

Do 25 1

Matematički fakultet Univerziteta u Beogradu

DOKTORSKA DISERTACIJA

MOLEKULSKI OBLACI U OBLASTI CEFEJA

Mr Silvana Nikolić

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ
МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

ИВ. Бр. dos. A. 21
БИБЛИОТЕКА

Septembar, 2001.

Molekulski oblaci u oblasti Cefeja

– Doktorska teza –

Mr Silvana Nikolić

Astronomska Opservatorija u Beogradu

Sadržaj

1 Ciljevi teze	1
2 Međuzvezdana materija	4
2.1 Galaktički pregledi molekuskog neba	5
3 Molekuli i molekularni oblaci	8
3.1 Osnovna struktura molekula i mehanizmi zračenja	8
3.1.1 Rotacioni spektri dvoatomskih i linearnih višeatomskih molekula	9
3.1.2 Simetrični i asimetrični top – molekuli	10
3.1.3 Zračenje atoma u oblasti radio – talasa	12
3.2 Molekularni oblaci	14
3.2.1 Gas	15
3.2.2 Prašina u molekularnim oblacima	18
3.2.3 Zagrevanje i hlađenje gasa i prašine	19
3.2.4 Karakteristične fizičke veličine	20

4	Ekscitacija molekula i prenos zračenja	25
4.1	LTR aproksimacija	28
4.2	Srednja verovatnoća bega fotona	29
4.3	Aproksimacija velikog gradijenta brzina	30
4.4	Mikroturbulentni modeli	31
4.5	Primene Monte Carlo metode	32
5	Stvaranje zvezda	35
5.1	Nastanak zvezda velikih i malih masa	39
5.2	Evolucija protozvezde male mase	40
5.3	Faza odbacivanja dela akumuliranog gasa	42
5.4	Faza "T Tau zvezda"	46
5.5	Spektralna evolucija protozvezde	48
6	Astrohemija	51
6.1	Procesi stvaranja i razaranja molekula	52
6.1.1	Hemijske reakcije gasne faze	54

6.1.2 Hemijske reakcije na površini čestica prašine	57
6.2 Hemijski modeli	59
6.2.1 Modeli gasne faze	61
6.2.2 Modeli složenog sistema gas+prašina	62
6.3 Hemijska evolucija protozvezde	64
7 Turbulentan CO gas u tamnom oblaku	70
7.1 Određivanje udaljenosti do oblaka	70
7.2 Prašina u molekulskom oblaku	71
7.3 Molekulski gas u oblaku	72
7.4 Implikacije razlike virijalne mase i mase izvedene iz CO	77
8 Cijanovodonik i izocijanovodonik u L 1251	84
8.1 Tamni oblak L 1251	84
8.2 HCN i HNC	86
8.3 Mape i intenziteti zračenja HCN i HNC	88
8.4 Hiperfina struktura EM prelaza	94

8.5 Monte Karlo modeliranje	98
8.6 Relativna zastupljenost jedinjenja	100
9 Uticaj protozvezda na hemiju	104
9.1 Problem određivanja kinetičke temperature molekuskog gasa	104
9.2 CS i HCO ⁺	108
9.3 Cirkumstelarni diskovi oko protozvezda	111
9.4 Hemija azota i sumpora u oblaku	112
10 L 1217/ L 1219 I. CO mape i H_α zvezde	119
10.1 CO posmatranja	119
10.2 Protozvezde i mlade zvezde	121
10.3 Okruženje refleksione magline	124
11 Određivanje hemijske starosti	125
11.1 Hemijski časovnici	125
11.2 Rezultati posmatranja	126
11.3 Nesigurnosti određivanja tačnosti rezultata	128
12 Sažetak teze	130

Apstrakt

U proučavanju fizičkih i hemijskih karakteristika tamnih molekulskih oblaka primenjene su metode optičke, infracrvene i radio spektroskopije. Na primerima L 1219, L 1251 i L 1274 razmatrana su opšta svojstva molekulskih oblaka u oblasti Cefeja.

Osnovu teze sačinjavaju sledeći originalni naučni radovi:

1. S. Nikolić, Cs. Kiss, L.E.B. Johansson, J.G.A. Wouterloot, L.V. Tóth, 2001, "L 1274: a multiwavelength study of a dark cloud in the Cep – Cas void", *A&A* 367, 694
2. S. Nikolić, L.E.B. Johansson, M. Juvela, 2001, "Star formation in L 1251 III.: Hydrogen cyanide and isocyanide", *A&A poslato*
3. S. Nikolić, M. Juvela, L.E.B. Johansson, J. Harju, 2001, "Star formation in L 1251 IV.: Chemistry of the dense cores", *A&A poslato*
4. M. Kun, S. Nikolić, P. Ábráham, 2000, "Star Formation in the Cepheus Flare: L 1219 and L 1251", in the *Star formation from the small to the large scale*, Proc. of the 33rd ESLAB Symp., eds. Favata F., Kaas A.A., Wilson A., ESA-445, str. 441
5. S. Nikolić, 1998, "Comparison of Chemical and Traditional Temporal Indicators", in the Proc. of the XII Nacional Conference of Yugoslav Astronomers, *Publ. Astron. Obs. Belgrade* 65, 93

Originalni naučni radovi nastali tokom rada na ovoj tezi koji su objavljeni, ali nisu uključeni u tezu:

- Cs. Kiss, L.V. Tóth, A. Moór, F. Sato, S. Nikolić, J.G.A. Wouterloot, 2000, "Low mass clouds in the Cepheus–Cassiopeia Void: Khavtassi 15", *A&A* 363, 755
- Cs. Kiss, S. Nikolić, A. Moór, L.V. Tóth, 1997, "Multiwavelength studies of Kh 15", in the Proc. of the XXX Young European Radio Astronomers Conference (YERAC), *Acta Cosmologica*, Universitas Iagellonica, XXIII-2, pg. 95.

天
地
人
三
才
圖

一

二

三

四

五
六
七
八
九
十

十一

十二

十三

十四

十五

十六

十七

1 Uvod i ciljevi teze

Postoji mnogo indikacija da je međuzvezdana materija (u daljnjem tekstu koristiće se i uobičajeno skraćeno pisanje ISM, od engleskog “Interstellar Matter”) u oblasti Cefeja i Kasiopeje (Cepheus – Cassiopeia), koja se prostire približno između $100 \leq \ell \leq 140^\circ$ i $0 \leq b \leq 25^\circ$, u veoma turbulentnom stanju. Takvo stanje međuzvezdane materije verovatno je posledica eksplozija više supernovih (SN) u ovoj oblasti tokom poslednjih 10^6 godina. U oblasti između kompleksa molekulskih oblaka Cefej i Kasiopeja nije detektovana značajna emisija ugljen – monoksida (CO). Ta, nazovimo je “rupa” u radio zračenju, ‘popunjena’ je mekim X – zračenjem čije je moguće poreklo supernova koja je eksplodirala pre približno 10^4 godina. Hipotetički centar ostatka supernove (u daljem tekstu SNR, od engleskog “Supernova Remnant”) je od nas udaljen oko 300 pc (Grenier et al. 1989). Takođe, duž istočne granice kompleksa molekulskih oblaka u Cefeju proteže se ivica jedne od najvećih detektovanih petlji u radio – kontinuumu, Petlje III (Berkhuijsen 1973). Opšte je uverenje da su radio – petlje veoma stare SNR, sa procenjenom starošću reda $\sim 10^6$ godina. Udaljenost do Petlje III je procenjena na 150 pc, a koordinate projektovanog centra petlje, $\ell \approx 125^\circ$ i $b \approx 15^\circ$, nalaze se u oblasti Kasiopeje (Berkhuijsen 1973). Nedaleko od Petlje III je detektovan i tzv. Mehur u Cefeju, prsten prašine oko Cep OB2 asocijacije (Ábrahám et al. 2000, Patel et al. 1998). Ábrahám et al. (2000) su detaljno istražili prostornu raspodelu zračenja i raspodelu brzina atomskog vodonika koji je povezan sa Mehurum. Njihov zaključak je da se kinematika i veličina ljske najbolje mogu objasniti modelom u kome je pre oko 1.7×10^6 godina došlo do eksplozije supernove u oblasti Cep OB2a (daljina do asocijacije iznosi 600 pc kako je precizno ustanovljeno merenjem na *Hipparcos*-u, De Zeeuw et al. 1999).

Osim gasa, i prašina koja se nalazi u ovoj oblasti je u turbulentnom stanju: u Kvadrantu broj 2 Galaksije (drugi kvadrant je omeđen galaktičkim longitudama $90 \leq \ell \leq 180^\circ$) detektovano je u dalekoj infracrvenoj oblasti spektra, na $100\mu\text{m}$, 135 petlji (Tóth et al. 1996, Kiss et al. 2001, *in prep.*). Projektovani položaji na nebu mnogih molekulskih oblaka prate linije pojedinih infracrvenih petlji, potkrepljujući hipotezu da su ove petlje nastale od gasa i prašine koji su razvejani jakim zvezdanim vetrovima i/ili eksplozijama supernovih.

Kada je u pitanju nastanak novih zvezda i istraživanje ‘kolevki’ u kojima se zvezde rađaju, do sada su detaljnije proučene dve oblasti: kompleks molekulskih oblaka u Orionu (Orion), u kome se uglavnom rađaju zvezde većih masa, i kompleks molekulskih oblaka u Biku (Taurus) koji stvara skoro isključivo zvezde manjih masa. Kompleks oblaka u Cefeju, iako na relativno maloj udaljenosti nije detaljnije istraživan.

Postoje nagoveštaji da ovaj kompleks molekulskih oblaka nije samo dalji i masivniji 'klon' kompleksa u Biku, budući da su neka svojstva kompleksa molekulskih oblaka u Cefeju slična osobinama kompleksa u Orionu (npr. indeks masenog spektra ^{13}CO molekulskih oblaka). Temelji za daljnja, detaljnija istraživanja molekulskih oblaka u Cefeju postavljeni su skorašnjim istraživanjima raspodele mladih zvezdanih objekata odn. protozvezda (skr. YSO, od engleskog "Young Stellar Object") u ovoj oblasti (Kun 1998), i mapiranjem gustih jezgara u molekulskom gasu kroz emisionu liniju izotopomera ugljen – monoksida, ^{13}CO (Yonekura et al. 1997).

Za proučavanje fizičkih i hemijskih osobina molekulskih oblaka u oblasti Cefeja koji su u prošlosti verovatno bili izloženi dejstvu udarnog talasa čije je poreklo nepoznata(e) supernova(e), odabrali smo sledeće molekulske oblake: Kh 15 (Khavtassi 1955), L 1219, L 1235, L 1251 i L 1274 (Lynds 1962). Uzorak našeg istraživanja sadrži i molekulske oblake za koje ne postoje indicije o tekućem procesu stvaranja nove, mlade zvezde, ali i molekulske oblake u kojima u ovom trenutku nastaje jedna ili više mladih zvezda male mase. U ovoj tezi predstavljamo rezultate spektroskopskog istraživanja u širokoj oblasti (od optičkog preko infracrvenog do radio – područja) spektra tamnih molekulskih oblaka L 1219, L 1251 i L 1274.

- o L 1219 leži na južnom kraju kompleksa molekulskih oblaka u Cefeju. Slike na $100\ \mu\text{m}$ pokazuju da molekulski oblak ima strukturu koja izrazito podseća na kometu sa jasno vidljivom glavom i repom. Osa je orijentisana u pravcu jug – sever (idući od glave ka repu). Dve oblasti hladnog i verovatno, gustog, gasa okružuju identifikovane protozvezde (Kun 1998).

- o L 1251 takođe ima strukturu poput komete, sa osom orijentisanom u smeru istok – zapad (Sato & Fukui 1989, Sato et al. 1994). Ovaj oblak je veoma izdašan u stvaranju mladih zvezda: Kun & Prusti (1993) su pronašli 12 zvezda sa izrazitim zračenjem u $\text{H}\alpha$ liniji za koje smatraju da su verovatno zvezde tzv. T Tau tipa; detektovano je i 16 tačkastih *IRAS* izvora sa infracrvenim bojama uobičajenim za spektar protozvezde. Zvezde tipa T Tau nalaze se skoro isključivo u istočnom delu molekulskog oblaka, nagoveštavajući da je proces stvaranja mladih zvezda u delu oblaka koji odgovara glavi oblaka otpočeo nešto ranije.

- o L 1274 je tamni molekulski oblak koji nema vidljivih znakova stvaranja mladih zvezda. Preliminarne mape raspodele brzina (^{13}CO , Sato F. 1995, priv.com) ukazivale su na veliku mogućnost čeonog sudara oblaka i udarnog fronta talasa.

Struktura ove teze je sledeća: u drugom poglavlju dajemo pregled saznanja o međuzvezdanoj materiji; u trećem poglavlju data je osnovna struktura molekula i objašnjen nastanak linijskog zračenja molekula; pobuđenje odn. ekscitacija molekula i načini rešavanja problema prenosa zračenja u međuzvezdanoj sredini razmatrani su u četvrtom poglavlju; peto poglavlje opisuje osnovna načela nastanka zvezda, sa naglaskom na stvaranje zvezda malih masa; hemijski procesi u molekulskim oblacima su navedeni u poglavlju 6; u sedmom poglavlju je dat kratak pregled rezultata ove teze; detaljno su razmatrani rezultati istraživačkih radova uključenih u ovu tezu i predložene su ideje za buduća istraživanja.

2 Međuzvezdana materija

Prostor između zvezda nije prazan - popunjen je međuzvezdanom materijom¹. Prostorna raspodela međuzvezdane materije nije homogena, gas i prašina su skoncentrisani uglavnom u disku Galaksije. Veći deo mase ISM nalazi se u atomskim i molekulskim oblacima. Prostor između oblaka, koji čini daleko veći deo raspoložive zapremine Galaksije, popunjen je toplijim gasom. U načelu, međuzvezdana materija se opisuje kao mešavina materije trofaznog gasa. Prvu fazu čini vruća međuzvezdana materija (skraćeno HIM, od eng. "Hot Interstellar Medium") koja je zapravo visoko jonizovani, veoma razređeni gas čija temperatura dostiže i do 10^6 K. Gustina ove gasne komponente je obično oko 0.01 atoma vodonika po cm^3 . Topla međuzvezdana materija (skr. WIM, od eng. "Warm Interstellar Medium") čini drugu fazu gasa ISM. WIM ima temperaturu od oko 10^4 K i gustinu manju ili blisku jednom atomu vodonika po cm^3 . Ovaj gas je delimično jonizovan. Treća komponenta međuzvezdane materije je tzv. hladna neutralna materija (skr. CNM, od eng. "Cold Neutral Medium"). Ova komponenta je uglavnom sačinjena od neutralnog gasa, niskih temperatura od 1-100 K i velikih gustina, koje mogu premašiti i 10^6 molekula vodonika po cm^3 (videti npr. McKee 1990, 1995 i tamo navedenu literaturu). Molekulski oblaci se obično ne smatraju posebnom 'četvrtom fazom' međuzvezdanog gasa. Štaviše, struktura molekulskih oblaka u kojoj se jasno razaznaju lokalne kondenzacije molekulskog vodonika u 'moru' neutralnog i jonizovanog atomskog vodonika (videti npr. Falgarone & Puget 1988, takođe i sledeći paragraf), navodi na pomisao da su i sami molekulski oblaci sastavljeni od tri faze gasa.

Međuzvezdana materija je veoma turbulentna sa, na osnovu posmatračkih podataka proračunatim, turbulentnim pritiskom koji je 3.6 puta veći od termičkog pritiska (McKee 1990). Spitzer (1978) je pokazao da su bazični izvor energije ISM brojne supernove, iako je tačan faktor popunjenosti odn. učestalost supernovih, ostao nesiguran. Skoro 90% galaktičkih supernovih potiče od OB zvezda (Van den Bergh & Tamman 1991) koje su uglavnom grupisane u asocijacije i jata. Aktivnost pojedinačnih zvezda se ispoljava 'mehurovima' zvezdanih vetrova i supernovih, dok se aktivnost celog ili većeg dela jata odražava stvaranjem tzv. 'super-mehura'. Procenjeno je da je oko 10% površine diska Galaksije u Sunčevoj okolini pokriveno međuzvezdanim mehurovima (Heiles 1990). U neposrednoj okolini Sunca faktor popunjenosti vrućeg gasa (HIM komponenta) je veoma blizak jedinici, budući da se mi nalazimo u tzv. Lokalnom mehuru vrućeg gasa (videti npr. Cox & Reynolds 1987, Bystrova 1998 i druge članke u istom zborniku). Najizrazitija pojava na nebu radio-

¹Opštu literaturu korišćenu u ovom poglavlju čine: Beichman (1987), Dickey & Lockman (1990) i Combes (1991).

kontinuumu, Severni polarni luk (npr. Berkhuijsen et al. 1971) je mehur vrućeg gasa koji se naslanja na 'naš', Lokalni mehur. Supernova, tačnije front udarnog talasa, može potpomoći nastajanje molekulskih oblaka, ali i podstaći tj. ubrzati nastajanje novih, mladih zvezda u gušćim delovima molekulskih oblaka koji su već započeli gravitacioni kolaps (npr. Elmegreen 1987).

Objašnjavanje "penaste" strukture međuzvezdane materije kao posledice brojnih zvezdanih vetrova i supernovih (Brand & Zealey 1975) naziva se "klasičnom" slikom. Ovo objašnjenje je donedavno bilo neprikosnoveno. Novija hipoteza strukturu međuzvezdane materije objašnjava hijerarhijskim fraktalnim modelom, sa zgrušnjavanjima unutar zgrušnjavanja (Elmegreen 1997, Elmegreen & Falgarone 1996). Elmegreen (1997) je proračunao da je faktor popunjenosti zapremine/gustine oko 80%. Ovaj nizak procenat popunjenosti zapremine Galaksije ukazuje da je međuzvezdani prostor uglavnom prazan i da molekulski oblaci zauzimaju samo mali deo njegove zapremine. Na osnovu posmatrane funkcije raspodele veličine gustih jezgara, $n(S)\delta S \propto S^{-\alpha_S} \delta S$ (za datu veličinu S i indeks $\alpha_S = 1 + D \sim 3.3$, gde je D tzv. fraktalna dimenzija, Mandelbrot 1983), i posmatrane funkcije raspodele mase, $M \propto S^\gamma$ (sa stepenom $\gamma \sim 3$), Elmegreen & Falgarone (1996) su izveli jednačinu raspodele mase čiste hijerarhijske strukture u kojoj je broj jezgara određene mase, n , proporcionalan masi, M , stepenovanom sa, za Galaksiju jedinstvenim faktorom, $\alpha_M = 1 + D/\gamma \equiv 1.7 - 1.8$, odn. $n \sim M^{-\alpha_M}$. Pregledi gustih jezgara u međuzvezdanoj materiji (Stutzki et al. 1998, Heithausen et al. 1998) dali su istu vrednost stepena u funkciji raspodele masa "grudvi". Ovaj rezultat se slaže i sa alternativnim modelom ISM koji se zasniva na fraktalnom Braunovom kretanju (Stutzki et al. 1998).

2.1 Galaktički pregledi molekulskog neba

Emisiona linija atomskog neutralnog vodonika na talasnoj dužini 21 cm koju je predvideo Van de Hulst (1945) prvi put je posmatrana nekoliko godina kasnije (Ewen & Purcell 1951). Više od dve decenije ta linija je bila osnovno oruđe proučavanja strukture međuzvezdane materije. Pregledi većeg dela ili celog neba na liniji 21 cm su brojni: Muller & Westerhout (1957), Kerr et al. (1959), Heiles & Habing (1974), Stark et al. (1992). Poslednji pregled neba na ovoj talasnoj dužini je tzv. Lajden/Dvingelou pregled (Leiden/Dwingeloo, Burton & Hartmann 1994) koji je u odnosu na prethodne predstavljao poboljšanje za red veličine u kinematičkom opsegu, osetljivosti, prostornoj i kinematičkoj moći razdvajanja. Za razliku od atomskog vodonika, molekulski vodonik, H_2 , je direktno prvi put bio detektovan u apsorpciji u ultraljubičastom (skr. UV, od eng. "ultraviolet") delu spektra (Carruthers 1970).

Budući da molekul vodonika ne zrači u radio području, potrebno je bilo naći neki drugi molekul koji zrači u radio opsegu, a blisko je povezan sa prostornim nalaženjem molekulskog vodonika. Ispostavilo se da je to ugljen-monoksid, CO, jedinjenje čije je zračenje na 115 GHz prvi detektovao Wilson et al. (1970). Detektovano zračenje na talasnoj dužini od 2.6 mm nastaje usled rotacionog prelaza sa prvog na osnovni energetska nivo, $J = 1 \rightarrow 0$. Rotacioni prelazi su izazvani sudarima sa molekulima vodonika. Prvi pregledi neba na ovoj talasnoj dužini ograničili su se na izabrane delove Galaktičke ravni, oblasti velikih galaktičkih latituda i pojedinačne bliske molekulske oblake i komplekse molekulskih oblaka (oblast u Biku je udaljena od Sunca oko 140 pc). Do sada najpotpuniji pregled neba, sa prostornom razdvojnomoći od $\sim 9'$ rađen je skoro deceniju na dva mala teleskopa (prečnik parabole 1.2 m) koji su postavljeni tako da pokrivaju celo nebo: jedan teleskop se nalazi u Kembridžu, država Masačusets u SAD, a drugi se nalazi u Čileu, u Cero Tololo-u. Pregled je završen kasnih 1980-ih godina (Dame et al. 1987). Iako se pregled skoro uvek ocenjuje kao potpun pregled neba, skoro polovina oblasti Galaktičkog pojasa između $-25^\circ \leq b \leq +25^\circ$ nije pokrivena. Dame et al. (2000) su nakon detaljne unakrsne analize ukupne linijske gustine duž puta CO i ukupne linijske gustine duž puta neutralnog vodonika, HI, izvedene iz Lajden-Dvingelou pregleda (Burton & Hartmann 1994) i intenziteta zračenja na $100 \mu\text{m}$ izvedenom iz kombinovanih *DIRBE* i *IRAS* pregleda celog neba u infracrvenom delu spektra (Schlegel et al. 1998), zaključili da je uprkos ograničenoj pokrivenosti neba CO pregled – potpun. Postoje drugi pregledi neba urađeni u liniji CO (1–0), koji imaju daleko bolju prostornu razdvojnomoć, ali su oni uglavnom ograničeni na pojedine delove Galaksije: npr. oblast Cefeja i Kasiopeje (Lebrun 1986, Clemens et al. 1986).

U ovom trenutku radi se na dva nova pregleda neba: Univerzitet u Tokiju koristi dva teleskopa blizanca smeštena u Japanu i u Čile za pregled neba na liniji zračenja CO (2–1) (Hasegawa 1997). Teleskopi imaju prečnik parabole od 60 cm, te je razdvojnomoć pregleda jednaka prostornoj rezoluciji već postojećeg CO (1–0) pregleda. I drugi tekući pregled neba radi se pod rukovodstvom japanskih astronoma: Univerzitet u Nagoji koristi teleskope blizance prečnika antena od 4 m za pregled neba na liniji ^{13}CO (1–0). Prostorna razdvojnomoć pregleda je $2.7'$, a kako su teleskopi smešteni u Japanu i na opservatoriji Las Campanas u Čileu, pokriveno je celo nebo (Fukui & Yonekura 1997).

Posmatrano na velikoj skali Galaksije, raspodela CO, a time i molekulskog vodonika, veoma je različita od raspodele atomskog neutralnog vodonika: H_2 preovlađuje u središnjim oblastima Galaksije i u neposrednoj okolini diska, dok je atomski vodonik daleko rasprostranjeniji i ima ga u znatnim količinama i u spoljašnjim oblastima Galaksije. Poređenje raspodele CO i raspodele jonizovanog gasa i γ zraka pokazalo

je da su te tri raspodele veoma slične. Budući da jonizovani gas i jako γ zračenje obeležavaju oblasti u kojima je zvezdana populacija veoma mlada, potvrđeno je da su molekularni oblaci zapravo jedina mesta u Galaksiji gde može doći do rađanja novih, mladih zvezda.

Problem određivanja tačnog faktora konverzije H_2/CO uočen je veoma rano. Najveću teškoću predstavlja svakako velika optička neprozračnost $CO(1-0)$ linije. Pitanje da li postoji jedinstveni, 'opšte i svugde važeći', odnos ukupne količine molekularnog vodonika i ugljen-monoksida još stoji. Moguće je da se relativna zastupljenost molekularnog vodonika i molekula ugljen-monoksida menja od oblaka do oblaka. Takođe je moguće da H_2/CO odnos nije isti u celoj oblasti jednog molekularnog oblaka. Zbog velike optičke debljine linije $CO(1-0)$, pri određivanju relativnog odnosa H_2 i CO u ISM, pojedini autori su koristili posmatranja ređih izotopomera ugljen-monoksida, ^{13}CO i $C^{18}O$ (Dickman 1978, Frerking et al. 1982, Cernicharo & Guélin 1987). Rotacioni prelazi sa prvog na osnovni nivo, $J = 1 \rightarrow 0$, ovih jedinjenja daju najčešće optički prozračne linije. Na većim skalama su pronađene linearne korelacije između ukupnih linijskih gustina duž puta $^{13}CO(1-0)$ i $C^{18}O(1-0)$ linija i ukupnih linijskih gustina duž puta H_2 . Korelacija ima veliko rasejanje koje se može tumačiti na više načina: moguće je da srazmera zastupljenosti CO i H_2 nije svuda ista, moglo je doći do saturacije linije ili usrednjavanja različitih nivoa subtermalnog pobuđivanja molekula koji su se zatekli u posmatračkom snopu teleskopa. Takođe, važno je napomenuti da je zastupljenost izotopomera $^{12}CO/^{13}CO$ različita u raznim oblastima Galaksije (Wilson & Rood 1994). Relativan odnos zastupljenosti ugljenikovih izotopa zavisi pre svega od istorije procesa nastajanja mladih zvezda u oblasti, ali i od količine prisutnog jakog UV zračenja. U slučaju da u okolini oblasti postoje mlade masivne zvezde, povećan iznos UV zračenja u ISM će indukovati niz hemijskih procesa čiji je krajnji rezultat, npr. nastajanje veće količine izomera ^{13}CO , i smanjenje količine ^{12}CO .

Iz $CO(1-0)$ i HI mapa celog neba izveden je usrednjeni faktor konverzije između molekularnog vodonika i ugljen-monoksida od $1.8 \pm 0.3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ s}$ (Dame 1998). Prema autoru, ova veličina nema većih varijacija. Sa druge strane, na osnovu proučavanja difuznog, visokoenergetskog γ zračenja, procenjena je vrednost srednjeg faktora konverzije od $1.9 \pm 0.2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ s}$ (Strong & Mattox 1996). Poređenje ove dve vrednosti, izvedene nezavisno i različitim metodama, ukazuje da je postignuta saglasnost oko usrednjene vrednosti odnosa količine molekularnog vodonika i ugljen-monoksida u Galaksiji. Na mogućnost da se ovaj odnos razlikuje od oblasti do oblasti naše Galaksije ukazuje merenje difuznog, visokoenergetskog γ zračenja u oblasti Cefeja pri čemu je dobijen upola manji faktor konverzije od usrednjene vrednosti za celu Galaksiju $0.9 \pm 0.14 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ s}$ (Digel et al. 1996).

