk, hogy míg korábban, a kitörés során az akkréciós és extinkciós változások szinkronban zajlottak, a drámai elhalványodás 2010-ben leginkább az akkréció ideiglenes leállásával magyarázható (5.1. alfejezet). A V2492 Cyg elemzése során pedig kimutattuk, hogy a fénygörbe különlegesen mély minimumait a csillagkörüli poranyag által történő időfüggő kitakarás okozza (3.1. alfejezet).

A FUor- és az EXor-fénygörbék fizikai elemzésére irányuló erőfeszítéseink folytatásaként ebben az alfejezetben bemutatjuk a V582 Aurigae jelű fiatal eruptív csillag több hullámhosszon felvett fénygörbéinek vizsgálatát. Az objektum az 1980 és 1985 közötti időszakban tört ki. Később Semkov et al. (2013) spektroszkópiai úton megerősítette, hogy a FUorok osztályába tartozik. Az objektum a galaktikus síkhoz közel helyezkedik el, és Kun et al. (2017) szerint a V582 Aur alacsony tömegű fiatal csillagok egy újonnan felfedezett csoportjával együtt az Aur OB 1 asszociációhoz tartozik, a Naptól 1,32 kpc távolságban. A csillagközi vörösödés értékére  $A_V = 1,53$ -t véve Kun et al. (2017) a V582 Aur bolometrikus luminozitására  $150-320 L_{\odot}$  közötti értéket kaptak, ami tipikus érték a FUorok esetében. Semkov et al. (2013) cikkében látható, hogyan alakult a fénygörbe 2013-ig (beleértve a 2012-ben megfigyelt mély minimumot), míg a későbbi időfejlődés egyes időszakait számos szerző kísérte figyelemmel optikai és közeli infravörös fotometriai és spektroszkópiai mérések segítségével (Oh et al. 2015; Semkov et al. 2017). Ebben az alfejezetben megvizsgáljuk a V582 Aur 2010 és 2017 között kapott új méréseit, valamint archív fotografikus lemezekből nyert adatokat is elemzünk. Jellemezzük a fiatal eruptív csillagot és annak progenitorát, feltárjuk a környezetét, és dokumentáljuk a kitörés időbeli alakulását. Két mély fotometriai minimumra koncentrálunk: az egyik 2012-ben történt, a másik pedig 2016 óta folyik. Célunk a minimumokat okozó fizikai folyamatok és azok kitöréssel való lehetséges kapcsolatának megértése.

# 3.4.2 Észlelések

# Kitörés előtti archív felvételek

A V582 Aur progenitoráról és a kitörés előtti történetéről csak nagyon kevés észlelés érhető el. Az irodalomban rendelkezésre álló archív optikai fotometriai adatokat Semkov et al. (2013) gyűjtötték össze. Hogy jobban jellemezhessük a kitörést és felvázolhassuk a kitörési fénygörbe emelkedő részét, átnéztük az MTA CSFK Csillagászati Intézet fotografikus lemezarchívumát. 18 olvan fotolemezt találtunk, amelyek lefedték a V582 Aur pozícióját. Ezek 1978 novembere és 1990 augusztusa között készültek, U, B, V szűrővel, vagy szűrő nélkül. A lemezek látómezeje  $5^{\circ}$  átmérőjű, de az expozíciós idő (és ennek következtében a határmagnitúdó) jelentősen eltérő az egyes felvételekre. A lemezeket digitalizáltuk, és ellenőriztük, hogy a V582 Aur látható-e rajtuk. A forrást 5 lemezen találtuk meg, ezekből négy V szűrővel készült ugyanazon az éjszakán 1987-ben, egy pedig szűrő nélkül ("fehér fényben") készült 1990-ben. A V582 Aur a korábbi (1978–1986 közötti) lemezeken nem volt látható. A digitalizált képeken a V582 Aur-ra és 44 közeli összehasonlító csillagra apertúrafotometriát készítettünk. A fotometriai kalibráláshoz az összehasonlítók Johnson V magnitúdóját használtuk az UCAC4 katalógusból (Zacharias et al. 2013). Ugyanezt a kalibrációt alkalmaztuk a fehér fényes mérésre is. Ugyanezzel a módszerrel felső határt állapítottunk meg a korábbi V-szűrős lemezekre is. Eredményeink szerint a V582 Aur V>18, 5 volt 1983. november 6-án, V>16, 31985. október 21-én,  $V=13,85\pm0,15$  1987. január 24-én, és  $V=14,00\pm0,20$  1990. augusztus 28-án.

# Optikai és infravörös fotometria

A piszkéstetői Schmidt- és RCC-távcső, valamint a Teide Obszervatórium IAC-80 távcsöve segítségével új  $BV(RI)_{\rm C}$  szűrős optikai képeket készítettünk a 2010. szeptember 19. és 2017. december 7. közötti időszakban. A teleszkópok és műszereik részletes leírása megtalálható Kóspál et al. (2011a) cikkünkben és az 1.4. alfejezetben is. Ugyanebben az időszakban

közeli infravörös  $JHK_S$  képeket is felvettünk a Teide Obszervatórium TCS távcsövével, valamint három időpontban a WHT-n található LIRIS műszerrel. Mindkét eszköz leírása megtalálható az Acosta-Pulido et al. (2007) cikkünkben és az 1.4. alfejezetben. Az eredményül kapott optikai és közeli infravörös magnitúdók a 3.28. ábrán láthatók.

## Optikai és infravörös spektroszkópia

A V582 Aur-ról közepes felbontású (R=2475) optikai (5575–7685Å) színképet vettünk fel a GTC teleszkóp OSIRIS képalkotó és spektrografikus berendezésével (Cepa et al. 2003b, 1.4. alfejezet), 2012. április 16-án és 2013. október 18-án. A V582 Aur-ról közepes felbontású (R=3500) optikai (5800–9000Å) színképet kaptunk 2012. március 31-én a Calar Alto Obszervatórium 2,2 m-es távcsövén található CAFOS spektrográffal. Referenciaként ugyanezzel a műszerrel felvettünk egy színképet az FU Orionisról, a FUor osztály prototípusáról is. A fluxuskalibrációhoz pedig a színkép elkészítését megelőzően széles sávú  $VR_{\rm C}I_{\rm C}$  szűrős képeket készítettünk. 2012. augusztus 19-én a Roque de los Muchachos Obszervatóriumban (Kanáriszigetek) található Nordic Optical Telescope ALFOSC nevű spektrográfjával is készítettünk a V582 Aur-ról egy kis felbontású (R=650) optikai (3650–7110Å) színképet.

Közeli infravörös színképeket négy időpontban vettük fel a WHT LIRIS műszerével. 2011. szeptember 18-án a ZJ és HK sávban kis felbontású (R=550-700) spektrumokat kaptunk a 0,9–2,4 µm tartományban. 2017. január 5-én, február 6-án és február 8-án különálló közepes felbontású (R=2500) spektrumokat kaptunk a J, H és K sávokban az 1,17–2,41 µm tartományban. Az adatfeldolgozás ugyanúgy történt, mint az Acosta-Pulido et al. (2007) cikkünkben. A spektrumokat JHK<sub>S</sub> fotometria segítségével kalibráltuk, amely vagy a LIRISszel vagy a TCS-sel a spektrális megfigyelésekhez időben közel történt. A kapott spektrumok tipikus jel/zaj aránya 10 és 30 közötti.

## Milliméteres mérések

A V582 Aur-t a NOEMA rádió-interferométerrel 2016. július 31-én, augusztus 2-án, 10-én és 13-án észleltük közepes időjárási viszonyok mellett. A célpontot hét antennával figyeltük meg, 15 m és 175 m közötti bázisvonallal. A vevővel a <sup>13</sup>CO(1–0) és a C<sup>18</sup>O(1–0) vonalat mértük 39 kHz-es felbontással, továbbá a 2,7 mm-es kontinuumot. Ezen a hullámhosszon az egytányéros nyalábméret 45″,8. A fluxuskalibráció pontossága körülbelül 15%. Az egytányéros méréseket az IRAM 30 m teleszkóppal végeztük 2017. március 11-12-én, jó időjárási viszonyok mellett. 112″ × 112″ térképeket készítettünk az EMIR vevővel. A színképeket a VESPA spektrométerrel rögzítettük, amely 19 kHz-es spektrális felbontást biztosított. Ezzel egyidőben az FFT spektrométert is használtuk, amellyel 4 GHz-es sávszélességet fedtünk le 200 kHz felbontással, hogy további vonalakat keressünk a színképben. A nyalábméret ezen a frekvencián 22″. A vonal-mérések esetében az egytányéros és interferometrikus méréseket a *uv*-térben egyesítettük, hogy helyreállítsuk mind a kisebb, mind a nagyobb skálájú emissziót. A kontinuumképek elkészítéséhez csak a NOEMA megfigyeléseket használtuk, az egytányéros mérésekben ugyanis a kontinuum kivonásra került. Az interferometriás szintetikus nyaláb mérete 4″,2×2″,8 a vonalmérésekre és 3″,0×2″,7 a kontinuumra.

# 3.4.3 Eredmények

# A V582 Aur környezete

Optikai és közeli infravörös hullámhosszakon a V582 Aur körül megfigyelhető egy halvány ködösség (3.23. ábra). Az ívszerű ködöcske kb. 7"-ig terjed észak felé, ami körülbelül 10 000 CSE-et jelent a V582 Aur távolságában. Az ív keleti oldala éles és jól definiált, míg a nyugati oldal némileg diffúzabb. Hasonló méretű struktúrákat más FUorok körül is figyeltek már meg (például Z CMa, V900 Mon; Liu et al. 2016b; Reipurth et al. 2012). Figyelemre méltó, hogy ennek az ívnek a fénye kékebb, mint maga a forrás, és hogy fényessége és alakja állandó maradt a teljes kitörés alatt, függetlenül attól, hogy a V582 Aur maximumban vagy



3.23. ábra.  $JH_{\rm C}K_{\rm C}$ -szűrős színes kompozit (a vörös színhez a  $K_{\rm C}$ , zöldhöz a  $H_{\rm C}$ , kékhez a J szűrős képet használva) a V582 Aur 15'×15'es környezetéről. Az észlelések a WHT/LIRIS műszerével készültek 2017. február 6-án. A képen észak felfelé, kelet pedig balra van.

minimumban volt. A forrásról a kitörés előtt 1954-ben készült kék Palomar Observatory Sky Survey (POSS) képen, ahol hasonló érzékenységet és zajszintet mértünk, mint a későbbi, 1993-as kék POSS képen, a reflexiós köd nem látható, és irányában nincs  $1,5\sigma$  feletti kiterjedt emisszió.

A 3.24., 3.25. és 3.26. ábra bemutatja a V582 Aur környezetét milliméteres hullámhosszon. A 3.24. ábra bal oldali panelei a  ${}^{13}CO(1-0)$  és  $C^{18}O(1-0)$  spektrumokat mutatják a teljes térképre átlagolva (felső panel), illetve a FUorra centrált központi szintetikus nyalábban (alsó panel). A felső panelen mind a <sup>13</sup>CO, mind a C<sup>18</sup>O hasonló vonalprofilt mutat két különböző sebességnél látható csúccsal. A központi nyalábban csak a negatívabb sebességnél lévő komponens van jelen  $(-12, 7 < v_{LSR} < -9, 4 \,\mathrm{km \, s^{-1}})$ , amint az jól látható a csatornatérképeken is (3.25. és 3.26. ábra). Ez az érték nagyon hasonló az Aur OB1 asszociáció radiális sebességéhez, amely Hipparcos-adatok alapján  $v_{\rm lsr} = -10,5\,{\rm km\,s^{-1}}$  ( $v_{\rm helio} = -1,9\,{\rm km\,s^{-1}}$ , Mel'nik & Dambis 2009). Ez alapján valószínű, hogy a negatívabb sebességkomponens a V582 Aur-ral kapcsolatos. Ennek a sebességkomponensnek a térbeli eloszlása a jobb oldali panelek alapján kissé diffúz. A FUortól kissé nyugatra ( $\approx 3''$ -re, vagyis egy szintetikus nyaláb távolságra) látható egy csomó. A jobboldali paneleken kontúrokkal megmutatjuk a kontinuum emisszió eloszlását is. A kontinuumadatok három kompakt forrást jeleznek, ezek egyike egybeesik a FUor pozíciójával. A szintetikus nyaláb méretével való összehasonlítás azt mutatja, hogy a FUor térbelileg feloldatlan, így a továbbiakban azt feltételezzük, hogy a mért fluxus egy csillagkörüli korongból származik.

A FUor-komponens integrált fluxusa 2,7 mm-en  $0,56\pm0,12 \text{ mJy}$ . Ebből kiszámolható a teljes (gáz+por) tömeg Ansdell et al. (2016) 1. egyenletét használva és  $\kappa_0=10 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ poropacitást véve 1000 GHz-en (Beckwith et al. 1990),  $\beta=1$  és T=30 K értékkel, amelyek tipikusnak vehetők egy viszonylag nagy luminozitású forrás körüli korong esetében. A gáz/por tömegarányt 100-nak vettük. Ezzel a módszerrel a teljes csillagkörüli tömegre 0,04 M<sub>☉</sub>-et kaptunk. A gázkomponens esetében kiszámítottuk az optikai mélységet és azt kaptuk, hogy mind a <sup>13</sup>CO, mind a C<sup>18</sup>O-emisszió optikailag vékony (a számolás részletei megtalálhatók a Fehér et al. 2017 cikkünkben). E sebességkomponens fluxusának a központi szintetikus nyalábban való integrálásával (amely egy kb. 2800 CSE sugarú területnek felel meg), T=30 K-



3.24. ábra. Az V582 Aur és környezetének milliméteres IRAM-mérési. (a):  $^{13}\mathrm{CO}$  (fekete) és C<sup>18</sup>O (piros) spektrumok a 45″,8 méretű elsődleges nyalábban integrálva. (b) ugyanezek a spektrumok, ezúttal a kép középpontjában a szintetikus nyalábban integrálva. (c)  $^{13}\mathrm{CO}(1\text{-}0)$ -térkép-12,7és $-9,4\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ között integrálva. A kontúrok a 2,7 mm-es kontinuumemissziónak felelnek meg. A FUor pozícióját fekete × szimbólum jelöli. (d) ugyanaz, mint a (c) panel, csak a C<sup>18</sup>O izotópra.

t feltételezve a lokális termodinamikai egyensúlyban lévő gáz hőmérsékletére, 0,054 M<sub> $\odot$ </sub>-et kaptunk a <sup>13</sup>CO-térképből és 0,028 M<sub> $\odot$ </sub>-et a C<sup>18</sup>O-térképből. Megismételtük ezt a számolást egy nagyobb területre is, amelyben már benne volt a FUortól nyugatra lévő csomó is. Így pedig egy 6″ (8000 CSE) sugarú területen belül a <sup>13</sup>CO alapján 0,25 M<sub> $\odot$ </sub>, a C<sup>18</sup>O alapján 0,14 M<sub> $\odot$ </sub> teljes tömeg mérhető. Erre a nagyobb területre T=20 K-t tételeztünk fel, amely tipikus hőmérsékletnek tekinthető FUorok burkai esetében (Fehér et al. 2017). Figyelembe véve az integrációs területre, a CO-gyakoriságra, valamint a por- és gázhőmérsékletre vonatkozó bizonytalanságokat, arra következtethetünk, hogy a molekuláris vonalakból és a porkontinuumból számolt tömegértékek jó egyezést mutatnak. A központi tömeg megfelel a klasszikus T Tauri csillagok körüli korongok tipikus tömegének.

A kontinuum- és a CO-térképek további forrásokat mutatnak a V582 Aur környezetében, bár a por- és gázcsomók nem teljesen felelnek meg egymásnak. A kontinuumtérkép két további kompakt forrást jelez, melyek integrált fluxusa  $3,31\pm0,11$  mJy (az erősebb forrás délnyugatra) és  $0,73\pm0,15$  mJy (a halványabb forrás nyugatra). A V582 Aur környékén lévő fiatal csillagokra vonatkozó részletes felmérés Kun et al. (2017) cikkében olvasható. Ebben a szerzők 68 kis tömegű fiatalcsillag-jelöltet azonosítottak a V582 Aur  $12' \times 12'$ -es


3.4. UXor a FUorok között: extinkciós fényváltozások a V582 Aur-ban

3.25. ábra. A V582 Aur <sup>13</sup>CO(1–0)-csatornatérképei. A FUor pozícióját × szimbólum jelöli. A kontúrok a maximális 1,1 Jy beam<sup>-1</sup> intenzitás 10, 20, ... 90%-a.

környezetében. Ezek közül csak egy objektum esik a 3.24. ábrán látható területre, melyről azt írják, hogy "kiterjedt UKIDSS forrás, fiatalcsillag-jelölt", és valószínűleg összefüggésbe hozható a térképünk délnyugati kontinuumforrásával.

#### A kezdeti felfényesedés és a kitörés előtti állapot

Az archív fotolemezek (3.4.2. alfejezet) vizsgálata során azt találtuk, hogy a V582 Aur 1986 februárja előtt nem volt észlelhető, és az 1987. januári lemezeken vált csak láthatóvá. A V szűrős lemezekre összpontosítva, ahol a forrás várhatóan fényesebb, mint rövidebb hullámhosszakon, 1985. október 21-én V > 16,75 felső határt, 1987. január 24-én pedig egy biztosan detektált V = 13,785 értéket kaptunk. Ez azt mutatja, hogy a két dátum között a forrás  $\Delta V > 2,765$ -t fényesedett. Semkov et al. (2013) fénygörbéi és fotometriai táblázata szerint a forrás I sávban még halvány volt 1986. január 17-én, de már fényes volt 1986. december 29-én, amely összhangban van a mi eredményeinkkel. Így azt a következtetést vonhatjuk le, hogy a V582 Aur valamikor 1986 januárja és decembere között tört ki.

Mivel a V582 Aur évtizedek óta kitörésben van, rendkívül korlátozott információ áll rendelkezésre a kitörés előtti állapotáról. A 3.27. ábrán a Semkov et al. (2013) cikkében megjelent korai fotometriai pontokat ábrázoltuk. Bizonyos fotometriai sávokban, ahol több



3. Újonnan kitört fiatal eruptív csillagok

3.26. ábra. A V582 Aur C<sup>18</sup>O(1–0)-csatornatérképei. A FU<br/>or pozícióját × szimbólum jelöli. A kontúrok a maximális<br/>  $0,25\,\rm Jy\,beam^{-1}$  intenzitás 10, 20, . . . 90%-a.

mérés is rendelkezésre áll, nagy szórás figyelhető meg a pontokban, amely vagy erős nyugalmi vátozékonyságra utal, vagy azzal lehet kapcsolatos, hogy a V582 Aur közel állt a fotografikus lemezek detektálási határához. Az ábrán feltüntettük a "Taurus mediánt", a Taurus csillagkeletkezési területen található klasszikus T Tauri csillagok reprezentatív spektrális energiaeloszlását is. A medián fluxusokat 1,32 kpc-re, a V582 Aur távolságára skáláztuk, és vörösítettük  $A_V = 1,753$ -val (Kun et al. 2017). A kitörés előtti adatpontok a szórásukat is figyelembe véve megfelelnek a Taurus mediánnak mind az abszolút fluxusszintben, mind a spektrális energiaeloszlás alakjában. A 2,7 mm-es kontinuumfluxus mérésünket is ábrázoltuk a grafikonon, amely jó összhangban áll a Taurus medián extrapolációjával (ha a 100–1300  $\mu$ m-es meredekséggel extrapolálunk, és figyelmen kívül hagyjuk az éles levágást 1300  $\mu$ m körül). Az, hogy a V582 Aur pontforrásként jelenik meg a porkontinuum-térképen, és hogy a mért fluxus jól egyezik a Taurus mediánnal, azt sugallja, hogy a forrás körüli anyag nagy része egy korongban helyezkedik el. Így a korábban meghatározott  $0.028-0.054 \,\mathrm{M_{\odot}}$  teljes (gáz+por) tömeget a továbbiakban a csillagkörüli korong tömegének vesszük. Mivel ismereteink alapján nem áll rendelkezésre egyéb információ a nyugalmi időszakról, a fenti eredmények alapján azt javasoljuk, hogy a V582 Aur a FUor-kitörés előtt egy tipikus késői típusú T Tauri csillag volt.



3.27. ábra. A V582 Aur spektrális energiaeloszlása. A kitörés előtti adatok forrása Semkov et al. (2013), a teli körök és csillagok a jelen munkából vannak. A Taurus mediánt a V582 Aur távolságához skáláztuk és  $A_V = 1,^m$ 53-val vörösítettük (az 1,25 µm alatti és 34 µm feletti adatok forrása D'Alessio et al. 1999, a többi adaté Furlan et al. 2006).

## Fénygörbék és a kitörés időfejlődése

A 3.28. ábra mutatja a V582 Aur fénygörbéit több hullámhosszon 2010 és 2017 között, amelyeket saját megfigyeléseinkből és irodalmi adatokból állítottunk össze. A középinfravörös hullámhosszakon a *WISE*-űrteleszkóp (Wright et al. 2010) által a *W*1 (3,4 $\mu$ m) és a *W*2 (4,6 $\mu$ m) sávokban mért fotometriát ábrázoltuk. Az egy észlelési szezonban kapott adatokat a kiugró értékek kizárása után átlagoltuk. A hibák számolásánál a pontok szórásához négyzetesen hozzáadtuk az abszolút kalibráció bizonytalanságát, azaz a *W*1 sávban 2,4%-ot, a *W*2 sávban 2,8%-ot (lásd a WISE Explanatory Supplement 4.4. alfejezetét).

A Semkov et al. (2013) cikkében valamint az itt bemutatott fénygörbék alapján a V582 Aur kezdeti fluxusemelkedése 1986-ban történt. A felfényesedés amplitúdója a V sávban 4–5 magnitúdó volt. Az 1986-tól 2010-ig terjedő időszakról nagyon kevés információ áll rendelkezésünkre. A részletes, több hullámhosszon felvett fénygörbék a 3.28. ábrán viszonylag állandó fényességet mutatnak 2010 és 2012 közepe között. Ezt követően a rendszer egy mély minimumot mutatott, amelyből 2013 októberére került vissza újra a fényes állapotba. A minimális fényesség csak 1, 0-1, 5-val volt a kitörés előtti szint felett (Semkov et al. 2013). Egy másik viszonylag állandó időszak 2014 végéig tartott, amikor egy kb. egy év hosszúságú kisebb halványodás kezdődött. Mielőtt a rendszer visszatérhetett volna újra a maximumba, elkezdődött a fénygörbe leglátványosabb, máig tartó eseménye. 2016. február végétől a V582 Aur fényessége egy hónap alatt lecsökkent a 2012-es minimum szintjére. 2016 nyarán az objektum  $V \approx 0$ <sup>m</sup>/<sup>8</sup>-val fényesebbé vált és növekvő tendenciát mutatott. A 2016. októberi kisebb csúcs után azonban újra halványodni kezdett, és 2017 februárjában érte el legmélyebb pontot. Ezután a FUor újra fényesedett 2017 áprilisáig. Legfrissebb, 2017. augusztusdecemberi megfigyeléseink azt mutatják, hogy az emelkedő tendencia folytatódhat, bár helyi ingadozások és a rövid időtartamú halványodások is előfordulhatnak.

A különböző hullámhosszú fénygörbék alakja nagyon hasonló, és nincs közöttük időbeli eltolásra utaló jel. A változékonyság amplitúdója azonban a hullámhossztól függ. A jelenlegi minimum alatt ez a függés váratlan tulajdonságot mutat: a legmélyebb minimum az Iés J sávban látható, míg mind rövidebb, mind hosszabb hullámhosszon a halványodás amplitúdója kisebb. A középinfravörös fénygörbe ritka mintavételezése miatt nem tudunk szilárd következtetéseket levonni a (valószínűleg a csillagkörüli anyag legbelsőbb régióiból jövő) termikus sugárzás változékonyságáról, de általánosságban úgy tűnik, hogy követi a Vszűrős adatok által mutatott fénygörbealakot. Az optikai adatokban vannak utalások rövid időskálájú változékonyságra is. Például 2012 szeptemberében, a 2012-es minimum vége felé a rendszer majdnem visszatért a maximális állapotba, amikor az összes megfigyelt sávban egy



3.28. ábra. A V582 Aur fénygörbéi. A teli szimbólumok ebből a munkából származnak, míg a + szimbólumok forrása Semkov et al. (2013) és az AAVSO adatbázis (http://www.aavso.org). W1 és W2 jelöli a WISE középinfravörös adatpontokat. A felül látható kis vonalak minden hónap első napját jelzik. Függőleges pontozott (szaggatott) vonalak jelölik, mikor készültek a közeli infravörös (optikai) spektrumaink.

rövid idejű sekélyebb elhalványodás történt.

Mind az optikai, mind az infravörös képeken egy aszimmetrikus ködösség látható a csillag körül. A 3.23. ábrán látható színes kompozit hasonló morfológiát mutat mint Semkov et al. (2013) optikai képe, beleértve a csillagból észak felé kiindulni látszó nyúlványt. Érdekes, hogy ennek az elnyúlt ködösségnek a fényessége – a csillaggal ellentétben – nem változott jelentősen a 2011-ben maximumban és 2017-ben minimumban felvett LIRIS-képek között. 1,32 kpc távolságban a  $\approx 7''$  hosszú ködösség fizikai mérete az ég síkjára vetítve 0,15 fényév. A V582 Aur jelenlegi halványodása 2016 elején kezdődött, így ha a halványodás nem extinkciós esemény, hanem a központi forrás luminozitásának csökkenése lenne, akkor a 2017 eleji LIRIS-képen a köd fényességének is le kellett volna már csökkennie, hacsak nem párhuzamos a látóiránnyal, mert akkor a köd valódi hossza sokkal nagyobb is lehet.

## Optikai spektroszkópia

A V582 Aur-ról felvettünk optikai spektrumokat a 2012-es minimumhoz közel. Két mérést végeztünk a minimum alatt, egyet az újrafényesedés időszakában, egyet pedig a minimum után, már a maximális fényesség idején. A 3.29. ábra mutatja a színképeinket. Összehasonlításképpen ábrázoltuk egy G0 típusú szuperóriás spektrumát és a FUor osztály prototípusának, az FU Orionisnak a spektrumát is. Számos semleges fémvonal (Fe, Na, Ca, Mg) látható, mindig abszorpcióban, mint ahogy az a FUoroknál szokásos (Hartmann & Kenvon 1996). A fiatal csillagokra jellemző 6708Å-ös lítiumvonal is látható. Ezek a spektrális alakzatok minden időszakban jelen vannak, hasonló vonalerősséggel. A V582 Aur színképe eléggé hasonló a GOI típusú csillagspektrumhoz is, amely megadja a FUor-rendszer effektív spektráltípusát a maximális fényesség idején. Az FU Orionis spektrumának jel/zaj viszonya nem túl nagy, de a detektált színképvonalak a V582 Aur spektrumaiban is megtalálhatók.



3.29. ábra. A V582 Aur optikai színképei négy különböző időpontban. Összehasonlításképpen ábrázoltuk egy G0I típusú csillagfotoszféra (Pickles 1998) és az FU Ori spektrumát is.

A H $\alpha$  vonal tiszta P Cygni-profilt mutat, amely szintén jellemző a FUorokra. A P Cygniprofil kevésbé látható az alacsony jel/zaj arányú CAFOS-spektrumban, amely nagy légtömegnél, a fénygörbén látható egyik minimum legalján készült 2012. március 30-án. Az emissziós és abszorpciós komponensek aránya erősen változó: az emissziós komponens dominál a fotometriai minimum körül 2012-ben felvett spektrumokban, míg egy mély és széles kékeltolódott abszorpció és keskeny emissziós komponens jelenik meg a fényes állapotban 2012. augusztus 19-én és 2013. október 18-án. Annak ellenőrzésére, hogy a színképi változások a változó szélerősség következményei-e, a H $\alpha$  vonal emissziós komponensének fluxusait összehasonlítottuk a halvány és fényes állapotban készült spektrumokban. A 2012. április 16-án mért OSIRIS-spektrumban az ekvivalens szélesség 11, 8±0, 5 Å, míg 2013. október 18-án ugyanezzel a műszerrel 0, 96±0, 05 Å-öt mértünk. Az alapul szolgáló kontinuumfluxus, amely szinte egyidejűleg észlelt R magnitúdókból (15,<sup>m</sup>74 és 13,<sup>m</sup>2) becsülhető, mintegy 10,4-szeresére nőtt a két időpont között. Tehát a H $\alpha$  vonal emissziós komponensének ekvivalens szélesség és a kontinuumfluxus hasonló mértékben változott, ami arra utal, hogy a vonalfluxusok közel állandóak voltak. Tehát a vonalemissziót okozó szél lényegében változatlan volt.

## Közeli infravörös spektroszkópia

A 3.30. ábra mutatja a V582 Aur-re felvett közeli infravörös színképeinket. A első (2011. szeptember 18-i) LIRIS-spektrumunk a fénygörbe viszonylag állandó, fényes részének végén készült, éppen a mély 2012-es minimumot megelőzően. Az új, nagy felbontású spektrumot 2017-ből a gyors elhalványodás (2017. január 5.) és a minimum (2017. február 6. és 8.) idején mértük. A 2011. szeptember 18-i színkép alakja enyhén emelkedik a J sáv elejétől a H sáv közepéig, majd csökken a H sáv közepétől a K sáv végéig. A színképben látható széles, sekély mélyedések valószínűleg vízgőz-abszorpciónak tulajdoníthatók (Greene & Lada 1996; Aspin &



3.30. ábra. A V582 Aur közeli infravörös színképei a WHT/LIRIS műszerrel. A szürke sáv a 2017. február 6-ai spektrumunkat mutatja, miután korrigáltuk  $A_V = 7,3$  vörösödésre.

Reipurth 2009). Ugyanezek a jellemzők 2017-ben is megfigyelhetők, eltekintve a spektrumok eltérő meredekségétől. Gyenge atomi vonalak láthatók abszorpcióban, különösen a hidrogén Paschen- és Brackett-sorozata feltűnő. A Br $\gamma$  éppenhogy látható a 2017. február 6-i spektrumban, de szinte láthatatlan két nappal később. Számos fémvonal (Na I, Mg I, Si I) jelenik meg a színképekben. Szembetűnő a He I erőteljes abszorpciója 1,083 µm-en. A 2,3 µm-es CO-sávok jól észlelhetőek abszorpcióban. Úgy tűnik, hogy a CO-sávoknál megfigyelhető egy gyenge kékeltolódott emissziós komponens is, amely 2011-ben erősebb, 2017-ben gyengébb volt.

## 3.4.4 Az eredmények értelmezése

## Színváltozások a 2012-es és 2016–17-es minimum során

Annak kiderítéséhez, hogy mi a lehetséges fizikai oka a két mély fényességminimumnak, megvizsgáltuk az objektum infravörös és optikai színeit az elhalványodási események során. A 3.31. ábra bemutatja a J - H vs.  $H - K_s$  szín-szín diagramot az összes közeli infravörös adatpont felhasználásával a 3.28. ábráról. Ábrázoltuk rajta a csillagközi extinkció irányát is  $R_V$ =3,1 felhasználásával (Cardelli et al. 1989). A 2016–17-ben végzett mérések szorosan követték a vörösödési utat az egész elhalványodás során. A 2012-es minimumról alig van mérés közeli infravörös hullámhosszon, csak egyetlen adatpont érhető el az alacsonyabb fluxusszintű állapotból. Ugyanakkor ennek a pontnak a helyzete is összhangban van a vörösödéssel, így a 3.31. ábra arra utal, hogy a fényességcsökkenés mögötti fő fizikai mechanizmus a változó extinkció volt, amelyet valószínűleg a csillagkörüli por okozott.

Ezt a következtetést alátámasztja az infravörös spektrumok alakjának és abszolút fluxusszintjének összehasonlítása a 3.30. ábrán. Ha kiválasztjuk a 2017. február 6-ai spektrumot, amely a legalacsonyabb abszolút fluxusszintet mutatja, és korrigáljuk  $A_V = 0,3,1,3$  és 7,3vörösödésre, precízen megkaphatjuk a 2017. február 8-ai, 2017. január 5-ei és 2011. szeptember 18-ai színképeket (3.30. ábra). Míg az abszolút fluxusszintek egyezése kevésbé meglepő, mivel a spektrumokat a közeli infravörös fotometriai pontokkal kalibráltuk, amelyek a 3.31. ábrán látható vörösödési útvonalat követik, a spektrumok alakjának egyezése a teljes  $1,17-2,41 \mu$ m-es hullámhossztartományban határozottan alátámasztja hipotézisünket, miszerint az elhalványodás fizikai mechanizmusa az időfüggő extinkció.

A 3.32. ábra összegzi az optikai fényesség- és színváltozásokat. A felső panelek háromféle optikai szín-fényesség diagramot mutatnak a fénygörbéken ábrázolt adatok alapján. Bár úgy tűnik, hogy az adatpontok eloszlása követi a csillagközi extinkciós görbét a rendszer fényesebb állapota esetében, egy bizonyos fényességküszöb alatt eltérés látható ettől a lineáris trendtől.



3.31. ábra. A V582 Aur közeli infravörös szín-szín diagramja. A fősorozat, az óriáság (Koornneef 1983) és a T Tauri csillagok helye (Meyer et al. 1997) folytonos, pontozott és pontozottszaggatott vonallal van jelölve. Szaggatott vonalak jelölik a vörösödési vektor irányát, csillagok az  $A_V=2^m$ ,  $4^m$ ,  $6^m$ ... értékeket.

Ez a küszöbérték V=14,5 a V vs. B-V diagramon, és V=15,5 a másik két ábrán. Az eltérés iránya olyan, hogy ha a rendszer elhalványul a V sávban, akkor a színei visszafordulnak és kékebbek lesznek, mint ami a vörösödés miatt várható lenne. Összehasonlításképpen a 3.32. ábra alsó paneljein az UXorok prototípusának, az UX Orionisnak is felrajzoltuk az optikai szín-fényesség diagramjait. Az UX Ori pontjai minőségileg hasonló eloszlást követnek, mint a V582 Aur adatai. Az UXorok esetében a kékülés magyarázatára felhozott fizikai ok az, hogy a megfigyelt optikai fényesség a csillagkörüli porrészecskéken szórt csillagfény járulékát is tartalmazza. Ha a csillagot a látóirányban lévő porfelhő nagyrészt eltakarja, a megfigyelt fluxust az extinkciót nem szenvedő szórt komponens uralja, amely természetszerűleg kék (Bibo & The 1990; Natta & Whitney 2000). Az UXorok és a V582 Aur színváltozásainak hasonlósága hasonló geometriát sugall: a porfelhők keringése eltakarja a csillagot, míg a távolabbi csillagkörüli régiók, amelyek szórják a csillagfényt, tisztán láthatók maradnak.

