

A csillagközi anyag hideg komponensének multispektrális vizsgálata

*ELTE TTK Doktori Iskola, Fizika Program,
Részecske- és Asztrofizika Alprogram*

témavezetők: **Dr. Marik Miklós**

és **Dr. Tóth L. Viktor**

ELTE TTK Csillagászati Tanszék

konzulens: **Dr. Ábrahám Péter**

MTA Konkoly Thege Miklós Csillagászati Kutatóintézete

2001. december 18.

Pankának

Tartalomjegyzék

Tartalomjegyzék	3
Előszó	7
1. Bevezetés	9
1.1. A csillagközi anyag kutatásának rövid története	9
1.2. Csillagközi anyag a Tejútrendszerben	13
1.2.1. A csillagközi anyag megjelenési formái	13
1.2.2. A csillagközi anyag fázisainak modelljei	15
1.2.3. Cirrusz felhők	15
1.3. A csillagközi anyag, mint az extragalaktikus háttér előtérkomponense	16
1.4. Az értekezés témái	18
2. A Khavtassi 15 molekulafelhő	21
2.1. Bevezetés	21
2.2. Megfigyelések	23
2.2.1. Adatok az optikai tartományból	23
2.2.2. Infravörös adatok	23
2.2.3. CO-mérések	23
2.3. Adatfeldolgozás	26
2.3.1. Optikai adatok	26
2.3.2. Távoli infravörös adatok	28
2.3.3. CO adatok	28
2.4. Eredmények	29
2.4.1. Extinkciók és távolságok	29
2.4.2. Távoli-infravörös eredmények	31
2.4.3. A molekulafelhő	34
2.5. Következtetések	37
2.5.1. A különböző hullámhosszak eredményeinek összehasonlítása	37
2.5.2. A Kh 15 stabilitása	39
2.5.3. A Kh 15 kapcsolata környezetével	41

2.5.4.	A Lokális Buborék fala?	41
2.6.	Összefoglalás	42
3.	Konfúziós zaj a távoli infravörös tartományban	45
3.1.	Bevezetés	45
3.2.	Kis skálájú struktúrák tanulmányozásának módszerei	47
3.3.	Megfigyelések és adatfeldolgozás	50
3.3.1.	Az ISOPHOT térképek kiválasztása	50
3.3.2.	Adatfeldolgozás	50
3.3.3.	Műszerzaj	51
3.4.	Eredmények	53
3.4.1.	Konfúziós zaj a felbontási határon	53
3.4.2.	Összehasonlítás a H&B formulával	55
3.4.3.	Konfúziós zaj nagyobb szeparációknál	56
3.5.	Következtetések	58
3.5.1.	A γ paraméter változásai	58
3.5.2.	Az extragalaktikus háttér fluktuációi	58
3.5.3.	Konfúziós zaj határok távoli infravörös űrtávcsövek számára	61
3.6.	Összefoglalás	62
4.	A galaktikus cirrusz emisszió kis skálájú szerkezete	63
4.1.	Bevezetés	63
4.2.	Megfigyelési anyag és adatfeldolgozás	66
4.2.1.	Az ISOPHOT térképek kiválasztása	66
4.2.2.	Az adatfeldolgozás lépései	67
4.2.3.	A teljesítmény-spektrum	67
4.2.4.	A teljesítményspektrumot befolyásoló hatások:	67
4.3.	Eredmények	69
4.3.1.	A teljesítményspektrumok paraméterei	69
4.3.2.	A felbontási határon mért konfúziós zaj spektrálindextől függő becslése	72
4.4.	A spektrál-index változásának fizikai magyarázata	75
4.5.	A cirrusz-teljesítményspektrum hatása a kozmikus távoli infravörös háttérre	75
4.6.	Összefoglalás	77
Függelék		79
F.1.	Infravörös űrtávcsövek: IRAS és ISO	79
F.1.1.	Az InfraRed Astronomy Satellite (IRAS)	79
F.1.2.	Az Infrared Space Observatory (ISO) fopolarimétere, az ISOPHOT	80
F.2.	Infravörös hurkok a II. galaktikus negyedben	83

F.3. A CO molekula rádiósugárzása	84
Irodalomjegyzék	87
Az értekezés összefoglalója	91
Thesis summary	93

Előszó

Bár a megfigyelhető Univerzum mérete a csillagászat tudományának fejlődésével folyamatosan nőtt az utóbbi több mint száz évben, a világról az elsősorban a látható fény megfigyelésével alkotott képünk korántsem teljes. Nem csak arról van szó, hogy messzebbre kell látnunk, hanem arról is, hogy más szemmel kell néznünk a világot: olyan szemmel, ami a látható fénytől különböző hullámhosszú sugárzásokat is képes felfogni. Az infravörös fényhullámokat már több, mint 200 évvel ezelőtt felfedezte William Herschel, mégis a legutóbbi két évtized hozta meg az infravörös csillagászat fantasztikus mértékű fellendülését, mind a földfelszíni, mind a műholdakra telepített eszközök tekintetében, kulcsot adva olyan kérdések megválaszolásához, mint a Világegyetem kémiája, a csillagok és bolygórendszerek születése, vagy a galaxisok kialakulása. Ma az infravörös csillagászat – a közeli infravöröstől a szubmilliméteres hullámhosszakig (kb. $1\text{--}350\ \mu\text{m}$) – a csillagászat egyik legdinamikusabban fejlődő ága.

Az infravörös csillagászat a hideg Univerzum csillagászata. Az energiájukat döntően az infravörösben kisugárzó objektumok hőmérséklete az abszolút nulla fok feletti néhány kelvintől (a mikrohullámú háttérsugárzás hőmérséklete) maximum egy-két ezer kelvinig, a leghűvösebb csillagok felszíni hőmérsékletéig terjed. Emiatt az infravörös égbolt drámaian különbözik attól, amit „szabad szemmel” láthatunk.

Az infravörös csillagászat ugyanakkor az intersztelláris por csillagászata is. Ebben a tartományban sugároznak a bolygóközi és csillagközi tér különféle típusú porszemcséi: a Naprendszer porkongja, a galaktika cirrus- és molekulafelhőkben található por.

1985-től Magyarország is bekapcsolódott az infravörös csillagászatba, az IRAS infravörös műhold adatainak felhasználásával. 1995-ben keztem infravörös csillagászzal foglalkozni diákkörösként az ELTE Csillagászati Tanszékén Dr. Tóth L. Viktor irányításával. Később ehhez kapcsolódóan folytattam kutatómunkát doktori ösztöndíjasként ugyanezen a kutatóhelyen. Az Infrared Space Observatory 1995-ös startja után több magyar kutató dolgozott a heidelbergi ISOPHOT adatközpontban a műszerek kalibrációján, illetve tudományos programokon, köztük magam is. 2000-től az ESA Prodex programjának támogatásával működő munkacsoportban az MTA Konkoly Thege Miklós Csillagászati Kutatóintézetében, az ISO műhold fopolarimétere, az ISOPHOT kalibrációjában, és az adatkiértékelésben veszek részt.

Értekezésem első részében a csillagközi anyaggal kapcsolatos alapfogalmakat és eddigi eredményeket tekintem át. A második fejezet egy izolált, kis tömegű molekulafelhő, a Khavtassi 15 részletes, multispektrális (optikai, infravörös, rádió) vizsgálatából nyert eredményeket mutatja be. A dolgozat 3. fejezete az ISO műhold méréseire alapozva betekintést nyújt a

távoli infravörös tartományban zajló mérések egyik legfontosabb korlátozó tényezőjébe, az égi konfúziós zajba. Az égi konfúziós zaj minden eddigiénél részletesebb vizsgálata után lehetőség nyílt a konfúziós zaj két legfontosabb komponensének, a galaktikus cirrusz emisszió és az extragalaktikus háttér szétválasztására, amely fontos információkat tartalmaz a kozmológusok számára is. A 4. fejezetben megmutatom, hogy vizsgálataink szerint a galaktikus cirrusz kis skálájú szerkezete – amely fraktálként jól leírható – ellentétben az általános vélekedéssel, nem ugyanolyan az ég bármely részén. A szerkezet függ az égi terület fizikai paramétereitől, és az észlelés hullámhosszától is. Az értekezés végén három függelék található, amely a dolgozatban előforduló, a szélesebb szakmai közönség számára nem ismert fogalmakat igyekszik kicsit részletesebben megmagyarázni a jobb érthetőség kedvéért.

A következőknek szeretnék köszönetet mondani tudományos tevékenységem során nyújtott értékes segítségükért: néhai témavezetőm, Dr. Marik Miklós (ELTE TTK Csillagászati Tanszék); Dr. Balázs Lajos igazgató, MTA Konkoly Thege Miklós Csillagászati Kutatóintézete; Prof. Dietrich Lemke és Dr. Ulrich Klaas, Max-Planck-Institut für Astronomy, Heidelberg; valamint cikkeim további társzerzőinek: Silvana Nikolić (Onsala Space Observatory), Dr. Jan G.A. Wouterloot (Radioastr. Inst. der Univ. Bonn), Prof. Fumio Sato (Nagoyai Egyetem), Mika Juvela (Helsinki Egyetem).

Külön köszönet illeti témavezetőmet, Dr. Tóth L. Viktort (ELTE TTK Csillagászati Tanszék), aki felkeltette érdeklődésemet a csillagközi anyag fizikája és az infravörös csillagászat iránt, és értékes tanácsaival mindvégig segítette munkámat. Munkámhoz felbecsülhetetlen segítséget nyújtott Dr. Ábrahám Péter (MTA KTM CSKI), aki az elmúlt két év során Heidelbergben és Budapesten minden esetben önzetlenül támogatott.

1. fejezet

Bevezetés

1.1. A csillagközi anyag kutatásának rövid története

A Tejútrendszer korongjának külső részeiben, a Naprendszer környezetében, a csillagok egymástól való távolságának aránya a csillagok sugarához képest kb. 10^7 . Így a csillagok a Tejútrendszer teljes térfogatának csak rendkívül kis, 10^{-21} – 10^{-22} -ed részét foglalják el. Ezeket az arányokat látva azonnal felmerül a kérdés, vajon ez a csillagokon kívüli óriási tér tartalmaz-e anyagot, és ha igen, akkor milyen, a csillagokétól különböző formában. A tényleges választ csak néhány évtizede ismerjük. Bár a csillagászat ősi tudomány, a csillagközi anyag kutatása nagyon fiatal területnek számít. A csillagok közötti gáz és kis méretű szilárd részecskék – csillagközi por – töltik ki. A csillagközi anyag össztömegére Galaktikánkban a csillagok össztömegének 5–10%-a, a Nap galaktikus környezetében ez az arány magasabb, mintegy 30% körüli. A csillagközi anyag sűrűsége rendkívül alacsony, átlagosan kb. egy atom köbcentiméterenként. A protocsillagok létrejötte előtt felhőmagokban is csak kb. 10^{-18} -szorosa a Nap átlagos sűrűségének.

A csillagközi anyag megjelenési formái nagyon változatosak. Ennek a legfőbb oka az anyag nagyon inhomogén szerkezete: a sűrűség, hőmérséklet; atomok, ionok, molekulák és szilárd részecskék (por) összetétele, és ezek mozgási állapota jelentős mértékben változik helyről-helyre. A vizuális tartományban a fényes diffúz ködök és a „sötét felhők” szembeötlőek. Fényes ködöket először Charles Messier rendezett katalógusba a XVIII. században, akkor még meg nem különböztetve ezeket az objektumokat a galaxisoktól, gömbhalmazoktól és egyéb, nem csillagszerűnek látszó objektumoktól. 1811-ben William Herschel már arra a következtetésre jutott megfigyelései alapján, hogy a fényes ködök száma messze felülmúl minden addigi várakozást. Herschel szintén leítra a csillagos égi háttéren „lyukaknak látszó” sötét felhőket. Az a magyarázat is felmerült, hogy a fényes ködök távoli csillagrendszerek.

Amikor 1904-ben J. Hartmann felfedezte a csillagközi eredetű „mozdulatlan” kalcium vonalat a δ Orionis spektroszkópiai kettős színeképében, eztsokan csak a csillag közvetlen közelében bekövetkező jelenségnek tekintették.

Az első meggyőző bizonyítékokat a csillagászati fényképezés megjelenése hozta magával. A hosszú expozíciós idejű képek sokkal pontosabb képet nyújtottak, mint a vizuális megfigyelések. Sok, addig ismeretlen, kevésé feltűnő diffúz ködöt és sötét felhőt fedeztek fel (E.E. Barnard, M. Wolf, F. Ross). Ráadásul a diffúz ködök spektruma azt is megmutatta, hogy két különböző típusuk létezik: „emissziós ködök”, amelyek színeképe bizonyos atomok és ionok vonalait tartalmazta, valamint „reflexiós ködök”, amelyek csak visszautkrözték a közelükben lévő csillagok fényét, ezért folytonos volt a színeképük. A sötét felhőkben ugyanakkor sikerült kimutatni a csillagfény gyengülését (Wolf, 1923). A harmincas évek elején mind a gáz, mind a porkomponens bizonyítékokat szolgáltatott egy mindenhol jelenlévő csillagközi anyagra. A távolság növekedésével egyre erősebbé váló abszorpciós vonalak a csillagok színeképében, valamint a nyílt halmazok távolságának fotometriai és geometriai meghatározása egy kb. kiloparsec-enkénti 1 magnitúdós általános interstelláris elnyelést mutattak (R. Trümmler, 1930). Az 1920-as évek hozták el a csillagászat új ágának, a csillagközi anyag tanulmányozásának születését.

E. Hubble 1922-ben tapasztalati úton felfedezte, hogy az emissziós ködök belsejében lévő csillag, a köd energiaforrása mindig fiatalabb színeképtípusú, mint B1, ugyanis csak ezek a csillagok sugároznak elég erősen az ultraibolya tartományban ahhoz, hogy ionizálják a hidrogéngázt, a csillagközi gáz leggyakoribb elemét. Ma ezeket a területeket HII zónaként ismerjük. Az ilyen területek vizuális tartományban való megjelenését azonban erősen befolyásolja a por jelenléte, így az első információk valódi szerkezetükről csak a 60-as években váltak ismertté a rádió emissziójuk tanulmányozásával, elsőként az Orion-ködben. B1-nél későbbi színeképtípus esetében a csillag nem tud HII zónát létrehozni. B1–A csillagok körül reflexiós köd alakul ki, ami a csillag fényét szórja porkomponense által. Ezek a ködök ezért inkább kék színben jelennek meg, ellentétben az emissziós ködök vörös színével, amelyben a hidrogén $H\alpha$ vonala a domináns.

Bár a csillagközi extinkció hozzávetőleges tulajdonságait már a 30-as években is ismerték, a legfontosabb eredményeket a modern fotoelekromos mérések jelentették. A mérések szerint a vörösödés mértéke a csillag fényében nőtt a távolsággal és az extinkció nőtt a csökkenő hullámhosszal, nagyjából a λ^{-1} törvény szerint a látható tartományban, amit később a műholdas mérések az ultraibolya tartományban is megerősítettek. Ugyanakkor az infravörös tartományban az egyre hosszabb hullámhosszak felé haladva az extinkció gyakorlatilag eltűnik. Már az első megfigyelési eredmények is azt mutatták, hogy a jelenséget kicsiny szilárd porszemcsék okozzák, amelyek átmérője kb. az általuk szórt fény hullámhossza, vagy annál valamivel kisebb. Teljes egészében még ma sem tisztázott ezen porszemcsék igazi természete.

Az intersztelláris vörösödés erősen a galaktikus egyenlítő környékére koncentrálódik. Az extinkció mértéket magnitúdóban kifejezve ebben az irányban az átlagosan $1\text{--}2\text{ mag kpc}^{-1}$ -nek adódik, ami ugyanakkor erősen változik helyről-helyre, amiatt, hogy a por nagy része jól körülhatárolható felhőkben található. A látható, és méginkább az ultraibolya tartományban az extinkció nagyon erősen korlátozza a távoli galaktikus és különösen az extragalaktikus objektumok megfigyelését; emiatt a galaktikus egyenlítő ± 15 fokos környezetében gyakorlatilag nem láthatóak extragalaktikus objektumok.

Egy további jelenség, amely bár igen gyenge, de napjainkban jól mérhető, és sok információt szolgáltat a csillagközi porról, a csillagok fényének intersztelláris eredetű polarizációja. A jelenséget 1948-ban fedezte fel W. A. Hiltner és J. S. Hall a csillagokból származó, elméletileg S. Chandrasekhar által megjósolt fénypolarizáció keresése közben. Ez azt mutatta, hogy legalább bizonyos porrészecskék nem gömbszimmetrikusak, hanem valamilyen irányban megnyúltak, és főtengelyüknek valamilyen mértékben ugyanolyan irányultságúnak kell lenniük. Azt gyanították, hogy ezen irányultságért az intersztelláris mágneses tér lehet felelős, s így a polarizáció szolgáltatta az első lehetőséget ennek tanulmányozásához. Később ezt az elméletet nagyban alátámasztotta a távoli, diszkrét rádióforrásoknál mérhető Faraday-rotáció felfedezése, amelyet a rádióhullámok a mágneses téren való áthaladás során szenvednek el.

Az intersztelláris gáz emissziós ködökön kívüli előfordulásának első jelei a csillagközi eredetű abszorpciós vonalak voltak a csillagok látható tartománybeli fényében. Ezek atomoktól, ionoktól (pl. Na és Ca^+), valamint kétatomos molekuláktól, gyököktől (CN, CH) származtak. A leggyakoribb elemet, a hidrogént, azonban nem sikerült megfigyelni. A HII zónákon kívül a hidrogén atomok alapállapotban vannak, ezért csak az ultraibolya tartományban mutatnak abszorpciót, elsőként a Lyman α vonalat 1216 \AA -ön. Az első ilyen méréseket rakétákról és műholdakról végezték. A 70-es években meglepően magas ionizáltsági fokú elemek által okozott abszorpciót is észleltek a csillagok színekében (pl. OVI), amelyek a csillagközi anyag egy nagyon forró ($10^5\text{--}10^6\text{ K}$) komponensét mutatták. Már ezek a korai abszorpciós mérések is értékes eredményeket szolgáltattak az elnyelő gáz mozgásáról és szerkezetéről. J. S. Plaskett és J. A. Pearce 1933-ban megmutatták, hogy az intersztelláris abszorpciós vonalak Doppler-eltolódása általában követi a galaktikus rotációra megjósolt kettős-hullám alakot.

A csillagközi anyag kutatása igazából a II. Világháború után vált a csillagászat egyik legizgalmasabb területévé. A rádiótechnika fejlődése ugyanis lehetővé tette a csillagközi anyag rádiófrekvenciás sugárzásainak észlelését, aminek segítségével pl. először vált lehetségessé a teljes galaktikus diszka feltérképezése. A Tejútrendszer szerkezetének megismerését jelentősen előmozdították az 50-es években a semleges hidrogén 21 cm -es hullámhosszán végzett mérések. A sugárzás létezését 1944-ben jósolta meg H. C. van Hulst,

és ezt követően 1951-ben három független csoportnak is sikerült ezt észlelnie Hollandiában, az Egyesült Államokban és Ausztráliában. Az első felmérések azt mutatták, hogy a 21 cm-es emisszió nagyrészt egy, a galaktikus korong körüli viszonylag vékony felhőrétegből származik, ugyanabból a térrészből, ahol a csillagközi por koncentráódik. A Galaktika középpontja felé nézve a rádióvonalak optikailag vastagakká váltak a vonalak középpontjában. A kb. 100 K-nek mért sugárzási hőmérsékletek jó becslést szolgáltatottak a semleges hidrogén kinetikus hőmérsékletére. A galaktikus rotációt sokkal nagyobb területen tudták meghatározni ezen mérések segítségével, mint a látható tartományban végzett abszorpciós mérésekkel.

A 60-as években az intersztelláris anyag más rádió vonalai utáni keresés új felfedezések előtt nyitott ajtót. 1963-ban felfedezték az OH gyök, 1968-ban az első többatomos molekula, az ammónia vonalait. Főként a HII zónák közelében végzett mérések eredményeképpen mintegy 40 molekula vonalait sikerült megfigyelni, az egyszerű CO molekulától egészen az összetett szerves vegyületekig. Ezeket a molekulákat nem magukban a HII zónákban találták, hanem kiterjedtebb és nagyobb tömegű anyagkoncentrációkban, amelyek a látható sugárzás számára áthatolhatatlanok voltak. A molekulák ezen felhők nagy sűrűsége (és így alacsony hőmérséklete) miatt maradhattak fenn észlelhető mennyiségben, ugyanis megfelelő árnyékolás nélkül a csillagok közötti ultraibolya sugárzási tér elbomlasztaná őket. A kisebb sűrűségű felhőkben ezért csak a legstabilabb és legegyszerűbb molekulákat lehetett megtalálni, mint pl. a CO vagy OH. A HII zónák a nagy molekulafelhők környékén fordultak elő leginkább, amelyekben a csillagkeletkezés a legelőrehaladottabb állapotban volt. Nagy szögfelbontású rádiókontinuum mérések ugyanakkor nagy sűrűségű, ún. kompakt HII zónákat mutattak, amelyek közül sok egyáltalán nem volt észlelhető az optikai tartományban, mint emissziós köd. Itt fedezték fel, a HII zónák korai állapotaiban, a nagyon kis (kb. csillagászati egység skálájú) térrészből érkező, nagyon erős OH és H₂O mézer sugárzást, az újszülött nagytömegű csillagok körüli héjából származó mézer-jelenséget.

Körülbelül a mikrohullámú technikával egy időben kezdődött az infravörös tartomány tanulmányozása. A csillagközi anyagban az első célpontok itt is a HII zónák voltak, amelyek erős infravörös forrásokként jelentkeztek, néhány száz fokos hőmérsékletnek megfelelő fekete test spektrális energiaeloszlást mutatva. Az infravörös megfigyelések azt is megmutatták, hogy viszonylag kis tömege ellenére milyen óriási szerepe van a pornak egy csillagközi felhő energiaháztartásában.

A távoli infravörös hullámhosszak azért nagyon fontosak a csillagközi anyag kutatásában, mert az intersztelláris anyag egyik fő alkotórésze, a csillagközi por, ebben a tartományban sugároz (Désert és mtsai 1990, Li & Greenberg 1997). Az elektromágneses spektrum $\sim 20\mu\text{m}$ -tól a rádióablakig tartó része azonban nem figyelhető meg a Föld felszínéről a légkör elnyelő hatása miatt. Ebben a tartományban észleléseket csak olyan táv-

csövekkel lehet végezni, amelyek az elnyelő rétegek túlnyomó részét maguk alatt tudhatják. Erre a kezdeti időkben ballonok, rakéták, illetve később repülőgépek (pl. a Kuiper Airborn Observatory) felszínére telepített eszközökkel nyílt lehetőség. Az első nagy felmérést a távoli infravörös hullámhosszakon (12, 25, 60 és $100\ \mu\text{m}$) az IRAS műhold végezte (1986), amelyet 1995-ben követett az első igazi űrtávcső, az ISO (minthogy a dolgozat nagyban támaszkodik az IRAS és ISO távcsövek méréseire, az 1. függelék tartalmazza az IRAS és ISO a dolgozat megértése szempontjából fontos paramétereit, mérési módjait és egyéb jellemzőit).

Az űrtechnika fejlődése lehetővé tette a kozmikus sugarak tanulmányozását még a földi magnetoszférával való kölcsönhatás előtt, és a 70-es évek közepén sikerült megfigyelni a csillagközi térből származó gamma-sugarakat is.

1.2. Csillagközi anyag a Tejútrendszerben

1.2.1. A csillagközi anyag megjelenési formái

Mint ahogyan azt az előző fejezetben láttuk, a csillagközi anyag tanulmányozása az optikai tartományban kezdődött, de mára kiterjedt az elektromágneses spektrum minden részére, igénybe véve az űrtechnikát is, hiszen a légkör elnyelő hatása miatt a teljes elektromágneses spektrum nem tanulmányozható a Föld felszínéről. A mérési eredmények azt mutatják, hogy a csillagközi anyag (CSKA) rendkívül változatos közeg, ahol a hidrodinamikai paraméterek (sűrűség, belső energia, nyomás) nagyságrendeket változhatnak viszonylag kis térrészen belül. A Tejútrendszerben a CSKA átlagos sűrűsége $\sim 1\ \text{atom cm}^{-3}$, tömegének kb. $3/4$ -e hidrogén, $1/4$ -e hélium, és kb. 2% a magasabb rendszámú elemek aránya. A CSKA-ot a következő fő típusokra szokás felosztani:

A csillagközi anyag hideg komponense. A hideg komponensnek alapvetően két típusa van: a semleges hidrogén felhők (HI), és a molekulafelhők.

A HI területeken a hidrogén atomos (semleges) állapotban van. Az atomos hidrogén eloszlásának feltérképezése legkönnyebben a 21 cm-es, hiperfinom átmenethez tartozó vonalon lehetséges (l. pl. Rohlfs & Wilson 2000). A semleges hidrogén nagy része a Tejútrendszer síkjához közel, egy vékony korongban tömörül (galaktikus diszk). Ezen belül a HI jól kirajzolja a Tejútrendszer spirálkarjait, valamint olyan, 10^2 – 10^3 pc méretű szerkezeteket, amelyek nagyenergiás folyamatok (pl. szupernóva-robbanás) eredményei. A HI felhők átlagos mérete ~ 5 pc, sűrűségük $\sim 20\ \text{cm}^{-3}$, hőmérsékletük 50–100 K. Az atomos hidrogén oszlopsűrűsége általában jól korrelál a por osz-

lopsűrűségével, ami azt mutatja, hogy a HI felhőkben a gáz és a por jól elkeveredett. Tömegarányuk kb. 1:100 (l. pl. Scheffler & Elsässer 1988).

A csillagközi anyag hideg komponensének legsűrűbb és legalacsonyabb hőmérsékletű komponensét a molekulafelhők anyaga alkotja. Elegendően nagy sűrűség esetén a felhő külső részeinek árnyékolása megakadályozhatja, hogy a belül keletkező molekulákat az intersztelláris sugárzási tér szétbomlassza, így a molekulafelhők belsejében az anyag szinte teljes egészében molekuláris formában található. A Tejútrendszer molekuláris anyagának nagy része óriás molekulafelhők formájában van jelen, amelyek tömege 10^5 – $10^6 M_{\odot}$, sűrűsége $\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$, vagy efeletti. A molekulafelhőknek van egy másik típusa is, amelyet törpe molekulafelhőknek, vagy globuláknak neveznek. Bár globulának tekintünk minden olyan $\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ -nél nagyobb sűrűségű molekulafelhőt, amelynek mérete a néhány tized parsec-es méretet nem haladja meg, a globulák közül valóak a Tejútrendszer legnagyobb sűrűségű, és így legnagyobb vizuális extinkciót mutató, az optikai tartományban gyakorlatilag teljesen átlátszatlan molekulafelhői is (l. pl. Alves és mtsai 2001).

A csillagközi anyag meleg komponense. A csillagközi anyag meleg komponense részlegesen-, sok esetben teljes mértékben ionizált. Nagy luminozitású OB csillagok felszíni hőmérséklete elegendően magas ahhoz, hogy számottevő arányban bocsássanak ki ultraibolya fotonokat, amelyek képesek ionizálni a környéken található hidrogéngázt. Az ilyen csillagok körül egy vékony, kifelé mozgó ionizációs front alakul ki, amiatt, hogy az ionizált és ionizálatlan közegben számottevően különbözik az UV-fotonok szabad úthossza (Strömgren-gömbök, l. pl. Bowers 1984). Az ilyen HII zónák könnyen megfigyelhetők a hidrogén Balmer-vonalaiiban illetve a Balmer-kontinuumban (szabad-kötött átmenetek), „nehéz” ionok tiltott vonalaiban, valamint a rádiótartományban az elektronok fékezési sugárzása miatt. Ugyanakkor a HII zónák peremvidékén található por sugárzása révén jól megfigyelhetők a közép-infravörös tartományban is.

A forró fázis, a „koronagáz”. A koronagáz a CSKA legforróbb, $\sim 10^6$ K hőmérsékletű komponense. Ezt a ritka és forró gázt lökéshullámok hozzák létre, amelyek forrása lehet nagy sebességű ($v \approx 1000 \text{ km s}^{-1}$) csillagszél, vagy szupernóva-robbanás. Maga a Naprendszer is egy ilyen „buborék” belsejében található (Lokális buborék, l. pl. Maíz–Appellániz 2001). A koronagáz Tejútrendszerbeli térfogat-kitöltési faktora a egyik legvitatottabb kérdés a csillagközi anyag fizikájában (Ferrière 1998). A koronagázban, a magas hőmérséklet révén, az elektronok fékezési sugárzásának maximuma a röntgen-tartományba esik, a magasan ionizált elemek vonalai az ultraibolyában, az elektronok szinkrotron-sugárzása pedig a rádió tartományban figyelhető meg.

1.2.2. A csillagközi anyag fázisainak modelljei

Mint ahogyan azt fentebb láttuk, a csillagközi anyag paraméterei (sűrűség, hőmérséklet, ionizáltsági fok) nem folytonosan oszlanak el, hanem alapvetően három, jól elkülönülő, stabil fázist alkotnak. A kezdeti modellek még csak két komponenssel számoltak (hideg felhők és meleg felhőközi gáz + HII zónák), és ezekben a modellekben a fő fűtő mechanizmus a kozmikus sugárzás és az intersztelláris sugárzási tér volt (Spitzer 1978, Field és mtsai 1969). Később a koronagáz felfedezése miatt ez a modell revízióra szorult. McKee & Ostriker (1977) egy harmadik fázist (forró komponens, koronagáz) épített a modellbe, és itt a fő fűtő mechanizmusok a szupernóvák- és nagytömeg csillagok csillagszelének lökéshullámai voltak. A modell legfontosabb be-
menő paramétere a galaktikus szupernóva-gyakoriság, ami miatt az egyes komponensek súlya a mai napig vitatott. Nagyon kis szupernóva-gyakoriság lényegében visszaadja a kétfázisú modellt, nagy szupernóva gyakoriság esetén a koronagáz töltene ki a Tejútrendszer térfogatának nagy részét.

1.2.3. Cirrusz felhők

A távoli infravörös cirrusz emissziót az IRAS műhold fedezte fel 1984-ben (Low és mtsai 1984). A galaktikus diszk közelében található kiterjedt emiszió és a diszkrét forrásokon (csillagok, galaxisok) kívül viszonylag magas galaktikus szélességeken is komplex, kiterjedt forrásokból származó sugárzást mértek 60 és 100 μm -on, amely azokon a területeken a domináns szerkezetnek bizonyult. Ez az emisszió jól korrelált a semleges hidrogén 21 cm-es sugárzásával, tehát a kiterjedt emiszió valószínűleg a Tejútrendszer HI felhőiben található por távoli infravörös sugárzása (Boulanger & Péroult 1988). A későbbi, elsősorban a COBE műhold mérésein alapuló vizsgálatok azt mutatták (Lagache és mtsai 1998), hogy a leghidegebb, molekuláris anyag mellett a csillagközi anyag második leghidegebb komponensét a galaktikus cirrusz felhők alkotják. Ezen cirrusz felhők porhőmérséklete igen jól meghatározott, $18 \pm 1 \text{ K}$, ami kb. 3 K-el magasabb a molekulafelhők tipikus porhőmérsékleténél. A kis hőmérsékletkülönbség ellenére a két felhőtípus igen jól megkülönböztethető a por sugárzásának tulajdonságai alapján. A cirrusz felhők 10^2 – 10^3 cm^{-3} sűrűsége átmenet a diffúz HI felhők és a molekulafelhők sűrűsége között. Ennek megfelelően a cirrusz felhők már nem kizárólagosan atomos hidrogéngázt tartalmaznak, a sűrűbb felhők esetében megjelennek a kisebb sűrűség esetén is gerjesztődő molekulavonalak, mint pl. a HCO^+ vagy a CO molekula vonalai.