3 Molekuli i molekularni oblaci

3.1 Osnovna struktura molekula i mehanizmi molekula

U poređenju sa atomima, molekuli imaju veoma složenu strukturu, što za posledicu ima da je Šredingerova jednačina sistema veoma komplikovana, uključujući položaje i kretanja svih jezgara i elektrona molekula². Zahvaljujući velikoj masi jezgra, u Hamiltonijanu možemo zanemariti deo koji opisuje kinetičko kretanje jezgara. Razdvajanje kretanja jezgara i kretanja elektrona koje primenjujemo u rešavanju jednačina kretanja molekula naziva se Bor – Openhajmerovom aproksimacijom. Kao posledica razdvajanja kretanja u molekulu, sledi da i prelaze možemo razdvojiti prema energijama koje ulaze u sistem:

$$W^{\text{total}} = W^{\text{el}} + W^{\text{jezgra}} \equiv W^{\text{el}} + W^{\text{vib}} + W^{\text{rot}}, \quad (1)$$

gde je W^{el} energija elektrona koja obično ima vrednost od nekoliko eV - u prelazima koji imaju ovakve energije obično dolazi do zračenja u vidljivom ili UV delu spektra; W^{vib} je vibraciona energija jezgra reda 0.1 – 0.01 eV, što podrazumeva da se pri vibracionim prelazima zračenje emituje u infracrvenom delu spektra i W^{rot} je rotaciona energija jezgra koja ima vrednosti reda 10^{-3} eV. Rotacioni prelazi, izazvani rotacijom jezgara, daju zračenje čije su talasne dužine u *cm* i *mm* opsegu. Sledi da je prevažodan interes milimetarske radio-spektroskopije proučavanje rotacionih prelaza raznih molekula. Izuzetno retko zračenje u ovoj oblasti spektra je rezultat prelaza između različitih vibracionih nivoa jezgra, npr. u slučaju rotacionih prelaza između vibraciono pobuđenih nivoa HC₃N (Wyrowski et al. 1999), SiO (Mollaaghababa et al. 1991), SiC₂ (Gensheimer & Snyder 1997) i nekih drugih 'egzotičnijih' molekula kao što su CH₃CN (Olm et al. 1996) i C₂H₃CN (Nummelin & Bergman 1999). Povremeno, razlike u energijama koje su posledica drugačijih geometrijskih rasporeda jezgara mogu uzrokovati udvajanje (degeneraciju) energetskih nivoa, kao što je slučaj sa molekulom amonijaka NH₃ (npr. Wilson et al. 1993).

²Opštu literaturu na kojoj se zasniva ovo poglavlje čine Rohlfs & Wilson (1996) i Townes & Schawlow (1975).

3.1.1 Rotacioni spektri dvoatomskih i linearnih višeatomskih molekula

Rešavanje Šredingerove jednačine za dvoatomski delimično elastični molekul daje svojstvene vrednosti rotacione energije

$$E_{\text{rot}} = W(J) = \frac{\hbar^2}{2\Theta_e} J(J+1) - hD[J(J+1)]^2, \quad (2)$$

gde je $\Theta_2 = m r_e^2$ moment inercije sistema (m je redukovana masa i r_e je ravnotežno rastojanje između jezgara), D je konstanta centrifugalnog savijanja i J je kvantni broj ukupnog ugaonog momenta i ima celobrojne vrednosti $J = 0, 1, 2, \dots$. Ukoliko sada uvedemo tzv. rotacionu konstantu

$$B_e = \frac{\hbar}{4\pi\Theta_e}, \quad (3)$$

čisti rotacioni spektar za zračenje električnog dipola sa ograničenjem $\Delta J = \pm 1$ možemo pisati kao:

$$\nu(J) = \frac{1}{h} [W(J+1) - W(J)] = 2B_e(J+1) - 4D(J+1)^3. \quad (4)$$

Konstanta centrifugalnog savijanja je obično oko pet redova veličine manja od rotacione konstante, te rotacioni prelazi niskog J mogu biti u zadovoljavajućoj meri opisani kao rotacioni prelazi krutog tela. Ne treba, ipak, zaboraviti da i u osnovnom vibracionom stanju postoji neka 'nulta' vibracija zbog koje pri merenju frekvencija rotacionih prelaza mi zapravo ne merimo B_e već $B_0 = B_e - \alpha_e \left(v + \frac{1}{2}\right)$. U ovoj 'potpunoj' rotacionoj konstanti v je tzv. vibracioni kvantni broj koji ima celobrojne vrednosti $v = 0, 1, 2, \dots$; α_e meri promenu u ravnotežnoj vrednosti B_0 do koje dolazi usled pobuđenja vibracionih nivoa energije i obično je za oko dva reda veličine manja od B_e (za više detalja pogledati Townes & Schawlow 1975).

Dipolno zračenje pri prelazu između različitih rotacionih energetske nivoa poseduju, naravno, samo molekuli koji imaju konstantni dipolni momenat. U kvantnomehaničkom razmatranju problema, potrebni uslovi koje sistem mora da zadovolji za dipolno zračenje su da se kvantni broj ugaonog momenta menja za 1, $\Delta J = \pm 1$, i da simetrija mora biti očuvana tj. parnost početnog i krajnjeg stanja mora biti suprotna.

U načelu osnovna razlika između dvoatomskih i višeatomskih molekula linijske strukture je da višeatomski molekuli imaju daleko veći broj mogućih vibracionih stanja.

Shodno tome njihov spektar će biti složeniji. Ovakav molekul može imati jednu ili više degenerativnih vibracionih stanja, tzv. moda vibracije, koje imaju istu frekvenciju i iste vrednosti koeficijenta α_e . Ako dva moda računamo kao jednu jedinstvenu vibraciju, onda će potpuna rotaciona konstanta imati sledeću vrednost:

$$B_0 = B_e - \sum_i \alpha_i \left(v_i + \frac{d_i}{2} \right), \quad (5)$$

gde je d_i stepen degeneracije, a ostale konstante imaju ranije navedena značenja. Za troatomski molekul linijske strukture bilo koja relativna vibracija atoma u molekulu može se razložiti na zbir četiri normalna moda vibracija, od kojih su dva degenerisana. Potpuna rotaciona konstanta će u tom slučaju imati sledeću vrednost:

$$B_0 = B_e - \alpha_1 \left(v_1 + \frac{1}{2} \right) - \alpha_2 (v_2 + 1) - \alpha_3 \left(v_3 + \frac{1}{2} \right).$$

Savijanje molekula odnosno normalni mod oscilacija u molekulu linijske strukture dovodi do tzv. l -udvajanja: ako molekul ne rotira, moguće je savijanje u dve uzajamno normalne ravni, sa potpuno jednakim frekvencijama oscilacije (ovo su dve pomenute degenerativne mode); ako molekul rotira, onda savijanje u dve različite ravni nije više ekvivalentno, budući da efektivni momenti inercije nisu više jednaki. Kvantnomehanički tretman rotacionih prelaza ovakvih molekula linijske strukture daje za frekvenciju zračenja:

$$\nu(J) = 2 B_0 (J + 1) - 4 D (J + 1)[(J + 1)^2 - l^2], \quad (6)$$

gde vrednost kvantnog broja ugaonog momenta ima celobrojne vrednosti $l = v, v - 2, v - 4, \dots, -v$. Ako u razmatranje uključimo i l -udvajanje, frekvencija rotacionog prelaza troatomskog molekula linijske strukture za npr. $|l| = 1$ će biti:

$$\nu(J) = \left[2 B_0 \pm \frac{q_l}{2} (v_2 + 1) J \right] (J + 1) - 4 D (J + 1)[(J + 1)^2 - l^2], \quad (7)$$

gde je v_2 kvantni broj degenerisane vibracije, a q_l tzv. konstanta l -udvajanja (detalji se mogu naći u Townes & Schawlow 1975).

Primeri višeatomskih molekula koji imaju linearnu strukturu a nalaze se u međuzvezdanoj materiji su OCS (karbonil-sulfid), HCN (cijanovodonik), HNC (izocijanovodonik), N₂O (azot-oksidi), HC₃N (izocijanoacetilen) itd.

3.1.2 Simetrični i asimetrični top – molekuli

U tri dimenzije molekul možemo zamisliti kao elipsoid čiji se centar poklapa sa centrom mase molekula i čije su ose momenti inercije molekula određenih orijentacija

u prostoru. Ako koordinatni sistem orijentišemo tako da se ose sistema x , y i z poklapaju sa osama elipsoida inercije, važi:

$$\frac{x^2}{\Theta_x^2} + \frac{y^2}{\Theta_y^2} + \frac{z^2}{\Theta_z^2} = 1, \quad (8)$$

gde su Θ_x , Θ_y i Θ_z komponente momenta inercije duž osa. Ukoliko su sve komponente različite $\Theta_x \neq \Theta_y \neq \Theta_z$, molekul se određuje kao asimetrični rotor odn. asimetrični top. Komponente momenta inercije se određuju u rastućem smeru i obeležavaju sa Θ_A , Θ_B i Θ_C . Ukoliko dve komponente momenta inercije imaju iste vrednosti $\Theta_A = \Theta_B$ ili $\Theta_B = \Theta_C$, molekul se određuje kao simetrični top. Višeatomski molekuli linijske strukture su poseban slučaj simetričnih top-molekula. Ukoliko su sve komponente momenta inercije molekula jednake $\Theta_A = \Theta_B = \Theta_C$, molekul spada u grupu tzv. sfernih top-molekula.

U opštem slučaju možemo definisati tri rotacione konstante:

$$A = \frac{\hbar}{2\Theta_A} \quad B = \frac{\hbar}{2\Theta_B} \quad C = \frac{\hbar}{2\Theta_C}. \quad (9)$$

U slučaju simetričnog top-molekula gde je npr. $\Theta_A = \Theta_B$, kvantnomehanički tretman rotacije krutog tela daje sledeće rešenje za rotacione energetske nivoe sistema:

$$W(J, K)/h = B J (J + 1) + (C - B) K^2, \quad (10)$$

gde je kao i ranije $J = 0, 1, 2, \dots$ kvantni broj ukupnog momenta inercije, a $K = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ je kvantni broj projekcije momenta inercije na z -osu (podrazumevajući da molekul rotira oko z -ose). Energetski nivoui koji imaju $K > 0$ su, dakle, udvojeni odn. dvostruko degenerisani. Potrebni uslovi za dipolno zračenje simetričnog top-molekula su $\Delta J = \pm 1$ i $\Delta K = 0$.

Ukoliko uzmemo u obzir i efekat centrifugalne sile, frekvencija zračenja rotacionog prelaza će biti:

$$\nu = 2 (J + 1) (B - D_{JK} K^2) - 4 D_J (J + 1)^3, \quad (11)$$

gde je B ranije definisana rotaciona konstanta sistema, i D_{JK} , D_J su konstante centrifugalne distorzije (Townes & Schawlow 1975). Pravilo $\Delta K = 0$ važi u slučaju dipolnih prelaza, ali mogući su i oktopolni prelazi koji moraju zadovoljiti pravilo $\Delta K = \pm 3$. Oktopolni prelazi molekula u međuzvezdanoj sredini se uglavnom ne razmatraju, jer su veoma spori i velika je verovatnoća da u međuvremenu dođe do sudara koji mogu promeniti naseljenost različitih K -energetskih podnivoa (Rohlfs & Wilson 1996).

Najsloženiji slučaj su asimetrični top–molekuli za koje ne postoji opšte kvantno-mehaničko rešenje, niti je tretman sistema u klasičnoj mehanici jednostavan. Da bi se opisao stepen asimetrije molekula, moraju se uvesti razni parametri, npr. Rejov (Ray) parametar asimetrije koji se definiše kao $\kappa = \frac{2B-A-C}{A-C}$ i ima vrednosti $-1 < k < +1$. Ako koristimo Rejov parametar za opisivanje asimetričnih top–molekula, onda postoje dve ograničene mogućnosti: ako je $k = -1$ dve manje poluose elipsoida su jednake, tj. $B = C$ (engleski termin za ovaj tip molekula je “prolate” simetričan top–molekul), a ako je $k = +1$, dve veće ose elipsoida su jednake tj. $B = A$ (eng. “oblate” simetričan top). Ukoliko je asimetrija molekula mala, moguće je izvesti približne formule, ali u opštem slučaju se svaki molekul sa sebi svojstvenim stepenom asimetrije mora posebno razmatrati. U celini, centrifugalna distorzija molekula je u oblasti mikrotalasa daleko važnija u slučaju asimetričnih rotora, u poređenju sa simetričnim top–molekulima gde je možemo zanemariti. U slučaju nekih veoma lakih molekula, centrifugalna distorzija može znatno pomeriti frekvenciju zračenja rotacionih prelaza (Rohlfs & Wilson 1996).

Primeri simetričnih top–molekula otkrivenih u međuzvezdanoj sredini su sledeći: NH_3 (amonijak), CH_3CN (metil–cijanid), CH_3NC (metil–izocijanid), $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ (metil–acetilin). Najrasprostranjeniji asimetrični top–molekuli u ISM su: SO_2 (sumpor–dioksid), H_2O (voda), H_2S (vodonik–sulfid), O_3 (ozon).

3.1.3 Zračenje atoma u oblasti radio–talasa

Dosad smo na radio–frekvencijama detektovali zračenje samo nekoliko različitih atoma. Ako postavimo gornju granicu radio–frekvencija na oko 1 THz (što odgovara talasnoj dužini od oko 1 mm) detektovani su sledeći atomi: neutralni vodonik, HI (prelaz između nivoa fine strukture $^2S_{1/2}$, $F = 1 - 0$), neutralni deuterijum, DI ($^2S_{1/2}$, $F = 3/2 - 1/2$ prelaz; Chengalur et al. 1997), jon helijuma $^3\text{He}^+$ na tzv. spin–flip finom prelazu (Bell 2000) i neutralni ugljenik (dve linije nastale zračenjem pri $^3P_1 - ^3P_0$ i $^3P_2 - ^3P_1$ prelazima, Van der Veen et al 1998, Gerin et al. 1998).

Atomi vodonika, helijuma, ugljenika i sumpora detektovani su u svojim rekombinacionim linijama. Posmatrani su u prelazima između energetske nivoa veoma velikih glavnih kvantnih bojeva (opšta oznaka ovih prelaza je ‘atom–glavni kvantni broj polaznog nivoa–vrsta prelaza’, gde vrsta prelaza može biti: α , za prelaze sa energetskog nivoa okarakterisanog glavnim kvantnim brojem $n + 1$ na energetski nivo okarakterisan glavnim kvantnim brojem n ; zatim, β , za prelaze $n + 2 \rightarrow n$; $n + 3 \rightarrow n$

Tabela 1. Molekuli detektovani u međuzvezdanoj sredini, uključujući i komete i molekule u zvezdanim omotačima, do jula 2001. (<http://www.cv.nrao.edu/~awootten/allmols.html>).

dvoatomski	troatomski	četiri atoma	pet atoma	šest atoma	sedam atoma
H ₂	† C ₃	c-C ₃ H	C ₅	C ₅ H	C ₆ H
AlF	C ₂ H	l-C ₃ H	C ₄ H	l-H ₂ C ₄	CH ₂ CHCN
AlCl	C ₂ O	C ₃ N	C ₄ Si	C ₂ H ₄	CH ₃ C ₂ H
† C ₂	C ₂ S	C ₃ O	l-C ₃ H ₂	† CH ₃ CN	HC ₅ N
CH	CH ₂	C ₃ S	c-C ₃ H ₂	CH ₃ NC	HCOCH ₃
CH ⁺	† HCN	† C ₂ H ₂	CH ₂ CN	† CH ₃ OH	NH ₂ CH ₃
† CN	HCO	CH ₂ D ⁺ ?	† CH ₄	CH ₃ SH	c-C ₂ H ₄ O
† CO	† HCO ⁺	HCCN	† HC ₃ N	HC ₃ NH ⁺	
† CO ⁺	HCS ⁺	HCNH ⁺	HC ₂ NC	HC ₂ CHO	
CP	HOC ⁺	† HNCO	† HCOOH	† NH ₂ CHO	
CSi	† H ₂ O	HNCS	H ₂ CHN	C ₅ N	
HCl	† H ₂ S	HOCO ⁺	H ₂ C ₂ O		
KCl	† HNC	† H ₂ CO	H ₂ NCN		
† NH	HNO	H ₂ CN	HNC ₃		
NO	MgCN	† H ₂ CS	SiH ₄		
NS	MgNC	† H ₃ O ⁺	H ₂ COH ⁺		
NaCl	N ₂ H ⁺	† NH ₃			
† OH	N ₂ O	SiC ₃			
PN	NaCN				
† SO	† OCS				
SO ⁺	† SO ₂				
SiN	c-SiC ₂				
SiO	† CO ₂				
SiS	† NH ₂				
† CS	H ₃ ⁺				
HF	‡ H ₂ O ⁺				
SH					
osam atoma	devet atoma	deset atoma	jedanaest atoma	trinaest atoma	
CH ₃ C ₃ N	CH ₃ C ₄ H	CH ₃ C ₅ N ?	HC ₉ N	HC ₁₁ N	
† HCOOCH ₃	CH ₃ CH ₂ CN	(CH ₃) ₂ CO			
CH ₃ COOH	(CH ₃) ₂ O	NH ₂ CH ₂ COOH ?			
C ₇ H	CH ₃ CH ₂ OH				
H ₂ C ₆	HC ₇ N				
‡ C ₂ H ₆	C ₈ H				
CH ₂ OHCHO					

† Molekuli uočeni takođe u spektru komete 1995 O1 Hejl – Bop (Hale – Bopp).

‡ Molekuli do sada uočeni samo u spektru komete (1995 O1 Hejl – Bop), ali ne i u molekulskim oblacima.

? Nepotvrđene detekcije.

prelazi se nazivaju γ prelazima itd.). Do sada su u međuzvezdanoj materiji posmatrani sledeći prelazi: C 575 α , C 225 α i C 205 α na 34.5, 560 i 770 MHz respektivno (Kantharia et al. 1998a); H 270–273 α na 327 MHz (Roshi & Anantharamaiah 2000); H 168 α , C 168 α i S 168 α na oko 1.4 GHz (Kantharia et al. 1998b); H 92 α , H 110 α i H 166 α na \sim 4.5 GHz i He 92 α na \sim 8 GHz (Garay et al. 1998).

3.2 Molekulski oblaci

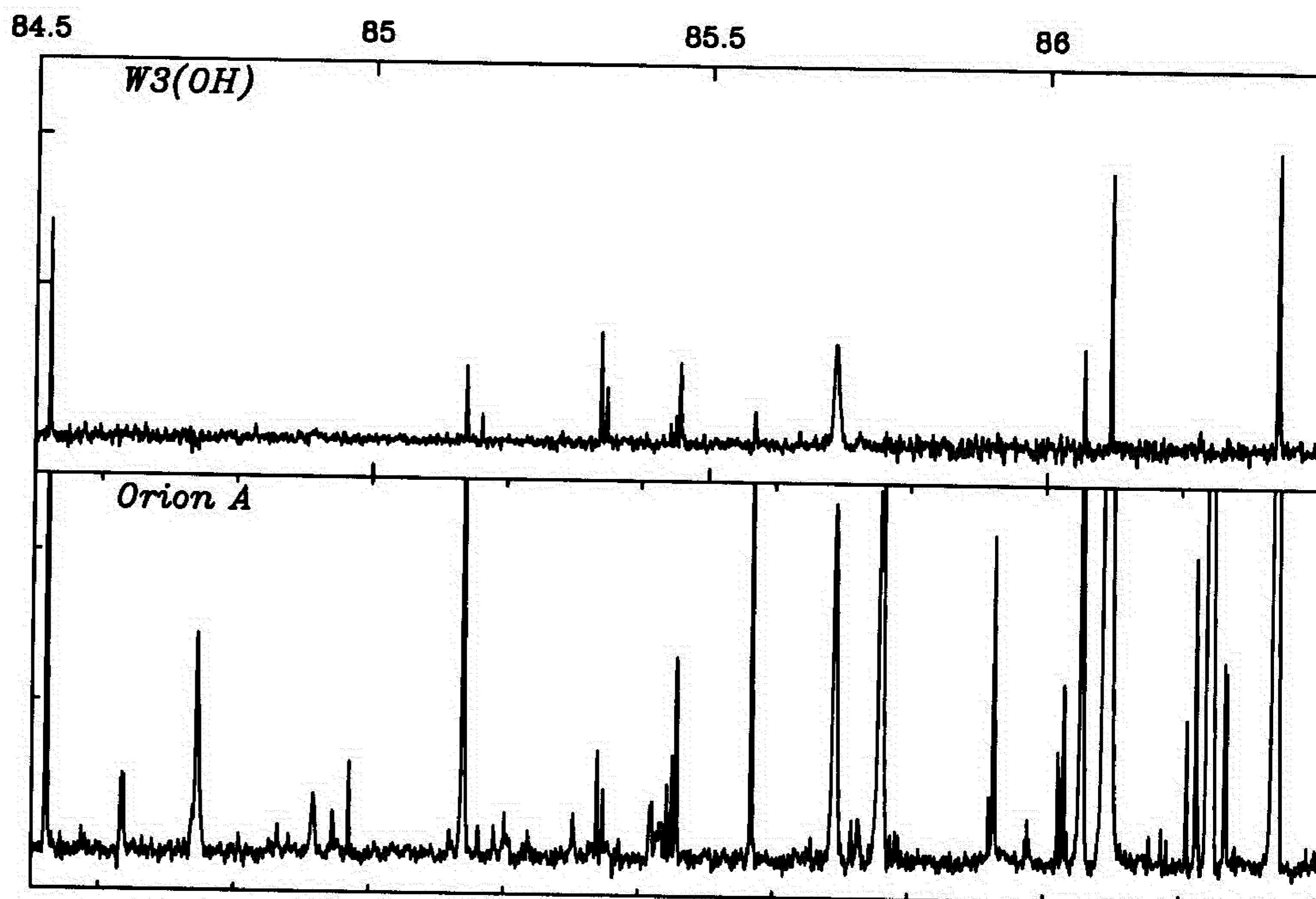
Molekuli u međuzvezdanoj materiji (komete nisu uključene u razmatranje) su prvi put posmatrani u optičkom delu spektra kasnih tridesetih godina prošlog veka. Prvi molekul uočen u međuzvezdanom prostoru je bio metilidin radikal, CH, čija je jedna linija posmatrana u apsorpciji u pravcu nekih sjajnih zvezda (Dunham & Adamas 1937, Dunham 1937, Swings & Rosenfeld 1937). Sledeći molekul u nizu otkrića je cijanidni radikal, CN, koji je detektovan u apsorpciji u pravcu zvezde ζ Oph (Sanford 1940). Jon metilidin radikala, CH⁺, posmatran je u pravcu nekih ugljeničnih zvezda (Douglas & Herzberg 1941, Keenan 1942). Sredinom šezdesetih godina XX veka u nizu su usledila otkrića brojnih novih jedinjenja. Postojanje brojnih jedinjenja u ISM sugerisalo je da je molekulski gas veoma rasprostranjen u međuzvezdanoj sredini. Početkom šezdesetih je po prvi put detektovan međuzvezdani maser (Weinreb et al. 1963). Bila je to linija OH na talasnoj dužini od 18 cm, uočena u SNR Cas A. U početku razvoja molekulske spektroskopije detektovani su samo dvoatomski molekuli. Smatralo se da je to i gornja granica 'rasta' molekula u ISM, granica nametnuta malim gustinama gasa u međuzvezdanoj sredini. Prvi molekul koji je sadržao više od dva atoma bio je molekul amonijaka, NH₃ (Cheung et al. 1969), uočen u pravcu Sgr B2 oblasti, linija u inverziji na talasnoj dužini od 1.25 cm. Krajem sedamdesetih godina usledila je skoro istovremena detekcija i danas najvažnijeg molekula radio-spektroskopije, ugljen-monoksida (CO), u veoma različitim sredinama: u ostatku supernove (Scoville et al. 1977), Šarples H II oblastima (Kazes et al. 1977) i u pravcu centra Galaksije (Bania 1977). Nakon ovog prodora, broj novih molekula uočenih u međuzvezdanoj sredini raste veoma brzo. Danas znamo da u ISM ima više od 120 različitih molekula (vidi tabelu 1), od čega su 92 organski molekuli. Do sada najveći detektovani molekul ima trinaest atoma. Neki molekuli su hemijski nestabilni i u laboratorijskim uslovima veoma brzo reaguju i stvaraju stabilnija jedinjenja. Takvi su npr. OH, CN, CO⁺, CH⁺, HCO⁺, N₂H⁺. Naravno, u početku je opstanak takvih molekula u uslovima međuzvezdane sredine bio zagonetka. Danas znamo da je čak i za stvaranje dvoatomskog molekula u kosmičkim uslovima neophodna hemija znatno drugačija od one svojstvene uslovima na Zemlji. Potraga za novim molekulima se nastavlja. Zadatak nije nimalo lak, budući da je u

opsegu frekvencija od 800 MHz do 900 GHz objavljena lista od preko 4500 mogućih rotacionih prelaza za do sada detektovane molekule. Raznolikost sredina u Svemiru je jedan od ključeva pronalazjenja novih jedinjenja. Naime, u određenim sredinama se mogu naći samo određena jedinjenja, smanjujući na taj način mogućnost zabune i pogrešne identifikacije novih prelaza već poznatih jedinjenja i zračenja novog, do sada neidentifikovanog molekula. Slika 1 je jedan od rezultata potrage za novim molekulima i novim prelazima koja se izvodi 20-m teleskopom Opservatorije u Onsali, Švedska (Johansson & Kalenskii, 2001, *u pripremi*). Na slici su predstavljeni spektri u opsegu od 2 GHz dve oblasti jonizovanog vodonika. Iako su u pitanju veoma slične oblasti, gustina i intenziteti uočenih linija su različiti.

3.2.1 Gas

U prethodnom poglavlju smo rekli da međuzvezdana materija nije homogeno raspoređena u međuzvezdanom prostoru, već je grupisana u oblake, atomske i molekulske. Preko 98% mase nekog molekuskog oblaka čine molekuli vodonika. Mnoštvo drugih jedinjenja koja se nalaze u tragovima, čini oko 1% mase. Preostali procenat mase molekulskih oblaka gradi međuzvezdana prašina. Istraživanja su pokazala da molekulski oblaci mogu imati, i verovatno najčešće imaju, 'omotače' koji se sastoje od atomskog gasa, uglavnom vodonika i ugljenika (npr. Wannier et al. 1983, Tielens & Hollenbach 1985). Ovi atomi su najverovatnije nastali razgrađivanjem molekula u spoljašnjim slojevima molekuskog oblaka pod dejstvom međuzvezdanog polja zračenja i/ili jakog okolnog UV zračenja. Oblasti u kojima je prisutno izuzetno jako UV zračenje nazivaju se fotodisocijativnim oblastima (skr. PDR, od eng. "photodissociation region" ili "photon-dominated region"; opšta odrednica za ove oblasti je npr. Hollenbach & Tielens 1997). Međutim, kako sledi iz rastućeg broja posmatranja i modeliranja prenosa zračenja u uslovima međuzvezdane sredine, i sami molekulski oblaci su zapravo veoma nehomogene strukture, sa brojnim zgrušnjenjima (jezgrima) u 'moru' gasa manje gustine (npr. Falgarone et al. 1991, Falgarone & Philips 1996, Juvela 1997, Stutzki et al. 1998, Goodman et al. 1998). Skorašnja detekcija jonizovanog ugljenika, C^+ , duboko unutar molekuskog oblaka NGC 6334 (Boreiko & Betz 1995) dokazuje da se gas između jezgara gušćeg gasa unutar molekuskog oblaka, osim retkog molekuskog, sastoji i od jonizovanog i neutralnog atomskog gasa. Opšte prihvaćen odnos količine neutralnog ugljenika i količine ugljenmonoksida u molekuskim oblacima je $[C I]/[CO] \cong 0.1$ (Goldsmith 1987).

Morfološki, u odnosu na tri obeležja: masa, srednja gustina i srednja kinetička temperatura gasa, molekulske oblake možemo podeliti u tri grupe. Prvu grupu čine tzv.