Az extinkció és a kékülés együttes hatása magyarázatot adhat a 3.28. ábrán látható fényváltozások amplitúdójának hullámhosszfüggésére. Az ábrán az látszik, hogy az amplitúdó növekszik a K sávtól a J sávig, az extinkciós görbe alakjával összhangban. Ez látszik a közeli infravörös színképek alakjának szisztematikus változásaiban is (3.30. ábra). A J és I sávban az amplitúdók hasonlóak, de a rövidebb hullámhosszak felé az amplitúdó monoton csökken, amely nem konzisztens az extinkcióval. Erre az adhat magyarázatot, hogy rövidebb hullámhosszak felé egyre nagyobb a szerepe a szórt fénynek, ami a kékülést okozza (3.32. ábra).

A 3.28. ábrán látható, több hullámhosszon mért fénygörbék megszorítást adnak a csillagot eltakaró porfelhő helyére és jellemző méretére. Ha a középinfravörös emisszió az optikai elhalványodást követi, jóllehet a csillagközi extinkciós görbének megfelelő kisebb amplitúdóval, akkor a porstruktúrának el kell fednie a csillagkörüli korong vagy burok teljes belső részét, ahonnan a középinfravörös sugárzás származik. Ennek ellenőrzéséhez vettük azokat a *WISE*-méréseket, amikor 10 napon belül voltak optikai adatok is, a *V* fénygörbét interpoláltuk a 3.28. ábrán, és elemeztük az optikai és középinfravörös fluxusok korrelációját. Azt találtuk, hogy  $W1 \sim (0.20 \pm 0.11) \times V$  és  $W2 \sim (0.14 \pm 0.12) \times V$ , ahol W1 és W2 a *WISE* 3.4 és



3.32. ábra. Optikai szín-fényesség diagramok. Felül: a V582 Aur diagramjai saját fotometriai adatok alapján. Teli szimbólumok jelölik a 2013 előtti méréseket, üres körök pedig a 2015–17 közötti adatokat. Az egyenesek  $A_V=1^m$ -nak felelnek meg. Alul: ugyanez, csak az UX Orionisra, szintén saját fotometriai adatok alapján, amelyeket 2009 októberében és novemberében mértünk (Szakáts et al. előkészületben).

## A fénygörbék modellezése akkréciós koronggal

A változó extinkció és akkréciós ráta fizikai hatásait úgy lehet számszerűleg szétválasztani, ha egy akkrécióskorong-modellt illesztünk a spektrális energiaeloszlásokhoz minden egyes időpontban. Ehhez egy időben állandó, optikailag vastag és geometriailag vékony viszkózus akkréciós korongot alkalmaztunk, amelynek sugárirányban állandó az akkréciós rátája (lásd a 3.1. egyenletet, és a modell részletesebb leírását a 3.2.4. alfejezetben). Hasonló korongmodellekkel tudták reprodukálni az irodalomban más FUorok spektrális energiaeloszlását is (Hartmann & Kenyon 1996; Zhu et al. 2007), és mi is sikeresen alkalmaztuk a HBC 722 (Kóspál et al. 2016a, 3.2. alfejezet) és a V346 Nor (Kóspál et al. 2017b, 5.1. alfejezet) esetében. A korongmodell spektrális energiaeloszlását úgy számítottuk ki, hogy koncentrikus gyűrűkben integráltuk a feketetest-sugárzást a csillag sugara és egy bizonyos  $R_{\rm out}$  külső sugár között. Ez utóbbir<br/>a $R_{\rm out}=2\,{\rm CSE}$ et vettünk, mivel a pontos értéknek nincs észreve<br/>hető hatása az eredményekre. Ily módon csak két szabad paraméterünk volt: a csillagtömeg és az akkréciós ráta MM szorzata valamint az  $A_V$  extinkció. Mivel a V582 Aur valószínűleg egy tipikus kis tömegű T Tauri csillag, a csillagméretet és sugarat  $1 M_{\odot}$ -ben és 3,0 R<sub>☉</sub>-ban rögzítettük. Mivel a korong inklinációja ismeretlen, ezt 45°-nak vettük. Végül hozzáadtuk az akkrécióskorongmodellhez a Taurus mediánt, amelyet a V582 Aur távolságához skáláztunk, lényegében ez képviseli a nyugalmi korong hozzájárulását (3.27. ábra). Az eredményül kapott szintetikus fluxusokat különböző  $A_V$  értékekkel korrigáltunk a vörösödésre Cardelli et al. (1989)  $R_V=3,1$ re vonatkozó extinkciós törvényét alkalmazva. Az illesztés<br/>t $\chi^2$ -minimalizálással hajtottuk végre.

megerősítik őket, azzal lehetnek összefüggésben, hogy az optikai fluxusok az UXor-jelenség

miatt kékebbek, ami a V sávbeli változékonysági amplitúdó alulbecslését okozza.

Mivel az optikai adatokhoz a szórt fény is adhat járulékot, ezért csak a  $JHK_{\rm S}$  adatpontokat illesztettük. Modelljeink a spektrális energiaeloszlás optikai részét is viszonylag jól reprodukálták, különösen a két mély minimumon kívül eső magas fluxusú időszakokban (3.27. ábra). A két minimum során modellünk szisztematikusan alulbecsülte a mért optikai fluxusokat. Ennek oka valószínűleg a modellben nem szereplő szórt fény jelenléte. A 3.33. ábrán felrajzoltuk a kapott M és  $A_V$  értékeket az idő függvényében. A két mély minimum időszakát szürke sávokkal jelöltük. Az adatok egyértelmű tendenciát mutatnak. Az akkréciós ráta az egész vizsgált időszak alatt 15%-on belül állandó volt. Az átlagos  $\dot{M} \approx 2.5 \times 10^{-5} \,\mathrm{M_{\odot}/\acute{e}v}$  egy tipikus érték a FUorok esetében (Hartmann & Kenyon 1996; Audard et al. 2014). A minimumok időszakait kivéve a forrás irányában mért extinkció is viszonylag állandó volt,  $A_V \approx 4,5$ . Az első, 2012-ben bekövetkező elhalványodásról nem sok közeli infravörös adatunk áll rendelkezésre, csak egy időpontban van mérés. Azonban az ekkor mért extinkció értéke  $8^m$ -ra emelkedett, majd a minimum vége után visszatért  $4^m$ , 5-ra. A V582 Aur jelenleg is tartó fényességminimuma alatt, 2016–17-ben számos közeli infravörös mérésünk van. Ebben az időszakban is megfigyelhető az extinkció megnövekedése, sőt, a 3.28. és a 3.33. ábra összehasonlítása azt is mutatja, hogy minél halványabb volt a forrás, annál nagyobb volt az irányában az extinkció, miközben az akkréciós ráta nem változott. A legmagasabb extinkciót,  $A_V = 12,5$ -t 2017. február 7-ére kaptuk.

Bár mind az akkréciós ráta, mind az extinkció pontos értékei függnek a korongmodellünkben feltételezett paraméterektől, a fent leírt tendenciák arra vonatkozóan, hogy az illesztett paraméterek hogyan változnak időben már sokkal robusztusabbak. Megjegyezzük, hogy a



3.33. ábra. Az I sávbeli fényesség (felül), az akkréciós ráta (középen) és az extinkció (alul) időfejlődése a közeli infravörös spektrális energiaeloszlásokra illesztett akkrécióskorong-modellünkből. A szürke sávok jelzik a fényességminimumok időszakát.

minimumokon kívüli időszakokban és a 2017. februári minimumban mért vörösödés közötti különbség összhangban van a  $\Delta A_V \approx 7,^n3$ -val, amelyet a LIRIS spektroszkópiából kaptunk. Mindezek alapján azt gondoljuk, hogy a V582 Aur két mély minimumát a látóirányban történő extinkció 7–8 magnitúdós növekedése okozta, míg az akkréciós ráta a csillagra változatlan maradt.

## A kitöréssel kapcsolatos szerkezeti változások?

Eredményeink azt sugallják, hogy a V582 Aur csillagkörüli környezetében egy vagy több porcsomó létezik, amelyek időnként elhaladnak a csillag előtt. A fotometriai adatok által lefedett időtartam és időfelbontás nem elég ahhoz, hogy eldöntsük, hogy a két megfigyelt minimumot 2012-ben és 2016–17-ben ugyanazon keringő porstruktúra vagy két egyedi porcsomó okozta-e. A két fedés amplitúdója ugyan hasonló volt, de a mostani hosszabb ideje tart, és a két minimum alatt a fénygörbékben ismétlődő minták sem láthatók. Az alábbiakban egy olyan elemzést végzünk, amelyben feltételezzük, hogy a két elhalványodást ugyanaz a keringő porcsomó okozta, így az események periodikusak. Ezzel a hipotézissel a porcsomó központi

csillagtól mért távolságát úgy becsülhetjük meg, hogy körpályát feltételezünk egy 1 M<sub> $\odot$ </sub> csillag körül, és  $\approx$ 4,75 éves keringési periódust veszünk. Ez az egyszerű számítás 2,8 CSE keringési sugarat ad, amely alsó határ, ha a központi csillag kisebb tömegű, mint a Nap. A kapott 2,8 CSE nagyobb, mint a porszublimációs sugár, amely az a távolság, ahol a hőmérséklet 1500 K. A szublimációs sugár a becsléseink szerint 0,07 CSE a kitörés előtt, és 0,8-1,2 CSE a kitörés alatt, a tényleges kitörési luminozitástól függően (Kun et al. 2017 szerint ez a 150–320 L<sub> $\odot$ </sub> tartományba esik). Így a keringési periódusból számított távolságban még kitörés esetén is jelen lehetnek szilákátrészecskék.

Ha összehasonlítjuk a  $\approx 4,7$  év periódust a fedések  $\approx 1$  év jellegzetes hosszával, ez azt jelenti, hogy a porcsomó kiterjedése a pálya mentén több mint  $\approx 3,5$  CSE, azaz a pálya körülbelül egyötödére terjed ki. Amikor a porcsomó közepe éppen a látóirányba esik, akkor 1,75 CSE sugáron belül tudja kitakarni a belső korongot. A porhőmérséklet ezen a sugáron nyugalomban 300 K, kitörésben pedig 1050–1250 K, a luminozitástól függően. Ezek az eredmények arra utalnak, hogy a  $3,4 \,\mu$ m és a  $4,6 \,\mu$ m-es emisszió nagy része a kitakart területről származik, így a középinfravörös fénygörbék esetében is hasonló fénygörbealakot várunk, mint az optikai fénygörbék esetében, de kisebb amplitúdóval. Bár a *WISE*-fénygörbék csak kevés adatpontból állnak, úgy tűnik, hogy az optikai és a középinfravörös adatok valóban korrelálnak. Ha nagyobb térbeli skálákat nézünk, a porfelhőnek a csillagtól mért 2,8 CSE keringési sugara azt jelenti, hogy a szórt fény nagy részét, amely valószínűleg még nagyobb területről származik, nem befolyásolják a fedések. Ezzel összhangban van az a tény is, hogy az optikai és közeli infravörös képeken a csillagtól északra látható 7″ hosszú nyúlvány nem halványodott el a minimumok idején.

A porcsomó oszlopsűrűsége kiszámolható abból, hogy a maximumtól a minimumig  $\Delta A_V =$  7,<sup>m</sup>3 vörösödésváltozást okozott (3.33. ábra). Az optikai extinkció és a hidrogén oszlopsűrűsége közötti összefüggésre Güver & Özel (2009) adatait felhasználva azt kapjuk, hogy az  $A_V = 7,^m$ 3 értéke 0,026 g cm<sup>-2</sup>-nek felel meg. Egy 3,5 CSE hosszú porcsomó össztömege, ha a magassága például 1 CSE, körülbelül 1,2×10<sup>-8</sup> M<sub>☉</sub> vagy 0,004 M<sub>⊕</sub> lenne. Ha a korong inklinációja olyan, hogy kevésbé éléről látjuk a rendszert, a porcsomó nagyobb függőleges kiterjedése miatt valamivel nagyobb tömeget kapnánk a porcsomóra.

A becsült tömeg elhanyagolható a FUor kitörése során a csillagra ráhullott anyaghoz képest, amelyet a belső korongban kellett tárolni a kitörés előtt. Ha a 3.33. ábráról 2,  $5 \times 10^{-5}$   $M_{\odot}$ /év átlagos akkréciós rátát veszünk a kitörés közben, akkor a 30 év hosszú kitörés alatt 7,  $5 \times 10^{-4}$   $M_{\odot}$  anyag hullott a csillagra. Ez négy nagyságrenddel nagyobb, mint a kitakaró porcsomó becsült tömege. Így a csomó kisebb egyenetlenségnek tekinthető a belső korong szerkezetében. Ugyanakkor ha a kitakaró porcsomó nem keringő, hanem a külső korongból érkező behulló struktúra, akkor tömege megfelelne  $\approx 2$  millió Hale–Bopp-üstökösnek, tehát egy nagyon masszív szuperüstökös lenne. A protoplanetáris korongban lévő behulló csomók előfordulnak a FUor-kitörésekre Vorobyov & Basu (2010) által adott gravitációsan fragmentálódó korongmodellben is. Ebben a modellben azonban a behulló anyagcsomók tömege Jupiter-tömegtől barnatörpe-tömegig terjed, tehát jóval nagyobb, mint a V582 Aur porcsomójára becsült érték.

A V582 Aur megfigyelt viselkedése a fenti egyszerű elemzésekkel együtt azt sugallja, hogy a változékonyság nem feltétlenül kapcsolódik a FUor-kitöréshez. Hasonló több évig tartó fedéseket észleltek más kis tömegű, nem kitörő fiatal csillagoknál is. Az egyik példa erre az AA Tau, amely az angol nyelvű szakirodalomban "dipper"-eknek nevezett fiatal fedési csillagok prototípusa. Ez a csillag 2011-ben halványodott el, és jelenleg is minimumban van. Az eseményt a látóirányú extinkció hirtelen megváltozásával magyarázták (Bouvier et al. 2013). Hasonlóképpen, Lamzin et al. (2017) azt állítják, hogy az RW Aur jelű klasszikus T Tauri csillag elhalványodásait egy porfelhő okozza, és hogy a csillag viselkedése hasonlít az UXorokéhoz, azonban a fedések időtartama és amplitúdója sokkal nagyobb. Egy harmadik esetben a V409 Tau 2011-ben történő elhalványodását úgy értelmezték, mint egy nagy sűrűségű struktúra jelenlétét a csillagkörüli korongban, a csillagtól >8 CSE távolságban (Rodriguez et al. 2015). Az AA Tau korongjáról az ALMA interferométerrel készült képek több koncentrikus gyűrűt mutattak, amelyeket valószínűleg anyagáramlások kapcsolnak össze (Loomis et al. 2017). Az ilyen keringő, nem tengelyszimmetrikus anyagnyúlványoknak szerepük lehet a fedések kialakulásában. A nem tengelyszimmetrikus struktúrák eredhetnek a korong szerkezetének hidrodinamikai változásaiból, de utalhatnak bolygó jelenlétére is a rendszerben.

Ha a V582 Aur hasonló ezekhez a fenti, fedéseket mutató csillagokhoz, akkor már a nyugalmi fázisában is mutathatott mély minimumokat. Ráadásul, figyelembe véve, hogy a korongot inkább éléről látjuk, valamint azt, hogy a porszemcsék a kitörés után a csillag közelében újra kikondenzálódnak, feltételezhetjük, hogy a V582 Aur az AA Tau-hoz hasonló rövidebb időskálájú változékonyságot is mutathat nyugalomban. A kitörési előtti időszakról sajnos csak szórványos fotometriai mérések elérhetőek, így ez a jóslat csak akkor lesz majd ellenőrizhető, ha a rendszer visszatér a nyugalmi állapotába. Jelenleg nincs arra utaló jel, hogy a kitörés a közeljövőben befejeződne, hiszen az egész vizsgált időszakban az akkréciós ráta teljesen állandó volt (3.33. ábra), és a csillagszél erőssége is változatlan maradt.

## 3.4.5 Összefoglalás

Újonnan mért és archív optikai és infravörös fotometriai és spektroszkópiai adatok segítségével részletesen elemeztük a V582 Aur jelű FUor típusú fiatal eruptív csillagot. Megállapítottuk, hogy a csillag kitörése 1986 januárja és decembere között kezdődött és jelenleg is változatlanul magas akkréciós rátával tart. A kitörés előtti spektrális energiaeloszlás alapján akkor az objektum egy tipikus, nem túlságosan vörösödött T Tauri típusú csillag volt. A rendszer optikai és infravörös színképei FUor-jellegűek: számos hidrogén- és fémvonallal, továbbá a CO  $2,3\,\mu$ m-es alakzata is látható abszorpcióban. A kitörésbeli fénygörbéken két mély minimum látható, egy 2012-ben, egy pedig még mindig folyamatban van 2016 óta. Mindkét elhalványodást a csillag irányában tapasztalható megnövekedett extinkció okozta, amely ugyanakkor a szórt fény komponenst nem befolyásolta. Ilyen tekintetben a V582 Aur hasonlít az UXor típusú változókra. Ha a fedéseket a központi csillag körül keringő porcsomó okozta, annak távolsága a csillagtól 2,8 CSE, hossza a pálya mentén 3,5 CSE, tömege pedig  $0.004 \,\mathrm{M_{\oplus}}$ . A porcsomó eredete lehet egy óriási szuperüstökös vagy egy inhomogenitás a nem tengelyszimmetrikus csillagkörüli korongban. A nem-tengelyszimmetrikus struktúrák eredhetnek a korong szerkezetének hidrodinamikai változásaiból, de utalhatnak bolygó jelenlétére is a rendszerben.

## 3.5 Kitekintés

Az ebben a fejezetben ismertetett négy fiatal eruptív csillag részletes, optikai-infravörös monitorozása nagyon sok új eredményt hozott. Megemlítendő, hogy a bemutatott minta a 2010 óta megfigyelt kitöréseknek több, mint a felét képviseli, így elmondható, hogy a terület továbbfejlődése szempontjából létfontosságú új felfedezések követésében a Csillagászati Intézet kutatói az élvonalban vannak. Az egyik legfontosabb eredmény a FUorok nyugalmi állapotával kapcsolatos. Az, hogy a V2492 Cyg egy nagyon fiatal, beágyazott protocsillag, míg a HBC 722, a V960 Mon és a V582 Aur klasszikus T Tauri csillagok, meggyőzően mutatja, hogy az eruptív jelenség a legkorábbi fázisoktól még a fő akkréciós időszak befejeződése után is jelen van a csillagok életében. Míg néhány éve még csak a V1057 Cyg nevű FUorról állt rendelkezésre bármilyen információ a kitörés előtti állapotáról, ma már szinte rutinszerűen vizsgálhatóak az újonnan felfedezett fiatal eruptív csillagok kitörés előtti tulajdonságai. Fontos és új következtetés tehát, hogy a FUor- és az EXor-jelenség igazolhatóan a Naphoz hasonló, kis tömegű fiatal csillagok sajátossága.

#### 3.5. Kitekintés

A megfigyelt fénygörbék alakja csillagról csillagra különböző, de minden esetben mutat rövidebb időskálájú fényváltozásokat. Ezek fizikai magyarázatára két csillag esetében (illetve később az 5. fejezetben a V346 Nor esetében is) alkalmaztunk egy új technikát: a közeli infravörös spektrális energiaeloszlás alakjának és amplitúdójának illesztését egy vörösített akkréciós korongmodellel. E modell nagyon sikeresnek bizonyult az akkréciós és az extinkciós változások szétválasztásában, és meglepő különbségeket tárt fel az egyes rendszerek között. A V2492 Cyg és a V582 Aur fényváltozásai lényegében teljes mértékben reprodukálhatók azzal, hogy a látóirányú extinkció időszakosan megváltozott, míg a HBC 722 esetében az akkréciós ráta változásai, illetve a kitörésben részt vevő korongterület méretének változása áll a háttérben. Nagyon érdekes, de még megválaszolatlan kérdés, hogy az extra fényelnyelést okozó, feltételezhetően a belső korongban keringő porfelhő már a kitörés előtt is jelen volt a rendszerben, vagy a felfényesedésből származó megnövekedett hő, sugárnyomás és csillagszél hozta létre a kitörés elején. Az utóbbi forgatókönyv azt sugallná, hogy a eruptív jelenség jelentősen befolyásolja a Föld-típusú bolygók keletkezésének fizikai kezdőfeltételeit.

Egyik kitörés sem fejeződött be a megfigyelt időszak alatt, ezért adott a lehetőség, hogy az objektumok további vizsgálatával jobban megértsük az eruptív jelenséget. Több ilyen kutatási projekt is folyamatban van. Egy futó piszkéstetői program keretében évente végigmérjük az összes látható fiatal eruptív csillagot több optikai szűrőben. A méreseket úgy időzítjük, hogy lehetőség szerint minél közelebb essenek a WISE-űrtávcső középinfravörös méreseihez, melynek keretében évente kétszer lemérik a teljes égboltot. Az így kapott  $0.44-4.6 \,\mu\text{m-es}$  spektrális energiaeloszlásokat a fent ismertetett korongmodellel fogjuk illeszteni, és megvizsgáljuk az objektumok hosszú távú időfejlődését. Egy másik projekt keretében azokra az újonnan felfedezett fiatal eruptív csillagokra veszünk fel  $8-13\,\mu\text{m-es}$  spektrumokat a VLT/VISIR műszerrel, amelyekről nem lehet tudni, hogy a  $10\,\mu$ m-es szilikátalakzat emisszióban vagy abszorpcióban van. Szándékunk az is, hogy a jövőben felfényesedő fiatal eruptív csillagok fénygörbéjét is hasonló részletességgel megvizsgáljuk. A Csillagászati Intézet részt vesz az ESA Gaia-űrprogramjának fotometriai követésében, és a piszkéstetői távcsövekkel követjük azokat a potenciális eruptív csillagokat, amelyekre a Gaia riasztást ad ki<sup>2</sup>. Ilyen célból követjük jelenleg a V555 Ori-t, amelyről majd csak a következő hónapok-évek fogják megmutatni, hogy csatlakozik-e a FUorok vagy az EXorok osztályához. Az új eruptív csillagok felfedezésének fontos eszköze lehet a Csillagászati Intézetben 2017 óta működő Légyszem kamera-rendszer is, amely a teljes látható égboltot monitorozza Piszkéstetőről (Pál et al. 2013).

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>http://gsaweb.ast.cam.ac.uk/alerts/

dc\_1488\_17

## 4. A FUorok hideg környezete

A kivételesen magas akkréciós rátának és a kitörések hosszának köszönhetően egyetlen FUor-kitörés alatt akár 0,01 M<sub> $\odot$ </sub> anyag is ráhullhat a csillag felszínére. Emiatt a belső korongot minden kitörés után fel kell tölteni. Erre egy lehetőség a rendszert körülvevő anyagburokból származó utánpótlás. A legutóbbi elméleti tanulmányok azt mutatják, hogy a burokról folyamatos anyagáramlás szükséges ahhoz, hogy a FUor-kitörések megindulhassanak (Vorobyov & Basu 2006). A csillagkörüli burok tehát fontos szerepet kell, hogy játsszon a FUor-kitörésekben: egyrészt pótolja a korong anyagát a kitörés után (Vorobyov & Basu 2006), másrészt kiváltja a kitörést (Bell & Lin 1994). Emiatt a burok nem statikus, hanem idővel fejlődik. Miután egy adott objektum sok kitörésen keresztülmegy, a burok eltűnik, végül a rendszer egy állandóan alacsony akkréciójú állapotba kerül.

A kis tömegű csillagok keletkezésének ezen általános paradigmáját használták fel Quanz et al. (2007c) cikkükben a FUorok megfigyelt sokszínűségének magyarázatára: míg bizonyos objektumok még mélyen beágyazottak (pl. L1551 IRS 5, V1735 Cyg), mások már elvesztették a burok jó részét (pl. V1057 Cyg, V1515 Cyg). Ezek a tanulmányok azt sugallják, hogy a FUorok alapvetően fontos átmeneti időszakot képviselnek a csillagkeletkezés során, amikor a beágyazott protocsillag környezetéből eltűnik a burok, és egy II. osztályú, T Tauri csillag lesz belőle (Sandell & Weintraub 2001; Green et al. 2013a). A statisztikák azt mutatják, hogy valószínűleg az összes kis tömegű csillag keresztülmegy FUor-szerű fázisokon a keletkezésük során, ami azt jelenti, hogy a FUorok jó laboratóriumot jelenthetnek a burok fejlődésének és szétoszlásának tanulmányozására.

A molekuláris vonalak interferometriás észlelései jól használhatók a fiatal csillagok körüli molekuláris anyag kis skálás szerkezetének vizsgálatára. Kimutatták például, hogy a Taurus (Hogerheijde et al. 1998), a Serpens (Hogerheijde et al. 1999) és az Ophiuchus (van Kempen et al. 2009) csillagkeletkezési területeken található kis tömegű fiatal csillagok többségét kompakt, legfeljebb néhány ezer CSE sugarú burok veszi körül, amely jól látható a <sup>13</sup>CO és C<sup>18</sup>O molekula vonalaiban. A burkokban található sűrűsödések, inhomogenitások a HCO<sup>+</sup> és <sup>13</sup>CO vonalaiban láthatók. A HCO<sup>+</sup> és a HCN a központi forrásból származó kifújás falát jelzik, míg az SiO és SO-emisszió a kiáramlás során kialakult lökésfrontban feltorlódott anyagból származik. Ezek a megfigyelések részletes képet szolgáltatnak a burkok szerkezetéről és mozgásáról. Néhány fiatal csillag egyedi részletes vizsgálata látható például a következő cikkekben: Jørgensen et al. (2004); Matthews et al. (2006); Brinch et al. (2009). Ebben a fejezetben FUorok egy nagyobb mintáján vizsgáljuk meg a csillagkörüli burok szerkezetér, milliméteres hullámhosszú rádiómérések felhasználásával.

4. A FUorok	hideg körny	yezete
-------------	-------------	--------

Név 7	Fávolság	$s^{a} v_{lsr}$	$^{12}CO(3-2)$	$^{12}CO(4-3)$	$^{13}CO(3-2)$	$ au_{12}$	$\tau_{13}$	$M_{\rm tot}$	Kifú-	Szili-
	(pc)	$(\mathrm{kms^{-1}})$	$(\mathrm{Jykms^{-1}})$	$(\mathrm{Jykms^{-1}})$	$(\mathrm{Jykms^{-1}})$			$(M_{\odot})$	jás	kát
AR 6A/6B	800	$^{5,3}$	$3800 \pm 7$	$5190 \pm 39$	$1150 \pm 7$	57	$^{0,8}$	$1,3^{b}$	n	?
Bran 76	1700	17,7	$18,8{\pm}1$	$21,4{\pm}5,7$	$4,27{\pm}1,39$	24	$^{0,4}$	0,02	n	em
HBC 494	460	$^{4,3}$	$3660 \pm 11$	$4780 \pm 50$	$1070 \pm 15$	130	$^{1,9}$	$^{0,4}$	У	$^{\rm abs}$
HBC 687	400	17,2	$173 \pm 6$	$164 \pm 22$	$37,0{\pm}6,7$	15	$^{0,2}$	0,01	n	em
Haro 5a IRS	470	11,2	$7940 \pm 9$	$13800 \pm 50$	$2990 \pm 8$	76	$^{1,1}$	$^{1,2}$	У	$^{\rm abs}$
OO Ser	311	$^{8,1}$	$15500 \pm 24$	$27800 \pm 140$	$3250 \pm 27$	48	$^{0,7}$	$^{0,6}$	?	$^{\rm abs}$
V346 Nor	700	-3,0	$2490 \pm 8$	$4780 \pm 33$	$383 \pm 8$	52	$^{0,8}$	$_{0,3}$	У	$^{\rm abs}$
V900 Mon	1100	$13,\!6$	$199\pm2$	$234{\pm}11$	$50,3{\pm}2,2$	67	$^{1,0}$	$0,1^{\mathrm{b}}$	n	em

<sup>a</sup> A távolságok Audard et al. (2014) és Reipurth & Aspin (1997) cikkéből származnak.

 $^{\rm b}$  Az AR 6A/6B és a V900 Mon esetében nem látható a célpont irányában jól megkülönböztethető csúcs a CO-emisszióban, ezért az itt megadott vonalfluxusok és tömegek valószínűleg nem állnak közvetlen kapcsolatban az adott forrásokkal.

4.1. táblázat. A célpontjaink CO-mérései.

## 4.1 Hideg molekuláris gáz a FUorok burkában

Kóspál et al., 2017, ApJ, 836, 226

## 4.1.1 Motiváció

124

Hagyományosan a FUorok burkára vonatkozó ismereteink nagy része a poremisszió széles sávú spektrális energiaeloszlásának modellezéséből származik, ami pedig főleg térben feloldatlan infravörös és szubmilliméteres fotometriai adatokon alapul. A gázkomponens azonban általában kevésbé ismert. Annak érdekében, hogy egy általános képet kapjunk a FUorok molekuláris gáztartalmáról, elvégeztünk egy átfogó és homogén felmérést minden ismert FUorról, melynek során megmértük a milliméteres CO-vonalak emisszióját egytányéros rádiótávcsövek segítségével. Ebben az alfejezetben nyolc déli és egyenlítői FUor burkának méréseit mutatjuk be, és megvizsgáljuk a csillagkörüli gáz eloszlását és kinematikáját, beleértve a molekuláris kifújások jellemzését is. Adataink a burokszerkezeteknek a FUor-evolúciós modellek által előre jelzett nagy változatosságát tárják fel.

## 4.1.2 Észlelések

A 4.1. táblázatban felsoroljuk a tanulmányunk céljára Audard et al. (2014) cikkéből kiválasztott csillagokat. A  $^{12}$ CO(3–2),  $^{13}$ CO(3–2), és  $^{12}$ CO(4–3) méréseinkhez az APEX-teleszkóp FLASH<sup>+</sup> rádióvevőjét használtuk. A mérések 2014. augusztus 23. és 28. között készültek. Az XFFTS spektrométert használtuk, amely 38 kHz spektrális felbontást biztosított a 3–2-es vonalakra és 76 kHz felbontást a 4–3-as vonalra. Minden célpontra 90″×90″ térképeket kaptunk, a referenciapozíció rektaszcenzióban 1000 ívmásodpercnyire volt. Minden mérés elején ellenőriztük, hogy a referenciapozíciók emissziómentesek-e, és szükség esetén megváltoztattuk azt. Az adatfeldolgozás során kapott antennahőmérsékleteket átváltottuk Jy-be. A távcső nyalábmérete a megfelelő frekvenciákon 19″,2 és 15″,3 volt.

## 4.1.3 Eredmények és analízis

A megcélzott CO-izotópok átmenetei minden térképünkön detektálhatók. A 4.1. ábrán bemutatjuk célpontjainkra a csillag pozíciójától számított 10 000 CSE sugáron belüli CO-emisszió vonalprofiljait, míg a 4.2. ábrán az integrált CO-térképek láthatók, azokra a sebességcsatornákra integrálva, ahol legalább  $3\sigma$  jel volt észlelhető. Kiszámoltuk a fluxus alapján súlyozott átlagos  $v_{\rm lsr}$  sebességeket, amelyek a 4.1. táblázatban láthatók. A sebességre integrált vonalfluxusokat ugyanerre a fizikai területre (10 000 CSE-en belül) szintén a 4.1. táblázat mutatja. Az optikailag vékony <sup>13</sup>CO-vonalak fluxusait felhasználva kiszámítottuk a teljes gáztömeget, feltételezve, hogy lokális termodinamikai egyensúly van, a hőmérséklet 20 K, a <sup>13</sup>CO/<sup>12</sup>CO



4.1. ábra. Célpontjaink CO-vonalprofiljai az APEX-távcsővel. A vonalfluxusok a csillagok nominális pozíciója körüli 10 000 CSE sugarú területre vonatkoznak. A függőleges szakaszokkal jelzett vonalszárnyak lehetséges molekuláris kifújásra utalnak.

gyakorisági arány 69 (Wilson 1999), a  $^{12}\mathrm{CO/H_2}$ gyakorisági arány pedig a szokásos  $10^{-4}$  (Bolatto et al. 2013). Megjegyezzük, hogy ha 20 K helyett 50 K-t használnánk, a tömegek 1,06-szor kisebbek, ha pedig 20 K helyett 15 K-t használnánk, akkor 1,29-szer nagyobbak lennének.

#### Vonalprofilok

A 4.1. ábra azt mutatja, hogy mintánkból a Bran 76-nak és a HBC 687-nek vannak a legkeskenvebb vonalai: a félértékszélesség mindössze 0.7–0.8 km s<sup>-1</sup>. A V900 Mon vonalai valamivel szélesebbek, míg a többi célpont nagyon széles vonalakat és erős vonalszárnyakat mutat a  $^{12}\mathrm{CO}\text{-ban}.$  A legtöbb forrás esetében (AR 6A/6B, HBC 494, Haro 5a IRS, V346 Nor és V900 Mon) a <sup>13</sup>CO vonalprofilja egycsúcsú, míg a <sup>12</sup>CO-vonalak teteje lapos vagy önabszorpciót mutat. Ez arra utal, hogy a <sup>12</sup>CO-vonalak optikailag vastagok. Ez utóbbi igaz a két keskeny vonalprofilú célpontra is, ahol a  ${}^{12}CO(3-2)$  és a  ${}^{13}CO(3-2)$  vonalcsúcsok arányából  $\tau_{12} = 15-24$  és  $\tau_{13} = 0,2-0,4$  maximális optikai mélység számolható. A többi célpont esetében a vonalcsúcsok némileg nagyobb optikai mélységeket jeleznek: a  $\tau_{12}$  az 50–130 tartományba esik, míg a  $\tau_{13}$  0,7–1,9 közötti értéket mutat. Az OO Ser vonalprofilja különbözik a többi forrásétól, mert a <sup>13</sup>CO-vonal is dupla csúcsúnak tűnik. Mivel a vonalarányok nem feltétlenül magas optikai mélységet jeleznek, feltételezzük, hogy ebben az esetben több különböző sebességkomponens esik a látóirányba. A vonalprofilok megfigyelt sokfélesége úgy tűnik, hogy a FUor osztály jellemzője. Evans et al. (1994) bemutatott egytányéros CO-vonaladatokat egy olyan FUor-mintára, amelyben mind északi, mind déli objektumok szerepeltek. Az RNO 1B, a V1735 Cyg és a V346 Nor esetében önabszorpciós <sup>12</sup>CO-vonalprofilt, míg a Z CMa, V1057 Cyg és V1515 Cyg esetében keskeny, egycsúcsú CO-vonalat detektáltak. Hasonlóan a mi eredményeinkhez, a <sup>13</sup>CO-vonal az összes forrásra egycsúcsú volt.