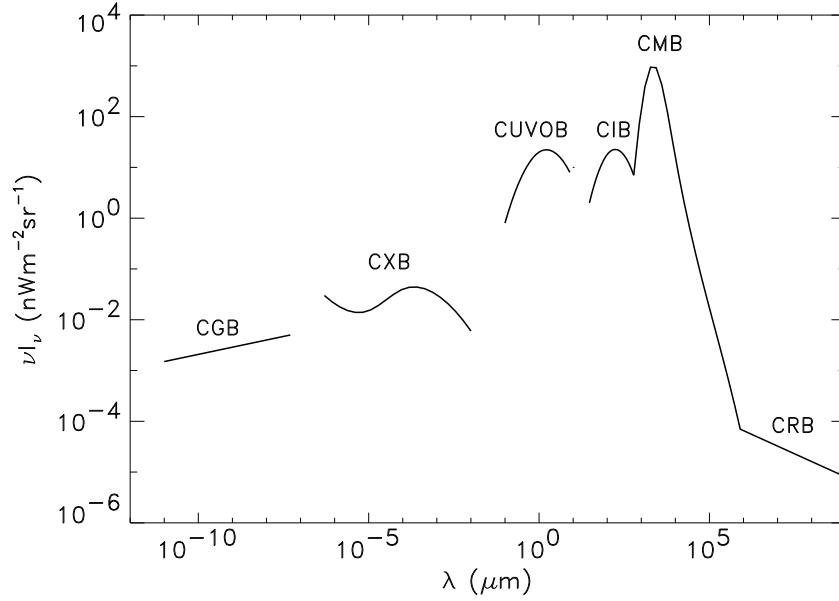
1.3. A csillagközi anyag, mint az extragalaktikus háttér előtérkomponense

Az extragalaktikus háttér nem más, mint azoknak a galaxisoknak az együttes fénye, amelyeket az adott mérőberendezéssel már nem tudunk egyedi objektumokra felbontani. Az extragalaktikus háttér spektruma bonyolult, az egyes hullámhossz-tartományokban különféle hatások játszanak szerepet, ráadásul az extragalaktikus háttér modellezésénél tekintetbe kell venni a vöröseltolódás, valamint a galaxisok átlagos tulajdonságainak kozmikus időskálán való változásának hatását is. Az extragalaktikus háttér hat komponensre szokás osztani, ezek:

- a kozmikus gammaháttér (angol eredetű rövidítéssel CGB),
a $\sim 10^{-11}$ – 10^{-8} μm hullámhossztartományban,
- a kozmikus röntgenháttér (CXB, 10^{-6} – 10^{-3} μm),
- a kozmikus ultraibolya és optikai háttér (CUVOB, 10^{-1} – 10^1 μm),
- a kozmikus infravörös háttér (CIB, 10^1 – 3×10^2 μm),
- a kozmikus mikrohullámú háttér (CMB, 3×10^2 – 10^5 μm),
- a kozmikus rádióháttér (CRB, 10^5 μm –).

A csillagközi anyag különféle komponensei az egyes extragalaktikus háttér komponensekhez különbözőképpen járulnak hozzá, mint előtérkomponensek. Az ISO/ISOPHOT műszerrel a 3. fejezetben a távoli infravörös tartományt tanulmányozzuk.

Az anyag galaxisokká és csillagokká történő összeállását és az azt követő fejlődést a gravitációs és nukleáris energia sugárzási energia formájában történő kibocsátása követte. Az Univerzum tágulása és a rövid hullámhosszú sugárzások por általi elnyelése majd visszasugárzása a hosszabb hullámhosszakon az sugárzási energia jelentős részét az infravörösbe tolta el. Bár egy átlagos galaxis a Tejútrendszer környezetében teljes bolometrikus luminozitásának csak mintegy harmadát sugározza az infravörösben, úgy tűnik, hogy egy galaxis vöröseltolódásának növekedésével nő ez a hányad. Sőt ma már ismerünk olyan galaxisokat is, amelyek teljes luminozitásuk túlnyomó részét az infravörösben sugározzák ki (ULIRG, Ultra Luminous InfraRed Galaxies, l. pl. Klaas és mtsai 2001). Ma úgy gondoljuk, hogy a globális csillagkeletkezési ráta az Univerzumban $z \approx 1$ -nél volt a legnagyobb, s azóta lassan csökken (Guiderdoni és mtsai 1997). Az, hogy pontosan hogyan is néz ki az extragalaktikus háttér a távoli infravörösben nagyban függ az Univerzum globális paramétereitől, a Λ kozmológiai állandótól, a Ω_0 sűrűségparamétertől



1.1. ábra. Az extragalaktikus háttér komponenseinek intenzitása a hullámhossz függvényében

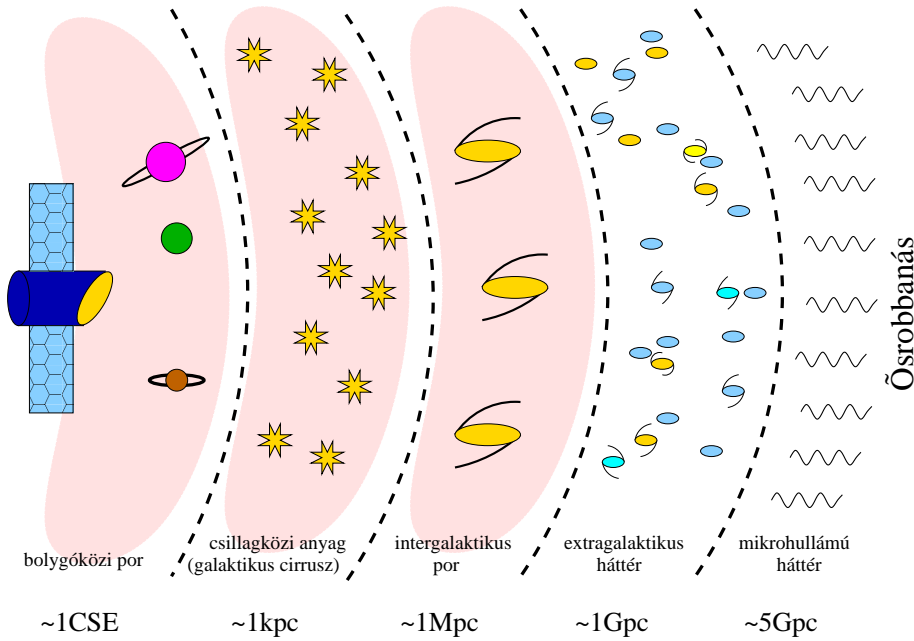
és az Ω_b barion-aránytól, ezért a kozmikus távoli infravörös háttér tanulmányozása ezen alapvető paraméterekre is becslést adhat (Guiderdoni és mtsai 1997).

Az extragalaktikus háttérnek két meghatározandó paramétere van: átlagos abszolút fényessége, és fluktuációinak relatív amplitúdója. A fluktuációk jellemzésére a $C(\theta)$ korrelációs függvény négyzetgyökét szokták használni, amelynek definíciója a következő:

$$C(\theta) \equiv \langle \nu \delta I_\nu(x) \cdot \nu \delta I_\nu(x + \theta) \rangle \quad (1.1)$$

ahol νI_ν az adott ('x') koordinátájú pontban mért intenzitás, θ pedig a mérési- és referencia pont közötti szeparáció. A fluktuációk relatív amplitúdója modellfüggő, de minden modellben a fő hatás a galaxisok közepes skálán történő csoportba rendeződése (Kashlinsky és mtsai 1996).

Az extragalaktikus infravörös háttér észlelése mind technikailag, mind asztrofizikai értelemben nagy kihívás. A legnagyobb technikai nehézség az abszolút égi fényesség rendkívül pontos mérése egy nagyon pontosan meghatározott nulla-ponthoz képest. A mért fluxusokból ki kell küszöbölni a műszerek (a távcső maga) és a Föld atmoszférája által okozott sugárzást, hasonlóan a Napból, Földről, Holdról és a fényesebb bolygókról származó kóborfényhez. A gyakorlatban ez azt jelenti, hogy a méréseket a légkörön kívülről, nagyon alacsony hőmérsékletre hűtött berendezésekkel kell végezni.



1.2. ábra. Az extragalaktikus háttér elő- és háttérkomponensei a távoli infravörösben

Az alapvető asztrofizikai kihívás az extragalaktikus háttér megkülönböztetése az elő- és háttérkomponensektől (1.2 ábra). Ez tartalmazza a Tejútrendszerben található diszkrét forrásokat (csillagok és egyéb kompakt objektumok), valamint a bolygó- (állatövi fény) és csillagközi (galaktikus cirrusz) portól származó diffúz sugárzást. Bár elvileg a Tejútrendszer is magában foglaló galaxishalmaz távolságskáláján számolni kellene az intergalaktikus por emissziójával is, a mérések szerint ennek a hatása igen csekély, és az extragalaktikus háttér meghatározása szempontjából elhanyagolható (Stickel és mtsai 1998). A leghosszabb infravörös hullámhosszon ($>300 \mu\text{m}$) a kozmikus mikrohullámú háttér (az Ősrobbanás maradványsugárzása) kezd domináns lenni, ezért ezeken a hullámhosszakon ezt el kell különíteni a extragalaktikus infravörös háttértől.

Az abszolút fényességre az első széles körben elfogadott becslést a COBE műhold mérései alapján tették (Hauser és mtsai 1998, Schlegel és mtsai 1998), s ez kb. 1 MJys^{-1} felületi fényességet becsült 100 és $240 \mu\text{m}$ közötti hullámhosszakon, egy „lapos” spektrális energiaeloszlást feltételezve.

1.4. Az értekezés témái

Az értekezés témája a csillagközi anyag hidegebb komponenseinek vizsgálata, főleg szerkezeti, morfológiai szempontból. Először a 2. fejezetben egy izolált, kisméretű molekulafelhő, a Khavtassi 15 leírásával foglalkozunk

optikai, rádió, és infravörös mérések alapján. Meghatározzuk a felhő legfontosabb paramétereit (tömeg, távolság, sűrűség) és feltárjuk kis skálájú szerkezetét, megvizsgáljuk stabilitását és kapcsolatát környezetével. Ez a vizsgálat része annak a nagyobb programnak, amely Dr. Tóth L. Viktor vezetésével tanulmányozza a szupernóva robbanások és erős csillagszelek kölcsönhatását a csillagközi anyaggal. Ezen munka részét képezi az infravörös hurkok katalógusa (F.2. függelék), valamint olyan molekulafelhők tanulmányozása, amelyek valószínűleg elszennvedtek ilyen lökéshullámfront áthaladását. A Khavtassi 15 (Kiss és mtsai 2000) és a Lynds 1274 (Nikolić és mtsai 2001) felhők is ezek közül valók.

A 3. és 4. fejezet a csillagközi anyag kevésbé sűrű, hideg fázisával, ezen belül a cirrusz felhők infravörös morfológiájával foglalkozik. A 3. fejezetben a kis skálájú szerkezetet tanulmányozzuk a szögperces fluktuációk alapján. Főleg azt vizsgáltuk, hogyan lehet megjósolni a fluktuációk amplitúdóját a cirrusz felületi fényességéből. Az eredményül kapott formulák nagy jelentőséggel bírnak gyakorlati szempontból is, hiszen hasznos segédeszközök lehetnek a jövő infravörös űrtávcsövei (SIRTF, Herschel) számára a mérések megtervezésekor. A fluktuációk tanulmányozása fényt derített arra is, hogy az ég leghalványabb területein a fluktuációkat nem a galaktikus cirrusz sugárzása, hanem egy konstans, izotróp komponens dominálja. A mérési zaj kizárása után ezt a komponenst az extragalaktikus háttér fluktuációival azonosítottuk. Módszerünk teljesen új eljárást ad ennek meghatározására, és az eredményeink jól egyeznek a mások által, más módszerekkel kapott értékekkel. Modellek segítségével az extragalaktikus háttér abszolút értéke is megbecsülhető (Kiss és mtsai 2001).

A 4. fejezet a cirrusz emisszió kissé nagyobb léptékű szerkezetét vizsgálja távoli infravörös felületi fényesség térképek Fourier analízisével. Eredményeinek szerint, az általános vélekedéssel szemben, a vizsgált cirruszterületek teljesítményspektrumának spektrálindexe – amely szoros kapcsolatban van a térbeli szerkezetre jellemző fraktáldimenzióval – nem állandó, hanem területről területre változik. Sikertelenül ezen spektrálindexe egyértelmű függését kimutatnunk a távoli infravörös felületi fényességtől és a terület semleges hidrogén oszlopsűrűségétől is. Azonos égi területek spektrálindexe sem bizonyult állandónak minden hullámhosszon, a hosszabb hullámhosszonon mindig meredekebb teljesítményspektrumokat találtunk. A változó spektrálindexe és a hullámhosszfüggés magyarázata valószínűleg a csomósság fényességfüggésében és az azonos területeken egyszerre előforduló többféle porhőmérsékletben keresendő (Kiss és mtsai, 2002, előkészületben).

2. fejezet

A Khavtassi 15 molekulafelhő

2.1. Bevezetés

Több bizonyíték utal arra, hogy az intersztelláris anyag szerkezetét a Cepheus-Cassiopeia üregben ($100^\circ \leq l \leq 140^\circ$; $0^\circ \leq b \leq 25^\circ$) szupernóva robbanások alakították ki az elmúlt 10^6 évben. Az ún. Felső Cepheus-Cassiopeia vidéket (UCC) három nagy részre szokás osztani, amelyek a következők: a Cepheus Flare óriás molekulafelhő (Hubble 1934, Lebrun 1986), a Cep-Cas üreg szupernóva buborékja (Grenier és mtsai 1989), valamint a Cassiopeia óriás molekulafelhő (Grenier és mtsai 1989). A Cepheus és Cassiopeia molekuláris felhő-komplexumok közötti kb. $15^\circ \times 15^\circ$ méretű térrész, maga a Cepheus-Cassiopeia üreg gyakorlatilag mentes a CO emissziótól. Ugyanakkor ebből az üregből lágy röntgensugárzás mérhető, valószínűleg egy kb. 10^4 évvel ezelőtti, 300 pc távolságban bekövetkezett szupernóva robbanás eredményeképpen (Grenier és mtsai 1989). Ezen kívül a Cepheus óriás molekulafelhő szélén halad keresztül az egyik legmarkánsabb rádió-kontinuum hurok, a Loop III (Berkhuisen 1971), ami valószínűleg egy kb. 10^6 évvel ezelőtt bekövetkezett szupernóva-robbanás maradványa. A Loop III középpontja a $l \approx 125^\circ$, $b \approx 15^\circ$ galaktikus koordinátáknál található, és becsült távolsága kb. 150 pc. A Cep-Cas üreg területén több infravörös hurok is létezik, amelyeket IRAS képeken azonosítottak a legtávolabbi hullámhosszakon, főleg $100 \mu\text{m}$ -on (Tóth és mtsai 1996, Kiss és mtsai 2002, elkészületben). Mindezen tények azt mutatják, hogy a csillagközi anyag szerkezetét ebben a térrészben szupernóvarobbanások sorozatai alakították ki.

A szupernóva robbanások és nagytömegű csillagok csillagszele által keltett lökéshullámok, azon kívül hogy maguk is képesek sűrűbb, molekuláris kondenzátumokat létrehozni a csillagközi anyagban, molekulafelhőkkel történő ütközésükkel felgyorsíthatják a felhő összehúzódását, vagy közvetett módon felgyorsíthatják a mágneses tér diffúzióját (Heathcote & Brand 1983), fel-

*Kiss Cs., Tóth L.V., Moór A., Nikolic S., Sato F. and Wouterloot J.A.G., 2000, *Astronomy and Astrophysics* 363, 755

gyorsítva ezzel a csillagkeletkezés folyamatát (indukált csillagkeletkezés). Az indukált csillagkeletkezésre számos példát találhatunk a Cep-Cas vidéken (Tóth & Walmsley 1996, Kun & Prusti 1993, Sato és mtsai 1994). Yonekura és mtsai (1997) számos kis méretű molekulafelhőt talált a Cep-Cas üreg belsejében a ^{13}CO vonalat használva. Tóth & Horváth (1995) 7 sötét felhőt vizsgált ezen a területen és morfológiai szempontok alapján azt találták, hogy valószínűleg ezek a felhők valaha kölcsönhatásban lehettek lökéshullámfronttal.

Annak érdekében, hogy jobban megérthessük a Cep-Cas üreg és a hozzá kapcsolódó molekuláris vidék keletkezését és jelen állapotát, kiválasztottunk néhány kis méretű molekulafelhőt, amelyeket rádió, optikai és távoli infravörös adatok alapján vizsgáltunk (LDN 1235, 1251, 1274, Khavtassi 15, 20). Az alábbiakban a Khavtassi 15 jelű sötét felhővel és annak környezetével foglalkozom részletesen.

Az $l = 122^\circ 7$, $b = 9^\circ 6$ galaktikus koordinátáknál található Khavtassi 15 (Kh 15) molekulafelhő (Khavtassi 1955) egyike a Tóth & Horváth (1995) által vizsgált felhőknek. A Palomar Observatory Sky Survey (POSS) képen (2.5 ábra) a Kh 15 elnyúlt, kb. $40' \times 20'$ -es, átlátszatlan foltként jelenik meg a LDN 1308 sötét felhő mellett (Lynds 1962). A Galaktikus Sötét Felhők Atlaszában (Khavtassi 1960) a 216-os számú objektum egy K–Ny irányban kiterjedő, „bendzsó” alakú szerkezetként jelenik meg, amely tartalmazza a Kh 15 és LDN 1308 sötét felhőket. Az alábbiakban mi a nagyobb kiterjedésű Ny-i résszel foglalkozunk, ezért a Kh 15 katalógusszámot használjuk. A Kh 15 a Dame és mtsai (1987) CO felmérés térképein kicsiny, fényes foltként jelenik meg. A felhőt szintén megfigyelték a Taylor és mtsai (1987) által végzett ^{12}CO és ^{13}CO felmérésben, ahol a TDS 473-as számot kapta. A Cepheus–Cassiopeia területen Yonekura és mtsai (1997) által végzett ^{13}CO felmérésben az objektum a 137-es szám alatt jelent meg. A Kh 15-öt ugyancsak katalogizálták az infravörös többletet mutató felhők katalógusában (Catalogue of Infrared Excess Clouds, Désert és mtsai 1998) a 169-es szám alatt.

A Kh 15 molekulafelhőt rádió, infravörös és optikai mérések segítségével vizsgáljuk meg az alábbiakban. Céljaink közé tartozott a felhő alapvető paramétereinek meghatározása, infravörös– és rádió morfológiájának vizsgálata, illetve annak a kérdésnek az eldöntése, hogy a felhő teljesíti-e a makroszkópikus stabilitás feltételeit. Megvizsgáljuk a Kh 15 kapcsolatát környezetével, amelyből következtethetünk arra, hogy elszenvedett-e a felhő élete során lökéshullámmal való kölcsönhatást. Ugyancsak a Kh 15 környezetének vizsgálata nyújt lehetőséget a Kh 15 környezetében található csillagközi anyag eloszlásának jobb megértéséhez. Minthogy a Kh 15 vizsgálata része a Cepheus–Cassiopeia vidéken folyó molekulafelhő-vizsgálati programnak, néhány itt származtatott tulajdonság csak a többi felhővel való összehasonlítás nyomán nyer igazi értelmet.

2.2. Megfigyelések

2.2.1. Adatok az optikai tartományból

Az objektív prizmás felvételeket a MTA Csillagászati Kutatóintézetének 60/90/180 cm-es Schmidt-távcsövével készítettük. Az 5°-os látómező középpontja $\alpha_{1950} = 0^{\text{h}}49^{\text{m}}30^{\text{s}}$, $\delta_{1950} = 73^{\circ}49'$ -nél volt. A felvételek készítéséhez 5°-os, UV áteresztő objektív prizmát használtunk 580Å/mm-es diszperzióval a H γ vonal hullámhosszán. A felvételt Kodak 103aO emulzióon rögzítettük, 2mm-es szélesítéssel. Két felvételsorozatot készítettünk, 16×2 perc valamint 16×0.5 perc expozíciós idővel, 1995 január 31-én és 1995 augusztus 23-án. A klasszifikált csillagok V fényességeit a HST Guide Star Catalogue*-ból vettük, a csillagok azonosítása a SKYMAP[†] program segítségével történt.

Az extinkció kiszámításához használt csillagok koordinátái, B és R fényességei egy 1°×1°-os és egy kb. 3.5 deg²-os mezőn belül az USNO A2.0 katalógusból származnak[‡]. Mindkét mező középpontja $\alpha_{1950} = 0^{\text{h}}45^{\text{m}}27^{\text{s}}$, $\delta_{1950} = 72^{\circ}11'56''$.

2.2.2. Infravörös adatok

A 12, 25, 60 és 100 μm -os sugárzás térbeli eloszlását a Kh15 felhő közelében a IRAS műhold adatai alapján készült, állatövi fény levont ISSA térképek alapján tanulmányoztuk. A 100 μm -os emisszió eloszlását a Kh15 környezetében a 2.1 ábra mutatja. A képek fizikai felbontása 1' és 4' között változik, hullámhossztól függően, a pixelméret minden esetben ugyanaz, 1/5. Az ISSA képek mellett ugyancsak analizáltuk az ugyanezen hullámhosszakon rendelkezésre álló, 1°×1°-os méretű, 15'' pixelméretű ún. HIRES (HIgh RESolution) képeket is. Az infravörös pontforrások koordinátáit és egyéb tulajdonságaikat az IRAS Pontforrás Katalógusból (Point Source Catalogue) vettük[§]. Az IRAS műhold adatok kalibrálására felhasználtuk a COBE-DIRBE adatokat, a rendelkezésre álló ún. annual average maps (AAM) segítségével.

2.2.3. CO-mérések

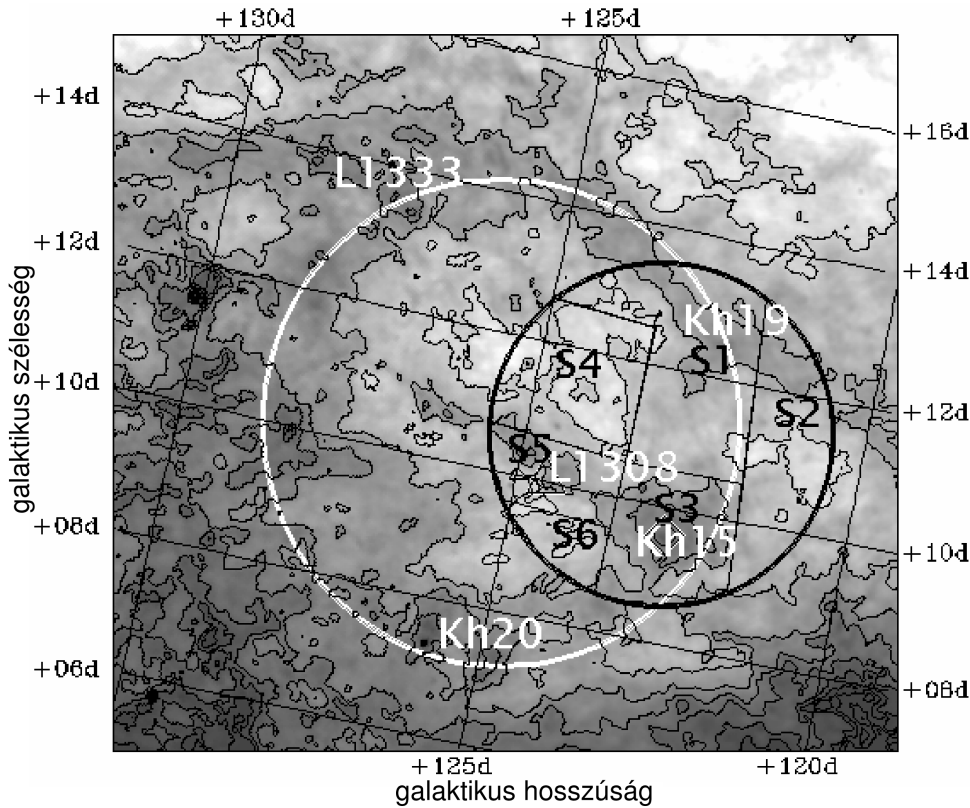
Nagoya-4m. A Kh15 felhőt a ¹³CO (J=1-0) vonalban észleltük 1991 januárjában és decemberében, a Cepheus molekulafelhő komplex térképezésének részeként, a Nagoya-i Egyetem 4m-es rádiótávcsövével. A távcső fő nyálábjának félértékszélessége 2'7 volt, 0.7-es határfokkal 110 GHz-en. A rendszer zajhőmérséklete ~ 150 K volt a zenit irányában. An-

*Guide Star Catalogue, Space Telescope Science Institute (STScI), 3700 St. Martin Drive, Baltimore, MD 21218, USA

[†]Version 2.8, Doug Mink, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics

[‡]URL: "http://www.nofs.navy.mil"

[§]Astronomical Data Center CD-ROM, Selected Astronomical Catalogues, Vol. 1.



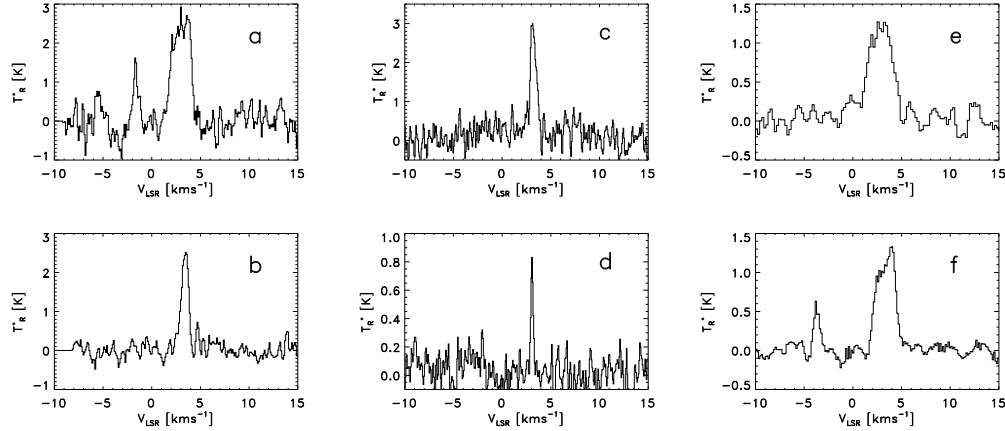
2.1. ábra. IRAS $100\mu\text{m}$ -es kép a Kh15 környékéről (ISSA). A kontúrokat 6MJysr^{-1} -től rajzoltuk 3MJysr^{-1} lépésekkel. A Schmidt-lemez 5° -os mezőjét fekete kör jelzi. A Schmidt-mezőt hat almezőre osztottuk (S1-S6, 2.1 táblázat). A kb. $7'$ átmérőjű G1RL126+10 jelű infravörös hurkot (Tóth és mtsai 1996) fehér ellipszissel jelöltük.

nak érdekében, hogy becslést adhassunk a CO gáz gerjesztési hőmérsékletére, 1992 áprilisában a ^{13}CO felhő középpontjában mérést végeztünk a ^{12}CO ($J=1-0$) vonalon. A megfigyeléseket frekvencia-váltó mérési módban végeztük, 13 MHz-es frekvenciaugrással, ami $\sim 35\text{kms}^{-1}$ -nek felel meg 110 GHz-en. Az általunk használt AOS (acusto-optical spectrometer) teljes sávzélesség 40 MHz volt 1024 csatornával, ami 40 kHz effektív frekvenciafelbontás és 0.11kms^{-1} sebességfelbontást jelent 110 GHz-en. A spektrumok kiértékelése során harmadrendű polinomokat használtunk a bázisvonalak illesztésére.

A ^{13}CO vonalban egy kb. 0.13 négyzetfokos területet térképeztünk, $2'$ -es lépésközzel, galaktikus koordináta rendszerben, összesen 124 mérési pontban, amelyek lefedték a Kh15 felhő fő részeit. A pozíciókenti tipikus integrációs idő 20–30 másodperc volt 1991 januárjában, míg kb. 80 másodperc 1991 decemberében, a rossz időjárási körülmények miatt. Az r.m.s. zaj tipikusan 0.2K körül volt. A ^{12}CO vonalra 0.29K r.m.s. zajt kaptunk 7 perces integ-

rálás után. A 2.2 ábrán bemutatunk néhány példaszpektrumot.

Annak érdekében, hogy nyomonkövessük a mérőrendszer viselkedését és hogy kalibrálni tudjuk az antenna-hőmérsékletet az S140 forrást észleltük kb. óránként. Ennek sugárzási hőmérséklete 20 K a ^{12}CO ($J=1-0$) illetve 9 K a ^{13}CO ($J=1-0$) vonalban.



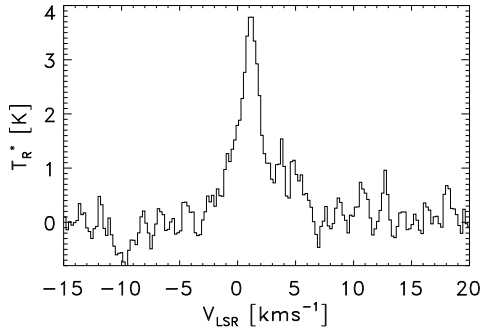
2.2. ábra. Példaszpektrumok a Kh 15-ben mért rádióvonalakból .

a és **b**: Nagoya-4m (HPBW=2'7), ^{12}CO (1-0) és ^{13}CO (1-0), $l=122^\circ 73$, $b=9^\circ 60$
c és **d**: Onsala-20m (HPBW=0'5), ^{13}CO (1-0) és C^{18}O (1-0), $l=122^\circ 73$, $b=9^\circ 60$
e és **f**: KOSMA-3m, ^{12}CO (2-1) (HPBW=2'2) és ^{12}CO (3-2) (HPBW=1'1), $l=122^\circ 73$, $b=9^\circ 63$

Onsala-20m. Az Onsala Space Observatory 20m-es rádiótávcsövével a ^{13}CO (1-0) és a C^{18}O (1-0) vonalakat észleltük 1998 márciusában. Egy 1600 csatornás autokorrelátort használtunk egy 40 MHz-es szélességű sávon, ami 0.068 km^{-1} sebességfelbontást tett lehetővé 110 GHz-en. Ugyanezen a frekvencián a távcső fő nyalábjának félértékszélessége (HPBW) $35''$ volt, 0.8-es hatásfokkal. A pozíció-beállítás bizonytalanságát a T Cep SiO mézer forrás segítségével ellenőriztük, ami $3''$ -nek adódott mind azimutban, mind magasságban. Ebben az esetben is frekvencia-váltó mérési módot használtunk, -6 MHz frekvencia-ugrással. A nagoyai távcsöhhöz képest nagyobb térbeli felbontást kihasználva a Kh 15 központi vidékét térképeztük, változó $1'$ és $0'5$ lépésközzel a ^{13}CO ($J=1-0$) (129 pozíció), illetve a C^{18}O ($J=1-0$) átmenetekben. A tipikus r.m.s. zajérték 0.4 K volt a ^{13}CO ($J=1-0$) és 0.15 K a C^{18}O ($J=1-0$) vonalra.

KOSMA-3m. A Kölni Egyetem 3m-es szubmilliméteres távcsövével a ^{12}CO (2-1) és ^{12}CO (3-2) átmenetekben végeztünk méréseket. 1995 decemberében a „régii” tükörrel (Winnewisser és mtsai 1990) két pozícióban

mértük a fenti vonalakat. A nyalábok félértékszélessége $125''$ illetve $70''$ volt, 0.22 km s^{-1} illetve 0.14 km s^{-1} sebességfelbontás mellett. A főtükör újrasziszolása után (Kramer és mtsai 1998a), 1998 márciusában egy 5×5 -ös mini-térképet készítettünk a $^{12}\text{CO}(3-2)$ vonalban. 1999 szeptemberében a $^{12}\text{CO}(2-1)$ átmenetben a Lynds 1308 sötét felhő irányában három pozícióban végeztünk mérést $((l,b) = ((124^\circ 9, 10^\circ 4); (124^\circ 4, 10^\circ 2); (124^\circ 59, 10^\circ 13))$), pozíció-váltó mérési módban, 230/345 GHz-es kétcsatornás SIS vevővel, 0.21 km s^{-1} sebességfelbontással. Az r.m.s. zaj értéke $\sim 0.2 \text{ K}$ volt a T_{mb} skálán (2.3).



2.3. ábra. A KOSMA-3m-es távcsővel készült spektrum a L1308 felhő irányában ($l=124^\circ 9$, $b=10^\circ 4$). $HPBW=2''.2$

2.3. Adatfeldolgozás

2.3.1. Optikai adatok

Wolf-diagramm. A Schmidt-mezőt 6 almezőre osztottuk fel, hogy tanulmányozhassuk az extinkció térbeli változásait (2.1 ábra). A 6 almező paramétereit a 2.1 táblázat tartalmazza.

A csillagok színképtípusának meghatározását az objektív prizmás színképekből a Bonner Spectral Atlas II. (Seitter 1975) alapján végeztük. Összesen 768 B–K csillagot klasszifikáltunk. A színképosztály meghatározásának pontosságát 2 alosztályra becsültük, ami kb. $\pm 0^m 4$ hibát jelent az M_V abszolút fényességben és a ρ távolságmodulusban A-típusú csillagokra. Összeségében 13 B, 240 A és 137 F csillagot találtunk a területen, $V=12^m 0$ határmagnitúddal az A-típusú csillagok esetében. Minden csillaghoz abszolút fényességet (Lang 1992) és távolságmoduluszt rendeltünk $\rho = V - M_V$ szerint.