Slika 1. 85.5–86.5 GHz spektar visoke osetljivosti oblasti W 3 OH i Orion A (iz son & Kalenskii, 2001, u *pripremi*, slika je preštampana zahvaljujući ljubaznosti *x*-osa označava frekvenciju posmatranja u [GHz], *y*-osa je data kao antenska atura u jedinicama [K], i ograničena je u intenzitetu na 0.5 K. W 3 OH ($\ell = b = +1^{\circ}.06$) je tzv. ultrakompaktna oblast jonizovanog vodonika (H II), i verovatno najbolje proučena takva oblast naše Galaksije. U oblasti je detektovana snažna masera OH i CH₃OH. Zvezda u središtu magline je masivna zvezda, mase $\approx 30 M_{\odot}$, tipa O9–O7 i udaljena oko 2.2 kpc. Orion A (ili Orion KL, ili Šarples (Sh 2–281; $\ell = 209^{\circ}$, $b = -19^{\circ}.4$) je takođe oblast jonizovanog vodonika, smeštena na sjeverozapadu Orion A molekuskog oblaka. Orion A je deo nama najbližeg (≈ 450 pc) džinovskog kompleksa molekulskih oblaka u Orionu, mesta u kome nastaju uglavnom zvezde velikih masa. Treba uočiti različitu gustinu rasporeda i intenzitet linija u spektru, uprkos sličnoj udaljenosti oba objekta.

difuzni (rasejani) oblaci koji obično imaju končastu strukturu, rasprostrti su na oko 0.5–5 pc (u ravni normalnoj na pravac posmatranja) i imaju masu do reda $10^2 M_{\odot}$. Srednja gustina gasa je $n(\text{H}) + 2n(\text{H}_2) \approx 10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$, a kinetička temperatura oko 30–50 K. Ovaj tip oblaka opstaje zahvaljujući pritisku okolnog (nemolekulskog) gasa. Druga grupa molekulskih oblaka su tzv. tamni oblaci koji se sastoje od veoma hladnog gasa, $T_{kin} \sim 10 \text{ K}$. Gustina gasa unutar ovih oblaka može dostići i 10^7 cm^{-3} . Obično je unutar oblasti veličine $\approx 10 \text{ pc}$ sadržano $10^2 - 10^3 M_{\odot}$ gasa. Treća morfološka grupa su tzv. džinovski molekulski oblaci (često se i određuju kao džinovski kompleks molekulskih oblaka) koji sadrže gas nešto više srednje kinetičke temperature, $T_{kin} \sim 20 \text{ K}$. Gustina gasa u džinovskim molekulskim oblacima je slična gustini gasa u tamnim oblacima. Džinovski oblaci veći su, međutim za red veličine, prostiru se na $\geq 100 \text{ pc}$, dakle po masi se razlikuju za tri reda veličine: obično sadrže i do $10^6 M_{\odot}$ gasa. I tamni i džinovski molekulski oblaci su stabilne strukture, potpuno ili delimično, zahvaljujući sopstvenoj gravitaciji. Molekulski oblaci su ujedno i jedine ‘kolevke’ novih, mladih zvezda u Galaksiji/Svemiru: zvezde manjih masa uglavnom nastaju u tamnim molekulskim oblacima, a zvezde velikih masa se stvaraju isključivo u džinovskim molekulskim oblacima.

Iako naše znanje o molekulskim oblacima raste već nekoliko decenija, ni do danas nismo razrešili pitanje njihovog nastanka i ‘dugovečnosti’, tj. opstanka i do $\geq 10^7$ godina. Molekulski oblaci su mogli nastati sabijanjem gasa pod uticajem udarnih talasa različitog porekla, prikupljanjem manjih oblaka ili spontanom nestabilnošću u okolnom gasu (Elmegreen 1987). Koyama & Inutsuka (2000) su pokazali da toplotna nestabilnost unutar sloja gasa nastalog sabijanjem usled dejstva udarnog talasa stvara geometrijski još tanji a gušći sloj gasa koji se vremenom raspada na brojne male oblake. Takođe je pokazano da toplotne nestabilnosti u rasejanim oblacima mogu dovesti do stvaranja molekulskih oblaka sa svojstvima veoma sličnim osobinama tamnih molekulskih oblaka (Grazziani & Black 1987). Osim toplotnih poremećaja, znatnu ulogu u međuzvezdanom gasu mogu da imaju i gravitacione nestabilnosti koje su, zbog rotacije Galaksije i zamrznutog azimutalnog magnetnog polja, veoma česte. Broj i veličina gravitacionih nestabilnosti uvećava se u bregovima spiralnih talasa gustine Galaksije i u ljuskama supernovih u širenju (Elmegreen 1989, 1987a). Dalje, javlja se i mogućnost nastajanja nekih posebno određenih poremećaja kakvi su npr. Rejli–Tejlorova nestabilnost (Rayleigh–Taylor) koja se javlja na mestu dodira dva veoma različita fluida koji se nalaze u ravnoteži pritiska, kada teži fluid leži ‘iznad’ lakšeg fluida. Ova nestabilnost nastaje zbog gravitacionog ubrzanja normalnog na graničnu površ fluida. Još jedan poremećaj koji se može javiti ukoliko teži fluid leži na lakšem fluidu je Kelvin–Helmholtzova nestabilnost (Kelvin–Helmholtz) koja nastaje zbog relativnog kretanja oba fluida. Obimna teorijska izračunavanja u ovoj oblasti uradili su npr. Hartquist & Dyson (1987), Hunter & Whitaker (1989), Hunter et al. (1997) i Fleck (1989). Ukoliko se u razma-

tranje uzme i magnetno polje, tzv. Parker–Džinsova nestabilnost (donekle slična hidrodinamičkoj Rejli–Tejlorovoj nestabilnosti, ali sa drugačijim svojstvima proisteklim iz zamrzavanja magnetnih linija sile) može veoma da utiče na stanje gasa: Hanawa et al. (1992) i Elmegreen (1982) su pokazali da u slučaju da smer magnetnih linija sile zavisi od visine tj. udaljenosti od ravni Galaksije, u uslovima međuzvezdane materije koja je sačinjena od termičkog gasa, magnetnih polja i kosmičkog zračenja, i dejstvom vertikalnog gravitacionog polja Galaksije ograničena u prostoru na relativno tanak sloj, Parkerova nestabilnost uglavnom podstiče stvaranje struktura velikih dimenzija kao što su npr. džinovski molekularni oblaci. Molekularni oblaci končaste strukture mogu nastati u gasovitom disku Galaksije pod uticajem rotacije, podstaknuti Parker–Džinsovom nestabilnošću (Chou et al. 2000).

Magnetno polje je bitno i u daljem ‘životu’ molekularnog oblaka: može doprineti stabilizaciji oblaka kroz pritisak magnetnog polja (Boss 1997, Lizano 1989, Langer 1978) ili kroz postojanje pulsirajućeg poprečnog polja (Gammie & Ostriker 1996). Takođe doprinosi ukupnoj turbulentnoj energiji molekularnog oblaka, a energija se može osloboditi usled postojanja nestabilnosti uzrokovanih ambipolarnom difuzijom (Zweibel 1998). Ukoliko je ukupna turbulentna energija previše velika, molekularni oblak može biti razvejan (npr. Bonazzola et al. 1987, Fleck 1980).

‘Životni vek’ molekularnog oblaka donekle zavisi i od njegove vrste: tamni molekularni oblaci koji nisu “vezani” za spiralne grane Galaksije verovatno mogu da opstanu duže od jednog perioda rotacije Mlečnog puta, i time dostignu ‘starost’ od $\geq 10^8$ godina; džinovski molekularni oblaci se najverovatnije okupe i raseju u toku jednog prolaska kroz spiralne grane, odn. mogu dostići starost od $\sim 10^7$ godina (videti npr. Bash & Peters 1976).

3.2.2 Prašina

Iako po masi prašina u molekularnom oblaku zauzima svega oko 1% (po broju u odnosu na vodonik čestice prašine imaju zastupljenost od samo 10^{-12}), prisustvo čestica prašine je ključno za mnoge fizičke i hemijske procese. U suštini, izgleda da je prisustvo prašine neophodan uslov i za samo stvaranje molekula vodonika: do obrazovanja molekula dolazi spajanjem atoma vodonika koji su u istom trenutku prisutni na površini čestice prašine (videti npr. van Dishoeck & Black 1988). Čestice prašine takođe privlače molekule iz gasa, čijim vezivanjem za površinu jezgra prašine i zamrzavanjem nastaju ledeni omotači na česticama prašine. Smanjeni broj molekula pojedinih jedinjenja u gasovitom obliku u okolnom molekularnom gasu/oblaku je najizrazitiji kod ugljen–monoksida (Caselli et al. 1999, Kramer et al. 1999). Prašina

je i svojevrsan štit protiv UV zračenja, naročito važan za one molekule koji nisu u stanju da kao CO i H₂ sami obrazuju sebi štit. Znatna količina naelektrisanja molekuskog oblaka može se nalaziti na površini čestica prašine koje na taj način utiču na magnetna polja oblaka kao celine (npr. Ciolek & Mouschovias 1993) ili na strukturu udarnih magnetohidrodinamičkih talasa koji se prostiru kroz molekulski oblak (Wardle 1998). Prašina, dalje, apsorbuje, rasejava i polarizuje zračenje zvezda. Uočenu zvezdanu polarizaciju u nekim slučajevima (u *mm* i infracrvenom delu spektra) možemo iskoristiti da razlikujemo zračenje tople od zračenja hladne prašine (Schleuning et al. 2000, Coppin et al. 2000, Matthews & Wilson 2000). I na kraju, prašina ima možda presudnu ulogu pri stvaranju mladih zvezda: pokazalo se da je gornja granica mase mlade zvezde u direktnoj vezi sa količinom prašine koja je okružuje (Yorke et al. 1993, 1995). Termičko kontinualno zračenje prašine vidljivo na infracrvenim i *sub-mm/mm* talasnim dužinama je danas nezamenljiv pokazatelj prisustva hladnih protozvezda, cirkumstelarnih diskova i omotača.

Tačan sastav međuzvezdane prašine još nije poznat. Obično se smatra da prašina ima više komponenata različitog hemijskog sastava i strukture, sa grafitnim ili silikatnim jezgrima. Unutar molekuskih oblaka adsorpcijom gasa i hemijskim reakcijama koje se odvijaju između molekula gasa na površini čestice prašine, stvara se ledeni omotač oko jezgra. Omotač se obično sastoji od smeše vode, metanola, ugljen – monoksida i ugljen – dioksida (H₂O, CH₃OH, CO i CO₂) nečistoća poreklom od nekih drugih prostijih molekula. Trenutno važeći model međuzvezdanu prašinu objašnjava kao skup tri različite ‘vrste’ čestica (Désert et al. 1990): policikličnih aromatičnih ugljovodonika (skr. PAH, od eng. “polycyclic aromatic hydrocarbons”), veoma malih čestica (ili VSG, od eng. “very small grains”) prečnika ≤ 10 nm i od velikih čestica (grafitnih ili silikatnih) sa prečnikom svake pojedinačne čestice ≤ 1 μ m. Ovaj model relativno zadovoljavajuće uspeva da objasni i posmatranu krivu međuzvezdane ekstinkcije i uočeno zračenje rasejanih oblaka neutralnog vodonika u infracrvenom delu spektra. Većinu saznanja o prirodi međuzvezdane prašine, kao i prašine unutar molekuskih oblaka dugujemo posmatranjima satelita sa prijemnicima za infracrveno zračenje koji su u poslednje dve decenije lansirani: *IRAS* (eng. “InfraRed Astronomical Satellite”), *ISO* (eng. “Infrared Space Observatory”) i *COBE* (eng. “COsmicBackground Explorer”).

3.2.3 Zagrevanje i hlađenje gasa

Za potpuno poznavanje stanja u nekom molekuskom oblaku, potrebno nam je da znamo vrednosti niza fizičkih veličina: kinetičku temperaturu gasa, njegovu (zapreminsku) gustinu, stepen jonizacije, polje brzina, ukupnu masu i veličinu oblaka.

Kinetička temperatura je kontrolisana ravnotežom između fizičkih procesa koji zagrevaju i onih koji hlade gas. Za zagrevanje gasa su na prvom mestu odgovorni sudari molekula sa česticama prašine, atomima, jonima i elektronima. Elektroni koji učestvuju u sudarima najčešće imaju višak energije koju pri sudaru predaju molekulima gasa. Elektroni mogu nastati bilo jonizacijom vodonika i drugih atoma i molekula kosmičkim zracima (kosmički zraci jonizuju vodonik stalnom brzinom od 10^{-16} s^{-1}), bilo fotoefektom sa površine čestica prašine. Osim sudarima, kinetička energija gasa se povećava i energijom oslobođenom u nekim hemijskim reakcijama koje se mogu odvijati u međuzvezdanoj sredini (takve hemijske reakcije se nazivaju egzotermnim). Dalje, dodatna energija se može deponovati sudarnom deekscitacijom molekula vodonika; zahvatom jona i neutralnih molekula i atoma u stalno prisutnom magnetnom polju; disipacijom (rasipanjem) energije turbulencije gasa; deponovanjem ili "zarobljavanjem" energije udarnih talasa; trenjem usled diferencijalne rotacije, itd. Sa druge strane, hlađenje gasa nastaje uglavnom usled zračenja molekula, jona, atoma i čestica prašine. Svoj doprinos mogu dati i neki drugi fizički procesi, kao npr. adijabatsko širenje gasa.

Veći stepen jonizacije doprinosi i zagrevanju gasa, kroz sudare elektrona sa atomima i molekulima gasa, i hlađenju gasa, ekscitacijom. Budući da sudari naelektrisanih čestica, koje su vezane za magnetne linije sila, i neutralnih čestica gasa, koje se slobodno kreću kroz gas, stvaraju trenje u gasu, magnetna polja mogu delovati kao ravnoteža gravitaciji, usporavajući gravitacioni kolaps sistema.

I druge pomenute fizičke osobine, veličina i ukupna masa molekulskog oblaka i raspodela gustine molekulskog gasa, rezultat su balansa između sila koje teže da sistem održe na okupu i onih sila koje teže da sistem razveju: gravitacije, unutrašnji i spoljašnji pritisak gasa, kao i pritisak (UV, sa $\lambda = 91.2 \text{ nm}$) zračenja, plimskih sila, udarnih talasa poreklom od supernovih ili jakih zvezdanih vetrova.

3.2.4 Karakteristične fizičke veličine

Budući da UV zračenje potrebno za ekscitaciju H_2 i He ne prodire u unutrašnjost molekulskog oblaka, veći deo gasa unutar oblaka za nas je nevidljiv. Postoje i izuzetni slučajevi kada možemo direktno detektovati molekulski vodonik, i to su npr. oblasti znatno poremećene prolaskom udarnog talasa koji je kinetičku temperaturu gasa uspeo da povisi toliko da se određeni rotaciono-vibracioni prelazi mogu detektovati (videti npr. Draine & McKee 1993); takođe u nekoliko slučajeva

je viđena apsorpcija pojedinih linija vibracionih prelaza u bliskom infracrvenom području spektra (Lacy et al. 1994).

Proizilazi da se u osnovi sva merenja koja doprinose poznavanju fizičkih osobina oblaka zasnivaju na merenom zračenju molekula ili čestica prašine koje u materijalu molekuskog gasa nalazimo samo u tragovima. Prašina apsorbuje zračenje u oblasti kraćih talasnih dužina (UV do bliskog IC dela spektra), a emituje u oblasti nižih frekvencija (daleka IC oblast do mm radio-područja). Ukoliko pretpostavimo da je odnos količine zračenja na određenoj talasnoj dužini koje je međuzvezdana prašina apsorbovala i ukupne linijske gustine molekuskog gasa, N , stalan, možemo posmatranja optičke ekstinkcije u nekoj oblasti iskoristiti za mapiranje raspodele molekuskog gasa u molekuskim oblacima. Na ovaj način su brojni katalogi i atlas, npr. Barnard (1927), Bok & Reilly (1947) i Khavtassi (1955), zapravo uočili i mapirali molekulske oblake daleko pre nego se čak uopšte znalo za postojanje molekula. Foto-ploče napravljene u toku projekta mapiranja celog neba Palomarske opservatorije (skr. POSS, od eng. "Palomar Observatory Sky Survey") iskorišćene su kasnije za pravljenje kataloga tamnih molekuskih oblaka (Lynds 1962), malih molekuskih oblaka, tzv. globula (Clemens & Barvainis 1988) i molekuskih oblaka u oblasti visokih galaktičkih latituda (Blitz et al. 1984). Odnedavno se i pregledi neba u bliskom infracrvenom delu spektra koriste za istraživanja najgušćih delova oblaka: uočena je dobra korelacija između $H - K$ kolor ekscesa i ukupne linijske gustine gasa u velikom opsegu, od $\leq 1 \text{ mag}$ do $\sim 30 \text{ mag}$ optičke ekstinkcije (Lada et al. 1994, Alves et al. 1998). Takođe možemo koristiti i emisiju prašine u kontinuumu, posebno na većim talasnim dužinama. Iz ovih posmatranja možemo dobiti nezavisnu procenu mase gasa (koeficijent emisije prašine na frekvenciji ν je $\kappa(\nu) \propto \nu^\beta$, gde je $\beta \sim 1 - 2$, Hildebrand 1983).

Od molekula koji se u međuzvezdanom gasu nalaze u tragovima, najzastupljeniji je molekul ugljen-monoksida, CO. Ovaj molekul, naročito tzv. 'glavni' izotopomer, $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ (najčešće se u literaturi ovaj izotopomer označava samo kao CO), osnovno je oruđe za proučavanje molekuskog gasa. Sa porastom gustine gasa, mereno ukupnom linijskom gustinom duž vizure, menja se i izotopomer CO čije zračenje nam koristi, od CO ka ^{13}CO i C^{18}O . Novija istraživanja su pokazala da je u pojedinim oblastima značajna količina postojećeg ugljen-monoksida vezana za površinu čestica prašine (Kuiper et al. 1996, Bergin & Langer 1997, Caselli et al. 1999). Gornju granicu linijske gustine koju redak izotopomer C^{18}O može dobro da opiše odgovara optičkoj ekstinkciji od $A_V = 10^m$ (Alves et al. 1999).

Tabela 2. Molekuli čije zračenje pojedinih prelaza naznačava prisustvo određene najmanje gustine međuzvezdanog gasa¹.

Molekul	Prelaz	ν GHz	E_{up} K	$n_c(10\text{ K})$ cm^{-3}	$n_{eff}^2(10\text{ K})$ cm^{-3}	$n_c(100\text{ K})$ cm^{-3}	$n_{eff}(100\text{ K})$ cm^{-3}
CS	J=1→0	48.9909780	2.4	4.6×10^4	7.0×10^3	6.2×10^4	2.2×10^3
CS	J=2→1	97.9809500	7.1	3.0×10^5	1.8×10^4	3.9×10^5	4.1×10^3
CS	J=3→2	146.9690330	14	1.3×10^6	7.0×10^4	1.4×10^6	1.0×10^4
CS	J=5→4	244.9356435	35	8.8×10^6	2.2×10^6	6.9×10^6	6.0×10^4
CS	J=7→6	342.8830000	66	2.8×10^7	...	2.0×10^7	2.6×10^5
CS	J=10→9	489.7510400	129	1.2×10^8	...	6.2×10^7	1.7×10^6
HCO ⁺	J=1→0	89.1885280	4.3	1.7×10^5	2.4×10^3	1.9×10^5	5.6×10^2
HCO ⁺	J=3→2	267.5576190	26	4.2×10^6	6.3×10^4	3.3×10^6	3.6×10^3
HCO ⁺	J=4→3	356.7342880	43	9.7×10^6	5.0×10^5	7.8×10^6	1.0×10^4
HCN	J=1→0	88.6318473	4.3	2.6×10^6	2.9×10^4	4.5×10^6	5.1×10^3
HCN	J=3→2	265.8861800	26	7.8×10^7	7.0×10^5	6.8×10^7	3.6×10^4
HCN	J=4→3	354.5054759	43	1.5×10^8	6.0×10^6	1.6×10^8	1.0×10^5
H ₂ CO	J=2 ₁₂ → 1 ₁₁	140.8395020	6.8	1.1×10^6	6.0×10^4	1.6×10^6	1.5×10^4
H ₂ CO	J=3 ₁₃ → 2 ₁₂	211.2114680	17	5.6×10^6	3.2×10^5	6.0×10^6	4.0×10^4
H ₂ CO	J=4 ₁₄ → 3 ₁₃	281.5269290	30	9.7×10^6	2.2×10^6	1.2×10^7	1.0×10^5
H ₂ CO	J=5 ₁₅ → 4 ₁₄	351.7686450	47	2.6×10^7	...	2.5×10^7	2.0×10^5
NH ₃	(1,1) <i>inv</i>	23.6944955	1.1	1.8×10^3	1.2×10^3	2.1×10^3	7.0×10^2
NH ₃	(2,2) <i>inv</i>	23.7226333	42	2.1×10^3	3.6×10^4	2.1×10^3	4.3×10^2

¹ iz Evans (1999); ... znači da nema vrednosti, *inv* označava prelaz u inverziji

² n_{eff} je najmanja potrebna gustina za nastajanje linije jačine 1 K. Ove vrednosti su izračunate u aproksimaciji gradijenta velikih brzina (na engleskom large velocity gradient, LVG) da bi se uzelo u obzir zarobljavanje fotona. Uzeto je da je $\log(N/\Delta v) = 13.5$ za sve molekule, osim za NH₃, gde je $\log(N/\Delta v) = 15$.

Veličinu molekulskih oblaka, tačnije linijski prečnik ili poluprečnik, R , u ravni normalnoj na pravac posmatranja (projekciju jednog poprečnog preseka) određujemo na osnovu rasprostrtosti mape zračenja određenog molekula. Obično se pretpostavlja da je molekularni oblak sfernog ili cilindričnog oblika, i to je način da se oceni rasprostrtost duž pravca posmatranja. Do sada je kao jedina mogućnost za direktno merenje "debljine" molekularnog oblaka istaknuto zračenje H₃⁺. Smatra se da ovaj molekul ima konstantnu zapreminsku gustinu u molekularnim oblacima, te merenje ukupne linijske gustine duž pravca posmatranja, $N(\text{H}_3^+)$ neposredno meri "debljinu" molekularnog materijala (Geballe & Oka 1996).

Ukoliko znamo veličinu i ukupnu linijsku gustinu duž puta, N , možemo izračunati i masu molekuskog oblaka integracijom preko površine a :

$$M_N = \int N da. \quad (12)$$

Druga mogućnost da se oceni ukupna masa molekuskog oblaka je izračunavanje tzv. virijalne mase (videti npr. Johansson et al. 1998)

$$M_V = 150 d \Delta v^2 M_\odot, \quad (13)$$

gde je d prečnik oblaka u [pc], Δv je širina linije na polovini visine/maksimuma u [km s^{-1}].

Treća mogućnost za procenu mase uključuje empirijsku vezu između mase i luminoznosti CO gasa, $L(\text{CO})$ (videti npr. prvi rad ove teze, Nikolić et al. 2001).

Zapreminsku gustinu (n) gasa i kinetičku temperaturu (T_K) merimo na taj način što izračunavamo naseljenost energetskih nivoa molekula na osnovu statističkih težina i poredimo dobijene vrednosti sa posmatranim. U načelu, određena naseljenost energetskih nivoa je posledica ravnotežnog stanja između sudara molekula sa raznim perturberima i emitovanog zračenja. Ponekad za određene energetske nivoe pojedinih molekula sudarni procesi dominiraju i temperatura ekscitacije pojedinih nivoa je zapravo jednaka kinetičkoj temperaturi molekula gasa, $T_{ex} = T_K$. Posmatranja ovakvih tzv. 'termalizovanih' linija i proračun naseljenosti energetskih nivoa direktno daju T_K . Naseljenost netermalizovanih energetskih nivoa zavisi i od kinetičke temperature i od gustine molekula gasa. U takvim slučajevima se obično smatra da je temperatura ekscitacije za sve energetske nivoe jednaka. Time je kinetička temperatura određena i omogućeno je izračunavanje zapreminske gustine gasa, n . Treba imati u vidu da posmatranja podrazumevaju već u početku dvostruko usrednjavanje, usrednjavanje unutar konačnog 'vidnog polja' (glavnog ili ukupnog snopa/lista teleskopa) i usrednjavanje duž linije puta zračenja. Posledica usrednjavanja je da nam je za tačnije razumevanje rezultata posmatranja potreban i model molekuskog oblaka. Za određivanje kinetičke temperature gasa najčešće se koriste CO i molekuli koji zrače u određenim zabranjenim prelazima kao što su kvadropolno zračenje različitih K podnivoa pojedinih simetričnih top-molekula, NH_3 , CH_3CN i CH_3CCH (Ho & Townes 1983, Loren & Mundy 1984, Kuiper et al. 1984) ili prelazi između različitih K_{-1} podnivoa u H_2CO (Mangum & Wootten 1993). Za izračunavanje gustine gasa potrebno nam je posmatranje više prelaza koji nisu u lokalnoj termodinamičkoj ravnoteži. Tada se odnos naseljenosti različitih energetskih nivoa, odnosno ekvivalent temperatura ekscitacije T_{ex} , može iskoristiti za izračunavanje gustine. Obično

se uočavanje određenih prelaza pojedinih molekula uzima kao naznaka da je gustina gasa u oblasti u kojoj je zračenje nastalo veća od tzv. kritične gustine određenog prelaza. Uopšte, metod ekscitacije meri ukupnu gustinu čestica koje učestvuju u sudarima molekula, tj. $n \simeq n(\text{H}_2) + n(\text{He})$. Tabela 2. je preuzeta iz Evans (1999). U tabeli su za neke najčešće posmatrane molekule dati određeni prelazi i frekvencije tih prelaza, energija višeg nivoa datog prelaza, kritične gustine gasa n_c na $T_K = 10 \text{ K}$ i $T_K = 100 \text{ K}$, i gustina potrebna da bi se na određenoj temperaturi obrazovala linija od 1 K , n_{eff} . U oblastima molekuskog oblaka koje su neprozračne, zarobljavanje fotona povećava efekat sudarnih procesa, i za izračunavanje gustine potrebna su nam dva prelaza različitih kritičnih gustina $n_c(jk)$ koji nam omogućavaju procenu optičke dubine posmatrane molekulske linije.

Mape profila spektralnih linija bi u načelu trebalo da budu dovoljne da odredimo polje brzina unutar molekuskog oblaka. Teškoće u razumevanju posmatranog materijala nastaju zbog već pomenutog usrednjavanja unutar vidnog polja teleskopa i duž linije posmatranja, kao i činjenice da samo kretanja u pravcu linije posmatranja proizvode Doplerove pomeraje linija. U ovom trenutku je opšteprihvaćeno mišljenje da 'prosečan' molekulski oblak u Galaksiji nije u stanju gravitacionog kolapsa (Zuckerman & Evans 1974), niti ima brzu rotaciju (videti npr. Goodman et al. 1993). Takođe, smatra se da poljem brzina u većini molekulskih oblaka dominira turbulentno kretanje gasa unutar oblaka, budući da su uobičajene širine molekulskih linija daleko veće od širina koje bi bile posledica samo termičkog širenja (videti npr. Myers 1995).

Najteže je odrediti jačinu i pravac magnetnog polja. U načelu, komponentu magnetnog polja duž linije posmatranja, $B_{||}$, možemo dobiti iz merenja Zemanovog (Zeeman) efekta linija OH, i verovatno linija CN i CCS (Crutcher 1999). Pravac magnetnog polja određuje se posrednim merenjima: termička emisija čestica prašine se polarizuje u ravni normalnoj na ravan B_{\perp} (Hildebrand 1988).

Stepen jonizacije molekuskog gasa, x_e , možemo dobiti na dva načina: računanjem relativne zastupljenosti određenih molekula kao što je npr. HC^{18}O^+ , ili proučavanjem mogućih hemijskih reakcija uz pretpostavljene reakcije deuterijum frakcionizacije (Van Dishoeck & Blake 1998).

4 Ekscitacija molekula i prenos zračenja

Jednačine prenosa zračenja i ekscitacije molekula su povezane i ne mogu se rešiti nezavisno. Razvijeni su različiti metodi za približna rešenja jednačina prenosa zračenja, što rešavanje ovog vezanog sistema jednačina čini lakšim.