## Integrált emissziótérképek

Minden egyes célpont esetében észlelhető CO-sugárzás a csillagpozíció irányában, de ehhez jelentős járulékot adhat a kiterjedt emisszió. A Bran 76, HBC 494, HBC 687, Haro 5a IRS, OO Ser és V346 Nor egyértelműen detektált CO-ban, mert a térképeken csúcs figyelhető meg a csillag irányában. Az AR 6A/6B és a V900 Mon esetében a CO-emissziós csúcs nem esik pontosan egybe a csillag pozíciójával, így nem állíthatjuk biztosan, hogy a detektált vonal a csillaggal kapcsolatos. Mindenesetre a kiszámított tömegeket a kiterjedt emisszió okozta



4.2. ábra. Integrált CO-intenzitás-térképek a  $^{12}$ CO(3–2) vonalra az APEX-távcsővel (szürkeskálás képek) és 250 µm-es kontinuumemisszió a *Herschel*-űrtávcső méréseiből (kontúrok). A pluszok a csillagok pozícióját, a vonalkázott kör pedig a *Herschel* nyalábméretét jelöli.

konfúzió miatt felső határnak kell tekinteni a burkok tömegére. Forrásaink közül hármat Sandell & Weintraub (2001) is lemértek 850  $\mu$ m és 1,3 mm kontinuumban. Míg a Bran 76-ot nem detektálták, a HBC 494 és a V346 Nor esetében megadnak 50 K-es porhőmérséklettel számolt buroktömegeket. Értékeik (0,1 M<sub> $\odot$ </sub> a HBC 494-re és a 0,5 M<sub> $\odot$ </sub> a V346 Nor-ra) jól egyeznek a CO-vonalfluxusokból általunk kapott tömegbecslésekkel, ha azokat mi is 50 K-nel számoljuk (0,4 M<sub> $\odot$ </sub> a HBC 494-re és 0,3 M<sub> $\odot$ </sub> a V346 Nor-ra).

## Összehasonlítás a porkontinuummal

A 4.1. ábrán a Herschel-űrtávcső archívumából letöltött adatok segítségével felrajzoltuk a  $250 \,\mu$ m-es emisszió kontúrtérképeit. A Herschel nyalábmérete ezen a hullámhosszon hasonló méretű (18") volt az APEX-éhez a J=3-2 CO-vonalra (19",2). Általában jó egyezés van a kontinuum és a CO-térképek között, bár a kontinuumcsúcsok nagyobbak, mint a CO-csúcsok, és kontinuumban kevesebb kiterjedt emisszió van, mint CO-ban. A CO-hoz hasonlóan a Bran 76, HBC 494, HBC 687, Haro 5a IRS és V346 Nor detektálható egyértelműen kontinuumban, az OO Ser marginálisan észlelhető, míg az AR 6A/6B egy üreg közepén helyezkedik el. Sajnos a V900 Mon-t nem észlelte a Herschel.

## Kifújások

Néhány esetben a <sup>12</sup>CO-vonalnak nagy sebességű szárnyai vannak, amelyeket a 4.1. ábrán függőleges vonalakkal jeleztünk. Ezekre a sebességekre integrálva kiszámoltuk a vörös- és kékeltolódott emisszió térképeit, és ezeket kontúrokkal ábrázoltuk a 4.3. ábrán. A HBC 494, Haro 5a IRS és V346 Nor esetében mutatható ki egyértelműen bipoláris kifújásra utaló jel. Az OO Ser térképén szintén látható kifújás, de az adott térbeli felbontással nem egyértelmű, hogy ez pontosan honnan is származik. A három egyértelműen kimutatott kifújásra megmértük a vörös- és kékeltolódott gáz tömegét, impulzusát és energiáját a Dunham et al. (2014a) cikkében bemutatott módszer és egyenletek alapján. Az értékeket, amelyeket a 4.2. táblázatban soroltunk fel, mind optikailag vékony, mind pedig optikailag vastag közelítésben kiszámoltuk, ez utóbbi esetben egy  $(1 - e^{-\tau_{12}})/\tau_{12}$  korrekciós faktort alkalmazva, ahol a  $\tau_{12}$ -t a <sup>12</sup>CO/<sup>13</sup>CO vonalarányból számoltuk minden egyes sebességcsatornára külön. A FUorok kifújásainak tömege, impulzusa és energiája 30%-kal magasabb, mint azok az értékek, amelyeket Dunham et al. (2014a) mértek 28 fiatal, kis tömegű protocsillag kifújására. A V346 Nor kifújását már



4.1. Hideg molekuláris gáz a FUorok burkában

4.3. ábra. Integrált CO-intenzitástérképek a  $^{12}\text{CO}(3\text{--}2)$ vonalra az APEX-távcsővel (szürkeskálás képek). A kék és piros kontúrok a kék- és vöröseltolódott emissziót mutatják a 4.1. ábrán jelölt sebességtartományokra integrálva. A kontúrszintek 3, 6, 9, ...  $\sigma$ -nál vannak. Vastag fekete vonalak jelzik a detektált bipoláris kifújások irányát. A pluszok a csillagok pozícióját, a vonalkázott kör pedig a *Herschel* nyalábméretét jelzi.

Evans et al. (1994) is detektálták <sup>12</sup>CO(3–2)-ben és Reipurth et al. (1997) <sup>12</sup>CO(1–0)-ban. Ezek a mérések azt mutatják, hogy a kiáramló gáz morfológiája hasonló ahhoz, amit mi mértünk. Lee et al. (2002) megmérték a HBC 494-et <sup>12</sup>CO(1–0)-ben. A 15″ felbontású csatornatérképeik nagyon hasonlítanak a mieinkre. A Haro 5a IRS-t és környezetét Takahashi et al. (2006) és Takahashi et al. (2008) mérték a <sup>12</sup>CO(1–0) és <sup>12</sup>CO(3–2) vonalon. Jól detektálták a Haro 5a IRS-ből származó CO-kifújást, és találtak egy beágyazott protocsillagjelöltet, az MMS 7-NE-t, amely szintén egy kifújás forrása. Az CO-emisszió ilyen összetett térbeli és sebességstruktúrája a mi méréseinkben is tükröződik.

Paraméter	Mértékegység	HBC 494	Haro 5a IRS	V346 Nor			
Optikailag vékony							
M (kék)	M <sub>☉</sub>	0,004	0,023	0,020			
M (vörös)	${ m M}_{\odot}$	0,007	0,020	$0,\!054$			
P(kék)	${ m M}_{\odot}{ m kms^{-1}}$	0,016	0,039	0,076			
P (vörös)	${ m M}_{\odot}{ m kms^{-1}}$	0,017	0,042	0,228			
E (kék)	erg	$7,\!8{ imes}10^{41}$	$8,\!2{ imes}10^{41}$	$3,\!8{ imes}10^{42}$			
E (vörös)	erg	$1,\!2\! imes\!10^{42}$	$1,0{ imes}10^{42}$	$1,\!3 \!  imes \! 10^{43}$			
Optikailag vastag							
M (kék)	$M_{\odot}$	0,021	0,311	0,100			
M (vörös)	${ m M}_{\odot}$	$0,\!053$	$0,\!131$	0,092			
P(kék)	${ m M}_{\odot}{ m kms^{-1}}$	0,061	0,417	0,281			
P (vörös)	${ m M}_{\odot}{ m kms^{-1}}$	0,166	0,244	0,312			
E (kék)	erg	$2,\!1\! imes\!10^{42}$	$6,\!2{ imes}10^{42}$	$9,\!3{ imes}10^{42}$			
E (vörös)	erg	$5,\!6\! imes\!10^{42}$	$4,8{ imes}10^{42}$	$1,5 \times 10^{43}$			

4.2. táblázat. A kifújások tömege (M), impulzusa (P) és energiája (E).

## 4.1.4 Az eredmények értelmezése és következtetések

A 4.1. ábra és a 4.1. táblázat a burkok tulajdonságainak feltűnő változatosságát mutatja a vizsgált mintában. Az egyik ilyen tulajdonság a burok tömege. A Haro 5a IRS, OO Ser, V346 Nor és HBC 494 jelentős mennyiségű  $(>0,3 \,\mathrm{M_{\odot}})$  gázt tartalmaz. A HBC 687 és a Bran 76 körül mindössze  $0.01-0.02 \,\mathrm{M_{\odot}}$  anyag található. Mivel nincs a csillagra összpontosuló CO-csúcs, az AR 6A/6B és a V900 Mon objektumokat valószínűleg nagyon kis tömegű burok veszi körül. Erdekes módon a burkok többi paramétere hasonló felosztást sugall a mintában. A nagyobb tömegű burkokból származó CO-vonalak szélesebbek, míg az alacsony tömegű burkok keskenyebb vonalakat bocsátanak ki, vagy nem is detektálható a vonal a forrás irányában. A <sup>12</sup>CO(4–3) és <sup>12</sup>CO(3–2) vonalarányokból számított hőmérsékletek azt mutatják, hogy az alacsony tömegű burkok jellemzően hidegek (5–7K), míg a nagyobb tömegűek melegek (>40 K). Kifújások csak nagyobb tömegű burkokkal körülvett forrásoknál jelentkeznek. Számos kis tömegű protocsillag megfigyeléséből Jørgensen et al. (2009) úgy találták, hogy a burok tömege erősen lecsökken a 0. osztályra jellemző 1  $M_{\odot}$ -ről az I. osztályra jellemző  $< 0.1 \, M_{\odot}$ -re. Ha a célpontjainkat elhelyezzük ebben az evolúciós rendszerben, akkor nagyobb tömegű burkok esetén a FUorok nagyon korai evolúciós fázisban kell, hogy legyenek, míg az alacsony buroktömegű vagy a detektálási limit alatt maradó FUorok közel lehetnek az I. osztályú fázis végéhez.

Amint azt korábban összefoglaltuk, Quanz et al. (2007c) egy másik módszert javasolnak a FUorok fejlődési sorrendbe való állítására: a 10  $\mu$ m-es szilikátabszorpciót mutató objektumok fiatalabbak, és még beágyazottak a sűrű burokba, míg a szilikátemissziót mutató objektumok idősebbek. Megnéztük a forrásaink középinfravörös spektrumait a Cornell Atlas of Spitzer/IRS Sources<sup>1</sup> adatbázisban, és azt találtuk, hogy a HBC 494, a Haro 5a IRS, az OO Ser és a V346 Nor szilikátabszorpciót mutat, míg a Bran 76, a HBC 687 és a V900 Mon emissziót (lásd a 4.1. táblázatot is). A CO-gáz tulajdonságai alapján felállított osztályozásunk jól korrelál a 10  $\mu$ m szilikátalakzat alapján történő felosztáshoz. A nagy tömegű gázburokkal körülvett objektumok szilikátabszorpciót, míg alacsonyabb tömegű burok esetében szilikát-emissziót mutatnak (4.1. táblázat). Ez az eredmény arra utal, hogy a csillagkörüli por és gáz párhuzamosan fejlődik a FUorokban.

Amikor a fiatal csillagok a beágyazott fázisból a csak koronggal körülvett állapotba kerülnek, akkor eltűnik a burok, a központi csillag pedig optikailag láthatóvá válik. Quanz et al. (2007c) hipotézise szerint ezt a folyamatot az ismétlődő FUor-kitörések okozhatják, mivel egy vastag, átlátszatlan burok abszorpciós színképi alakzatot eredményez, míg az emissziós alakzathoz az kell, hogy a burok poláris üregének viszonylag nagy legyen a nyílásszöge, hogy a belső korongra szabad rálátásunk nyíljon (lásd még: Kenyon & Hartmann 1991, Green et al. 2006). A kifújások fokozatosan kiszélesítik ezt az üreget, az akkréciós kitörések során megnövekedett kiáramlási aktivitásnak köszönhetően.

Egy tipikus FUor-kitörés során  $0,01 \text{ M}_{\odot}$  tömegű anyag hullik a központi csillagra (Hartmann 2008). A nyugalmi időszakok hosszától függően hasonló mennyiségű anyagot lehet akkretálni a kitörések közötti nyugalmi fázisokban. Ez az érték összemérhető az itt vizsgált buroktömegekkel a kis tömegű almintára. Ezekben a rendszerekben a korong anyagát pótló anyagraktár nagyon kicsi. Ezért ezek az objektumok valószínűleg nagyon közel állnak ahhoz, hogy csak koronggal körülvett csillag váljon belőlük, és valószínűleg a csillagkeletkezés I. és II. osztályú fázisai közötti kapcsolatot képviselik.

## 4.2 Cygnus csillagképbeli FUorok milliméteres interferometriás mérései

Kóspál, 2011, A&A, 535, A125

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>http://cassis.sirtf.com

## 4.2. Cygnus csillagképbeli FUorok milliméteres interferometriás mérései

## 4.2.1 Motiváció

Annak ellenére, hogy a FUorok "akkréciós laboratóriumnak" tekinthetők, a molekuláris gáz megfigyeléséről viszonylag kevés közlemény jelent meg. Egytányéros mérések gyakran erős CO-sugárzást mutatnak a FUorok irányában, a vonalprofilok pedig néha molekuláris kifújások jelenlétét jelzik (például Hartmann & Kenyon 1996, és az ott felsorolt hivatkozások). Azonban az egytányéros mérések durva térbeli felbontása miatt az emisszió térbeli eloszlását ezen adatok felhasználásával nem lehet jól tanulmányozni. A Hartmann & Kenyon (1996) cikkében felsorolt kilenc FUor közül milliméteres interferometriás mérések hosszú ideig csak az L1551 IRS 5-re voltak elérhetők (pl. Momose et al. 1998). Az elmúlt néhány évben ez a helyzet megváltozott, részben a mi IRAM-programunk (Fehér et al. 2017), részben a folyamatban lévő ALMA-felmérések miatt.

Ebben az alfejezetben négy Cygnus csillagképbeli FUor, a V1057 Cyg (d=600 pc), V1331 Cyg (d=550 pc), V1515 Cyg (d=1000 pc) és V1735 Cyg (d=900 pc, Sandell & Weintraub 2001) esetére mutatunk be milliméteres interferometriás méréseket. A V1331 Cyg (Levreault 1988; McMuldroch et al. 1993) kivételével ezek az adatok az adott célpontokról valaha készült első milliméteres interferometriás mérések. A <sup>13</sup>CO(1–0) vonalát használva nagy térbeli és spektrális felbontású vizsgálatot végzünk a FUorok környezetében található gázanyagról. Elemezzük a <sup>13</sup>CO-gáz térbeli és kinematikai szerkezetét, és ellenőrizzük, hogy az emisszió valóban a csillagkörüli burokból származik-e. Eredményeink összehasonlíthatók a közönséges fiatal csillagokra végzett hasonló felmérésekkel. Egy ilyen összehasonlítás hozzájárulhat annak eldöntéséhez, hogy az összes fiatal csillag átmegy-e kitöréses fázisokon a keletkezése során, vagy a FUorok speciális rendszerek ebben a tekintetben.

## 4.2.2 Észlelések

Ebben a projektben a PdBI interferométerrel 1993. május 30–31-én észlelt, publikálatlan <sup>13</sup>CO-méréseket dolgoztunk fel. Az akkor elérhető négy antenna 24–64 m közötti bázisvonalakat nyújtott. A rádióvevővel a <sup>13</sup>CO(1–0) vonalat vették célba 78 kHz (0,21 km s<sup>-1</sup>) spektrális felbontással. Ezen a hullámhosszon az antenna egytányéros nyalábmérete 45″. Az adatfeldolgozást a szokásos módon végeztük a GILDAS<sup>2</sup>-alapú CLIC alkalmazással. A fluxuskalibráció pontosságát 15%-nak becsüljük. Az *uv*-adatokból 64″ × 64″ méretű térképeket hoztunk létre, amelyeket ezután a Clark CLEAN módszerrel dekonvolváltunk. A kapott térképek térbeli felbontása 7″ × 6″, az rms zaj pedig a szintetikus nyalábban mérve kb. 0,15 Jy. A mérések fontosabb adatai a 4.3. táblázatban láthatók.

## 4.2.3 Eredmények

A 4.4. ábrán látható a források <sup>13</sup>CO(1–0) spektruma a teljes  $64'' \times 64''$  térképre integrálva. Erős, nagy jel/zaj viszonyú vonalemisszió észlelhető minden forrás esetében. Mindegyik esetben találtunk olyan emissziós vonalat, amely egybeesik az adott forrás rendszersebességével (optikai és közeli infravörös spektrumokból Herbig 1977, Kenyon & Hartmann 1989 és Chavarria et al. 1979  $-14\pm 2$ ,  $-15\pm 2$ ,  $-12\pm 2$ , és  $-10\pm 2 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$  heliocentrikus radiális sebességet határozott meg a V1057 Cyg, V1331 Cyg, V1515 Cyg, és V1735 Cyg-re, amely 1,9, 0,6, 5,2 és 3,9 km s<sup>-1</sup>  $v_{\rm LSR}$ -nek felel meg). Az emissziós csúcs körül néhány csatornát összeadva kiszámoltuk a vizibilitás-amplitúdókat az uv-sugár függvényében (4.5. ábra), és kiszámítottuk a sebességre integrált intenzitástérképeket (4.6. ábra). Azok a sebességek, ahol a vonalak csúcsa megfigyelhető, a 4.3. táblázatban szerepelnek. A 4.6. ábrán látható teljes területekre kiszámított sebesség-integrált vonalfluxusok szintén szerepelnek a 4.3. táblázatban.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS

4. A FUorok hideg környezete

	Nyalábméret		Csúcs pozíciója		Illesztett Gauss-függvény		_	
Név	FWHM	P.A.	$\alpha_{2000}$	$\delta_{2000}$	FWHM	P.A.	$v_{\rm LSR}$	Fluxus
	(" × ")	(°)	(h:m:s)	(":':")	('' × '')	(°)	$(\mathrm{kms^{-1}})$	$(Jy  km  s^{-1})$
V1057 Cyg	$7,02 \times 5,16$	2	20:58:53,8	+44:15:28,7	$9,6 \times 5,2$	177	$^{4,6}$	$^{4,1}$
V1331 Cyg	$7,\!30  imes 5,\!97$	147	21:01:09,2	+50:21:44,2	$9,7 \times 6,5$	148	-0,1	$^{2,5}$
V1515 Cyg	$7,\!43 \times 6,\!90$	148	20:23:48,0	+42:12:30,0	21,9  imes 10,6	166	$^{5,1}$	$^{5,1}$
V1735 Cyg	$8{,}01 \times 6{,}53$	133	21:47:20,5	$+47:\!32:\!06,\!3$	$9,\!4 \times 9,\!4$	78	$^{4,2}$	1,5

4.3. táblázat. A PdBI-mérések főbb adatai. A távolságok forrása: Sandell & Weintraub (2001). Az illesztett Gauss-függvények félértékszélessége már dekonvolvált méretet ad meg.

## Vonalprofilok

130

A V1057 Cyg vonala a legszélesebb a mintánkban (FWHM≈2,1 km s<sup>-1</sup>), és a vonal csúcsa 4,6 km s<sup>-1</sup>-nál van. Ez összhangban van korábbi <sup>12</sup>CO(1–0), <sup>12</sup>CO(2–1) és <sup>13</sup>CO(1–0) adatokkal (Bechis & Lo 1975; Levreault 1988). A V1331 Cyg <sup>13</sup>CO(1–0) vonala keskeny (FWHM≈0,7 km s<sup>-1</sup>). McMuldroch et al. (1993) az Owens Valley interferométerrel észlelte a V1331 Cyg-t ugyanebben a vonalban, valamint a CO más átmeneteiben és izotópjaiban is. Ezen vonalak sebessége összhangban van az általunk mért értékkel. A V1515 Cyg két különálló, keskeny emissziós vonalkomponenst mutat: az egyiket 5,1 km s<sup>-1</sup>-nál, a másikat 11,9 km s<sup>-1</sup>-nál. Mindkét komponens látható Evans et al. (1994) egytányéros <sup>12</sup>CO(3–2) és <sup>13</sup>CO(2–1) adataiban is. A V1735 Cyg spektrumában egy keskeny, egycsúcsú <sup>13</sup>CO(1–0) vonal látható (FWHM≈0,7 km s<sup>-1</sup>). Ennek a vonalnak az alakja és pozíciója jól egyezik az Evans et al. (1994) által detektált <sup>13</sup>CO(2–1) vonaléval. Ebben a cikkben a <sup>12</sup>CO(2–1) vonal önabszorpciót mutat ezen a sebességen, a széles vonalszárnyak pedig anyagkiáramlási aktivitást jeleznek. Elkészítettünk különböző irányokban pozíciósebesség-diagramokat a forrásainkra, de a V1515 Cyg kivételével (amelyről később lesz szó), sehol nem találtunk szignifikáns sebességgradienst.

## Térbeli kiterjedés

A 4.5. ábrán a vizibilitásamplitúdókat az uv-sugár függvényében ábrázoltuk. Mivel a mérések pillanatfelvételek voltak, az uv-tér elég ritkásan mintavételezett: vannak olyan uv-sugártartományok, ahol nem áll rendelkezésünkre információ a vizibilitásról. Azonban még ezzel a durva mintavételezéssel is jól látható, hogy a grafikonokon az amplitúdó csökken az uv-sugárral. Ez azt jelezi, hogy forrásaink térben felbontottak. A 4.6. ábrán látható térképekre egyszerű 2D Gauss-függvényt illesztettünk, ezek mérete is arra utalt, hogy célpontjaink térben kiterjedtek. A Gauss-illesztések dekonvolvált méretei és pozíciószögei a 4.3. táblázatban láthatók. A vizibilitásokra illesztett Gauss-modellek a méretben  $\pm 2''$ -en belül, pozíciószögben  $\pm 10^{\circ}$ -on belül ugyanazokat az értékeket adják, mint a képtérben kapott illesztések. Ezeket a számokat tehát tekinthetjük a 4.3. táblázatban szereplő értékek bizonytalanságának. Hangsúlyozzuk, hogy ezek az illesztések nem fizikai burokmodellek, ezért a kapott paramétereket csak az emittáló terület nagyságára adott kvantitatív becsléseknek kell tekinteni.

A V1057 Cyg és a V1331 Cyg a legkompaktabb forrás a mintánkban; dekonvolvált méretük körülbelül  $10'' \times 5''$ . Ráadásul mindkét esetben az emisszió pontosan a csillagok optikai pozíciójára centrált. A minta legkiterjedtebb forrása a V1515 Cyg. Úgy tűnik, hogy a csillag egy fényes, enyhén görbült, hosszúkás filamentum déli csúcsán helyezkedik el, de kiterjedt emisszió látható a csillagtól mind délre, mind északra ( $\approx 20''$  átmérővel). A 11,9 km s<sup>-1</sup>-nál lévő emissziós vonal körüli csatornákból készített térkép azt mutatja, hogy ez a különálló sebességkomponens egy kompakt területről származik, amely  $\approx 13''$ -re északnyugatra (pozíciószög: 330°) helyezkedik el. A CO-sugárzás nagy része a V1735 Cyg környezetében egy olyan területről érkezik, amelyre FWHM=9'', és a csillag optikai pozíciójától 2'',9-re



4.4. ábra. Célpontjaink <sup>13</sup>CO(1–0)-spektrumai a PdBI interferométerrel. A fluxusok a fáziscentrum körüli $64'' \times 64''$ területre lettek integrálva.

északnyugatra található. Északnyugat felé még valamennyi kiterjedt emisszió is sejthető kb. 14″-re a csillagtól.

## Gáztömeg

Scoville et al. (1986) módszerét követve kiszámoltuk a teljes H<sub>2</sub>-tömeget a megmért  ${}^{13}CO(1-0)$  vonalfluxusból:

$$M_{H_2} = 2,39 \times 10^{-9} \times \frac{(T_X + 0,89)}{e^{-5,31/T_X}} \frac{\tau_{^{13}\text{CO}}}{1 - e^{-\tau}} \frac{D_{\text{kpc}}^2}{X(^{13}\text{CO})} \int S_{\nu} dv \, M_{\odot},$$

ahol  $T_X$  a gerjesztési hőmérséklet,  $\tau$  az optikai mélység, D a forrás távolsága kpc-ben,  $X(^{13}\text{CO})$  a relatív molekuláris gyakoriság a H<sub>2</sub>-höz képest, és  $\int S_{\nu} dv$  a sebességre integrált vonalfluxus Jy km s<sup>-1</sup> egységben.  $T_X=50$  K-t használva (ahogy azt Sandell & Weintraub 2001 meghatározták porkontinuum-mérésekből), és feltételezve, hogy a vonalak optikailag vékonyak ( $\tau \ll 1$ ), továbbá  $X(^{13}\text{CO})=1,6\times 10^{-6}$  gyakoriságot véve (Langer & Penzias 1993), a teljes gáztömegre 0,12, 0,06, 0,43 és 0,10 M<sub>o</sub> értéket kaptunk a V1057 Cyg, V1331 Cyg, V1515 Cyg és V1735 Cyg esetében. Természetesen ezeket a számokat alsó határnak kell tekinteni, hiszen a vonalak valójában lehetnek optikailag vastagok is, vagy ha az interferométer kiszűrte a <sup>13</sup>CO-emisszió egy részét. A kapott értékek jó egyezést mutatnak azokkal a teljes tömegekkel, amelyeket Sandell & Weintraub (2001) számoltak a mieinkhez hasonló méretű 850  $\mu$ m-es



4.5. ábra. Vizibilitásamplitúdók az *uv*-sugár függvényében. Az adatpontokat 1 m széles binekben átlagoltuk, és az ábrázolt hibahatárok a binbe eső adatpontok szórását jelzik.

egytányéros porkontinuum térképekből (0,10, 0,13, 0,15 és 0,42 M<sub> $\odot$ </sub> a V1057 Cyg, V1331 Cyg, V1515 Cyg és V1735 Cyg esetében). Ez arra utal, hogy az interferometriás méréseink a <sup>13</sup>CO-emisszió nagy részét detektálták.

#### 2,7 mm-es kontinuum

Noha a jelen vizsgálat fő célja <sup>13</sup>CO-gáz emissziójának analízise, a PdBI-mérésekből meg lehet vizsgálni a 2,7 mm-es kontinuumemissziót is azáltal, hogy az adatfeldolgozás során kizártuk azokat a csatornákat, ahol vonalemisszió látszott, a többi csatornát pedig összeadtuk. Az így kapott kontinuumtérképek zaja a szintetikus nyalábban tipikusan 2 mJy. 2,7 mm-es kontinuumemissziót csak egy célpontra, a V1331 Cyg-re találtunk. Ez nem meglepő, hiszen Sandell & Weintraub (2001) megfigyelései alapján négy célpontunk közül a V1331 Cyg a legfényesebb 1,3 mm-en és 850 µm-en is. Az általunk észlelt 2,7 mm-es emisszió nem feloldott, és pozíciója összhangban van az optikai csillag helyzetével. A teljes fluxus 12±2 mJy. Feltételezve, hogy az emisszió optikailag vékony, a  $\kappa_{1,3mm}=0,01 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  poropacitás (Ossenkopf & Henning 1994) hullámhosszfüggése  $\kappa \sim \lambda^{-1}$ , és a por hőmérséklete 50 K (Sandell & Weintraub 2001), ez a fluxus 0,19 M<sub>☉</sub> teljes (gáz+por) tömegnek felel meg, hasonlóan ahhoz, amit a V1331 Cyg vonalfluxusából is kaptunk. 6 mJy-t használva, mint a 3 $\sigma$  felső határ a többi forrás esetében a megfelelő tömeghatárok 0,11, 0,32 és 0,26 M<sub>☉</sub> a V1057 Cyg, V1515 Cyg és



4.6. ábra. Célpontjaink <sup>13</sup>CO(1–0)-térképei, az ábrákon jelzett sebességtartományra integrálva. Fehér csillagok jelzik az optikai pozíciókat a SIMBAD adatbázisból. A nyaláb mérete  $\approx 6'' \times 7''$ . A zajszint  $\sigma = 0.10$  Jy km s<sup>-1</sup>; a folytonos kontúrok a  $2\sigma$ ,  $4\sigma$ ,  $6\sigma$ , ..., a szaggatott kontúrok a  $-2\sigma$ ,  $-4\sigma$  szinteket jelölik.

V1735 Cyg esetében.

## 4.2.4 Az eredmények értelmezése

A következőkben arról lesz szó, hogy az interferometriás  ${}^{13}CO(1-0)$  adataink hogyan egészítik ki azokat az információkat, amelyeket korábbi optikai képeken, szubmilliméteres kontinuumtérképeken, CO-vonalmérések, valamint a spektrális energiaeloszlás vizsgálata alapján tudni lehetett a célpontjaink csillagkörüli anyagáról. Azt is megvitatjuk, hogy az észlelt  ${}^{13}CO$ -emisszió valóban a csillagok körüli burokból származik-e.

## V1057 Cyg

1969–70-ben bekövetkezett kitörése után a V1057 Cyg körül egy  $1',0 \times 1',5$  kiterjedésű, excentrikus, gyűrűszerű ködösség jelent meg (Herbig 1977). További mérések kimutatták, hogy a gyűrű a következő években a központi csillaggal együtt halványodott, szerkezete azonban változatlan maradt. Ez azt jelenti, hogy a gyűrű egy reflexiós köd: egy már korábban is jelen lévő struktúra, melyet a kitörő csillag megvilágít, és nem olyan anyag, amelyet a központi forrás fújt volna ki a kitörés miatt. Az egytányéros <sup>12</sup>CO-mérések vonalszárnyaiból Levreault (1988) és Evans et al. (1994) egy hasonló térbeli skálájú molekuláris kifújás meglétére következtettek. A V1057 Cyg környezetét Sandell & Weintraub (2001) is feltérképezték, ahol 850  $\mu$ m-es kontinuumban egy meglehetősen kompakt, de feloldott ( $\approx 4''$  méretű) forrás található a csillag pozíciójában, továbbá egy vékonyabb, észak–déli irányú filamentum is jelen van.

A  $^{13}$ CO(1–0) adatainkban nem észleltünk emissziót sem a gyűrűszerű reflexiós ködből, sem az észak–déli filamentumból. Az interferometriás méréseink azonban egyértelműen feloldják a központi forrást: a V1057 Cyg dekonvolvált Gauss-mérete körülbelül 5800 × 3100 CSE. A vonalszárnyak hiánya, a viszonylag keskeny vonalprofil és az emisszió kompakt térbeli megjelenése arra utal, hogy az emisszió forrása nyugvó gáz, valószínűleg a csillagkörüli burok külső része.

A forrás infravörös spektrális energiaeloszlása (pl. Ábrahám et al. 2004a) folytonos hőmérséklet-eloszlásra utal. Ez alátámasztja azt a következtetést, hogy a központi csillag által fűtött, azt körülvevő burok van a rendszerben. A burok jelenléte és mérete megegyezik a Green et al. (2006) által javasolt 7000 CSE-es modellbecsléssel. Ezek a szerzők azt is felvetették, hogy a burokban meglehetősen nagy üreg van, amely megmagyarázza az alacsony távoli infravörös többletsugárzást. A viszonylag kis extinkció a látóirány mentén és a 10  $\mu$ mes szilikátemisszió jelenléte miatt a rendszert valószínűleg közel a pólus irányából látjuk, összhangban azzal, hogy az interferometriás térképen a forrás nagyjából szimmetrikus alakú. A <sup>13</sup>CO-mérésekből (összhangban Sandell & Weintraub 2001 pormérésével) kapott 0,12 M<sub>☉</sub> csillagkörüli anyagmennyiség meglehetősen nagy, jelentősen meghaladja a T Tauri típusú csillagok körüli korongok tipikus tömegét.

## V1331 Cyg

Jelenlegi állapotában a V1331 Cyg nem FUor, de a spektruma nagyon hasonlít a V1057 Cyg kitörés előtti spektrumára, ezért valószínűleg kitörés előtti vagy kitörések közötti állapotban van (McMuldroch et al. 1993). Levreault (1988) és McMuldroch et al. (1993) egytányéros és interferometriás <sup>12</sup>CO és <sup>13</sup>CO-mérései bonyolult csillagkörüli környezetet mutattak ki, amelynek része egy molekuláris kifújás a látóirány mentén, egy kb. 6000 × 4400 CSE méretű lapos gázburok, és egy 41 000 × 28 000 CSE méretű táguló gázgyűrű. Ez utóbbi jó egyezést mutat a Quanz et al. (2007c) által látott nagy gyűrű alakú optikai reflexiós köddel.

McMuldroch et al. (1993) hasonló szögfelbontású méréseivel egyezésben a mi interferometriás <sup>13</sup>CO-adataink is egy meglehetősen kompakt struktúrát mutatnak a csillag irányában, melynek dekonvolvált mérete körülbelül 5300 × 3600 CSE a V1331 Cyg távolságban. Ez a gázcsomó kontinuumban is látható Sandell & Weintraub (2001) 850  $\mu$ m-es térképén, bár csak marginálisan feloldott (mérete  $\leq 6''$  azaz 3300 CSE). Ezek alapján levonhatjuk azt a következtetést, hogy a <sup>13</sup>CO-vonalemisszió és a porkontinuum egy csillagkörüli burokból származik, valószínűleg ugyanabból a lapos struktúrából, amelyet McMuldroch et al. (1993) javasolt a <sup>13</sup>CO-emisszió magyarázatára. Valószínű, hogy a por ebben a lapult burokban szórja a csillagfényt, és ez okozza a Quanz et al. (2007c) optikai képein megfigyelt belső gyűrűt.

A V1331 Cyg körüli burok jelenléte összhangban van a rendszer spektrális energiaeloszlásával is, amely jelentős infravörös többletsugárzást mutat, jelentős mennyiségű csillagkörüli anyagra utalva (pl. Ábrahám et al. 2004a). A McMuldroch et al. (1993) és Quanz et al. (2007c) által javasolt geometria azt sugallja, hogy a rendszer belső részét egy üregen kereszül látjuk, amelyet egy pólus irányából megfigyelt molekuláris kifújás tölt ki. Mi azonban nem detektáltunk <sup>13</sup>CO-emissziót sem a kifújásból, sem a nagy, táguló, külső gyűrűből, McMuldroch et al. (1993) interferometriás méréseivel összhangban.