Ezek felhasználásával Wolf-diagrammot készítettünk, annak érdekében, hogy megbecsüljük azt a távolságmoduluszt, amelynél egy extinkciós réteg jelenléte eltolódást okoz a $\rho - \log(N(m-M))$ görbén, ahol N az adott távolságmoduluszig megtalálható csillagok kumulatív száma (2.4 ábra). A csillagok számában $\rho > 9^m$ -nél jelentkező levágást azaz a kumulatív csillagszám görbe „ellaposodását” a megfigyelések határmagnitúdója okozza, ugyanis ennél a

almező	l	b	I_{100}	terület	B, A, F csillagok	megjegyzés
1	122.9	12.1	13.8	5.7	115	A GIRL126+10 ÉNY-i része és a Kh 19
2	121.2	11.1	13.1	3.8	82	alacsony intenzitású TIV terület
3	122.6	9.6	16.8	3.5	77	Kh 15
4	124.4	11.6	11.3	3.9	62	alacsony intenzitású TIV terület
5	124.5	10.1	14.3	1.9	30	L1308 és egy elnyúlt felhő
6	124.1	9.2	12.3	1.0	21	alacsony intenzitású TIV terület

2.1. táblázat. A Schmidt-mező almezői: A oszlopok jelentése: (1) az almező száma; (2)-(3) galaktikus hosszúság és szélesség; (4) átlagos felületi fényesség a $100 \mu\text{m}$ -s ISSA képen (MJysr^{-1}); (5) az almező területe (négyzetfok); (6) A B, A és F színképtípusú csillagok együttes száma az almezőben; (7) megjegyzések, pl. az almezőbe tartozó objektumok (TIV = Távoli InfraVörös)

távolságmodulusnál az F csillagok kezdenek eltűnni a mintából. Másrészt, alacsony távolságmodulusok esetében ($\rho \approx 6^m$) a kevés csillag miatt nem lehetséges az extinkciós rétegek távolságának meghatározása. Ezért az ennek a távolságmodulusnak megfelelő kb. 150 pc-es távolság felső határ az ilyen rétegek távolságára. Minthogy a Kh 15 környezetében, mint ahogyan az a $100 \mu\text{m}$ -os képeken is jól látható, a csillagközi anyag szerkezete nagyon bonyolult, referenciaként egy kiválasztott terület helyett egy galaxis-modellt használtunk a csillagszámok becslésére (Wainscoat és mtsai 1992, Balázs és mtsai 1998). Az ennek alapján a különböző Schmidt-almezőkben talált extinkciós rétegek távolságmodulusait és a vizuális extinkció származtatott értékeit a 2.4 táblázat foglalja össze.

Vizuális extinkció a POSS adatokból. A Palomar Observatory Sky Survey (POSS) lemezeken történő csillagszámlálással egy kék-extinkció térképet készítettünk egy a Kh 15 körüli $1^\circ \times 1^\circ$ -os tartományban. A térbeli felbontást (a rácselemek méretét) $3' \times 3'$ -nek választottuk. A referencia-csillagszámot a POSS-lemez "felhőtlen" részén határoztuk meg. Egy másik, valamivel nagyobb területről is készítettünk extinkciós térképet, $15' \times 15'$ rácselem-mérettel abból a célból, hogy az ebből származtatott értékeket összehasonlíthassuk a Wolf-diagrammból kapott extinkciós értékekkel.

2.3.2. Távoli infravörös adatok

Mielőtt az ISSA és HIRES képek felhasználásra kerültek volna, áttranszformáltuk őket saját fotometriai rendszerükből az általánosan használt COBE/DIRBE rendszerbe. Ehhez a COBE/DIRBE ún. AAM-jeit (Annual Average Maps) használtuk fel (Hauser és mtsai 1998), a COBE honlapján ¶ található információknak megfelelően. Minthogy ezek az adatok még tartalmazzák az állatövi fény sugárzását, ennek kivonását az IRSKY¶¶ program segítségével végeztük (Ebert 1994). A transzformációkat lineáris alakban tételeztük fel. A transzformációs egyenletek együtthatóit a 2.2 táblázat tartalmazza.

ISSA-ból	a	b	korr.
		MJysr ⁻¹	
DIRBE 60 μm	0.88 ± 0.05	-0.7 ± 0.1	0.95
DIRBE 100 μm	0.72 ± 0.03	-1.5 ± 0.1	0.96
HIRES-ből	a	b	korr.
		MJysr ⁻¹	
ISSA 60 μm	0.70 ± 0.06	2.0 ± 0.2	0.91
ISSA 100 μm	0.73 ± 0.07	12.6 ± 0.4	0.91

2.2. táblázat. ISSA–COBE és HIRES–ISSA transzformációs együtthatók. A transzformáció: $DIRBE = a \times ISSA + b$ és $ISSA = a \times HIRES + b$. A táblázat negyedik sora a korreláció mértékét mutatja.

Felhasználva a transzformált HIRES és ISSA 60 és 100 μm-os térképeket ún. 100μm-es többlet térképeket is készítettünk, $\Delta I_{100} = I_{100} - I_{60} / \Theta$ (Laureijs és mtsai 1989). Θ értékét a Kh 15 felhő külső részein származtattuk és $\Theta = 0.21 \pm 0.02$ -t kaptunk.

2.3.3. CO adatok

A Kh15-ről három rádiótávcsővel készült példa-spektrumokat a 2.2 ábrán mutatjuk be. A Nogoya-4m ¹²CO spektrumban két csúcs látható, $v_{LSR} \approx 3$ és -1.8 kms^{-1} sebességeknél. A $v_{LSR} \approx 3 \text{ kms}^{-1}$ vonalnak feltűnő megfelelője van a ¹³CO spektrumon és úgy tűnik, hogy a Kh 15-ben található molekuláris gázból származik. A gyengébb vonal légköri eredetű, amely szintén látható a KOSMA-3m ¹²CO (3–2) spektrumon. A 2.3 táblázat foglalja össze a CO izotóp vonalak illesztett paramétereit.

¶URL: "http://space.gsfc.nasa.gov/astro/cobe/cobe_home.html"

¶¶Infrared Processing and Analysis Center, http://www.ipac.caltech.edu

2.3. táblázat. *Illesztett paraméterek a CO izotópok vonalaira a Kh 15 felhő referencia-pozícióiban (Gauss-illesztés, 2.2 ábra)*

vonal	T_R^* K	v_{LSR} kms^{-1}	Δv kms^{-1}	v_{felb} kms^{-1}	HPBW '	Távcső
^{12}CO (J=1-0)	3.9	3.0	2.3	0.11	2.7	Nagoya-4m
^{13}CO (J=1-0)	3.0	3.4	0.8	0.11	2.7	Nagoya-4m
^{13}CO (J=1-0)	2.9	3.1	0.8	0.068	0.5	Onsala-20m
C^{18}O (J=1-0)	0.7	3.0	0.3	0.068	0.5	Onsala-20m
^{12}CO (J=2-1)	1.2	2.5	2.6	0.22	2.2	KOSMA-3m
^{12}CO (J=3-2)	1.7	3.2	2.0	0.14	1.1	KOSMA-3m

2.4. Eredmények

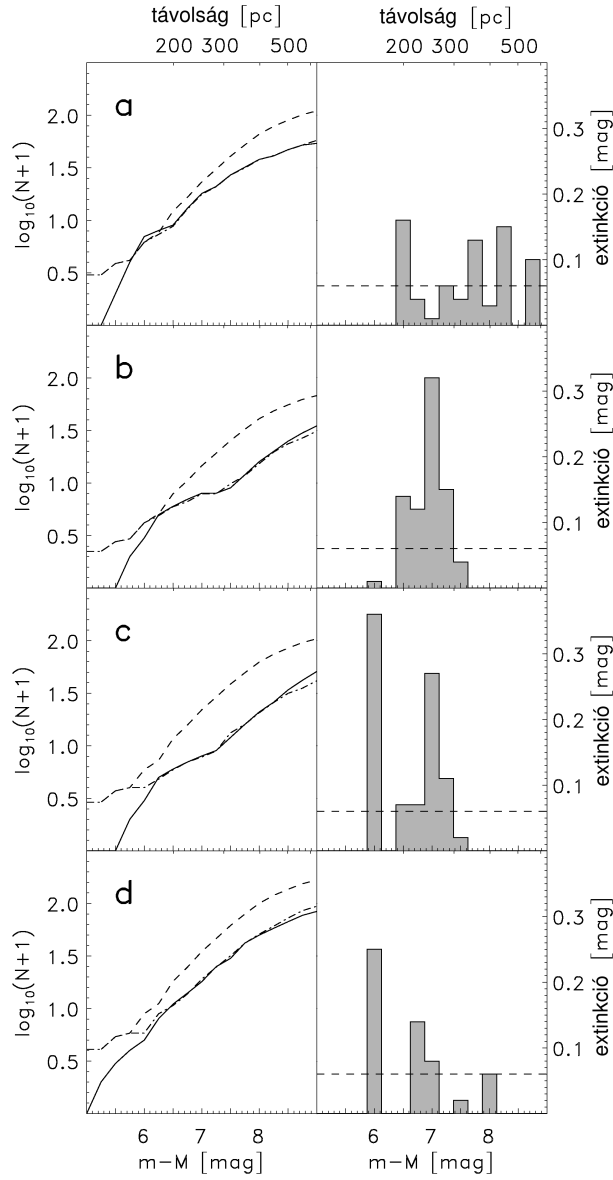
2.4.1. Extinkciók és távolságok

Távolságok a Wolf-diagrammokról

A Wolf-diagramok több extinkciós réteg jelenlétére utalnak, ahogyan az a 2.4 ábrán is látható. Az extinkció értékét és a rétegek távolságát úgy származtattuk, hogy a modell Wolf-diagrammba egy infinitezimálisan vékony, 0^m01 extinkciójú réteget helyeztünk, adott távolságmodulusnál. Ezt addig ismételtük, amíg a különbség a modell és a megfigyelt Wolf-diagramm között nem lett megfelelően kicsiny, $|N_{\text{obs}}(\rho) - N_{\text{mod}}(\rho)| \leq \epsilon$, $\epsilon=1$. Ennek a módszernek a következtében az általunk származtatott távolságok kissé különbözőek (tipikusan távolabbiak) lesznek azoknál, amelyeket a hagyományos módon a kumulatív csillagszám görbén a torzulás megjelenési helyéből származtatnak. Ez a módszer nemcsak az extinkciós réteg helyét jelöli ki, hanem közvetlen becslést ad az egyes rétegekben előforduló extinkció mértékére is.

almező(k)	(m - M) (mag)	d (pc)	A_V^{Wolf} (mag)
1	6.5	200 ± 20	0.16
	7.8	360 ± 40	0.13
	8.3	450 ± 50	0.15
	8.8	560 ± 60	0.10
3	6.5	200 ± 20	0.14
	7.0	250 ± 25	0.32
3+5	≤ 6.0	≤ 150	0.36
	7.0	250 ± 25	0.28
2+4+6	≤ 6.0	≤ 150	0.25
	6.8	220 ± 20	0.15

2.4. táblázat. *A Wolf-diagrammokon talált elnyelő rétegek. Az oszlopok jeletése: (1) Az almező(k) neve; (2) Az extinkciós réteg távolságmodulusza; (3) A réteg távolsága ((2)-ből); (4) Átlagos extinkció az adott rétegre. A becsült hiba minden rétegre kb. 0^m06*



2.4. ábra. Wolf-diagrammok (bal) és a vizuális extinkció eloszlása a látóirány mentén (jobb). A Wolf-diagrammokon a folytonos vonalak jelentik a megfigyelt csillagszámokat, a szaggatott vonalak a modell-csillagszámok, a pontozott vonalak a jobb oldalon látható extinkcióval módosított csillagszámok. A szaggatott vízszintes vonal a tipikus detektálási határt mutatja egy extinkciós rétegre. **a)** 1-es almező; **b)** 3-as almező (Kh 15); **c)** 3-as és 5-ös almező együtt; **d)** 2-es, 4-es és 6-os almező együtt

A Kh 15 távolsága. A 3-as almező Wolf-diagrammján megjelenő leg-erősebb extinkciós hatást a Kh 15 felhővel azonosítottuk, minthogy ez a leg-erősebb 100 μm -os emissziós forrás is abban az irányban, és az erős távoli infravörös emisszió jó indikátora az optikaiban elnyelő rétegeknek. Ennek alapján a Kh 15-hez tartozó elnyelő réteg távolságmodulusza $\rho = 7^m0$, az ennek megfelelő távolság pedig 250 ± 25 pc. A 2.1 ábrának megfelelően a Kh 15 körüli gyengébb elnyelést a GIRL126+10 infravörös hurok fala okozhatja.

A GIRL126+10 infravörös hurok távolsága. A GIRL126+10 északnyugati részét tartalmazó Wolf-diagrammon (1-es almező, 2.4a ábra) több extinkciós réteg is látható, a (viszonylag) legerősebb kb. $\rho=6^m5$ -nél (200 pc), bár a pontos távolságot az extinkció gyengesége és kiterjedtsége miatt nehéz megbecsülni. Ez a réteg ugyancsak megfigyelhető a 3-as mező Wolf-diagrammján is, ami szintén tartalmazza a GIRL126+10 falának egy részét. Ezeket túl a GIRL126+10 egyéb részeire is ismertek távolságbecslések. Obayashi és mtsai (1998) 180 pc-es távolságot határoztak meg a L1333 sötét felhőre, amely a GIRL126+10 Kh15-tel átellenes oldalán található (2.1 ábra). Minthogy az általuk talált extinkciós réteg nagyon kiterjedt (l. az 1. ábrájukat), és a mi távolságbecslésünk kissé nagyobb távolságokat ad, ezért azt mondhatjuk, hogy az általuk származtatott 180 pc-es távolság jól egyezik az általunk meghatározott 200 pc-el. Ennek fényében a GIRL126+10 távolságát 200 pc-ben állapítjuk meg, ami mintegy 25 pc-es átmérőt jelent a kb. 7° átmérőjű infravörös hurokra.

A Lynds 1308 távolsága. Minthogy a L1308-at tartalmazó almező igen kicsiny, ebből önmagából az alacsony csillagszámok miatt nem tudtunk Wolf-diagrammot készíteni. Ezért összeadtuk a 3-as és az 5-ös mező adatait, és közös Wolf-diagrammot készítettünk. Ez két, jól definiált réteget mutat. A távolabbi ($\rho=7^m0$, $d=250$ pc) a 3-as almezőből jól ismert réteg, amit a Kh15-höz rendeltünk. A közelebbinek ($\rho \leq 6^m0$, $d \leq 150$ pc) nincsen megfelelője a Kh15-öt tartalmazó almező Wolf-diagrammján, ezért ezt a L1308-al azonosítjuk. A távolságra az alacsony távolságmodulusoknál fellépő kicsiny csillagszámok miatt csak felső becslés adható. A GIRL126+10 távolságából és méretéből következően valószínűleg nincsen fizikai kapcsolat a hurok és a Lynds-felhő között, és hasonló okok miatt a Kh15-tel sem.

Az extinkció eloszlása

A kék extinkció térképe a Kh15 körül a 2.6 ábrán látható. Az ebből származtatott maximális vizuális extinkció érték $A_V^{\max}=2^m4$ -nek adódott ($A_V^{\max}=0.76 \times A_B^{\max}$, Dickman 1978a). A_B^{\max} és I_{100} eloszlását a 2.5 fejezetben hasonlítjuk össze. A Kh15 körüli nagyobb térrészben – ami kb. megegyezett a Schmidt-lemez 3-as almezőjével – a POSS adatokból, a fentihez hasonló módon, $A_V = 0^m74 \pm 0^m1$ átlagos extinkciót kaptunk, ami jó egyezésben van a 3-as almező Wolf-diagramjából származtatható 0^m78 teljes vizuális extinkcióval.

2.4.2. Távoli-infravörös eredmények

IRAS pontforrások. A Kh15 irányában 20 IRAS pontforrást találtunk, amelyeket a 2.5 ábrán mutatunk be. Az 1, 2, 3, 9, 11 és 17-es pontforrások

(proto)csillag.

Nagy-skálájú szerkezet. A csillagközi por eloszlásának tanulmányozására a Kh 15 környezetében az IRAS méréseket használtuk. Az 2.1 ábrán a Kh 15 körüli vidék 100 μm -os emissziója látható. Az ábra szerint a Kh 15 kapcsolatban lehet a kb. 7° átmérőjű GIRL126+10 infravörös hurokkal (Tóth és mtsai 1996). A 12, 25, 60 és 100 μm -es HIREs képek tanulmányozása azt mutatta, hogy a felhő nem figyelhető meg a 12 és 25 μm -es hullámhosszakon (a felhő átlagos intenzitástöbblete kb. megegyezik az környező intenzitás szórással). 60 és 100 μm -en a felhő jól felbontott és csomós szerkezetet mutat. A 100 μm -es HIREs felbontás kb. $75''$ -nek adódott.

A por jellemzői a Kh 15-ben. Készítettünk egy ún. I_{cold} térképet ($I_{\text{cold}} = 1.67 \times (I_{100} - I_{60}/0.21)$, Boulanger és mtsai 1998), a 60 és 100 μm -os HIREs képek segítségével (fehér kontúrvonalak a 2.7 ábrán). Az 1.67-es szorzó azt a 100 μm -os intenzitást korrigálja, amit a kivonás miatt elvesztünk, emiatt a következőkben I_{cold} -ot használtuk a ΔI_{100} 100 μm -os többlet helyett a por oszlopsűrűségének, tömegének, kiszámítására. I_{cold} mentes a kis méretű porszemekből eredő sugárzástól, az úgynevezett cirrusz-komponenstől, ezért feltételezhető, hogy a teljes emisszió leírható egyetlen porcsaláddal, a nagy porszemcsékkel (Désert és mtsai 1990), és egyetlen porhőmérséklettel. Mint-hogy a 60 μm -os emisszió jelentős része kis méretű, magasabb hőmérsékletű porszemcséktől származik, ezért nem használható a porhőmérséklet származtatására.

Lagache és mtsai (1998) azt találták, hogy a intersztelláris por távoli infravörös sugárzása két komponenssel írható le. Az egyik ezek közül, amely a galaktikus cirruszal van kapcsolatban, jól korrelál a 60 és 100 μm -os IRAS sávokkal és a sugárzása leírható egy $T=17.5\pm 1.5\text{K}$ hőmérsékletű módosított fekete testtel, ν^2 -es emisszivitást feltételezve ($F_\nu \propto \nu^2 \times B_\nu(T)$, ahol $B_\nu(T)$ a Planck-függvény). A másik összetevő lényegében molekuláris vidékek irányában fordul elő, és spektrális energiaeloszlása leírható az előzőhöz hasonlóan, de $T \approx 15\text{K}$ hőmérséklettel. I_{cold} használatával ezt a komponenszt szeparáltuk a távoli infravörös sugárzásból. Minthogy a Kh 15 esetében nem tudjuk meghatározni a hideg komponens porhőmérsékletét, ezért egy egységes, 15 K-es értéket tételeztünk fel a felhőre mindenütt, ahol $I_{\text{cold}} > 5 \text{ MJysr}^{-1}$ (kb. 3σ érték a háttér felett). Ennek felhasználásával meg tudtuk becsülni a 100 μm -os optikai mélységet, por oszlopsűrűséget és portömeget (Hildebrand 1983). Minthogy a Kh 15 kicsiny és viszonylag alacsony sűrűségű, a magja valószínűleg nem nagyon hideg. Ezért a 100 μm -es optikai mélységet kiszámítottuk a hideg komponens porhőmérsékletének felső határára, 17 K-re is (Lagache és mtsai 1998, 7. ábra). Így $m_{\text{cold}} = 0.35 M_\odot$ ($T=15\text{K}$) és $m_{\text{cold}} = 0.12 M_\odot$ ($T=15\text{K}$) teljes (hideg) portömeget kaptunk a Kh 15 központi vidékére. Az I_{cold} kontúrok (2.7 ábra) három kondenzációt

mutatnak a Kh 15 középpontjában (C1, C2 és C3 a 2.7 ábrán). A C1, C2, C3 kondenzációk becsült tömege rendre, 8, 9 illetve 7 százaléka a terület teljes portömegének.

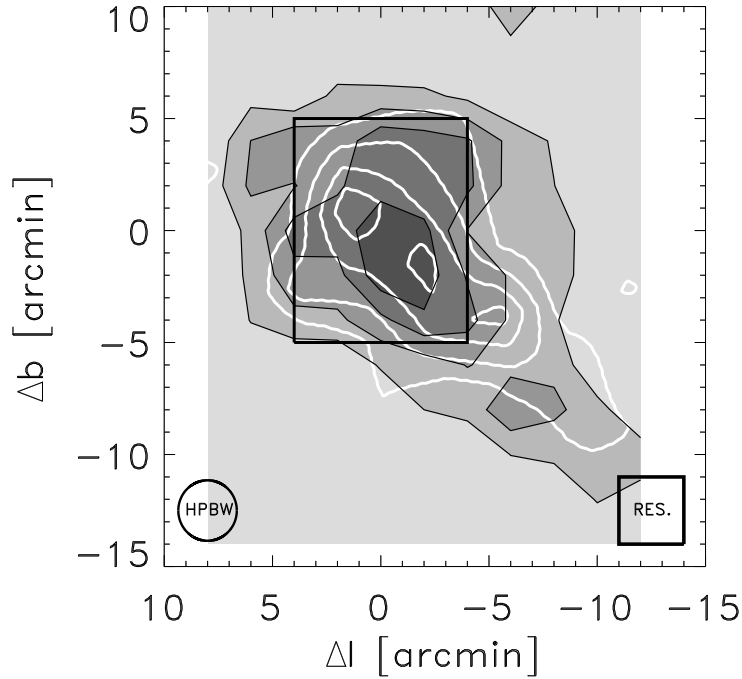
2.4.3. A molekulafelhő

Nagoya-4m. A nagoyai 4m-es rádiótávcsővel készült ^{13}CO (J=1-0) integrált intenzitás térkép a 2.6 ábrán látható. A ^{13}CO felhő mérete mintegy $20' \times 15'$, és elnyúlt északnyugat-délkelet irányban. A sebességek szisztematikusan változnak ugyanebben az irányban $+3.2 \text{ km s}^{-1}$ -től $+2.8 \text{ km s}^{-1}$ -ig. A felhő középpontjában mérhető vonal sebessége $v_{\text{LSR}} \approx 3.2 \text{ km s}^{-1}$. A felhő határát a 0.5 K km s^{-1} kontúrnál definiáltuk a 2.6 ábra szerint, ami kb. megfelel a 6σ szintnek. A ^{13}CO felhőmag fizikai jellemzőit a 2.5 táblázat foglalja össze. A kinetikus hőmérsékletet és a ^{13}CO oszlopsűrűségeket lokális termodinamikai egyensúlyt feltételezve határoztuk meg (Nozawa és mtsai 1991). Egységes gerjesztési hőmérsékletet (T_{ex}) tételeztünk fel az egész magban, a felhő közepében származtatott értéket használva.

A megfelelő H_2 - ^{13}CO oszlopsűrűség arány kiválasztása nagy körültekintést igényel. Minthogy a Kh 15 viszonylag kicsiny és magányos felhő, azt várjuk, hogy a CO molekulák relatív aránya kisebb, mint nagyobb és komplexebb molekulafelhőkben (Tóth és mtsai 1995, Harjunpää & Mattila 1996). Ezért mi $N(\text{H}_2)/N(^{13}\text{CO}) = 1.2 \times 10^6$ -t választottunk a molekuláris hidrogén oszlopsűrűségének kiszámításához, ami egy átlagos érték a fentebb említett cikkek-ből. Azt azonban figyelembe kell venni a végső eredmények értékelésénél, hogy az általunk kiszámított sűrűségek és tömegek nagyban függenek ettől az aránytól, és így kb. egy 2-es faktorról felül, vagy alulbecsülhetők. Ugyanakkor a $N(\text{H}_2)$ - $N(^{13}\text{CO})$ arány a felhő egyes részei között is változhat.

Az $n(\text{H}_2)$ átlagos H_2 sűrűséget olyan módon számítottuk, hogy osztottuk a H_2 oszlopsűrűségérték maximumát a felhő legkisebb és legnagyobb átmérőjének d mértani közepével. A mag teljes tömegét egy homogén gömböt feltételezve határoztuk meg, amelynek átmérője d , sűrűsége pedig $n(\text{H}_2)$ volt, figyelembe véve, hogy a hidrogén mellett a felhőmag 0.4-szer a teljes hidrogéntömegnek megfelelő héliumot is tartalmaz.

A gerjesztési hőmérséklet a felhő középpontjában 7.1 K-nek adódott. Ez alacsonyabb mint amit a Cep-Cas vidék egyéb molekulafelhőiben mértek (Sato és mtsai 1994, Kun és mtsai 1994). Másrészt, a ^{13}CO optikai mélység magasabb, mint a legtöbb ilyen felhőben; csak a L1251-es felhő C^{18}O 'E' magja mutat hasonló értéket, amely azonban egy kompakt molekuláris kiáramlást is tartalmaz (Sato és mtsai 1994). A ^{12}CO spektrum ugyanakkor láthatóan ön-abszorpciót mutat, ami okozója lehet a látszólag alacsony gerjesztési hőmérsékletnek. Másrészt az onsalai ^{13}CO és C^{18}O mérések alapján számított gerjesztési hőmérsékletek nagyon hasonlóak a nagoyai értékhez (l. a következő részt).



2.6. ábra. Szürke árnyalat, fekete kontúrokkal: a Kh 15 ^{13}CO integrált intenzitás térképe (Nagoya-4m). A kép középpontja: $l=122^{\circ}.73$, $b=9^{\circ}.60$. A sebességtartomány: $1 \text{ km s}^{-1} \leq v_{\text{LSR}} \leq 5 \text{ km s}^{-1}$. A kontúrokat 0.5 K km s^{-1} -től rajzoltuk 0.5 K km s^{-1} -os lépésekkel. A nyíl méretét a bal alsó sarokban található kör jelzi. A kép közepén látható $8' \times 10'$ -es téglalap az Onsala-20m-es távcsővel is térképezett terület (2.7 ábra).

Fehér kontúrok: a Kh 15 kék (B) extinkciós térképe. A kontúrokat $1^m 6$ -tól $0^m 4$ -ként rajzoltuk. A jobb alsó sarokban látható négyzet a rács méretét mutatja.

A felhő magját az ^{13}CO oszlopsűrűség térképen a $N(^{13}\text{CO}) \geq 1.2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ -nél definiáltuk. Ennek a mérete kb. $12' \times 8'$, és a teljes tömege $16 M_{\odot}$ (a héliumtömeg figyelembevételével). A felhő teljes tömege az $N(^{13}\text{CO}) \geq 0.4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ területen ($\sim 6\sigma$ határ) $34 M_{\odot}$ -nek adódott. Így a felhőmag a teljes tömeg mintegy 47%-át tartalmazza.

Onsala-20m. Az Onsala Space Observatory 20m-es rádiótávcsővével a Kh 15 központi részét térképeztük, ami a nagoyai rádiótávcsővel felbontatlan maradt. A ^{13}CO integrált intenzitás térkép (2.7 ábra) három fő sűrűsödést mutat, amelyeket C1, C2, C3-nak neveztünk el. A három kondenzáció ugyanazt a térbeli elrendeződést mutatja, mint az I_{cold} térkép, bár az I_{cold} kondenzációk kissé eltérő pozíciókban jelennek meg. Ennek az oka az IRAS $100 \mu\text{m}$ -os detektor gyenge térbeli felbontása ($\sim 4'$), és az azután következő

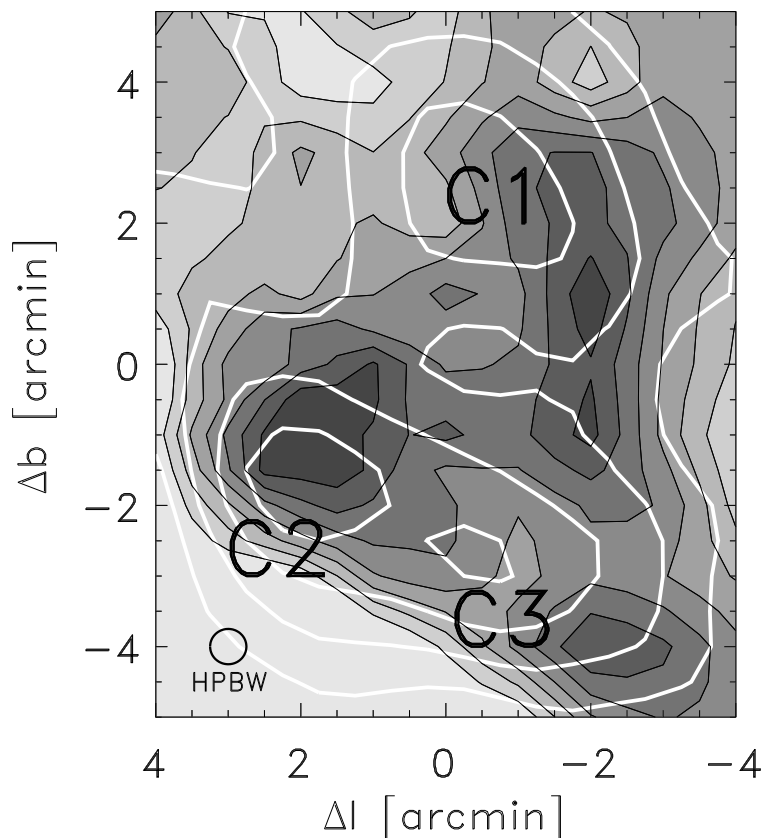
2.5. táblázat. A *Kh 15* ^{13}CO felhő és mag paramétereit a Nagoya-4m és az Onsala-20m mérések alapján. Az optikai mélységek és oszlopsűrűségek átlagos értékek. A tömeg, méret és sűrűségbecslés a 250 pc-es távolságon alapul.

	T_{ex} K	$\tau(^{13}\text{CO})$	Δv kms $^{-1}$	$N(^{13}\text{CO})$ 10^{15} cm^{-2}	$N(\text{H}_2)$ 10^{21} cm^{-2}
Nagoya-4m felhő	6.4	0.4	0.5	0.8	0.96
Nagoya-4m mag	7.1	1.2	0.8	2.3	2.76
Onsala-20m mag	7.3	1.3	0.8	2.2	2.64
Onsala-C1 mag	7.3	1.6	1.0	4.1	4.92
Onsala-C2 mag	7.5	1.5	0.9	3.7	4.44
Onsala-C3 mag	7.2	1.8	0.8	3.8	4.56

	d pc	$n(\text{H}_2)$ 10^3 cm^{-3}	m M_{\odot}
Nagoya-4m felhő	1.6×1.2	0.3	33.6
Nagoya-4m mag	0.84×0.56	1.3	15.8
Onsala-20m mag	0.77	1.2	13.2
Onsala-C1 mag	0.10×0.20	7.1	1.48
Onsala-C2 mag	0.17	5.0	1.69
Onsala-C3 mag	0.14	5.5	1.05

HIRES adatfeldolgozás lehet. Ezért mi az I_{cold} kondenzációkat az ugyanúgy nevezett ^{13}CO kondenzációkkal azonosítjuk. A ^{13}CO és az I_{cold} térkép közötti eltérés miatt az eloszlásokat nem hasonlítjuk össze. A C1, C2 és C3 kondenzációk tulajdonságai a 2.5 táblázatban találhatóak.

A $\tau^{13} \text{ } ^{13}\text{CO}$ optikai mélységet és a ^{13}CO oszlopsűrűséget úgy számítottuk, mint a nagoyai mérések esetében. A C^{18}O optikai mélységet és oszlopsűrűséget Nozawa és mtsai (1991) nyomán származtattuk. A molekuláris hidrogén számsűrűségét úgy számítottuk, mint az előző esetben, azzal a különbséggel, hogy azokban a pozíciókban, ahol a ^{13}CO vonal optikai vastagsága túlságosan nagy volt, ott a C^{18}O adatokat használtuk a molekuláris hidrogén oszlopsűrűségének kiszámítására a következő arányt használva: $N(\text{H}_2)/N(\text{C}^{18}\text{O}) = 9.2 \times 10^6$ (Harjunpää & Mattila 1996). Az Onsala-kondenzációk tömegének kiszámításához először levontuk a háttér hidrogén oszlopsűrűség értékét ($2.0 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$), és a maradékot elosztottuk a kondenzáció d effektív átmérőjével. A tömegek kiszámításához a ^{13}CO oszlopsűrűség háttér-levont értékeit használtuk. A három kondenzáció közép-pontjában mért sebességekre $3.2 \pm 0.1 \text{ kms}^{-1}$ adódott mindhárom esetben, így a Nagoya-4m-es távcsővel tapasztalt sebességkülönbségeket valószínűleg a viszonylag gyenge sebességfelbontás okozhatja, a Gauss-függvény illesztések hibájával egyetemben.