Ekscitaciju atoma ili molekula sa samo dva energetska nivoa možemo opisati vezanim sistemom jednačina

$$\begin{aligned}\frac{dn_u}{dt} &= +n_u(A_{ul} + B_{ul}\bar{J} + c_{ul}) - n_l(B_{lu}\bar{J} + c_{lu}) \\ \frac{dn_l}{dt} &= -n_u(A_{ul} + B_{ul}\bar{J} + c_{ul}) + n_l(B_{lu}\bar{J} + c_{lu}),\end{aligned}\quad (14)$$

gde su n_u i n_l broj molekula po jedinici zapremine u stanju u i l (u je oznaka za viši energetski nivo, od eng. "upper"; l označava energetski nivo niže energije, od eng. "lower"), A_{ul} , B_{ul} i B_{lu} označavaju Ajnštajnovu (Einstein) koeficijente spontane emisije, stimulisane emisije i apsorpcije, respektivno. \bar{J} je intenzitet zračenja usrednjen po prostornom uglu i integrisan u liniji. Koeficijenti c_{ij} jednaki su $c_{ul} = nq_{ul}$ i $c_{lu} = nq_{lu}$, gde n označava broj perturbera po jedinici zapremine, a q_{lu} i q_{ul} su koeficijenti učestalosti sudarne ekscitacije i deekscitacije, respektivno. Ovi koeficijenti dobijaju se integracijom efikasnih preseka sudara po polju brzina $q_{ij} = \int \sigma_{ij} v p_{T_{kin}}(v) dv$ i dati su u jedinicama $[\text{cm}^3 \text{s}^{-1}]$. Ako uzmemo da je raspodela brzina $p_{T_{kin}}(v)$ čestica koje učestvuju u sudarima jednaka Meksvelovoj (Maxwell), ovi koeficijenti su međusobno zavisni na sledeći način:

$$g_l q_{lu} = g_u q_{ul} e^{-\frac{\Delta E_{ul}}{kT_{kin}}}, \quad (15)$$

gde je g_i statistička težina energetskog nivoa i , $\Delta E_{ul} = E_u - E_l$ je razlika energija nivoa u i l , a T_{kin} kinetička temperatura. U slučaju da razmatramo zračenje apsolutno crnog tela \bar{J} je jednaka Plankovoj funkciji

$$\bar{J}(T) = B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}, \quad (16)$$

gde su h , k i c Plankova (Planck) i Bolcmanova (Boltzmann) konstanta i brzina svetlosti, respektivno.

Ajnštajnovi koeficijenti su međusobno povezani:

$$g_l B_{lu} = g_u B_{ul} \quad (17)$$

i

$$A_{ul} = \frac{2 h \nu^3}{c^2} B_{ul}, \quad (18)$$

gde je ν frekvencija prelaza, a g_i statistička težina nivoa i . Ajnštajnov koeficijent spontane emisije zavisi od svojstava molekula, prevashodno od veličine električnog dipolnog momenta $\mu_{electric}$. Za dipolno zračenje/prelaze molekula imaćemo:

$$A_{ul} = \frac{64 \pi^4 \nu^3 \mu_{electric}^2}{3 c^3 h g_{rot}} S_{ul}, \quad (19)$$

$S_{ul} = g_{rot} \frac{\mu^2}{\mu_{electric}^2}$ je jačina linije, a g_{rot} je rotacioni deo statističke težine (tzv. degeneracija) višeg energetskog nivoa. Za dvoatomske i višeatomske linijske molekule važi $g_{rot} = 2J_u + 1$, a za simetrične top-molekule je $g_{rot} = \frac{J_u^2 - K_u^2}{J_u}$, gde su J i K kvantni brojevi ukupnog momenta impulsa molekula i projekcije ukupnog momenta impulsa molekula, respektivno. Za rotacione prelaze, uobičajene vrednosti ovog koeficijenta su $10^{-3} - 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ (što odgovara vremenu života molekula u pobuđenom stanju od 15 minuta do 3 godine), dok za vibracione prelaze ovaj koeficijent ima vrednosti $1 - 100 \text{ s}^{-1}$.

U većini slučajeva, molekuli gasa se sudaraju sa molekulima vodonika i tada je $n = n(\text{H}_2)$. U posebnim slučajevima, npr. kod molekula koji imaju veliki permanentni dipolni momenat (kao što su npr. HCN, CS, HCO⁺, H₂CO) sudari sa elektronima mogu postati važni i tada je $n = n(\text{H}_2) + n(e)$. Međutim, neophodan uslov da se i ovi sudari uzmu u razmatranje je da zastupljenost elektrona bude $x(e) = n(e)/n(\text{H}_2) > 10^{-5}$; stoga u slučaju tamnih molekulskih oblaka u kojima je obično $x(e) \sim 10^{-8}$ sudari određenih molekula gasa sa elektronima ne igraju veću ulogu (Caselli et al. 1998, De Boisanger et al. 1996).

Kako će tačno pobuđeni molekul da se vrati u osnovno stanje, da li emisijom fotona ili će do deekscitacije doći u sudaru, zavisi isključivo od gustine. Ako je broj molekula po jedinici zapremine

$$n \ll n_{crit} \equiv \frac{A_{ul}}{\sum_i q_{ui}}, \quad (20)$$

odnosno ako je gustina znatno niža od tzv. kritične gustine (gustina pri kojoj je verovatnoća za deekscitaciju sudarom i emisijom fotona podjednaka), molekul će se u osnovno stanje vratiti emisijom fotona. Ovo važi samo za granični slučaj kada je sredina optički prozračna. U slučaju da je sredina neprozračna za zračenje, vrednost kritične gustine se umanjuje za faktor $1/\tau$, gde je τ optička gustina. Ovde treba napomenuti da zračenje, tj. prelazi viših frekvencija zahtevaju veće kritične gustine sredine, budući da je $A_{ul} \propto \nu^3$ (iznosi kritičnih gustina za neke molekule uobičajene u međuzvezdanom gasu i pojedine prelaze su dati u tabeli 2).

Polje zračenja ulazi kao promenljiva u jednačine prenosa zračenja preko veličine specifičnog intenziteta zračenja, I_ν . Fluks zračenja ostaje nepromenjen ukoliko na datoj frekvenciji na putu kroz sredinu nema ni apsorpcije ni emisije zračenja. U suprotnom slučaju, naravno, I_ν se menja. Najjednostavniji slučaj jednačine prenosa zračenja je

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + \frac{j_\nu}{k_\nu} = -I_\nu + S_\nu, \quad (21)$$

gde je τ_ν optička dubina, k_ν i j_ν su koeficijenti apsorpcije i emisije, respektivno, a S_ν je tzv. funkcija izvora. Funkciju izvora možemo izraziti preko Ajnštajnovih koeficijenata:

$$S_\nu = \frac{n_u A_{ul}}{n_l B_{lu} - n_u B_{ul}}. \quad (22)$$

U posebnom slučaju uniformnog oblaka, rešenje jednačine prenosa zračenja je jednostavno: $I_\nu = I_\nu(0) e^{-\tau_\nu} + S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu})$, gde je $I_\nu(0)$ intenzitet upadnog zračenja. Na cm i mm talasnim dužinama ovo početno zračenje je obično jednako zračenju crnog tela na temperaturi pozadinskog mikrotalasnog zračenja, $T_{CBR} = 2.726 \pm 0.010$ K (Mather et al. 1994).

Merenja zračenja u radio-astronomiji su obično diferencijalna odn. relativna, mere 'višak' zračenja u liniji u odnosu na pozadinsko zračenje. Mereni intenzitet linije se predstavlja kao Rejli-Džinsova temperatura zračenja T_R :

$$2k \frac{\nu^2}{c^2} T_R = I_\nu - I_\nu(0) = (S_\nu - B_\nu(T_{CBR}))(1 - e^{-\tau_\nu}). \quad (23)$$

Ova temperatura zračenja se može dobiti iz merenih antenskih temperatura, T_A^* ili T_R^* nakon popravki koje uzimaju u obzir efikasnost antene i faktor popunjenosti 'vidnog' polja antene za posmatrani izvor (videti npr. radove Ulich & Haas 1976, Kutner & Ulich 1981 i prvo poglavlje knjige Rohlfs & Wilson 1996).

Koliki će biti intenzitet linije na izlasku iz molekuskog oblaka zavisi od zbirne optičke dubine duž puta kroz oblak, dx . U slučaju da posmatrana linija ima oblik Gausijana čija je širina na polovini visine ΔV , optička dubina u centru linije će biti:

$$\tau_{ul} = 3.738 \times 10^{-7} \frac{c^3 A_{ul}}{\nu^3} \frac{N_l}{\Delta V} \left(\frac{g_u}{g_l} - \frac{n_u}{n_l} \right), \quad (24)$$

gde je $N_i = \int n_i dx$ ukupna linijska gustina molekula u nižem energetsom stanju duž puta ($i = l$).

4.1 LTR aproksimacija

Temperaturu ekscitacije, $T_{ex,ul}$, između dva energetska nivoa, u i l , možemo definisati relacijom:

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_u}{g_l} e^{-\frac{\Delta E}{kT_{ex,ul}}}, \quad (25)$$

gde je n_i , $i = u, l$ naseljenost i g_i statistička težina nivoa i i $\Delta E_{ul} = E_u - E_l$ je razlika energija energetskih stanja u i l . Temperatura ekscitacije molekula je ona temperatura pri kojoj bi Bolcmanova (Boltzmann) raspodela dala istu relativnu naseljenost nivoa l i u . T_{ex} se može izraziti i preko funkcije izvora, S_ν , koja bi za $T = T_{ex}$ bila jednaka Plankovoj (Planck) funkciji. U načelu, kažemo da je sistem u lokalnoj termodinamičkoj ravnoteži (skr. LTR ili LTE, od eng. "Local Thermodynamical Equilibrium") ako su sve temperature u sistemu jednake, $T_{ex} = T_{kin} = T_{rad}$. Stanje LTR-a se jako retko sreće u uslovima međuzvezdane sredine, i izraz 'LTR' se u oblasti mm-spektroskopije uglavnom upotrebljava kada se želi reći da svi rotacioni prelazi datog jedinjenja imaju istu vrednost temperature ekscitacije. U slučajevima kada su sudari dominantan mehanizam ekscitacije molekula gasa važi da je $T_{ex} \rightarrow T_{kin}$. Kada, međutim, ekscitacijom preovlađuje tzv. radijativni mehanizam važi da je $T_{ex} \rightarrow T_{rad}$.

Ukoliko je temperatura ekscitacije konstantna, naseljenost energetskih nivoa i ujedno i ukupna linijska gustina molekula duž pravca vizure datog energetskog nivoa može se odrediti direktno:

$$N_i = \frac{g_i N_{total} e^{-E_i/kT_{ex}}}{Q(T_{ex})}, \quad (26)$$

gde je N_{total} ukupna linijska gustina molekula, sumirano po svim energetskim stanjima, a

$$Q(T_{ex}) = \sum_i g_i e^{-E_i/kT_{ex}}, \quad (27)$$

je tzv. particiona funkcija. Ova funkcija je u načelu faktor normalizacije koji povezuje naseljenost određenog nivoa i i ukupnu naseljenost svih energetskih nivoa: $N_i = \frac{g_i}{Q} N_{total}$.

Optičku dubinu linije, τ_{ul} , možemo odrediti na osnovu jednačine:

$$\tau_{ul} = 1.172 \times 10^{-13} \frac{S_{ul} \mu_{electric}^2}{Q(T_{ex})} \frac{N_{total}}{\Delta V} e^{-E_u/kT_{ex}} (e^{h\nu_{ul}/kT_{ex}} - 1), \quad (28)$$

gde sve veličine imaju ranije pomenuta značenja, a ukupna linijska gustina molekula je izražena u jedinicama $[\text{cm}^{-2}]$, širina linije na polovini visine je data u $[\text{km s}^{-1}]$

a dipolni električni momenat molekula u [Debye]. Ukoliko preciziramo vrednost odnosa $N_{total}/\Delta V$ i veličinu T_{ex} , direktno možemo izračunati naseljenost svih energetskih nivoa molekula, kao i jačine i optičke debljine linija.

4.2 Srednja verovatnoća bekstva fotona

Jedan od načina za razdvajanje rešenja jednačina ekscitacije i prenosa zračenja je tzv. metod srednje verovatnoće bekstva fotona iz sistema (u oznaci MEP, od eng. "Mean Escape Probability"). U ovom metodu bitan parametar je verovatnoća da dati foton napusti oblast sistema/molekulskog oblaka, β . Ovaj parametar u slučaju homogenog, sfernog oblaka zavisi samo od optičke dubine u centru linije (Osterbrock 1989):

$$\beta = \frac{3}{2\tau_{ul}} \left(1 - \frac{2}{\tau_{ul}^2} + \left(\frac{2}{\tau_{ul}} + \frac{2}{\tau_{ul}^2} \right) e^{-\tau_{ul}} \right). \quad (29)$$

U ovom modelu intenzitet zračenja koji napušta oblast molekulskog oblaka, I_ν , biće zavistan samo od upadnog zračenja i verovatnoće bekstva fotona iz sistema:

$$I_\nu = I_{bg} \beta + B_\nu(T_{ex}) (1 - \beta), \quad (30)$$

gde je I_{bg} ukupno upadno zračenje u oblasti kontinuuma, a B_ν je Plankova funkcija. Iznos upadnog zračenja zavisi od frekvencije posmatranja i okruženja. U oblasti mm-talasa obično je najizrazitija komponenta upadnog zračenja kosmičko pozadinsko zračenje čiji spektar ima maksimum na talasnoj dužini od 1.871 mm (Mather et al. 1994). Kod tzv. 'teških rotora' kao što su npr. CO, CS, HCN, HCO⁺ i H₂CO molekuli, ova komponenta upadnog zračenja potpuno kontroliše proces radijativne ekscitacije. Kod nekih drugih molekula, npr. kod tzv. lakih hidrida (OH, H₂O, NH₃) daleko je važnija komponenta zračenja pozadine, komponenta koja ima maksimum u dalekoj i srednjoj oblasti infracrvenog zračenja (daleka oblast IC zračenja obično podrazumeva talasne dužine $\lambda \geq 100 \mu\text{m}$). Zračenje u ovoj oblasti obično potiče od čestica prašine i najčešće je veoma važno u oblasti cirkumstelarnih omotača i u oblastima u kojima se obrazuju mlade zvezde.

Ukoliko je iznos upadnog zračenja poznat, rešenje jednačine prenosa zračenja zavisi samo od količine dostupnih molekula za međusobne sudare, temperature ekscitacije i odnosa $N_{total}/\Delta V$.

U ovoj tezi smo koristili program za računanje ekscitacije i prenosa zračenja Dž. Bleka (J.H. Black), opisan detaljnije u radu Jansen (1995) i Jansen et al. (1994).

Račun ekscitacije se zasniva na obrascu statističke ravnoteže, a prenos zračenja se razmatra u aproksimaciji srednje verovatnoće bekstva svakog fotona (MEP). Ovaj metod dalje pojednostavljuje rešavanje jednačine prenosa uvođenjem neke srednje verovatnoće da će foton napustiti sferni molekularni oblak homogene strukture, sa nepromenljivom temperaturom i gustinom.

4.3 Aproksimacija velikog gradijenta brzine

Još sa prvim posmatranjima primećeno je da su širine spektralnih linija daleko veće od odgovarajućih termalnih širina za temperature koje vladaju u međuzvezdanoj sredini. Primer ugljen – monoksida je ilustrativan: prelaz $1-0$ $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ u uslovima kinetičke temperature gasa od 30 K proizvodi liniju čija je termalna širina 0.16 km s^{-1} , dok posmatrane spektralne linije imaju širine od $\sim 1-10 \text{ km s}^{-1}$. Uočena razlika u širini spektralnih linija može biti posledica rotacije oblaka. Do proširenja linije dolazi i ako postoji neko polje brzina unutar oblaka. Sama priroda polja brzina nije bitna, širina linije će se povećati za isti iznos i u slučaju postojanja turbulencije i u slučaju postojanja sistematskih gradijenata brzine gasa unutar molekularnog oblaka.

Sobolev (1960) je uveo približan metod koji polazi od pretpostavke da je brzina duž linije vizure, izražena preko gradijenta brzine dV/dz , daleko veća od okolnog haotičnog kretanja izraženog brzinama v_t , bilo termičkog bilo turbulentnog. Ova aproksimacija je poznata kao aproksimacija velikog gradijenta brzine, obično se označava kao LVG–aproksimacija (od eng. “Large Velocity Gradient”). U ovom približnom računu fotoni su Doplerovim pomerajem izbačeni iz profila linije i u polju frekvencija napuštaju oblast od interesa. Na taj način prenos zračenja postaje samo lokalni problem: fotone nastale u jednom delu molekularnog oblaka “vide” samo molekuli u neposrednom okruženju (tj. oni koji imaju istu sistematsku brzinu). Veličina ‘neposredne okoline’ se određuje tzv. termalizacijom dužinom fotona (izražava se u [pc]),

$$\ell_t \approx 0.22 \left(\frac{28}{\mu} \right)^{1/2} \left(\frac{T_D}{30} \right)^{1/2} (dV/dR)^{-1}, \quad (31)$$

gde je μ molekularna masa u [amu], T_D je lokalna Doplerova temperatura i dV/dR je gradijent brzine u [$\text{km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$]. Foton može biti apsorbovan samo duž puta čija je najveća dužina ℓ_t ; foton koji uspe da pređe taj put, a da ne bude apsorbovan, napustiće sistem. Intenzitet zračenja na određenoj frekvenciji računa se sa verovatnoćom bekstva fotona iz sistema kao u približnoj metodi navedenoj u

poglavlju 4.2, sa tom razlikom što se koriste jednostavniji izrazi za izračunavanje verovatnoće β . Jedan od najčešće korišćenih je izraz $\beta = (1 - e^{-\delta\tau_{ul}}) / \delta\tau_{ul}$ (Sobolev 1960, De Jong et al. 1980), gde je $\delta\tau_{ul}$ porast optičke debljine u liniji duž određenog pravca puta.

Scoville & Solomon (1974) su razmatrali slučaj potpuno homogenog sfernog molekulskog oblaka i dali opšta rešenja za CO i CS. Goldreich & Kwan (1974) su ispitivali slučaj sfernog molekulskog oblaka u stanju gravitacionog sažimanja, sa brzinom kolapsa $v(r) = \left(\frac{2GM}{R^3}\right)^{1/2} r = \frac{V}{R} r$, gde je M masa oblaka, R poluprečnik, G gravitaciona konstanta i r je rastojanje od centra oblaka. De Jong et al. (1975) su radili na donekle promenjenom modelu u kome gustina molekulskog oblaka opada sa kvadratom rastojanja od centra, a brzina kolapsa je konstantna. Ukoliko je molekulski oblak homogen, profil linije ima četvrtasti oblik; ukoliko gustina ili relativna zastupljenost molekula zavisi od rastojanja od centra, profil linije postaje zaobljen. Ukoliko se i gustina (ili zastupljenost) i temperatura menjaju u zavisnosti od rastojanja od centra oblaka, rezultati pokazuju da profili linija mogu imati najrazličitije oblike, počevši od čistog gausovskog profila do profila koji u centru linije ima duboku 'apsorpcionu' pukotinu (videti npr. Van Dishoeck et al. 1991).

4.4 Mikroturbulentni modeli

Približna metoda računa koja makroskopska kretanja potpuno zanemaruje je tzv. mikroturbulentni model. Mikroturbulentna kretanja se u teoriji prenosa zračenja određuju kao ona kretanja čija je korelativna dužina polja brzina L (karakteristična veličina tipičnog turbulentnog elementa) daleko manja od srednjeg puta fotona, l , $L \ll l$. Ovaj uslov znači da se turbulentna kretanja pojedinačnih atoma/molekula mogu posmatrati odvojeno od procesa obrazovanja spektralnih linija. Takva kretanja se onda smatraju samo 'mikroturbulentnim poremećajima (fluktuacijama)' koji se tretiraju kao termički Doplerovi pomeraji koji menjaju efektivnu termičku brzinu. Uzima se da profil linije odgovara Doplerovom:

$$\phi_\nu = \frac{1}{\pi^{1/2} \Delta\nu_D} e^{-\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu_D}\right)^2}, \quad (32)$$

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \left(\frac{2kT_{kin}}{m} + v_{turb}^2 \right)^{1/2}, \quad (33)$$

gde je ν_0 frekvencija centra linije, c je brzina svetlosti, v_{turb} je mikroturbulentna brzina koja je, smatra se, nezavisna od optičke debljine linije. Prvi modeli su bili prilično grubi i jednostavni. Razmatrane su izotermičke, homogene, plan-paralelne sredine (Lucas 1974), i ovi modeli nisu mogli da reprodukuju posmatrane širine CO-linija. Da bi spektralne linije imale širinu posmatranih linija neophodna su bila supersonična kretanja gasa, sa minimalnim brzinama od 5 Maha (Mach). Dalje razvijanje ove aproksimacije uključivalo je određen gradijent makroskopske brzine, ali i mikroturbulentnih kretanja. Ukoliko ove dve brzine imaju istu veličinu, širina spektralne linije po modelu se približava posmatranoj vrednosti (Lucas 1976). Bitnu razliku u odnosu na posmatranje i dalje predstavlja profil spektralne linije: po modelu sve linije su imale jako izražen 'V' profil, što je efekat samoapsorpcije. Leung & Liszt (1976) i Liszt & Leung (1977) su konstruisali statički, sferni model molekuskog oblaka koji se nalazio u izotropnom polju zračenja, sa mikroturbulentnim poljem brzina, i detaljno analizirali prenos zračenja za CO i CS. Došli su do sledećih zaključaka: za tamne molekulske oblake (niska temperatura gasa i prašine) u načelu je model za CO bio uspešniji, uspeo je da pokaže da za istu linijsku gustinu molekula duž puta daleko ranije dolazi do saturacije/zasićenja linije CO $J = 1 \rightarrow 0$ u poređenju sa prelazom $J = 2 \rightarrow 1$. Takođe, unutar oblaka svuda je temperatura pobuđenja niža od kinetičke temperature, $T_{ex} < T_{kin}$. Za izotopomere ^{12}CO i ^{13}CO linije $J = 1 \rightarrow 0$ prelaza su svuda subtermičke, što kao posledicu ima odnos optičkih dubina koji se dobro slaže sa posmatranim odnosom izotopa od $T_A^*(^{12}\text{CO})/T_A^*(^{13}\text{CO}) \approx 3-5$ (npr. Polk et al. 1988).

4.5 Primene Monte Karlo metode

Do sada jedini metod za rešavanje vezanog sistema jednačina ekscitacije atoma/molekula i prenosa zračenja bez ikakvih unapred uzetih pojednostavljenja u vezi sa geometrijom, iznosom gradijenta brzine ili homogenosti sredine, predstavljaju Monte Karlo (Monte Carlo) simulacije. Berns (Barnes 1979) je prvi primenio Monte Karlo simulacije na slučaj molekuskog oblaka. Osnovi primenjenog postupka su bili sledeći: svi fotoni emitovani u jedinici vremena se simuliraju određenim brojem fotona koji se prate duž puta u celoj oblasti/sistemu. Svakom fotonu se pripisuje određena težina, i ta težina se neprestano menja, u zavisnosti od apsorpcije ili emisije

do koje može doći duž puta. Na kraju jedne 'integracije' prebrojava se u koliko slučaja je došlo do apsorpcije u skupu svih fotona u modelu i taj se broj koristi za računanje nove naseljenosti energetskih nivoa. Čitava procedura se ponavlja. Oblast proučavanja zamislimo kao ansambl ćelija ili ljuski, svaku sa svojom karakterističnom i datom kinetičkom temperaturom i zapreminskom gustinom. Emisija fotona u modelu je slučajna, kao i pravac emisije. Spoljašnje (ili unutrašnje) polje zračenja se može predstaviti kao skup fotona koji ulaze u sistem (ili izlaze iz njega). Pojedinačni emitovani foton može putovati duž malog puta, dužine s_1 , u izabranom pravcu, i optičkom gustinom τ_1 duž puta:

$$\tau_1 = \frac{h\nu_{ul}}{4\pi} \phi(\nu) (n_{l,m} B_{lu} - n_{u,m} B_{ul}) s_1, \quad (34)$$

gde su $n_{l,m}$ i $n_{u,m}$ naseljenosti nižeg i višeg energetskog nivoa u ćeliji m u kojoj se sada model fotona nalazi, B_{lu} i B_{ul} su Ajnštajnovi koeficijenti za apsorpciju i stimulisanu emisiju, respektivno. $\phi(\nu)$ je funkcija raspodele zračenja po frekvencijama i određena je normalizovanim profilom emisije. Ako uzmemo da dolazi do potpune preraspodele zračenja po frekvencijama, ova funkcija daje Doplerov profil linije. Sada je ukupan broj radijativnih pobuđenja po atomu/molekulu u ćeliji m izazvanih model-fotonom duž puta s_1

$$S_{lu,m} = \frac{N_{lu}}{n_{l,m} V_m} = \frac{h\nu_{ul}}{4\pi} \phi(\nu) B_{lu} \frac{s_1 W_0}{V_m \tau_1} (1 - e^{-\tau_1}), \quad (35)$$

gde je N_{lu} ukupan broj radijativnih ekscitacija duž puta, V_m je zapremina ćelije, a W_0 je početna težina model-fotona. Ova veličina se dodaje brojaču, $\sum S_{lu,m}$. Model-foton se u izračunavanjima prati sve dok ne napusti oblast ili dok njegova težina ne postane statistički mala. Naseljenosti nivoa u različitim ćelijama se podešavaju nakon prvog potpunog ciklusa, kada se svi model-fotoni emituju i isprate do kraja puta. Vrednost naseljenosti se određuje uobičajenim jednačinama statističke ravnoteže, koje u nešto izmenjenoj verziji možemo pisati kao:

$$n_l \left[\sum S_{lu,m} + C_{lu} \right] = n_u \left(A_{ul} + \frac{g_l}{g_u} \sum S_{lu,m} + C_{ul} \right), \quad (36)$$

gde su C_{lu} i C_{ul} obračunate po atomu/molekulu učestalosti ekscitacije i deekscitacije izazvane sudarima, respektivno, a g_l i g_u su statističke težine odgovarajućih energetskih nivoa. Ukoliko je $n_l + n_u = \text{const.}$ jednačina se može rešiti. Nove vrednosti n_u se koriste da se podesi broj emitovanih fotona po jedinici zapremine. Ceo račun se ponavlja sve do zadovoljavajuće konvergencije naseljenosti nivoa. Rezultujuće zračenje, tj. izotropno zračenje koje napušta oblast, lako je izračunati jer se uzima da je funkcija izvora poznata: emisivnost u tački određenoj položajem x se izražava kao: $j(\nu, x) = \frac{h\nu_{ul}}{4\pi} \phi(\nu) n_{u,m(x)} A_{ul}$.

Ovakav postupak rešavanja vezanog sistema jednačina ekscitacije i prenosa zračenja se do sada primenjivao u mnogim slučajevima: proučavana je 1612 MHz OH maser

emisija u molekulkim ljuskama oko zvezda u kasnim fazama evolucije (Spaans & Van Langevelde 1992); modelirane su hiperfine anomalije HCN emisije u tamnim molekulkim oblacima (González-Alfonso & Cernicharo 1993); izučavano je protozvezdano sažimanje oblaka B 335 u linijama CS i H₂CO (Choi et al. 1995), dok je Juvela (1998) proučavao oblike spektralnih linija CS u oblastima gde nastaju masivne zvezde.

Monte Karlo program koji smo koristili u ovoj tezi (*Rad II*) ima donekle promenjen metod simulacije u odnosu na originalni Bernsov kod (Juvela 1997). Program je napisan programskim jezikom C++ i ustupljen na korišćenje ljubaznošću autora. Nasuprot Bernsovom kodu gde se emisija simulira samo u jednoj tački unutar sistema u datom trenutku, novi metod podrazumeva izračunavanje ukupnog broja emitovanih i apsorbovanih fotona duž određene linije u sistemu, integracijom duž linija, ćeliju po ćeliju. Raspodela gustine u molekulkom oblaku/sistemu zasniva se na fraktalnim modelima ili na tzv. statistici strukturalnog drveta. Oba metoda imaju podlogu u posmatranjima: statistika strukturalnog drveta, gde se podsistemi u skladu sa određenim pravilom 'ugnježđuju' unutar sistema (Houllahan & Scalo 1992) direktno je određena na osnovu posmatranja. Druga posmatranja ukazuju da su molekulkim oblaci zapravo sebi svojstvene strukture sa fraktalnom dimenzijom od $\sim 1.3 - 1.4$ (Dickman et al. 1990, Falgarone et al. 1991).