4.7. ábra. A V1515 Cyg optikai és milliméteres környezete. A szürkeskálás kép a háttérben egy SDSS r szűrős kép; a szürke kontúrok ugyanazok a <sup>13</sup>CO(1–0) kontúrok, mint a 4.6. ábrán. Fehér csillag jelzi a csillag optikai pozícióját.

## V1515Cyg

A V1551 Cyg az 1940-es és 1950-es években lassan fényesedett ki optikai hullámhosszakon (Herbig 1977). Az ebből az időből származó fotolemezek a csillag északi és nyugati része felé kiterjedő fényes, keskeny ívet mutatnak. A későbbi, 1970-es évekből származó képeken ez az északi ív még mindig látható, de egy fényesebb ködösség is láthatóvá vált déli és nyugati irányban. A két ív együtt egy majdnem teljes gyűrűt alkot, amelynek átmérője  $\approx 16''$  (azaz 16 000 CSE, lásd még a Sloan Digital Sky Survey r szűrős képét is 2003-ból a 4.7. ábrán). Az a tény, hogy a gyűrű mérete nem változott lényegesen 60 év alatt, de a fényességeloszlás igen, arra utal, hogy ez egy olyan olyan reflexiós köd, melynek természete hasonló a V1057 Cyg körülötti ködéhez.

A <sup>13</sup>CO(1–0)-mérésünk ív alakú struktúrát mutat, amely egyértelműen egybeesik a gyűrű alakú reflexiós köddel, amint az a 4.7. ábrán jól látható. A <sup>13</sup>CO-emisszió és a szórt fény hasonló morfológiája, valamint a <sup>13</sup>CO-emisszió és a csillag egyező radiális sebessége arra utal, hogy az észlelt molekuláris gáz fizikailag is a FUor körül helyezkedik el. Hasonlóan a V1057 Cyg-hez, a V1515 Cyg esetében is igaz, hogy a <sup>12</sup>CO-vonalprofil molekuláris kifújást jelez (Evans et al. 1994). A <sup>13</sup>CO(1–0)-adataink azonban nem mutatnak nagy sebességű vonalszárnyakat; az emissziós vonal keskeny és valószínűleg nyugvó, nem kiáramló anyagból származik. Egy kis ( $\leq 0.5 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ ) sebességkülönbséget észleltünk a gyűrű északi és déli része között: a déli résznek kissé nagyobb a vöröseltolódása. A gyűrű azonban nyilvánvalóan nem tágul.

Sandell & Weintraub (2001) 850  $\mu$ m-es porkontinuum-térképe halvány kiterjedt emissziót mutat a V1515 Cyg környezetében és a csillagtól észak és északnyugat felé is körülbelül 10"-re. Bár ezek az észlelések viszonylag durva (15") felbontással készültek, az eredmények nem állnak ellentmondásban egy lehetséges ív alakú poremisszióval. Lehetséges tehát, hogy az optikai reflexiós ködért és a <sup>13</sup>CO-emisszióért felelős anyaggyűrű porkontinuumban is sugároz.

Bár a megfigyelt molekuláris emisszió csúcsa nem esik pontosan egybe a csillag pozíciójával, valamennyi por és gáz kell, hogy legyen a a V1515 Cyg környékén, amely egy csillagkörüli burkot alkot. Ezt az állítást a spektrális energiaeloszlás is alátámasztja, amelyet Turner et al. (1997) és Green et al. (2006) korong+burok geometriával modelleztek. Ez a burok azonban nem jelenik meg különálló lokalizált csúcsként a <sup>13</sup>CO-térképünkön. A mintán belül

a V1515 Cyg irányában mértük a legnagyobb gáztömeget, amely valószínűleg a csillagkörüli burok és az ív alakú struktúra együttes hozzájárulásával magyarázható. Így tehát a mért $0,\!43\,{\rm M}_\odot$ érték felső határ a burok tömegére.

## V1735 Cyg

A V1735 Cyg az 1950-es vagy 1960-as években tört ki (Elias 1978). A csillag 1'-es környezetében reflexiós fényben halvány foltokat és filamentumokat lehet látni. Sandell & Weintraub (2001) porkontinuum-mérései két forrást mutatnak: az egyik megegyezik a V1735 Cygvel (bár annak optikai pozíciójától kissé eltér), és van egy fényesebb forrás is körülbelül 20"–24"-re északkeletre a csillagtól, amely egy mélyen beágyazott I. osztályú protocsillag, a V1735 Cyg SM1. Levreault (1983), Richardson et al. (1985) és Evans et al. (1994) egytányéros <sup>12</sup>CO és <sup>13</sup>CO-észlelései komplex molekuláris szerkezetet mutattak ezen források közelében. A <sup>12</sup>CO-emisszió ívperces skálán kiterjedt, és a széles vonalszárnyak anyagkiáramlási aktivitást jeleznek. Evans et al. (1994) arra a következtetésre jutottak, hogy mind a V1735 Cyg-ből, mind az SM1 forrásból ered molekuláris kifújás.

A mintánkban lévő három másik FUorhoz hasonlóan a V1735 Cyg interferometriás  $^{13}$ CO-mérései is keskeny vonalprofilt mutatnak, nem láthatók széles vonalszárnyak. Ez ismét nyugalomban lévő gázra utal valamiféle burokban. A térképünk egy kompakt csúcsot mutat a V1735 Cyg közelében, de ennek a pozíciója határozottan eltér a csillagétól 2",9re északnyugatra. Többszűrős optikai képek alapján Goodrich (1987) felfedezte, hogy a V1735 Cyg maga sokkal jobban vörösödött, mint a környező reflexiós köd. Szerinte ennek az lehet az oka, hogy egy sötét felhő van a V1735 Cyg előtt. Ezen forgatókönyv szerint a sötét felhő akár kissé távolabb is lehet a csillagtól az égen, amennyiben még elegendő extinkciót okoz a megfigyelt színek magyarázatához. Az a tény, hogy a kimutatható <sup>13</sup>CO-emisszió csúcsa eltér a csillagpozíciótól, arra utalhat, hogy az emisszió jelentős része ebből az előtérben elhelyezkedő sötét felhőből származik. Ezt a javaslatot támasztják alá Quanz et al. (2007c) eredményei is, akik a V1735 Cyg infravörös színképében látott jégalakzatok jellemzőinek elemzése alapján arra a következtetésre jutottak, hogy a csillag extinkcióját nem a csillag körül elhelyezkedő, hanem inkább valahol a csillag és a megfigyelő közötti látóirány mentén található anyag okozza. Az előtérfelhő azonban nem lehet teljesen független a csillagtól, hiszen a radiális sebességük azonos.

A kontinuumészlelések esetében, mint amelyeket Weintraub et al. (1991) és Sandell & Weintraub (2001) cikkében láthatunk, a domináns forrás nem a FUor, hanem a V1735 Cyg SM1. Ez a forrás emellett molekuláris vonalakban is sugároz, amelyet az Evans et al. (1994) által bemutatott egytányéros <sup>12</sup>CO(3–2)-adatok is bizonyítanak. Érdekes módon mi nem észleltük a V1735 Cyg SM1-et <sup>13</sup>CO-ban. Ennek oka részben az, hogy a V1735 Cyg SM1 a V1735 Cygtől körülbelül 20″-re található, ezért az antenna elsődleges nyalábjának szélén van. Ezenkívül a szubmilliméteres forrás nagyon kiterjedt is, ezért az interferométer kiszűrhette a sugárzása nagy részét.

## 4.2.5 Következtetések és összefoglalás

Ebben az alfejezetben bemutattuk négy jól ismert FU<br/>or  $^{13}\rm{CO}(1-0)$ -vonalának interferometriás méréseit. A V1057 Cyg, V1515 Cyg és<br/> V1735 Cyg esetében ezek az első publikált milliméteres interferometriás adatok. Az adatok lehetővé tették a gázeloszlás tanulmányozását néhány ezer CSE térbeli skálán.

Bár korábbi <sup>12</sup>CO-mérések vonalszárnyai alapján minden célpontunkról ismert, hogy molekuláris kifújás forrásai, a <sup>13</sup>CO(1–0)-adataink szerint a kifújás jelei nem láthatók, ez a vonal inkább a nyugvó gázból származik. A V1515 Cyg kivételével a kibocsátó terület mérete néhány ezer CSE-en belül van, ami összhangban van a tipikus csillagkörüli burkok méretével. A <sup>13</sup>CO-vonalfluxusokból és Sandell & Weintraub (2001) porkontinuum-adataiból kiszámított buroktömegek szintén konzisztensek. Ez azt jelzi, hogy a forrásaink felé látható

## 4.3. Összegzés és kitekintés

<sup>13</sup>CO-emisszió leginkább egy viszonylag kompakt, csillagkörüli burokból származik, vagy mint a V1735 Cyg esetén, esetleg egy kis előtérfelhőből.

Minden forrásunkat reflexiós köd veszi körül, amelyek valószínűleg korrábban létrejött struktúrák, amelyeket most éppen megvilágít a kitörésben lévő központi forrás. Ezekből a struktúrákból a V1515 Cyg kivételével nem észleltünk <sup>13</sup>CO-emissziót. A V1515 Cyg esetében a <sup>13</sup>CO-emisszió egybeesik a csillag körül látható gyűrű alakú optikai reflexiós köddel. Ez azt jelenti, hogy a forrást egy anyaggyűrű veszi körül, amely egyrészt szórja a központi csillag optikai fényét, másrészt milliméteres hullámhosszon is emittál. Ennek egy fontos következménye az, hogy a V1515 Cyg térbelileg feloldatlan, egytányéros milliméteres fluxusa nem feltétlenül teljes egészében a csillagkörüli burokból származik.

A 10  $\mu$ m-es szilikátalakzat megjelenése alapján Quanz et al. (2007c) két kategóriába osztotta a FUorokat. Azok az objektumok, amelyekben az alakzat abszorpcióban van (pl. V1735 Cyg), fiatalabbak, a csillagkörüli burokba mélyen beágyazottak. Az emissziós szilikátalakzatot mutató objektumok (pl. V1057 Cyg, V1331 Cyg és V1515 Cyg) fejlettebbek, közvetlen rálátással az akkréciós korong felszínére. A V1735 Cyg esetében azonban a milliméteres emisszió és a rövidebb hullámhosszon tapasztalt extinkció egy előtérfelhő következménye lehet, következésképpen az objektum fejlettebb (kevésbé beágyazott) lehet, mint amilyennek tűnik. A <sup>13</sup>CO-adatok, különösen a V1515 Cyg és a V1735 Cyg esetében azt mutatják, hogy a milliméteres emisszió és az optikai/infravörös abszorpció nem feltétlenül, vagy nem kizárólag a csillagkörüli burokkal lehet kapcsolatos.

## 4.3 Összegzés és kitekintés

Ebben a fejezetben a FUorokat nagyobb térbeli skálán körülvevő gáz- és porburkokról volt szó. A mi munkánkat megelőzően az irodalomban a legteljesebb felmérés Sandell & Weintraub (2001) nevéhez fűződik, akik a por kontinuumsugárzását térképezték fel. E felmérés párjának lehet tekinteni a dolgozatban részletesen leírt APEX megfigyelési programot, melyben az északi és egyenlítői FUorok környezetét térképeztük fel a Sandell & Weintraub (2001) munkához hasonló térbeli felbontással, azonban egy nagy előrelépéssel: a mi méréseink a CO-molekula átmeneteinek megfigyelésén keresztül a gázkomponensről adtak információt. Eredményeink megerősítették, hogy a FUorokat jellemzően valóban kiterjedt csillagkörüli burkok veszik körül és megmutatták a burkok nagyfokú változatosságát nemcsak a sűrűségeloszlásban, hanem a hőmérsékletben, tömegben és kinematikában is. Az eredmények alátámasztani látszanak a FUorok burkának fejlődésére és eltűnésére Quanz et al. (2007c) által felállított elméletet.

A fejezet második részében bemutatott rádióinterferometriás mérések tovább árnyalják a burkokról kialakított képünket. Megmutattuk, hogy a viszonylag durva (5000–25 000 CSE) térbeli felbontású, egytányéros adatok önmagukban nem elegendőek ahhoz, hogy teljes képet alkossunk a FUorok környezetéről. Következtetésünk és javaslatunk, hogy minden olyan tanulmányt, amely egytányéros adatok alapján próbálja a FUor-jelenséget a csillagkörüli anyag szerkezetének tükrében értelmezni, össze kell hasonlítani és felül kell vizsgálni újabb nagyfelbontású, lehetőleg interferometriás mérések segítségével. Ebben nagy előrelépést jelent az ALMA és a NOEMA interferométer, amelyek mind porkontinuumban, mind molekulavonalakban minden eddiginél jobb érzékenységű és térbeli felbontású adatokat szolgáltatnak, és a FUorok vizsgálatában is jelentős új eredményeket hoztak (Kóspál et al. 2017a; Fehér et al. 2017, lásd a 5.2. alfejezetet is) és fognak hozni a jövőben is.

A dolgozatban ismertetett két projekt ízelítőt adott a FUorok hideg környezetét feltárni célzó kutatásainkból. A déli és egyenlítői FUorok APEX-felmérését (4.1. alfejezet) időközben kiegészítettük egy további APEX programmal, amelyben az elmúlt években felfedezett új objektumokat vizsgáljuk. Az északi égbolton befejeződött egy PdBI/NOEMA programunk hét FUorról, amelyek nagyfelbontású feltérképezése Fehér Orsolya doktori disszertációjának része (Fehér et al. 2017). A legfontosabb továbblépési lehetőség azonban mind térbeli

felbontásban mind érzékenységben az ALMA interferométer. Annak tesztelésére, hogy mit tud ez a műszer nyújtani a FUorok hideg környezetének vizsgálatában, első lépésként részletesen felmértük a V346 Nor csillagkörüli szerkezetét. Ezt a projektet foglalja össze az 5.2. alfejezet. Mivel az eredmények minden várakozásunkat felülmúlták, egy nagy ALMAprogramot kezdeményeztünk, melyben tíz FUor alapos vizsgálatára került sor. A mérések nagy része 2017 őszére elkészült és az adatokat megkaptuk. Feldolgozásukkal és értelmezésükkel az eddigi legrészletesebb képet alakíthatjuk ki a FUorok környezetéről. Fő célunk annak vizsgálata, hogy a burok tulajdonságai hogyan fejlődnek a protocsillag evolúciója során. Azt is meg fogjuk határozni, hogy vajon a kitörésben lévő fiatal csillagokban az anyagbehullási ráta a burokról a korongra megegyezik-e a hasonló, de kitörést nem mutató fiatal csillagokra jellemző értékkel, vagy az eruptív csillagok esetében átlagon felüli mértékben hullik az anyag a burokból a korongra, esetleges magyarázatot adva a kitörésekre. Ezzel arra a kérdésre is választ kaphatnánk, hogy minden fiatal csillagból lehet-e FUor típusú objektum. A következő fejezet a V346 Nor vizsgálatán keresztül ezekbe a kérdésekbe nyújt bepillantást.

# 5. A V346 Nor kitörése és környezete

Ebben a fejezetben, a dolgozat utolsó részében, egy kiválasztott FU Orionis típusú csillag, a V346 Nor részletes vizsgálatával foglalkozunk. Bár az alkalmazott módszereket (fénygörbeelemzés, milliméteres térképezés, akkrécióskorong-modellezés) már használtuk az előző fejezetekben is, a V346 Nor vizsgálata több szempontból túllép a korábbi kutatási projekteken. Fiatal csillagokban az anyagáramlás teljes folyamata a külső hideg buroktól a csillag felszínéig kevéssé ismert és dokumentált, a FUorok esetében pedig tudjuk, hogy az áramlás nem is folytonos, hiszen a kitörés előkészítéseként a befelé mozgó anyagnak fel kell halmozódnia a korong belső peremén, nem hullhat rá folyamatosan és teljes mértékben a csillagra. A nagy pontosságú és hosszú időtartamot lefedő méréseinknek, valamint a rendszer 2010-ben történt váratlan mély elhalványodásának köszönhetően a V346 Nor esetében egyedülálló lehetőség nyílt, hogy az anyagbehullást mind a korong külső részén (a burokból a korongra), mind a legbelső részén (a korongról a csillagra) megfigyelhessük és számszerűsíthessük. Célunk az volt, hogy összehasonlítsuk a két ütemet, és elsőként próbáljuk kimutatni közvetlen mérésekkel, hogy egy FUorban a kívülről a korongra érkező anyag nem hullik rá teljes mértékben a csillagra. A következőkben ezt a kutatást foglaljuk össze, először a kitörés menetével és a 2010-es minimummal foglalkozva (5.1. alfejezet), majd a minden korábbit felülmúló minőségű ALMA-méréseket elemezve (5.2. alfejezet).

## 5.1 A V346 Nor fiatal eruptív csillag fényváltozásainak fizikai háttere

Kóspál et al., 2017, A&A, 597, L10

## 5.1.1 Motiváció

A V346 Normae jelű fiatal csillagot Elias (1980) fedezte fel mint a korábban ismert HH 57 objektumtól néhány ívmásodpercre elhelyezkedő forrást. A HH 57 egy halvány, kompakt, H $\alpha$ -emissziót mutató csomó (Schwartz 1977) az Sa 187 molekulafelhőben, a Norma 1 asszociációban, a Naptól 700 pc távolságban (Reipurth 1981, lásd az 5.1. ábrán is). Néhány évvel később Graham (1983) bejelentette egy csillagszerű forrás megjelenését a HH 57 északkeleti csúcsán, amely valószínűleg egybeesik Elias (1980) forrásával. Graham leírta, hogy a csillag 1976-ban nem volt látható, de egy diffúz folt egyértelműen felismerhető az ESO/SERC Sky Survey kék fotólemezein, amelyek 1975 áprilisában és júniusában készültek. A V346 Nor tehát valamikor 1976 és 1980 között alakult át halvány diffúz ködből fényes pontforrássá. Ez alapján valamint a csillag spektroszkópiai tulajdonságai miatt Reipurth & Krautter (1983)



5.1. ábra.  $JHK_{\rm S}$  kompozit kép a V346 Nor-ról (fekete + jel a kép közepén) és környezetéről. Az észlelések a nyilvánosan elérhető ESO VISTA Variables in the Via Lactea (VVV) Survey keretében készültek 2010. március 15-én. Észak felfelé, kelet balra van. Az ábrázolt terület mérete 2,5×2,5. A kép közepén nagyjából kelet–nyugati irányban látható sötét sávot az Sa 187 molekulafelhő általi elnyelés okozza.

felvetették, hogy a V346 Nor FU<br/>or típusú kitörésen megy keresztül. Az objektumról Frogel & Graham (1983) publikált 2,2 és 20 µm közötti fotometriát, és megjegyezték, hogy a színei hasonló<br/>ak a FU Ori-éhoz és a V1057 Cyg-éhez.

A felfedezést követően készült közeli infravörös mérések azt mutatták, hogy a V346 Nor fokozatosan fényesedett a K sávban, és valamikor 1990 és 2000 között elért egy széles maximumot (Frogel & Graham 1983; Reipurth & Wamsteker 1983; Reipurth 1985; Kenyon & Hartmann 1991; Molinari et al. 1993; Prusti et al. 1993; Reipurth et al. 1997; Ábrahám et al. 2004a, lásd még a 3.9. ábrát is). Kenyon & Hartmann (1991) publikálták a V346 Nor széles sávú optikai-infravörös spektrális energiaeloszlását, míg Weintraub et al. (1991) szubmilliméteres és milliméteres fotometriát vettek fel rá. Mindkét csoport arra a következtetésre jutott, hogy az objektumot jelentős mennyiségű anyag veszi körül egy aktívan akkretáló korong és egy lapos burok formájában. A közelmúltban Kraus et al. (2016) drámai fényességcsökkenést vett észre a V346 Nor-ban, amelyet később újabb felfényesedés követett. Ezeket az eredményeket úgy értelmezték, mint az akkréció 2-3 nagyságrenddel történő lecsökkenését, amelyet egy új kitörés követett. Annak érdekében, hogy ezt a látványos elhalványodást jobban megértsük, és nyomon kövessük a rendszer fejlődését, ebben a fejezetben bemutatjuk a V346 Nor általunk készített új közeli infravörös méréseit, és újra kiértékeljük a VISTA-távcső Kraus et al. (2016) által is használt adatait is. Elemezzük a V346 Nor-ban megfigyelt fényesség- és színváltozásokat, és összehasonlítjuk az eredményeinket a szakirodalom alapján az erősen akkretáló fiatal csillagok hasonló elhalványodási eseményeivel.

## 5.1.2 Észlelések

A V346 Nor-t 2008. április 10/11-én észleltük a VLT UT4-es egységén található NaCo adaptív optikás műszerrel J, H és  $K_{\rm S}$  sávban. Fotometriai standardcsillagként a 2MASS J16323308–4457314-et mértük, ugyanazzal a beállítással, mint a tudományos célpontot. A NaCo képeink az 5.2. ábrán láthatók. Mivel a V346 Nor a képeken kiterjednek látszik, mind erre, mind a fotometriai standardra olyan nagyméretű apertúrával készítettünk fotometriát, hogy az tartalmazza a V346 Nor teljes fluxusát. A fotometriánk így tehát összehasonlítható a szakirodalomban korábban közölt feloldatlan fotometriával. A fotometriai kalibrációt a standardcsillag 2MASS-magnitúdóinak segítségével végeztük. Az ESO Archívumából letöltöttünk 2003. június 12-én készült J és  $K_{\rm S}$  NaCo-méréseket is; ezeket is hasonló módon dolgoztuk fel és számoltunk belőlük fotometriát.

Csoportunk észlelte a V346 Nor környékét a Bochumi Obszervatórium Cerro Armazones közelében lévő IRIS-távcsövével is. A mérések 2010. június 26. és 2010. július 1. között, valamint 2016. augusztus 22. és 25. között készültek J, H és  $K_{\rm S}$  sávban. A V346 Nor a J



5.2.Felül: А ábra. Nor J, H, és  $K_{\rm S}$ V346 VLT/NaCo-képei sávú 2008-ból. A színskála logaritmikus. Alul: A V346 Nor radiális intenzitásprofiljai (folytonos görbék) és ugyanezek egy halványabb csillagra a látómezőben (szaggatott görbék), a NaCo J, H és  $K_{\rm S}$  képeken mérve. A halványabb csillag esetében a fényességprofilok bizonytalanságát hibahatárokkal jeleztük. A V346 Nor bizonytalansága kisebb a görbe vastagságánál.

sávban nem látszott, de minden H és  $K_{\rm S}$  képen észlelhető volt. Az egyes éjszakákon készült összes J képet összeadtuk, és  $3\sigma$  felső határt határoztunk meg belőlük a forrás fényességére. A többi szűrő esetében apertúrafotometriát végeztünk, ugyanolyan paraméterekkel, mint a NaCo-képek esetében.

A V346 Nor-t a Cerro Tololo-i SMARTS 1,3 m-es távcső ANDICAM műszerével is észleltük, 2016. június 7-én és augusztus 9-én, Johnson–Kron–Cousins VRI optikai és CIT/CTIO JHK infravörös szűrőkkel. Bár a HH 57 halványan látható a V és R képeken, a V346 Nor maga nem észlelhető az optikai tartományban. Az UCAC4-katalógus (Zacharias et al. 2013) magnitúdóértékei felhasználásával elvégeztük a fotometriai kalibrációt, és a V346 Nor-ra  $3\sigma$  felső határokat határoztunk meg. A közeli infravörösben a V346 Nor mindhárom sávban látható volt; a fotometriát ugyanúgy végeztük el, mint az IRIS-képek esetében.

A V346 Nor-ról az ESO "VISTA Variables in the Via Lactea Survey" című nyilvános felmérése keretében is készültek mérések a VISTA 4,1 m távcsővel és a VIRCAM közeli infravörös kamerával (Minniti et al. 2010). Letöltöttük a felmérés minden olyan VIRCAMképét, amelyen a V346 Nor megtalálható volt. A NaCo-, az IRIS- és a SMARTS-adatokkal való összehasonlíthatóság érdekében a képeken saját fotometriát végeztünk ugyanolyan apertúrával, mint fent. Néhány időpontban a kapott értékeink eltérnek a Kraus et al. (2016) által közzétett értékektől ugyanazokra a mérésekre. Megvizsgálva az eltéréseket, arra jutottunk, hogy ennek oka, hogy ők valószínűleg másképpen kezelték a VIRCAM detektorok ismert nemlinearitását a legfényesebb források esetében (pl. Saito et al. 2012). Ezért nem használtuk közvetlenül Kraus et al. (2016) adatait, hanem megismételtük az adatfeldolgozást, és kidolgoztunk egy nemlinearitás-korrekciót, melynek részletei a Kóspál et al. (2017b) cikkünk függelékében olvashatók.

## 5.1.3 Eredmények

Az 5.2. ábra felső része a V346 Normaeról 2008-ban készült NaCo  $JHK_{\rm S}$  képeinket mutatja, míg az alsó panel a normált, azimutálisan átlagolt sugárirányú fényességeloszlását ábrázolja a V346 Nor-ra és egy másik, halványabb csillagra, amely a látómezőben 5,77 távolságban, 13° pozíciószögnél (északtól keletre) látható. Feltételezve, hogy ez a közeli halvány csillag egy pontforrás, a fényességprofilok összehasonlítása azt mutatja, hogy a V346 Nor kiterjedt a J és H sávban, míg a  $K_{\rm S}$  sávban konzisztens egy pontforrással. A dekonvolvált méretek



5.3. ábra. A V346 Nor közeli infravörös fénygörbéi. Az adatpontok forrása: Elias (1980); Frogel & Graham (1983); Graham & Frogel (1985); Reipurth & Krautter (1983); Reipurth & Wamsteker (1983); Reipurth (1985); Kenyon & Hartmann (1991); Molinari et al. (1993); Prusti et al. (1993); Reipurth et al. (1997); Quanz et al. (2007c); Connelley et al. (2008), a 2MASS, DENIS, AllWISE és NEOWISE katalógusok (Cutri et al. 2003; Cutri 2013; Cutri et al. 2015) és a jelen munka (Kóspál et al. 2017b). A lefelé mutató nyilak felső határokat jelölnek.

értéke Gauss-dekonvolúció segítségével 0",041±0",016 (29±11 CSE) J-ben és 0",037±0",010 (25±7 CSE) H-ban, a  $K_{\rm S}$  sávban pedig 0",02 (13 CSE) felső határ adható. Egy csillag körüli korongban a közeli infravörösben sugárzó terület mérete jellemzően csak néhány CSE, így a NaCo képeken látható emissziónak szórt fénynek kell lennie. A J és H képek aszimmetrikusak, az északi rész kissé elnyúltabb, mint a déli. A  $K_{\rm S}$  képen nincs ilyen aszimmetria.

Az 5.3. ábrán láthatók a V346 Nor közeli infravörös fénygörbéi. Az első adatpontok azt mutatják, hogy a forrás 1979 és 1983 között kifényesedett, majd viszonylag állandó volt a fényessége kb. 1988-ig. A K és L sávbeli adatok ezután fokozatos fényesedést mutatnak 1992-ig, ahogy azt már az Ábrahám et al. (2004a) cikkünkben leírtuk. A J és H fénygörbék meglehetősen laposak voltak, a fényességváltozások  $1^m$  alatt maradtak. 2003–2004 után a forrás jelentősen elhalványult, különösen rövid hullámhosszakon, és 2008-ban hasonló fényességet mutatott, bár kissé vörösebb volt, mint az első JHK fotometria 1979-ből.

Valamikor 2008 körül a V346 Nor elkezdett drasztikusan halványulni, és 2010 végén – 2011 elején érte el a minimumát (lásd az 5.3. ábrán jobbra). A forrás később gyorsan kifényesedett,  $\Delta K = 2, 4$ -t három év alatt, majd újabb  $\Delta K = 0, 6$ -t a következő három év alatt, amely lassuló fényesedésre utal. 2016 augusztusában a V346 Nor még nem érte el az 1980–2000-ben mutatott fényes szintet. Ez jól látható a közeli infravörös fénygörbékben, de optikai felső határaink is alátámasztják ezt, hiszen a csillag a VRI képeken látható lenne, ha olyan fényes lett volna, mint 1980 és 2000 között. A mély minimum a  $WISE 3,4 \mu$ m-es fotometriában is látható volt, bár kisebb amplitúdóval.

Az 5.3. ábra jobb oldali panele azt mutatja, hogy a minimumnak a K sávban parabolaszerű alakja volt. A 2010 és 2014 közötti mérésekre ezért illesztettünk egy másodrendű polinomot, majd azt kivontuk a mért fotometriából. A reziduálok  $0,^m2$  körüliek, és elképzelhető, hogy van bennük egy periodikus moduláció. Kiszámoltuk a reziduálok Lomb–Scargle-periodogramját, és találtunk egy valószínű 58±2 napos periódust az adatokban, amelyre a FAP-értéke  $3 \times 10^{-3}$  (5.4. ábra). Hasonló periodikusság volt megfigyelhető például a V1647 Ori-ban, ahol a jelenséget egy keringő porfelhővel magyaráztuk (Acosta-Pulido et al. 2007), és a V960 Monban, ahol egy feltételezett szoros kísérővel (3.3. alfejezet).



5.4. ábra. Felül: A V346 Nor fénygörbéjének Lomb-Scargle-periodogramja, miután az adatpontokból levontunk egy parabolikus trendet. A legmagasabb csúcs 58 napos periódusnak felel meg. A szaggatott vonalak jelzik a  $10^{-3}$  és  $10^{-2}$ FAP-értékekhez tartozó szinteket. Alul: A fénygöra fázis függvényében, be miután az adatpontokból parabolikus kivontuk a trendet, és feltekertük egy 58 napos periódussal.

## 5.1.4 Az eredmények értelmezése és következtetések

Az 5.5. ábrán látható szín-fényesség diagram azt mutatja, hogy a 2008-ig terjedő összes adatpont megközelítőleg egyenes sávot képez, míg a későbbi mérések eltérnek ettől a trendtől. Ez arra utal, hogy a fényesség- és a színváltozásokat okozó fizikai mechanizmusok különbözőek 2008 előtt és után. A megfigyelések reprodukálásához a  $JHK_{\rm S}$  adatpontokat minden időpontban egy olyan állandó, optikailag vastag, geometriailag vékony viszkózus akkréciós koronggal illesztettük, amelynek sugárirányban állandó az akkréciós rátája. Az ilyen korongmodelleket Hartmann & Kenyon (1996) és Zhu et al. (2007) sikeresen használták a FUorok spektrális energieloszlásának illesztéséhez, valamint mi is adaptáltuk a HBC 722 (3.2. alfejezet) valamint a V582 Aur (3.4. alfejezet) esetére. A korong spektrális energiaeloszlását úgy számítottuk ki, hogy a csillag sugarától az  $R_{\rm out}$  külső sugárig koncentrikus gyűrűkben integráltuk a fluxusokat, minden gyűrűre feketetest-sugárzást feltételezve. A modellfluxusokat különböző  $A_V$  értékekkel vörösítettük, Savage & Mathis (1979) extinkciós törvényét felhasználva  $R_V=3,1$  értékkel. Az akkréciós korong külső sugarát rögzítettük ( $R_{out}=2$  CSE, a pontos érték nem befolyásolta számottevően a közeli infravörös fluxusokat). Ily módon csak két szabad paraméterünk maradt, a csillagtömeg és akkréciós ráta szorzata (MM) és az  $A_V$  extinkció. A csillag tömegét és sugarát kis tömegű fiatal csillagokra tipikus értékekben rögzítettük  $(1 \, M_{\odot})$ és  $3.0 \,\mathrm{R}_{\odot}$ ). Az eredményül kapott akkréciós ráta fordítottan arányos a csillagtömeggel. A V346 Nor korongjának inklináció ja nem ismert, ezért  $2/\pi \approx 40^{\circ}$ -t vettünk, amely véletlenszerű eloszlás esetén az inklináció várható értéke. Az illesztést  $\chi^2$  minimalizálással végeztük. A használtnál szélsőségesebb extinkciós törvények (pl.  $R_V=5,3$ , Cardelli et al. 1989) kevesebb mint 15%-kal változtatnák meg a kapott  $A_V$  és MM értékeket, amely alatta marad az illesztés bizonytalanságának.

Az 5.5. ábra legkékebb pontjai megfelelnek az 1983–88-as és 2003-as méréseknek, amikor a rendszernek közel ugyanaz volt a fényessége és színe. Ezek a pontok jól illeszthetők a korongmodellünkkel  $\dot{M} = 1.0 \times 10^{-5} \,\mathrm{M_{\odot}}$ /év akkréciós rátával és  $A_V = 6,77$  látóirányú vörösödéssel. Hasonlóan jó illesztést kaptunk az 1979-es és a 2008-as spektrális energiaeloszlásokhoz



5.5. ábra. A V346 Nor közeli infravörös szín-fényesség diagramja. A vörösödési utat szaggatott vonal jelzi (Cardelli et al. 1989). A folytonos szürke vonalak mutatják az illesztett vörösödött akkréciós korongmodelleket (a részleteket lásd a szövegben).

 $\dot{M}=2,1\times10^{-5}\,\rm M_{\odot}/\acute{e}v$ és  $\dot{M}=4,5\times10^{-5}\,\rm M_{\odot}/\acute{e}v$ felhasználásával. A vörösödés azonban jelentősen magasabb volt, 16,77 1979-ben és 21,75 2008-ban. A rendszer időbeli alakulását úgy szimuláltuk, hogy kiszámítottuk a korongmodelleket 21,75-tól 6,77-ig fokozatosan változó $A_V$ -vel és  $4,5\times10^{-5}$ -től  $1,0\times10^{-5}\,\rm M_{\odot}/\acute{e}vig$ változó $\dot{M}$ -tal. A kapott egyenest az 5.5. ábrán ábrázoltuk. A legtöbb időpontban mért adatponthoz jól illeszkedik a korongmodellünk. A tipikus bizonytalanságok 1-2 magnitúdó $A_V$ -ben és 10-30%  $\dot{M}$ -ban. A 2010-es minimum után a spektrális energiaeloszlás alakja kevésbé jól reprodukálható az akkréciós korongmodellel, ami 6-8 magnitúdó bizonytalanságokat eredményez  $A_V$ -ben, és 6-szoros faktort az  $\dot{M}$ -ban.