2.7. ábra. Szürke árnyalat fekete kontúrokkal: ^{13}CO ($J=1-0$) integrált intenzitás térkép (Onsala-20m). A kontúrokat 1.5 K km s^{-1} -től rajzoltuk 0.25 K km s^{-1} lépésekkel. Az ábra középpontja: $l=122^{\circ}733$, $b=9^{\circ}601$. A nyaláb méretét a bal alsó sarokban található kör jelzi.

Fehér kontúrok: I_{cold} térkép a Kh 15 központi részéről. A kontúrokat 7.0 MJ yr^{-1} -től rajzoltuk 2.0 MJ yr^{-1} lépésekkel. A térbeli felbontás kb. $75''$. Az 5.0 MJ yr^{-1} -os kontúr, amely felett a portömeg becslése történt, nagyjából körülhatárolja az itt bemutatott területet.

2.5. Következtetések

2.5.1. A különböző hullámhosszak eredményeinek összehasonlítása

Kiszámítottuk a por és a molekuláris gáz tömegének arányát a Kh 15 magjában, és kb. 1:50 illetve 1:120 arányt találtunk, 15K ill. 17K porhőmérsékletet feltételezve. A gáz tömegének kiszámításánál a csillagkeletkezési területek esetében szokásos ^{13}CO gyakoriságot használva (Dick-

man 1978a, Duvert és mtsai 1986) ugyanez az arány 1:20 illetve 1:50-nek adódott 15K ill. 17K porhőmérsékletet használva, ami irreális. Rendkívül valószínűtlen, hogy a hideg por hőmérséklete a Kh 15-ben kb. 19K legyen, ami az 1:100 arányhoz lenne szükséges. Már a 17K-es porhőmérséklet is extrém felső becslés (Lagache és mtsai 1998) és az ennél alacsonyabb porhőmérsékletek csak növelik a felhőben található por tömegét.

A távoli infravörös emisszió, a CO izotópok rádiósugárzása és a látható tartománybeli extinkció viszonya jól jellemzi a molekuláris anyag és a por fizikai állapotát egy adott molekulafelhőben (Laureijs és mtsai 1989, 1991, 1995) A $100\ \mu\text{m}$ -es intenzitás és a vizuális extinkció aránya az egyes felhők között $2\text{--}10\ \text{MJysr}^{-1}\text{mag}^{-1}$ között változik, és általában egy sűrűbb felhő alacsonyabb értéket mutat. A $100\ \mu\text{m}$ -es többletintenzitás és a ^{13}CO ($J=1\text{--}0$) integrált intenzitás aránya $1.4\text{--}5.3\ \text{MJysr}^{-1}(\text{Kkms}^{-1})^{-1}$ között változik. Az alábbiakban ezeket az összefüggéseket vizsgáljuk meg a Kh 15 esetében.

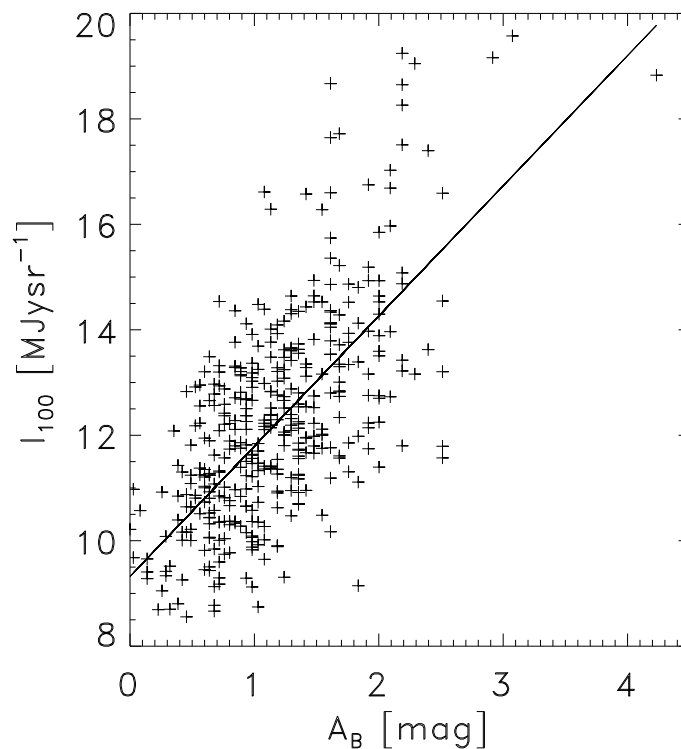
Elsőként egy nagyobb területet választottunk ki a Kh 15 körül, és ezen a területen megvizsgáltuk a galaktikus háttér levont, COBE kalibrált ISSA $100\ \mu\text{m}$ -os intenzitás (I_{100}) és a Wolf-diagrammokból származtatott vizuális extinkció viszonyát. A galaktikus háttér levonását Boulanger & Pérault (1988) módszerével végeztük. A kapott meredekség $6.6(\pm 2.8)\ \text{MJysr}^{-1}\text{mag}^{-1}$. Az $A_B = 1.3A_V$ összefüggést használva (Dickman 1978b), a meredekség a kék extinkció esetében $5.1\ \text{MJysr}^{-1}\text{mag}^{-1}$. Ez az érték közel van $5.9\ \text{MJysr}^{-1}\text{mag}^{-1}$ -hez, ami pl. a Lynds 1780 felhőre kapható (Laureijs és mtsai 1995).

A Kh 15 szűkebb környezetén DSS (POSS) csillagszámok segítségével megvizsgáltuk a kék extinkció és a COBE kalibrált $100\ \mu\text{m}$ -os HIRES intenzitás arányát, amelyre a következő összefüggést kaptuk:

$$I_{100} = (2.5 \pm 0.9) \cdot A_B \text{ MJysr}^{-1}\text{mag}^{-1} + (9.3 \pm 0.6) \text{ MJysr}^{-1}$$

(l. 2.8 ábra). A korreláció mértéke 0.72. A meredekség értéke jó egyezésben van azzal az értékkel, amit Laureijs és mtsai (1995) a Lynds 134 felhőkomplexum esetében kaptak ($2.1, 2.9, 3.7\ \text{MJysr}^{-1}$ az L183, L134 és az L169 sötét felhőkre). A két különböző meredekség ($2.5\ \text{MJysr}^{-1}\text{mag}^{-1}$ a DSS csillagszámokból és $5.1\ \text{MJysr}^{-1}\text{mag}^{-1}$ a Wolf-diagrammokból) nincsen ellentmondásban egymással, ha figyelembe vesszük, hogy különböző sűrűségű és így valószínűleg különböző por-összetételű területekre vonatkoznak. A Kh 15 külső részein a 60 és a $100\ \mu\text{m}$ -os sugárzás jól korrelált, ami cirrusz-emisszióra utal, ennek megfelelően ΔI_{100} alig változik, ezért a $\Delta I_{100} - A_B$ összefüggést nem származtattuk.

Feltételezve, hogy a CO izotópok integrált intenzitása arányos a I_{100} -al vagy ΔI_{100} -al, a 2.6 táblázatban és a 2.9 ábrán látható összefüggéseket kaptuk. Mint ahogyan az látható, mindkét esetben jól korrelálnak a mennyiségek, és a származtatott meredekségek szintén hasonlóak azokhoz, amelyeket Laureijs és mtsai (1995) kaptak. Ezek az eredmények arra utalnak, hogy a Kh 15 belső része (magja) a sűrű molekulafelhőkhöz hasonló tulajdonságokat



2.8. ábra. I_{100} és A_B kapcsolata a Kh 15 felhőben

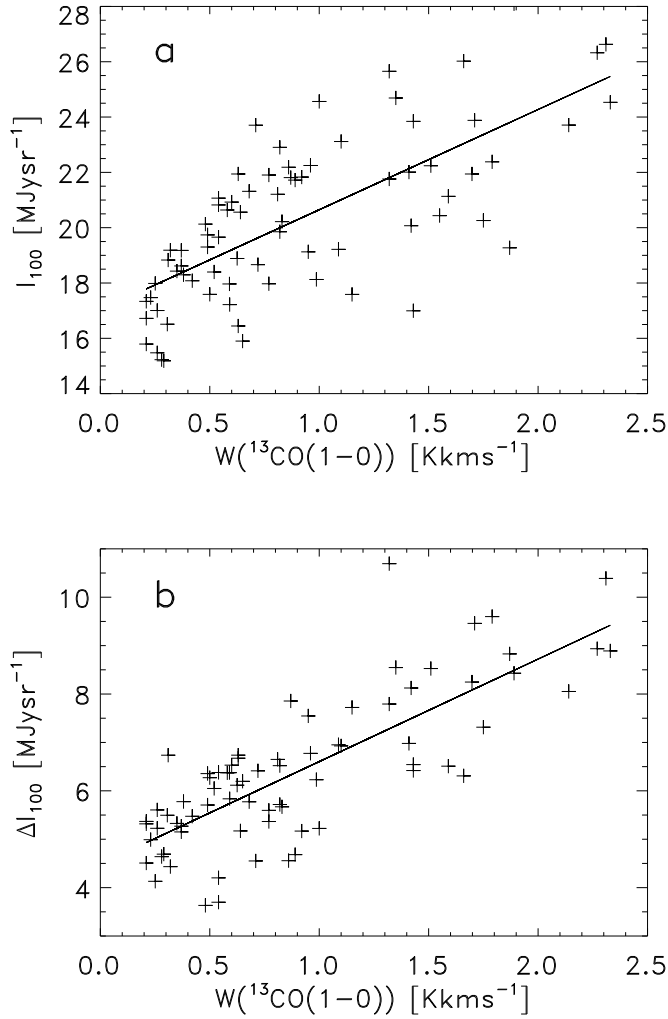
Korreláltatott mennyiségek	meredekség $\text{MJysr}^{-1}[\text{Kkms}^{-1}]^{-1}$	konstans MJysr^{-1}	korreláció
$I_{100}/W(^{13}\text{CO})$	3.62 ± 0.54	17.02 ± 0.58	0.71
$\Delta I_{100}/W(^{13}\text{CO})$	2.11 ± 0.25	4.48 ± 0.27	0.80

2.6. táblázat. A távoli infravörös emisszió – ^{13}CO ($J=1-0$) integrált intenzitás összefüggés vizsgálatának eredményei. Az oszlopok a következők: (1) a korreláltatott mennyiségek; (2) az egyenesillesztés által eredményezett meredekség; (3) az egyenesillesztés konstansa; (4) a korreláció szintje

mutat, így sokkal inkább tekinthető molekula-, mint cirrusz felhőnek, amit pusztán infravörös megjelenése alapján váránk.

2.5.2. A Kh 15 stabilitása

A Kh 15 magjának dinamikai állapotát először Liljeström (1991) módszerét követve vizsgáltuk. Abban az esetben, ha a gáz mozgását a Kh 15 magjában csak a gravitáció kormányozza, akkor az összefüggés egy átlagos gázcsepe



2.9. ábra. Összefüggés a $^{13}\text{CO} (J=1-0)$ integrált intenzitás ($W(^{13}\text{CO})$), $1 \text{ kkm s}^{-1} \leq v_{\text{LSR}} \leq 5 \text{ kkm s}^{-1}$ és (a) I_{100} , (b) ΔI_{100} között.

három dimenziós sebesség-diszperziója (σ_{vir}), a ^{13}CO mag tömege (M) és a mag effektív sugara (R_{eff}) között a következő: $\sigma^2 = C^2 \times M \times R_{\text{eff}}^{-1}$, ahol a C konstans a mag geometriájától és sűrűségeloszlásától függ. A Kh 15 esetében $\sigma_{\text{vir}} = 0.37 \text{ kkm s}^{-1}$ homogén sűrűségű gömb és $\sigma_{\text{vir}} = 0.48 \text{ kkm s}^{-1}$ egy $\rho \propto R^{-2}$ sűrűségeloszlású gömb esetében. A tipikus ^{13}CO vonalszélesség a Kh 15 magjában $\Delta v = 0.80 \text{ kkm s}^{-1}$. A vonal optikai mélysége miatti kiszélesedésre történő korrekció után $\Delta v = 0.65 \text{ kkm s}^{-1}$. Így a mért három dimenziós sebességdiszperzió: $\sigma_{\text{obs}} = 0.55 \text{ kkm s}^{-1}$ (Liljeström 1991). A $\sigma_{\text{obs}}/\sigma_{\text{vir}}$ arány így 1.5 illetve 1.1 a homogén illetve a középpont felé sűrűsödő gömbre, amely elég közel van 1-hez ahhoz, hogy azt mondhassuk, hogy a felhőmag valószínűleg viriál-egyensúlyban van, annak ellenére, hogy ebben a számítás-

ban a külső nyomás hatását nem vettük figyelembe.

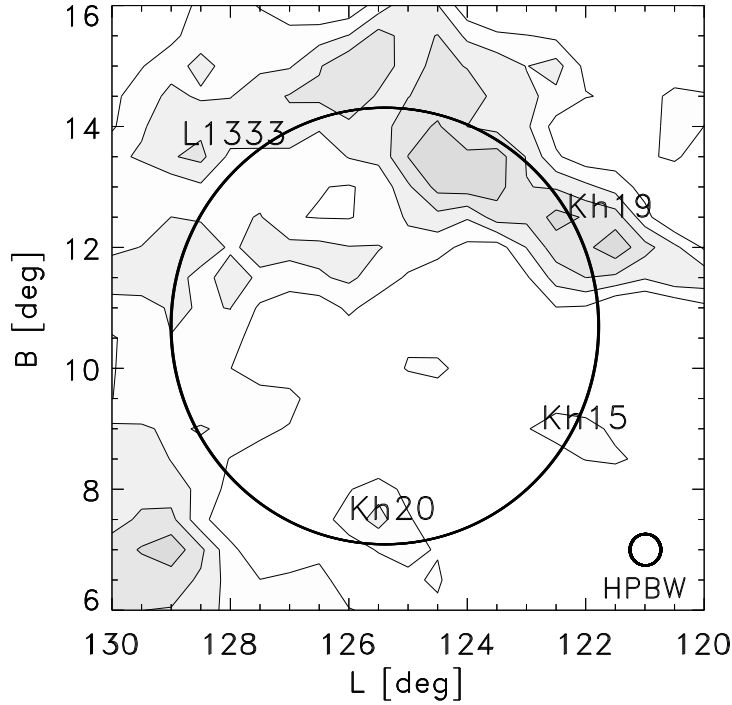
A stabilitás-analízist megismételtük Spitzer módszerét követve (Spitzer 1978, [11-24]-es egyenletek), gömbszimmetriát feltételezve, figyelembe véve a külső nyomást, de elhanyagolva a mágneses tér illetve a felhő forgásának hatását. A ^{13}CO mag „dinamikai hőmérsékletét”, a legnagyobb ^{13}CO intenzitásnál mérhető vonalszélességnek megfelelően Nozawa nyomán a következőképpen definiáltuk (Nozawa és mtsai 1991, [10]-dik egyenlet): $T_D = \bar{m}\Delta v^2(8\ln 2k)^{-1}$, ahol \bar{m} az átlagos molekulatömeg, Δv a ^{13}CO vonal félértékszélessége és k a Boltzmann-állandó. Így a Kh 15-re $T_D = 39\text{ K}$ -t kaptunk. A P_{ext} külső nyomást, és annak maximális értékét, P_{max} -ot szintén Nozawa és mtsai (1991, 4.2 fejezet, [10-13]-as egyenletek) nyomán becsültük. Ennek alapján $P_{\text{max}} = 1.9 \times 10^{-12} \text{ Nm}^{-2}$ és $P_{\text{ext}} = 3.4 \times 10^{-13} \text{ Nm}^{-2}$ -t kaptunk. Mint ahogyan az megmutatható, a stabilitásnak két feltétele van: (1) P_{ext} mindig kisebb mint P_{max} és (2) a mag effektív sugara, R , mindig nagyobb, mint egy rögzített teljes tömeg esetén a P_{max} -hoz tartozó ún. kritikus sugár, R_{min} . Ennek alapján a Kh 15 magja stabil egyensúlyban van, hiszen $\log(P_{\text{max}}/P_{\text{ext}}) = 0.74 > 0$, és $R > R_{\text{min}} = 0.16 \text{ pc}$.

2.5.3. A Kh 15 kapcsolata környezetével

Mint ahogyan azt a 2.4 fejezetben megmutattuk, a Kh 15 és a GIRL126+10 infravörös hurok távolsága hasonló a hibákon belül, figyelembe véve a hurok kb. 25 pc-es méretét is. A hurok távolsága ugyancsak kiváló egyezésben volt a L1333 sötét felhő távolságával. További ^{12}CO ($J=1-0$) mérések az infravörös hurok mentén hasonló sebességeket mutatnak (Tóth 1997, priv. com.). A ^{12}CO sebességek a Kh 19 (Khavtassi 1955) és a L1333 (l. 2.10 ábra) felhőkben, rendre 3.2 kms^{-1} illetve 3.0 kms^{-1} . Ebből arra lehet következtetni, hogy a Kh 19 és a L1333 felhő távolsága hasonló, kb. 200 pc. A GIRL126+10 jelű hurok létét ugyancsak megerősíti a semleges hidrogén mérések (Hartmann & Burton 1997) főkomponens analízise is (l. pl. Tóth és mtsai 1992). Ez a hurkot a legjellemzőbb struktúrájának mutatja a $1 \text{ kms}^{-1} \leq v_{\text{LSR}} \leq 5 \text{ kms}^{-1}$ sebességtartományban, és a 21 cm-es oszlopsűrűség jól korrelál az ISSA 100 μm -os intenzitással (Kiss et al. 2001, in prep.). Ráadásul a Kh 15 megnyúlt a GIRL126+10 hurok középpontjának irányában, ami egy múltban történt lehetséges kölcsönhatásra utal a hurok héja és a felhő között.

2.5.4. A Lokális Buborék fala?

A Wolf-diagrammok (2.4 táblázat, 2.4 ábra) egy közeli extinkciós réteg jelenlétét mutatják ($d \leq 150 \text{ pc}$), amely jelen van a legtöbb Schmidt-almezőben. Sfeir és mtsai (1999) a Lokális Buborék falának távolságát a NaID dublett vonalak ekvivalens szélessége alapján becsülték, és eszerint ebben az irány-



2.10. ábra. *HI 21 cm-es integrált intenzitás térkép a G126+10 infravörös hurok környezetéről; a sebességtartomány $1 \text{ km s}^{-1} \leq v_{\text{LSR}} \leq 5 \text{ km s}^{-1}$. A kontúrokat 130 K km s^{-1} -től 20 K km s^{-1} lépésekkel rajzoltuk.*

ban ez $\sim 130 \text{ pc}$ távolságban található $|b| \leq 10^\circ$ -ra. Ez összhangban van a mi távolságbecslésünkkel, ezért ezt az extinkciós réteget a Lokális Buborék falának tekinthetjük.

2.6. Összefoglalás

Optikai, rádió és távoli infravörös adatok alapján meghatároztuk a Kh15 sötét felhő távolságát, átlagos vizuális extinkcióját, por- és gáztömegét, valamint infravörös tulajdonságait. Mind a távoli infravörös adatok, mind a rádiómérések alapján három kondenzációt azonosítottuk a felhőmagban, amelyek együttesen mintegy harmadát teszik ki a mag tömegének. A molekuláris rádióemisszió, az optikai (B) extinkció, valamint a távoli infravörös emisszió eloszlásának összehasonlításából arra következtettünk, hogy a Kh15 sötét felhő, bár infravörös tulajdonságai alapján viszonylag alacsony sűrűségű cirrusz csomónak látszik, valójában nagyon jelentős mennyiségű molekuláris anyagot tartalmaz, és egyéb tulajdonságai ($W(^{13}\text{CO})/I_{100}$, A_B/I_{100}) is inkább a sűrű molekulafelhők tulajdonságaival egyeznek meg. A

felhő környezetének morfológiája arra enged következtetni, hogy a múltban a felhő kölcsönhatásban lehetett pl. lökéshullámfronttal, amely kialakíthatta a felhőben ma meglévő, a várttól eltérő fizikai állapotokat.

3. fejezet

Konfúziós zaj a távoli infravörös tartományban

3.1. Bevezetés

Az infravörös és különösen a távoli infravörös hullámhossz-tartományokban megfigyeléseket végző műholdaknak újfajta korláttal kellett szembe nézniük a 80-as, 90-es években. A műszerek fejlődése ugyanis lehetővé tette olyan érzékenység elérését, hogy az addig tipikusan a műszerek zaja által korlátozott érzékenységet felülmúlta az égi háttér ún. „konfúziós zaja”. Ez a határ természetesen minden hullámhosszon jelentkezik, de a távoli infravörös tartományokban – részben fizikai, részben mérés technikai okok miatt – a legnagyobb a relatív mértéke a detektálni kívánt jelek szintjéhez viszonyítva. A tipikus távoli infravörös mérések, a rádiómérésekhez hasonlóan, egy forrás és egy (vagy több) háttér mérésből állnak. Az égi konfúziós zaj tulajdonképpen nem más, mint a bizonytalanság egy forrás fluxusának meghatározásában, az ismeretlen nagyságú égi háttér miatt. Ezt az okozza, hogy a távoli infravörösben az égi háttér jelentős mértékben változhat, előrejelezhetetlen módon (zajszerűen), a forrás és a háttér (mérő- és referencia) pozíciók között. A konfúziós zaj egy végső határ az adott mérési rendszer számára. Ellentétben a műszer vagy fotonzajjal, amelyeknél a jel/zaj arány javítható az integrációs idő növelésével, a jel viszonya a konfúziós zajhoz állandó marad, végtelenül hosszú integráció esetén is.

A távoli infravörösben két fő összetevője van a konfúziós zajnak. Az egyik a cirrusz zaj, amelyet a Tejútrendszer szabálytalan alakú csillagközi felhőiben található por távoli infravörös sugárzása okoz (l. Bevezetés). A másik összetevő az extragalaktikus háttér fluktuációi, amelyek a látóirányban fekvő, felbontatlan galaxisok összeadódó fényéből származnak.

*Kiss Cs., Ábrahám P., Klaas U., Juvela M., Lemke D., 2001, *Astronomy and Astrophysics* 379, 1611

Helou & Beichman (1990, H&B), felhasználva Gautier és mtsai (1992) IRAS 100 μm -os méréseken alapuló eredményeit, egy praktikus formulát készített a galaktikus cirrusz által okozott konfúziós zaj becslésére, a 3.1 ábrán látható mérési konfigurációra, amelyben $\theta/D = 2$. Eszerint:

$$\frac{N_{\text{H\&B}}}{1 \text{ mJy}} = 0.3 \times \left(\frac{\lambda}{100 \mu\text{m}} \right)^{2.5} \times \left(\frac{D_t}{1 \text{ m}} \right)^{-2.5} \times \left(\frac{\langle B_\lambda \rangle}{1 \text{ MJysr}^{-1}} \right)^{1.5} \quad (3.1)$$

ahol λ a mérés hullámhossza, D_t a távcső tükrének átmérője és $\langle B_\lambda \rangle$ az égi terület átlagos felületi fényessége. A λ/D_t egy konstanstól eltekintve az ún. felbontási paraméter.

Mint ahogyan az jól látható, a konfúziós zaj két módon is függ a mérés hullámhosszától: egyrészt a felbontási paraméteren keresztül, másrészt az égi területre jellemző spektális energiaeloszlástól, amely fényesebb területeknél magasabb konfúziós zaj értéket okoz. Ezt a formulát gyakran használták az elmúlt időszakban távoli infravörös űrtávcsövek méréseinek tervezéséhez (ISO, SIRTf), abban az esetben is, amikor a mérési konfigurációk eltérőek voltak az itt megvizsgálttól.

Az ISO műhold észlelései lehetővé tették a $\lambda > 100 \mu\text{m}$ -es hullámhosszak észlelését is. Herbstmeier és mtsai (1998) az ISO műhold ISOPHOT műszerével néhány területen az IRAS-nál hosszabb hullámhosszakon is megvizsgálták a konfúziós zajt, de a kicsiny minta (összesen 4 mező) nem tette lehetővé a részletesebb vizsgálatokat.

Mindezidáig nem történt olyan vizsgálat, amely igazolta vagy cáfolta volna a H&B formula megbízhatóságát az IRAS-étől különböző, elsősorban hosszabb hullámhosszakon, és a Gautier és mtsai (1992) által vizsgáltnál szélesebb felületi fényesség tartományban, különös tekintettel a halvány területekre, ahol az extragalaktikus háttér fluktuációinak felbukkanása várható.

Munkánk egyik célja tehát az volt, hogy az ISOPHOT eredményei alapján becslést adjunk a konfúziós zajra a $\lambda > 100 \mu\text{m}$ -es hullámhosszakon és az általánosan használttól eltérő szeparációkra. Ezeket az eredményeket összehasonlítottuk a H&B formula által adott becsléssel, részben annak érdekében, hogy teszteljük a formula használhatóságát, részben pedig, hogy teszteljük a formula „paramétereit”, pl. a felbontási paramétertől való függés hatványkitevőjét. A konfúziós zaj analízise lehetőséget teremtett arra is, hogy a fényességtől való függés révén szeparáljuk a konfúziós zaj egyes komponenseit, legfőképpen a cirrusz emissziót és az extragalaktikus háttér fluktuációit.

3.2. Kis skálájú struktúrák tanulmányozásának módszerei

A kis skálájú struktúrák, és így az égi konfúziós zaj, tanulmányozását Gautier és mtsai (1992) módszerét követve végezhetjük. A konfúziós zaj kiszámításához először a távcső műszerfüggvényével konvolvált égi háttérintenzitás ún. másodrendű struktúra-függvényét kell meghatároznunk, amelynek definíciója:

$$S(\theta) = \langle |F(x - \theta) - F(x)|^2 \rangle_x \quad (3.2)$$

ahol $F(x)$ egy égi mérés intenzitása az x koordinátájú pozícióban, θ két mérési pozíció közötti távolság, és az átlagolást az x koordináták szerint végezzük. Ennek a mennyiségnek a négyzetgyöke ugyanakkor nem más, mint a konfúziós zaj által okozott átlagos hiba, amikor egy magányos referencia-apertúrát használunk θ távolságban az égi háttér levonására. A mért $F(x)$ fluxus valójában az $f(x)$ valódi égi fluxus, az $A(x)$ apertúra-érzékenységi függvény és a $T(x)$ pontforrás elhajlási kép függvény konvolúciója, azaz: $F(x) = f(x) * A(x) * T(x)$, ahol a „ $*$ ” művelet a konvolúciót jelöli. Emiatt az $F(x)$ függvény Fourier-transzformáltja $\bar{F}(s)$ a következőképpen írható: $\bar{F}(s) = \bar{f}(s)\bar{A}(s)\bar{T}(s)$, ahol $\bar{f}(s)$, $\bar{A}(s)$ és $\bar{T}(s)$ rendre az $f(x)$, $A(x)$ és $T(x)$ függvények Fourier-transzformáltjai.

Az egydimenziós esetben $S(\theta)$ a következőképpen írható:

$$S(\theta) = \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} \Pi\left(\frac{x}{\tau}\right) \cdot |F(x - \theta) - F(x)|^2 dx \quad (3.3)$$

ahol azt a τ intervallumot, amelyen belül a tényleges átlagolást el kell végezni, a Π függvény segítségével vettük figyelembe, amelynek definíciója:

$$\Pi\left(\frac{x}{\tau}\right) = 1; \text{ ha } |x| < \tau/2 \quad 0; \text{ ha } |x| \geq \tau/2 \quad (3.4)$$

Mint az könnyen látható a 3.3 egyenlet a következő alakban írható a Parseval-tétel alkalmazásával (l. pl. Bronstein & Szemengyajev 1987):

$$S(\theta) = \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} \tau \text{sinc}(s\tau) * |e^{-2\pi i\theta s - 1}|^2 |\bar{F}(s)|^2 ds \quad (3.5)$$

ahol $\text{sinc}(y) = \sin(y)/y$, \bar{F} pedig F Fourier transzformáltja és „ s ” az x -nek megfelelő térfrekvencia a Fourier-térben. Abban az esetben, ha $\bar{F}(s)$ -ben nincsenek gyors változások (amit ezentúl Gautier és mtsai 1992 nyomán feltételezünk) a $\tau \text{sinc}(s\tau)$ -val történő konvolúció elhanyagolható olyan esetekben, amikor az átlagoláshoz használt térrész megfelelően nagy méretű, ugyanis:

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} \tau \text{sinc}(s\tau) = \delta(s) \quad (3.6)$$

Ennek felhasználásával:

$$S(\theta) = \frac{2}{\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} |\bar{f}(s)|^2 |\bar{A}(s)|^2 |\bar{T}(s)|^2 [1 - \cos(2\pi\theta s)] ds \quad (3.7)$$

Ezzel analóg kifejezéshez juthatunk a kétdimenziós esetben, valamint a vizsgálatainknál alkalmazott két referencia apertúra esetén is (részletesen l. Gautier és mtsai 1992).

Gautier és mtsai (1992) az IRAS adatok feldolgozása során azt találták, hogy a képek teljesítményspektruma minden esetben jól közelíthető egy hatványfüggvénnyel azokon a térfrekvenciákon, ahol a megfigyelt teljesítményspektrum meghaladja a zajt:

$$P(\sigma) = P_0 \cdot \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^\alpha \quad (3.8)$$

ahol σ a térfrekvencia, σ_0 pedig az a referencia-térfrekvencia, ahol P_0 -t származtatjuk a teljesítményspektrumból. A 3.7 egyenlet integrálásához azzal a feltevéssel élünk, hogy a távcső pontforrás-elhajlási függvénye leírható az Airy-függvénnyel, azaz:

$$T(r) = \frac{4}{\pi} \left(\frac{D_t}{\lambda}\right)^2 \left[J_1\left(\pi \frac{D_t}{\lambda} r\right) / 2 \frac{D_t}{\lambda} r \right]^2 \quad (3.9)$$

ahol J_1 az elsőrendű Bessel-függvény, D_t az objektív átmérője, és λ a mérés hullámhossza. Ezen kifejezés Fourier-transzformáltja:

$$\bar{T}(\rho) = \frac{2}{\pi} \left[\cos^{-1}\left(\frac{\rho}{\frac{D_t}{\lambda}}\right) - \frac{\rho}{\frac{D_t}{\lambda}} \left(1 - \frac{\rho^2}{\left(\frac{D_t}{\lambda}\right)^2}\right)^{\frac{1}{2}} \right] \times \Pi\left(\frac{\rho}{2\frac{D_t}{\lambda}}\right) \quad (3.10)$$

Az apertúra érzékenységi függvény és annak Fourier-transzformáltja:

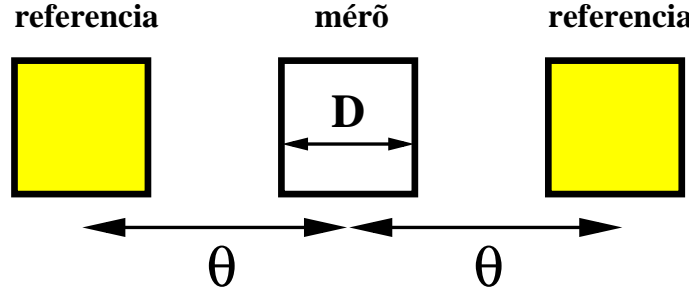
$$A(r) = \Pi\left(\frac{r}{d}\right) \quad ; \quad \bar{A}(\rho) = d^2 \frac{J_1(\pi d \rho)}{2d\rho} \quad (3.11)$$

Feltéve, hogy a Fourier-teljesítményspektrum leírható egy hatványfüggvénnyel (3.8 egyenlet), $f(x)$ Fourier-transzformáltja $\bar{f}(\rho)$ a következő kifejezéssel helyettesíthető a 3.7 egyenlet integráljában:

$$\frac{|\bar{f}(\rho)|^2}{a} = P_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) \quad (3.12)$$

Az integrálást elvégezve a következő alakú kifejezésre jutunk:

$$N = E_0 \times \left(\frac{d}{d_0}\right)^{1-\frac{\alpha}{2}} \quad (3.13)$$



3.1. ábra. A konfúziós zaj meghatározásához használt mérési konfiguráció. D a pixel átmérője, θ a pixelek középpontjai közötti távolság.

ahol az E_0 paraméter az α spektrálindeks, a (λ/D_t) , valamint a (d/θ) arányok függvénye. Minthogy a teljesítményspektrumot a 3.8 egyenlettel irtuk le, a konfúziós zaj arányos lesz a következő kifejezéssel:

$$N \propto \left(\frac{d}{d_0}\right)^{1-\frac{\alpha}{2}} P_0^{\frac{\alpha}{2}} \quad (3.14)$$

A másodrendű struktúrafüggvény (3.2 egyenlet) helyett mi ezen függvény, egy a mérési konfigurációnak megfelelő „rokonát”, valamint felületi fénysűrűségeket használunk fluxusok helyett:

$$S(\theta) = \langle |B(x) - \frac{B(x-\theta) + B(x+\theta)}{2}|^2 \rangle_{\bar{x}} \quad (3.15)$$

Ebben az esetben a konfúziós zaj a következőképpen számolható:

$$N(\theta) = \sqrt{S(\theta)} \times \Omega \quad (3.16)$$

ahol Ω a mérő apertúra térszöge.