5 Stvaranje zvezda

Veći deo vidljive Galaksije, odn. Galaksije dostupne našim posmatranjima u optičkom području spektra, čine zvezde nastale pre $\sim 10^9$ godina. Proces formiranja novih zvezda i danas traje. Ukupna količina gasa koja je gradivni materijal mladih zvezda danas čini samo oko 1% mase gasa Galaksije (Myers 1995). Procenjuje se da je srednja brzina stvaranja novih zvezda u Mlečnom putu oko $3M_{\odot}$ godišnje (Scalo 1986). Tokom godinu dana, zvezde u poslednjim fazama svoje evolucije odbace odn. vrate u međuzvezdanu sredinu oko $1-2M_{\odot}$ gasa i prašine (npr. Knapp & Morris 1985). Ako definišemo veličinu koja je količnik $M_{star}/(M_{star}+M_{gas})$, gde je M_{gas} ukupna masa gasa molekuskog oblaka, na osnovu iznetih podataka dolazimo do vrednosti tzv. srednje efikasnosti formiranja novih zvezda od samo $\sim 2\%$ (Myers et al. 1986).

Sâm proces nastanka zvezde može biti spontan ili indukovan, potaknut spolja. U spoljašnje poticaje najčešće ubrajamo npr. udarne talase koji potiču od obližnjih supernovih, jake jonizacione frontove i zvezdane vetrove poreklom od toplih, sjajnih zvezda, zatim spiralne talase gustine i sudare između molekuskih oblaka. U preglednom članku Elmegreen (1992) detaljnije se razmatraju razni mehanizmi indukovanog formiranja zvezda. Ovaj autor spontane procese karakteriše kao scenario disipacije i kolapsa, budući da gravitacioni kolaps postaje neizbežan kada molekuskii oblak izgubi deo svoje dopunske unutrašnje energije (npr. turbulentne, magnetne, rotacione). U načelu, svi fizički procesi koji podstiču nastanak zvezda zapravo samo menjaju početne i granične uslove gravitacionog kolapsa i na taj način ubrzavaju sâm proces formiranja zvezda. Udarne front talasa, recimo, kroz sabijanje gasa povećava gustinu gasa na malim skalama i na taj način ubrzava gubitak turbulentne i rotacione energije. Ukoliko je ravan udarnog fronta normalna na pravac magnetnog polja, onda prolazak udarnog talasa kroz molekuskii oblak ubrzava i gubitak magnetne energije. Da li na nivou Galaksije preovladava spontano ili indukovano formiranje mladih zvezda, nije još razjašnjeno. U ovom momentu rašireno je mišljenje da je u malim razmerama, tj. na nivou pojedinačnih molekuskih oblaka, spontan nastanak zvezda preovlađujući, dok je u slici Galaksije kao celine bitniji proces indukovanog formiranja zvezda (Elmegreen 1992).

Razmotrimo sada uslove potrebne za otpočinjanje gravitacionog sažimanja molekuskog oblaka. U oblaku koji poseduje samo termičku unutrašnju energiju, gravitacioni kolaps će doživeti svaki molekuskii oblak čija je masa veća od tzv. Džinsove (Jeans 1928) mase:

$$M_J = \left(\frac{\pi k T_K}{\mu m_H G} \right)^{\frac{3}{2}} \rho^{-\frac{1}{2}} \equiv 18 M_{\odot} T_K^{\frac{3}{2}} n^{-\frac{1}{2}}, \quad (37)$$

gde je T_K kinetička temperatura u [K], ρ je srednja masena gustina u [g cm^{-3}], n je ukupan broj čestica u [cm^3] (važi da je $n = n(\text{H}_2) + n(\text{He})$), m_H je masa vodonikovog atoma, a μ je srednja masa po čestici (jednaka 2.29 u molekulskom oblaku sa učešćem helijuma od 25% u masi). Bez unutrašnjeg pritiska koji bi se suprotstavio gravitacionom sažimanju, kolaps će se odigrati u tzv. vremenu slobodnog pada (eng. "free-fall time"), definisanom kao (npr. Spitzer 1978)

$$t_{ff} = \left(\frac{3\pi}{32 G \rho} \right)^{\frac{1}{2}} \equiv 3.4 \times 10^7 n^{-\frac{1}{2}} \text{ godina.} \quad (38)$$

Ako izvedemo račun koliko bi vremena bilo potrebno da se sav molekulski gas u Galaksiji preobrazi u zvezde, dolazimo do paradoksa: Galaksija sadrži oko $1 - 3 \times 10^9 M_\odot$ molekulskog gasa (npr. Combes 1991) čiji je veći deo sadržan u tzv. džinovskim molekulskim oblacima koji pojedinačno imaju mase koje mogu biti veće od $10^4 M_\odot$ (Elmegreen 1985). Ove mase su daleko veće od Džinsove mase izvedene za slučaj "tipičnog" molekulskog oblaka u Galaksiji, koja iznosi $\sim 80 M_\odot$ (vidi npr. Shu et al. 1987). U ovakvim uslovima, imajući u vidu vreme slobodnog pada, ukoliko je spontano formiranje zvezda preovlađujući način nastanka zvezda, brzina rađanja novih zvezda bi trebalo da iznosi više od $200 M_\odot$ godišnje (Zuckerman & Palmer 1974). Budući da je proračunata vrednost daleko veća od posmatrane veličine, sledi da većina molekulskih oblaka nije podložna gravitacionom sažimanju u vremenu slobodnog pada i da, osim termičke, i druge vrste unutrašnje energije igraju važnu ulogu u održavanju ukupne ravnoteže molekulskih oblaka. Prosečan život molekulskog oblaka se procenjuje na $\sim 4 \times 10^7$ godina (npr. Leisawitz et al. 1989) i ovakva dugovečnost je dobra potvrda da fragmentacija i kolaps pojedinih molekulskih oblaka otpočinje tek kada dođe do gubitka unutrašnje energije, odn. narušavanja ravnoteže između gravitacionih sila i sila koje teže da razveju oblak. Osim toplotne energije, veličinu unutrašnje energije određuju jačina magnetnog polja (npr. Chandrasekhar & Fermi 1953, Mestel 1965, Spitzer 1968, Mouschovias 1976), brzina rotacije molekulskog oblaka (npr. Field 1978) i veličina turbulencije u gasu (npr. Larson 1981).

Od otkrića zračenja CO u molekulskim oblacima uočeno je da širine spektralnih linija odgovaraju supersoničnim brzinama kretanja u fluidu gasa. U džinovskim molekulskim oblacima uobičajene širine linija 1-0 prelaza ugljen - monoksida su $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$, dok je za tamne molekulske oblake srednja vrednost širine CO linija $\sim 2 - 3 \text{ km s}^{-1}$. Doplerovo proširenje spektralne linije usled termičkog kretanja za temperature gasa od oko 30 K, svojstvene džinovskim molekulskim oblacima iznosi $\sim 0.2 \text{ km s}^{-1}$. Ovaj iznos je za tamne molekulske oblake sa prosečnim temperaturama oko 10 K naravno manji, i iznosi $\sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$ (Myers 1995). Ako ove brzine shvatimo kao brzine turbu-

lentnog kretanja gasa, iznosi brzina se približavaju vrednostima tzv. virijalnih brzina definisanih kao $\Delta v \sim \left(\frac{2GM}{R}\right)^{1/2}$, gde je R prečnik oblaka, M je masa oblaka a Δv je širina na polovini intenziteta molekulske linije. Problem nastaje kod održavanja vrednosti turbulentne energije, budući da se u odsustvu magnetnih polja turbulencija brzo rasipa (npr. Goldreich & Kwan 1974). Dodatna otežavajuća okolnost pri interpretaciji uočenih širina molekulskih linija isključivo kao posledice turbulencije u gasu je i činjenica da se turbulencija može suprotstaviti gravitacionom sažimanju jedino ukoliko postoji gradijent turbulentnog pritiska. Posmatranja su pokazala da je u molekulskim oblacima uglavnom $\rho v^2 \approx const.$ (Fleck 1981). Krunski dokaz da turbulencija ne igra veću ulogu u molekulskim oblacima dala su posmatranja međuzvezdane polarizacije (Vrba et al. 1976), koja su pokazala da su pravci magnetnih linija sile unutar oblaka dobro usaglašeni i uređeni, usmereni. Ukoliko bi turbulencija bila značajna, raspodela pravaca orijentacije magnetnih linija sile bi bila slučajna.

Razmatranje značaja uloge rotacije u proširenju spektralnih linija do skora nije bilo moguće, pre svega zbog zahtevane visoke osetljivosti, i prostorne i spektralne razdvajne moći, merenja. Najčešće dobijan rezultat za prosečnu ugaonu brzinu rotacije tamnih molekulskih oblaka je reda $0.1 - 1 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ (npr. Fuller & Myers 1987, Goodman et al. 1993). Ovako niska brzina rotacije ukazuje na verovatnoću da su molekulski oblaci kontrolisani magnetnim poljima, tj. da su kao celina subkritične oblasti koje sporo rotiraju oko svojih osa (Shu et al. 1987). Posmatranja džinovskih molekulskih oblaka, npr. u ρ Oph i Orionu, ukazuju da delovi oblaka masa $\leq 10 M_{\odot}$ rotiraju nešto brže od tamnih oblaka, brzinama od oko 25 do 50 km s^{-1} (Wadiak et al. 1985, Harris et al. 1983). Veće brzine rotacije i veće mase celina koje rotiraju ukazuju na superkritično poreklo (Shu et al. 1987).

Iz gore navedenog proizilazi da od sila koje se suprotstavljaju gravitaciji verovatno ključnu ulogu imaju magnetne linije sile. Masa za koju magnetno polje jačine B može da obezbedi dovoljnu mehaničku potporu je (Mouschovias & Spitzer 1976)

$$M_{cr} \equiv M_B = 0.13 \frac{\Phi}{\sqrt{G}} \cong 10^3 M_{\odot} \left(\frac{B}{30 \mu\text{G}}\right) \left(\frac{R}{2 \text{ pc}}\right)^2. \quad (39)$$

Ovde je Φ fluks magnetnog polja, B je jačina magnetnog polja, a R je prečnik (sfernog) oblaka. Ukoliko molekulski oblak ima oblik jako spljoštenog elipsoida, broičani koeficijent u gornjoj jednačini ima nešto izmenjenu vrednost, $(2\pi)^{-1}$ (Li & Shu 1996). Magnetno polje ne može da obezbedi ravnotežu u pravcu linije sile, te najverovatnije većina molekulskih oblaka ima oblik sferoida (Shu et al. 1987). Procena jačina magnetnih polja u molekulskim oblacima može se dobiti iz merenja veličine Zemanovog (Zeeman) efekta kod linija OH, čime dobijamo vrednost kom-

ponente magnetnog polja \vec{B} duž pravca posmatranja, B_{\parallel} . Kod tzv. 'vrućih jezgara' (delovi molekulskih oblaka u blizini mladih, masivnih zvezda čija je temperatura negde oko 50 K) izmerene su jačine magnetnih polja od $\sim 10 \leq B_{\parallel} \leq 130 \mu\text{G}$ (npr. Heiles 1987). Ukoliko je polje potpuno slučajno orijentisano, ukupna jačina magnetnog polja u oblaku je verovatno u proseku veća dva puta (Shu et al. 1987).

Podršku gravitacionim silama duž linija magnetnog polja koja nedostaje, mogu obezbediti Alfvenovi (Alfvén 1947) talasi ukoliko su ispunjeni određeni uslovi: da je promenljivi deo talasa, normalan na pravac statičkog polja, iste ili slične veličine kao i statičko polje, $\delta \vec{B} \sim \vec{B}_0$, i da je karakteristična dužina prigušenja uporediva sa prečnikom oblaka, tj. $k_1^{-1} \sim R$. Zweibel & Josafatsson (1983) tvrde da su oba uslova ispunjena u slučaju tamnih molekulskih oblaka Galaksije. Treba imati na umu i da će samo talasi koji se prostiru ka spoljašnjim delovima oblaka moći da pruže neophodnu podršku za uspostavljanje ravnoteže. Talasi koji se prostiru ka unutrašnjosti težiće da sabiju molekulski oblak, pojačavajući efekat gravitacije (Shu et al. 1987). Alfvenovi talasi nastali diferencijalnom rotacijom jezgra molekuskog oblaka i njegovog omotača mogli bi usporiti rotaciju oblaka kao celine, dajući male brzine rotacije istovetne posmatranim. U slučaju da je $\rho_{\text{jezgra}} \gg \rho_{\text{omotač}}$ karakteristično vreme potrebno za usporeenje rotacije duž magnetnih linija sile je daleko veće od vremena potrebnog za smanjenje komponente rotacije u pravcu normalnom na magnetne linije sile (Mouschovias & Paleologou 1980). Posledica diferencijalnog usporenja rotacije u magnetnom polju je da osa rotacije molekuskog jezgra/oblaka postaje skoro paralelna osi \vec{B} (Shu et al. 1987).

Kao što su magnetna polja molekulskih oblaka mala, tako je i stepen jonizacije nizak. Vrednost stepena jonizacije se obično određuje posredno, iz merenja relativne zastupljenosti pojedinih molekula, npr. HC^{18}O^+ . Za tamne molekulske oblake stepen jonizacije (zastupljenost slobodnih elektrona po molekulu vodonika) u srednjem je $\sim 10^{-8}$ (Williams et al. 1998, Caselli et al. 1998, Anderson et al. 1999). Analizom hemijskih reakcija koje dovode do deuterijum-frakcionizacije, Dalgarno & Lepp (1984) su postavili gornju granicu za stepen jonizacije kod tamnih molekulskih oblaka od 10^{-6} . U uslovima ovako niske jonizacije sredine, magnetna polja jedino mogu procesom ambipolarne difuzije sprečiti (usporiti) gravitacioni kolaps. Ambipolarna difuzija je proces u kome se magnetna polja i naelektrisana plazma, koja je vezana za magnetne linije sile, kreću u odnosu na neutralnu plazmu, 'pozadinu' (npr. Mestel & Spitzer 1956). Sila trenja koja deluje na neutralni gas u toku njegovog kretanja u odnosu na jone obezbeđuje podršku ravnoteži sila. Ambipolarnom difuzijom neutralni gas se kreće duž magnetnih linija sile u karakterističnoj vremenskoj skali (Spitzer 1978, Shu et al. 1987, Evans 1999)

$$t_{AD} \sim \frac{R^2}{D} \sim \frac{R}{v_d} \equiv \frac{3}{4\pi} \frac{1}{G \rho \tau_{ni}} \simeq 7.3 \times 10^{13} x_e \text{ godina}, \quad (40)$$

gde je \mathcal{D} tzv. koeficijent difuzije, v_d relativna brzina jona (i elektrona) u odnosu na neutralni gas, tzv. brzina drifta (pomeranja), ρ je ukupna gustina tj. broj čestica (joni+neutralni molekuli) u jedinici zapremine, τ_{ni} je prosečno vreme proteklo između dva sudara jona i neutrala, a x_e je stepen jonizacije. Ukoliko je $x_e \approx 10^{-7}$, karakteristična vremenska skala za ambipolarnu difuziju je reda 10^6 godina.

5.1 Nastanak zvezda velikih i malih masa

Relativno je rano uočeno da neki molekulski oblaci, poput kompleksa u Biku, sadrže samo zvezde malih masa, sa masama od oko $\sim 2 M_\odot$, dok neki drugi, kao molekulski kompleks u Orionu, imaju mlade zvezde i malih i velikih masa (Herbig 1962). Mezger & Smith (1977) su prvi izneli ideju da su mesta nastanka mladih zvezda različitih masa jasno odvojena u prostoru, i da se OB zvezde formiraju samo u džinovskim molekulskim oblacima u spiralnim kracima Galaksije. Od tada se razmatraju mogućnosti da su u formiranje zvezda malih i većih masa uključeni različiti mehanizmi (npr. Elmegreen & Lada 1977, Gusten & Mezger 1982). Od Herbigovog početnog zapažanja, nakupile su se brojne potvrde različitosti samih ‘zvezdanih kolevki’ (npr. Myers & Benson 1983, Dame et al. 1986, Solomon & Sanders 1985, Scoville 1985, Zinchenko et al. 1994). Kada danas govorimo o dvojakom procesu formiranja zvezda, naglasak se ne stavlja na masu novonastale zvezde, već na bliskost i povezanost mladih zvezda: pojam “dvojako formiranje zvezda” je promenjen u “labavo povezano nasuprot gusto pakovanom zvezdanom môdu” (npr. Shu et al. 1987, Shu 1991). Po definiciji, u slučajevima kada gravitacioni kolaps otpočne u jednom ili u više jezgara molekuskog oblaka nezavisno, pri čemu nastaju ili pojedinačne zvezde ili dvojni, eventualno trostruki zvezdani sistemi, govorimo o labavo povezanom môdu. Gusta i zbijena zvezdana jata nastaju kada u velikom delu nekog džinovskog molekuskog oblaka manje-više istovremeno započne gravitacioni kolaps. Ovako nastala “zvezdana jata” mogu, ali i ne moraju obrazovati vezano, stabilno zbijeno zvezdano jato. Da li će jato ostati na okupu zavisi uglavnom od broja novonastalih zvezda velikih masa (Lada et al. 1984, Elmegreen & Clemens 1985).

Ako uzmemo da su magnetna polja ključna u uspostavljanju ravnoteže oblaka, kao što smo naveli u prethodnom poglavlju, postoji jednostavno teorijsko objašnjenje uočene dihotomije u stvaranju mladih zvezda (Mestel 1985, Shu et al. 1987). U slučaju da je masa molekuskog oblaka veća od tzv. kritične mase, $M_{oblak} > M_{kr}$, magnetna polja sâma ne mogu zaustaviti gravitaciono sažmanje i oblak kao celina se urušava u sebe i obrazuje gusto povezanu grupu mladih zvezda. Ako je početno stanje kompleksa molekulskih oblaka bilo subkritično, odn. ako je ukupna masa

manja od kritične, superkritično stanje se može postići dodatnim okupljanjem pojedinačnih oblaka ili gustih jezgara koje može biti spontano (Blitz & Shu 1980), ili indukovano spolja, npr. poticanjem kretanja pojedinih jezgara pod dejstvom udarnog talasa (Elemgreen 1989). U subkritičnom slučaju, kada je uvek $M_{oblak} < M_{kr}$, i u uslovima kada je magnetno polje zamrznuto, tj. ako je očuvan fluks magnetnog polja Φ , gravitacioni kolaps ne može biti potaknut nikakvim spoljašnjim pritiskom/uticajima. Molekulski oblaci manjih masa će ostati stabilni sve dok magnetno polje procesom ambipolarne difuzije polja ne 'iscuri' iz oblaka (Nakano 1979, Shu et al. 1987). Proces ambipolarne difuzije je spor, što verovatno delimično može objasniti nisku efikasnost obrazovanja mladih zvezda u tamnim molekulskim oblacima.

5.2 Evolucija protozvezda male mase

Danas opšteprihvaćena teorija formiranja pojedinačnih zvezda male mase (često se naziva 'standarnom teorijom'), osmišljena je kasnih osamdesetih godina u timu Šua (Shu et al. 1987). Prvi kroci teorije dat je numeričkim računom i modeliranjem kasnih šezdesetih godina (Larson 1969). Standardna teorija kaže da ceo proces obrazovanja mlade zvezde možemo podeliti u nekoliko jasno razdvojenih koraka. U trenutku kada gravitacione sile prevladaju u delovima oblaka dolazi do fragmentacija molekulskog oblaka. U ovoj fazi, gravitaciona energija se slobodno izračuje i nastala izolovana jezgra su približno izotermička. U načelu potpuno nezavisno od početnih uslova, izotermičko sažimanje proizvodi još gušća jezgra sa veoma velikim gustinama u centru i sa gradijentom gustine duž poluprečnika, $\rho \propto r^{-2}$ (npr. Foster & Chevalier 1993). Po numeričkom računu ovaj početni korak u nastanku mlade zvezde se završava obrazovanjem neprozračnog, hidrostatičkog objekta u centru nekadašnjeg gustog jezgra (npr. Bate 1998). U standardnoj teoriji početni uslovi gravitacionog sažimanja su dati statičkim singularnim izotermičkim sferoidom (skr. SIS, od eng. "Singular Isothermal Spheroid"), čija je raspodela gustine (npr. Chandrasekhar 1939, Shu 1977, Shu et al. 1987, Li & Shu 1996)

$$\rho \sim \frac{a^2}{2\pi G} \frac{1}{r^2}, \quad (41)$$

gde je a izotermička brzina zvuka, odn. brzina kojom se kolaps prostire ka spoljašnosti oblaka. Ova faza se u standardnoj teoriji naziva 'obrnutim kolapsom' (eng. "inside-out collapse").

Sledeći korak u procesu formiranja nove zvezde je tzv. akreciona faza. U ovoj etapi protozvezda u centru jezgra molekulskog oblaka na svoju površinu privlači gas

iz spoljašnjih slojeva jezgra, M_{env} , povećavajući svoju masu, M_* . U isto vreme, počinje i postepeno zagrevanje hidrostatičke protozvezdane sfere. Brzina kojom se masa prikuplja, tzv. brzina akrecije, se u standardnoj teoriji smatra nepromenljivom u vremenu i iznosi

$$\dot{M}_{acc} \sim \frac{a^3}{G}. \quad (42)$$

Nasuprot teoriji, posmatranja su pokazala da se u opštem slučaju brzina akrecije menja sa vremenom (npr. André et al. 1993). U ovoj etapi razvoja, masa omotača protozvezde je i dalje daleko veća od mase sâme protozvezde, $M_{env} \gg M_*$. Kinetička energija materijala koji dospeva na površinu hidrostatičke sfere poluprečnika R_* se rasipa u udarnim talasima koji prožimaju akrecioni disk, proizvodeći luminoznost (Shu et al. 1987)

$$L = G M_* \dot{M}_{acc} / R_*. \quad (43)$$

Pretpostavka u izvođenju ove jedničine je da je sva kinetička energija pada materije pretvorena u energiju zračenja. Ova etapa u razvoju mlade protozvezde obično je praćena povremenim odbacivanjem male količine prikupljene materije u vidu usmerenih mlazeva gasa (npr. Cabrit et al. 1997, Bachiller & Tafalla 1999).

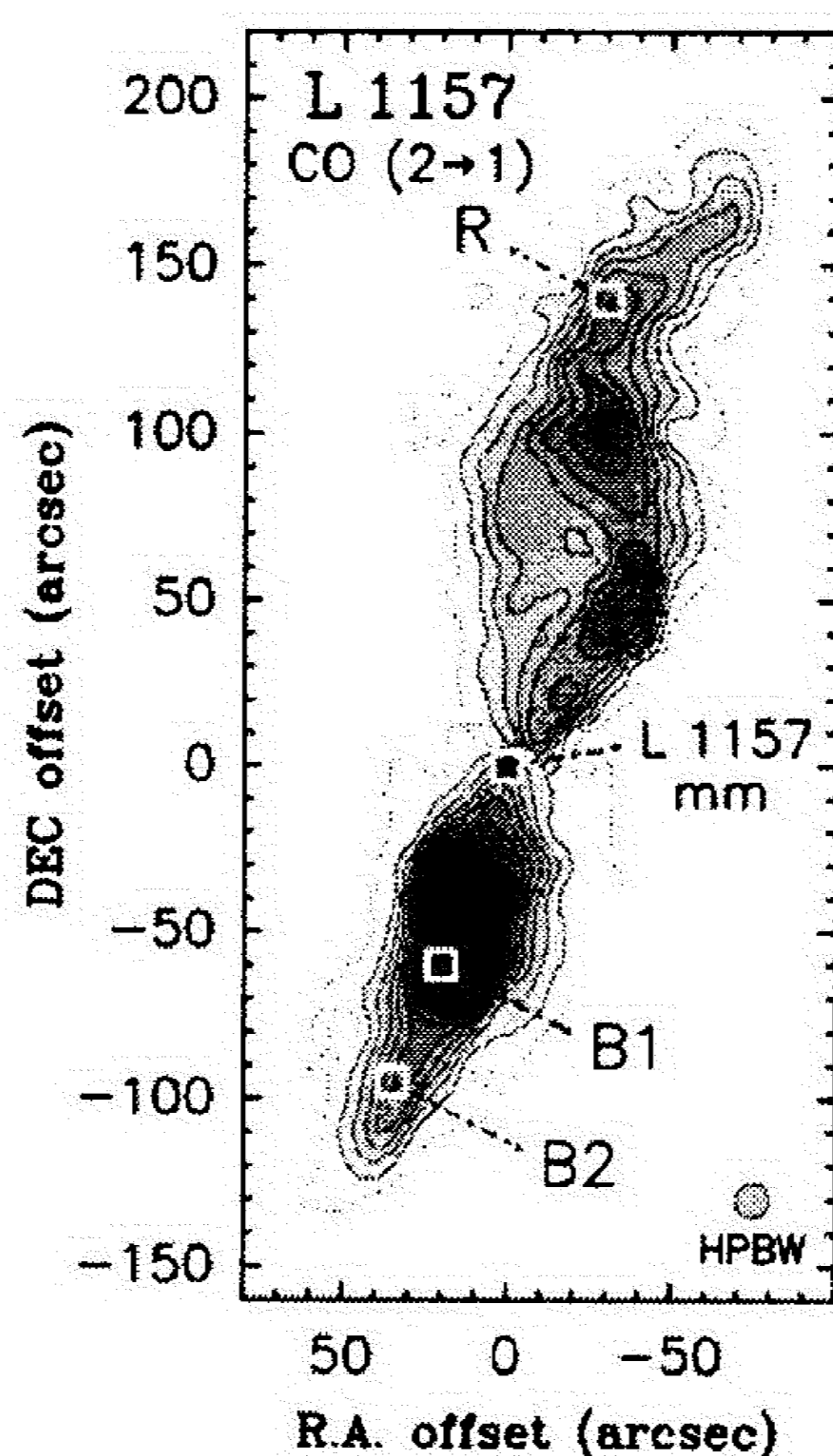
Kada je protozvezda u centru manje ili više izolovanog jezgra prikupila nešto više od 90 % mase koju zvezda ima kada dospe na glavni niz, daljnja evolucija, do dospeća na glavni niz H–R dijagrama, odvija se sa približno nepromenjenom masom po tzv. Kelvin–Helmholcovo (Kelvin–Helmholtz) vremenskoj skali sažimanja (npr. Shu et al. 1987, Stahler & Walter 1993). K–H vremenska skala, definisana kao $t_{KH} = G M_*^2 / R_* L_*$, određena je vremenom potrebnim da se postigne unutrašnja termička ravnoteža. Postavlja se pitanje kada i na koji način se zaustavlja dalja akrecija materijala iz omotača jezgra. U standardnoj teoriji, protozvezda akumulira materiju sve dok vrednost temperature u središtu ne dostigne veličinu neophodnu za otpočinjanje fuzije deuterijuma. Paljenje deuterijuma počinje otprilike kada masa protozvezde dostigne $M_* \sim 0.3M_\odot$ (Stahler et al. 1980, Shu et al. 1987). Sagorevanje deuterijuma u zvezdama male mase podstiče konvekciju, koja u sprezi sa diferencijalnom rotacijom zvezde proizvodi dinamo efekat (Parker 1979). Kod jako mladih zvezda ova pojačana magnetna aktivnost na površini zvezda se može i posmatrati. Moguće je da je jak zvezdani vetar koji je posledica intenzivne aktivnosti na površini protozvezde odgovoran za zaustavljanje daljeg upada nove materije. Kada zvezdani vetar razveje preostali gas iz neposrednog okruženja mlade zvezde, zvezda postaje vidljiva u optičkom delu spektra. Masa koju mlada zvezda ima u trenutku prispeća na glavni niz H–R dijagrama određena je prestankom akumulacije gasa. Za idealan gas, politrope 1.5 i srednje mase m , Čandrasekhar (Chandrasekhar 1939) je proračunao da je temperatura potrebna za otpočinjanje fuzije deuterijuma u središtu lopte mase M_* i prečnika R_* jednaka $T_c = 0.54 G M_* m / k R_*$. Ako je $T_c = 1 \times 10^6$ K, onda će potpuno jonizovani gas sa uobičajenom relativnom zastupljenošću eleme-

nata i ukupne mase $0.01M_{\odot} \leq M_{\star} < 2M_{\odot}$ u trenutku otpočinjanja fuzije deuterijuma imati prečnik jednak $R_{\star} \approx 0.15 + 7.6 M_{\star}$ (Shu et al. 1987). U ovoj tzv. jednačini rođenja, masa i prečnik zvezde su dati u jedinicama Sunčeve mase i prečnika. Teorijski izvedena linija rođenja zvezda malih masa dobro se slaže sa posmatranom linijom duž koje su u H–R dijagramu raspoređene zvezde T Tauri tipa.