Az 1989 és 1999 közötti adatpontok a modellegyenes felett helyezkednek el. A spektrális energiaeloszlás ezekben az esetekben is illeszthető a korongmodellünkkel, de magasabb  $\dot{M}$  értékekkel. Az  $A_V$  ebben az időszakban 12,<sup>m</sup>1 és 19,<sup>m</sup>2 között volt. Azt találtuk, hogy az akkréciós ráta 1992 januárjában volt maximális, ekkor  $\dot{M}=9.8\times10^{-5}$  M<sub> $\odot$ </sub>/év és  $A_V=16$ ,<sup>m</sup>8 volt. Ismét kiszámítottunk egy modellsorozatot, ahol az  $A_V$  19,2-től 12,1 magnitúdóig változott, az  $\dot{M}$  pedig  $9.8\times10^{-5}$ -tól  $3.5\times10^{-5}$  M<sub> $\odot$ </sub>/évig. Ez az egyenes szintén látható az 5.5. ábrán.

Kraus et al. (2016) azt javasolták, hogy a 2010 körüli minimum az akkréciós ráta csökkenésével kapcsolatos. Az akkréciós korongmodellünk segítségével azt találtuk, hogy ha 2008 és 2010 között állandó  $A_V=21,75$  vörösödést tételezünk fel, és a 2010-es spektrális energiaeloszláshoz hozzáadunk fokozatosan növekvő  $\dot{M}$  értékű korongmodelleket, akkor elérjük a 2008-as adatpontot (5.5. ábra). A minimumban mért fluxusok az akkréciós rátára  $4\times10^{-7}$  M<sub>☉</sub>/év felső határt adnak, az akkréciós ráta tehát legalább egy 100-as faktorral, vagy akár nagyobb arányban is leesett, alátámasztva Kraus et al. (2016) megállapításait. Megjegyezzük, hogy modellezésünkben nem vettük figyelembe a 2008-as NaCo-képeinken látható szórt fény komponents, mert ennek konzisztens modellezése túlmutat a jelen munka céljain.

Eredményeink megmutatták, hogy míg a gyors elhalványulás 2010-ben az akkréciós rátával kapcsolatos esemény volt, az ezt megelőző fényességváltozások az akkréciós ráta és az extinkció együttes változásainak voltak köszönhetők, vagyis a növekvő akkréciós rátát a forrás irányában megfigyelhető vörösödés növekedése kísérte. Ilyen tekintetben a V346 Nor hasonlít az erősen változékony fiatal csillagok egy bizonyos csoportjához, amelyekben a fluxusváltozások oka a változó akkréciós ráta és változó mértékű csillagkörüli extinkció. Ilyen objektum pl. a H $\alpha$ 11, a PV Cep, a V1647 Ori és a V899 Mon (Kun et al. 2011a,b; Mosoni et al. 2013; Ninan et al. 2015). A V346 Nor bizonyos szempontból hasonlít a V2492 Cyg jelű fiatal eruptív csillagra is. A V2492 Cyg kitörés előtti pozíciója a közeli infravörös szín-szín diagramon közel áll a V346 Nor pozíciójához a 2010-es minimumban. Kitörése kezdetén a V2492 Cyg is keresztülment egy nagy akkréciósráta-változáson, a magas akkréciós állapotban pedig a
látóirányú extinkció folyamatosan változik (Kóspál et al. 2011a, 2013a; Hillenbrand et al. 2013). Tehát mind a V346 Nor, mind a V2492 Cyg megfigyelt fényváltozásait a változó akkréciós és extinkció kombinációja okozza.

A V346 Nor 2010-es minimumát rögtön a forrás fényesedése követte. Úgy tűnik, 2016-ban a forrás éppen visszatérőben van a 2008-as állapotba a szín-fényesség diagramon (5.5. ábra). Ez azt sugallja, hogy a felfényesedést ugyanaz a folyamat szabályozza, amely a halványodásért volt felelős, nevezetesen a növekvő akkréció állandó nagymértékű extinkció mellett. Egyszerű korongmodellünkkel reprodukálni lehet a 2016-ban mért  $JHK_S$  fluxusokat, feltételezve, hogy  $\dot{M} = 3, 3 \times 10^{-6} \,\mathrm{M_{\odot}/\acute{e}v}$  és  $A_V = 19$ , 8. Legfrissebb méréseink alapján úgy tűnik, hogy a forrás fényesedése megállt, és jelenleg egy köztes fényességi állapotban stagnál.

A klasszikus FUor-modellekben a kitörés akkor fejeződik be, amikor a belső korong teljes mértékben kiürül, és csak akkor kezdődhet újabb kitörés, amikor a korong anyaga feltöltődik, jellemzően több ezer vagy tízezer év alatt (Bell & Lin 1994). Emiatt a V346 Nor viszonylag rövid minimuma nem valószínű, hogy a klasszikus értelemben vett nagy FUor-kitörés végét jelezné. Valószínűbb, hogy inkább a csillagra való anyagáramlás átmeneti megállásáról van szó. Hasonló jelenséget észleltek a V899 Mon-nál Ninan et al. (2015) és a V1647 Ori esetében, ahol a 2004–2006 közötti kitörés véget ért, majd néhány évvel később újraindult. Az akkréció ilyenfajta ideiglenes megállásának a fizikai mechanizmusa nem ismert. Ninan et al. (2015) számos lehetséges magyarázatot felvetett, azzal a megszorítással, hogy ezeknek a folyamatoknak képeseknek kell lenniük arra, hogy néhány év után a rendszer visszatérjen az elhalványodás előtti állapotba. A V346 Nor kitörésének részletes vizsgálata ezért közelebb hozhat minket a fiatal eruptív csillagok titokzatos elhalványodásainak megértéséhez.

#### 5.2 Anyagáramlások a V346 Nor fiatal eruptív csillag környezetében

Kóspál et al., 2017, ApJ, 843, 45

#### 5.2.1 Motiváció

A csillagkörüli burkok jelentős szerepet játszanak a FUor-kitörésekben, részben azáltal, hogy minden egyes kitörés után pótolják a korong anyagát, részben pedig fenntartják a gravitációs instabilitást, amely számos kitörésmodell fontos összetevője (Zhu et al. 2009; Vorobyov & Basu 2010, 2015). A modellekben alapvető paraméter a burokról a korongra érkező anyag behullási rátája, amely szabályozza ezeket a folyamatokat, és meghatározza, milyen gyakorisággal fog a korong fragmentálódni, és ezáltal azt is, hogy milyen gyakoriak a kitörések (Vorobyov et al. 2013b). Az instabilitási modellek általános előrejelzése, hogy a korong belsejében a csillag irányába történő áramlási ráta meghalad egy kritikus értéket, amely néhányszor  $10^{-7} M_{\odot}/év$ , ellenkező esetben az anyag folyamatosan áramlik a csillagra, és nem történik kitörés (Bell & Lin 1994). Azzal az észszerű feltételezéssel, hogy a burokról a korongra áramló tömeg mennyisége ugyanabba a nagyságrendbe esik, mint a korongban történő tömegtranszport, ez azt is jelenti, hogy kell lennie egy kritikus anyagbehullási rátának a burokról a korongra. Az ALMA-val lehetőség nyílt az anyagbehullási folyamatok tanulmányozására és a FUorok burkának részletes vizsgálatára.

Ebben az alfejezetben új ALMA kontinuum- és CO-vonalmérések segítségével minden eddiginél jobb érzékenységgel, térbeli és sebességfelbontással vizsgáljuk a V346 Nor csillagkörüli anyagának szerkezetét és tulajdonságait. A rendszerről korábban rendelkezésre álló milliméteres mérések alapján lehetett tudni, hogy a csillagkörüli anyag teljes (gáz+por) tömege 0,5 M<sub> $\odot$ </sub>, mérete pedig JCMT/SCUBA-mérések alapján 22″×8″ (Sandell & Weintraub 2001). Evans et al. (1994) nagyon erős <sup>12</sup>CO(3–2) és <sup>13</sup>CO(2–1)-vonalat detektáltak a CSO-rádióantennával, amelyben anyagkifújás jeleit is látták. Ők nagyjából 1  $M_{\odot}$  teljes buroktömeget mértek. Nemrég a mi csoportunk is megfigyelte a CO-molekula emisszióját

Kép	Frekvencia (GHz)	Nyaláb mérete	Nyaláb pozíciószöge
Kontinuum	226,70856	0'',90×1'',11	$-85^{\circ},1$
$^{12}$ CO J=2–1	$230,\!53800$	$0''_{,91 \times 1''_{,11}}$	$-86^{\circ}_{,}6$
$^{13}$ CO J=2–1	220,39868	$0''_{,95 \times 1''_{,16}}$	$-85^{\circ}\!\!,4$
C <sup>18</sup> O $J=2-1$	$219{,}56035$	$0'',\!97 \times 1'',\!19$	$-86^{\circ}_{,}0$

#### 5. A V346 Nor kitörése és környezete

5.1. táblázat. Az V346 Nor ALMA-észleléseinek főbb adatai.

a V346 Nor-ban, az APEX-antenna segítségével a  ${}^{12}CO(3-2)$ ,  ${}^{12}CO(4-3)$ , és  ${}^{13}CO(3-2)$ vonalban (4.1. alfejezet). Mi 10 000 CSE (14'',3) sugáron belül 0,3 M<sub> $\odot$ </sub> teljes buroktömeget mértünk, amely – figyelembe véve a tömegmérések bizonytalanságait – összhangban van a korábbi értékekkel. Mi is detektáltuk a korábban felfedezett kifújást a vonalszárnyakban.

#### 5.2.2 Észlelések

A V346 Nor-r több részletben észleltük az ALMA-val. 2015. április 28-án a 12 m-es antennarendszerrel, 2014. június 6-án, június 8-án és augusztus 8-án a 7 m-es antennarendszerrel, 2015. június 14-15-én és július 16-18-án pedig az egytányéros antennákkal végeztük méréseket. A 12 m-es antennákkal való mérések során 37 antenna volt elérhető, a 7 m-es antennák esetében 9–11 antenna, az egytányéros megfigyelést pedig 3 antennával végeztük. Az 5.1. táblázat foglalja össze az észleléseink legfontosabb adatait. A 12 m-es mérések vetített bázisvonala 14 m és 349 m között volt, míg a 7 m-es méréseké 8,3 m és 48 m közötti. Három spektrális ablakot használtunk 30 kHz (40 m s<sup>-1</sup>) felbontással a <sup>12</sup>CO, <sup>13</sup>CO és C<sup>18</sup>O J=2-1 vonalak esetében, míg a negyedik spektrális ablakkal az 1,3 mm-es kontinuumot mértük.

Az összes adatot az ALMA adatfeldolgozásra szolgáló standard szoftverrel kalibráltuk (CASA v4.5; McMullin et al. 2007). A 7 m-es és 12 m-es mérések esetében jó egyezés volt a közös bázisvonalakon mért vizibilitásokban, a két mérést ezért összefűztük egyetlen méréssé. Ebből a mérésből azután a vonalemisszió által érintett csatornák kizárásával elkészítettük a kontinuumtérképet. A CO-vonaladatokhoz először kivontuk a kontinuumot az *uv*-térben, majd a képeket dekonvolváltuk a **clean** módszerrel. Végül elkészítettük az egytányéros adatkockákat ugyanolyan térbeli és spektrális felbontással, mint az interferometriás adatok, és a CASA **feather** algoritmusa segítségével kombináltuk össze őket a képtérben. Hangsúlyozzuk, hogy a három adathalmaz kombinációja biztosítja, hogy minden térbeli skálán fluxusvesztés nélkül, helyesen alkossunk képet.

# 5.2.3 Eredmények és analízis

# Kontinuumtérkép

Ahogy az 5.6. ábra mutatja, a V346 Nor jól detektálható az 1,322 mm-es kontinuumban. A képen a szintetikus nyalábban mért zajszint 0,07 mJy beam<sup>-1</sup>. A maximális emisszió az  $\alpha_{2000}=16^{h}32^{m}32^{s}$ ,20,  $\delta_{2000}=-44^{\circ}55'30''_{,69}$  pozícióban látható, amely mindössze 0'',11-re van a fáziscentrumtól és 0'',10-re a célpont csillag közeli infravörös 2MASS-koordinátáitól. A kontinuumemisszió csúcsa tehát egybeesik a csillag helyével. Az itt mérhető csúcsfluxus a szintetikus nyalábban 19,7 mJy, amely  $280\sigma$  detektálásnak felel meg. A kontinuumemisszió központi részét, amely az 5.6. ábra jobb oldalán látható, egy meglehetősen kompakt forrás dominálja. A legalacsonyabb kontúrok aszimmetrikusak: a kontinuumemisszió erősebb az északnyugati irányban, és egy ujjszerű, keskeny nyúlványt alkot. Ennek oka lehet egy másik, közeli forrás, vagy egy sűrűbb csomó a V346 Nor csillagkörüli burkában, esetleg a központ felé áramló anyag. Annak érdekében, hogy elkülönítsük a központi csúcsot a kiterjedt nyúlványtól, a fényességeloszlást két elliptikus 2D Gauss-függvénnyel illesztettük.

Az illesztés azt mutatta, hogy a központi forrás marginálisan feloldott, a dekonvolvált

146



5.6. ábra. A V346 Nor ALMA 1,322 mm-es kontinuumtérképe gyökös intenzitásskálázással. A bal panelen a kontúrok 2, 4, 8, 16, 32, 64, 128, és  $256\sigma$ -nál vannak, míg a jobb panelen  $25\sigma$ -tól  $275\sigma$ -ig,  $25\sigma$ -s közökkel (a szintetikus nyalábban mért zajszint  $\sigma = 0.07 \,\mathrm{mJy}$ ). A csillag szimbólum a HH 57 pozícióját jelzi. A pontozott vonal mutatja a CO-adatokban látott korong pozíciószögét.

félértékszélessége  $0''_{46} \times 0''_{60}$ . A forrás az északnyugat-délkeleti irány mentén kiterjedt, pozíciószöge hasonló a CO-emisszióban látott forgó korongéhoz (lásd alább). Mérete (700 pc távolságban) 210 CSE sugárnak felel meg. Az illesztésből kapott fluxusa  $27\pm3 \,\mathrm{mJy}$ , ahol a hiba már tartalmaz 10% abszolút fluxuskalibrációs bizonytalanságot. Ha optikailag vékony emissziót feltételezünk, ezt átválthatjuk portömeggé az alábbi képlettel:

$$m_{\rm dust} = \frac{f_{850}d^2}{\kappa_{850}B_{\nu}(T_{\rm dust})}.$$
(5.1)

Eredményül  $7 \times 10^{-4} \,\mathrm{M_{\odot}}$  portömeget kaptunk úgy, hogy a távolságra  $d=700 \,\mathrm{pc}$ -et vettünk, a  $850 \,\mu\text{m-es}$  poropacitásra  $\kappa_{850} = 0.17 \,\text{m}^2 \,\text{kg}^{-1}$  (Zuckerman & Becklin 1993), a porhőmérsékletre  $T_{\text{dust}}=50\,\text{K}$ , a por emisszivitására pedig  $\beta=1$  (Sandell & Weintraub 2001) értéket használtunk. Annak érdekében, hogy ellenőrizzük a  $\tau$  optikai mélységre vonatkozó feltételezésünket, kiszámítottunk egy  $\tau$ -térképet úgy, hogy összehasonlítottuk a megfigyelt emissziót az 50 K porhőmérsékletnek megfelelő feketetest-sugárzással. Az így kapott legmagasabb $\tau$ érték 0.01 körül volt, és még  $T_{\text{dust}}=20$  K esetén is az optikai mélység 0.03 alatt marad. Ezért a számított portömeg nem becsüli jelentősen alá a valódi értéket. Amint azt később látni fogjuk, a csillag körüli kepleri korong közelítőleg kitölti a központi nyalábot, így nem várható a fluxus "felhígulása" (beam dilution), amely szintén arra utal, hogy tömegbecslésünk pontos. Megillesztettük a közeli kiterjedt forrás képét is, amely a V346 Nor-tól északnyugatra 1,9 távolságban van, és ugyanebben az irányban elnyúlt. A forrás dekonvolvált FWHM mérete 1",9. Csúcsfényessége körülbelül 7-szer gyengébb, mint a V346 Nor-é, ezért a központi  $\approx 1$ " sugáron belül a V346 Nor dominálja a kontinuumemissziót.

Jelentős mennyiségű halványabb (de még mindig jól kimutatható), kiterjedt emisszió látható a célpont körül. Az 5.6. ábra bal oldalán a legalacsonyabb kontúrszintek  $(2, 4 \notin 8\sigma)$ négy nyelvszerű kitüremkedést rajzolnak ki, amelyek valószínűleg az anyagkiáramlás által vájt üreg falait jelzik. Egy 9" (6300 CSE) sugarú apertúra mindezeket a struktúrákat tartalmazza. Az e sugáron belül mérhető teljes milliméteres fluxus 42 mJy. Ha ebből kivonjuk a központi forrás 27 mJy fluxusát, kiszámíthatjuk a kiterjedt emisszió tömegét, 20 K hőmérsékletet és



5.7. ábra. A teljes látómezőre ( $\approx 14\,000\,\text{CSE}$  sugár, balra) és a központi nyalábra ( $\approx 700\,\text{CSE}$ , jobbra) számolt spektrumok a különböző CO-izotópokra. Vízszintes fekete vonalak jelzik azokat a sebességtartományokat, amelyeket érintett az egytányéros térképeken az referenciapozícióból származó emisszió. Ez a jelenség az interferometrikus térképeket nem érinti. Függőleges szaggatott vonalak jelzik az alacsony sebességű (low-velocity, LV), a közepes sebességű (medium velocity, MV) és nagy sebességű (high velocity, HV) gáz sebességtartományokra integrált vörös- és kékeltolódott emisszió térképe látható az 5.12. ábrán.

β=2 poremisszivitás értéket feltételezve (Sandell & Weintraub 2001). A kiterjedt struktúrára kapott portömeg 1,6×10<sup>-3</sup> M<sub>☉</sub>. Hozzáadva ehhez a központi forrás tömegét, 2,3×10<sup>-3</sup> M<sub>☉</sub> teljes portömeget kapunk a V346 Nor körüli 6300 CSE sugarú területre.

Egy további kontinuumforrás is látható az ALMA-képen, amely 15",2-re északnyugatra van a V346 Nor-tól,  $\alpha_{2000}=16^{\rm h}32^{\rm m}31$ ,48,  $\delta_{2000}=-44^{\circ}55'17$ ",50 pozícióban. Csúcsfluxusa 19,9 mJy, teljes fluxusa pedig 27±7 mJy. Ez a forrás ismeretlen a szakirodalomban, bár jól látható a 70 µm és 100 µm-es Herschel-képeken is. Hosszabb hullámhosszakon már nem látszik olyan jól a Herschel csökkenő térbeli felbontása miatt. A Herschel/PACS pontforrás katalógus (Marton et al. 2017) erre a forrásra 4,1±0,4 Jy fluxust 70 µm-en és 7,4±0,4 Jy-t 100 µm-en. A forrás optikai és közeli infravörös hullámhosszakon láthatatlan, így valószínűleg egy mélyen beágyazott protocsillag lehet.

#### **CO-spektrumok**

Az 5.7. ábra mutatja a három CO-izotóp vonalprofilját 14 000 CSE (20") sugarú területen belül, és a két ritkább izotóp spektrumát a központi nyalábban. A központi nyaláb esetében a  $^{12}$ CO-spektrum jelentős önabszorpciót mutat, ezért a továbbiakban nem tárgyaljuk. –12 és -14,5 km s<sup>-1</sup> valamint –19 és –21,5 km s<sup>-1</sup> között a forrástól független negatív alakzatokat láthatunk. Ez az egytányéros térképek referenciapozíciójában lévő emisszió által okozott műszereffektus, és az interferometrikus adatokban nincs jelen. Ezeket a sebességtartományokat kizártuk az elemzésünkből. A nagyobb terület színképei olyan profilokat mutatnak, amelyek hasonlóak a beágyazott objektumok körüli burkok spektrumához (Evans 1999). Az optikailag vékonyabb <sup>13</sup>CO és C<sup>18</sup>O-vonalak csúcsa jól egybeesik a rendszersebességgel (lásd alább), míg az optikailag vastagabb <sup>12</sup>CO erőteljes önabszorpciót mutat a rendszersebességhez képest kissé vöröseltolódott sebességnél. Ezt a fajta vonalprofilt a szakirodalomban azzal magyarázzák, hogy a burokban sugárirányú sebességgradiens van (5.8. ábra): a burok külső része többnyire nyugalomban van, amely abszorpciót okoz, míg a belső rész a központi csillag felé hullik (Shu 1977; Evans 1999; Evans et al. 2015).

A központi nyaláb <sup>13</sup>CO és C<sup>18</sup>O spektruma (5.7. ábra, jobb panel) két kiemelkedő csúcsot mutat a vonal középpontjának közelében, szimmetrikusan a  $-3,55 \text{ km s}^{-1}$  sebesség körül. A továbbiakban ezt a sebességet tekintjük a rendszersebességnek. A kettős csúcsú vonalprofil a központi csillag körüli keringésre utal. Jól láthatók a vonalszárnyak is, különösen az erősebb <sup>13</sup>CO-vonalon, ahol a rendszersebességtől számított  $\pm 9 \text{ km s}^{-1}$ -ig követhető a vonalszárny.



5.8. ábra. Sugárirányú sebességgradienssel jellemezhető burokból származó emissziós vonal profiljának szemléltetése. A burok külső része nyugalomban van, és a látóirányban abszorpciót okoz, míg a belső rész a központi csillag felé hullik, amely a rendszersebességhez képest kék- és vöröseltolódott emissziót okoz. Az ábra forrása: Evans (1999).

Ez jelezheti azt, hogy az anyagkiáramlás a központi csillaghoz nagyon közel elkezdődik, vagy azt, hogy az anyag viszonylag nagy sebességgel kering a központi csillag körül. A központi nyalábban mért vonalprofilok megjelenése alapján a rendszersebesség körül szimmetrikusan három sebességtartományt definiáltunk: alacsony sebesség (low velocity, LV, 1,5 km s<sup>-1</sup>-en belül), közepes sebesség (medium velocity, MV, 1,5...3,5 km s<sup>-1</sup> között), és a nagy sebesség (high velocity, HV, 3,5...8,5 km s<sup>-1</sup> között). Ezeket a sebességtartományokat az 5.7. ábrán is bejelöltük. A CO-emissziót ezekre a sebességtartományokra integráltuk, és felrajzoltuk a vörös- és a kékeltolódott emissziót (5.12. ábra). Az 5.9, 5.10 és 5.11. ábrán néhány kiválasztott csatornatérkép is látható, a <sup>12</sup>CO esetében a rendszersebességtől ±16 km s<sup>-1</sup>-on belül, míg a halványabb <sup>13</sup>CO és C<sup>18</sup>O esetében ±8 km s<sup>-1</sup>-on belül.

#### CO-térképek

Az 5.12. ábrán az LV emisszió meglehetősen kiterjedt, de egy központi koncentrált csúcsot is mutat. A középponttól távolabbi emisszió valószínűleg a gázburokból származik, amely a központi csillagtól legalább 10"-re kiterjed. Ez jól látható az 5.9, 5.10, és 5.11. ábrákon lévő csatornatérképeken. Az 5.12. ábra paneljein a középpont irányában a kék- és vöröseltolódott emisszió centroidja kis eltolódást mutat egymáshoz képest (a vöröseltolódott emisszió csúcsa a délkeleti irányban van, a kékeltolódotté pedig északnyugatra a csillag pozíciójához képest). Ez jól látható <sup>13</sup>CO-ban, de még hangsúlyosabb a C<sup>18</sup>O-ban. Ez azt jelenti, hogy a forgó struktúra sugara nem nagyobb, mint körülbelül 2".

A közepes sebességű CO-emisszió sokkal kompaktabb. A térképeken a legfényesebb részek többnyire keskeny filamentumok mentén koncentrálódnak, amely mentén több fényes csúcs van. Látható egy csúcs a csillag pozíciójában, és nem látható eltérés a kék- és a vöröseltolódott emisszió csúcsa között (5.12. ábra). Ez az eredmény azt tükrözi, hogy kepleri keringés esetén a nagyobb sebességű anyag közelebb van a központi csillaghoz. A különböző jel/zaj viszonytól eltekintve a <sup>13</sup>CO és C<sup>18</sup>O-térképek megjelenése nagyon hasonló. A vöröseltolódott emisszió alakja egy északkelet felé nyíló parabola, viszonylag széles, körülbelül 80° nyílásszöggel, míg a kékeltolódott emisszió egy valamivel keskenyebb ellipszis délnyugat felé, amelynek a nyílásszöge a legszélesebb részén is csak körülbelül 40°. Ezek a struktúrák a <sup>13</sup>CO megfelelő



## 5. A V346 Nor kitörése és környezete

5.9. ábra. A V346 Nor ALMA $^{12}\mathrm{CO}\text{-}\mathrm{csatornat\acute{e}rk\acute{e}pei}$ . A szintetikus nyaláb a bal alsó panelen látható. A bal felső sarokban látható számok a sebességet jelzik km $s^{-1}$ -ban. A kontúrok a kontinuumemissziót, a+jelek pedig a V346 Nor és a HH 57 pozícióját jelzik. A V346 Nor van a kép közepén.



5.2. Anyagáramlások a V346 Nor fiatal eruptív csillag környezetében

5.10. ábra. A V346 Nor ALMA <sup>13</sup>CO csatornatérképei. A szintetikus nyaláb a bal alsó panelen látható. A bal felső sarokban látható számok a sebességet jelzik km s<sup>-1</sup>-ban. A kontúrok a kontinuumemissziót, a + jelek pedig a V346 Nor és a HH 57 pozícióját jelzik. A V346 Nor van a kép közepén.



5.11. ábra. A V346 Nor ALMA C<sup>18</sup>O csatornatérképei. A szintetikus nyaláb a bal alsó panelen látható. A bal felső sarokban látható számok a sebességet jelzik km s<sup>-1</sup>-ban. A kontúrok a kontinuum<br/>emissziót, a+jelek pedig a V346 Nor és a HH 57 pozíciój<br/>át jelzik. A V346 Nor van a kép közepén.



5.2. Anyagáramlások a V346 Nor fiatal eruptív csillag környezetében

5.12. ábra. Vörös- és kékeltolódott <sup>13</sup>CO és C<sup>18</sup>O-emisszió a V346 Nor körül (piros és kék kontúrok) a szürkeskálával ábrázolt 1,322 mm-es kontinuumra rárajzolva. A szürke csillag jelöli a kontinuum csúcsát. A szintetikus nyaláb a bal alsó sarokban látható. A CO-emissziót az 5.7. ábrán jelölt LV, MV és HV sebességtartományban integráltuk össze. A <sup>13</sup>CO LV esetében a kontúrok 60 $\sigma$ -nál kezdődnek, és 20 $\sigma$  lépésközzel követik egymást. A C<sup>18</sup>O LV esetében az első kontúr 40 $\sigma$ -nál van, a lépésköz 20 $\sigma$ , a <sup>13</sup>CO MV esetében az első kontúr 30 $\sigma$ , a lépésköz 10 $\sigma$ , a C<sup>18</sup>O MV esetében az első kontúr 10 $\sigma$ , a lépésköz 5 $\sigma$ , a <sup>13</sup>CO HV esetében az első kontúr 6 $\sigma$ , a lépésköz 4 $\sigma$ , a C<sup>18</sup>O HV esetében pedig az első kontúr 4 $\sigma$ , a lépésköz 2 $\sigma$ . A nyalábban mérhető zajszintek:  $\sigma$ =5 mJy km s<sup>-1</sup> a <sup>13</sup>CO LV-re,  $\sigma$ =2 mJy km s<sup>-1</sup> a C<sup>18</sup>O MV-re,  $\sigma$ =3 mJy km s<sup>-1</sup> a C<sup>18</sup>O MV-re,  $\sigma$ =10 mJy km s<sup>-1</sup> a <sup>13</sup>CO HV-re.

sebességű csatornatérképein láthatóak a legjobban (5.10. ábra). A megfigyelt geometria nagyon emlékeztet egy kifújás által vájt üregre, ahol a CO-sugárzás az üreg falainál feltorlódott anyagból származik. Úgy tűnik, hogy a HH 57 a délnyugati CO-kibocsátó ellipszis tengelye mentén helyezkedik el, közel annak távolabbi széléhez.

A nagy sebességű emisszió (az első és utolsó néhány csatorna az 5.10 és 5.11. ábrákon) nagyon hasonlít a közepes sebességűhöz, így annak egy része szintén az üreg falából származhat. Délnyugat felé erős kékeltolódott emisszió veszi körül a HH 57-et, ezért az erős CO-emisszió azt a helyet jelezheti, ahol a kifújás beleütközik a környező csillagközi anyagba. Ebben a sebességtartományban a központi rész esetében (5.12. ábra) ismét eltérés mutatkozik a vörös- és kékeltolódott emisszió csúcsa között. Ez az előzőekben említett kepleri keringés esetében váratlan eredmény. Ennél valószínűbb az, hogy itt inkább a parabolikus/elliptikus kifújási üregek alján megfigyelhető nagy skálás forgómozgást látjuk. Figyelemre méltó, hogy a forgásirány a bipoláris kiáramlás mindkét oldalán és a kompakt központi keringő struktúra esetében azonos.

A <sup>12</sup>CO-emisszió csatornatérképei megmutatják az emisszió szerkezetét még nagyobb sebességeknél is, akár a rendszersebességtől  $\pm 15 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$  távolságban is (5.9. ábra). A kékelto-



5.13. ábra. Vöröseltolódott  $(-1.5 \text{ és } 15.9 \text{ km s}^{-1} \text{ között})$ és kékeltolódott (-23 és  $-5.6 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$  között) <sup>12</sup>COemisszió a V346 Nor körül (piros és kék kontúrok) a szürkeskálával ábrázolt 1,322 mm-es kontinuumra rárajzolva. Az egytányéros mérések referenciapozíciójában lévő emisszió által érintett csatornákat (lásd az 5.7. ábrán) kihagytuk. A kontúrok 250 $\sigma$ -nál kezdődnek 250 $\sigma$  lépésközzel, ahol a nyalábban mérhető zajszint:  $\sigma = 2 \,\mathrm{mJy}\,\mathrm{km}\,\mathrm{s}^{-1}$ .

lódott részben egy furcsa új alakzat jelenik meg egy hosszú egyenes nyúlvány formájában, amely a csillagtól délnyugat felé mutat. Ezenkívül a <sup>13</sup>CO és C<sup>18</sup>O MV és HV térképeken látható délnyugati elliptikus struktúra szintén látható <sup>12</sup>CO-ban. A vöröseltolódott oldalon egy új ellipszis jelenik meg északkeleten. Úgy tűnik, hogy ez különbözik a <sup>13</sup>CO-ban és C<sup>18</sup>O-ban látható parabolikus struktúrától, mivel nagyobb sebességgel jelenik meg, és szűkebb a nyílásszöge (körülbelül 40°), bár a pozíciószöge hasonló. Az 5.13 ábrán látható vörös- és kékeltolódott emissziót egy olyan széles sebességtartományban integráltuk, amely tartalmazza az igen széles <sup>12</sup>CO J=2-1 vonalszárnyakat is. Ez is hasonló struktúrákat mutat, de nagyobb térbeli felbontással, mint bármely korábbi térkép, például Evans et al. (1994) cikkében vagy a 4.1. alfejezetben közzétett egytányéros <sup>12</sup>CO J=3-2 adatok.

#### Spektro-asztrometria

A kis sebességű gáz emissziójában a központi csillaghoz közel látott keringés lehetőséget nyújt arra, hogy a kinematikán keresztül tovább vizsgáljuk ezt a kompakt struktúrát, és számszerűsítsük annak tulajdonságait. A C<sup>18</sup>O-adatkockán elvégeztünk egy spektro-asztrometriai vizsgálatot, melynek során az egyes sebességcsatornákban meghatároztuk az emisszió centroidját. A centroidpozíciók nagyon pontosan felsorakoznak egy (északtól kelet felé mérve)  $129\pm3^{\circ}$  pozíciószögű egyenes mentén (5.14. ábra). Ez az egyenes jelöli a nagytengely irányát, amely merőleges a forgástengelyre. Ezután felrajzoltuk a pozíciósebesség-diagramot e nagytengely mentén. 1"-en belül ez a diagram úgy néz ki, mint egy forgó korong esetében. Az északnyugati rész fényesebb, ugyanúgy, mint a kontinuumtérképen.

Az 5.14. ábrán felrajzoltuk a sebességeket a nagytengely mentén mért távolság függvényében is, ahogy az kiszámolható az egyes csatornatérképeken mért centroidból. A mérések mellett két lehetséges modellt ábrázoltunk: egy kepleri korongot, amelynek sugárirányú profilja  $r^{-0.5}$  (kék görbe), és egy pszeudo-korongot, amely megfelel a perdületmegmaradásnak, és radiális profilja  $r^{-1}$  (zöld görbe). Úgy tűnik, hogy a korong belső része (körülbelül 0″,5-en belül) kepleri, míg a külső rész sebessége alatta marad a kepleri sebességnek, és jobban illeszkedik egy pszeudo-koronghoz. Ez főként a korong fényesebb északnyugati részére igaz,



5.14. ábra. Balra: spektro-asztrometriai jel (a különböző sebességcsatornákban mért centroidpozíció) a C<sup>18</sup>O adatokra. A fekete vonal a mért pontokra illesztett egyenes, a szürke csillag pedig a kontinuumemisszió csúcsának pozícióját jelöli. Középen: a C<sup>18</sup>O pozíciósebességdiagramja, a  $-3,55 \text{ km s}^{-1}$  rendszersebességhez képest. Jobbra: sebességeltolódás a csillagtól mért távolság függvényében a C<sup>18</sup>O-adatokra. A zöld görbe egy pszeudo-korong sebességprofilja (~  $r^{-1}$ ), míg a kék görbe a kepleri profil (~  $r^{-0,5}$ ).

mivel a délkeleti rész halványabb és zajosabb, de hasonló tendencia látható a délkeleti részen is. Az északnyugati oldalon a >1'' távolságban a pszeudo-korongtól való eltérést okozhatja a közeli forrásból vagy anyagáramból származó kontamináció, ahogy azt a kontinuumtérképnél tárgyaltuk. A sugár növekedésével a kepleriből pszeudo-korongba történő átmenetet számos más protocsillag körül megfigyeltek, például a Taurus csillagkeletkezési terület I. osztályú forrásai esetében (Harsono et al. 2014).