A konfúziós zaj, mint ahogyan azt az előbbiekben láttuk, függ a Fourier-teljesítményspektrum spektrálindeksétől, α -tól. Gautier és mtsai (1992) cirrusz mezők IRAS 100 μm -es térképeit vizsgálva azt találták, hogy az általuk vizsgált mezőkre (North polar cloud, Ursa Maior, stb.) átlagosan $\alpha \approx -3$. Habár már a cikkben említett értékek is néhol számottevően eltérnek ettől, még egyes mezőkön belül is, ezt az értéket a későbbiekben sokan felhasználták, mint a galaktikus cirrusz emisszió egyik fontos jellemzőjét. A galaktikus cirrus spektrálindeksének – ha lehet egyáltalán egy jól meghatározott értékről beszélni – fontos szerepe van az extragalaktikus háttér távoli infravörös fluktuációinak meghatározásában is, hiszen az egyik legfontosabb módszer éppen a galaktikus cirrusz és az extragalaktikus háttér spektrálindeksének különbözőségén alapul (Guiderdoni és mtsai 1997, Lagache & Puget 2000). A nem állandó spektrálindeks kérdésével a 4. fejezetben foglalkozunk.

3.3. Megfigyelések és adatfeldolgozás

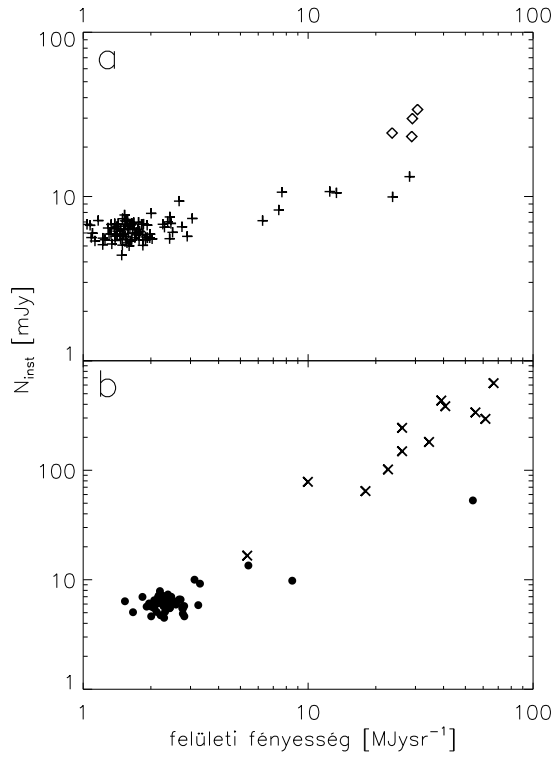
3.3.1. Az ISOPHOT térképek kiválasztása

Az ISOPHOT Archívumból (Kessler és mtsai 2000) összesen 175 térképet választottunk ki. A kiválasztás szempontja az volt, hogy a térképeknek nagyobbaknak kellett lenniük, mint 5×5 raszter-pozíció, ami kb. $8' \times 8'$ méretnek felel meg az ISO/ISOPHOT fotopolariméter (Kessler és mtsai 1996, Lemke és mtsai 1996) C100 (3×3 pixel, $46''$ pixelméret) és C200 (2×2 pixel, $92''$ pixelméret) kamerái esetében. Minden térkép a P22 raszter-mérési módban készült (Laureijs és mtsai 2000). Néhány térkép teljes átfedéssel készült, azaz ezen térkép minden pontját minden egyes detektor pixel észlelte egyszer. A végső térképek az egyes raszter-pozíciókon készített egyes képekből állnak össze. Kizártuk az olyan térképeket, amelyekben szembetűnő szerkezetek látszóttak (pl. felbontott csillag, galaxis, planetáris köd). A térképek közül 94 a C1_90-es, 4 a C1_100-as, 65 a C2_170-es és 12 a C2_200-as szűrőkkel készült. A térképek az égi felületi fényességek széles sávját ölelik fel, kb. a $1 - 100 \text{ MJysr}^{-1}$ tartományt.

3.3.2. Adatfeldolgozás

Az adatfeldolgozást a PIA (ISOPHOT Interactive Analysis Software) szoftver 8.2-es változatával végeztük (Gabriel és mtsai 1997) a standard batch-mode beállítással. Annak érdekében, hogy viszonylag „sima” végső térképeket kapjunk, flat-field-et kellett alkalmazni a térképekre, ami korrigálja a különbségeket a detektor pixeleinek érzékenysége között. Mi a „First Quartile Normalization” módszert használtuk, ami az egyes pixeleken mért fényességértékek eloszlásának első negyedét használja normalizálásra.

Ezek a flat-field-ezett térképek még tartalmazzák az állatövi fényt. Az állatövi fény levonásához a COBE/DIRBE mérésekből készített ún. heti térképeket, illetve a COBE/DIBE állatövi fény modelljét használtuk (Hauser és mtsai 1998, Kelsall és mtsai 1998), amelyek segítségével kiszámítottuk az állatövi fény emisszió és a teljes emisszió hányadosát a DIRBE hullámhosszokon. Ezen hányados kiszámítása előtt színkorrigáltuk az állatövi fény komponensét egy 270 K-es fekete test spektrális energiaeloszlást, valamint a teljes emissziót is, egy módosított fekete testet feltételezve. Ez utóbbi esetben ν^2 emisszivitást és 20 K hőmérsékletet használtunk. Az ISOPHOT hullámhosszokra érvényes arányt a színkorrigált (monokromatikus) fluxusok közötti interpolációval kaptuk, itt is a cirruszra jellemző fentebb említett spektrális energiaeloszlást használva (Héraudeau és mtsai 2001). Mivel az állatövi fény eloszlása a térképek skáláján simának tekinthető kis skálájú változások nélkül (Ábrahám és mtsai 1997), egy átlagos, konstans, az adott égi területen az állatövi fénynek megfelelő felületi fényességet vontunk ki minden



3.2. ábra. Az ISOPHOT térképeken mért műszerzaj értékek a felületi fényesség függvényében. Átfedésemes térképek esetében a flat-field zajt, egyéb esetekben a felskálázott PIA-zajt tüntettük fel. Az átlagos együttható a PIA- és a flat-field zaj között 1.35 a C_100-as, 1.65 a C_200-as detektor esetében. (a) C_100-as detektor, C1_90 ("plusz" jelek) és C1_100 (négyzetek) szűrők; (b) C2_200 detektor, C2_170 (fekete pöttyök) és C2_200 (keresztek) szűrők.

térképből. A további analízishez ezeket a térképeket használtuk.

Ahhoz, hogy a cirrusz emisszióhoz tartozó konfúziós zajt vizsgálhassuk, a térképeket korrigálni kellene az extragalaktikus háttér abszolút értékére is. Ezt Hauser és mtsai (1998) és Schlegel és mtsai (1998) kb. 1 MJysr^{-1} -nek becsülték a COBE/DIRBE mérések alapján, és nagyjából konstansnak találták a $100\text{--}240 \mu\text{m}$ -es tartományban. A pontos érték azonban nem ismert, ezért ezt a korrekciót nem végeztük el. Ennek hiánya nem befolyásolja a 3.4 fejezetben bemutatásra kerülő formulák alkalmazhatóságát, amelyek az égi konfúziós zajt becslik az adott hullámhosszokon. A nem nulla extragalaktikus háttér további hatásait a 3.5.2 fejezetben fogjuk vizsgálni.

A térképekből a struktúra zajt a 3.16 egyenletnek megfelelően számítottuk ki. Az itt alkalmazott térszögek az egyes detektor pixelek effektív térszögei (l. Laureijs és mtsai 2000 és 3.1 táblázat).

3.3.3. Műszerzaj

A műszerzaj minél pontosabb megállapítása rendkívül fontos az égi konfúziós zaj kiszámításához. A műszerzajba, az alapvető zajkomponenseken kívül, mint pl. a kiolvasási zaj vagy a sötét áram változása, beleértjük a végső térképek készítése során fellépő bizonytalanságokat, ami elsősorban a flat-field alkalmazása miatt lép fel. Herbstmeier és mtsai (1998) nyomán

feltesszük, hogy az égi fényesség-fluktuáció (konfúziós zaj) és a műszerzaj statisztikusan függetlenek. Ebben az esetben a mért struktúra zaj:

$$N_{\text{str}}^2 \leq N^2 + 2 \cdot N_m^2 \quad (3.17)$$

Ahol N_{str} a mért struktúra zaj, N a valódi égi konfúziós zaj, N_m pedig a műszerzaj.

A műszerzaj becslésére többféle módszer létezik. Az alapvető különbség ezek között az időskála, amelyre a becslés vonatkozik. Mi a következő négy módszert használtuk és hasonlítottuk össze:

- **Rámpa-zaj:** Minden ISOPHOT mérés az egyes raszter-pozíciókon végzett egyedi integrálásokból áll. Az adott raszter-pozíció adott pixelen mért ún. nem-romboló kiolvasások (non-destructive read-outs, l. F.1. függelék) felépítenek egy integrációs rámpát (l. F.1 függelék), amelynek a meredeksége szolgáltatja az ehhez az integrációhoz tartozó jelet. Minden mérésből készítettünk két térképet, úgy, hogy az egyiknél csak a páratlan, a másikonál csak a páros sorszámú rámpákat vettük figyelembe. Ez a típusú műszerzaj a két térkép közötti átlagos különbségből számolható. Ez a becslés a detektor stabilitását a másodperces időskálán vizsgálja, minthogy ez a tipikus időkülönbség az egyes rámpák között.
- **PIA-zaj:** A PIA szoftver minden egyes raszter-pozícióhoz tartozó jelhez szolgáltat egy bizonytalansági becslést, ami szintén műszerzajként interpretálható. Ez a becslés a véletlenszerű hibatagok terjedését veszi figyelembe, (1) az integrációs rámpákra történő egyenes illesztésben, illetve (2) a raszter-pozíciókénti egyedi jelek átlagolásában. Az időskála itt az egyes raszter-pozíciók közötti időkülönbség, ami tipikusan a perc nagyságrendjébe esik.
- **Flat-field-zaj:** Abban az esetben, amikor lehetséges volt (teljes átfedéssel készült térképek esetében), kiszámítottuk a flat-felvezésből származó hibákat is. Ebben az esetben minden egyes detektor-pixel önállóan használva egy térképet készítettünk, és korrigáltuk a megfelelő flat-field együtthatóval. Minthogy ezek az együtthatók ugyanazok a teljes térképen, ez a műszerzaj-becslés tartalmazza a hosszabb időskálájú változásokat is a detektor viselkedésében. Ezért ezen zaj időskálája a teljes térkép elkészítésének időskálája, ami tipikusan az óra nagyságrendjébe esik. Minthogy a detektor tranziensek viselkedése függ a megvilágítás erősségétől, a flat-field-zaj szintén függhet a térkép fényességétől.
- **Ismétlési zaj:** Abban az esetben, amikor ugyanazt az égi területet többször is megfigyelték egymás után, lehetőség van arra, hogy a külön-

böző időpontokban készült térképek közötti különbségből megbecsülhessük a műszerzaj értékét. Az időskála itt az egyes mérések időpontjai között eltelt idő.

A rámpa-zaj és a PIA-zaj minden térképre kiszámítható, de a flat-field zaj csak teljes átfedéssel készült térképekre, az ismétlési zajt pedig csak egy bizonyos égi területre származtattuk (Marano 1 mező), amely 4 almezőből áll, és mind a négy almezőt négyszer észlelték. A különböző zajbecslések összehasonlítása azt mutatta, hogy a rámpa-zaj szolgáltatja a legalacsonyabb zajértékeket, amelyek tipikusan egy 2-es faktoriall kisebbek voltak, mint a PIA-zaj értékek. A flat-field zaj magasabbnak bizonyult, mint a PIA-zaj, és az ismétlési zaj kb. megegyezett a flat-field zajjal. A struktúra zaj kiszámítása során (3.15, 3.16 egyenletek) a mérő- és referencia-pozíciók olyan távolságban vannak egymástól, hogy a közöttük eltelt idő tipikusan néhány perc. Ezért a korrekt műszerzajnak a PIA-zaj és a flat-field zaj közé kellene esnie. A biztonság kedvéért a flat-field zajt választottuk műszerzajnak, bár ez kétségtelenül egy konzervatív becslés, ami a végső konfúziós zaj értékek kis mértékű alábecslését okozhatja. Kiszámítottuk a PIA- és a flat-field zaj átlagos arányát azokban az esetekben, amikor mindkét zajbecslés elvégezhető volt. Az átlagos arány 1.35-nek adódott a C100, illetve 1.65-nek a C200 detektor esetében. Ezeket az arányokat használtuk fel a műszerzaj PIA-zajból történő becslésére azokban az esetekben, amikor csak a PIA-zaj volt elérhető.

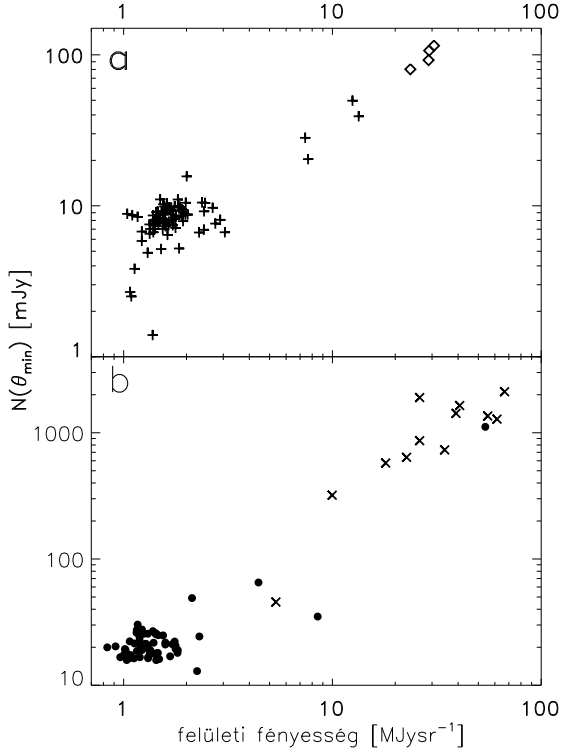
Az általunk talált műszerzaj-értékek egy 2-es faktoriall magasabbak, mint Lagache és mtsai (2000) értékei. Ez a különbség megmagyarázható azzal, hogy az utóbbi esetben 4 térkép összeadásával éppen ezzel a 2-es faktoriall csökkenthető a zaj.

A műszerzaj struktúra zajból történő kivonására a 3.17 egyenletet (egyenlőtlenséget) használhatjuk, amelyben Herbstmeier és mtsai (1998) nyomán egyenlőséget tételeztünk fel. Annak érdekében, hogy megvizsgálhassuk ennek a feltételezésnek a helyességét négy, ugyanarról az égi területről a C2_170-es szűrővel készített képet használtunk fel. Ezekben a térképeken a konfúziós zaj értékeknek meg kell egyezniük, és csak a műszerzaj lehet különböző. Egyenlőséget feltételezve azt találtuk, hogy a konfúziós zaj értékek megegyeztek minden térképen, minden szeparációra, ami megerősíti a feltevés helyességét.

3.4. Eredmények

3.4.1. Konfúziós zaj a felbontási határon

A 3.3 ábrán láthatóak a felbontási határon ($\theta = \theta_{\min} = 2D_t$) mért konfúziós zaj értékek (a műszerzaj levonása után, l. 3.3.3 fejezet) az állatövi fény levont felületi fényességek függvényében. Minden egyes szűrőhöz tartozó értékekre a következő függvényt illesztettük, követe a H&B formula



3.3. ábra. Konfúziós zaj a felbontási határon (θ_{\min}) a terület átlagos felületi fényességének függvényében. (a) ISOPHOT C_100 detektor, C1_90 és C1_100 szűrők, (b) C_200 detektor, C2_170 és C2_200 szűrők. A jelölések megegyeznek a 3.2 ábrán láthatóval.

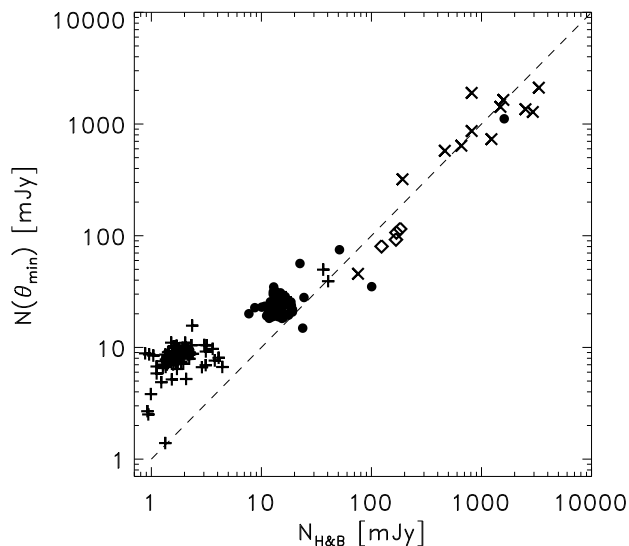
logikáját, ugyanakkor megengedve egy C_0 konstans tagot is:

$$\frac{N(\theta_{\min})}{1 \text{ mJy}} = C_0 + C_1 \times \left(\frac{\langle B_\lambda \rangle}{1 \text{ MJysr}^{-1}} \right)^\eta \quad (3.18)$$

szűrő	C1_90	C1_100	C2_170	C2_200
C_0	7.1 ± 1.9	–	11.2 ± 2.5	–
C_1	0.7 ± 0.3	0.6 ± 0.1	3.0 ± 0.3	4.4 ± 0.2
η	1.55 ± 0.12	1.53 ± 0.28	1.47 ± 0.11	1.56 ± 0.19
θ_{\min}	$92''$	$92''$	$184''$	$184''$
Ω (10^{-7} sr)	0.6469	0.7030	2.6438	2.8120

3.1. táblázat. A 3.17 egyenlet alapján a mért égi konfúziós zajértékekből meghatározott paraméterek a négy vizsgált ISOPHOT szűrő esetében, a θ_{\min} feloldási határon. A C_0 , C_1 és η paraméterek mellett a táblázat tartalmazza a megfelelő szűrőre vonatkozó feloldási határ θ_{\min} és az effektív térszög Ω értékét is. A C1_100 és a C2_200 szűrők esetében a halvány mezők hiánya miatt nem volt lehetséges az ezen szűrőkhöz tartozó C_0 paraméterek meghatározása.

A C1_100 és C2_200 szűrők esetében nem volt lehetséges a megfelelő C_0 paraméterek meghatározása a halvány területek hiánya miatt. A C_0 , C_1



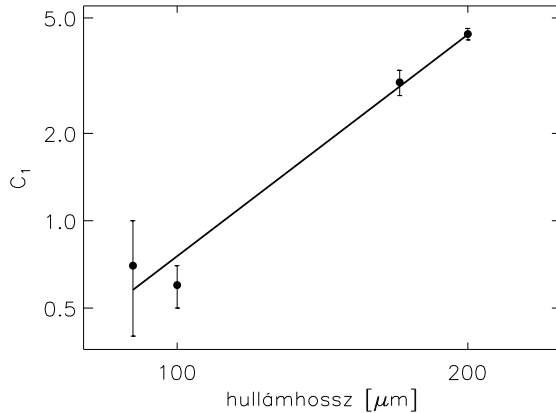
3.4. ábra. A felbontási határon mért konfúziós zaj értékek összehasonlítása a Helou & Beichman (1990) formula által jóslt értékekkel. A jelölések megegyeznek a 3.2 ábrán láthatóval.

és η paraméterek a 3.1 táblázatban találhatóak, minden egyes szűrőre. A 3.18 egyenlet segítségével megbecsülhető az itt használt ISOPHOT szűrők esetében a konfúziós zaj értéke az ég adott fényességű területén. A $170\ \mu\text{m}$ -en mért konfúziós zaj értékek jó egyezésben vannak a Dole és mtsai (2001) által talált $45\ \text{mJy}$ -vel a FIRBACK területeken, figyelembe véve, hogy a fentebb említett érték pontforrás konfúziós zaj határ, ami a mi becsléseinktől a központi detektor-pixelre eső pontforrás elhajlási függvény hányadban tér el a mi értékünktől, és így egy kettes faktorial magasabb.

3.4.2. Összehasonlítás a H&B formulával

A 3.4 ábrán összehasonlítottuk az általunk számított konfúziós zaj értékeket a H&B formula által jóslttal. A galaktikus cirrusz esetében tipikus felületi fényességekre ($5\text{--}30\ \text{MJysr}^{-1}$) a H&B formula egy kettes faktoron belüli pontossággal jóslja meg konfúziós zajt. Ez a kettes faktor nem magyarázható mérési bizonytalanságokkal, hanem azt valószínűleg a mezők fizikai tulajdonságai közötti különbségek okozhatják (l. 4. fejezet). Úgy tűnik a legfényesebb mezőkre a H&B formula szisztematikusan túlbecsüli a konfúziós zajt. Ezek a területek már molekulafelhőket is tartalmaznak, amelynek a cirrusztól eltérő térbeli szerkezete, így a cirrusztól különböző teljesítmény spektruma lehet. Az ábra szintén jelentős eltérést mutat alacsony felületi fényességeknél, amely különbség jól jellemezhető egy konstans tag bevezetésével. Az alacsony fényességű eltérések valószínű magyarázatát a 3.5.2 fejezetben tárgyaljuk.

Habár a H&B formula viszonylag jó jóslatokat ad abban a cirrusz mezőkre tipikus fényesség-tartományban amelyre készítették ($5\text{--}30\ \text{MJysr}^{-1}$), a formula együtthatói, különösen a három exponens, részben az IRAS $100\ \mu\text{m}$ -



3.5. ábra. A C_1 együtt-hatók hullámhosszfüggése a 3.1 táblázat alapján (mindkét tengely skálája logaritmikus).

es adatokon, részben elméleti megfontolásokon alapulnak. Adataink azonban lehetővé teszik, hogy első ízben tesztelhesük ezeknek a feltevéseknek a helyességét.

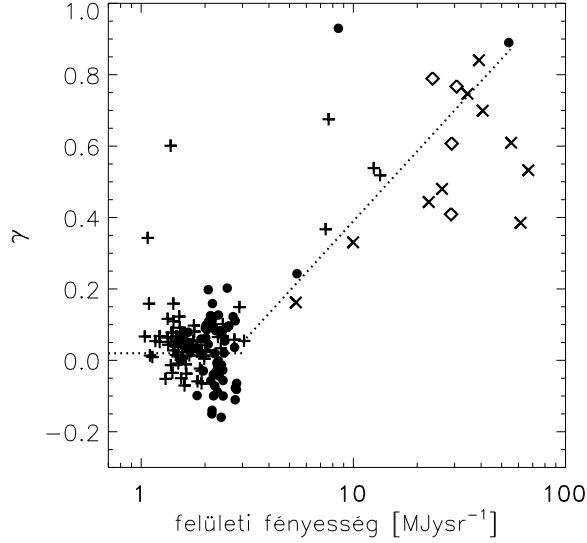
A H&B formula szerint a konfúziós zaj felületi fényességtől való függését egy 1.5-es exponens írja le (3.1 egyenlet). Az általunk használt 3.18 formulában ennek az η exponens felel meg. Mint ahogyan az a 3.1 táblázatban jól látható, a megfigyelt η exponensek minden hullámhosszon igen közel vannak a H&B által jósolt 1.5-es értékhez, és ugyancsak megerősítik az exponens hullámhossz-függetlenségét.

A következő lépésben ellenőriztük a konfúziós zaj λ/D_t felbontási paramétertől való függését, amelytől a konfúziós zaj egy 2.5-es exponensen keresztül függ a H&B formulában (3.1 egyenlet). Mivel a távcső tükrének átmérője (D_t) állandó a hullámhossztól függetlenül, a 3.5 ábrán a hullámhossz függvényében tüntettük fel a 3.1 táblázatban szereplő C_1 együtt-hatókat. Az ábra megerősíti a hatványfüggvény feltételezést, és az illesztés egy 2.53 ± 0.31 -es exponenst ad, ami kiváló egyezésben van a H&B formulában szereplő értékkel.

A konfúziós zaj távcsőtükör-átmérőtől való függését nem tudtuk ellenőrizni, hiszen az természetesen ugyanaz az ISOPHOT összes szűrőkonfigurációjára, és megegyezik az IRAS műhold tükörátmérőjével is. Eredményeink első alkalommal bizonyították a H&B formula paramétereinek alkalmazhatóságát valódi megfigyelések segítségével.

3.4.3. Konfúziós zaj nagyobb szeparációknál

A H&B formula csak a θ_{\min} felbontási (Nyquist) határon szolgáltat információt a konfúziós zaj várható értékéről. Sok alkalmazásban azonban a szeparáció ettől különböző is lehet. A legtöbb ISOPHOT mérésben a megfigyelőnek meg volt a szabadsága a szeparáció megválasztásában, egészen $3'$ távolságig (Laureijs és mtsai 2000). Eddig azonban az égi konfúziós zaj tulajdonságait nem vizsgálták a felbontási határtól különböző szeparációk esetében.



3.6. ábra. Az egyes térképekre a $N(q \cdot \theta_{\min}) = N(\theta_{\min}) \times q^\gamma$ összefüggés alapján származtatott γ paraméterek négy ISOPHOT szűrő esetében a mezők átlagos felületi fényességének függvényében. A jelölések megegyeznek a 3.2 ábrán láthatóval.

Mint ahogyan azt a 3.1 fejezetben említettük, az égi konfúziós zaj érzékeny a sugárzást kibocsátó anyag domináns komponensének térbeli eloszlására (galaktikus cirrusz vagy extragalaktikus háttér). A térképeinken megvizsgáltuk, hogy magasabb szeparációk esetében hogyan viselkedik a konfúziós zaj. Azt találtuk, hogy a konfúziós zaj függése a mérő- és referencia apertúrák közötti szeparációtól leírható egy egyszerű hatványfüggvénnyel:

$$N(q \cdot \theta_{\min}) = N(\theta_{\min}) \times q^\gamma \quad (3.19)$$

ahol $N(\theta_{\min})$ a konfúziós zaj a szeparációs határon, és $q = 1, 1\frac{1}{2}, \dots, 3\frac{1}{2}$ és γ konstans egy adott térképre. Minden térképhez illesztettünk egy γ értéket. Az eredmények a 3.6 ábrán láthatók, ahol feltüntettük a γ paramétereket a térképek felületi fényességének függvényében. Az ábra azt mutatja, hogy a γ -knak nincsen egyértelmű hullámhossz-függésük, és γ leginkább csak a felületi fényességtől függ. Alacsony felületi fényességekre γ közel nulla, és gyorsan nő az értéke az emelkedő felületi fényességgel. Az ábra alapján γ viselkedése közelítőleg leírható a következő formulával:

$$\gamma = \begin{cases} 0.02 & \text{ha } \langle B \rangle \leq 3 \text{ MJysr}^{-1} \\ 0.65 \times \log_{10} \langle B \rangle - 0.26 & \text{ha } \langle B \rangle > 3 \text{ MJysr}^{-1} \end{cases} \quad (3.20)$$

A 3.19 és a 3.20 egyenletek a 3.1 egyenlettel kiegészítve egy praktikus formulát adnak a konfúziós zaj becslésére az ISOPHOT (és egyéb infravörös űrtávcsövek) mérési konfigurációjának széles skálája esetében.

3.5. Következtetések

3.5.1. A γ paraméter változásai

Mint ahogyan azt a 3.4.3 fejezetben említettük és amint az a 3.6 ábrán látható γ értéke nulla körül van alacsony felületi fényességek esetében. Ez azt mutatja, hogy ebben a fényességtartományban lévő területeken a zaj tulajdonságai eltérnek a galaktikus cirrusz fraktálszerkezetétől elvárttól (Ackermann és mtsai 1992). $\gamma \approx 0$ tipikus egy Poisson-eloszlás esetében. A fényesebb területeken előforduló magasabb γ értékek az erősödő cirrusz-szerkezetet jelzik. Az általános trend ellenére a γ értékek szórása nagy magasabb felületi fényességeknél, és van néhány $90 \mu\text{m}$ -en mért terület, amelyek esetében magas γ értékek fordulnak elő viszonylag alacsony felületi fényességnél. Ezek a különbségek nem magyarázhatók mérési bizonytalanságokkal, hanem inkább a mezők közötti fizikai tulajdonságokban meglévő különbségeket tükrözhetik. A γ paraméter ugyanakkor függ a Fourier teljesítményspektrum spektrálindexétől (Gautier és mtsai 1992). A fizikai tulajdonságokban jelentkező különbségek a kémiai- vagy porösszetétel, a térbeli szerkezet, valamint a gázpor, vagy a semleges-molekuláris gáz arányainak különbségéből származhatnak. A fizikai tulajdonságokban jelentkező különbségek egyik lehetséges magyarázatát a 4. fejezetben adjuk meg.

3.5.2. Az extragalaktikus háttér fluktuációi

A 3.4.1 fejezetben úgy illesztettük az égi konfúziós zaj értékét, hogy megengedtünk egy konstans tagot is a 3.18 egyenletben. A 90 és $170 \mu\text{m}$ -es hullámhosszakon erre a konstansra egy pozitív számot kaptunk, amelyet a $3-4\sigma$ szignifikancia-szinten sikerült meghatároznunk. Feltéve, hogy a galaktikus cirrusz konfúziós zajának tulajdonságai követik a fényesebb területekre meghatározott hatványfüggvény-tulajdonságot, a konstans tagokra kapott pozitív értékek ekkor nem tulajdoníthatók a galaktikus cirrusznak. Hasonlóan, mint ahogyan azt a 3.4.3 fejezetben láttuk, a konfúziós zaj térbeli eloszlása alacsony felületi fényességeken ($< 3 \text{ MJys}^{-1}$) különbözik attól, mint amit a cirrusz emisszióra várunk. Ezek alapján kijelenthetjük, hogy az égbolt távoli infravörösben leghalványabb területein *nem* a galaktikus cirrusz emissziója a domináns komponens. Az alacsony felületi fényességű területeken mérhető domináns zajkomponens legvalószínűbb eredete, mint ahogyan azt a mező felületi fényességétől való függetlensége és Poisson-szerű eloszlása is sejteti, az extragalaktikus háttér fluktuációi.

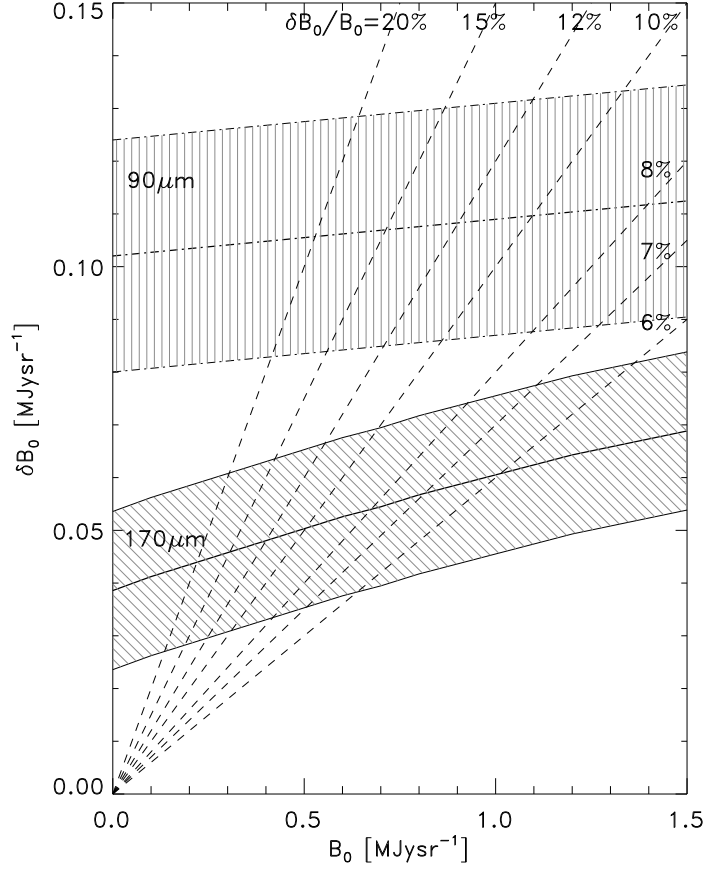
Abban az esetben, ha ez az interpretáció helyes, a 3.18 formula egy új módszert kínál az extragalaktikus háttér fluktuációinak meghatározására. A módszer új vonása, hogy ellentétben az eddigi módszerekkel, amelyek a komponenseket a Fourier-térben próbálták elkülöníteni egymástól, ez a mód-

szer a felületi fényességtől való függést (illetve függetlenséget) használja fel, felhasználva az azonos adatbázisban meglévő fényesebb területeket, mint a cirrusz komponens kalibrátor-mezőit. A módszer egyik előnye, hogy a legnagyobb ISOPHOT adatbázist használja, ami ilyen célra igénybe vehető, így az eredmények nem érzékenyek az egyes mezők jellemzőire, és az esetleges egyedi hibákra. Ez a módszer $90\mu\text{m}$ -en is képes becslést adni az extragalaktikus háttér fluktuációjának értékére, amiről eddig csak keveset lehetett tudni az egyéb módszerek alapján. Másrésztől azonban a módszer egyik hátránya, hogy bármilyen bizonytalanság a cirrusz komponens felületi fényességének kalibrációjában bizonytalanságot jelenthet a fluktuációk értékében is. Egy ilyen bizonytalanság lehet az extragalaktikus háttér abszolút értékére történő korrekció. A műszer kalibrációjának pontatlanságai szintén befolyásolhatják a fotometriai nullpont értékét.