5.3 Faza odbacivanja dela akumuliranog gasa

Sve zvezde, nezavisno od svojih masa, u određenom periodu svoje evolucije odbacuju deo svoje mase, najčešće u vidu visokousmerenih mlazeva gasa (eng. “outflow”). Do sada je otkriveno više od 200 zvezda koje upravo prolaze kroz tu fazu svog razvoja (Wu et al. 1996). Ovi mlazevi odbačene materije se mogu posmatrati u širokom opsegu talasnih dužina, počevši od ultraljubičastog dela spektra do radio–talasnih dužina. Prvi put je ova pojava posmatrana ranih pedesetih godina XX veka kada su Harbig (Herbig 1951) i Haro (Haro 1952) uočili neuobičajene magličaste objekte koji su emitovali zračenje. Ovi objekti, kasnije nazvani Harbig–Haro (HH) objekti, su oblasti u kojima grudve gasa velike gustine odbačene sa protozvezde supersoničnim zvezdanim vetrovima interaguju sa ređim molekulskim gasom u okruženju YSO (Schwartz 1975). Supersonični zvezdani vetar se najlakše uočava prateći zračenje sa protozvezde odbačenog gasa u mm radio–opsegu, najbolje posmatrajući u CO (1–0) liniji. Prostorna raspodela odbačenog gasa je u vidu peščanog sata, sa protozvezdom u čvorištu sata. Brzina gasa u jednom konusu odn. mlazu, je pomerena ka plavom tj. ima manju brzinu od brzine gasa u matičnom jezgru molekulskog oblaka. U drugom konusu, mlaz gasa ima veće brzine tj. pomerene ka crvenom delu (videti pregledne članke Cabrit et al. 1997, Bachiller & Tafalla 1999, Richer et al. 2000)

Mlazevi izbačenog gasa mogu biti različitih veličina, projektovana dužina može biti od 0.1 pc pa do nekoliko parseka. Brzine gasa u toku takođe imaju raznolike vrednosti: od nekoliko kilometara u sekundi do nešto više od $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$. Kinematička vremenska skala je definisana kao količnik dužine toka i brzine gasa u toku, i na neki je način mera starosti toka. Do sada posmatrani tokovi molekulskog gasa imaju ovako određenu starost u rasponu od 10^3 do 10^5 godina. Ukupna masa odbačenog gasa je različita za razne zvezde i može biti relativno mala, svega nekoliko stotih delova Sunčeve mase, ali i velika, do nekoliko $10^2 M_{\odot}$ (Bachiller & Tafalla 1999). Novija posmatranja u više različitih prelaza CO nagovestila su da, zapravo, tok gasa u ovim mlazevima nije neprekidan, već na ‘podlozi’ ređeg gasa nalazimo grudve gušćeg gasa (eng. “clumps”; videti npr. Bally 1982, Plambeck et al. 1983, Snell et al. 1984). Direktna posmatranja velike prostorne razdvojne moći (interferometrija) pokazala



Slika 2. Ukupnan intenzitet CO (2-1) zračenja molekuskog toka u tamnom oblaku L1157. Izvorište toka je najverovatnije protozvezda uočena u mm-kontinuumu, L1157-mm, koja se nalazi u mestu susreta mlazeva. Zračenje je integrisano u opsegu brzina od -20 do 3 km s^{-1} (snop gasa koji nam se približava, u oblasti južno od protozvezde) i u opsegu od 3 do 30 km s^{-1} (gas koji se udaljava od nas, severno od protozvezde). Na x i y osi su relativne koordinate u lučnim sekundama, u odnosu na izvor detektovan u mm-kontinuumu, L1157-mm. Izolinije počinju od 11 K km s^{-1} , sa istim korakom nadalje. (Iz Bachiller & Pérez Gutiérrez 1997.)

su da je u stvari veći deo mase gasa u mlazovima u vidu takvih zgrušavanja (npr. Kitamura et al. 1990, 1992, Tafalla et al. 1994, Plambeck & Snell 1995).

Morfološki, ove usmerene tokove molekuskog gasa delimo na dve grupe: prvu grupu čine tzv. klasični, a drugu grupu tzv. visokousmereni tokovi. U načelu, stepen usmerenosti tokova zavisi od mnogo činilaca. Smatra se da na oblik istoka najviše utiču gustina okolnog molekuskog gasa i ukupna energija odbačenog gasa. Ipak, u osnovi, morfološki definisane dve grupe molekuskih tokova odražavaju tokove različitih starosti. Klasični molekulski tokovi gasa su veoma razučeni, često se oko osa toka mogu videti prstenaste strukture (npr. Torrelles et al. 1983, takođe Rad III ove teze). Gas unutar mlaza ima strukturu ljuske, sa 'prazninom' duž same ose toka. Primeri za ovu grupu su molekulski tok u tamnom oblaku L 1551 (Moriarty-Schieven & Snell 1988) i rasprostrti tok u molekuskom oblaku L 1251 (videti radove II i III ove teze). Ovakva struktura molekuskog toka nagoveštava da je sâm tok u stvari ambijentalni molekulski gas koga je (nevidljivi) zvezdani vetar, sa protozvezde koja se nalazi u čvorištu suprotno usmerenih mlazeva, ubrzao/podstakao na kretanje. Gas najvećih brzina u datom toku nalazi se ne u neposrednoj okolini protozvezde, već na određenoj udaljenosti od nje (Snell et al. 1984). Treba reći i da ovakvu strukturu brzina gasa u toku možemo objasniti i kombinacijom održanja momenta impulsa i opadanja gustine gasa dalje od središta molekuskog jezgra (Shu et al. 1991a). U procesu ubrzanja molekuskog gasa zakon očuvanja energije najverovatnije ne važi, tj. 'višak' energije se izračuje. Važi takođe da je moment impulsa najverovatnije očuvan, te ukupni momenat CO mlaza mora biti jednak momentu nevidljivog zvezdanog vetra (videti npr. Bachiller & Tafalla 1999).

Molekulski tokovi visokog usmerenja su uočeni tek kasnih osamdesetih godina prošlog veka, pojavom nove generacije teleskopa koji su i u mm-opsegu imali veliku prostornu razdvojnu moć. Usmerenost toka raste sa brzinom molekuskog gasa (Bachiller & Tafalla 1999). Molekulski tokovi manjih brzina ove grupe takođe imaju strukturu ljuske. Ljuske polaze od središnjeg izvora, povećavaju ugao otvora sa udaljenošću, da bi se ponovo spojile na kraju/vrhu mlaza gasa. Na krajevima snopova odbačenog gasa obično možemo da uočimo snažnu emisiju gasa koji je pretrpeo prolazak udarnog talasa. Primer ovakve strukture imamo u, do danas najbolje proučenom visokousmerenom molekuskom toku, HH 221 (Gueth & Guilloteau 1999). Ponekad molekulski tokovi ove grupe imaju i dodatnu komponentu gasa jako velikih brzina, sa $v_{\text{LSR}} > 150 \text{ km s}^{-1}$ (HH 7-11, Bachiller & Cernicharo 1990). Ovaj ekstremno brzi gas obično obrazuje male grudve, dimenzija oko 10^{-2} pc, masa od nekoliko $10^{-4} M_{\odot}$ i kinematičkih vremenskih skala od oko 10^2 do nekoliko 10^3 godina (Bachiller et al. 1990). Jedno od mogućih objašnjenja ove pojave je postojanje nestabilnosti središnjeg izvora koja ima za posledicu kvaziperiodično odbacivanje dodatne

mase svakih $10^2 - 10^3$ godina (Bachiller & Tafalla 1999). Za protozvezde približno jednake luminoznosti ukupna energija visokousmerenih molekulskih tokova je za red veličine veća od ukupne energije klasičnih molekulskih tokova.

Danas nismo u stanju da sa sigurnošću opišemo sve etape u razvoju molekulskih tokova, ali možemo da damo grubu skicu zahvaljujući uočenoj činjenici da su izvorišta visokousmerenih molekulskih tokova najčešće jako mlade protozvezde, YSO svrstani u tzv. Klasu 0 (videti kasnije u ovom poglavlju detaljnije o podeli protozvezda; André et al. 1993), a izvorišta klasičnih molekulskih tokova protozvezde Klase I, tj. zvezde koje su u evoluciji odmakle nešto dalje. Za vreme potrebno da protozvezda dostigne starost YSO Klase I, molekulski tok će u velikoj meri izgubiti svoju početnu usmerenost, uspevši da u 'roditeljskom' molekulskom oblaku 'otvori' šupljinu koja se širi poput lepeze (Bachiller et al. 1995, Gueth & Guilloteau 1999). Širina otvora raste sa vremenom. Uočena je i dobra korelacija između veličine momenta molekulskog toka i količine gasa i prašine u cirkumstelarnim omotačima. Budući da količina gasa oko protozvezde opada sa vremenom uočena korelacija ukazuje da snaga molekulskog toka opada sa vremenom (Bontemps et al. 1996).

Otvoreno je pitanje prirode zvezdanog vetra sa protozvezde koji podstiče istok molekulskog gasa. Pritisak zračenja protozvezde je nedovoljan za podsticanje i održavanje molekulskog toka (Bachiller & Tafalla 1999). Zvezdani vetar može biti ili jonizovani ili neutralni, atomski i/ili molekulski, gas. Teorijski modeli molekulskih tokova koji danas postoje nisu potpuni. Obično se u datom modelu dosta dobro opisuje samo jedan deo fizičkih procesa koji se odigravaju. Na primer, ako se pođe od zadatog uzroka (mlaz gasa i/ili zvezdani vetar širokog ugla otvaranja) u stanju su da dobro objasne ubrzanje molekulskog gasa. Alternativno, druge teorije relativno dobro rasčlanjuju procese koji sa središnjeg sistema protozvezda/cirkumstelarni disk izvode početak mlaza molekulskog gasa. Teorije koje izvorištem molekulskog toka smatraju zvezdani vetar širokog ugla otvaranja najbolje opisuju svojstva klasičnih molekulskih tokova. Model Lija i Šua (Li & Shu 1996) uzima za polazište molekulski gas čija je raspodela gustine slična torusu, sa osom prstena paralelnom osi molekulskog toka i najmanjim gustinama gasa u oblasti polova protozvezde. Ovakvom raspodelom gustine gasa u dejstvu sa zvezdanim vetrom čija je komponenta duž ose molekulskog toka najveća, moguće je objasniti strukturu ljuske uočenu kod klasičnih molekulskih tokova. Klasični molekulski tokovi se uspešno objašnjavaju i modelom Fidža i Henriksena (Fiege & Henriksen 1996), modelu u kome magnetno polje na većim udaljenostima skreće veliki deo gasa sa putanje ka površini protozvezde u tok gasa koji sporo rotira oko ose. Manji deo gasa i dalje pada na površinu protozvezde, ali sada samo iz oblasti ekvatorske ravni. Sa druge strane, teorije koje polaze od pretpostavke da su mlazevi gasa izvorišta molekulskih tokova bolje objašnjavaju vi-

sokousmerene molekulske tokove. Mejson i Černin (Masson & Chernin 1993) tvrde da će u uslovima koji su uobičajeni za molekulske oblake međudejstvo mlaza gasa veće brzine i okolnog molekuskog gasa obrazovati udarni talas na izvorištu mlaza koji će ubrzavati molekulski gas u smeru prostiranja udarnog talasa/mlaza. Raga i Kabrit (Raga & Cabrit 1993) su razmatrali tok čije se polje brzina menja sa vremenom. Promenljivost brzina, nakon sabijanja okolnog molekuskog gasa udarnim talasom, ostavlja mogućnost da molekulski gas iz okoline popuni prazninu nastalu u prvom prolasku udarnog talasa kroz oblak.

Što se tiče grupe modela koji nastoje da objasne sâm mehanizam iniciranja molekuskog toka sa površine protozvezde/cirkumstelarnog diska, do sada su najuspešniji magnetohidrodinamički (MHD) modeli. U MHD modelima zakon održanja energije i momenta impulsa zadovoljen je na taj način što se deo gravitacione energije oslobođene akrecijom mase iz omotača protozvezde pretvara u momenat kretanja toka molekuskog gasa. Ako pravac magnetnog polja zaklapa veliki ugao ($> 30^\circ$) sa osom rotacije i ako se uzme u obzir da je magnetno polje vezano za gas koji rotira (zamrzavanje magnetnih linija sile), sa površine protozvezde će duž pravca magnetne ose deo gasa biti ubrzan i odbačen. Do sada su obrazovane dve vrste MHD modela: modeli u kojima molekulski gas ističe sa površine cirkumstelarnog diska podstaknut magnetnim poljem čiji pravac zaklapa određeni ugao sa ravni diska (Blanford & Payne 1982, Ferreira & Palletier 1993) i modeli koji izvorištem molekuskog toka smatraju površinu same zvezde. Šu je sa koautorima (Shu et al. 1988) predložio rešenje u kome pravac magnetnog polja zaklapa ugao od 90° sa površinom protozvezde, pri čemu je ovako veliki ugao dovoljan da centrifugalne sile same započnu zvezdani vetar. Nedostatak ovog modela je što zahteva velike brzine rotacije, daleko veće od uočenih brzina rotacije mladih, T Tau, zvezda (Hartmann et al. 1986). Naravno, ostaje mogućnost da protozvezde rotiraju daleko brže od mladih zvezda, ali ni do danas nije izmerena brzina rotacije ni jedne protozvezde.

5.4 Faza T Tau zvezda

Ubrzo po njenom otkriću ustanovljeno je da zvezda T Tau (Joy 1942), kao i njoj slične zvezde, čine grupu veoma mladih zvezda manjih masa koje su još vezane i prostorno i kinematički za molekulske oblake iz kojih su nastale (npr. Herbig 1977). Ovoj grupi zvezda je svojstvena velika promenljivost jakih emisionih linija, naročito Balmerove serije vodonikovog atoma, ali i npr. linija jonizovanog gvožđa, Fe II (videti npr. Herbig 1962). Kada ove zvezde posmatramo u infracrvenom području, uočavamo ekscres zračenja koje se pripisuje česticama prašine prisutnim u zaostalom

cirkumstelarnom omotaču (Mendoza 1966). Spektralna raspodela energije zračenja u IC području se u opštem može opisati modelom protozvezde okružene sferno simetričnom ljuskom prašine. Trebalo bi imati na umu da je prašina kod starijih T Tau zvezda verovatno raspoređena u vidu spljoštenog sferoida ili diska (Shu et al. 1987). T Tau zvezde imaju jake emisione linije u UV području i eksces zračenja u kontinuumu. Ovakve karakteristike se najčešće objašnjavaju ili kao posledica snažne hromosferske aktivnosti (Calvet et al. 1984), ili kao rezultat interakcije gornjih, graničnih slojeva atmosfere zvezde i unutrašnjeg dela akrecionog diska (Bertout et al. 1988). Na osnovu posmatranja u optičkom i posmatranja u UV delu spektra zaključilo se da čak polovina površine T Tau zvezda može biti prekrivena pegama temperatura oko 500–1000 K (Bouvier et al. 1995). Sve zvezde ove grupe su izvori X-zračenja (npr. Montmerle et al. 1983, Fiegelson & Montmerle 1999) i većina zvezda ima promenljivu jačinu zračenja u ovom delu spektra, sa periodima koji mogu biti od nekoliko meseci (grupa tzv. slabih T Tau zvezda, Preibisch 1997) ili dana (grupa koju čine tzv. klasične T Tau zvezde, Montmerle et al. 1983). Kod većine ovih zvezda povremeno dolazi do kratkotrajne erupcije zračenja, flera, koji traje obično nekoliko sati. Spektar X-zračenja se najčešće može objasniti kao slaganje dve komponente zračenja. Prva komponenta zračenja, tzv. meka komponenta, ima temperaturu gasa $T_x \simeq 2 - 5 \times 10^6$ K, a druga komponenta, tzv. tvrde komponenta, ima veće energije koje karakterišu više temperature, $T_x \simeq 15 - 30 \times 10^6$ K (Preibisch 1997).

Merenjem veličine Zemanovog (Zeeman) efekta u apsorpcionim linijama fotosfere T Tau zvezda pokazano je da ove zvezde imaju jaka magnetna polja. Uvećanje ekvivalentne širine Fe I linija u spektru slabe T Tau zvezde LkCa 16 može se objasniti kao posledica magnetnog polja jačine $B = 2.4$ kG koje pokriva oko 60% ($f = 0.6$) površine zvezde (Guenther et al. 1999). Klasične T Tau zvezde imaju nešto jača polja, kao što se može videti u npr. spektru BP Tau. Linija Ti I, koja je osetljiva na magnetno polje, ima uvećanu širinu koja se može objasniti prisustvom polja jačine $B \simeq 3.3 \pm 0.3$ kG (Johns-Krull et al. 1999).

U celini, aktivnost zvezda T Tau tipa je najverovatnije posledica prilagođavanja mlade zvezde novonastalim, zvezdanim, uslovima (Shu et al. 1987). Vremenom, svi pokazatelji izrazite aktivnosti na površini ovih zvezda opadaju (Cohen 1984).

5.5 Spektralna evolucija protozvezda

Tokom većeg dela svog razvoja, pre otpočinjanja nuklearnih reakcija i početka života zvezde, protozvezda (YSO) je duboko učaurena u oblak molekuskog gasa i prašine. Taj gas i prašina apsorbuju značajan deo energije zračenja protozvezde i ponovno emituju nešto smanjeni iznos ukupne energije. Posledica 'reprocesiranja' izračene energije je da su protozvezde najsajnije u infracrvenom delu spektra. Sâm oblik spektra u opsegu talasnih dužina od μm –mm, zavisi i od prirode same protozvezde i od raspodele materijala u njenoj okolini (videti npr. Lada 1999). Ako definišemo tzv. spektralni indeks zračenja kao $\alpha = d \log(\lambda F_\lambda) / d \log(\lambda)$, vrednost α zračenja tačkastih IC izvora u opsegu $\sim 1 - 100 \mu\text{m}$, određuje tri različite klase YSO (Lada & Wilking 1984). Protozvezda je objekat Klase III ukoliko u oblasti od $2.2 \mu\text{m}$ do $10-25 \mu\text{m}$ kriva spektralne raspodele energije (skr. SED kriva, od eng. "Spectral Energy Distribution") ima negativan indeks $\alpha < -1.5$. Ukoliko spektralni indeks ima vrednosti $-1.5 \leq \alpha < 0$, protozvezda će biti klasifikovana kao izvor zračenja Klase II. U početnoj šemi klasifikacije protozvezda, najmlađe su protozvezde, one koje su još duboko učaurene u molekulski oblak, pripadaju Klasi I, klasi čiji je spektralni indeks pozitivan, $\alpha \geq 0$. Protozvezde Klase II i III su vidljive i u optičkom delu spektra (npr. Lada 1999).

Empirijska shema podele protozvezda na različite grupe se direktno može povezati sa različitim fazama u teoriji evolucije protozvezda malih masa (Shu et al. 1987). Protozvezde Klase III odgovaraju slabim (tzv. 'ogoljenim') T Tau zvezdama. Slabe T Tau zvezde imaju SED krivu koja odgovara spektru apsolutno crnog tela. Starost ovih zvezda je procenjena na oko $2 - 3 \times 10^7$ godina (Wolk & Walter 1996). Oblik spektra ukazuje da ove zvezde ili uopšte nemaju akrecioni disk ili imaju mali, optički proziran na $\lambda \leq 10 \mu\text{m}$ akrecioni disk. Klasične T Tau zvezde su zapravo mladi zvezdani objekti Klase II (npr. André & Montmerle 1994, Lada 1999). Objekti Klase II, imaju SED krivu koja poseduje "višak" infracrvenog zračenja u odnosu na spektar hladne atmosfere. Ekces IC zračenja može biti posledica prisustva akrecionog diska koji je i dalje optički neprozračan na talasnim dužinama $\lambda \leq 10 \mu\text{m}$. Starost ovih zvezda je procenjena na oko $0.5 - 3 \times 10^6$ godina (Barsony & Kenyon 1992). Sve zvezde grupe klasičnih T Tau zvezda imaju jake zvezdane vetrove kojima gube značajan deo mase, i do $\sim 10^{-7} M_\odot$ godišnje (Barsony & Kenyon 1992). Uočeno je da samo najmlađe klasične T Tau zvezde imaju izražene molekulske CO tokove. Smatra se da su zvezde obe grupe već razvejale okolni omotač molekuskog gasa i prašine.

SED kriva protozvezda Klase I prati raspodelu zračenja crnog tela samo ovlaš. U spektru se mogu uočiti mnogobrojne apsorpcione linije (npr. Lada 1999). Zvezde

ove klase se najčešće svrstavaju u jako mlade protozvezde koje su okružene diskom veličine $\sim 10^2$ AU (e.g. Hogerheijde et al. 1999) i cirkumstelarnim difuznim omotačem molekuskog gasa substelarne mase, $< 0.1 - 0.3 M_{\odot}$ (npr. André & Montmerle 1994). Luminoznost ovih objekata u velikoj meri potiče od akrecije nove materije (André et al. 1993). Protozvezde Klase I obično imaju izražene molekulske tokove. U zvezdanim vetrovima ove zvezde sa $L_{bol} = 2 L_{\odot}$ gube oko $10^{-8} M_{\odot}$ godišnje (Bontemps et al. 1996). Procenjeno je da su protozvezde ove grupe stare oko 10^5 godina (Barsony & Kenyon 1992, Kenyon & Hartman 1995).

U skorašnje vreme je ustanovljeno da se može pouzdano identifikovati grupa veoma mladih protozvezda. Ovi YSO imaju SED krivu koja ima izuzetno veliki (pozitivni) spektralni indeks. Protozvezde ovakvih SED krivih određene su kao objekti Klase 0 (André et al. 1993). Objekat Klase 0 nije moguće detektovati u cm-kontinuumu (npr. André et al. 1993, Ward-Thompson et al. 1995). Sve do sada detektovane protozvezde ove klase imaju visoko usmeren CO molekulski tok (npr. Barsony et al. 1998, Wolf-Chase et al. 1998, 2000). Kroz istok molekuskog gasa protozvezde Klase 0 gube i do $10^{-6} M_{\odot}$ godišnje (Bontemps et al. 1996). YSO ove klase emituju snažno X-zračenje (npr. Fiegelson & Montmerle 1999), što ukazuje na postojanje unutrašnjeg izvora zagrevanja molekuskog gasa i prašine. U submm-kontinuumu detektovani su kao razvejani izvori zračenja (npr. André & Montmerle 1994), a na talasnim dužinama većim od $350 \mu\text{m}$ količnik bolometrijske luminoznosti i luminoznosti objekta u submilimetarskom kontinuumu ima vrednosti koje ukazuju da masa omotača protozvezde premašuje masu same protozvezde, tj. $L_{bol}/L_{s\text{mm}} \leq 200$. Protozvezde ove grupe su izuzetno mlade, njihova starost je procenjena na svega $\sim 10^4$ godina (Barsony et al. 1998) i još su učaurene u omotač molekuskog gasa u kome je moguće videti razuđene diskove razmera i do $10^3 - 10^4$ AU u prečniku (npr. Hogerheijde et al. 1999).

Potpuni empirijski evolutivni niz protozvezda može se izvesti iz udruženih podataka dobijenih iz posmatranja u infracrvenom i u radio domenu. Protozvezda u svom razvoju prolazi kroz sledeće etape u nizu:

Klasa 0 \rightarrow Klasa I \rightarrow Klasa II \rightarrow Klasa III.

Postoji jednoznačna veza empirijskog evolutivnog niza i teorijski predviđenih faza razvoja YSO: rana faza prikupljanja materije protozvezde odgovara evolucionoj stepenici Klase 0, kasna faza akrecije materije protozvezdu pomera u Klasu I, YSO Klase II su mlade zvezde sa protoplanetarnim diskovima koje još nisu dospеле na glavni niz H-R dijagrama, a protozvezde Klase III su zvezde glavnog niza koje

imaju samo ostatke cirkumstelarnih diskova (npr. André et al. 1993). Akrecionoj fazi su svojstveni više ili manje izraženi tokovi molekuskog gasa, koji se odigravaju istovremeno sa upadom nove materije na protozvezdu (npr. Evans 1999).

Kao način kvantifikovanja koliko je neka protozvezda odmakla u evoluciji Majers i Led su predložili da se uvede tzv. bolometrijska temperatura, T_{bol} (Myers & Ladd 1993). Ova temperatura je definisana kao temperatura crnog tela koje ima istu srednju frekvenciju zračenja kao i posmatrani YSO. Kao analog H–R dijagramu, za zvezde vidljive u optičkom domenu, ovi autori su predložili upotrebu $\log L_{bol} - \log T_{bol}$ dijagrama za protozvezde. Granice opsega bolometrijskih temperatura pojedinih grupa protozvezda odredio je Čen je sa koautorima: objekti Klase 0 imaju $T_{bol} < 70$ K, protozvezde Klase I $70 \leq T_{bol} < 650$ K, a protozvezde Klase II $650 \leq T_{bol} < 2800$ K (Chen et al. 1995).

Dalja potraga za novim protozvezdama se odvija na više različitih načina: submilimetarskim mapiranjem pojedinih oblasti u molekulskim oblacima (Motte et al. 1998, 2000), ponovnom obradom infracrvenih podataka dobijenih sa IRAS satelita u cilju povećanja prostorne razdvojne moći (tzv. HIREs slike, Hurt & Barsony 1996, O’Linger et al. 1999), pregledima različitih oblasti u radio kontinuumu teleskopima i/ili interferometrima velike rezolucije (Bontemps et al. 1995, Yun et al. 1996, Moreira et al. 1997, Gibb 1999), mapiranjem CO gasa u potrazi za molekulskim tokovima (Bachiller et al. 1990, Bourke et al. 1997) i potragom za gasom koji je pretrpeo dejstvo udarnog talasa, najčešće u bliskom infracrvenom i optičkom delu spektra (H_2 i [S II] emisione linije; Hodapp & Ladd 1995, Wilking et al. 1997, Phelps & Barsony 1999).

6 Astrohemija

Obrazovanje astrohemije kao posebne discipline ima začetke u otkriću postojanja dvoatomskih molekula poput CH, CN i CH⁺, u međuzvezdanom gasu (Dunham & Adams 1937, Dunham 1937). Ubrzo je usledila serija eksperimenata u laboratorijama čiji je cilj bio da se otkrije koje hemijske reakcije bi eventualno mogle dovesti do obrazovanja molekula uočenih u difuznom međuzvezdanom gasu. Raznolikost sredina u kojima su nastala i u kojima opstaju neko vreme različita jedinjenja je ogromna, i jako je teško razumeti i osmisliti potpuni niz hemijskih reakcija koje učestvuju u proizvodnji datog jedinjenja. Molekulski gas nalazimo praktično svuda: u cirkumstelarnim omotačima, u oblastima jonizovanog vodonika (H II), u emissionim i planetarnim maglinama, u Herbig-Haro objektima, u SNR i novim, u gasnim tokovima pojedinih protozvezda, u oblastima u kojima je UV zračenje jako (tzv. fotodisocijativne oblasti), u oblastima gde nastaju nove, mlade zvezde, u akrecionim diskovima oko protozvezda, u drugim galaksijama (najudaljenija "molekulska" galaksija do danas posmatrana udaljena je od nas za vrednost crvenog pomaka od 4.69), u gasnim tokovima u tim drugim galaksijama itd. (Dalgarno 2000). Poteškoću predstavlja i poređenje astronomskih posmatranja i rezultata eksperimenata u laboratoriji, budući da su gustine i temperature gasa, kao i ukupno polje spoljašnjeg zračenja u uslovima laboratorija na Zemlji znatno drugačiji od vrednosti svojstvenih međuzvezdanom gasu u Galaksiji i/ili Vasioni.