A legjobban illeszkedő kepleri görbe a csillag tömegére  $0.1 \,\mathrm{M_{\odot}}$ -et ad, ami egy meglehetősen kis tömegű központi csillagnak felel meg. Ez az érték független az inklinációtól, mivel a nagytengely mentén mért mennyiségeken alapul. Becsléseink szerint a csillagtömeg bizonytalansága mintegy 20%, beleértve a távolságból adódó bizonytalanságot ( $700\pm100$  pc). A pszeudokorong-illesztésből kiszámolható a korong perdülete, amely  $183 \,\mathrm{CSE \, km \, s^{-1}}$  (vö.  $168 \text{ CSE km s}^{-1}$  az L1551 IRS 5 esetében, Momose et al. 1998). A korong tömegét úgy becsültük meg, hogy a <sup>13</sup>CO-vonal fluxusát összeintegráltuk egy kör alakú apertúrában 0,5 és 1",0 sugáron belül. A kapott tömegek:  $0,01 \,\mathrm{M}_{\odot}$  a kisebb területre és  $0,03 \,\mathrm{M}_{\odot}$  a nagyobbra. Itt feltételeztük, hogy az emisszió optikailag vékony, 50 K az átlagos gázhőmérséklet, 69 a  $^{12}$ CO és  $^{13}$ CO izotópok gyakorisági aránya (Wilson 1999), a CO/H<sub>2</sub> gyakorisági arány pedig a szokásos  $10^{-4}$ . A C<sup>18</sup>O-ból számolt tömegbecslés ezzel konzisztens eredményt ad, utólag igazolva a $^{13}{\rm CO}$  és C $^{18}{\rm O}$ vonalak optikai mélységéről tett feltételezésünket. A kisebb területre kapott értéket összehasonlíthatjuk a központi forrásra a kontinuumból számolt tömeggel. Feltételezve, hogy a gáz és a por tömegaránya 100, a kontinuummérésből származó teljes tömeg  $0.07 \,\mathrm{M_{\odot}}$ , míg a CO-ból számolva csak  $0.01 \,\mathrm{M_{\odot}}$ . Ez arra utal, hogy a rendszer közepén a szén-monoxid valamiért kiürült, pl. kifagyás miatt, vagy mert átalakult valamilyen más molekulává. Hasonló eredményeket kaptak Jørgensen et al. (2002) a kis tömegű protocsillagok burkaira, valamint Murillo & Lai (2013) a VLA 1623 rendszerre.

#### 5.2.4 Az eredmények értelmezése

#### 0/I. osztályú protocsillagokkal való összehasonlítás

Megfigyeléseink azt mutatták, hogy a V346 Nor rendszerben van egy belső kepleri korong, amelyet egy behulló-forgó pszeudo-korong és egy kiterjedt burok vesz körül, beleértve egy viszonylag szűk nyílásszögű kifújási üreget is (5.15. ábra). Ezek az összetevők jellemzően a 0/I. osztályú protocsillag-rendszerekben vannak jelen. Kezdetben a kinematikát a burok be-

5. A V346 Nor kitörése és környezete



5.15. ábra. Fantáziakép a V346 Nor rendszer felépítéséről. Az ábra forrása: Kereszturi Ákos (http://mta.hu/tudomany\_hirei/ujabb-lepes-a-bolygok-keletkezesenek-megerteseben-magyar-kutatoknak-elsokent-sikerult-megmerniuk-egy-fiatal-csillag-koruli-anyagaramlas-merteket-107855).

hulló mozgása uralja, ezután a burok elkezdi az állandó impulzusmomentum melletti behullás és forgás kombinációját, amint azt a  $v_{\rm rot} \sim r^{-1}$  sebességprofil is mutatja (pl. VLA 1623 A, Murillo et al. 2013). Idősebb, fejlettebb rendszerekben már kialakul egy kepleri keringést végző korong is (pl. L1489 IRS, Hogerheijde 2001; Yen et al. 2014).

Az 5.2. táblázat bemutatja néhány jól ismert 0/I. osztályú protocsillag korongjának és burkának főbb paramétereit a szakirodalomból. Ezeket összehasonlítva a V346 Nor-ral azt találjuk, hogy célpontunk főbb jellemzői az ezen protocsillagok által meghatározott paramétertartományba esnek. A sebességmezőt tekintve a V346 Nor-ban már létezik a kepleri korong, de a külső részeken még mindig van behullásra utaló jel, amint azt a keplerinél lassabb keringési sebesség jelzi. Ez arra utal, hogy a protocsillagok között a célpontunk egy köztes evolúciós állapotot képvisel. Összefoglalva kijelenthetjük, hogy a V346 Nor esetében észlelt kinematikai tulajdonságok alapján meg tudtuk határozni annak evolúciós státuszát, amelyet nem lehetett közvetlenül meghatározni a kitörés során mért spektrális energiaeloszlásból, bolometrikus hőmérsékletből és bolometrikus luminozitásból.

#### Más FUorokkal való összehasonlítás

Számos nagy térbeli felbontású milliméteres megfigyelés található a szakirodalomban FUorokról. Az alábbiakban összefoglaljuk ezen művek legfontosabb megállapításait, és összehasonlítjuk velük a V346 Nor-ra kapott eredményeinket.

A Z CMa egy 3 M<sub>☉</sub> tömegű FUorból és egy 16 M<sub>☉</sub> tömegű Herbig Be csillagból álló bonyolult kettős rendszer, 105 CSE szeparációval (Koresko et al. 1991; van den Ancker et al. 2004). Alonso-Albi et al. (2009) egy nagy tömegű, kompakt, tórusz alakú burkot találtak a rendszerben, amely 2000 CSE-től 5000 CSE-ig terjed. A spektrális energiaeloszlás reprodukálásához egy 180 CSE sugarú korongra is szükségük volt, és megemlítik egy külső, hideg, gömbszerű burok lehetőségét is. Csoportunk APEX <sup>12</sup>CO (3–2) adatai szerint (Kóspál et al., előkészületben) a CO-emisszió dekonvolvált mérete a Z CMa környezetében kb. 30 000 CSE,

5.2. Anyagáramlások a V346 Nor fiatal eruptív csillag környezetében

	L1527 IRS	VLA 1623 A	HH 212	L1551 IRS 5	V346 Nor
$M_* (M_{\odot})$	0,19	0,22	0,18	0,1	0,1
$R_{\rm disk}$ (CSE)	150	180	120	160	350
$M_{\rm env}~({ m M}_{\odot})$	0,9	$0,\!8$	$^{0,1}$	0,06	0,23
$R_{\rm env}$ (CSE)	10000		2000	1200	6300
$\dot{M}_{ m infall}~({ m M}_{\odot}/{ m \acute{e}v})$	$7 \times 10^{-6}$		$5 \times 10^{-6}$	$6,4 \times 10^{-6}$	$6 \times 10^{-6}$
Forrás	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)

(1) Tobin et al. (2012); (2) Murillo et al. (2013); (3) Lee et al. (2014); (4) Momose et al. (1998); (5) Kóspál et al. (2017a).

5.2. táblázat. 0/I. osztályú protocsillagok és a V346 Nor csillag-, korong- és burokparaméterei.

ami megerősíti Alonso-Albi et al. (2009) állítását. A Z CMa rendszerben molekuláris kifújás is van, továbbá jelen vannak az ehhez kapcsolódó HH-objektumok is (Poetzel et al. 1989; Evans et al. 1994).

Az L1551 IRS 5 egy jól ismert beágyazott protocsillag, amely spektrális jellemzői alapján FUor-besorolást kapott (Mundt et al. 1985; Strom & Strom 1993). Ez az objektum is kettős, szeparációja  $\approx 50$  CSE. A rendszer részét képezik az egyes csillagok körüli korongok, továbbá a kettős körüli korong, és egy nagyméretű burok is (Looney et al. 1997). Az L1551 IRS 5-ből erőteljes molekuláris kiáramlás ered, amelyet Snell et al. (1980) fedeztek fel. Fridlund et al. (2002) összefoglalja az objektum milliméteres molekulavonal-méréseit, és új megfigyeléseket is bemutat. Ezek szerint egy nagy (7000 CSE sugarú) forgó, lapult struktúra van jelen, amelyet még egy kiterjedt (10 000 CSE sugarú) burok is körbevesz. Megfigyelhetők a behullás jelei a korongszerű struktúra felé (lásd az Ohashi et al. 1996; Momose et al. 1998 cikkeket is). Chou et al. (2014) szerint egy 64 CSE sugarú kepleri korong van a rendszerben, melynek tömege 0,07 M<sub>☉</sub> és a 0,5 M<sub>☉</sub> össztömegű proto-kettőscsillag körül kering, továbbá van egy forgó-behulló, lapult burok is, melynek tömege 1 M<sub>☉</sub> és a kepleri koronghoz kapcsolódik.

Mintegy  $0.25 \,\mathrm{M}_{\odot}$  csillagtömegével a V2775 Ori az egyik legkisebb luminozitású és tömegű FUor (Caratti o Garatti et al. 2011). Az ALMA használatával Zurlo et al. (2017) egy nagyon kis tömegű korongot találtak a csillag körül (>3 M<sub>Jup</sub>). Kimutattak továbbá egy kifújás által vájt üreget az üreg falából származó CO-emisszió révén. Az üreg nyílásszöge kb. 30°, fél tengelye pedig kb. 2500 CSE hosszúságú, tehát egy legalább ekkora buroknak is jelen kell lennie a rendszerben.

A HBC 722 egy fiatal eruptív csillag, amely 2010 óta van kitörésben. Nyugalomban egy normális T Tauri csillag volt, K7 típusú  $(0,5-0,6 M_{\odot})$  központi csillaggal és egy koronggal, amely milliméteres hullámhosszakon nem volt észlelhető, és amelynek teljes tömegére csak felső határ van  $(0,01-0,02 M_{\odot})$ , Miller et al. 2011; Kóspál et al. 2011a; Dunham et al. 2012). Ahogy azt leírtuk a 3.2. alfejezetben, ezt a rendszert csoportunk is részletesen megvizsgálta, és találtunk egy 1700 CSE átmérőjű és  $0,3 M_{\odot}$  tömegű, lapult molekuláris gázstruktúrát a HBC 722 körül. Ebből a FUor-ból molekuláris kifújás nem származik (lásd még Dunham et al. 2012).

A HBC 494 egy beágyazott objektum, amely a FUorokra jellemző tulajdonságokat mutat, és a Reipurth 50 N köddel kapcsolatos (Reipurth & Bally 1986; Reipurth & Aspin 1997). ALMA-megfigyelések alapján Ruíz-Rodríguez et al. (2017) egy nagy nyílásszögű kifújást találtak, amely 8000 CSE-re terjed ki. A kifújási üreg nyílásszöge  $\approx 150^{\circ}$ , a legszélesebb az eddig ismert I. osztályú protocsillagok üregei között. Kis sebességnél az üreg alján lévő anyag a központi csillag felé irányuló behullást mutat.

Az eddig említett források többnyire fiatal, beágyazott objektumok. Érdekes módon a FUorok prototípusa, az FU Ori különbözik ezektől. Ez a rendszer egy viszonylag tág szeparációjú kettős (225 CSE, Wang et al. 2004). Hales et al. (2015) ALMA-észlelései szerint mindkét komponens körül < 45 CSE méretű korong van. A korongok kis méretét Liu et al. (2017) megfigyelései is igazolták. Bár Liu et al. (2017) nem detektáltak kiterjedt emissziót 3000 CSE-nél kisebb térbeli skálán, mi azonban APEX-adatainkban feloldottuk a  $^{12}$ CO(3–2)-emissziót, és egy kb. 8000 CSE sugarú burkot találtunk a rendszer körül (Kóspál et al., előkészületben). Az FU Ori nincs egyedül a FUorok között azzal a tulajdonságával, hogy ritkább burok van körülötte: hasonlóképpen kis tömegű gázburkokat találtunk a Bran 76 és a HBC 687 körül (4.1. alfejezet).

A FUorokban megfigyelt buroktulajdonságok széles skálája azt mutatja, hogy az eruptív jelenség a teljes csillagkeletkezés során jelen van a legkorábbi protocsillag-fázisoktól egészen a már csak koronggal körülvett állapotig. Ez volt a következtetésünk a 4.1. alfejezetben is, ahol az APEX-antennával készült CO-méréseink alapján azt találtuk, hogy a megfigyelt FUor-minta kettéosztható egy nagy tömegű (>0,3 M<sub>☉</sub>) és kis tömegű (0,01-0,02 M<sub>☉</sub>) burokkal jellemezhető csoportra. Ez a felosztás összhangban van Quanz et al. (2007c) megállapításaival, akik azt javasolták, hogy a FUorok olyan beágyazott állapotból indulnak ki, ahol a 10  $\mu$ m-es szilikátalakzat még abszorpcióban van, és olyan idősebb állapotba fejlődnek, ahol a szilikát már emisszióban van. A rendszer belső részének egyre növekvő láthatósága, amelyet a szilikátalakzat jellemez, annak a következménye, hogy az egymást követő kitörések erős kifújással is együtt járnak. Green et al. (2006) azt állították, hogy a kifújási üregek nyílásszöge növekszik, ahogy a FUor fejlődik.

ALMA-adataink azt mutatják, hogy a V346 Nor-t egy 0,23 M<sub>☉</sub> teljes tömegű burok veszi körül. Ez az eredmény azt jelzi, hogy a FUorok beágyazott alcsoportjához tartozik. A kifújási üreg nyílásszöge 40–80° közötti, amely viszonylag széles a 0/I. osztályú protocsillagokhoz képest, de szűkebb, mint a HBC 494-é. Ezek arra engednek következtetni, hogy a V346 Nor még mindig viszonylag korai evolúciós fázisban van, bár a burok tulajdonságai és kinematikája azt sugallja, hogy a kitörések már befolyásolták a csillagkörüli anyagot, a csillag tehát halad a T Tauri-fázis felé.

#### Eltérés a behullási és akkréciós ráta között

Momose et al. (1998) tanulmányozták a L1551 IRS 5 környezetében lévő gáz kinematikáját, és megállapították, hogy a burok külső részei állandó impulzusmomentummal jellemezhetők, míg a belső részen egy kepleri korong van. Ebben az esetben a behullási rátát a burok tömegéből és a behullás sebességéből a következőképpen becsülhetjük:

$$\dot{M}_{\rm infall} = \frac{3}{2} \left( \frac{M_{\rm env}}{R_{\rm env}} \right) \left( \frac{2GM_*}{R_{\rm env}} \right)^{1/2}.$$
(5.2)

Kihasználva a V346 Nor-ban és az L1551 IRS 5-ben megfigyelt sebességmező hasonlóságát, meghatároztuk a V346 Nor-ban a burokról a korongra való behullási rátát, amelyre  $6\times 10^{-6}\,{\rm M}_{\odot}$ /év értéket kaptunk. Figyelembe véve a csillagtömegben, a burok tömegében és a burok méretében rejlő bizonytalanságot, úgy becsüljük, hogy ennek a számnak kb. 3-as faktor bizonytalansága van. A következőkben ezt az értéket összevetjük a korongról a csillagra való nyugalmi és kitöréses akkréciós rátával.

Egy egyszerű akkréciós korongmodell segítségével az előző alfejezetben a kitörés során több időpontban meghatároztuk az akkréciós rátát. Bár ez meglehetősen jó becslést ad arra, hogy az akkréciós ráta hogyan változik az idővel a V346 Nor-ban, az abszolút értéke bizonytalanabb, mivel erősen függ az inklinációtól (a modell geometriailag vékony korongot feltételez, ami valószínűleg nem igaz ilyen fiatal rendszerben). Annak érdekében, hogy ettől független becslést adjunk az akkréciós ráta értékére a V346 Normaeban, kiszámoltuk a bolometrikus luminozitást úgy, hogy integráltuk a  $\nu F_{\nu}$ -ben ábrázolt spektrális energiaeloszlás alatti területet, és feltételeztük, hogy ezt az akkréciós luminozitás dominálja, ami jó közelítés a kitörés idején. Ezután az  $\dot{M}$  akkréciós rátát a következő képlet segítségével számolhatjuk

ki, ha feltételezzük, hogy a teljes gravitációs potenciális energia sugárzás formájában távozik (Evans et al. 2009):

$$\dot{M} = \frac{L_{\rm bol}R_*}{GM_*} \tag{5.3}$$

A spektrális energiaeloszlásból  $L_{\rm bol} = 160 \, \rm L_{\odot}$  bolometrikus luminozitás jött ki, amely  $\dot{M} = 1,5 \times 10^{-4} \, \rm M_{\odot}$ /év akkréciós rátát ad, ha  $M_* = 0,1 \, \rm M_{\odot}$  és  $R_* = 3 \, \rm R_{\odot}$ . Ez közel van az előző alfejezetben a maximális akkréciós rátára kapott értékhez, amely  $\dot{M} = 10^{-4} \, \rm M_{\odot}$ /év volt. Az akkréciós ráta kiszámításának egy másik módja a Br $\gamma$  vonal luminozitásának használata. Connelley & Greene (2010) 2,26 Å-öt mértek a Br $\gamma$  vonal ekvivalens szélességére.  $K_S = 7,721$ -t felhasználva a vonalfluxus kalibrációjához, a Br $\gamma$  vonal fluxusára  $1,3 \times 10^{-16} \, {\rm W m}^{-2}$  jön ki (vagy ami ezzel ekvivalens, a vonal luminozitása  $0,002 \, {\rm L}_{\odot}$ ). A Br $\gamma$  luminozitása és az akkréciós rátára  $\dot{M} = 9 \times 10^{-5} \, {\rm M}_{\odot}$ /év értéket kapunk, ha  $A_V = 14^m$  vörösödéssel korrigálunk (lásd az előző alfejezetet). Ez azért lehet alacsonyabb, mint a spektrális energiaeloszlásból kapott érték, mert a Connelley & Greene (2010) cikkében közölt Br $\gamma$ -mérés idején a V346 Nor már elkezdte az akkréciós ráta csökkenése miatti halványodást.

Az előző alfejezetben láttuk, hogy az akkréciós ráta a V346 Nor 2010-es minimuma alatt legfeljebb századrésze volt a kitöréses akkréciós rátának. Ez azt jelenti, hogy kisebbnek kell lennie mint  $\dot{M} = 10^{-7} - 10^{-6} \,\mathrm{M}_{\odot}$ /év. Nincs más mód, hogy becslést adjunk a kitörés előtti akkréciós rátára, mert nem áll rendelkezésre teljes optikai-mm spektrális energiaeloszlás 1980 előttről, és nincs ebből az időszakból Br $\gamma$ -mérés sem. Összehasonlítva ezzel a kiszámított  $6 \times 10^{-6} \,\mathrm{M}_{\odot}$ /év behullási rátát, úgy tűnik, hogy a két érték eltér. A burokról a korongra való behullási ráta nagyobb, mint a korongból a csillagra való akkréciós ráta. Ez azt sugallja, hogy a korong több anyagot kap a burokból, mint amennyit továbbítani képes a csillagra a nyugalmi akkrécióval. A szakirodalomban azt feltételezték, hogy ilyen esetben az anyag felhalmozódása a korongban a FUor-jelenség magyarázata. A V346 Nor-ban láthatjuk tehát az első megfigyelési bizonyítékot arra, hogy a behullási és az akkréciós ráták közötti eltérés valóban FUor-kitörésekhez vezethet.

A viszonylag nagy,  $6 \times 10^{-6} \,\mathrm{M_{\odot}/\acute{e}v}$  behullási rátának egy másik érdekes következménye is van. Ohtani et al. (2014) numerikus számításai szerint a magneto-rotációs instabilitás (MRI) által kiváltott kitörések csak egy bizonyos kritikus  $3 \times 10^{-6} \,\mathrm{M_{\odot}/\acute{e}v}$  behullási ráta alatt történnek meg, efölött nincsenek kitörések és az akkréció kvázi-stabil módon folyik. A kritikus érték lehet magasabb is, amint azt Bae et al. (2014) és Zhu et al. (2008) szimulációi mutatják az MRI által indukált kitörésekre. Mindazonáltal mindig létezik egy küszöbérték a behullási rátára, amely felett az MRI-indukált kitörések megszűnnek. Vorobyov & Basu (2010) korongfragmentációs modelljében ilyen küszöbérték nincs. Ebben a modellben a magasabb behullási ráta csak erőteljesebb fragmentációt okoz. A következőkben azt vizsgáljuk, hogy ez a modell képes-e megmagyarázni a V346 Nor kitörési történetét.

A korongfragmentációs forgatókönyvben a kitöréseket az okozza, hogy a gravitációs fragmentáció útján gázcsomók jönnek létre. Ezek gravitációsan kölcsönhatnak a korongban kialakult spirálkarokkal, impolzusmomentumot vesztenek, és lassan bespiráloznak, míg végül ráhullanak a csillagra (Vorobyov & Basu 2015). Attól függően, hogy mennyire képesek a gázcsomók ellenállni az árapályerőknek, amikor megközelítik a csillagot, kétfajta kitörés lehetséges. Elszigetelt kitörések esetében a gázcsomó egészben hullik a csillagra, míg csoportos kitörés esetében a gázcsomó több csomóra esik szét, amelyek egymás után hullanak a csillagra, és különböző amplitúdójú kitörések gyors sorozatát okozzák. A V346 Nor fénygörbéje azt jelezte, hogy 2010-ben átmenetileg leállt az akkréció, majd a rendszer újra kifényesedett. Mindez néhány éven belül következett be (Kraus et al. 2016, és az előző alfejezet). Ez az időtartam túl rövid ahhoz, hogy lehetővé tegye a korong újbóli feltöltődését és az anyag transzportját a külső korongból, 100 CSE távolságból. A V346 Nor kitörése jellegében hasonlít

Vorobyov & Basu (2015) csoportos kitörési modelljéhez, bár az ALMA-megfigyeléseinkben talált korongtömeg (0,01–0,07  $M_{\odot}$ ) valószínűleg túl alacsony a gravitációs fragmentációhoz. Kratter & Lodato (2016) 2. egyenlete alapján becslést tettünk a Toomre Q paraméterre, és megállapítottuk, hogy a V346 Nor korongja gravitációsan instabil vagy stabil is lehet attól függően, hogy pontosan mekkora tömeget fogadunk el a 0,01–0,07  $M_{\odot}$  tartományban. A FUorok megszakított kitörésének egyéb fizikai magyarázatait Ninan et al. (2015) foglalják össze. Végül megjegyezzük, hogy a gravitációs fragmentációs modellben a csoportos kitörések esetén a luminozitás a kitörések közt általában nem tér vissza a nyugalmi szintre (lásd Vorobyov & Basu 2015 12. ábráját), ami azt sugallja, hogy a kitörés előtti akkréciós ráta a V346 Nor-ban még a 2010-es minimumban számolt értéknél is alacsonyabb volt.

# 5.2.5 Összefoglalás

Ebben az alfejezetben bemutattuk a V346 Nor jelű FU<br/>or típusú fiatal eruptív csillag első ALMA-méréseit 1,322 mm kontinuumban és a<br/>  $^{12}$ CO,  $^{13}$ CO, C $^{18}$ O<br/> J=2-1vonalában. Annak érdekében, hogy az emissziót az összes térbeli skálán helyesen reprodukáljuk, a 12 m-es és 7 m antennar<br/>endszerek interferometriás adatait valamint az egytányéros antennák méréseit is kombináltuk. Főbb eredményeink és következtetéseink a következők:

- Találtunk egy meglehetősen kompakt kontinuumforrást, amely egybe<br/>esik a csillag közeli infravörös pozíciójával. Ezt kiterjedtebb, halványabb emisszi<br/>ó veszi körbe egészen 6300 CSE-ig. A kompakt forrásban lévő por tömeg<br/>e $7 \times 10^{-4} \, \rm M_{\odot}$ .
- Mindhárom CO-izotópban kiterjedt emissziót észleltünk. A spektrumok profilja hasonló ahhoz, mint amit beágyazott protocsillagok körüli burkoknál szoktak észlelni.
- A központi nyalábon belül a  $^{13}\rm{CO}$ és C $^{18}\rm{O}$ -spektrumok kettős csúcsú profilt mutatnak, szimmetrikusak a  $-3,55\,\rm{km\,s^{-1}}$  rendszersebességre, ami a központi csillag körüli keringésre utal.
- A C<sup>18</sup>O-adatkockán végzett spektro-asztrometriai analízis azt mutatta, hogy a sugárirányú sebességprofil 350-től 700 CSE-ig megfelel egy pszeudo-korongnak, míg a belső 350 CSE jobban hasonlít egy kepleri korongra, kb. 0,1 M<sub> $\odot$ </sub> tömegű központi csillag körül. A teljes gáztömeg 350/700 CSE-en belül 0,01/0,03 M<sub> $\odot$ </sub>.
- A csatornatérképek nagy sebességeken olyan struktúrákat mutatnak, amelyeket egy kifújás által vájt üreg falaként értelmezhetünk. Ennek nyílásszöge viszonylag széles: 40–80° közötti.
- A V346 Nor-t jól ismert 0/I. osztályú protocsillagokkal összehasonlítva az látszik, hogy célpontunk illeszkedik ezen objektumok közé.
- A hasonlóan nagy térbeli felbontással milliméteres tartományban megvizsgált FUorokkal való összehasonlítás azt jelzi, hogy a V346 Nor a FUorok beágyazott alcsoportjához tartozik.
- Meghatároztuk a burokról a korongra való behullási rátát, ennek értéke $6\times 10^{-6}\,{\rm M_{\odot}/\acute{ev}}$ . Ez néhányszor magasabb, mint a korongról a csillagra való nyugalmi akkréciós ráta, ami arra utal, hogy a behullási ráta és az akkréciós ráta nem egyezik meg. Ez az első megfigyelési jelzés ilyen jellegű eltérésre egy FUorban. Ez azért fontos eredmény, mert ezzel az eltéréssel magyarázták korábban a szakirodalomban a FUor-kitöréseket.
- A számított behullási ráta nem zárja ki az MRI-vezérelt kitörési mechanizmust. A gravitációsan fragmentálódó korongban létrejövő gázcsomók akkréciója szintén lehetséges magyarázat, bár a mért korongtömeg túl alacsony lehet a fragmentációhoz.

# 5.3 Összefoglalás és kitekintés

Az előző két alfejezetben részletesen leírt kutatások fő eredménye az volt, hogy bár nem nagyon magas szignifikanciaszinten, de mégis sikerült első ízben kimutatni egy FUor esetében, hogy nyugalomban kevesebb anyag hullott rá a csillagra, mint amennyi utánpótlás a burokból

érkezett. Ez közvetlen bizonyítékul szolgál arra, hogy az anyag felhalmozódik a korongban, amely természetes módon vezethet el a megfigyelt kitörésekhez, demonstrálva a burokból való anyagbehullás lényeges szerepét az eruptív jelenség fizikájában. Az eredményekről egy hír is felkerült az MTA oldalára (5.15. ábra).

Az anyagbehullás jellemzése mellett nagyon sok új ismeretet sikerült összegyűjteni magáról a V346 Nor rendszerről is. Első ízben határoztunk meg dinamikai tömeget egy FUorra a korong kepleri sebességprofiljából, és térképeztük fel a csillagkörüli anyag szerkezetét és annak változásait, valamint a korong és a pszeudo-korong tulajdonságait. Hasonló vizsgálatokkal az eruptív csillagok egy nagyobb csoportjára meg tudjuk majd válaszolni azt a kérdést, hogy mennyire tipikus a csillagkörüli anyag eloszlása ezekben az objektumokban vagy éppen eltérések láthatók a korongszerkezetben a normális fiatal csillagokhoz képest.

A V346 Nor projekt eredményei alapján egy nagyobb FUor-mintán végzett jövőbeli vizsgálat alkalmas lehet annak feltárására, hogy mennyire általános az anyagbehullási aszimmetria a fiatal eruptív csillagok között. A tíz déli és egyenlítői FUorról folyamatban lévő ALMAfelmérésünk ehhez nyújt kiváló alapanyagot. Hasonló vizsgálat azonban elvégezhető kitörést nem mutató, normális fiatal csillagokra is, amelyből kiderülhet, hogy vajon megfigyelhető-e az ilyen csillagok korongjában is anyagfelhalmozódás, és ez alapján valószínűsíthető-e, hogy minden fiatal csillag mutat bizonyos fejlődési fázisban FUor-kitöréseket. dc\_1488\_17



### EX Lup: az EXor osztály prototípusa

#### 1. Az EX Lup rendszer és a 2008-as extrém kitörés

Az EX Lup 2008-as kitörése során elsőként tanulmányoztam a rendszer optikai spektrumát, és megállapítottam, hogy azt ionizált fémvonalak dominálják, amely különbözik a normál T Tauri spektrumoktól, de még az EXorokon belül is extrém. További optikai és infravörös színképek alapján azt találtam, hogy a kitörés a belső néhány tized CSE területre koncentrálódott, az anyagbehullás útja pedig alapvetően a magnetoszferikus akkréció, csak megnövekedett akkréciós rátával. A kitöréssel kapcsolatos saját és irodalmi eredményeket egy konzisztens képbe integráltam, és arra következtettem, hogy az EX Lup a legmegfelelőbb laboratórium az EXor-jelenség során zajló fizikai folyamatok megértésére.

A tézisponthoz kapcsolódó tudományos közlemények: [1], [2], [3], [4], [5]

#### 2. Forró gáz az EX Lup körül a 2008-as kitörés során

Újonnan felvett közeli infravörös színképek felhasználásával, azok spektro-asztrometriai vizsgálatával megállapítottam, hogy a kitörés során CO-gáz keringett a csillag körül a korong belső peremén vagy az akkréciós oszlopok külső részein. Ugyanerről a területről semleges atomi vonalak is származtak. A hidrogéngáz eloszlása és mozgása szintén akkréciós oszlopokra vagy korongszélre utal. Ez is alátámasztja, hogy az EX Lup kitörésben is magnetoszferikus akkréciót folytatott. A csillagkörüli anyag megfigyelt szerkezete és kinematikája konzisztensnek tűnik D'Angelo & Spruit (2010) kitörés-elméletével.

A tézisponthoz kapcsolódó tudományos közlemény: [6]

#### 3. Radiálissebesség-változások az EX Lupiban

Öt éven át tartó színképi monitorozás segítségével 7,417 nap periodicitású,  $2,2 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$  félamplitúdójú radiálissebesség-változásokat fedeztem fel az EX Lupiban. Ellenőriztem, hogy egyik szokásos csillagaktivitás-indikátor sem periodikus, kivéve a keskeny emissziós vonalak radiális sebességét. Modellszámítások alapján kimutattam, hogy hideg vagy forró foltok nem tudják megmagyarázni a megfigyelt spektroszkópiai és fotometriai változásokat. Két lehetséges magyarázatot vetettem fel: a csillaggal együtt forgó akkréciós oszlop(ok), vagy a csillag körül keringő közeli kísérő. Az utóbbi feltételezés esetében, a kísérő tömege  $m_2 \sin i =$ 14,7 M<sub>Jup</sub>, amely a legvalószínűbb inklinációval a barna törpe tartományba esik. A tézisponthoz kapcsolódó tudományos közlemény: [7]

# 4. Hideg molekuláris gáz az EX Lup korongjában

Új szubmilliméteres CO-vonalmérések segítségével megvizsgáltam az EX Lup hideg gázkorongjának alapvető tulajdonságait. A megfigyelt vonalak erősségét és alakját radiatív<br/>transzfer-modellekkel reprodukáltam. A kapott paramétereket összehasonlítot<br/>tam más T Tauri korongok tulajdonságaival, és azt találtam, hogy az EX Lup korong<br/>ja sokkal kisebb tömegű  $(2.3 \times 10^{-4} \, {\rm M}_{\odot})$ , de csak mérsékelt (10–100-szoros) CO-ki<br/>ürülést mutat.

A tézisponthoz kapcsolódó tudományos közlemény: [8]

# Újonnan kitört fiatal eruptív csillagok

# 5. A V2492 Cyg fiatal eruptív csillag körüli anyag szerkezete

5.1. Meghatároztam, hogy a V2492 Cyg kitörés előtt egy I. osztályú protocsillag volt,  $14\,\rm L_{\odot}$  bolometrikus luminozitással és 280 K bolometrikus hőmérséklettel.

5.2. Több hullámhosszon való fotometriai monitorozás alapján megállapítottam, hogy az objektum nagy amplitúdójú fényváltozásokat mutat, amelyek mögött egyetlen fizikai mechanizmus, a változó látóirányú extinkció áll. Ennek magyarázatára egy, a belső korongban a csillagtól néhány tized CSE-re keringő, hosszú élettartamú porcsomót vetettem fel, melynek tömege  $10^{-10} \,\mathrm{M_{\odot}}$ .

5.3. A V2492 Cyg tágabb környezetének vizsgálatával megállapítottam, hogy egy sötét csillagközi felhő csúcsán helyezkedik el, melynek legsűrűbb részei 15 K hőmérsékletűek, és akár  $30^m$  extinkciót is okozhatnak. Ebben a felhőben felfedeztem egy másik fiatal csillagot is, a HH 570 IRS-t.

5.4. A V2492 Cyg emissziós vonalakkal teli spektruma és hosszú (>6 év) kitörése alapján megállapítottam, hogy az objektum nem illik sem az EX<br/>orok, sem a FU<br/>orok csoportjába, hanem inkább egy köztes állapotot képvisel.

A tézisponthoz kapcsolódó tudományos közlemények: [9], [10]

# 6. A HBC 722 fiatal eruptív csillag és környezete több hullámhosszon

**6.1.** Meghatároztam, hogy a HBC 722 kitörés előtt egy tipikus T Tauri csillag volt,  $0.85 L_{\odot}$  bolometrikus luminozitással. Látható azonban némi infravörös többletsugárzás, ami arra utal, hogy már ekkor is vagy az akkréciós ráta, vagy a sugárzó terület viszonylag nagy volt.

**6.2.** Az optikai és infravörös fénygörbék akkrécióskorong-modellezésével megmutattam, hogy a kitörés elején megfigyelt több hónapos csúcsot a belső korongban felhalmozódott anyagnak a csillagra való gyors ráhullása okozta. Ezt egy monoton fényesedés követte, amelyet a növekvő akkréciós rátával és a sugárzó terület növekedésével magyaráztam, összhangban Bell et al. (1995) modelljeivel.