A 3.4 fejezetben a C_0 együtthatók értékére 6.6 ± 1.9 és 10.2 ± 2.5 mJy-t kaptunk 90 illetve $170\mu\text{m}$ -en. Ebben az esetben azonban a felületi fényességek még tartalmazták a kozmikus távoli infravörös háttér (KTIH) fényességét. Ennek ismeretében, kivonva a megfelelő konstans a felületi fényességekből, meg tudnánk határozni a KTIH fluktuációinak amplitúdóját (C_0) egy újbóli illesztéssel. Minthogy az általunk vizsgált hullámhosszakon (90 és $170\mu\text{m}$) a KTIH értéke nem pontosan ismert, a KTIH értékére egyre növekvő B_0^λ -t tételeztünk fel a $0.1\text{--}1.5\text{MJysr}^{-1}$ tartományban, és kiszámítottuk, hogy ezen B_0^λ esetén milyen C_0^λ értéket ad az illesztés. Ezután a kapott fluxus dimenziójú C_0^λ értékeket felületi fényességbe transzformáltuk: $\delta B_0 = C_0/\Omega_\lambda$, ahol Ω_λ a detektorpixelek effektív térszöge (l. 3.1 táblázat). A kapott eredmények a 3.7 ábrán láthatók.

Mint ahogyan az az ábrán jól megfigyelhető, δB_0 csak gyengén függ B_0 -tól, ezért a KTIH értékének megfelelő ismerete nélkül is kielégítően pontos fluktuációs amplitúdót tudunk származtatni. Abban az esetben, ha ismernénk a $\delta B_0/B_0$ arányt, módszerünk lehetőséget adna az adott hullámhosszon mérhető kozmikus háttér és a háttér fluktuációinak együttes meghatározására.

A extragalaktikus háttér leíró modellekben a fluktuáció okozója a galaxisok halmazokba rendeződése, ami egy közelítőleg állandó érték az $1^\circ\text{--}5'$ felbontási tartományban a teljesítményspektrumok lapos volta miatt (Kashlinsky és mtsai 1996, Haiman & Knox 2000). A modellek közötti különbségek ellenére szinte minden modell $\delta(\nu I_\nu)/\nu I_\nu = \delta B_0/B_0 \approx 10\%$ értékeket jósol. Finomabb felbontás (magasabb térfrekvenciák) esetében azonban figyelembe kell venni a egyes galaxisok hatását is, mivel az ISOPHOT 90 illetve $170\mu\text{m}$ -es felbontásánál ($46''$ ill. $92''$) ez már nem hanyagolható el. Ennek oka a domináns galaxisok viszonylagos közelsége, ugyanis a KTIH fényességének nagy részét a $z \approx 1$ galaxisok adják, a fluktuációkhoz pedig a $z \approx 0.5$ galaxisok járulnak hozzá leginkább (l. pl. Hauser & Dwek 2001). A finom felbontásokon fellépő $\delta(\nu I_\nu)/\nu I_\nu$ értékeket Bond és mtsai (1986) nyomán számítjuk ki. 6.35 egyenletük alapján



3.7. ábra. A kozmikus távoli infravörös háttér fluktuációja (δB_0) a feltételezett abszolútérték (B_0) függvényében. A görbék körüli vonalkázott tartományok δB_0 illesztésének hibáját mutatják. A szaggatott vonalak $\delta B_0/B_0 = 6, 7, 8, 10, 12, 15, 20\%$ -nak felelnek meg.

$\delta(\nu I_\nu)/\nu I_\nu = 0.05 \times (1'/\sigma)^{0.4}$, ahol σ az ún. simítási szög, és a távcsőtükör nyálábját egy Gauss-függvénnyel közelítettük. A 6.24 és 7.2 egyenletek $\sigma_{90} = 12''$ illetve $\sigma_{170} = 23''$ -et adnak 90 és 170 μm -en. Ezt a 6.35 egyenletbe helyettesítve $\delta(\nu I_\nu)/\nu I_\nu = 10\%$ 90 μm -en illetve $\delta(\nu I_\nu)/\nu I_\nu = 7\%$ 170 μm -en.

170 μm -en $\delta B_0/B_0 = 7\%$ -ből a 3.7 ábra alapján $B_0 = 0.8 \pm 0.2 \text{ MJysr}^{-1}$ ($\nu I_\nu = 14 \pm 3 \text{ nWm}^{-2}\text{sr}^{-1}$) adódik, ami megegyezik a Pei és mtsai (1999) által jósolt értékkel. Ezen δB_0 -nak megfelelő $C_0 = 15 \pm 3 \text{ mJy}$ konfúziós zaj jó egyezésben van a Juvela és mtsai (2002, előkészületben) által kapott 13 mJy-vel, és valamivel alacsonyabb, mint a 18 mJy-s és 22 mJy-s értékek (Lagache & Puget 2000, Marano mezők; Matsuhara és mtsai 2000, Lockman-hole terület). Mivel a leghalványabb mezők átlagfényessége $\sim 1.6 \text{ MJysr}^{-1}$ ezen a hullámhosszon, az extragalaktikus komponensre kapott $B_0 = 0.8 \text{ MJysr}^{-1}$ felületi fényesség mellett a galaktikus cirrusz emisszió hozzájárulása $\sim 0.8 \text{ MJysr}^{-1}$.

90 μm -en δB_0 függése B_0 -tól igen gyenge, ezért a $\delta B_0 = 0.11 \pm 0.03 \text{ MJysr}^{-1}$ igen jól meghatározott érték. A 10%-os arányból $B_0 = 1.1 \pm 0.3 \text{ MJysr}^{-1}$ ($\nu I_\nu = 37 \pm 10 \text{ nWm}^{-2} \text{sr}^{-1}$) adódik, ami megegyezik a leghalványabb mezők átlagfényességével ezen a hullámhosszon. A 170 μm -es eredmények alapján ezen a hullámhosszon a galaktikus cirrus fényességére kb. 0.3 MJysr^{-1} várható, a tipikus módosított feketetest spektrális energiaeloszlást feltételezve (ν^2 emisszivitás, $T = 20 \text{ K}$ hőmérséklet). Mivel a leghalványabb mezők fényessége $\sim 1.1 \text{ MJysr}^{-1}$ 90 μm -en, az extragalaktikus komponensre kapott $\delta B_0 = 0.11 \pm 0.03 \text{ MJysr}^{-1}$ érték valószínűleg egy felső korlát, és a tényleges érték 0.8 MJysr^{-1} ($\nu I_\nu = 30 \text{ nWm}^{-2} \text{sr}^{-1}$) körül lehet. Schlegel és mtsai (1998) ugyanezt az 1.1 MJysr^{-1} értéket kapták COBE/DIRBE adatok alapján 100 μm -en, továbbá Lagache és mtsai (2000) valamint Finkbeiner és mtsai (2000) értékei szintén nagyon közel vannak a mi eredményeinkhez. A δB_0 -nak megfelelő $C_0 = 7 \pm 2 \text{ mJy}$ konfúziós zaj szintén közel van (bár valamivel alacsonyabb) a Matsuhara és mtsai (2000) által kapott $11 \pm 4 \text{ mJy}$ -hez.

Eredményeink kielégítik az extragalaktikus háttérkomponensek detektálásának mindhárom fő feltételét (Hauser & Dwek 2001), amelyet eddig 170 μm -en, vagy ahhoz közeli hullámhosszon még soha nem sikerült elérni, és egyéb hullámhosszakon is csak a COBE/DIRBE KTIH 0.7 felbontású mérései állnak rendelkezésre (240 μm , 100 μm , és 60 μm -nél rövidebb hullámhosszak): (1) $\sim 4\sigma$ szinten pozitív fluktuációs amplitúdót (és így pozitív háttérfényességet) sikerült megfigyelnünk 90 és 170 μm -en. (2) Minden ismert előtér komponenst eltávolítottunk (állatövi fény, műszerzaj, galaktikus cirrusz). A fennmaradó konfúziós zaj statisztikus tulajdonságai megegyeznek azzal, amit az extragalaktikus háttértől várunk. (3) A módszer statisztikus jellege miatt ugyanannak a pozitív konstans tagnak az észlelése az égbolt különböző területein ezen komponens izotróp voltára enged következtetni, amely kritériumot az extragalaktikus háttérnek mindenképpen teljesítenie kell.

3.5.3. Konfúziós zaj határok távoli infravörös űrtávcsövek számára

A műszer- és konfúziós zaj értékek összehasonlítása után egyértelmű, hogy még az ég leghalványabb területein is a konfúziós zaj értéke 2–3-szor nagyobb, mint a műszerzaj az ISOPHOT C2_170-es szűrője esetében. Ez megerősíti Herbstmeier és mtsai (1998) eredményeit, miszerint az ISOPHOT C200-as detektor érzékenységét inkább a konfúziós zaj határolta be, mintsem a műszer zaja. A C1_90-es szűrő esetében a leghalványabb mezőkön a konfúziós- és műszerzaj értékek kb. egyenlőek. Eredményeink megerősíteték a H&B formula alkalmazhatóságát, ezért az erre alapozott cirrusz konfúziós zaj becslések az ISO-hoz hasonló méretű tükörrel felszerelt infravörös távcsövekre (SIRTF, ASTRO-F), minden bizonnyal helytállóak. A HER-

SCHEL űrtávcsőre (3.6 m főtükör) tett becsléseknek ugyanakkor továbbra is feltételezéseken kell nyugodniuk, minthogy munkánkban a főtükör méretétől való függést nem tudtuk ellenőrizni. A cirrusz térbeli szerkezete ugyanis valószínűleg változik az ISO térbeli felbontásánál magasabb térfrekvenciákon.

3.6. Összefoglalás

A 3. fejezetben megvizsgáltuk a konfúziós zaj viselkedését a távoli infravörös tartományban ISOPHOT térképek segítségével. Az analízis eredményeképpen minden eddiginél pontosabban, szélesebb hullámhossztartományban és többféle mérési konfigurációra adható konfúziós zaj becslés, az égbolt távoli infravörösben halvány területein is. Eredményeink megerősítették a Helou & Beichman (1990) által a cirrusz konfúziós zajra adott formula felbontási paraméter- és hullámhossz függését, valamint azt, hogy az ISOPHOT C200-as detektorának teljesítményét nem a műszerzaj, hanem a konfúziós zaj határozta be. Eredményeink felhasználhatóak nemcsak az ISO, hanem a jövő infravörös űrtávcsövei számára is. A konfúziós zaj meghatározásán felül sikerült szeparálnunk a konfúziós zaj két legfontosabb komponensét, a cirrus emissziót és a kozmikus távoli infravörös háttér fluktuációit a konfúziós zaj fényességfüggése alapján. Az extragalaktikus háttér fluktuációinak ismeretében a extragalaktikus háttér abszolút értékére is becslést adtunk 90 és 170 μm -en, amelyek nagy jelentőséggel bírnak a galaxiskeletkezési – galaxisfejlődési elméletek szempontjából.

4. fejezet

A galaktikus cirrusz emisszió kis skálájú szerkezete

4.1. Bevezetés

A csillagközi anyag kisskálájú szerkezetének tanulmányozásában az első lépcső a molekulafelhők sűrűségfluktuációinak vizsgálata volt. Ez a molekulafelhők tömegfüggvényének feltárását és a felhők fragmentációjához vezető folyamatok megismerését szolgálta elsősorban. Ezek a vizsgálatok, mint-hogy a molekulafelhők a csillagkeletkezés legkorábbiak tekinthető fázisai, lényegében a csillagkeletkezés és a kezdeti tömegfüggvény (l. pl. Scheffler & Elsässer 1988) meghatározását is magukban foglalták. Ennek érdekében számos technikát alkalmaztak, többek között autokorrelációs analízist (Dickman & Kleiner 1985, Pérault és mtsai 1986), wavelet-analízist (Langer és mtsai 1993), vagy a csomók felbontásának módszerét (Houllahan & Scalo 1992). Elmegreen & Falgarone (1996) megmutatta, hogy a molekulafelhők tömegeloszlása a felhők fraktálszerkezetének következménye, és hogy a tömegspektrum spektrálindexe kapcsolatban van a felhő fraktál-dimenziójával.

A molekulafelhőkön kívül Green (1993) hasonló analízis végzett HI mérések alapján az $l=140^\circ$, $b=0^\circ$ galaktikus koordináták irányában, és a molekulafelhőkhöz hasonlóan hatványfüggvény alakú Fourier teljesítményspektrumot talált a $35'-7'$ tartományban. A távoli infravörösben az első ilyen jellegű vizsgálatokat Gautier és mtsai (1992) végezték IRAS $100\ \mu\text{m}$ -es adatok vizsgálatával, részben olyan területeken, ahol a galaktikus cirrusz emissziója volt a domináns forrás (North Polar Cloud, Ursa Maior), valamint olyan területeken, amelyek egyértelműen molekulárisak (Taurus, Chamaeleon). A kapott teljesítményspektrumok, a rádiótartományban mértékhez hasonlóan, jól leírhatók voltak egy hatványfüggvénnyel, és egy

*Kiss Cs., Ábrahám P., Klaas U., Lemke D., "On the small scale structure of the far-infrared cirrus emission in the Galaxy", megjelenik az Astronomy and Astrophysics folyóiratban 2002 folyamán

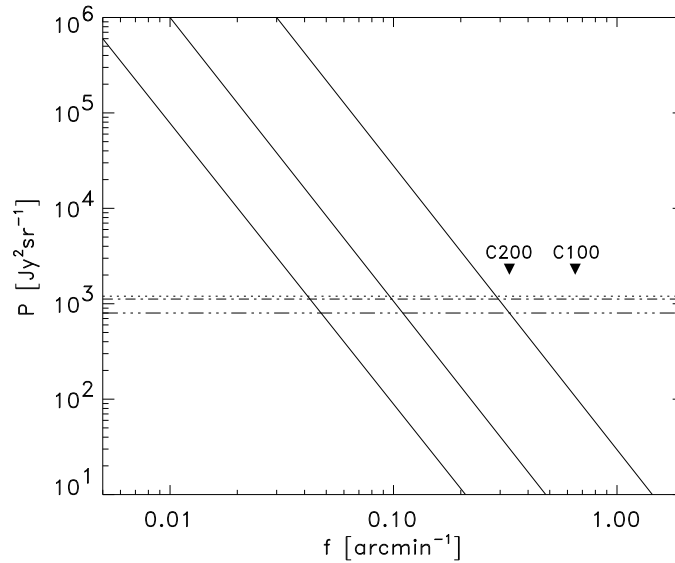
viszonylag szűk tartományban változó és -2.9 , -3.2 közötti spektrálindeket (α -t) mutattak. Az IRAS felbontása $100 \mu\text{m}$ -on mintegy $f_{max} = 0.25 \text{ arcmin}^{-1}$ maximális térfrekvenciát tett lehetővé. Ennél sokkal jobb térbeli felbontással rendelkezett az ISO műhold, amelynek ISOPHOT műszerével ($f_{max} = 1.3 \text{ arcmin}^{-1}$ a C100-as, 0.7 arcmin^{-1} a C200-as detektorral) Herbstmeier és mtsai (1998) a 100 – $180 \mu\text{m}$ tartományban néhány eltérő fizikai állapotú égi területet vizsgáltak meg. Bár a statisztikus minta nagyon kicsiny volt, az általuk meghatározott α -k igen eltérőek voltak azoktól a $\alpha \approx -3$ értékektől, amelyeket Gautier és mtsai (1992) kaptak az IRAS adatai alapján, és amit Abergel és mtsai (1999) határoztak meg az ISO/ISOCAM mérései alapján a 5 – $18 \mu\text{m}$ hullámhossztartományban cirrusz és molekuláris vidékekre.

Mint ahogyan azt a 3.2 fejezetben láthattuk, a kis skálájú struktúrák tanulmányozásának legelterjedtebb módszere a Fourier teljesítményspektrum analízise, legfontosabb paramétere pedig a Fourier-spektrum ún. spektrálindexe, α . Minthogy ezen terület elméleti (matematikai) háttére lényegében megegyezik a 3.2 fejezetben leírt, Fourier-teljesítményspektrumon alapuló módszerrel, ezért ezt ebben a fejezetben nem tárgyaljuk újból.

A Fourier teljesítményspektrum ismeretén alapul az extragalaktikus háttér fluktuációi meghatározásának egyik legelterjedtebb módszere. Mint ahogyan azt a bevezetőben már láttuk, az extragalaktikus háttérnek számos előtérkomponense van, amelyeket el kellene távolítani. Ezek közül az állatövi fény nem járul hozzá a kis skálájú fluktuációkhoz, az galaxisközi por sugárzása pedig elhanyagolhatóan gyenge. Az általunk vizsgált hullámhosszakon (90 – $200 \mu\text{m}$) a kozmikus mikrohullámú háttér 2.7 K -es feketetest-sugárzásának hozzájárulása még elhanyagolható. Így lényegében, a konfúziós zaj esetével megegyező módon, egyetlen előtérkomponens marad, a galaktikus cirrusz. Az extragalaktikus háttér távoli infravörös komponense, a kozmikus távoli infravörös háttér (KTIH) fluktuációi lényegében két módon térnek el a galaktikus cirrusz fluktuációitól: (1) a KTIH fluktuációk nem erősödnek a mező fenyességének növekedésével, míg a cirrusz-fluktuációk igen; (2) a KTIH teljesítményspektruma lapos ($\alpha=0$, vagy ahhoz nagyon közeli negatív szám), míg a cirrusz teljesítményspektruma ennél jóval meredekebb, $\alpha \approx -3$ az IRAS mérései alapján (l. fent). A cirrusz- és KTIH fluktuációk eszerint két módon különíthetők el egymástól: vagy egy rögzített térfrekvencia mellett a fényességfüggés alapján (ezt a megközelítést használtuk az előző fejezetben), vagy a teljesítményspektrumok különbözősége alapján.

Az extragalaktikus háttér fluktuációk meghatározásának teljesítményspektrumon alapuló módszere arra a feltételezésre épít, hogy a galaktikus cirrusz teljesítményspektrumának meredeksége, intenzitástól és egyéb fizikai jellemzőktől (pl. oszlopsűrűség, hőmérséklet, kémiai összetétel) függetlenül ugyanaz az égbolt bármely pontján. Amennyiben ez igaz, úgy a teljesítményspektrum kis- és nagyfrekvenciás részein eltérő lesz a galak-

tikus cirrusz és az extragalaktikus háttér hozzájárulása. Mint ahogyan az a 4.1 ábrán látható, alacsony térfrekvenciákon a cirrusz emisszió a domináns, magasabb térfrekvenciákon azonban az extragalaktikus háttér relatív erőssége nő, minthogy ennek a teljesítményspektruma „lapos”, azaz meredeksége ≈ 0 (bár bizonyos kozmológiai modellek ettől kissé eltérő meredekséget is jósolnak). A cirrusz erőssége azonban az adott térfrekvencián az anyag oszlopsűrűségétől függ. Így két lehetőség van annak elérésére, hogy az extragalaktikus háttér a teljesítményspektrumban felülmúlja a galaktikus cirruszt: (1) olyan területet keresünk, ahol a cirrusz emisszió a lehető leggyengébb és/vagy (2) javítjuk a térbeli felbontást, magasabb térfrekvenciákon ui. gyengébb a cirrusz hozzájárulása.



4.1. ábra. A galaktikus cirrusz és az extragalaktikus háttér teljesítményspektrumának összehasonlítása Guiderdoni és mtsai (1997) nyomán. A vízszintes vonalak különböző kozmológiai modelleknek megfelelő fluktuációs amplitúdókat jelölnek (szaggatott vonal: A-; szaggatott-pontozott: B-; triplán szaggatott-pontozott: C-modell (Guiderdoni és mtsai 1997)). A ferde egyenesek a $P(f) \propto |f|^\alpha$, $\alpha = -3$ meredekséggel a galaktikus cirrus teljesítményspektrumát írják le, különböző semleges hidrogén oszlopsűrűségeket feltételezve. A cirrusz spektrumok balról jobbra haladva rendre megfelelnek az $N = 0.45$, 1.0 és $3.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ semleges hidrogén oszlopsűrűségeknek. Az ábrán megjelöltük az ISOPHOT C100-as és C200-as detektoraival elérhető maximális térfrekvenciákat.

Az ISO műhold ISOPHOT kameráinak (C100 és C200) térbeli felbontása lehetővé tette, hogy az égbolt legjobb, leginkább cirruszmentes mezőiben az extragalaktikus háttér fluktuációi megfigyelhetők legyenek a legmagasabb térfrekvenciákon. Lagache & Puget (2000) $170 \mu\text{m}$ -on valamint Matsuhara és mtsai (2000) 90 és $170 \mu\text{m}$ -on a fentebb ismertetett teljesítményspektru-

mon alapuló módszer segítségével meghatározták a extragalaktikus fluktuációk értékét (részletesebben l. az előző fejezetben). Mind a két esetben a cirrusz teljesítményspektrumának meredekségére $\alpha = -3$ -at tételeztek fel, felhasználva Gautier és mtsai (1992) eredményeit.

Ugyanakkor felmerül a kérdés, vajon valóban minden esetben teljesül-e az $\alpha = -3$ feltételezés, hiszen ezt Gautier és mtsai (1992) csak néhány kiválasztott mezőre vizsgálták meg, és kis mértékű eltérés ott is megfigyelhető volt a -3 -as értéktől. Ugyanakkor ebben a munkában csak az IRAS $100 \mu\text{m}$ -os méréseit használták, ezért nem bizonyított, hogy más hullámhosszakon ugyanazzal a törvénnyel leírható lenne a cirrusz emisszió viselkedése, különösen Herbstmeier és mtsai (1998) eredményeinek fényében, ahogyan azt már az előbb említettük.

Az alább ismertetésre kerülő munkában azt vizsgáltuk meg, hogy valóban állandó-e a galaktikus cirrusz teljesítményspektrumának meredeksége, azaz valóban univerzális-e a cirrusz térbeli szerkezete, függetlenül a terület távoli infravörös fényességétől, oszlopsűrűségétől, és hogy ez a paraméter valóban független-e a mérés hullámhosszától, mint ahogyan ezt eddig feltételezték. Azt is megvizsgáltuk, hogy a nem állandó – akár fényességétől, akár hullámhosszától függő – spektrálindexnek milyen hatása van az extragalaktikus háttér és a galaktikus cirrusz Fourier-teljesítményspektrum alapján történő szétválasztására.

4.2. Megfigyelési anyag és adatfeldolgozás

4.2.1. Az ISOPHOT térképek kiválasztása

Ehhez a vizsgálathoz olyan területeket kerestünk, amelyeken a cirrusz emisszió jól elkülöníthető az extragalaktikus háttértől, annak érdekében, hogy „tiszta” cirrusz teljesítményspektrumot kaphassunk. Ehhez a mezőknek megfelelően fényeseknek kellett lenniük (az alsó határt, egységesen minden hullámhosszon $B \approx 5 \text{ MJy sr}^{-1}$ -nak választottuk). A teljesítményspektrumok vizsgálatához lényegében a 3. fejezetben használt észlelési anyag egy kis részét használtunk fel, a fenti kritériumnak megfelelő mezőket kiválogatva. Összesen 13 égi területet választottunk ki, ebből 7 esetben ugyanazt a területet két, egy C100-as és egy C200-as szűrővel is mérte az ISOPHOT. A területek alapvető paraméterei a 4.1 táblázatban találhatóak. A mezők felületi fényességei kb. az $5\text{--}60 \text{ MJy sr}^{-1}$ tartományba esnek és fizikailag a gyenge cirrusz emissziótól a gyenge molekuláris/erős cirrusz emisszióig terjedő tartományt ölelik fel.

4.2.2. Az adatfeldolgozás lépései

Ebben a munkában a 3. fejezetben kiértékelt térképeket használtuk fel, így az alapvető adatfeldolgozás lépései megegyeznek az ott leírtakkal. Az alapvető adatfeldolgozás lépései a következők voltak:

- adatfeldolgozás az ERD szintről az AAP szintre a PIA_V8.2-vel
- flat-field-ezés (First Quartile Normalization)
- az állatövi fény járulékanak levonása a térképekből

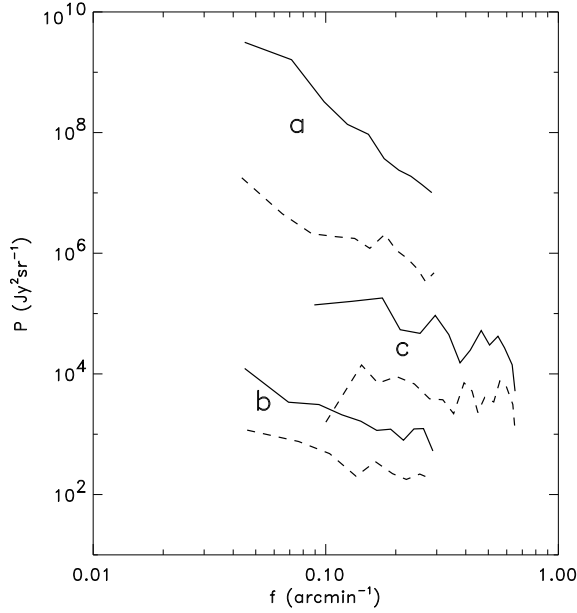
A műszerzaj és a konfúziós zaj becslése szintén a 3. fejezetben leírtak szerint történt.

4.2.3. A teljesítmény-spektrum

A Fourier-transzformációhoz az IDL (Interactive Data Language) standard FFT rutinját használtuk, periodogram normalizációval (Press és mtsai. 1992). A felső korlátot az elérhető térfrekvenciában a Nyquist-határ jelenti (Press és mtsai. 1992), ami a kétszeres pixelméretnek megfelelő térfrekvencia a mi esetünkben. A szokásosan használt eljárás szerint (gyűrű-átlag) az adott $f = |\mathbf{f}|$ térfrekvencia értékekhez tartozó értékeket az $[f, f + \Delta f]$ tartományban átlagolják, és így kapják meg a $P(f)$ függvényt. Ennek a módszernek az a hátránya, hogy alacsony pixelszám esetén egy adott pixel $[f, f + \Delta f]$ intervallumba történő tartozása nem egyértelmű a pixel számottevő kiterjedése miatt. Ezért ehelyett mi az összes f - $P(f)$ adatpont-párt felhasználunk a teljesítményspektrum felrajzolásához, és az egyébként szükséges átlagolást a teljesítményspektrumon végeztük el. Általában a teljes teljesítményspektrum kielégítően illeszthető egy egyenessel a log-log térben, néhány esetben azonban a nagyfrekvenciás rész egy sokkal laposabb teljesítményspektrumot mutatott az erős zaj miatt. Ilyen esetben ezt a részt kizártuk a további analízisből.

4.2.4. A teljesítményspektrumot befolyásoló hatások:

A műszerzaj teljesítményspektruma. A műszerzaj jelenléte fontos hatás alacsony felületi fényességek és/vagy magas térfrekvenciák esetében. Ahogyan azt a 3. fejezetben megmutattuk, a leghalványabb mezők esetében a konfúziós zaj 3–4-szerese a műszerzajnak a felbontási határon a C200-as detektor esetében, és a konfúziós zaj valamivel nagyobb, bár hasonló nagyságrendű, mint a műszerzaj a C100-as detektorra. A műszerzaj teljesítményspektrumát olyan térképeken tudtuk származtatni, amelyek teljes átfedéssel készültek (ugyanazt az égi pozíciót minden detektor-pixel látta),



4.2. ábra. A műszerzaj teljesítményspektruma (szaggatott vonal) a jel teljesítményspektrumához (folytonos vonal) viszonyítva néhány mező esetében. (a) TMC2, $200\mu\text{m}$; (b) Marano 1 mező, $170\mu\text{m}$ (v.ö. Lagache és mtsai. 1999); (c) CFRS0300+00 mező, $90\mu\text{m}$. Ezen mező teljesítményspektrumait a jobb láthatóság kedvéért 10-el felszoroztuk.

vagy olyan esetekben, amikor ugyanazt a területet, ugyanazzal a mérési konfigurációval, többször egymás után észlelték. A 4.2 ábrán három kiválasztott térkép teljesítményspektruma látható a megfelelő műszerzaj teljesítményspektrumokkal együtt. A C200-as detektor esetében fényes mezőre (4.2a ábra) a jel teljesítményspektruma a legnagyobb térfrekvenciákon is kb. két nagyságrenddel meghaladja a műszerzajét, és a műszerzaj teljesítményspektruma laposabb, mint a jelé. Hasonló figyelhető meg alacsony felületi fényességeknél is (4.2b ábra), bár itt a teljesítményspektrumok közti különbség kb. egy nagyságrend. Ennek alapján elmondható, hogy az általunk vizsgált közepes fényességű mezőkre a műszerzaj hatása a teljesítményspektrumra elhanyagolható. Bár a műszerzaj relatív hatása erősebb a $90\mu\text{m}$ -os mezőn, a műszerzaj a C200-as detektoron megfigyelhetőnél laposabb teljesítményspektrumot eredményez, ezért nem valószínű, hogy a cirrusz teljesítményspektrumához hozzájárulna (4.2c ábra).

A fehérzaj és a részleges cirrusz fedettség hatása

Mint ahogyan az egyszerű analitikus módszerekkel is megmutatható, a teljesítményspektrumot mindig a legerősebb komponens uralja, és az alacsonyabb amplitúdójú komponensek praktikusán meg sem jelennek az eredő teljesítményspektrumban az adott térfrekvencián. Emellett egyszerű modellszámítást végeztünk olyan mezőkön, ahol a teljesítményspektrum jól meghatározott hatványfüggvény alakot mutatott. Az eredeti térképhez fokozatosan egyre nagyobb amplitúdójú fehérzajt adva vizsgáltuk, hogyan változik a végső teljesítményspektrum. A várakozásnak megfelelően azt talál-

tuk, hogy a lapos teljesítményspektrum-komponens növekedése ellenére az alacsonyabb térfrekvenciákon a hatványfüggvény-komponens mindvégig megfigyelhető maradt, változatlan spektrálindexszel.

Hasonló módon elvégezhető az a teszt, amelyben egy olyan térkép analízisét végezzük el, amelynek csak egy kis része tartalmaz cirruszszerű struktúrát, a többi része fehérzaj. Ebben az esetben is azt találtuk, hogy bár egyre kevésbé a zaj fölé emelkedve, de a cirrusz komponens továbbra is változatlan spektrálindexszel van jelen a teljesítményspektrumban. Ezek alapján megállapíthatjuk, hogy a fentebb leírt két hatás közül egyik sem lehet felelős a cirruszhoz képest laposabb teljesítményspektrumokért.