Bitan pomak u oblasti astrohemije dogodio se početkom sedamdesetih godina XX veka kada su, po prvi put, predložene hemijske reakcije koje su po teorijskom proračunu mogle da stvore neka od jedinjenja detektovanih u međuzvezdanom gasu. Salomon i Klimperer (Solomon & Klemperer 1972) su pokušali da pokažu da je CN u međuzvezdanom prostoru nastao kao rezultat reakcija CH i CH⁺ sa azotom, N. Sa svoje strane, Blek i Dalgarno (Black & Dalgarno 1973) su predložili alternativni put stvaranja CN disocijativnom rekombinacijom CH₂⁺, nastalog radijativnom asocijacijom jona ugljenika, C⁺, i molekula vodonika, H₂. Interesantno je, možda, napomenuti da i danas nije poznata kompletna mreža hemijskih reakcija koje bi u zadovoljavajućoj meri reprodukovale relativno obilje CH⁺ izmereno u međuzvezdanom gasu (Dalgarno 2000).

6.1 Procesi stvaranja i razaranja molekula

U uslovima niskih temperatura i malih gustina gasa u molekulskim oblacima ne postoje uslovi za termodinamičku ravnotežu i hemija se uglavnom zasniva na reakcijama koje uključuju samo dva molekula/atoma. U načelu, reakcije između tri tela nisu važne³. Relativna zastupljenost pojedinih molekula u međuzvezdanom gasu zavisi od mnogo činilaca. Važne su veličine raznih fizičkih parametara, poput temperature T , gustine n i polja zračenja. Od značaja je i istorija oblasti, budući da se kroz odbačene omotače umirućih crvenih džinova, eksplozija novih i supernovih međuzvezdana materija neprestano obogaćuje težim elementima.

Postoje dve osnovne vrste hemijskih reakcija kojima se obrazuju jedinjenja u molekulskim oblacima. To su reakcije radijativne asocijacije i reakcije koje se odvijaju na površini čestica prašine tj. za koje je prisustvo prašine neophodno.

- *Radijativna asocijacija*, $X + Y \rightarrow XY^* \rightarrow XY + h\nu$, je reakcija u kojoj se novonastali molekul stabilizuje emisijom fotona. Ove reakcije su veoma spore, obično imaju stepen reaktivnosti $\sim 10^{-17} - 10^{-14} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (J. Black, pogledati fusnotu na ovoj strani). Ukoliko se oba atoma X i Y nalaze u svojim osnovnim stanjima, molekul se obrazuje samo jednom u 10^{10} sudara. U posebnim slučajevima, kada su atomi X i Y u pobuđenim stanjima, ili u slučajevima inverzne predisocijacije ili inverzne vibracione predisocijacije, stvaranje molekula putem ovih reakcija se može ubrzati, tako da novi molekul nastane na svakih 10^5 sudara.

- *Reakcije na površini čestica prašine*, $X + Y : g \rightarrow XY + g$ (g označava česticu prašine, od eng. "grain"), su hemijske reakcije u kojima višak energije nastao posle uspostavljanja molekulskih veza 'odnosi' čestica prašine. Reakcije se mogu odvijati na dva načina: mehanizmom difuzije u kome se molekul obrazuje u nizu koraka ('prilepljivanje' – difuzija po površini + obrazovanje molekula – desorpcija, tj. $X + Y : g \rightarrow X : g : Y \rightarrow X - Y : g \rightarrow XY + g$), i direktnim mehanizmom u kome se molekul obrazuje 'momentalno', tj. u jednom koraku (obrazovanje molekula – desorpcija sa površine čestice prašine, $X + Y : g \rightarrow X - Y : g \rightarrow XY + g$).

³Uzmimo kao primer reakciju $C^+ + H_2 \rightarrow CH_2^+ + h\nu$ koja ima koeficijent stepena reaktivnosti (određen kao verovatnoća odigravanja jedne reakcije u jedinici zapremine i u jedinici vremena) od $k \approx 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. U uslovima uobičajenim u međuzvezdanoj sredini, gde je broj molekula vodonika u jedinici zapremine $n(H_2) \approx 10^2 \text{ cm}^{-3}$, svaki jon ugljenika C^+ čeka u proseku oko $\approx 10^3 \text{ s}$ da dođe do reakcije. Reakcija koja uključuje tri atoma/molekula $C^+ + H_2 + H_2 \rightarrow CH_2^+ + H_2$ ima stepen reaktivnosti od samo $k \approx 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, te bi svaki C^+ stupio u reakciju jednom u $\approx 10^{23} \text{ s}$, što je otprilike starost same Vasiona. (J.Black, 1998, *Lecture notes in Astrochemistry*, priv.com).

Postoji mogućnost da se molekuli oforme i u trećoj vrsti reakcija, tzv. *asocijativnom razdvajanju*, $X^- + Y \rightarrow XY + e$. Ove reakcije su, međutim, važne samo u ranom Svemiru i oblastima jonizovanog gasa, budući da je formiranje negativnih jona, $X + e \rightarrow X^- + h\nu$, veoma spor proces koji zahteva i određene/veće količine dostupnih slobodnih elektrona.

Molekuli se mogu razgraditi putem tri različita procesa: fotodisocijacijom, disocijativnom rekombinacijom i sudarnom disocijacijom.

- *Fotodisocijacija*, $XY + h\nu \rightarrow X + Y$, je proces veoma važan u difuznim molekulskim oblacima koji nemaju dovoljnu gustinu da bi se zaštitili od okolnog intenzivnog UV zračenja. Unutrašnjost tamnih molekulskih oblaka je dobro zaštićena od okolnog polja zračenja. Duboko u jezgrima tamnih oblaka postoji samo slabo UV zračenje koje je posledica jonizacije i ekscitacije molekula vodonika kosmičkim zracima (Gredel et al. 1989). U spoljašnjim delovima oblaka, za oko 10^2 – 10^3 godina polovina molekula će biti razgrađena procesom fotodisocijacije.

- *Disocijativna rekombinacija*, $XY^+ + e \rightarrow X + Y$, je proces kojim se uništavaju molekulski joni. Ove reakcije su na niskim temperaturama veoma brze. Koeficijent reaktivnosti ovih procesa za najčešće zastupljene molekulske jone u međuzvezdanoj materiji, uključujući i ključni jon u astrohemiji, H_3^+ , obično je 10^{-6} – 10^{-7} $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ (videti pregledni članak van Dishoeck 1998).

- *Sudarna disocijacija*, $XY + M \rightarrow X + Y + M$, je proces važan jedino u oblastima međuzvezdanog gasa visokih temperatura (> 3000 K), i velikih gustina. Takav gas se nalazi samo u neposrednoj okolini mladih zvezda, u molekulskim tokovima i ove reakcije se obično ne razmatraju u celovitim hemijskim modelima molekulskih oblaka.

Veze u oformljenim molekulima se mogu promeniti u nizu hemijskih procesa i na taj način se stvaraju složeniji molekuli. Takvi procesi su reakcije između jona i molekula, zatim reakcije prenosa naelektrisanja, i konačno reakcije između neutralnih atoma/molekula.

- *Jon – molekul reakcije*, $X^+ + XY \rightarrow XY^+ + Z$, su veoma brze na niskim temperaturama svojstvenim međuzvezdanom gasu. Ukoliko je reakcija egzotermna (oslobađa višak energije preostao nakon obrazovanja molekulskih veza), koeficijent reaktivnosti

je nezavisan od temperature i obično ima vrednosti $\sim 10^{-9} - 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Reakcije između jona i molekula koji imaju stalan dipolni momenat su zbog privlačnih sila dugog dometa 10–100 puta brže na nižim temperaturama (Van Dishoeck 1998).

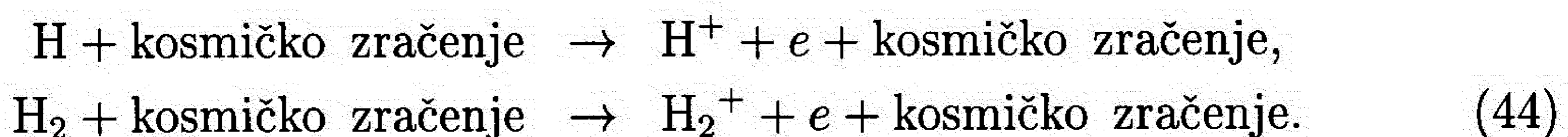
- *Reakcije prenosa naelektrisanja*, $X^+ + YZ \rightarrow X + YZ^+$, neutrališu atomske i molekulske jone, ukoliko su YZ veliki molekuli npr. policiklični aromatični ugljovodonici (skr. PAH, od eng. “polycyclic aromatic hydrocarbonates”) ili metali.

- *Reakcije između dva neutralna atoma/molekula*, $X + YZ \rightarrow XY + Z$, u početku nisu posebno razmatrane kao bitne, budući da su u poređenju sa jon – molekul reakcijama na niskim temperaturama veoma spore. Pokazalo se, međutim, da određene reakcije, npr. reakcije između dva radikala ili između radikala i nezasićenog molekula, imaju koeficijent reaktivnosti koji je samo pet puta manji od tipičnog koeficijenta reaktivnosti brzih jon – molekul reakcija, tj. ima vrednosti reda $\sim 10^{-10} - 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.

6.1.1 Hemijske reakcije gasne faze

U astrohemiji je najvažnije imati na umu da su molekularni oblaci uglavnom sastavljeni od vodonika i helijuma, dok su ugljenik, kiseonik i azot prisutni samo u tragovima. Sledi da će preovlađujući put za stvaranje nekog jedinjenja uvek biti onaj koji u nizu potrebnih hemijskih reakcija uključuje međudejstvo sa atomom ili molekulom vodonika. Količina težih elemenata u gasu se smanjuje i na račun obrazovanja čestica prašine, te je realno očekivati smanjenu zastupljenost ovih elemenata u odnosu na zastupljenost u čistom međuzvezdanom gasu.

Niz reakcija započinje procesima u kojima kosmički zraci jonizuju dominantne elemente, procenjenom brzinom od oko $\zeta_0 = 1 - 5 \times 10^{-17} \text{ s}^{-1}$ (videti npr. Van Dishoeck & Black 1986):



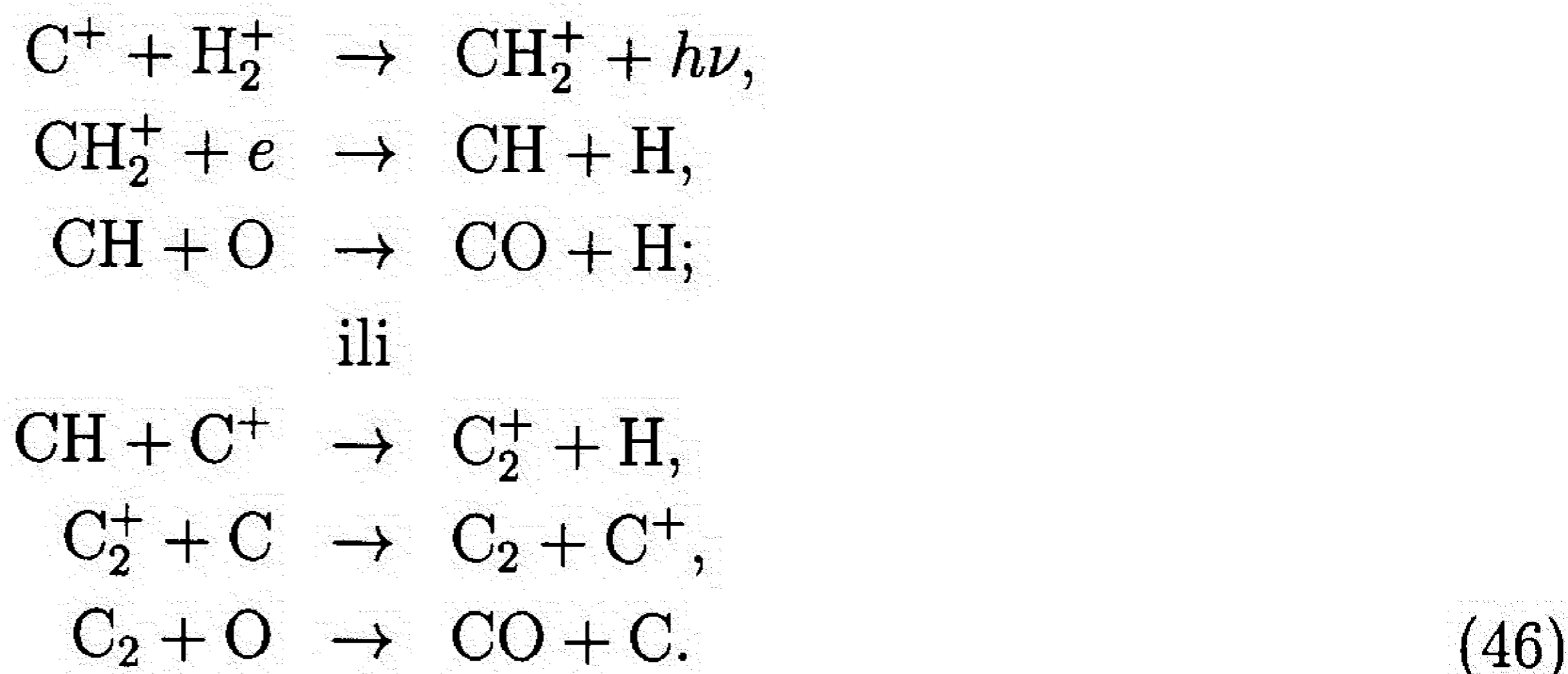
Jon H_2^+ veoma brzo reaguje sa molekulom vodonika i obrazuje jon H_3^+ :



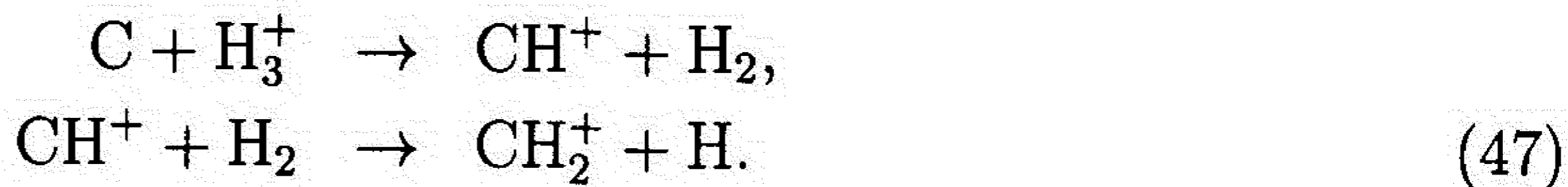
Jon H_3^+ igra ključnu ulogu u nizu hemijskih reakcija jon – molekul hemije kroz reakcije prenosa naelektrisanja (videti npr. Van Dishoeck 1998). Količina molekula

vodonika je veća što se ide ka unutrašnjosti molekuskog oblaka. Razlog je sposobnost 'samozaštite' H_2 od spoljašnjeg zračenja, obrazovanjem sloja razgrađenih molekula oko jezgra koji kao štit zaustavljaju kosmičko i UV zračenje. Jon H_3^+ je detektovan za sada u apsorpciji u infracrvenom delu spektra u pravcu mladih zvezda još učeurenih u gusti molekulski oblak (Geballe & Oka 1996). U uslovima niskih temperatura koje vladaju u tamnim molekuskim oblacima mogu se odvijati jedino egzotermne hemijske reakcije. Takve su reakcije između atoma i molekula vodonika i manjih jona. Većina reakcija između neutrala i velikih jona ima značajne energetske barijere, tako da se mogu odvijati samo na višim temperaturama (Van Dishoeck & Blake 1998).

Posle stvaranja jona H_3^+ , sledeći bitan korak je eventualno obrazovanje ugljenmonoksida, CO, od neutralnih i jonizovanih atoma (Langer et al. 2000). C^+ ima u izobilju, budući da spoljašnje UV zračenje lako jonizuje atom ugljenika. Postoje bar dva lanca hemijskih reakcija koje dovode do obrazovanja CO (Van Dishoeck 1995):

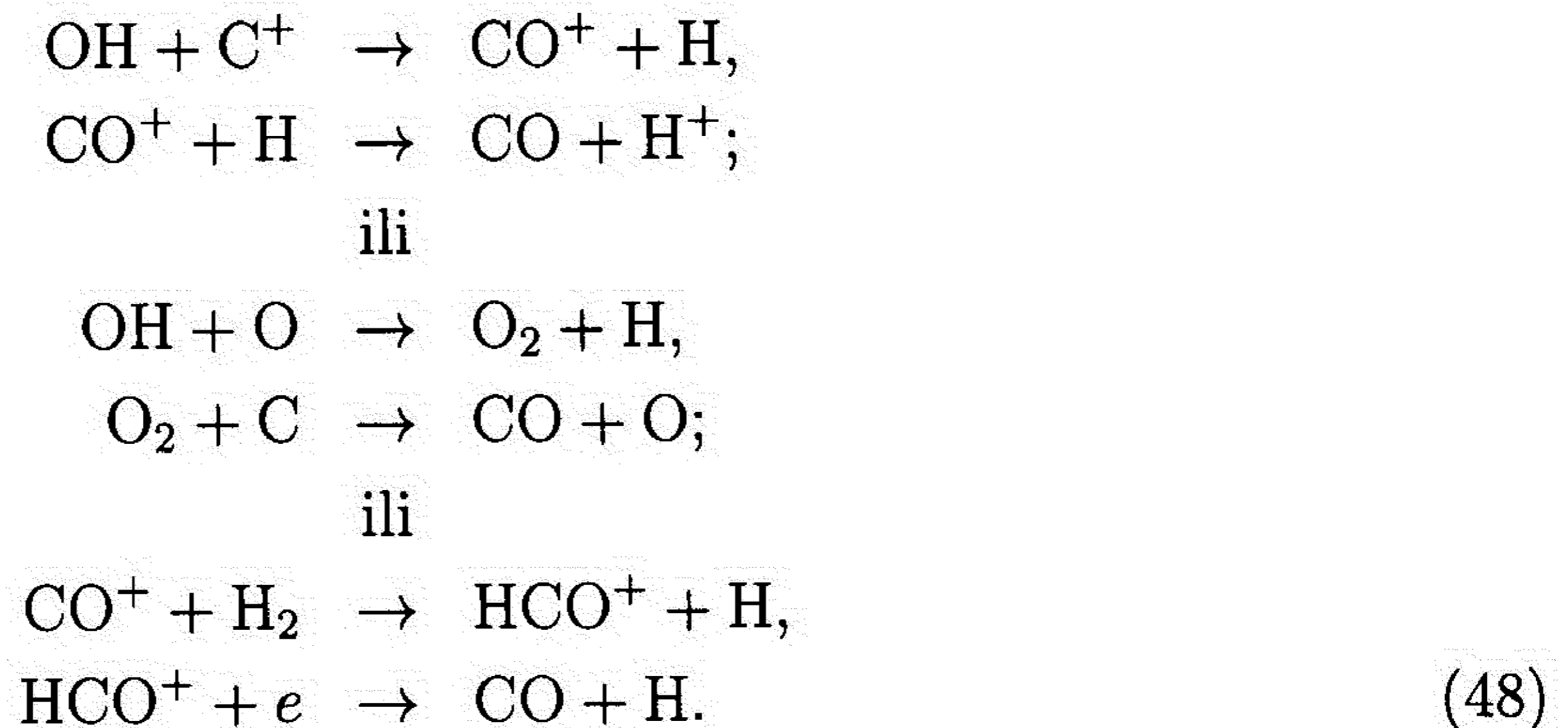


Već u prvoj reakciji pojavljuje se "čvorište", tj. alternativna hemijska reakcija koja stvara isti molekul, a moguća je u sličnim fizičkim i hemijskim uslovima. Naime, CH_2^+ može nastati i kao rezultat niza reakcija:



Račvanja u lancima hemijskih reakcija su česta i nemogućnost tačnog određivanja kada reakcije krenu određenim sledom znatno povećava nesigurnosti u tumačenjima posmatranih relativnih zastupljenosti pojedinih jedinjenja. Sveobuhvatan lanac reakcija koje obrazuju CO može se videti npr. na slici br. 6 u Van Dishoeck (1995). Alternativni potpun set hemijskih reakcija koje kao krajnji korak imaju stvaranje ugljenmonoksida, je tzv. 'kiseonik-mreža'. O-niz započinje reakcijama hidroksilne

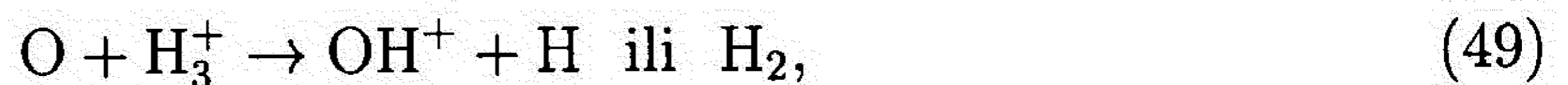
grupe i/ili jedanput jonizovanog CO^+ (Van Dishoeck 1995):



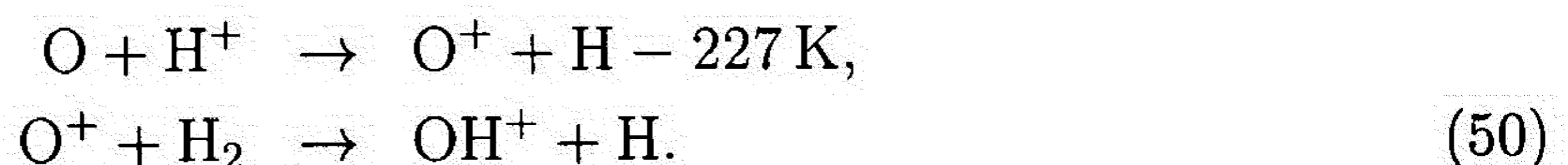
Vreme potrebno za proizvodnju CO u uslovima tamnih molekulskih oblaka (gustina od $10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$ i temperatura od 10–50 K) je procenjeno na $10^5 - 10^6$ godina (Langer et al. 2000). Da bi se formirala složenija jedinjenja i dugački ugljovodonični lanci neophodno je prisustvo u većim količinama i jonizovanog i neutralnog atoma ugljenika. Kako zbog stvaranja CO raspoloživa količina oba atoma opada sa vremenom, koncentracija složenijih molekula je najveća u tzv. “ranim vremenima”, odn. oko $\sim 10^5$ godina od obrazovanja molekuskog oblaka (Langer et al. 2000).

Zastupljenost ostalih elemenata koji se u molekulkim oblacima nalaze u tragovima, kiseonika, azota i sumpora, zavisi od povezanosti niza hemijskih reakcija u kojima oni učestvuju sa reakcijama u kojima učestvuje ugljenik (videti npr. Van Dishoeck 1995, Langer et al. 2000).

Niz reakcija koje uključuju kiseonik započinje jonizacijom atomskog i molekuskog vodonika kosmičkim zracima (videti jednačinu 44). Hidroksilni jon, OH^+ , se formira na niskim temperaturama putem reakcije (Van Dishoeck 1995, 1998)

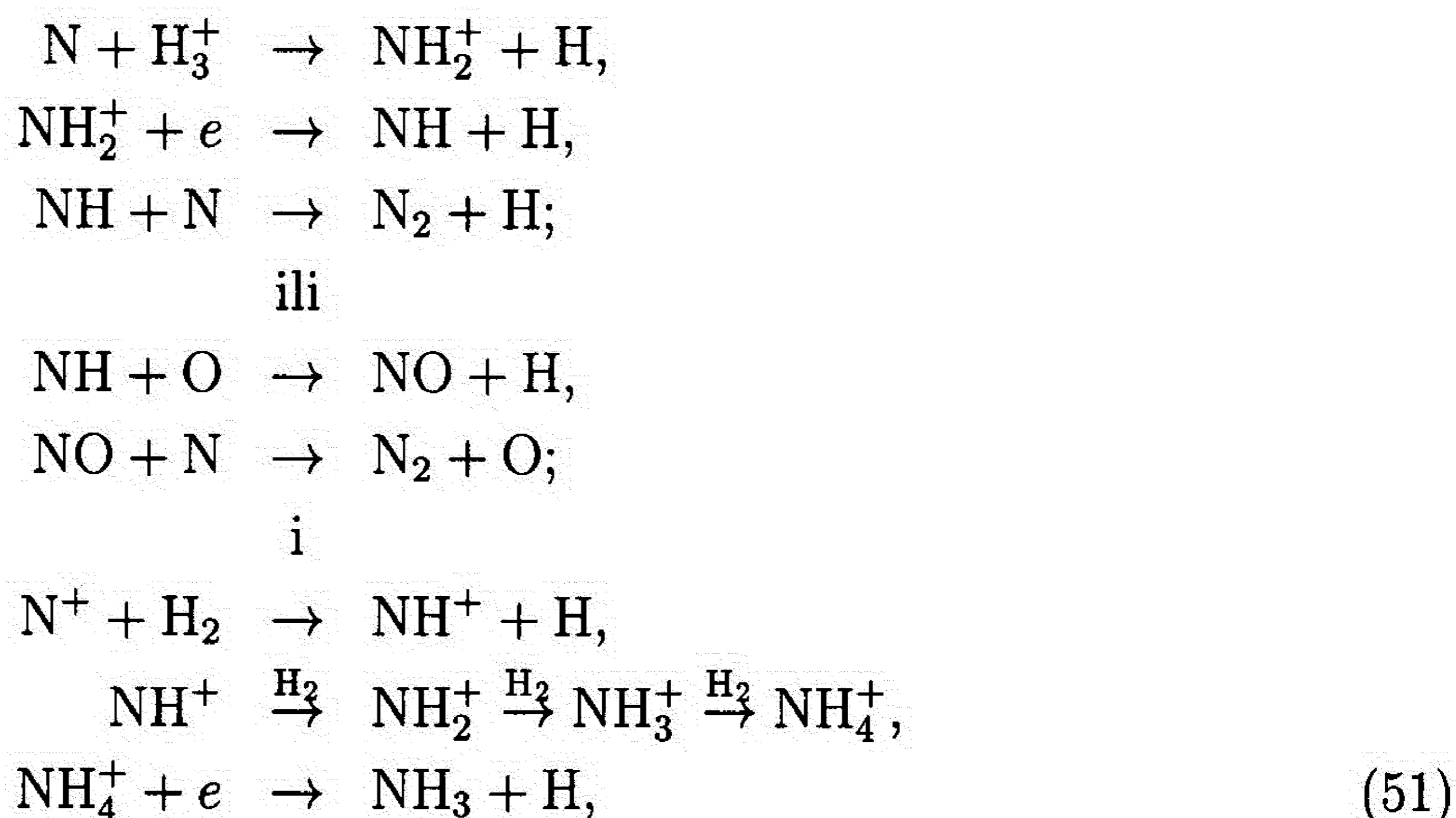


ili u oblastima gde temperatura premašuje 100 K (H II oblasti) putem endotermne reakcije:



Zastupljenost jednostavnijih jedinjenja koja u svom sastavu imaju kiseonik raste sa vremenom, budući da OH, O_2 i H_2O stupaju u reakcije sa atomskim ugljenikom, u neutralnom ili jonizovanom obliku.

Najzastupljenija jedinjenja koja sadrže azot, N_2 i NH_3 , obrazuju se u jednostavnim jon–molekul i neutral–neutral reakcijama (Van Dishoeck 1995, 1998)



i imaju koncentraciju koja sporo, ali postojano raste sa vremenom.