6.3. Megvizsgáltam a HBC 722-t és a környezetében lévő forrásokat milliméteres kontinuumés CO-vonalemisszióban. A HBC 722 korongját nem detektáltam kontinuumban, de elsőként sikerült CO-ban detektálni, amely alapján a csillagkörüli anyag teljes tömege kb. 1700 CSE-es skálán 0,03 M<sub>☉</sub>. Feltérképeztem számos más molekula térbeli eloszlását is, amely alapján a HBC 722 és a szomszédos fiatal csillagok egy sűrű, hideg gázfelhőbe vannak ágyazva.

**6.4.** Az abszorpciós jellegű spektrumokból, továbbá a fénygörbék és spektrális energiaeloszlások alakjából arra következtettem, hogy a HBC 722 egy FUor, csak éppen jóval kisebb luminozitású és tömegű, mint a klasszikus FUorok. Az, hogy egy ilyen kis tömegű korong is kitörhet, arra utal, hogy az eruptív jelenség lehetséges a beágyazott fázistól egészen a II. osztályú objektumokig, és hogy valószínűleg minden fiatal csillag átesik megnövekedett akkréciós időszakokon.

A tézisponthoz kapcsolódó tudományos közlemények: [9], [11]

# 7. A V960 Mon fiatal eruptív csillag és kitörése

7.1. Archív földi és űrcsillagászati adatok vizsgálatával elsőként határoztam meg a V960 Mon távolságát (450 pc). Ennek felhasználásával megállapítottam, hogy az objektum kitörés előtt egy átlagos T Tauri rendszer volt elhanyagolható vörösödéssel. A központi csillag egy 4000 K effektív hőmérsékletű, 0,75 M<sub>☉</sub> tömegű fiatal csillag, melyet 0,01–0,06 M<sub>☉</sub> anyag vesz körül. A rendszer bolometrikus luminozitása 4,8 L<sub>☉</sub>, bolometrikus hőmérséklete pedig 1190 K, amely alapján a V960 Mon egy  $6 \times 10^5$  év korú II. osztályú fiatal rendszer. Eredményeim arra utalnak, hogy az objektum egy idősebb FUor, viszonylag ritka burokkal, már közel a T Tauri állapothoz.

**7.2.** Optikai fotometriai mérésekkel monitoroztam a V960 Mon kitörést követő elhalványodását. A fénygörbékben felfedeztem egy 17,2 napos periódusú hullámhosszfüggetlen oszcillációt. Ennek magyarázatára felvetettem azt a lehetőséget, hogy a rendszer közepén egy szoros kettőscsillag található, melynek keringése hatására periodikusan változik az akkréció.

A tézisponthoz kapcsolódó tudományos közlemények: [12], [13]

### 8. UXor a FUorok között: extinkciós fényváltozások a V582 Aur-ban

8.1. A Csillagászati Intézet archív fotolemezeinek vizsgálatával és irodalmi adatok segítségével meghatároztam, hogy a V582 Aur 1986 során tört ki. A kitörés előtti spektrális energiaeloszlás vizsgálata alapján azt javasoltam, hogy az objektum nyugalomban egy tipikus, nem túlságosan vörösödött T Tauri típusú csillag volt.

8.2. Új optikai és infravörös színképek felvételével megerősítettem, hogy az objektum spektroszkópiailag a FUor típusú csillagok osztályába tartozik. Megvizsgáltam a kitörés során mért fénygörbéken látható két mély minimumot. Megállapítottam, hogy mindkét elhalványodást a csillag irányában tapasztalható megnövekedett extinkció okozta, amely ugyanakkor a szórt fény komponenst nem befolyásolta, éppúgy, ahogy az az UX<br/>or típusú változóknál szokásos. A minimumok magyarázatára egy porcsomót vetettem fel, amely a csillagtól 2,8 CSE-re kering, hossza a pálya mentén  $\approx 3,5$  CSE, tömege pedig 0,004 M<sub> $\oplus$ </sub>.

8.3. Milliméteres mérések segítségével detektáltam kontinuum- és CO-vonalemissziót a V582 Aur irányában, melyből a csillagkörüli korong tömegére  $0, 03 - 0, 05 M_{\odot}$ -et határoztam meg. A rendszer tágabb környezetében több kontinuumforrást és ≈10 000 CSE-es skálán kiterjedt CO-emissziót találtam.

A tézisponthoz kapcsolódó tudományos közlemények: [14]

## A FUorok hideg környezete

#### 9. Hideg molekuláris gáz a FUorok burkában

Milliméteres CO-mérések segítségével feltérképeztem nyolc déli és egyenlítői FUor burkát. Azt találtam, hogy a minta fele jelentős mennyiségű gázt tartalmaz (>0,3 M<sub>☉</sub>), míg a másik felében mindössze  $\leq 0,02 M_{\odot}$  csillagkörüli anyag található. Megállapítottam, hogy a nagyobb tömegű burkok melegebbek (>40 K) és a CO-vonalak szélesebbek, míg az alacsony tömegű burkok jellemzően hidegebbek (5–7 K) és keskenyebb vonalakat mutatnak, vagy nem is detektálható a vonal a forrás irányában. Vizsgálataim alapján ez a felosztás jól egybevág Quanz et al. (2007c) fejlődési sorrendjével, amely szerint a 10 µm-es abszorpciót mutató objektumok fiatalabbak, és még beágyazottak a sűrű burokba, míg a szilikátemissziót mutató objektumok idősebbek, ritkább körülöttük a burok.

A tézisponthoz kapcsolódó tudományos közlemény: [15]

## 10. Cygnus csillagképbeli FUorok milliméteres interferometriás mérései

Elsőként vizsgáltam meg milliméteres interferometriás mérések segítségével négy Cygnus-beli FUor burkának molekuláris gáztartalmát. Azt találtam, hogy a V1515 Cyg kivételével a kibocsátó terület mérete néhány ezer CSE-en belül van, ami összhangban van tipikus csillagkörüli burkok méretével. A V1515 Cyg esetében a <sup>13</sup>CO emisszió egybeesik a csillagkörül látható kb. 20000 CSE átmérőjű gyűrű alakú optikai reflexiós köddel. Megállapítottam, hogy a források irányában detektált <sup>13</sup>CO emisszió egy viszonylag kompakt, csillagkörüli burokból származik, kivéve a V1735 Cygnit, ahol valószínűleg egy kis előtérfelhő van jelen. A csillagkörüli anyag tömegére 0,06 és 0,43 M<sub>☉</sub> közötti értékeket kaptam.

A tézisponthoz kapcsolódó tudományos közlemény: [16]

# A V346 Nor kitörése és környezete

### 11. A V346 Nor fiatal eruptív csillag fényváltozásainak fizikai háttere

11.1. Új mérésekkel és korábbi észlelések újrafeldolgozásával összeállítottam a V346 Nor jelű FUor típusú fiatal eruptív csillag 1,25–3,5  $\mu$ m közötti fénygörbéit. Ebből megállapítottam, hogy a kitörés maximuma 1992-ben volt, és saját adatokkal megerősítettem, hogy 2010–2011-ben a fénygörbéken egy mély minimum látható. A minimumot követően az objektum újra fényesedni kezdett, de a legújabb méréseim azt mutatják, hogy a V346 Nor nem érte el a korábbi szintet, hanem jelenleg egy köztes fényességi állapotban stagnál.

11.2. A fénygörbék akkréciós korongmodellezésével megmutattam, hogy a kitörés maximumában az akkréciós ráta elérte a  $10^{-4} \,\mathrm{M_{\odot}/\acute{e}v}$  értéket. Megállapítottam, hogy míg a 2008 előtti kisebb fényváltozásokat az akkréciós ráta és a vörösödés korrelált változásai okozták, addíg a mély minimum főleg az akkréciós ráta csökkenésének volt tulajdonítható. Mindezek arra utalnak, hogy a V346 Nor hasonló a fiatal eruptív csillagok egy mélyen beágyazott csoportjához, amelyekben akkréciós és extinkciós változások is zajlanak.

A tézisponthoz kapcsolódó tudományos közlemény: [17]

#### 12. Anyagáramlások a V346 Nor fiatal eruptív csillag környezetében

12.1. Nagy térbeli és spektrális felbontású milliméteres ALMA-észlelések segítségével feltérképeztem a V346 Nor környezetében a hideg por és CO-gáz emisszióját. A poreloszlásban találtam egy fényes központi forrást, amely egybeesik a csillag pozíciójával, és amelynek tömege 7×10<sup>-4</sup> M<sub>☉</sub>. Megfigyeltem továbbá halványabb kiterjedt emissziót is, amely valószínűleg a kifújás falait jelzi egészen 6300 CSE távolságig. A V346 Nor irányában mindhárom CO-izotópot, (<sup>12</sup>CO, <sup>13</sup>CO és C<sup>18</sup>O) detektáltam, és a vonalprofilok hasonlóak ahhoz, amit beágyazott protocsillagok körüli burkoknál szoktak észlelni. Megállapítottam, hogy a célpont sok tekintetben jól illeszkedik a 0/I. osztályú protocsillagok közé, tehát a V346 Nor a FUorok fiatal, beágyazott alcsoportjához tartozik.

12.2. Elvégeztem a C<sup>18</sup>O adatok spektro-asztrometriai analízisét, amelyből kiderült, hogy a sugárirányú sebességprofil 350-től 700 CSE-ig megfelel egy pszeudo-korongnak, míg a belső 350 CSE jobban hasonlít egy kepleri korongra. A kepleri profilból meghatároztam a központi csillag tömegét, amely 0,1 M<sub>☉</sub>-nek adódott. A teljes gáztömeg 350/700 CSE-en belül 0,01/0,03 M<sub>☉</sub>. A csatornatérképeken nagy sebességeknél pedig olyan struktúrákat találtam, amelyek egy kifújás által vájt viszonylag keskeny üreg falaként értelmezhetők.

12.3. Meghatároztam a burokról a korongra való behullási rátát, ennek értéke  $6 \times 10^{-6} M_{\odot}$ /év. Ez magasabb, mint a korongról a csillagra való nyugalmi akkréciós ráta, ami arra utal, hogy a behullási ráta és az akkréciós ráta nem egyezik meg. Ez az első megfigyelési jelzés ilyen jellegű eltérésre egy FUorban. Ez azért fontos eredmény, mert ezzel az eltéréssel magyarázták korábban a szakirodalomban a FUor-kitöréseket.

A tézisponthoz kapcsolódó tudományos közlemény: [18]

#### A tézispontokhoz kapcsolódó tudományos közlemények

- Audard, M.; Ábrahám, P.; Dunham, M. M.; Green, J. D.; Grosso, N.; Hamaguchi, K.; Kastner, J. H.; Kóspál, Á.; Lodato, G.; Romanova, M. M.; Skinner, S. L.; Vorobyov, E. I.; Zhu, Z.: *Episodic Accretion in Young Stars*, 2014, Protostars and Planets VI, Henrik Beuther, Ralf S. Klessen, Cornelis P. Dullemond, and Thomas Henning (eds.), University of Arizona Press, Tucson, 387
- [2] Kóspál, Á.: My favorite object: EX Lupi, 2015, Star Formation Newsletter, 269, 8, http://www.ifa.hawaii.edu/ reipurth/newsletter/newsletter269.pdf
- [3] Kóspál, Á.; Németh, P.; Ábrahám, P.; Kun, M.; Henden, A.; Jones, A. F.: The Extreme Outburst of EX Lup in 2008: Optical Spectra and Light Curve, 2008, IBVS, 5819, 1
- [4] Goto, M.; Regály, Zs.; Dullemond, C. P.; van den Ancker, M.; Brown, J. M.; Carmona, A.; Pontoppidan, K.; Ábrahám, P.; Blake, G. A.; Fedele, D.; Henning, Th.; Juhász, A.; Kóspál, Á.; Mosoni, L.; Sicilia-Aguilar, A.; Terada, H.; van Boekel, R.; van Dishoeck, E. F.; Usuda, T.: Fundamental Vibrational Transition of CO During the Outburst of EX Lupi in 2008, 2011, ApJ, 728, 5
- [5] Sicilia-Aguilar, A.; Kóspál, Á.; Setiawan, J.; Ábrahám, P.; Dullemond, C. P.; Eiroa, C.; Goto, M.; Henning, Th.; Juhász, A.: Optical spectroscopy of EX Lupi during quiescence and outburst. Infall, wind, and dynamics in the accretion flow, 2012, A&A, 544, A93
- [6] Kóspál, Á.; Abrahám, P.; Goto, M.; Regály, Zs.; Dullemond, C. P.; Henning, Th.; Juhász, A.; Sicilia-Aguilar, A.; van den Ancker, M.: Near-infrared Spectroscopy of EX Lupi in Outburst, 2011, ApJ, 736, 72
- [7] Kóspál, Á.; Mohler-Fischer, M.; Sicilia-Aguilar, A.; Ábrahám, P.; Curé, M.; Henning, Th.; Kiss, Cs.; Launhardt, R.; Moór, A.; Müller, A.: Radial velocity variations in the young eruptive star EX Lupi, 2014, A&A, 561, A61
- [8] Kóspál, Á.; Ábrahám, P.; Csengeri, T.; Gorti, U.; Henning, Th.; Moór, A.; Semenov, D. A.; Szűcs, L.; Güsten, R.: Cold CO Gas in the Disk of the Young Eruptive Star EX Lup, 2016, ApJL, 821, L4
- [9] Kóspál, Å.; Åbrahám, P.; Acosta-Pulido, J. A.; Arévalo Morales, M. J.; Carnerero, M. I.; Elek, E.; Kelemen, J.; Kun, M.; Pál, A.; Szakáts, R.; Vida, K.: The outburst and nature of two young eruptive stars in the North America/Pelican Nebula Complex, 2011, A&A, 527, A133
- [10] Kóspál, Å.; Åbrahám, P.; Acosta-Pulido, J. A.; Arévalo Morales, M. J.; Balog, Z.; Carnerero, M. I.; Szegedi-Elek, E.; Farkas, A.; Henning, Th.; Kelemen, J.; Kovács, T.; Kun, M.; Marton, G.; Mészáros, Sz.; Moór, A.; Pál, A.; Sárneczky, K.; Szakáts, R.; Szalai, N.; Szing, A.; Tóth, I.; Turner, N. J.; Vida, K.: Exploring the circumstellar environment of the young eruptive star V2492 Cygni, 2013, A&A, 551, A62
- [11] Kóspál, Á.; Ábrahám, P.; Acosta-Pulido, J. A.; Dunham, M. M.; García-Álvarez, D.; Hogerheijde, M. R.; Kun, M.; Moór, A.; Farkas, A.; Hajdu, G.; Hodosán, G.; Kovács, T.; Kriskovics, L.; Marton, G.; Molnár, L.; Pál, A.; Sárneczky, K.; Sódor, Á.; Szakáts, R.; Szalai, T.; Szegedi-Elek, E.; Szing, A.; Tóth, I.; Vida, K.; Vinkó, J.: Multiwavelength study of the low-luminosity outbursting young star HBC 722, 2016, A&A, 596, A52
- [12] Kóspál, Á.; Ábrahám, P.; Moór, A.; Haas, M.; Chini, R.; Hackstein, M.: The Progenitor of the FUor-Type Young Eruptive Star 2MASS J06593158-0405277, 2015, ApJL, 801, L5
- [13] Hackstein, M.; Haas, M.; Kóspál, Á.; Hambsch, F.-J.; Chini, R.; Ábrahám, P.; Moór, A.; Pozo Nuñez, F.; Ramolla, M.; Westhues, Ch.; Kaderhandt, L.; Fein, Ch.; Barr Domínguez, A.; Hodapp, K.-W.: Light curves of the latest FUor: Indication of a close binary, 2015, A&A, 582, L12

6.	Az	eredmén	yek tézissz	zerű össz	efoalalása
----	----	---------	-------------	-----------	------------

- [14] Ábrahám, P.; Kóspál, Á.; Kun, M.; Fehér, O.; Zsidi, G.; Acosta-Pulido, J. A.; Carnerero, M. I.; García-Álvarez, D.; Cseh, B.; Moór, A.; Hajdu, G.; Hanyecz, O.; Kelemen, J; Kriskovics, L.; Marton, G.; Mező, Gy.; Molnár, L.; Ordasi, A.; Rodríguez-Coira, G; Sárneczky, K.; Sódor, Á.; Szakáts, R.; Szegedi-Elek, E.; Szing, A.; Farkas-Takács, A.; Vida, K.; Vinkó, J.: An UXor among FUors: extinction related brightness variations of the young eruptive star V582 Aur, 2017, közlésre elfogadva az ApJ-nél, https://arxiv.org/abs/1712.04968
- [15] Kóspál, Á.; Ábrahám, P.; Csengeri, T.; Henning, Th.; Moór, A.; Güsten, R.: Cold CO Gas in the Envelopes of FU Orionis-type Young Eruptive Stars, 2017, ApJ, 836, 226
- [16] Kóspál, Á.: Millimeter interferometric observations of FU Orionis-type objects in Cygnus, 2011, A&A, 535, A125
- [17] Kóspál, Á.; Ábrahám, P.; Westhues, Ch.; Haas, M.: Brightness variations of the FUor-type eruptive star V346 Normae, 2017, A&A, 597, L10
- [18] Kóspál, Á.; Ábrahám, P.; Csengeri, T.; Fehér, O.; Hogerheijde, M. R.; Brinch, Ch.; Dunham, M. M.; Vorobyov, E. I.; Salter, D. M.; Henning, Th.: Mass Transport from the Envelope to the Disk of V346 Nor: A Case Study for the Luminosity Problem in an FUor-type Young Eruptive Star, 2017, ApJ, 843, 45

# 7. Köszönetnyilvánítás

"Néha a legjobb válasz egy még érdekesebb kérdés." — Terry Pratchett: Korongvilág tudománya

Most már mindent értünk a fiatal eruptív csillagokról és a csillagkeletkezésről? Messze nem. Többet értünk, mint tizenöt éve? Abszolúte. Ez persze nem az én egyedüli érdemem, hiszen az ide vezető úton sok-sok kollégával dolgoztam együtt. Közülük elsőként témavezetőimnek szeretnék köszönetet mondani: Ábrahám Péternek Budapesten, David Ardilanak Pasadenaban, Michiel Hogerheijdenek Leidenben és Timo Prustinak Noordwijkben. Ezek a kollégák megbíztak bennem, amikor teljesen ismeretlenül feltűntem náluk azzal, hogy TDK-zni akarok, PhD-zni akarok, vagy éppen posztdok akarok lenni. A csillagkeletkezéssel kapcsolatos szaktudásuk, a tudományos kérdésekhez való hozzáállásuk jelentősen befolyásolta az én érdeklődésemet, pályafutásomat is. Nélkülük ez a dolgozat sem készülhetett volna el akkora, arról, és úgy, ahogy végül elkészült. A különböző munkahelyeken, különböző kutatócsoportokban eltöltött idő sok-sok nélkülözhetetlen tapasztalattal vértezett fel, amiért nagyon hálás vagyok.

Egy intézet persze nemcsak a kutatókból áll, hanem ott van a háttérben a menedzsment és a fáradhatatlan adminisztráció és számítástechnikai szakemberek, akik igyekeznek minket eligazítani a bürokrácia és a szoftverek útvesztőiben; nagy köszönet nekik. Alapvető fontosságú a könyvtár is, még ha manapság már nem is papíron olvassuk a folyóiratokat, hanem elektronikusan.

Hálás vagyok Thomas Henningnek, aki mindig szívesen fogad a heidelbergi Max Planck Intézetben, órákig hajlandó a tudományról beszélgetni (amikor az idejére tucatnyi más kolléga is pályázik) és akinek sok-sok új munkakapcsolatot köszönhetek.

Észlelőcsillagászként sok-sok olyan kollégával is találkoztam, akiknek az volt a feladatuk, hogy segítséget nyújtsanak az észlelésekhez amikor látogató csillagászként egy-egy számomra ismeretlen távcsővel vagy műszerrel először találkoztam. És persze ott vannak azok a kollégák, akiknek a szerviz módban készült méréseink köszönhetők. Az ő szakértelmük, tapasztalatuk, türelmük, hidegvérük és teherbírásuk mindig is lenyűgözött. Nélkülük a csillagászat ma biztosan nem itt tartana.

Megtisztelő a Magyar Tudományos Akadémia és az Európai Kutatási Tanács belém vetett bizalma, hogy méltónak találtak arra, hogy egy Lendület-pályázat és egy ERC Starting Grant keretében megtegyem a szakmai karrierem következő lépéseit, és magam alapíthassak kutatócsoportokat. Köszönet azoknak a kollégáknak, akik e csoportok (múltbéli vagy jelenlegi) tagjaiként vagy szoros együttműködőiként velem együtt próbálják megfejteni a csillagkörüli korongok titkát: Ábrahám Péter, Andrés Carmona, Gianni Cataldi, Fernando Cruz-Saenz de Miera, Lei Chen, Csépány Gergely, Elek Elza, Fehér Orsolya, Kundan Kadam, Nicole Pawellek, Regály Zsolt, Moór Attila, Kun Mária, Mező György, Pál András, Varga József és Gabányi Krisztina. Többek között nekik is köszönhető, hogy a Csillagászati Intézet végre kezd olyan nemzetközi közösséggé alakulni, mint amilyet én külföldön megszoktam, és ahova szívesen jöttem haza. Nagy szerencse, hogy a következő generáció is kíváncsi arra, ami tizenöt éve az én érdeklődésemet is felkeltette. Bámulom a fiatalok, Zsidi Gabriella és Szabó Zsófia lankadatlan érdeklődését és lelkesedését, és csak azt sajnálom, hogy nem tudok velük annyit foglalkozni, amennyit szeretnék.

Külön köszönet Szabados Lászlónak és Ábrahám Péternek a szöveg gondos átnézéséért és a sok-sok félreütés megtalálásáért (ami még a dolgozatban maradt, az csak az én hibám).

Természetesen mindezek az eredmények sosem születhettek volna meg a családom feltétel nélküli, megingathatatlan, folyamatos támogatása nélkül.

# 8. Irodalomjegyzék

Ábrahám, P., Juhász, A., Dullemond, C. P., et al. 2009, Nature, 459, 224 Ábrahám, P., Kóspál, Á., Csizmadia, S., et al. 2004a, A&A, 428, 89 Ábrahám, P., Kóspál, Á., Csizmadia, S., et al. 2004b, A&A, 419, L39 Acosta-Pulido, J. A., Kun, M., Abrahám, P., et al. 2007, AJ, 133, 2020 Alexander, R. D., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 2006, MNRAS, 369, 229 Alonso-Albi, T., Fuente, A., Bachiller, R., et al. 2009, A&A, 497, 117 Alves de Oliveira, C., Ábrahám, P., Marton, G., et al. 2013, A&A, 559, A126 André, P. & Montmerle, T. 1994, ApJ, 420, 837 André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, ApJ, 406, 122 Andrews, S. M., Rothberg, B., & Simon, T. 2004, ApJ, 610, L45 Andrews, S. M. & Williams, J. P. 2005, ApJ, 631, 1134 Andrews, S. M. & Williams, J. P. 2007a, ApJ, 671, 1800 Andrews, S. M. & Williams, J. P. 2007b, ApJ, 659, 705 Andrews, S. M., Wilner, D. J., Hughes, A. M., Qi, C., & Dullemond, C. P. 2009, ApJ, 700, 1502Andrews, S. M., Wilner, D. J., Hughes, A. M., Qi, C., & Dullemond, C. P. 2010, ApJ, 723, 1241Ansdell, M., Williams, J. P., Manara, C. F., et al. 2017, AJ, 153, 240 Ansdell, M., Williams, J. P., van der Marel, N., et al. 2016, ApJ, 828, 46 Antoniucci, S., Arkharov, A., Klimanov, S., et al. 2013, The Astronomer's Telegram, 5023 Armitage, P. J., Livio, M., & Pringle, J. E. 2001, MNRAS, 324, 705 Armond, T., Reipurth, B., Bally, J., & Aspin, C. 2011, A&A, 528, A125 Artymowicz, P. & Lubow, S. H. 1994, ApJ, 421, 651 Artymowicz, P. & Lubow, S. H. 1996, ApJ, 467, L77 Aspin, C. 2011a, AJ, 142, 135 Aspin, C. 2011b, AJ, 141, 196 Aspin, C. & Reipurth, B. 2003, AJ, 126, 2936 Aspin, C. & Reipurth, B. 2009, AJ, 138, 1137 Aspin, C., Reipurth, B., Beck, T. L., et al. 2009, ApJ, 692, L67 Aspin, C., Reipurth, B., Herczeg, G. J., & Capak, P. 2010, ApJ, 719, L50 Aspin, C. & Sandell, G. 1994, A&A, 288, 803 Aspin, C. & Sandell, G. 2001, MNRAS, 328, 751 Audard, M., Ábrahám, P., Dunham, M. M., et al. 2014, Protostars and Planets VI, 387

- Audard, M., Stringfellow, G. S., Güdel, M., et al. 2010, A&A, 511, A63
- Bae, J., Hartmann, L., Zhu, Z., & Nelson, R. P. 2014, ApJ, 795, 61
- Baek, G., Pak, S., Green, J. D., et al. 2015, AJ, 149, 73
- Bailey, J. 1998, MNRAS, 301, 161
- Baker, J. G. & Menzel, D. H. 1938, ApJ, 88, 52
- Bally, J. & Reipurth, B. 2003, AJ, 126, 893
- Banzatti, A., Meyer, M. R., Bruderer, S., et al. 2012, ApJ, 745, 90
- Banzatti, A., Pontoppidan, K. M., Bruderer, S., Muzerolle, J., & Meyer, M. R. 2015, ApJ, 798, L16
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2002, A&A, 382, 563
- Bechis, K. P. & Lo, K. Y. 1975, ApJ, 201, 118
- Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S., & Guesten, R. 1990, AJ, 99, 924
- Bell, K. R., Cassen, P. M., Wasson, J. T., & Woolum, D. S. 2000, Protostars and Planets IV, 897
- Bell, K. R. & Lin, D. N. C. 1994, ApJ, 427, 987
- Bell, K. R., Lin, D. N. C., Hartmann, L. W., & Kenyon, S. J. 1995, ApJ, 444, 376
- Bendo, G. J., Griffin, M. J., Bock, J. J., et al. 2013, MNRAS, 433, 3062
- Beristain, G., Edwards, S., & Kwan, J. 1998, ApJ, 499, 828
- Bibo, E. A. & The, P. S. 1990, A&A, 236, 155
- Biscaya, A. M., Rieke, G. H., Narayanan, G., Luhman, K. L., & Young, E. T. 1997, ApJ, 491, 359
- Bolatto, A. D., Wolfire, M., & Leroy, A. K. 2013, ARA&A, 51, 207
- Bonnell, I. & Bastien, P. 1992, ApJ, 401, L31
- Bonnet, H., Abuter, R., Baker, A., et al. 2004, The Messenger, 117, 17
- Bouvier, J., Alencar, S. H. P., Harries, T. J., Johns-Krull, C. M., & Romanova, M. M. 2007, Protostars and Planets V, 479
- Bouvier, J., Grankin, K., Ellerbroek, L. E., Bouy, H., & Barrado, D. 2013, A&A, 557, A77
- Brannigan, E., Takami, M., Chrysostomou, A., & Bailey, J. 2006, MNRAS, 367, 315
- Briceño, C., Vivas, A. K., Hernández, J., et al. 2004, ApJ, 606, L123
- Brinch, C., Jørgensen, J. K., & Hogerheijde, M. R. 2009, A&A, 502, 199
- Caratti o Garatti, A., Garcia Lopez, R., Ray, T. P., et al. 2015, ApJ, 806, L4
- Caratti o Garatti, A., Garcia Lopez, R., Scholz, A., et al. 2011, A&A, 526, L1
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, ApJ, 345, 245
- Carmona, A., Thi, W. F., Kamp, I., et al. 2017, A&A, 598, A118
- Castelli, F. & Kurucz, R. L. 2003, in IAU Symposium, Vol. 210, Modelling of Stellar Atmospheres, ed. N. Piskunov, W. W. Weiss, & D. F. Gray, A20
- Catalano, S., Biazzo, K., Frasca, A., & Marilli, E. 2002, A&A, 394, 1009
- Cepa, J. 2010, in Highlights of Spanish Astrophysics V, ed. J. M. Diego, L. J. Goicoechea, J. I. González-Serrano, & J. Gorgas, 15
- Cepa, J., Aguiar-Gonzalez, M., Bland-Hawthorn, J., et al. 2003a, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4841, Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 1739–1749
- Cepa, J., Aguiar-Gonzalez, M., Bland-Hawthorn, J., et al. 2003b, in Proc. SPIE, Vol. 4841, Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 1739–1749
- Chavarria, C., Appenzeller, I., & Bertout, C. 1979, A&AS, 36, 465
- Chen, H., Myers, P. C., Ladd, E. F., & Wood, D. O. S. 1995, ApJ, 445, 377
- Chou, T.-L., Takakuwa, S., Yen, H.-W., Ohashi, N., & Ho, P. T. P. 2014, ApJ, 796, 70
- Churchwell, E., Babler, B. L., Meade, M. R., et al. 2009, PASP, 121, 213

- Clarke, C. J. & Armitage, P. J. 2003, MNRAS, 345, 691
- Clarke, C. J., Gendrin, A., & Sotomayor, M. 2001, MNRAS, 328, 485
- Coffey, D., Downes, T. P., & Ray, T. P. 2004, A&A, 419, 593
- Cohen, M. & Kuhi, L. V. 1979, ApJS, 41, 743
- Connelley, M. S. & Greene, T. P. 2010, AJ, 140, 1214
- Connelley, M. S., Reipurth, B., & Tokunaga, A. T. 2008, AJ, 135, 2496
- Covey, K. R., Hillenbrand, L. A., Miller, A. A., et al. 2011, AJ, 141, 40
- Covino, S., Zerbi, F. M., Chincarini, G., et al. 2004, Astronomische Nachrichten, 325, 543
- Cox, N. L. J., Arzoumanian, D., André, P., et al. 2016, A&A, 590, A110
- Cumming, A. 2004, MNRAS, 354, 1165
- Cutri, R. M. 2013, VizieR Online Data Catalog, 2328
- Cutri, R. M., Mainzer, A., Conrow, T., et al. 2015, Explanatory Supplement to the NEOWISE Data Release Products, Tech. rep.
- Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al. 2003, 2MASS All Sky Catalog of point sources. (NASA/IPAC Infrared Science Archive)
- Czekala, I., Andrews, S. M., Jensen, E. L. N., et al. 2015, ApJ, 806, 154
- Czekala, I., Andrews, S. M., Torres, G., et al. 2016, ApJ, 818, 156
- Dahn, C. C., Harris, H. C., Vrba, F. J., et al. 2002, AJ, 124, 1170
- D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Lizano, S., & Cantó, J. 1999, ApJ, 527, 893
- Dall, T. H., Santos, N. C., Arentoft, T., Bedding, T. R., & Kjeldsen, H. 2006, A&A, 454, 341
- D'Angelo, C. R. & Spruit, H. C. 2010, MNRAS, 406, 1208
- D'Angelo, C. R. & Spruit, H. C. 2012, MNRAS, 420, 416
- de Val-Borro, M., Gahm, G. F., Stempels, H. C., & Pepliński, A. 2011, MNRAS, 413, 2679
- Dodin, A. V. & Lamzin, S. A. 2013, Astronomy Letters, 39, 389
- Dodin, A. V., Lamzin, S. A., & Chuntonov, G. A. 2012, Astronomy Letters, 38, 167
- Draine, B. T. 2006, ApJ, 636, 1114
- Dullemond, C. P. & Monnier, J. D. 2010, ARA&A, 48, 205
- Dunham, M. M., Arce, H. G., Allen, L. E., et al. 2013, AJ, 145, 94
- Dunham, M. M., Arce, H. G., Bourke, T. L., et al. 2012, ApJ, 755, 157
- Dunham, M. M., Arce, H. G., Mardones, D., et al. 2014a, ApJ, 783, 29
- Dunham, M. M., Stutz, A. M., Allen, L. E., et al. 2014b, Protostars and Planets VI, 195
- Dunham, M. M. & Vorobyov, E. I. 2012, ApJ, 747, 52
- Dupree, A. K., Brickhouse, N. S., Cranmer, S. R., et al. 2012, ApJ, 750, 73
- Duquennoy, A. & Mayor, M. 1991, A&A, 248, 485
- Dutrey, A., Guilloteau, S., Duvert, G., et al. 1996, A&A, 309, 493
- Eaton, N. L. & Herbst, W. 1994, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 26, American Astronomical Society Meeting Abstracts #184, 933
- Egan, M. P., Price, S. D., Kraemer, K. E., et al. 2003, VizieR Online Data Catalog, 5114, 0
- Eisenhauer, F., Abuter, R., Bickert, K., et al. 2003, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, Vol. 4841, 1548–1561
- Eisloeffel, J., Hessman, F. V., & Mundt, R. 1990, A&A, 232, 70
- Eislöffel, J., Guenther, E., Hessman, F. V., et al. 1991, ApJ, 383, L19
- Eisner, J. A. & Hillenbrand, L. A. 2011, ApJ, 738, 9
- Eisner, J. A., Monnier, J. D., Woillez, J., et al. 2010, ApJ, 718, 774
- Elias, J. H. 1978, ApJ, 223, 859
- Elias, J. H. 1980, ApJ, 241, 728
- Endl, M., Cochran, W. D., Kürster, M., et al. 2006, ApJ, 649, 436
- Epchtein, N. 1998, in IAU Symposium, Vol. 179, New Horizons from Multi-Wavelength Sky Surveys, ed. B. J. McLean, D. A. Golombek, J. J. E. Hayes, & H. E. Payne, 106