4.3. Eredmények

4.3.1. A teljesítményspektrumok paraméterei

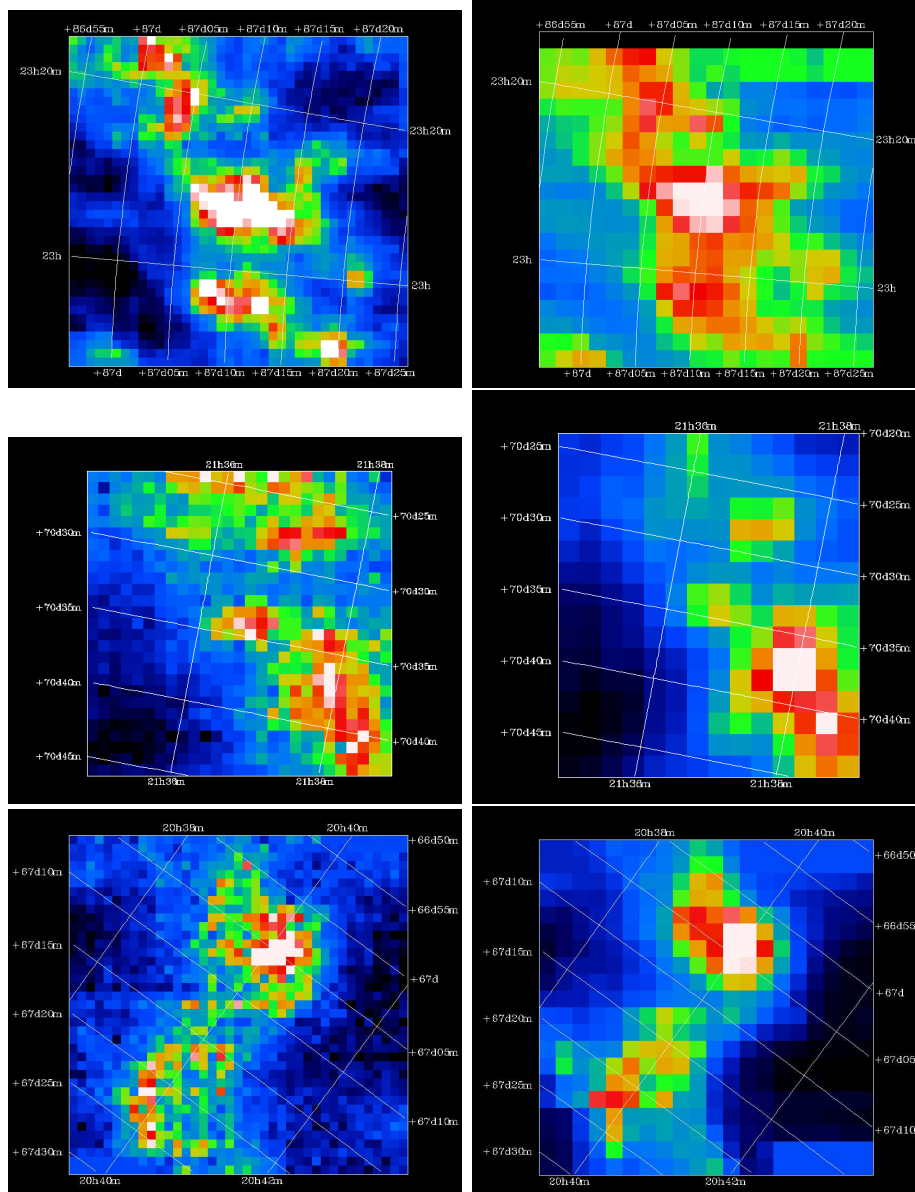
A 4.4 ábrán példaként bemutatjuk hat olyan terület teljesítményspektrumát, amelyet két ISOPHOT szűrővel is észleltek. A 4.1 táblázat és a 4.5 ábra a teljesítményspektrumok analízisének eredményét mutatja. A teljesítményspektrumok jól leírhatóak egy hatványfüggvénnyel (egyenes a log-log térben). Néhány esetben a teljesítményspektrum nagyfrekvenciás részét kizártuk az egyenesillesztésből a viszonylag erős zaj miatt (amely a műszer- és konfúziós zaj komponensek eredője). A spektrálindeksek jól mutatják azt az általános trendet, hogy a fényesebb mezőkhöz meredekebb teljesítményspektrum tartozik. Bár ez a hatás a C100-as teljesítményspektrumokon is megfigyelhető, a C200-asokon igazán szembetűnő. A felületi fényességtől való függéshez nagyon hasonló képet mutat a spektrálindekseknek a mező átlagos semleges hidrogén oszlopsűrűségétől való függése (4.5b ábra). Az átlagos semleges hidrogén oszlopsűrűségeket Dickey & Lockman (1990) munkája alapján származtattuk.

A spektrálindeksek átlagos értékei $\bar{\alpha} = -3.15 \pm 0.48$ a C100-as és $\bar{\alpha} = -3.87 \pm 1.06$ a C200-as detektor szűrői esetében. Az átlagos C100-as érték nincsen messze attól, amit Gautier és mtsai (1992) kaptak az IRAS 100 μm -es scan-ek vizsgálatából, bár viszonylag nagy szórást mutat. A C200-as értékek általában szembetűnően magasabbak, mint a várt -3 , és a C100-as értékeknél is jóval nagyobb szórást mutatnak (amennyiben az egyébként nyilvánvaló fényességfüggést figyelmen kívül hagyjuk).

A 4.6 ábrán összehasonlítottuk az ugyanazon területeleken mért különböző hullámhosszakhoz tartozó spektrálindekseket. Azt feltételezve, hogy a rövidebb és hosszabb hullámhosszú távoli infravörös sugárzás ugyanaból a térbeli szerkezetből származik, a két indexnek a mérési hibákon belül ugyanannak kellene lennie, tehát arányuk $\alpha_{C2}/\alpha_{C1} \approx 1$ kellene legyen. Mint

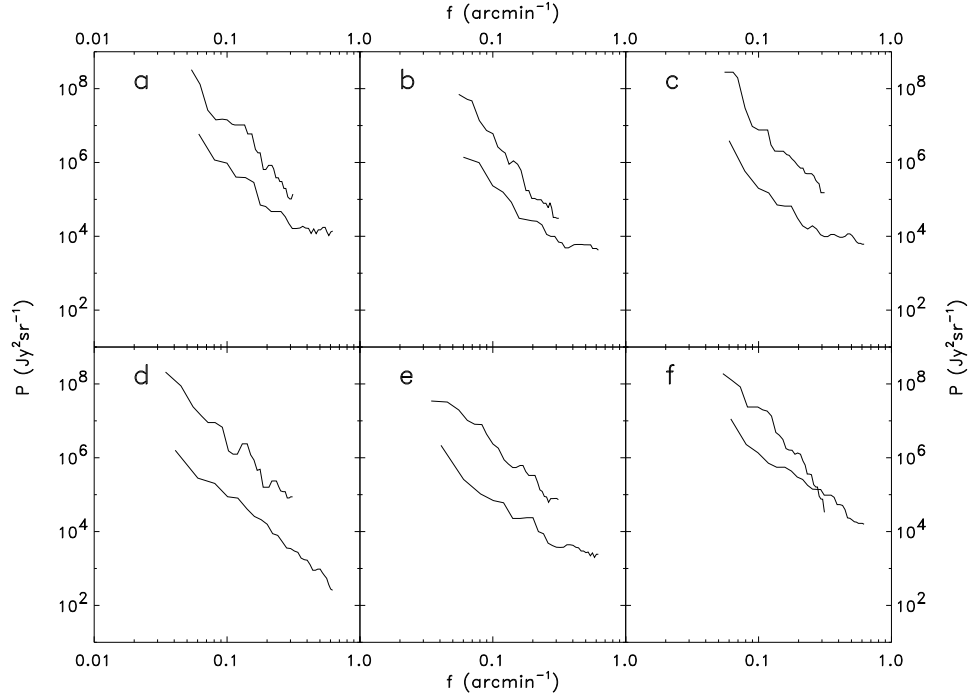
terület	λ (μm)	méret (arcmin)	középpont l b		$\langle B_\lambda \rangle$ (MJysr $^{-1}$)	α	P_0 (Jy 2 sr $^{-1}$)	megjegyzések
NGP	180	46.0×46.0	88.9	73.0	5.0	-2.53±0.12	1.8×10 3	
Draco	90	7.7×7.7	89.8	38.6	5.7	-2.45±0.17	5.3×10 3	
Draco	170	27.6×18.4	89.8	38.6	4.7	-4.09±0.22	2.9×10 3	
Cep	90	14.7×20.7	108.0	13.6	23.5	-3.42±0.15	3.3×10 4	
Cep	170	21.5×24.5	108.0	13.6	68.2	-4.19±0.12	3.0×10 5	
NPC1	90	29.9×29.1	121.6	24.2	7.6	-3.10±0.04	5.0×10 3	
NPC1	200	30.7×29.1	121.6	24.2	26.1	-3.46±0.09	1.1×10 5	
NPC2	90	29.9×29.1	122.0	24.6	7.4	-2.83±0.09	5.7×10 3	
NPC2	200	30.7×29.1	122.0	24.6	22.6	-3.39±0.08	9.7×10 4	
North1	90	29.9×29.9	100.0	14.8	13.3	-3.05±0.09	9.7×10 3	LDN 1122
North1	200	30.7×30.7	100.0	14.8	34.4	-4.70±0.17	4.5×10 4	
North2	90	29.9×29.9	108.0	15.2	12.4	-3.65±0.13	9.2×10 3	LDN 1147, 1148
North2	200	30.7×30.7	108.0	15.2	40.7	-3.81±0.09	3.2×10 5	
M01	180	27.6×27.6	100.0	30.6	4.8	-2.56±0.41	2.3×10 2	
M03	180	27.6×27.6	117.6	46.1	8.8	-2.02±0.23	5.8×10 2	
TMC2-1	200	30.7×30.7	173.9	-15.7	56.5	-5.26±0.15	3.7×10 5	LDN 1529, 1531
TMC2-2	200	30.7×30.7	174.3	-15.9	63.7	-3.49±0.14	3.8×10 5	LDN 1529, 1531
Cha1S	100	19.9×19.9	297.3	-16.2	29.3	-3.80±0.08	1.4×10 5	
ChamII	100	31.4×31.4	303.5	-14.2	23.9	-2.95±0.08	1.7×10 5	DCld 303.3–14.3
ChamII	200	30.7×30.7	303.5	-14.2	38.4	-5.17±0.18	2.4×10 5	DCld 303.5–14.4

4.1. táblázat. A vizsgált térképek adatai és a teljesítményspektrum származtatott paraméterei. A táblázat oszlopai a következők: (1) a terület megfigyelő által adott neve; (2) a mérés hullámhossza; (3) a térkép mérete; (4)–(5) a térkép középpontja galaktikus koordinátákban; (6) átlagos felületi fényesség; (7) spektrál index; (8) fluktuációs teljesítmény az d_0^{-1} térfrekvenciánál ($d_0 = 4''$); (9) a mezőöz esetlegesen kapcsolódó objektumok.



4.3. ábra. Három, különböző fényességű és fizikai tulajdonságú mező C100 és C200 detektoros szűrőkkel készített képe. Az azonos sorban lévő képek ugyanazon terület különböző hullámhosszakon készült képei. Baljól jobbra, és fentről lefelé haladva: NPC1 90 μ m, NPC1 200 μ m (tipikus cirrusz mező), Cepheus Flare 90 és 170 μ m (erős cirrusz mező), North 2 90 és 200 μ m (gyenge molekuláris magok cirrusz háttéren)

az az ábráról jól látható, a várt arány helyett α_{C2}/α_{C1} az 1.0–1.8 intervallumban változik. Minthogy a spektrálindeks meghatározása általában viszonylag pontosan elvégezhető (5–7% hiba a meredekségekben, l. 4.1 táblázat), ez a jelenség nem magyarázható az illesztések bizonytalanságával. Ezen jelenség



4.4. ábra. *Hat olyan terület teljesítményspektruma, amelyet két ISOPHOT szűrővel, egy C100-as és egy C200-as szűrővel észlelték. Az teljesítményspektrum származtatott paraméterei az 4.1 táblázatban találhatóak. a Cepheus Flare; b North 1; c North 2; d NPC1; e NPC2; f Chamaeleon II.*

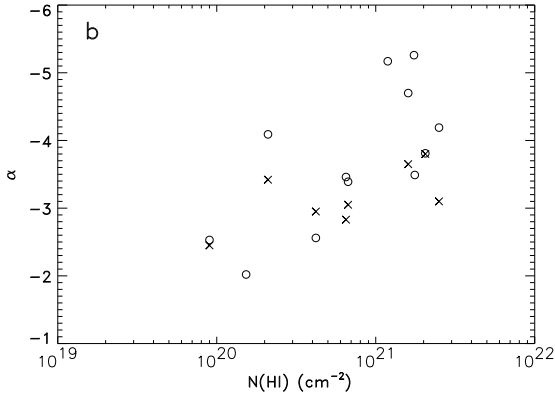
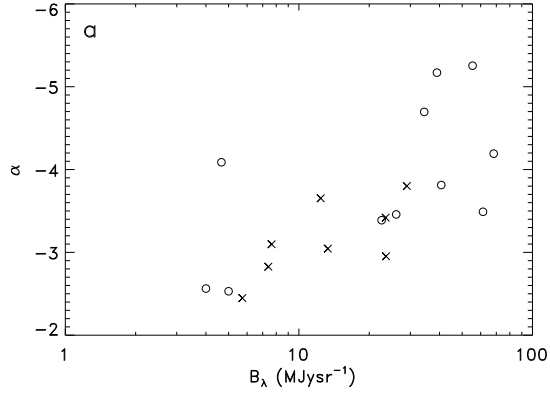
egyik lehetséges magyarázatát a 4.4 fejezetben adjuk meg.

4.3.2. A felbontási határon mért konfúziós zaj spektrálandextől függő becslése

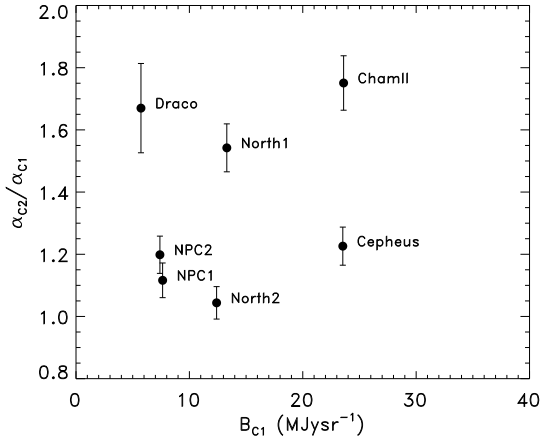
Gautier és mtsai (1992) eredményei alapján, mint ahogyan azt az előzőekben már láttuk, Helou & Beichman (1990) egy közelítő képletet adott galaktikus cirrus általi, a felbontási határon mérhető konfúziós zaj kiszámítására:

$$\frac{N_{\text{HB}}}{1 \text{ mJy}} = 0.3 \left(\frac{\lambda}{100 \mu\text{m}} \right)^{2.5} \left(\frac{D_t}{1 \text{ m}} \right)^{-2.5} \left(\frac{\langle B_\lambda \rangle}{1 \text{ MJysr}^{-1}} \right)^{1.5} \quad (4.1)$$

Ez a képlet azon a megfigyelésen alapult, hogy a spektrálandex $\alpha \approx -3$ a galaktikus cirrusz emisszióra mindenhol a távoli infravörös égbolton. Mint ahogyan azt fentebb megmutattuk, valójában a spektrálandex változik, és még ugyanarra a területre sem ugyanaz két különböző hullámhosszon. Figyelembe véve egy változó α -t, és a fenti formula logikáját követve egy spektrálandex-



4.5. ábra. Kapcsolat az átlagos felületi fényesség (a), valamint a mező átlagos semleges hidrogén oszlop-sűrűsége (b) és a teljesítményspektrum spektrálindexe között



4.6. ábra. Az ugyarról az égi területről különböző detektorokkal és szűrőkkel készített térképek spektrálindexeinek aránya α_{C2}/α_{C1} a $C100$ -as fényesség (90 vagy $100\mu\text{m}$, B_{C1}) függvényében. A feliratok a mezők neveit jelzik, ahogyan azok a 4.1 táblázatban találhatóak.

től függő becslés adható a cirrusz konfúziós zajra a felbontási határon:

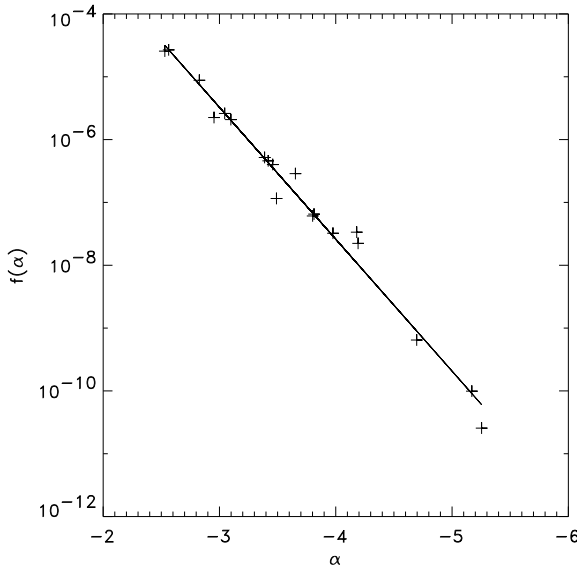
$$\frac{N_\alpha}{1 \text{ mJy}} = f(\alpha) \left(\frac{\lambda}{1 \mu\text{m}} \right)^{1-\frac{\alpha}{2}} \left(\frac{D_t}{1 \text{ m}} \right)^{\frac{\alpha}{2}-1} \left(\frac{\langle B_\lambda \rangle}{1 \text{ MJysr}^{-1}} \right)^{-\frac{\alpha}{2}} \quad (4.2)$$

ahol az $f(\alpha)$ függvényt csak a spektrálindextől függőnek tételezzük fel, és a konfúziós zaj függése az összes többi paramétertől az egyenlet jobb oldalán

látható kifejezés szerint függ. Amennyiben a feltevés igaz, $f(\alpha)$ -nak α jól meghatározott, egyértelmű függvényének kell lennie. Az általánosság megszorítása nélkül $f(\alpha)$ -t kereshetjük $f(\alpha) = 10^{\phi(\alpha)}$ alakban. Mint ahogyan az látni fogjuk a $\phi(\alpha)$ függvény kielégítően közelíthető egy egyenessel, azaz $\phi(\alpha) = \phi_1 \cdot \alpha + \phi_0$. Minthogy a konfúziós zajt a felbontási határon a 3.3 fejezetben kiszámítottuk és ezen kívül az 4.2 egyenlet jobb oldalán $f(\alpha)$ -n kívül minden mennyiség ismert, $f(\alpha)$ maga is meghatározható a mérésekből:

$$f(\alpha) = \frac{\frac{N_\alpha}{1 \text{ mJy}}}{\left(\frac{\lambda}{1 \mu\text{m}}\right)^{1-\frac{\alpha}{2}} \left(\frac{D_t}{1 \text{ m}}\right)^{\frac{\alpha}{2}-1} \left(\frac{\langle B_\lambda \rangle}{1 \text{ MJy sr}^{-1}}\right)^{-\frac{\alpha}{2}}} \quad (4.3)$$

Az eredmény a 4.7 ábrán látható, ami, az egyszerűsítő feltevések ellenére, nagyon jó korrelációt mutat α és $f(\alpha)$ között. Az illesztésből a ϕ függvény



4.7. ábra. Az $f(\alpha)$ függvény méréseken alapuló meghatározása

együtthatóira a $\phi_0 = 0.567 \pm 0.025$ és $\phi_1 = 2.035 \pm 0.082$ értékek adódnak. A formula tesztje azt mutatja, hogy ennek alapján a konfúziós zaj értékek kb. 50%-al pontosabban becsülhetők, mint a H&B formula segítségével. Az itt használt mérési konfiguráció megegyezik a 3.1 fejezetben leírttal, azaz a mérő apertúrát közrefogja két referencia apertúra, $\theta = 2D$ szeparációval, ahol D a pixel átmérője. Megemlítenéd, hogy az $f(\alpha)$ függvény más az itt használttól különböző mérési konfigurációkra és ugyanezen mérési konfiguráció esetén sem azonos más távcsövekre az optikai paraméterek különbözősége miatt. Azt azonban a fenti analízis világosan mutatja, hogy a spektrálinde克斯 ismeretében a konfúziós zajra nagyon pontos becslés adható. Adott égi területeken a spektrálinde克斯 nagy területre kiterjedő felmérésekből nyerhetők. Ilyen adatbázisként szolgálhat pl. az ISOPHOT Serendipity Survey,

amely lehetőséget kínál az égbolt nagy részén a $170\ \mu\text{m}$ -es spektrálindexek meghatározására.

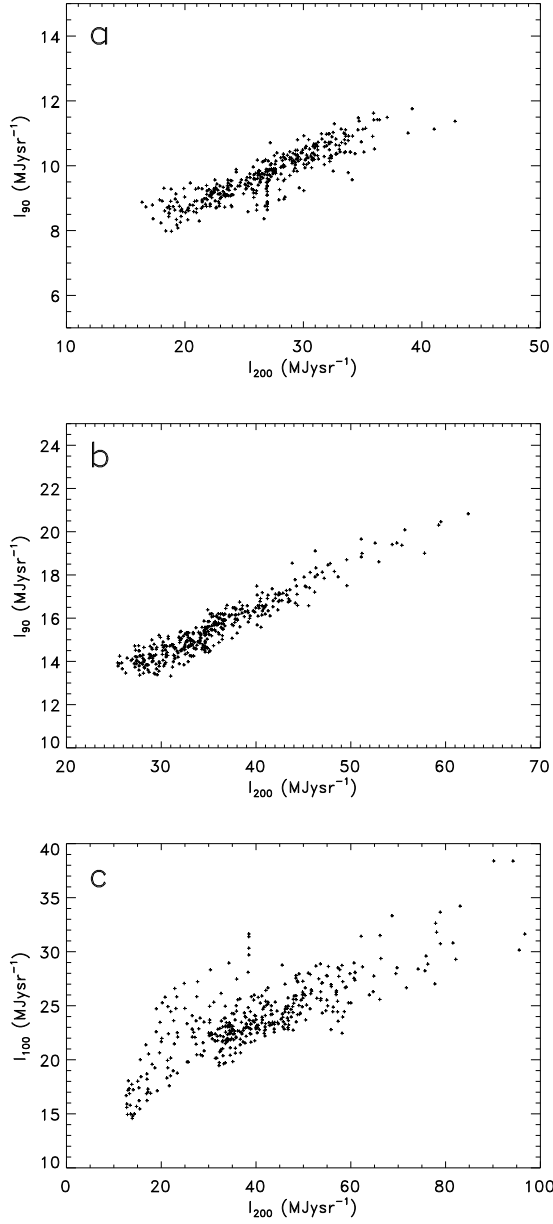
A konfúziós zaj becslés fenti pontosítása magyarázattal szolgál a H&B formula kb. 2-es faktoros hibájára (l. 3. fejezet), ott ugyanis csak egy általános spektrálindexet vettünk figyelembe, minden fényességre és minden hullámhosszon azonosnak véve azt.

4.4. A spektrál-index változásának fizikai magyarázata

Ahogy azt fentebb láttuk, ugyanazon terület spektrálindexe eltérő a különböző hullámhosszakon (l. 4.6 ábra). Annak érdekében, hogy megvizsgáljuk a spektrálindexek arányának viszonyát az égi területek egyéb tulajdonságaihoz, pl. a porhőmérséklethez képest, megvizsgáltuk a C100-as (90 illetve $100\ \mu\text{m}$) és a C200-as (170 illetve $200\ \mu\text{m}$) intenzitások viszonyát (a 4.8 ábrán ez három mezőre látható; a két hullámhosszon mért intenzitás arányából a porhőmérséklet meghatározható). Azokon a mezőkön (pl. 4.8a ábra) ahol az α_{C2}/α_{C1} közel van 1-hez, az intenzitások aránya jól leírható egyetlen konstanssal, ami egyetlen, jól meghatározott porhőmérsékletnek felel meg. Köztes α_{C2}/α_{C1} értékre (North 1, 4.8b ábra) alacsony intenzitásoknál a meredekség kissé eltér attól, amit magasabb intenzitásoknál figyelhetünk meg, tehát, úgy tűnik, legalább két porhőmérséklet fordul elő ezen a területen. Ez a hatás a legszembetűnőbb a Chamaeleon II mezőnél (4.8c ábra), ahol különböző porhőmérsékletek keverednek egy területen belül, és ez a mező mutatta a legmagasabb α_{C2}/α_{C1} értéket. A háttérben meghúzódó fizikai hatás nyilvánvalóan a mezők egyre komplexebb felépítése: az adott területen jelentkező többféle porhőmérséklet különböző hullámhosszakon eltérő optikai mélységeket jelent, ami befolyásolja a spektrálindexek viszonyát is. A mező komplexitásával általában az átlagos intenzitás is növekszik, ugyanakkor a mező egyes részei közötti intenzitás (és sűrűség) különbségek is egyre nőnek, azaz a mező egyre „csomósabb” lesz. Végeredményben tehát nem a porhőmérsékletek különbözősége okozza a spektrálindex hullámhosszfüggését, de jó nyomjelzője lehet a területek komplexitásának, ami, minthogy különbözőképpen nyilvánul meg az egyes hullámhosszakon, a spektrálindexek különbözőségét is okozza.

4.5. A cirrusz-teljesítményspektrum hatása a kozmikus távoli infravörös háttérre

Ahogy azt fentebb megmutattuk, a távoli infravörös cirrusz emisszió tulajdonságai nem lokálisak és ráadásul hullámhosszfüggőek. Emiatt a galak-



4.8. ábra. A $C100$ (90 vagy $100\mu\text{m}$) és a $C200$ ($200\mu\text{m}$) intenzitások viszonya három, eltérő α_{C1}/α_{C2} arányt mutató területen. **a.)** NPC 1, **b.)** North 1, **c.)** Chamaelon II, az intenzitások nem szín-korrigáltak.

tikus cirrusz emisszió és a kozmikus távoli infravörös háttér szétválasztásakor tekintetbe kell venni ezeket a hatásokat. Egy általános cirrus teljesítményspektrum levonása (pl. $\alpha \approx -3$), amely más égi területeken, és más hullámhosszakon történő méréseken alapul egy a valóságostól eltérő KTIH teljesítményspektrumra vezethet. Bár a logaritmikus skálák miatt a végső KTIH fluktuációs amplitúdó valószínűleg a megfelelő érték közelében lenne, a cirrusz nem megfelelő levonása a KTIH spektrálindexének nem megfelelő meghatározásához vezetne, minthogy $\alpha_{\text{KTIH}} \approx 0$, vagy legalábbis a teljesítményspektrum sokkal „laposabb”, mint a galaktikus cirrusz emisszióé (l.

pl. Guiderdoni et al. 1997). A cirrusz teljesítményspektrumának megfelelő levonásához a cirrusz tulajdonságait lokálisan kell meghatározni (l. még: Mattila & Juvela, 2002, előkészületben), mintsem távoli területek tulajdonságainak extrapolációjával, különösen a legtávolabbi (170–200 μm) hullámhosszakon, ahol a teljesítményspektrum meredekebb, mint 100 μm -en.

4.6. Összefoglalás

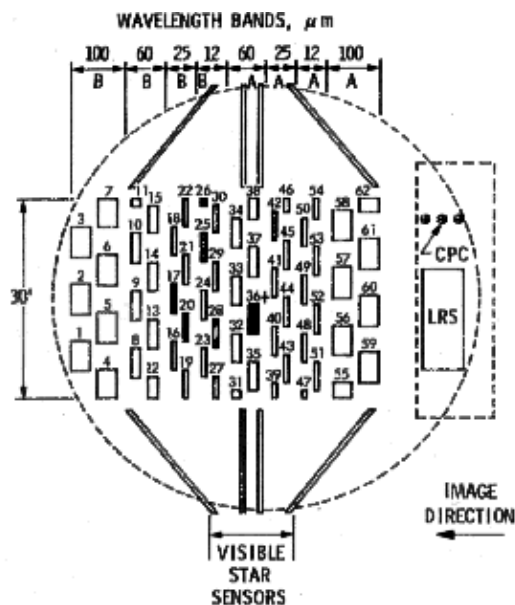
A fenti fejezetben 13 égi területet vizsgáltunk, amelyek fényessége a közepes-fényes tartományba esett a 90–200 μm -es hullámhossztartományban. Azt találtuk, hogy szemben az általános meggyőződéssel, a spektrálinde克斯 változik területről-területre, és még ugyanazon az égi területen is függ a mérés hullámhosszától. Általánosan a magasabb távoli infravörös felületi fényességek és magasabb semleges hidrogén oszlopsűrűségek esetében meredekebb teljesítményspektrumot kaptunk. Ez utóbbi valószínűleg az egy adott területen belül előforduló különböző porhőmérsékletekkel lehet kapcsolatban. Eredményeink befolyásolhatják a kozmikus távoli infravörös háttér abszolútértékének és fluktuációinak teljesítményspektrumon alapuló meghatározását. A fentiek alapján spektrálinde克斯-től függő becslést adtunk az égi konfúziós zajra.

Függelék

F.1. Infravörös űrtávcsövek: IRAS és ISO

F.1.1. Az InfraRed Astronomy Satellite (IRAS)

Az IRAS volt az első műhold, amelyben folyékony héliumot használtak a távcső kritikus berendezéseinek hűtésére. A távcső maga egy f/9.6-os, Ritchey–Chrétien távcső volt, 5.5 m-es fókusztávolsággal és 57 cm-es átmérővel. A tükrök berilliumból készültek, amelyeket a folyékony hélium kb. 4 K-es hőmérsékleten tartott. A Cassegrain-fókuszban elhelyezett műszerek



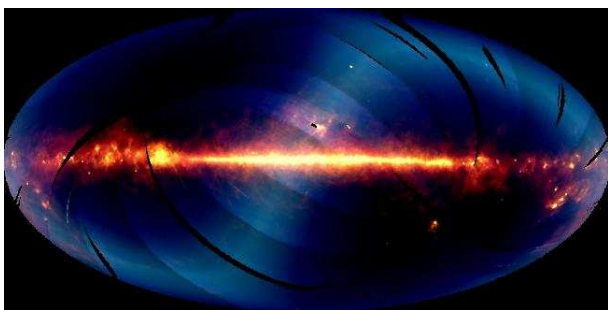
F.1. ábra. Az IRAS műhold fókuszsíkjában található műszerek elrendezése

a következők voltak (mint ahogyan az a F.1.1 ábrán látható): az infravörös detektorok (12, 25, 60, 100 μm), a látható tartományban működő érzékelők a csillagok segítségével történő pozicionáláshoz, az alacsony felbontású spektrométer (LRS) valamint a billenő fotometria csatorna (Chopped Photometric Channel, CPC). Magát a felmérést végző rendszer 62 db négyzetes infravörös érzékelőből állt, amelyeket úgy helyeztek el, hogy bármilyen valódi pontforrást, amely áthaladt a fókuszsíkon, legalább két detektor látott, minden hullámhosszon. Némely detektor mérete a fele volt az adott hullámhosszon alkalmazott detektorméretnek.

Az IRAS műholdat 1983 januárjában bocsátották fel, napszinkron, majdnem poláris (99°) pályára, ami kb. 1° -ot precesszált naponta. A mérések során az égbolt 96%-át sikerült legalább két ún. HCON ("hours–confirming")

effektív hullámhossz (μm)	detektorok száma	látómező (arcmin)	érzékenységi tartomány (μm)	érzékelő anyag	átlagos 10σ érzékenység (Jy)
12	16	0.75×4.5	8.5–15	Si:As	0.7
25	13	0.75×4.6	19–30	Si:As	0.65
60	15	1.5×4.7	40–80	Ge:Ga	0.85
100	13	3.0×5.0	83–120	Ge:Ga	3.0

F.1. táblázat. Az IRAS műhold detektorainak fontosabb paramétereit



F.2. ábra. A közép- és távoli infravörös égbolt, ahogyan az IRAS látta

szken-nel lefedni, és az égbolt 2/3-át egy harmadikkal is. Az ekliptikai pólus közelében ennél még nagyobb volt a lefedettség.

F.1.2. Az Infrared Space Observatory (ISO) fotopolarimétere, az ISOPHOT

Az ISO és az ISOPHOT. Az ISO műhold az IRAS-nál jóval szélesebb spektrális tartományban ($2.5\text{--}240\ \mu\text{m}$) dolgozott, és sokkal több műszer, illetve mérési konfiguráció állt az észlelők rendelkezésére. Az ISO volt az első, obszervatóriumként működő infravörös űrtávcső. Az IRAS-hoz hasonlóan ezt a műszert is egy 60cm átmérőjű, $f/15$ nyílászórájú Ritchey–Chrétien távcsővel szerelték fel, azonban a detektorok érzékenysége messze túlszárnyalta az IRAS detektoraiét. Mivel a dolgozatban csak a C100-as és C200-as kamera PHT22-es mérési módjával készült adatokkal foglalkozunk, az alábbiakban ennek rövid leírását adjuk meg. Az egyéb detektorok és észlelési módok részletes leírása megtalálható: *The ISO Handbook Vol. V., PHT - The Imaging Photo-Polarimeter* (Laureijs és mtsai 2000).