- Evans, N. J., Dunham, M. M., Jørgensen, J. K., et al. 2009, ApJS, 181, 321
- Evans, II, N. J. 1999, ARA&A, 37, 311
- Evans, II, N. J., Balkum, S., Levreault, R. M., Hartmann, L., & Kenyon, S. 1994, ApJ, 424, 793
- Evans, II, N. J., Di Francesco, J., Lee, J.-E., et al. 2015, ApJ, 814, 22
- Fazio, G. G., Hora, J. L., Allen, L. E., et al. 2004, ApJS, 154, 10
- Fedele, D., van den Ancker, M. E., Henning, T., Jayawardhana, R., & Oliveira, J. M. 2010, A&A, 510, A72
- Fehér, O., Kóspál, Á., Ábrahám, P., Hogerheijde, M. R., & Brinch, C. 2017, A&A, 607, A39
- Fischer, D. A. & Marcy, G. W. 1992, ApJ, 396, 178
- Fischer, W. J., Megeath, S. T., Tobin, J. J., et al. 2012, ApJ, 756, 99
- Fridlund, C. V. M., Bergman, P., White, G. J., Pilbratt, G. L., & Tauber, J. A. 2002, A&A, 382, 573
- Frogel, J. A. & Graham, J. A. 1983, IAU Circ., 3792
- Furlan, E., Hartmann, L., Calvet, N., et al. 2006, ApJS, 165, 568
- Gahm, G. F., Petrov, P. P., Duemmler, R., Gameiro, J. F., & Lago, M. T. V. T. 1999, A&A, 352, L95
- Ghez, A. M., McCarthy, D. W., Patience, J. L., & Beck, T. L. 1997, ApJ, 481, 378
- Giannini, T., Lorenzetti, D., Elia, D., et al. 2009, ApJ, 704, 606
- Gieseking, F. 1973, Information Bulletin on Variable Stars, 806, 1
- Gizis, J. E., Reid, I. N., Knapp, G. R., et al. 2003, AJ, 125, 3302
- Goodrich, R. W. 1987, PASP, 99, 116
- Gordon, K. D., Engelbracht, C. W., Rieke, G. H., et al. 2008, ApJ, 682, 336
- Gorti, U., Hollenbach, D., Najita, J., & Pascucci, I. 2011, ApJ, 735, 90
- Goto, M., Regály, Z., Dullemond, C. P., et al. 2011, ApJ, 728, 5
- Graham, J. A. 1983, IAU Circ., 3785
- Graham, J. A. & Frogel, J. A. 1985, ApJ, 289, 331
- Gramajo, L. V., Rodón, J. A., & Gómez, M. 2014, AJ, 147, 140
- Gras-Velázquez, À. & Ray, T. P. 2005, A&A, 443, 541
- Gratier, P., Pety, J., Guzmán, V., et al. 2013, A&A, 557, A101
- Gray, D. F. 2005, PASP, 117, 711
- Green, J. D., Evans, II, N. J., Kóspál, Á., et al. 2013a, ApJ, 772, 117
- Green, J. D., Evans, II, N. J., Kóspál, Á., et al. 2011, ApJ, 731, L25
- Green, J. D., Hartmann, L., Calvet, N., et al. 2006, ApJ, 648, 1099
- Green, J. D., Robertson, P., Baek, G., et al. 2013b, ApJ, 764, 22
- Greene, T. P., Aspin, C., & Reipurth, B. 2008, AJ, 135, 1421
- Greene, T. P. & Lada, C. J. 1996, AJ, 112, 2184
- Greene, T. P., Wilking, B. A., Andre, P., Young, E. T., & Lada, C. J. 1994, ApJ, 434, 614
- Grether, D. & Lineweaver, C. H. 2006, ApJ, 640, 1051
- Griffin, M. J., Abergel, A., Abreu, A., et al. 2010, A&A, 518, L3
- Grinin, V. P. 1988, Soviet Astronomy Letters, 14, 27
- Grinin, V. P., Kiselev, N. N., Chernova, G. P., Minikulov, N. K., & Voshchinnikov, N. V. 1991, Ap&SS, 186, 283
- Grosso, N., Hamaguchi, K., Kastner, J. H., Richmond, M. W., & Weintraub, D. A. 2010, A&A, 522, A56
- Guenther, E. W., Esposito, M., Mundt, R., et al. 2007, A&A, 467, 1147
- Günther, R. & Kley, W. 2002, A&A, 387, 550
- Güsten, R., Nyman, L. Å., Schilke, P., et al. 2006, A&A, 454, L13
- Güver, T. & Özel, F. 2009, MNRAS, 400, 2050
- Haas, M., Hackstein, M., Ramolla, M., et al. 2012, Astronomische Nachrichten, 333, 706

- Hackstein, M., Chini, R., Haas, M., Abraham, P., & Kospal, A. 2014, The Astronomer's Telegram, 6838, 1
- Hackstein, M., Fein, C., Haas, M., et al. 2015a, Astronomische Nachrichten, 336, 590
- Hackstein, M., Haas, M., Kóspál, A., et al. 2015b, A&A, 582, L12
- Hales, A. S., Corder, S. A., Dent, W. R. D., et al. 2015, ApJ, 812, 134
- Hambsch, F.-J. 2012, Journal of the American Association of Variable Star Observers (JAAVSO), 40, 1003
- Harsono, D., Jørgensen, J. K., van Dishoeck, E. F., et al. 2014, A&A, 562, A77
- Hartigan, P. & Kenyon, S. J. 2003, ApJ, 583, 334
- Hartmann, L. 1991, in NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, Vol. 342, NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, ed. C. J. Lada & N. D. Kylafis, 623
- Hartmann, L. 2008, Accretion Processes in Star Formation, Cambridge, UK: Cambridge University Press
- Hartmann, L., Hinkle, K., & Calvet, N. 2004, ApJ, 609, 906
- Hartmann, L., Kenyon, S., & Hartigan, P. 1993, in Protostars and Planets III, ed. E. H. Levy & J. I. Lunine, 497–518
- Hartmann, L. & Kenyon, S. J. 1996, ARA&A, 34, 207
- Hatzes, A. P. 1999, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 185, IAU
   Colloq. 170: Precise Stellar Radial Velocities, ed. J. B. Hearnshaw & C. D. Scarfe, 259
- Henning, T. 2010, ARA&A, 48, 21
- Herbig, G. H. 1966, Vistas in Astronomy, 8, 109
- Herbig, G. H. 1977, ApJ, 217, 693
- Herbig, G. H. 1989, in European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, Vol. 33, European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, ed. B. Reipurth, 233–246
- Herbig, G. H. 2007, AJ, 133, 2679
- Herbig, G. H. 2008, AJ, 135, 637
- Herbig, G. H., Aspin, C., Gilmore, A. C., Imhoff, C. L., & Jones, A. F. 2001, PASP, 113, 1547
- Herbig, G. H., Petrov, P. P., & Duemmler, R. 2003, ApJ, 595, 384
- Herbst, W., Herbst, D. K., Grossman, E. J., & Weinstein, D. 1994, AJ, 108, 1906
- Hernández, J., Hartmann, L., Calvet, N., et al. 2008, ApJ, 686, 1195
- Hillenbrand, L. 2014, The Astronomer's Telegram, 6797, 1
- Hillenbrand, L. A., Miller, A. A., Covey, K. R., et al. 2013, AJ, 145, 59
- Hodapp, K. W., Chini, R., Watermann, R., & Lemke, R. 2012, ApJ, 744, 56
- Hodapp, K.-W., Hora, J. L., Rayner, J. T., Pickles, A. J., & Ladd, E. F. 1996, ApJ, 468, 861
- Hoffleit, D. 1939, Harvard College Observatory Bulletin, 911, 41
- Hogerheijde, M. R. 2001, ApJ, 553, 618
- Hogerheijde, M. R., van Dishoeck, E. F., Blake, G. A., & van Langevelde, H. J. 1998, ApJ, 502, 315
- Hogerheijde, M. R., van Dishoeck, E. F., Salverda, J. M., & Blake, G. A. 1999, ApJ, 513, 350 Houdebine, E. R. 2010, MNRAS, 407, 1657
- Hummer, D. G. & Storey, P. J. 1987, MNRAS, 224, 801
- Isella, A., Carpenter, J. M., & Sargent, A. I. 2009, ApJ, 701, 260
- Itagaki, K. & Yamaoka, H. 2010, Central Bureau Electronic Telegrams, 2426, 1
- Jensen, E. L. N., Dhital, S., Stassun, K. G., et al. 2007, AJ, 134, 241
- Jones, A. F. A. L. 2008, Central Bureau Electronic Telegrams, 1217, 1
- Jørgensen, J. K., Hogerheijde, M. R., van Dishoeck, E. F., Blake, G. A., & Schöier, F. L. 2004, A&A, 413, 993
- Jørgensen, J. K., Schöier, F. L., & van Dishoeck, E. F. 2002, A&A, 389, 908

- Jørgensen, J. K., van Dishoeck, E. F., Visser, R., et al. 2009, A&A, 507, 861
- Juhász, A., Dullemond, C. P., van Boekel, R., et al. 2012, ApJ, 744, 118
- Kaufer, A., Stahl, O., Tubbesing, S., et al. 1999, The Messenger, 95, 8
- Kenyon, S. 1995a, Ap&SS, 223, 3
- Kenyon, S. J. 1995b, in Revista Mexicana de Astronomia y Astrofísica, vol. 27, Vol. 1, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofísica Conference Series, ed. S. Lizano & J. M. Torrelles, 237
- Kenyon, S. J. & Hartmann, L. 1987, ApJ, 323, 714
- Kenyon, S. J. & Hartmann, L. 1989, ApJ, 342, 1134
- Kenyon, S. J., Hartmann, L., & Hewett, R. 1988, ApJ, 325, 231
- Kenyon, S. J. & Hartmann, L. W. 1991, ApJ, 383, 664
- Kenyon, S. J., Hartmann, L. W., & Kolotilov, E. A. 1991, PASP, 103, 1069
- Kenyon, S. J., Kolotilov, E. A., Ibragimov, M. A., & Mattei, J. A. 2000, ApJ, 531, 1028
- Kim, B. G., Kawamura, A., Yonekura, Y., & Fukui, Y. 2004, PASJ, 56, 313
- Kiss, C., Ábrahám, P., Laureijs, R. J., Moór, A., & Birkmann, S. M. 2006, MNRAS, 373, 1213
- Klein, B., Hochgürtel, S., Krämer, I., et al. 2012, A&A, 542, L3
- Kolotilov, E. A. & Petrov, P. P. 1985, Soviet Astronomy Letters, 11, 358
- Koornneef, J. 1983, A&A, 128, 84
- Koresko, C. D., Beckwith, S. V. W., Ghez, A. M., Matthews, K., & Neugebauer, G. 1991, AJ, 102, 2073
- Kóspál, Á., Ábrahám, P., Acosta-Pulido, J. A., et al. 2013a, A&A, 551, A62
- Kóspál, Á., Ábrahám, P., Acosta-Pulido, J. A., et al. 2011a, A&A, 527, A133
- Kóspál, Á., Ábrahám, P., Acosta-Pulido, J. A., et al. 2012a, ApJS, 201, 11
- Kóspál, Á., Ábrahám, P., Acosta-Pulido, J. A., et al. 2016a, A&A, 596, A52
- Kóspál, Á., Ábrahám, P., Apai, D., et al. 2008, MNRAS, 383, 1015
- Kóspál, Á., Ábrahám, P., Csengeri, T., et al. 2017a, ApJ, 843, 45
- Kóspál, Á., Ábrahám, P., Csengeri, T., et al. 2016b, ApJ, 821, L4
- Kóspál, Á., Ábrahám, P., Goto, M., et al. 2011b, ApJ, 736, 72
- Kóspál, Å., Åbrahám, P., Moór, A., et al. 2015, ApJ, 801, L5
- Kóspál, Á., Ábrahám, P., Prusti, T., et al. 2007, A&A, 470, 211
- Kóspál, Á., Ábrahám, P., Westhues, C., & Haas, M. 2017b, A&A, 597, L10
- Kóspál, Á., Moór, A., Juhász, A., et al. 2013b, ApJ, 776, 77
- Kóspál, Á., Prusti, T., Cox, N. L. J., et al. 2012b, A&A, 541, A71
- Kóspál, A., Salter, D. M., Hogerheijde, M. R., Moór, A., & Blake, G. A. 2011c, A&A, 527, A96
- Kratter, K. & Lodato, G. 2016, ARA&A, 54, 271
- Kraus, M., Krügel, E., Thum, C., & Geballe, T. R. 2000, A&A, 362, 158
- Kraus, S., Caratti o Garatti, A., Garcia-Lopez, R., et al. 2016, MNRAS, 462, L61
- Kraus, S., Hofmann, K.-H., Preibisch, T., & Weigelt, G. 2010, in Revista Mexicana de Astronomia y Astrofísica Conference Series, Vol. 38, 63–66
- Kravtsova, A. S., Lamzin, S. A., Errico, L., & Vittone, A. 2007, Astronomy Letters, 33, 755Krügel, E. 2009, A&A, 493, 385
- Kun, M., Szegedi-Elek, E., Moór, A., et al. 2011a, ApJ, 733, L8
- Kun, M., Szegedi-Elek, E., Moór, A., et al. 2011b, MNRAS, 413, 2689
- Kun, M., Szegedi-Elek, E., & Reipurth, B. 2017, MNRAS, 468, 2325
- Lafler, J. & Kinman, T. D. 1965, ApJS, 11, 216
- Lamzin, S., Cheryasov, D., Chuntonov, G., et al. 2017, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 510, Stars: From Collapse to Collapse, ed. Y. Y. Balega, D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, & I. A. Yakunin, 356

- Langer, W. D. & Penzias, A. A. 1993, ApJ, 408, 539
- Lanza, A. F., Boisse, I., Bouchy, F., Bonomo, A. S., & Moutou, C. 2011, A&A, 533, A44
- Larson, A. M., Irwin, A. W., Yang, S. L. S., et al. 1993, PASP, 105, 332
- Lawrence, A., Warren, S. J., Almaini, O., et al. 2007, MNRAS, 379, 1599
- Lee, C.-F., Hirano, N., Zhang, Q., et al. 2014, ApJ, 786, 114
- Lee, C.-F., Mundy, L. G., Stone, J. M., & Ostriker, E. C. 2002, ApJ, 576, 294
- Lee, J.-E., Park, S., Green, J. D., et al. 2015, ApJ, 807, 84
- Lee, T. A. 1970, PASP, 82, 765
- Lehmann, T., Reipurth, B., & Brandner, W. 1995, A&A, 300, L9
- Leinert, C., Zinnecker, H., Weitzel, N., et al. 1993, A&A, 278, 129
- Lequeux, J. 2005, The Interstellar Medium, EDP Sciences, 2003 Edited by J. Lequeux. Astronomy and astrophysics library, Berlin: Springer, 2005
- Levreault, R. M. 1983, ApJ, 265, 855
- Levreault, R. M. 1988, ApJS, 67, 283
- Liebhart, A., Güdel, M., Skinner, S. L., & Green, J. 2014, A&A, 570, L11
- Liu, H. B., Galván-Madrid, R., Vorobyov, E. I., et al. 2016a, ApJ, 816, L29
- Liu, H. B., Takami, M., Kudo, T., et al. 2016b, Science Advances, 2, e1500875
- Liu, H. B., Vorobyov, E. I., Dong, R., et al. 2017, A&A, 602, A19
- Lodato, G. & Clarke, C. J. 2004, MNRAS, 353, 841
- Lomb, N. R. 1976, Ap&SS, 39, 447
- Loomis, R. A., Öberg, K. I., Andrews, S. M., & MacGregor, M. A. 2017, ApJ, 840, 23
- Looney, L. W., Mundy, L. G., & Welch, W. J. 1997, ApJ, 484, L157
- Lorenzetti, D., Efimova, N., Larionov, V., et al. 2012, The Astronomer's Telegram, 4123, 1
- Lorenzetti, D., Giannini, T., Calzoletti, L., et al. 2006, A&A, 453, 579
- Lorenzetti, D., Larionov, V. M., Giannini, T., et al. 2009, ApJ, 693, 1056
- Maehara, H., Kojima, T., & Fujii, M. 2014, The Astronomer's Telegram, 6770, 1
- Magakian, T. Y., Nikogossian, E. H., Aspin, C., et al. 2010, AJ, 139, 969
- Magakian, T. Y., Nikogossian, E. H., Movsessian, T., et al. 2013, MNRAS, 432, 2685
- Martin, S. C. 1997, ApJ, 478, L33
- Marton, G., Calzoletti, L., Perez Garcia, A. M., et al. 2017, ArXiv e-print 1705.05693
- Marton, G., Vavrek, R., Kiss, C., & Müller, T. G. 2014, Experimental Astronomy, 37, 347 Mathieu, R. D. 1994, ARA&A, 32, 465
- Mathieu, R. D., Stassun, K., Basri, G., et al. 1997, AJ, 113, 1841
- Matthews, B. C., Hogerheijde, M. R., Jørgensen, J. K., & Bergin, E. A. 2006, ApJ, 652, 1374
- Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., et al. 2003, The Messenger, 114, 20
- McGregor, P. J., Hyland, A. R., & Hillier, D. J. 1988, ApJ, 324, 1071
- McGregor, P. J., Persson, S. E., & Cohen, J. G. 1984, ApJ, 286, 609
- McMuldroch, S., Blake, G. A., & Sargent, A. I. 1995, AJ, 110, 354
- McMuldroch, S., Sargent, A. I., & Blake, G. A. 1993, AJ, 106, 2477
- McMullin, J. P., Waters, B., Schiebel, D., Young, W., & Golap, K. 2007, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 376, Astronomical Data Analysis Software and Systems XVI, ed. R. A. Shaw, F. Hill, & D. J. Bell, 127
- Mel'nik, A. M. & Dambis, A. K. 2009, MNRAS, 400, 518
- Melo, C. H. F. 2003, A&A, 410, 269
- Mendigutía, I., Calvet, N., Montesinos, B., et al. 2011, A&A, 535, A99
- Mendoza, E. E. 1968, ApJ, 151, 977
- Meyer, M. R., Calvet, N., & Hillenbrand, L. A. 1997, AJ, 114, 288
- Millan-Gabet, R., Monnier, J. D., Akeson, R. L., et al. 2006, ApJ, 641, 547
- Miller, A. A., Hillenbrand, L. A., Covey, K. R., et al. 2011, ApJ, 730, 80
- Minniti, D., Lucas, P. W., Emerson, J. P., et al. 2010, New A, 15, 433

- Miotello, A., van Dishoeck, E. F., Williams, J. P., et al. 2017, A&A, 599, A113
- Mittag, M., Schmitt, J. H. M. M., & Schröder, K.-P. 2013, A&A, 549, A117
- Molinari, S., Liseau, R., Lorenzetti, D., & Graham, J. 1993, IAU Circ., 5727
- Momose, M., Ohashi, N., Kawabe, R., Nakano, T., & Hayashi, M. 1998, ApJ, 504, 314
- Monet, D. G., Levine, S. E., Canzian, B., et al. 2003, AJ, 125, 984
- Montes, D., Crespo-Chacón, I., Gálvez, M. C., et al. 2004, Lecture Notes and Essays in Astrophysics, 1, 119
- Mordasini, C., Alibert, Y., Benz, W., & Naef, D. 2009, A&A, 501, 1161
- Mosoni, L., Sipos, N., Ábrahám, P., et al. 2013, A&A, 552, A62
- Movsessian, T., Khanzadyan, T., Magakian, T., Smith, M. D., & Nikogosian, E. 2003, A&A, 412, 147
- Movsessian, T. A., Khanzadyan, T., Aspin, C., et al. 2006, A&A, 455, 1001
- Munari, U., Valisa, P., Dallaporta, S., & Itagaki, K. 2010, Central Bureau Electronic Telegrams, 2428, 1
- Mundt, R., Stocke, J., Strom, S. E., Strom, K. M., & Anderson, E. R. 1985, ApJ, 297, L41
- Murakami, H., Baba, H., Barthel, P., et al. 2007, PASJ, 59, 369
- Murillo, N. M. & Lai, S.-P. 2013, ApJ, 764, L15
- Murillo, N. M., Lai, S.-P., Bruderer, S., Harsono, D., & van Dishoeck, E. F. 2013, A&A, 560, A103
- Muzerolle, J., Flaherty, K., Balog, Z., et al. 2009, ApJ, 704, L15
- Muzerolle, J., Hartmann, L., & Calvet, N. 1998, AJ, 116, 455
- Muzerolle, J., Megeath, S. T., Flaherty, K. M., et al. 2005, ApJ, 620, L107
- Najita, J., Carr, J. S., & Tokunaga, A. T. 1996, ApJ, 456, 292
- Natta, A. & Whitney, B. A. 2000, A&A, 364, 633
- Ninan, J. P., Ojha, D. K., Baug, T., et al. 2015, ApJ, 815, 4
- Ninan, J. P., Ojha, D. K., Bhatt, B. C., et al. 2013, ApJ, 778, 116
- Oh, H.-I., Yoony, T. S., & Sung, H.-I. 2015, Publication of Korean Astronomical Society, 30, 269
- Ohashi, N., Hayashi, M., Ho, P. T. P., Momose, M., & Hirano, N. 1996, ApJ, 466, 957
- Ohtani, T., Kimura, S. S., Tsuribe, T., & Vorobyov, E. I. 2014, PASJ, 66, 112
- Ossenkopf, V. & Henning, T. 1994, A&A, 291, 943
- Osterloh, M. & Beckwith, S. V. W. 1995, ApJ, 439, 288
- Pál, A., Mészáros, L., Csépány, G., et al. 2013, Astronomische Nachrichten, 334, 932
- Parsamian, E. S. & Mujica, R. 2004, Astrophysics, 47, 433
- Pearson, K. 1920, Biometrica Trust, 13, 25
- Peneva, S. P., Semkov, E. H., Munari, U., & Birkle, K. 2010, A&A, 515, A24
- Pérez, L. M., Lamb, J. W., Woody, D. P., et al. 2010, ApJ, 724, 493
- Persi, P., Tapia, M., Gòmez, M., et al. 2007, AJ, 133, 1690
- Petrov, P., Duemmler, R., Ilyin, I., & Tuominen, I. 1998, A&A, 331, L53
- Petrov, P. P., Gahm, G. F., Gameiro, J. F., et al. 2001, A&A, 369, 993
- Petrov, P. P. & Herbig, G. H. 1992, ApJ, 392, 209
- Petrov, P. P. & Herbig, G. H. 2008, AJ, 136, 676
- Pickles, A. J. 1998, PASP, 110, 863
- Pilbratt, G. L., Riedinger, J. R., Passvogel, T., et al. 2010, A&A, 518, L1
- Poetzel, R., Mundt, R., & Ray, T. P. 1989, A&A, 224, L13
- Poglitsch, A., Waelkens, C., Geis, N., et al. 2010, A&A, 518, L2
- Polomski, E. F., Woodward, C. E., Holmes, E. K., et al. 2005, AJ, 129, 1035
- Pontoppidan, K. M., Blake, G. A., van Dishoeck, E. F., et al. 2008, ApJ, 684, 1323
- Pooley, D., Green, J. D., Skinner, S., & Guedel, M. 2015, The Astronomer's Telegram, 7025
- Povich, M. S., Giampapa, M. S., Valenti, J. A., et al. 2001, AJ, 121, 1136

- Powell, S. L., Irwin, M., Bouvier, J., & Clarke, C. J. 2012, MNRAS, 426, 3315
- Predehl, P. & Schmitt, J. H. M. M. 1995, A&A, 293, 889
- Prusti, T., Bontekoe, T. R., Chiar, J. E., Kester, D. J. M., & Whittet, D. C. B. 1993, A&A, 279, 163
- Quanz, S. P., Apai, D., & Henning, T. 2007a, ApJ, 656, 287
- Quanz, S. P., Henning, T., Bouwman, J., Linz, H., & Lahuis, F. 2007b, ApJ, 658, 487
- Quanz, S. P., Henning, T., Bouwman, J., et al. 2007c, ApJ, 668, 359
- Queloz, D., Henry, G. W., Sivan, J. P., et al. 2001, A&A, 379, 279
- Raghavan, D., McAlister, H. A., Henry, T. J., et al. 2010, ApJS, 190, 1
- Reboussin, L., Wakelam, V., Guilloteau, S., Hersant, F., & Dutrey, A. 2015, A&A, 579, A82
- Rebull, L. M., Guieu, S., Stauffer, J. R., et al. 2011, ApJS, 193, 25
- Reid, I. N., Hawley, S. L., & Gizis, J. E. 1995, AJ, 110, 1838
- Reiners, A., Joshi, N., & Goldman, B. 2012, AJ, 143, 93
- Reipurth, B. 1981, A&AS, 44, 379
- Reipurth, B. 1985, A&A, 143, 435
- Reipurth, B. 1990, in IAU Symposium, Vol. 137, Flare Stars in Star Clusters, Associations and the Solar Vicinity, ed. L. V. Mirzoian, B. R. Pettersen, & M. K. Tsvetkov, 229–251
- Reipurth, B. & Aspin, C. 1997, AJ, 114, 2700
- Reipurth, B. & Aspin, C. 2010, in Evolution of Cosmic Objects through their Physical Activity, ed. H. A. Harutyunian, A. M. Mickaelian, & Y. Terzian, 19–38
- Reipurth, B., Aspin, C., Beck, T., et al. 2007a, AJ, 133, 1000
- Reipurth, B., Aspin, C., & Herbig, G. H. 2012, ApJ, 748, L5
- Reipurth, B. & Bally, J. 1986, Nature, 320, 336
- Reipurth, B. & Connelley, M. S. 2015, The Astronomer's Telegram, 6862, 1
- Reipurth, B., Guimarães, M. M., Connelley, M. S., & Bally, J. 2007b, AJ, 134, 2272
- Reipurth, B. & Krautter, J. 1983, IAU Circ., 3823
- Reipurth, B., Olberg, M., Gredel, R., & Booth, R. S. 1997, A&A, 327, 1164
- Reipurth, B. & Wamsteker, W. 1983, A&A, 119, 14
- Ribas, Å., Merín, B., Bouy, H., et al. 2013, A&A, 552, A115
- Ricci, L., Testi, L., Natta, A., & Brooks, K. J. 2010, A&A, 521, A66
- Rice, W. K. M., Armitage, P. J., Wood, K., & Lodato, G. 2006, MNRAS, 373, 1619
- Richardson, K. J., White, G. J., Avery, L. W., Lesurf, J. C. G., & Harten, R. H. 1985, ApJ, 290, 637
- Rieke, G. H. & Lebofsky, M. J. 1985, ApJ, 288, 618
- Robitaille, T. P., Whitney, B. A., Indebetouw, R., Wood, K., & Denzmore, P. 2006, ApJS, 167, 256
- Rodriguez, J. E., Pepper, J., Stassun, K. G., et al. 2015, AJ, 150, 32
- Roussel, H. 2013, PASP, 125, 1126
- Ruíz-Rodríguez, D., Cieza, L. A., Williams, J. P., et al. 2017, MNRAS, 466, 3519
- Sahlmann, J., Ségransan, D., Queloz, D., et al. 2011, A&A, 525, A95
- Saito, R. K., Hempel, M., Minniti, D., et al. 2012, A&A, 537, A107
- Sandell, G. & Aspin, C. 1998, A&A, 333, 1016
- Sandell, G. & Weintraub, D. A. 2001, ApJS, 134, 115
- Santos, N. C., Udry, S., Mayor, M., et al. 2003, A&A, 406, 373
- Savage, B. D. & Mathis, J. S. 1979, ARA&A, 17, 73
- Scargle, J. D. 1982, ApJ, 263, 835
- Schulz, N. S. 2005, From Dust To Stars Studies of the Formation and Early Evolution of Stars (Springer)
- Schütz, O., Meeus, G., & Sterzik, M. F. 2005, A&A, 431, 165
- Schwartz, R. D. 1977, ApJS, 35, 161

- Scoville, N. Z., Krotkov, R., & Wang, D. 1980, ApJ, 240, 929
- Scoville, N. Z., Sargent, A. I., Sanders, D. B., et al. 1986, ApJ, 303, 416
- Semenov, D., Hersant, F., Wakelam, V., et al. 2010, A&A, 522, A42
- Semkov, E. & Peneva, S. 2010, The Astronomer's Telegram, 2801, 1
- Semkov, E., Peneva, S., & Ibryamov, S. 2017, in IAU Symposium, Vol. 325, IAU Symposium, 266–269
- Semkov, E. H. 2006, Information Bulletin on Variable Stars, 5683
- Semkov, E. H., Peneva, S. P., Ibryamov, S. I., & Dimitrov, D. P. 2014, Bulgarian Astronomical Journal, 20, 59
- Semkov, E. H., Peneva, S. P., Munari, U., et al. 2013, A&A, 556, A60
- Semkov, E. H., Peneva, S. P., Munari, U., Milani, A., & Valisa, P. 2010, A&A, 523, L3
- Semkov, E. H., Peneva, S. P., Munari, U., et al. 2012, A&A, 542, A43
- Shevchenko, V. S., Ezhkova, O., Tjin A Djie, H. R. E., et al. 1997, A&AS, 124, 33
- Shu, F. H. 1977, ApJ, 214, 488
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, ARA&A, 25, 23
- Sicilia-Aguilar, A., Fang, M., Roccatagliata, V., et al. 2015, A&A, 580, A82
- Sicilia-Aguilar, A., Kóspál, A., Setiawan, J., et al. 2012, A&A, 544, A93
- Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. 2000, A&A, 358, 593
- Sipos, N., Ábrahám, P., Acosta-Pulido, J., et al. 2009, A&A, 507, 881
- Siwak, M., Rucinski, S. M., Matthews, J. M., et al. 2013, MNRAS, 432, 194
- Smith, M. D. 1995, A&A, 296, 789
- Snell, R. L., Loren, R. B., & Plambeck, R. L. 1980, ApJ, 239, L17
- Spiegel, D. S., Burrows, A., & Milsom, J. A. 2011, ApJ, 727, 57
- Stahler, S. W. & Palla, F. 2005, The Formation of Stars (Wiley), 865
- Staude, H. J. & Neckel, T. 1991, A&A, 244, L13
- Staude, H. J. & Neckel, T. 1992, ApJ, 400, 556
- Stecklum, B., Melnikov, S. Y., & Meusinger, H. 2007, A&A, 463, 621
- Stellingwerf, R. F. 1978, ApJ, 224, 953
- Straizys, V., Meistas, E., Vansevicius, V., & Goldberg, E. P. 1989, A&A, 222, 82
- Strom, K. M. & Strom, S. E. 1993, ApJ, 412, L63
- Sung, H.-I., Park, W.-K., Yang, Y., et al. 2013, Journal of Korean Astronomical Society, 46, 253
- Takahashi, S., Saito, M., Ohashi, N., et al. 2008, ApJ, 688, 344
- Takahashi, S., Saito, M., Takakuwa, S., & Kawabe, R. 2006, ApJ, 651, 933
- Takami, M., Bailey, J., & Chrysostomou, A. 2003, A&A, 397, 675
- Tapia, M., Persi, P., Bohigas, J., Roth, M., & Gómez, M. 2006, MNRAS, 367, 513
- Teets, W. K., Weintraub, D. A., Kastner, J. H., et al. 2012, ApJ, 760, 89
- Thi, W. F., van Dishoeck, E. F., Blake, G. A., et al. 2001, ApJ, 561, 1074
- Tobin, J. J., Hartmann, L., Chiang, H.-F., et al. 2012, Nature, 492, 83
- Turner, N. J., Carballido, A., & Sano, T. 2010, ApJ, 708, 188
- Turner, N. J. J., Bodenheimer, P., & Bell, K. R. 1997, ApJ, 480, 754
- van Boekel, R., Juhász, A., Henning, T., et al. 2010, A&A, 517, A16
- van den Ancker, M. E., Blondel, P. F. C., Tjin A Djie, H. R. E., et al. 2004, MNRAS, 349, 1516
- van der Marel, N., van Dishoeck, E. F., Bruderer, S., et al. 2013, Science, 340, 1199
- van Kempen, T. A., van Dishoeck, E. F., Brinch, C., & Hogerheijde, M. R. 2007, A&A, 461, 983
- van Kempen, T. A., van Dishoeck, E. F., Salter, D. M., et al. 2009, A&A, 498, 167
- Varricatt, W. P., Carroll, T., Moore, E., & Benigni, S. 2015, The Astronomer's Telegram, 7578
- Vicente, S. M. & Alves, J. 2005, A&A, 441, 195
- Vorobyov, E. I., Baraffe, I., Harries, T., & Chabrier, G. 2013a, A&A, 557, A35
- Vorobyov, E. I. & Basu, S. 2005, ApJ, 633, L137
- Vorobyov, E. I. & Basu, S. 2006, ApJ, 650, 956
- Vorobyov, E. I. & Basu, S. 2010, ApJ, 719, 1896
- Vorobyov, E. I. & Basu, S. 2015, ApJ, 805, 115
- Vorobyov, E. I., Zakhozhay, O. V., & Dunham, M. M. 2013b, MNRAS, 433, 3256
- Wachmann, A. 1954, ZAp, 35, 74
- Wang, H., Apai, D., Henning, T., & Pascucci, I. 2004, ApJ, 601, L83
- Weber, R. 1956, L'Astronomie, 70, 193
- Weintraub, D. A., Sandell, G., & Duncan, W. D. 1991, ApJ, 382, 270
- Welin, G. 1976, A&A, 49, 145
- Whelan, E. T., Ray, T. P., & Davis, C. J. 2004, A&A, 417, 247
- Williams, J. P. 2012, Meteoritics and Planetary Science, 47, 1915
- Williams, J. P. & Best, W. M. J. 2014, ApJ, 788, 59
- Williams, J. P. & Cieza, L. A. 2011, ARA&A, 49, 67
- Wilson, T. L. 1999, Reports on Progress in Physics, 62, 143
- Wilson, T. L. & Rood, R. 1994, ARA&A, 32, 191
- Woitke, P., Min, M., Pinte, C., et al. 2016, A&A, 586, A103
- Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., et al. 2010, AJ, 140, 1868
- Wright, J. T. & Howard, A. W. 2009, ApJS, 182, 205
- Xuesong Wang, S., Wright, J. T., Cochran, W., et al. 2012, ApJ, 761, 46
- Yen, H.-W., Takakuwa, S., Ohashi, N., et al. 2014, ApJ, 793, 1
- Zacharias, N., Finch, C. T., Girard, T. M., et al. 2013, AJ, 145, 44
- Zacharias, N., Monet, D. G., Levine, S. E., et al. 2005, VizieR Online Data Catalog, 1297, 0
- Zechmeister, M. & Kürster, M. 2009, A&A, 496, 577
- Zhu, Z., Hartmann, L., Calvet, N., et al. 2007, ApJ, 669, 483
- Zhu, Z., Hartmann, L., Calvet, N., et al. 2008, ApJ, 684, 1281
- Zhu, Z., Hartmann, L., Gammie, C., & McKinney, J. C. 2009, ApJ, 701, 620
- Zuckerman, B. & Becklin, E. E. 1993, ApJ, 414, 793
- Zurlo, A., Cieza, L. A., Williams, J. P., et al. 2017, MNRAS, 465, 834