Az ISOPHOT volt az ISO infravörös űrtávcső leképező fotopolarimétere, a következő fő mérési módokkal:

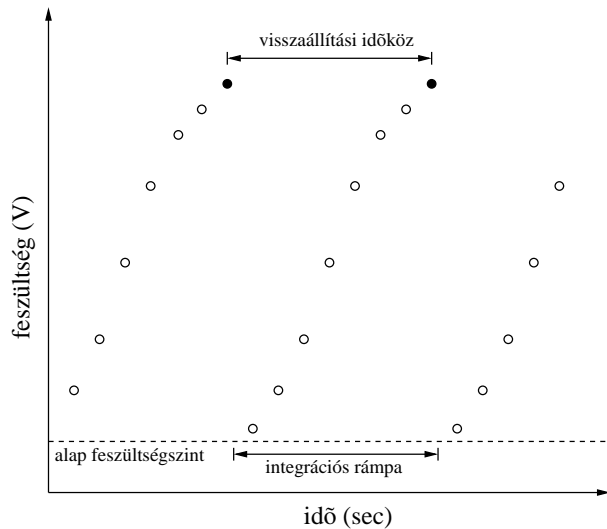
- önnálló-detektorpixeles apertúra-fotometria ($3\text{--}120\ \mu\text{m}$, "P"-detektorok)
- fotometria detektor-mátrixokkal ($40\text{--}240\ \mu\text{m}$, "C"-detektorok)
- polarimetria ($25, 170\ \mu\text{m}$)

- spektrofotometria (2.5–12 μm , "S"-detektor)

Az IRAS-hoz képest a hullámhossztartományt mintegy kétszeresére terjesztették ki a hosszú hullámhosszak felé. Ez a hullámhossztartomány, ahol a nagyon hideg (15-30 K) objektumok sugárzása a domináns, nem érhető el a Föld felszínéről, és csak nagyon korlátozott mértékben észlelhető repülőgépekről vagy ballonokról. Minthogy az ISO űrtávcsövet adott objektumok megfigyelésére tervezték, a hosszabb integrációs idők jóval halványabb objektumok megfigyelését is lehetővé tették, mint az IRAS esetében. Ugyanakkor a távoli infravörösben a jel/zaj arány nem javul az integrációs idő négyzetgyökével az égi konfúziós zaj miatt, ami, a műszerek kiváló érzékenysége ellenére, behatárolta a halvány objektumok észlelhetőségét, különösen a leghosszabb hullámhosszakon.

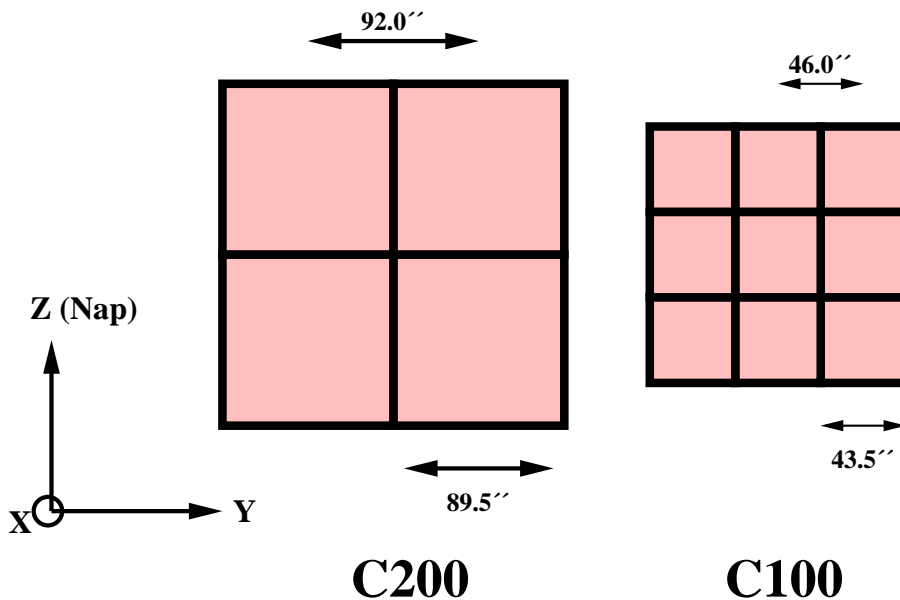
Jeldetektálás. Amikor egy ISOPHOT detektor infravörös fotonokat detektált valamilyen égi (vagy a belső kalibrációs) forrásból, akkor a CRE (Cold Readout Electronics) kimenetén a V feszültség az idő függvényében növekedett (l. F.1.2 ábra). Az időegységenkénti feszültségnövekedés a detektoron áthaladó áramtól függött, ami végeredményben arányos volt a detektort elérő fotonok számával. Minthogy a kimeneti feszültségnek egy bizonyos érték alatt kellett maradnia, a feszültséget időnként visszaállították az alapértékre (*reset level*) a kondenzátorok rövidre zárásával. Az alapértékre történő feszültség-visszaállításhoz tartozó feszültség-jelet "romboló kiolvasásnak" (*destructive read-out, DR*) hívják. Az olyan feszültségértékek, amelyek még nem okozzák a feszültség-szint alapértékre történő visszaállítást, az ún. "nem-romboló kiolvasások" (*non-destructive read-out, NDR*). A két visszaállítási impulzus között eltelt idő neve: visszaállítási időköz (*reset interval, RI*). Minden egy adott RI-n belül történő kiolvasás (NDR) része az ún. integrációs rámpának (l. F.3 ábra). A kalibráció során a feszültségnövekedést ($[V/s]$, az integrációs rámpa meredekségét) kötötték, külső és belső kalibrációs források segítségével, a csillagászati objektumok fluxusához ($[Jy]$, $1 Jy = 10^{-26} Wm^{-2}Hz^{-1}$).

A C100 és C200 kamerák. A PHT-C detektorok közül a C100-as egy 3×3 detektor pixeles, Ge:Ga detektor. A pixelek mérete az égbolton $43''.5 \times 43''.5$ -nek felel meg, míg a detektorpixelek középpontjai közötti távolság $46''.0$. A C200-as detektor 2×2 -es mátrixot alkotó detektorpixelekből áll, az egyes pixelek mérete $89''.5 \times 89''.5$, a pixelek középpontjai pedig $92''.0$ távolságban találhatók egymástól. A C200-as detektor esetében a Ge alapú pixeleket csavarokkal összeszorították (stressed detectors, így lecsökkentve a vezetési sáv eléréséhez szükséges energia nagyságát, amiáltal lehetővé vált a $200 \mu\text{m}$ körüli hullámhosszak detektálása is. A C100 és C200 kamera sematikus képe



F.3. ábra. Az ISOH-POT CRE kimenetének sematikus vázlatja. Az üres körök a nem-romboló-, a telt körök a romboló kiolvasásokat szimbolizálják.

az F.4 ábrán látható, a kamerához tartozó szűrők fontosabb paramétereit a F.2 táblázat tartalmazza.



F.4. ábra. Az ISOPHOT C100 és C200 detektorok sematikus képe. A bal oldalon látható koordináta-rendszer a távcső saját, belső koordináta-rendszerét mutatja. Az X-tengely az olvasó felé néz, az Y- és Z-tengely párhuzamos a detektor-mátrixok megfelelő oldalaiival, úgy, hogy a Z-tengely mindig a Nap irányába mutat.

A PHT22 észlelési mód: A PHT22 az ISOPHOT kamerák egyik legfontosabb észlelési módja volt, a nagy méretű térképek többsége ebben a

detektor	szűrő	λ_{ref} [μm]	λ_{k} [μm]	$\Delta\lambda$ [μm]	d_{Airy} [$''$]	f_{isp}
C100	C50	65.0	67.3	57.8	41.9	0.68
	C60	60.0	60.8	23.9	50.3	0.69
	C70	80.0	80.1	49.5	58.7	0.66
	C90	90.0	95.1	51.4	75.5	0.61
	C100	100.0	103.5	43.6	83.9	0.57
	C105	105.0	107.0	37.4	88.1	0.55
C200	C120	120.0	119.0	47.3	101	0.69
	C135	150.0	161.0	82.5	113	0.66
	C160	170.0	174.0	89.4	134	0.64
	C180	180.0	185.5	71.7	151	0.62
	C200	200.0	204.6	67.3	168	0.59

F.2. táblázat. A ISOPHOT C100 és C200 kameráihoz tartozó szűrők legfontosabb paramétereit. Az oszlopokban a következő mennyiségek találhatók: (1) detektor, (2) szűrő, (3) a szűrő referencia hullámhossza, (4) a szűrő központi hullámhossza, (5) a szűrő effektív szélessége, (6) az első Airy-korong átmérője, (7) a detektor-szűrő kombinációhoz tartozó, egy pixelre eső pontforrás-fluxus hányad (a pontforrás a pixel közepén található, „point spread function fraction”)

mérési módban készült. A PHT22 azok közé a mérési módok közé tartozik, amelyben a detektor a teljes mérési idő alatt a célterületet látja (*staring*), a teljes észlelendő terület lefedése pedig a detektor/detektor pixelek mérete tört-egész részével történő, az egyes mérési pontok közötti Y, vagy Z irányú eltolással valósul meg (*raster mode*). A továbbiakban kiértékelésre kerülő mérések mind olyanok voltak, amelyekben a detektor belső Y és Z koordináta tengelyei párhuzamosak voltak a detektor mozgatósi irányaival.

F.2. Infravörös hurkok a II. galaktikus negyedben

Mint ahogyan azt a Bevezetésben láttuk, a csillagközi anyag háromfázisú modelljében jelentős szerepet kapnak a szupernóva- és csillagszélbuborékok. Mind a nagy tömegű OB csillagok csillagszele, mind a szupernóva-robbanások lökéshulláma jelentősen átalakítja a csillagok környezetét. A buborékok belsejében koronális gáz, a buborékhéjakban a hideg, sűrű fázis jelenik meg, lehetőséget teremtve arra, hogy ezek a buborékhéjak a csillagok új nemzedékének bölcsői lehessenek. Ilyen buborékok alapvetően három módon fedezhetők fel az égen: (1) a buborékbelső lágy röntgensugárzása, illetve (2) a hideg héjban található gáz folytonos fékezésű rádiósugárzása és a hideg gáz

atomjainak/molekuláinak vonalas rádióemissziója, vagy (3) a por távoli infravörös kvázitermális sugárzása alapján. A hideg héjak legjellemzőbb rádiósugárzása a semleges hidrogén 21 cm-es vonala, illetve sűrűbb héjak esetén a molekuláris hidrogén indikátormolekuláinak (leggyakrabban CO izotópok) emissziója (~ 2.6 mm). Minthogy ezek a héjak hidegek ($T < 50$ K), a bennük található por kvázitermális sugárzásának intenzitásmaximuma a távoli infravörös tartományba ($50\text{--}200 \mu\text{m}$) esik, azaz ebben a hullámhossztartományban a héjaknak jól megfigyelhetőeknek kell lenniük.

Az ELTE Csillagászati Tanszékén 1996-ban indult kutatási program az ilyen, távoli infravörös tartományban megfigyelhető buborékhéjak keresését tűzte ki célul, elsőként a II. galaktikus negyedben ($l = 90\text{--}180^\circ$). A program eredményeként 141 infravörös hurkot sikerült azonosítanunk a fent említett térrészben. A hurkok alapvető paraméterein kívül (méret, pozíció, irányultság) meghatároztuk azok infravörös színét, származtattuk a háttérből való kiemelkedésüket jellemző paramétereket, valamint megpróbáltuk feltárni kapcsolatukat egyéb égi objektumokkal (sötét felhők, nagy tömegű csillagok, pulzárok, SN-maradványok stb.). A II. galaktikus negyedben található hurkok katalógusa a következő web-címen érhető el: "<http://astro.elte.hu/IRASLoops>".

E program keretében tanulmányoztuk a GIRL126+10 nevű infravörös hurkot (Schwartz 1987, Kiss et al. 2002, előkészületben; **GIRL** = **G**alactic **I**nfr**R**ed **L**oop, az első szám a galaktikus hosszúságot, a második a galaktikus szélességet írja le). A hurok belsejében három B csillag található (HD 4382, 5490, 9165), amelyek távolsága (240 pc) kiváló egyezésben van a Khavtassi 15 molekulafelhő, valamint a hurokszerkezet távolságával (l. 2. fejezet). Bár a csillagok egyenként nem, a három csillag együtt már képes lehetett arra, hogy létrehozzon csillagszele által egy a GIRL126+10-nek megfelelő méretű szerkezetet, így a Khavtassi 15-höz tartozó hurok minden valószínűség szerint egy többforrású csillagszél-buborék égi vetülete.

F.3. A CO molekula rádiósugárzása

A molekuláris hidrogén megfigyelése a csillagközi anyag fizikájának egyik legnagyobb problémája. Bár a sűrű felhőkben, elméleti megfontolások alapján, szinte a felhő teljes hidrogéntömegének molekuláris állapotban kell lennie, a hidrogénmolekulának nincsenek könnyen észlelhető vonalai a rádiótartományban, annak ellenére, hogy a rotációs átmenetek ebbe a hullámhossztartományba esnek. A H_2 molekula dipólátmenetei ugyanis "háromszorosan" is tiltottak:

1. mint homonukleáris molekulának, a H_2 -nek nincsen permanens dipólmomentuma

2. az első gerjesztett szint eléréséhez szükséges energia kb. 500 K-nek felel meg, szemben a molekulafelhők 30 K alatti hőmérsékletével
3. a $\Delta J = \pm 1$ dipólátmenetek spin-tiltottak. Ugyanis a hidrogénmolekula hullámfüggvényének szimmetriája a J teljes impulzusmomentum kvantumszámtól a $(-1)^J$ alakban függ ($J=0, 2, \dots$ szimmetrikus). Minthogy a H_2 molekula két protonja fermion, a teljes hullámfüggvénynek antiszimmetrikusnak kell lennie. Ez csak úgy lehetséges, ha páros J -kre a protonok spinjei "ellentétesek" (para- H_2), páratlan J -kre pedig "azonos irányúak" (orto- H_2). A két típusú molekula között az átmenet időskálája $\sim 10^6$ év, azaz a $\Delta J = \pm 1$ átmenetek igen valószínűtlenek. Ugyanakkor léteznek vibrációs és kvadrupól átmenetek (pl. $J=2-0$ $28 \mu\text{m}$ -en), ezek megfigyelése azonban a légköri elnyelés miatt csak az utóbbi időben vált lehetővé űreszközökről.

A H_2 eloszlásának feltérképezésére a "klasszikus" megoldás az ún. indikátor-molekulák alkalmazása, amelyek közül nem túl nagy sűrűségek esetén a legjobban használhatók, és így a legelterjedtebbek a CO molekula izotópjai. A CO/ H_2 gyakorisági arány ismeretében a mért csillagközi felhő molekuláris tömegére és sűrűségére igen jó becslés adható. A CO molekula forgási átmenetei a H_2 molekulákkal és a He atomokkal való ütközések során gerjesztődnek, és általában megengedhető a lokális termodinamikai egyensúly (LTE) feltételezése. A leggyakrabban használt három CO izotóp a ^{12}CO , ^{13}CO , C^{18}O , sűrűségtől függően. Egy átlagos felhőben a leggyakoribb ^{12}CO molekula ($J=1-0$) vonala már optikailag vastag, míg a kevésbé gyakori izotópok vonalai optikailag vékonyak. Emiatt a ritkább izotópokból meghatározható az adott izotóp oszlopsűrűsége, amiből a gyakorisági arány ismeretében a H_2 oszlopsűrűség is kiszámítható. Ehhez ismerni kell még az enegriaszintek betöltöttségét jellemző T_{ex} gerjesztési hőmérsékletet, amely az optikailag vastag ^{12}CO vonal csúcsintenzitásából származtatható, és jó közelítéssel megegyezik a kinetikus hőmérséklettel. Ahhoz, hogy a fenti számolás elvégezhető legyen, a következő feltételeknek kell teljesülniük:

- T_{ex} nem változik a látóirány mentén és azonos valamennyi CO izotópra
- a csomósság nem számottevő a távcső nyalábméreténél kisebb skálákon
- a ^{12}CO és ^{13}CO (vagy C^{18}O) emisszió ugyanabból a térrészből érkezik.

A számolás részletesen megtalálható: Rohlfs K., Wilson T.L.: Tools of Radio Astronomy, 3rd edition, 2000, Springer-Verlag, Heidelberg

Irodalomjegyzék

- Abergel A., André P., Bacmann A., et al., 1999, *Spatial distribution of dust from cirrus to dense clouds*, *ESA-SP 427*, 615
- Ábrahám P., Leinert Ch., Lemke D., 1997, *A&A* 328, 702
- Ackermann E., Hajduk C., Lemke D., 1992, *Sensitivity Limits for the Photopolarimeter ISOPHOT*, In: *Infrared Astronomy with ISO*, (eds.) Th. Encrenaz and M.F. Kessler, Nova Science Publisher, p.79.
- Alves J.F., Lada C.J., Lada E.A., 2001, *Nature* 409, 159
- Balázs L.G., Berend Zs., Duschl W.J., Einsele C., 1998, „Maximum likelihood estimation of scale height of the galactic disc”, *Dynamics of Galaxies and Galactic Nuclei*, eds. Duschl W.J., Einsele C., p. 113
- Berkhuijsen E.M., 1971, *A&A* 14, 252
- Bond J.R., Carr B.J., Hogan C.J., 1986, *ApJ* 428, 306
- Boulanger, F., Pérault, M., 1988, *ApJ* 330, 964
- Boulanger F., Bronfman L., Dame T.M., Thaddeus P., 1998, *A&A* 332, 273
- Bowers R.L., Deeming T., 1984, *Astrophysics*. Jones and Bartlett Publisher Inc., Boston
- Bronstein J.N., Szemengyajev K.A., 1987, *Matematikai Zsebkönyv*, 6. kiadás, Műszaki Könyvkiadó, Budapest
- Dame T.M., Ungerechts H., Cohen R.S., et al., 1987, *ApJ* 322, 706
- Désert F.-X., Bazell D., Boulanger F., 1988, *ApJ* 334, 815
- Désert F.-X., Boulanger F., Puget J.L., 1990, *A&A* 237, 215
- Dickman R.L., 1978a, *ApJS* 37, 407
- Dickman R.L., 1978b, *AJ* 83, 363
- Dickman R.L., Kleiner S.C., 1985, *ApJ* 295, 479
- Dickey J.M., Lockman F.J., 1990, *ARAA* 28, 256
- Dole H., Gispert R., Lagache G., et al., 2001, *A&A*, submitted
- Duvert G., Cernicharo J., Baudry A., 1986, *A&A* 164, 349
- Ebert R., 1994, *ADASS III. ASP Conf. Ser. Vol. 61*, p.30
- Elmegreen B.G., Falgarone E., 1996, *ApJ* 471, 816
- Ferrière K., 1998, *ApJ* 503, 700
- Field G.B., Goldsmith D.W., Habing H.J., 1969, *ApJ* 155, L49
- Finkbeiner D.P., Davis M., Schlegel D.J., 2000, *ApJ* 544, 81
- Gabriel C., Acosta-Pulido J., Heinrichsen I., et al., 1997, *The ISOPHOT Interactive Analysis PIA, a Calibration and Scientific Analysis Tool*, In: *ADASS VI, ASP*

- Conference series vol. 125, (eds.) Hunt G., Payne H.E., p. 108
- Gautier III T.N., Boulanger F., Pérault M., Puget J.L., 1992, *AJ* 103, 1313
- Green D.A., 1993, *MNRAS* 262, 327
- Grenier I.A., Lebrun F., Arnaud M., et al., 1989, *ApJ* 347, 231
- Guiderdoni B., Bouchet F.R., Puget J.L., Lagache G., Hivon E., 1997, *Nature* 390, 257
- Haiman Z., Knox L., 2000, *ApJ* 530, 124
- Harjunpää P., Mattila K., 1996, *A&A* 305, 920
- Hartmann D., Burton W.B., 1997, *The Leiden/Dwingeloo Survey of HI in the Galaxy*. Cambridge University Press
- Hauser M.G., Arendt R.G., Kelsall T., et al., 1998, *ApJ* 508, 25
- Hauser M.G., Dwek E., 2001, *ASTRO-PH 0105539*, to appear in *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*
- Heathcote S.R., Brand P.W.J.L., 1983, *MNRAS* 203, 67
- Helou G., Beichman C.A., 1990, *The confusion limits to the sensitivity of submillimeter telescopes*, In: *From Ground-Based to Space-Borne Sub-mm Astronomy*, Proc. of the 29th Liège International Astrophysical Coll., ESA Publ., p. 117. (H&B)
- Héraudeau Ph., Abraham P., Klaas U., Kiss Cs., 2001, "Systematic comparison of ISOPHOT and DIRBE Surface Brightness Calibration", In: *The calibration legacy of the ISO Mission*, (eds.) Metcalfe L. et al., *ESA Special Publications Series*, Vol. 481., in press
- Herbstmeier U., Abraham P., Lemke D., et al., 1998, *A&A* 332, 739
- Hildebrand R.H., 1983, *QJRAS* 24, 267
- Houllahan M.P., Scalo J., 1992, *ApJ* 393, 172
- Hubble E.P., 1934, *ApJ* 79, 8
- Kashlinsky A., Mather J.C., Odenwald S., 1996, *ApJ* 473, L9
- Kelsall T., Weiland J.L., Franz B.A., et al., 1998, *ApJ* 508, 44
- Kessler M.F., Steinz J.A., Anderegg M.F., et al., 1996, *A&A* 315, 27
- Kessler M.F., Müller T.G., Arviset C., García-Lario P., Prusti T., 2000, *The ISO Handbook Vol. I, ISO – Mission Overview*, SAI-2000-035/Dc, Version 1.0, ISO Data Centre, Villafranca del Castillo
- Khavtassi J.Sh., 1955, *Bulletin of Abastumani Astroph. Obs.* 18, 29
- Khavtassi J.Sh., 1960, *Atlas of Galactic Dark Clouds*, Tbilisi
- Kiss Cs., Tóth L.V., Moór A., Sato F., Nikolic S., Wouterloot J.G.A., 2000, *A&A* 367, 755
- Kiss Cs., Abraham P., Klaas U., Juvela M., Lemke D., 2001, *A&A* 379, 1161
- Klaas U., Haas M., Müller S., et al., 2001, *A&A* 379, 823
- Kramer C., Degiacomi C.G., Graf U.U. et al., 1998a, In: *Philips T.G. (ed) Proc. SPIE 3357, Advanced Technology MMW, Radio and Terahertz Telescopes*, p. 711
- Kramer C., Stutzki J., Röhrig R., Corneliussen U., 1998b, *A&A* 329, 249
- Kun M., Prusti T., 1993, *A&A* 272, 235
- Kun M., Obayashi A., Sato F., et al., 1994, *A&A* 292, 249

- Lagache G., Abergel A., Boulanger F., Puget J.-L., 1998, *A&A* 333, 709
- Lagache G., Abergel A., Boulanger F., Désert F.X., Puget J.-L., 1999, *A&A* 344, 322
- Lagache G., Puget J.-L., 2000, *A&A* 355, 17
- Lagache G., Haffner L.M., Reynolds R.J., Tufte S.L., 2000, *A&A* 354, 247
- Lang K.R., 1992, *Astrophysical Data: Planets and Stars*, Springer-Verlag
- Langer W.D., Wilson R.W., Anderson C.H., 1993, *ApJ* 408, L45
- Larson R., 1992, *MNRAS* 256, 641
- Laureijs R.J., Chlewicki G., Clark F.O., Wesselius P.R., 1989, *A&A* 220, 226
- Laureijs R.J., Clark F.O., Prusti T., 1991, *ApJ* 372, 185
- Laureijs R.J., Fukui Y., Helou G., et al., 1995, *ApJS* 101, 87
- Laureijs R.J., Klaas U., Richards P.J., Schulz B. and Ábrahám P., 2000, *The ISO Handbook Vol. V., PHT - The Imaging Photo-Polarimeter*, SAI/99-069/Dc, Version 1.2, ISO Data Centre, Villafranca del Castillo
- Lebrun F., 1986, *ApJ* 306, 16
- Lemke D., Klaas U., Abolins J., et al., 1996, *A&A* 315, 64
- Lemke D., Ábrahám P., Haas M., et al., 2000, *ISOPHOT Surveys and the Extragalactic Background*, In: *The Extragalactic Background and its Cosmological Implications*, IAU Symposium Vol. 204, (eds.) Harwit M., Hauser M.G., in press
- Li A., Greenberg J.M., 1997, *A&A* 323, 566
- Liljeström T., 1991, *A&A* 244, 483
- Low F., Beintema D.A., Gautier F.N., et al., 1984, *ApJ* 278, 19
- Lynds B.T., 1962, *ApJS* 7, 1
- Maíz-Appellániz J., 2001, *ApJ* 560, L83
- Matsuhara H., Kawara K., Sato Y., et al., 2000, *A&A* 361, 407
- McKee C.F., Ostriker J.P., 1977, *ApJ* 218, 148
- Nikolic S., Kiss Cs., Johansson L. E. B., Wouterloot J.G.A., Tóth L.V., 2001, *A&A* 367, 694
- Nozawa S., Mizuno A., Teshima Y., et al., 1991, *ApJS* 77, 647
- Obayashi A., Kun M., Sato F., et al., 1998, *AJ* 115, 274
- Pei Y.C., Fall M.S., Hauser M.G., 1999, *ApJ* 522, 604
- Pérault M., Falgarone E., Puget J.L., 1986, *A&A* 157, 139
- Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P., 1992, *Numerical Recipes in C*. Cambridge University Press, 2nd edition
- Rohlfs K., Wilson T.L., *Tools of Radio Astronomy*, 2000, 3rd edition, Springer-Verlag, Heidelberg
- Sato F., Mizuno A., Nagahama T. et al., 1994, *ApJ* 435, 279
- Scheffler H., Elsässer H., 1988, *Physics of the Galaxy and Interstellar Matter*. Springer-Verlag, Heidelberg
- Schlegel D.J., Finkbeiner D.P., Davis M., 1998, *ApJ* 500, 525
- Schwartz P.R., 1987, *ApJ* 320, 258
- Seitter W.C., 1975, *Bonner Spectral Atlas II*, Ferdinand Dümmler Verlag
- Sfeir D.M., Lallement R., Chiro F., Welsh B.Y., 1999, *A&A* 346, 785

- Spitzer L. Jr., 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium*, Wiley Interscience, New York
- Stickel M., Lemke D., Haikala L.K., Mattila K., Haas M., 1998, *A&A* 329, 55
- Stutzki J., Bensch A., Heithausen A., Ossenkopf V., Zielinsky M., 1998, *A&A* 336, 697
- Taylor D.K., Dickman R.L., Scoville N.Z., 1987, *ApJ* 315, 104
- Tóth L.V., Balázs L.G., Ábrahám P., 1992, *ADASS Conf. Ser. Vol.25*, p. 251
- Tóth L.V., Horváth A.Jr., 1995, *Ap&SS* 233, 175
- Tóth L.V., Haikala L.K., Liljeström T., Mattila K., 1995, *A&A* 295, 755
- Tóth L.V., Walmsley C.M., 1996, *A&A* 311, 981
- Tóth L.V., Kiss Cs., Moór A., 1996, *Catalogue of IRAS Loops in the IInd Galactic Quadrant*, In: Käuff H.U., Siebenmorgen R. (eds.), *The Role of Dust in the Formation of Stars*, ESO workshop, Springer, p. 125
- Wainscoat R.J., Cohen M., Volk K., et al., 1992, *ApJS* 83, 111
- Walker H.J., Cohen M., 1989, *AJ* 98, 2163
- Winnewisser G., Zimmermann P., Hernichel J., et al., 1990, *A&A* 230, 248
- Wheelock S.L., Gautier T.N., Chillemi J., et al., 1994, *IRAS Sky Survey Atlas Explanatory Supplement*. JPL Publications, JPL, Pasadena
- Wolf M., 1923, *Astron. Nachr.*, 219, 109
- Yonekura Y., Dobashi K., Mizuno A., et al., 1997, *ApJS* 110, 21

Az értekezés összefoglalója

Az értekezés témája a csillagközi anyag hidegebb komponenseinek vizsgálata, főleg szerkezeti, morfológiai szempontból. Az értekezés tartalmilag alapvetően két nagy részre osztható. A csillagközi anyag kutatását és a csillagközi anyagról jelen pillanatban rendelkezésre álló tudásunkat bemutató bevezetés után a 2. fejezetben egy izolált, kisméretű molekulafelhő, a Khavtassi 15 leírásával foglalkozunk optikai, rádió, és infravörös mérések alapján. Meghatározzuk a felhő legfontosabb paramétereit (tömeg, távolság, sűrűség) és feltárjuk kis skálájú szerkezetét, megvizsgáljuk stabilitását és kapcsolatát környezetével. Ez a vizsgálat része annak a nagyobb programnak, amely Dr. Tóth L. Viktor vezetésével tanulmányozza a szupernóva robbanások és erős csillagszelek kölcsönhatását a csillagközi anyaggal. Ezen munka részét képezi az infravörös hurkok katalógusa (F.2. függelék), valamint olyan molekulafelhők tanulmányozása, amelyek valószínűleg elszenvedték ilyen lökéshullámfront áthaladását. A Khavtassi 15 is ezek közül való.

A 3. és 4. fejezet a csillagközi anyag kevésbé sűrű, hideg fázisával, ezen belül a cirrusz felhők infravörös morfológiájával foglalkozik. A 3. fejezetben a kis skálájú szerkezetet tanulmányozzuk a szögperces fluktuációk alapján. Főleg azt vizsgáltuk, hogyan lehet megjósolni a fluktuációk amplitúdóját a cirrusz felületi fényességéből. Az eredményül kapott formulák nagy jelentőséggel bírnak gyakorlati szempontból is, hiszen hasznos segédeszközök lehetnek a jövő infravörös űrtávcsövei (SIRTF, Herschel) számára a mérések megtervezésekor. A fluktuációk tanulmányozása fényt derített arra is, hogy az ég leghalványabb területein a fluktuációkat nem a galaktikus cirrusz sugárzása, hanem egy konstans, izotróp komponens dominálja. A mérési zaj kizárása után ezt a komponenszt az extragalaktikus háttér fluktuációival azonosítottuk. Módszerünk teljesen új eljárást ad ennek meghatározására, és az eredményeink jól egyeznek a mások által, más módszerekkel kapott értékekkel. Modellek segítségével az extragalaktikus háttér abszolút értéke is megbecsülhető.

A 4. fejezet a cirrusz emisszió kissé nagyobb léptékű szerkezetét vizsgálja távoli infravörös felületi fényesség térképek Fourier analízisével. Eredményeinek szerint a vizsgált cirrusz-területek teljesítményspektrumának spektrálindexe nem állandó, hanem területről területre változik. Sikerült ezen spektrálindex egyértelmű függését kimutatnunk a távoli infravörös felületi fényességtől és a terület semleges hidrogén oszlopsűrűségétől is. Azonos égi területek spektrálindexe sem bizonyult állandónak minden hullámhosszon, a hosszabb hullámhosszakon mindig meredekebb teljesítményspektrumokat találtunk. A változó spektrálindex és a hullámhosszfüggés magyarázata valószínűleg a csomósság fényességfüggésében és az azonos területeken egyszerre előforduló többféle porhőmérsékletben keresendő.

Thesis summary

The main subject of this thesis is the investigation of the morphology of the cold components of the interstellar medium. The thesis can be divided into two main parts. After a short introduction to the physics of the interstellar matter, a detailed, multiwavelength study of the Khavtassi 15 molecular cloud is presented in Sect. 2. The main physical parameters (mass, distance, density, etc.) is determined based on optical, infrared and radio data. We also investigate the small scale structure, stability and the connection to its environment. This work is part of a large project (led by L.V. Tóth), which studies the interaction of strong stellar winds and supernova explosions with the interstellar medium, including the Catalogue of Far-Infrared Loop (see Appendix F.2) and a minisurvey of shock-passage candidate clouds in the Cepheus–Cassiopeia region, like Khavtassi 15 itself.

In Sects. 3 and 4 some issues of the far-infrared (FIR) morphology of cirrus clouds is discussed. In Sect. 3 we investigate the FIR confusion noise based on the arcminute-scale fluctuations in the emission. Our main goal was to predict fluctuation amplitudes from the FIR surface brightness of the fields. Our new formulae may have a great impact on designing measurements with the future FIR space telescopes, like SIRTf or Herschel. According to our results, small scale fluctuations are not dominated by the FIR cirrus emission on the faintest areas of the sky, but by an isotropic, constant term, which can be associated with the fluctuations due to the Cosmic Far-Infrared Background (CFIRB), the accumulated light of unresolved galaxies in the line of sight. Our method gives a new way for the determination of the CFIRB fluctuations. Our fluctuation amplitudes are in very good agreement both with other results and with theoretical predictions.

In Sect. 4 we analyse the power spectra of FIR surface brightness maps in order to get information on the larger scale cirrus structure. We found that the spectral index of these fields – which is related to the fractal dimension of the emitting medium – is not constant, and has a clear dependence on the surface brightness (or neutral hydrogen column density) and on the measurement wavelength. We found systematically steeper power spectra in the case of longer wavelength maps of the same sky area. A possible explanation for this behaviour is the existence of clumpiness and a mixture of colour temperatures in the same field.