Koncentracija najzastupljenijih jedinjenja koja u sebi imaju sumpor, poput CS i SO, se u molekulskim oblacima sa vremenom različito menja. Zbog toga je odnos relativne zastupljenosti ova dva jedinjenja predložen kao pokazatelj starosti (Nilsson et al. 2000a, 2000b) molekulskog oblaka. Sumpor – monoksid, SO, se uglavnom stvara u reakciji atoma sumpora, S, i hidroksilnog radikala, OH, sa molekulom kiseonika O_2 . Jedinjenje se razgrađuje u reakciji sa C, dajući CS. Iz ovoga sledi da CS dostiže veće koncentracije u ranim vremenima, budući da je proizvodnja jedinjenja vezana za količinu dostupnog ugljenikovog atoma, dok koncentracija SO raste sa vremenom (videti npr. Van Dishoeck 1995, Langer et al. 2000).

Posmatrajući koncentracije pojedinih jedinjenja u datom trenutku, uočava se dvajako ponašanje među jedinjenja koje nalazimo u međuzvezdanom gasu. Količina prve grupe jedinjenja zavisi od obilja raspoloživih atoma ugljenika i ima veće koncentracije u ranim vremenima. Takva jedinjenja su npr. CS, CN, HCN i složeni ugljovodonični lanci. Druga grupa jedinjenja se stvara ili u reakcijama koje ne uključuju ugljenik ili u reakcijama koje se odvijaju samo ukoliko nema dostupnih slobodnih atoma ugljenika: N_2 , NH_3 , N_2H^+ i SO. Ova dihotomija je iskorišćena u tumačenju posmatranja pojedinih molekulskih oblaka, npr. TMC–1 i L 134N (Lee et al. 1996, Millar et al. 1997; takođe *Rad III* i *Rad V* ove teze) u pokušaju određivanja njihove starosti.

6.1.2 Hemijske reakcije na površini čestica prašine

Relativne zastupljenosti jedinjenja u međuzvezdanom prostoru koje su izračunate uzevši u obzir samo hemijske reakcije gasne faze dobro su se slagale sa posmatranim vrednostima za pojedina, ali ne i sva jedinjenja (videti npr. pregledni članak Herbst 2000). Problem koji je najviše zabrinjavao je nemogućnost proizvodnje H_2 u dovoljnim količinama u reakcijama gasne faze koje uključuju reakcije između dva atoma/molekula, uz prisustvo elektrona ili protona kao katalizatora. Ove reakcije su bez većeg značaja u oblastima u kojima stepen jonizacije nije izrazito visok (npr. Duley & Williams 1986). Danas prevladuje ideja da se najveći deo vodonika u molekulskom obliku obrazuje na površini čestica međuzvezdane prašine. Proces se odigrava u više jasno određenih koraka⁴ (npr. Barlow & Silk 1976, Duley & Williams 1986). Veliki broj reakcija koje nemaju mogućnosti odvijanja u gasnoj fazi zbog velike energetske prepreke, na površini čestica prašine se odvijaju zbog neuobičajeno dugog vremena, ~ 1 dan, koje atomi imaju na raspolaganju pre nego se neki drugi atom sa kojim je reakcija moguća ne privuče na površinu čestice (Tielens & Hagen 1982).

U obrazovanju mreže hemijskih reakcija zasnovanih na reakcijama koje se odvijaju na površini čestica prašine, obično se koriste dva pristupa: Monte Karlo ili stohastički pristup i tzv. prilaz verovatnoće reakcija (Herbst 2000). U pristupu verovatnoće reakcija, verovatnoća obrazovanja jedinjenja se određuje vrednošću koeficijenta površine koji je zbir verovatnoća difuzije atoma koji učestvuju u reakcijama na površini čestice prašine. Ovaj pristup je opravdan kada na površini čestice prašine ima veliki broj različitih atoma i/ili molekula koji međusobno mogu da reaguju (Herbst 2000). U Monte Karlo pristupu atomi ili molekuli koji će se adsorbovati se nasumice biraju iz gasne faze. Kada dospeju na površinu čestice prašine njihova sudbina će zavistiti od veličine verovatnoće stupanja u reakciju sa drugim atomima u odnosu na verovatnoće isparenja. Ukoliko na površini čestice prašine ima više od jednog atoma, reakcije će se odvijati u zavisnosti od svojih relativnih verovatnoća. Tielens & Hagen (1982) su prvi iskoristili tzv. semi-Monte Karlo pristup u osmišljavanju mreže hemijskih reakcija. Za razliku od potpunog Monte

⁴1) Prvi korak je sudar atoma vodonika sa česticom, uz verovatnoću sudara od oko $k_c = 3 \times 10^{-17} n_g n(H)$. 2) Drugi korak je 'lepljenje' atoma za površinu i adsorpcija. Presudni činilac za odvijanje ovog koraka je temperatura. Ukoliko je kinetička temperatura prašine viša od 40 K, atom će ispariti sa površine pre nego se susretne sa drugim atomom i obrazuje molekul vodonika. 3) Zadržavanje atoma vodonika do približavanja drugog atoma ima veliku verovatnoću ukoliko je broj atoma vodonika po jedinici zapremine oko 100 cm^{-3} i na niskim temperaturama $T_{kin} \leq 15 \text{ K}$. 4) Difuzija atoma vodonika po površini čestice do mesta reakcije postavlja donju granicu za temperaturu pri kojoj atom vodonika ima dovoljno energije za put preko površine čestice prosečne veličine na oko $T_{kin} \approx 20 \text{ K}$. 5) Peti korak je rekombinacija do obrazovanja molekula vodonika i 6) poslednji korak u nizu je izbacivanje novoobrazovanog H_2 sa površine čestice prašine, najverovatnije u pobuđenom stanju (E.F. Van Dishoeck, 1998, *Astrochemistry: Lecture Notes*, priv.com.)

Karlo tretmana gde je zbog slučajno odabranih trenutaka prilepljivanja atoma za površinu čestice prašine moguće vreme za hemijsku reakciju neodređeno, u Tilens i Hagenovom rešenju se vreme dostupno za reakciju unapred određuje. Monte Karlo pristup, u punom smislu odrednice, zahteva veoma mnogo računarskog vremena i traži paralelnu arhitekturu procesora (Charnley 1998).

Sastav i evolucija prašine u molekulskim oblacima umnogome su određeni termičkim procesiranjem zaleđenih omotača zrnaca prašine (usled, recimo, izračene toplote novih, mladih zvezda u okolini) i energetskim procesiranjem leda fotonima visokih energija (UV) i/ili sudarima sa kosmičkim zracima (videti, npr. Langer et al. 2000). Kada se zaleđeni omotač čestice prašine zagreje, dolazi do sublimacije prisutnih jedinjenja čija će se količina u gasnoj fazi povećati. U tzv. prljavom ledu, koji je sastavljen od mešavine raznih molekula različitih sublimacionih temperatura, redosled kojim će pojedine komponente ispariti zavisi isključivo od sopstvenih tačaka sublimacije. Eksperimenti su pokazali, na primer, da u ledenoj mešavini ugljen-monoksida, ugljen-dioksida i vode u razmeri $\text{CO}/\text{H}_2\text{O}=1/2$ i $\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O}=1/1$, prvo isparava veći deo CO na temperaturi od oko 25 K, a kada temperatura dostigne 85 K isparava CO_2 (Sandford & Allamandola 1990). Manji deo zaleđenih jedinjenja ostaje zarobljen u kristalima vode sve do tačke faznog prelaza vode, temperature od 120–130 K. Ključni procesi u energetskom preobražaju sastava prašine u molekulskim oblacima su UV reprocesiranje i eksplozivna desorpcija (usled sudara sa kosmičkim zracima, ili usled sudara između samih čestica prašine). Uključenje ovih procesa u mreže hemijskih reakcija na površini čestica prašine donelo je u određivanju relativne zastupljenosti nekih od ključnih molekula molekulskog gasa, H_2O , CO_2 , NH_3 , H_2CO i CH_2OH , poboljšanje za blizu red veličine (Shalabiea & Greenberg 1994).

6.2 Hemijski modeli

U osmišljavanju hemijskih modela određene sredine, neophodno je odrediti početne fizičke i hemijske uslove. Najbitnije je poznavanje početne relativne zastupljenosti elemenata i raznih jona. Problem određivanja relativne zastupljenosti elementa u molekulskom gasu međuzvezdane materije nije trivijalan, budući da postoje jasni dokazi da zastupljenosti elemenata koje nalazimo u Sunčevom sistemu nisu svojstvene međuzvezdanom gasu. U ISM je, obično, obilje pojedinih elemenata manje (videti tabelu 1. u Wilson & Rood 1994). Otežavajuću okolnost u određivanju tačne zastupljenosti pojedinih elemenata predstavlja prisustvo čestica prašine koje vezuju za svoju površinu znatan deo težih elemenata (npr. Nejad & Wagenblast 1999). Relativna zastupljenost raznih jona je ključna za osmišljavanje hemije gasne faze

tzv. jon–molekul reakcija. Na primer, jon ugljenika, C^+ , je neophodan ukoliko se obrazuju složeniji ugljovodonici. U difuznim molekulskim oblacima, kao i u spoljašnjim omotačima tamnih oblaka, potrebna količina C^+ se obezbeđuje okolnim UV zračenjem. Lanac ugljeničnih hemijskih reakcija verovatno započinje sporom radijativnom asocijacijom $C^+ + H_2 \rightarrow CH_2^+ + h\nu$ koja ima koeficijent verovatnoće odvijanja od $\approx 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (Van Dishoeck 1998). Za razliku od difuznih oblaka, u tamnim i gustim oblacima ugljenik je zaštićen od UV fotona spoljašnjim omotačem gasa. Budući da nema dovoljno jona ugljenika, ugljenični niz hemijskih reakcija započinje reakcijama $C + H_3^+ \rightarrow CH^+ \rightarrow CH_2^+ \rightarrow CH_4^+$ (videti, npr. Van Dishoeck 1998). Složeniji ugljovodonici nastaju uglavnom u tri različite vrste hemijskih reakcija (Herbst 1995): ubacivanjem atoma ugljenika u postojeći kraći lanac molekula ugljovodonika, u reakcijama kondenzacije ili u reakcijama radijativne asocijacije. Sadašnje preovlađujuće mišljenje je da je ubacivanje dodatnog atoma ugljenika u već postojeći lanac glavni način obrazovanja složenih ugljovodonika. Mala količina potrebnih jona ugljenika najverovatnije se obezbeđuje razlaganjem ugljen – monoksida: $He^+ + CO \rightarrow C^+ + O + He$, reakcijom za koju se neophodan jon helijuma stvara pod uticajem kosmičkih zraka.

U tamnim molekulskim oblacima, na niskim temperaturama, pojedini izotopi znatno mogu da povećaju svoju relativnu zastupljenost u molekulskom gasu tzv. procesom frakcionizacije. Najizrazitiji primer je deuterijum, čija je frakcionizacija izazvana reakcijama izmene izotopa. Ovu reakciju prate reakcije zamene deuterijuma. U nekim od tamnih molekulskih oblaka izmerene su vrednosti relativnog odnosa zastupljenosti DCO^+/HCO^+ i DCN/HCN koje ukazuju da je $[D]/[H]$ odnos i do 1000 puta veći od srednje vrednosti za molekulski gas Galaksije, $\sim 1.6 \times 10^{-5}$ (Van Dishoeck 1998). Drugi primer frakcionizacije nalazimo u sredinama u kojima sav postojeći atomski ugljenik nije vezan u CO. Egzotermna reakcija izmene $^{13}CO^+ + ^{12}CO \rightleftharpoons ^{12}CO^+ + ^{13}CO + 36 \text{ K}$ na nižim temperaturama prizvodi više ^{13}CO koji se ugrađuje u dalji lanac reakcija. Protivteža znatnom povećanju količine izotopomera ugljen – monoksida u molekulskom gasu je proces selektivne disocijacije ^{13}CO . Kao i za relativnu zastupljenost elemenata, i za obilje izotopa važi da se srednje vrednosti u međuzvezdanoj sredini razlikuju od srednjih vrednosti u Sunčevom sistemu, koje se, sa svoje strane, razlikuju od vrednosti u ranoj istoriji našeg planetnog sistema. U zavisnosti od oblasti u Galaksiji, vrednosti odnosa izotopa za C, N, O i Si se razlikuju: u centru Galaksije, u tzv. 4 kpc molekulskom prstenu oko galaktičkog središta, u lokalnoj međuzvezdanoj materiji i na kraju, na periferiji Galaksije nasuprot nama merimo međusobno drugačije vrednosti (videti tabelu 4 u Wilson & Rood 1994).

U načelu hemijske modele možemo podeliti u dve vrste: prva grupa modela uzima u obzir samo mrežu reakcija u gasnoj fazi, dok druga grupa uključuje i lanac reakcija koje se odvijaju na površini čestica prašine. Noviji modeli gasne faze obuhvataju oko 4000 reakcija između oko 400 jedinjenja od kojih najveća imaju po 13 atoma (Lee et al. 1996, Millar et al. 1997). Osnovna nesigurnost bilo kojeg hemijskog modela potiče od velikih mogućnosti račvanja pojedinih lanaca hemijskih reakcija, pri čemu je skoro nemoguće odrediti koji put stvaranja određenog jedinjenja preovladava (Pineau des Forets et al. 1992, Le Bourlot et al. 1993, 1995a, 1995b, Shalabiea & Greenberg 1995, Lee et al. 1996, Millar et al. 1997). Krajnji modeli najviše zavise od tačnih osobina oblasti za koju se model formira.

6.2.1 Modeli gasne faze

Postoje dva osnovna pristupa u osmišljavanju hemijskih modela gasne faze. Prvi pristup razmatra stanje gasa u jednom određenom trenutku i prati promene koje nastaju u različitim slojevima gasa (u pravcu vizure). Drugi modeli prate evoluciju gasa u jednoj određenoj, prostorno nepromenljivoj, oblasti (Van Dishoeck 1998). Modeli difuznih i poluprovodnih molekulskih oblaka, kao i modeli oblasti u kojima dominiraju fotoni, se zasnivaju na prvom pristupu. Relativne zastupljenosti elemenata i molekula nepromenljive su u vremenu, ali imaju vrednosti koje se menjaju sa rastojanjem od centra gustog jezgra. Kratki vremenski rasponi fotohemijskih reakcija, svega nekoliko stotina godina, opravdavaju pristup nepromenljivosti u vremenu. Ulazne veličine ovih modela su relativne zastupljenosti elemenata poput C, N, O, S i pojedinih metala, zatim brzina jonizacije usled dejstva kosmičkih zraka, ζ_0 [s^{-1}], geometrija oblasti (planparalelna ravan, sfera, cilindar...), gustina gasa $n_H = n(H) + 2n(H_2)$ kao funkcija položaja, iznos upadnog zračenja određen kao umnožak I_{UV} standardnog polja zračenja u međuzvezdanoj sredini (ISRF, od eng. "Interstellar Radiation Field"), i na kraju, svojstva prašine u oblasti (kriva ekstinkcije, albedo i funkcija rasejanja). Dodatni ulazni parametar može biti temperatura gasa i prašine u zavisnosti od položaja, a čije vrednosti najčešće izvodimo iz posmatranja. Na žalost, pouzdanost ulaznih parametara često nije dovoljno velika. Kao primer teškoća na koje se nailazi u određivanju pojedinih veličina navešćemo problem veličine kosmičkog zračenja. Najnoviji rezultat u određivanju vrednosti brzine jonizacije usled dejstva kosmičkog zračenja daje $10^{-18} \leq \zeta \leq 10^{-16}$ (Caselli 2000), vrednost koja je daleko veća od ranije usvojene. Teško je reći koliko je pouzdan ovaj rezultat, budući da je postupak određivanja ζ_0 izuzetno složen. Kao prvi korak, neophodno je izračunati relativnu zastupljenost slobodnih elektrona (Caselli et al. 1998, Caselli 2000):

$$x(e) = \frac{2.7 \times 10^{-8}}{[DCO^+]/[HCO^+]} - \frac{1.2 \times 10^{-6}}{f_D}, \quad (52)$$

gde je f_D tzv. faktor osiromašenja i $1/f_D$ je određen kao odnos CO i O zamrznutih na površini ledenog omotača čestica prašine, a $[\text{HCO}^+]$ i $[\text{DCO}^+]$ označavaju relativne zastupljenosti. Iako izgleda jednostavno, određivanje relativne zastupljenosti elektrona nije lako: potrebna su merenja odnosa relativnih zastupljenosti $[\text{DCO}^+]/[\text{HCO}^+]$ i $[\text{HCO}^+]/[\text{CO}]$ i procenjivanje stepena zamrzavanja CO, što se može izračunati iz npr. odnosa relativne zastupljenosti $[\text{HC}_3\text{N}]/[\text{CO}]$ (Caselli et al. 1998, Anderson et al. 1999). Neophodno je, dalje, poznavanje gustine i temperature unutar (jezgra) molekuskog oblaka, pri čemu se mora voditi računa o uticaju optičkih dubina linija, kao i efektima samoapsorpcije. Jedan od pristupa koji se koristi je posmatranje ređih izotopomera odgovarajućih molekula, C^{17}O , HC^{18}O^+ , D^{13}CO^+ , u izabranim tačkama. Zatim se uz korišćenje nekog od modela prenosa zračenja mogu izvesti vrednosti fizičkih parametara za celu posmatranu oblast. Kada je vrednost $x(e)$ poznata, moguće je izračunati brzinu jonizacije izazvanu kosmičkim zračenjem kao:

$$\zeta = \left[7.5 \times 10^{-4} x(e) + \frac{4.6 \times 10^{-10}}{f_D} \right] x(e) n(\text{H}_2) \frac{[\text{HCO}^+]}{[\text{CO}]}. \quad (53)$$

Uobičajene vrednosti na koje nailazimo u tamnim oblacima iznose $10^{-8} \leq x(e) \leq 10^{-6}$ (Caselli 2000). Neophodno je razmotriti i uticaj UV zraka, koji zahvaljujući poroznoj strukturi molekulkih oblaka, mogu dopreti do najdubljih slojeva gasa. U slučaju da se u središtu oblaka nalazi neki mladi zvezdani objekat, mora se uzeti u obzir i verovatnoća da protozvezde mogu biti izvori jakih X-zraka (Caselli 2000).

Sa svoje strane, hemijski modeli koji prate evoluciju molekuskog gasa najčešće se osmišljavaju za tamne i guste oblake. Koncentracija elemenata i molekula se računa za jedan položaj, duboko u unutrašnjosti oblaka. Ulazni parametri ovih modela su: relativne zastupljenosti ugljenika, azota, sumpora i metala, brzina jonizacije izazvana kosmičkim zračenjem ζ_0 , gustina gasa i vizuelna ekstinkcija A_V u tački razmatranja. Kinetička temperatura gasa se može dobiti iz termičke ravnoteže, ali se obično uzima da je 10 K i jednaka i za gas i za prašinu. Uobičajena je pretpostavka da se u početnom trenutku, $t = 0$, gas sastojao iz vodonika u molekuskom i ugljenika, azota, kiseonika i drugih elemenata u atomskom obliku.

6.2.2 Modeli sistema gasa i prašine

U ovim hemijskim modelima uzimaju se u obzir sve hemijske reakcije (videti Herbst 2000 i tamo citiranu literaturu). Račun je pokazao da bi za srednje gustine gasa preko 10^4 cm^{-3} svi molekuli iz gasne faze, osim H_2 , CO , H_3^+ , N_2 i još nekolicine slabo polarnih molekula, nakon 10^5 godina trebalo da budu vezani za površine čestica

prašine (Langer et al. 2000). Ovaj vremenski interval, izračunat kao $\sim 2 \times 10^9 / n_{\text{H}} y_S$ (koeficijent prilepljenja, y_S ima vrednosti u rasponu od 0.1 do 1.0, Williams 1993), je kratak u poređenju sa vremenom života prosečnog molekuskog oblaka. Iz iznetog proizilazi da mora postojati efikasan mehanizam koji bi zaleđene molekule vraćao u gasnu fazu. Razmatrane su moguće uloge termičkog isparavanja i fotodesorpcije izazvane UV zračenjem, ali kao verovatno najvažniji mehanizmi izbili su na površinu usmereno zagrevanje kosmičkim zracima ili eksplozivna desorpcija izazvana ili, opet, kosmičkim zracima ili sudarima čestica prašine pri brzinama većim od $\sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$ (Van Dishoeck 1998).

U ovom slučaju, pri osmišljavanju modela koriste se, takođe dva pristupa (Tielens & Whittet 1997). Prvi je tzv. ograničenje akrecije/privlačenja, a drugi je tzv. model ograničenja reakcija. U prvom pristupu, mrežu hemijskih reakcija ograničava brzina kojom se novi molekuli/atomi lepe za čestice prašine. Druga vrsta modela ograničena je verovatnoćama odvijanja pojedinih hemijskih reakcija, budući da je na površinama čestica prašine prisutno mnogo raznih molekula i atoma. Većina postojećih modela obrazovana je po drugom pristupu, sa verovatnoćama hemijskih reakcija nešto promenjenim u odnosu na iste reakcije u gasnoj fazi (Herbst 2000). Opravdanost ovog pristupa nije sasvim jasna, budući da su približavanja i lepljenja molekula za površine čestica prašine u uobičajenim uslovima molekuskog gasa u oblacima veoma spora, te je u svakom trenutku na čestici prašine prisutan najviše jedan molekul sposoban za hemijsku reakciju. Tačniji model od do sada postojećih svakako bi se morao osmisliti uz prvi pristup, primenom Monte Karlo metoda koji bi određivao verovatnoću da dva molekula/atoma sposobna za međusobno reagovanje dođu u istom trenutku na istu česticu prašine (videti npr. Langer et al. 2000).

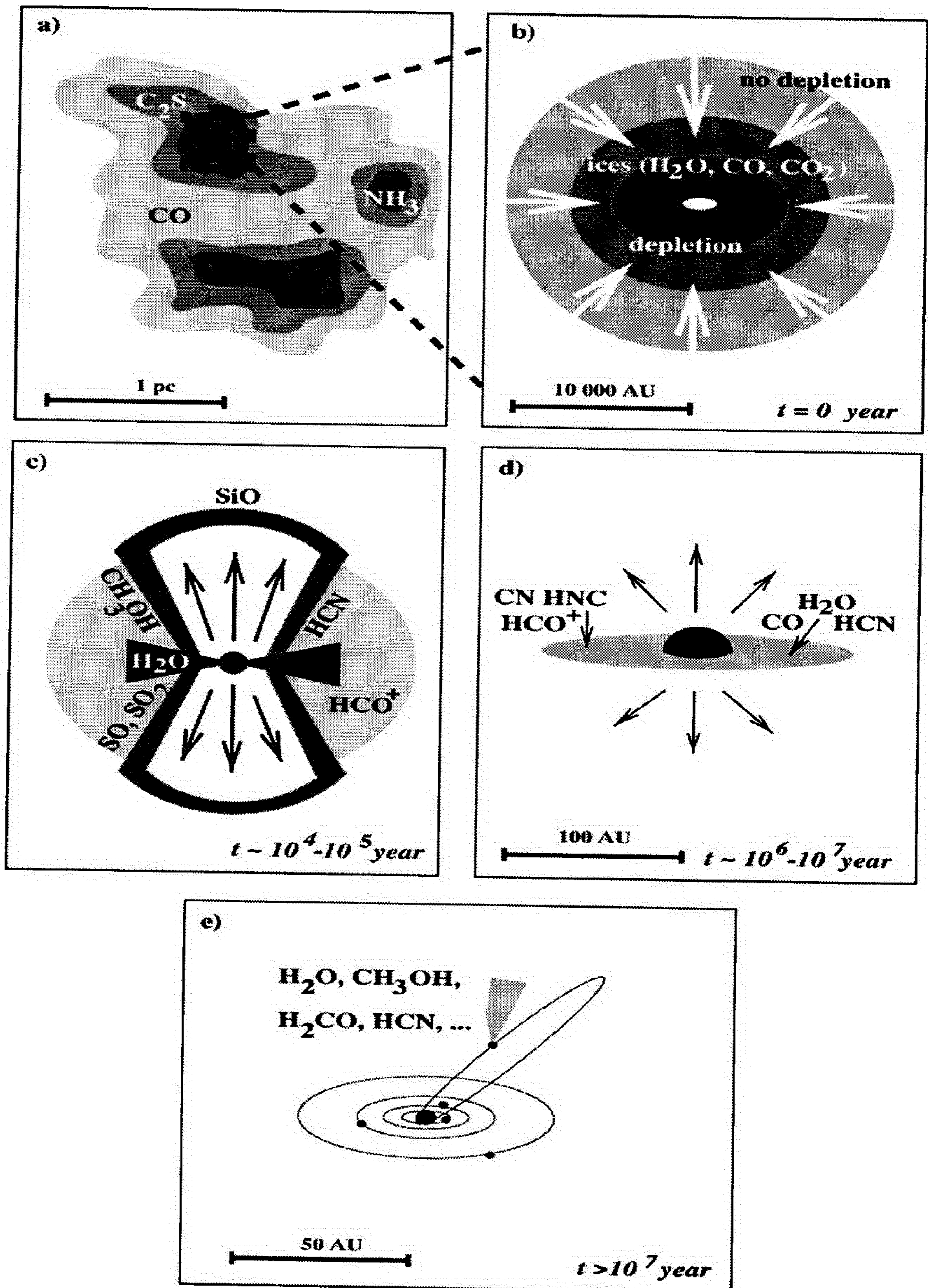
Kao ilustraciju rezultata modela ove vrste pomenućemo dva skorašnja modela. U hladnim molekuskim oblacima u fazi gravitacionog kolapsa molekuli poput HCO^+ i N_2H^+ koji se nalaze u omotačima jezgara imaju povećanu koncentraciju zahvaljujući činjenici da ključni jon za otpočinjanje niza hemijskih reakcija koje dovode do obrazovanja ova dva molekula, H_3^+ , ostaje slobodan nakon što su molekuli i atomi koji su vezivali ovaj jon, CO i O, zamrznuti na površini čestice prašine (Shalabiea & Greenberg 1995, Bergin & Langer 1997). Između pomenuta dva molekula postoji razlika u raspodelama: N_2H^+ "izbegava" unutrašnji, topliji sloj gasa u kome su njegovi glavni partneri u hemijskim reakcija vraćeni u gasnu fazu i zastupljeniji je u spoljašnjem omotaču gasa. HCO^+ je, sa svoje strane, zastupljeniji u unutrašnjim slojevima omotača budući da je najvažniji put uništavanja ovog jedinjenja reakcija u kojoj učestvuju elektroni kojih u spoljašnjim slojevima gasa ima u izobilju.

U oblastima u kojima je gas pretrpeo prolaz makar jednog udarnog talasa, u neposrednoj okolini protozvezda sa snažnim tj. brzim molekulskim tokovima, po proračunima su najvažnije reakcije koje se odvijaju na površini čestica prašine. Velika energija koju zvezdani vetar ima lako zagreva okolni gas i prašinu do tačke sublimacije vode i sa površine čestica prašine se oslobađaju velike količine vodene pare (Bergin et al. 1998). Posmatračka potvrda modela stigla je sa posmatranjima jakih emisionih linija vodene pare uočenih u oblasti Orion BN–KL (Harwit et al. 1998). Nakon kratkotrajnog zagrevanja, hladan gas koji dolazi iza fronta udarnog talasa, hladi H₂O i potpomaže stvaranje vodenih ledenih omotača čestica prašine (Bergin et al. 1998).

6.3 Hemijska evolucija protozvezde

U razmatranju hemijske evolucije ograničićemo se samo na zvezde male mase. Detaljnije o zvezdama velikih masa može se naći u preglednim radovima Ohishi (1997) i Millar (1997). Na početku dajemo kratak kroki različitih etapa u razvoju, iza koga sledi detaljniji opis pojedinih faza.

Na osnovu dosadašnjih posmatranja može se reći da hemiju oko protozvezda određuje neprestano nadmetanje za prevlast nekoliko uporednih procesa: hemijskih reakcija gasne faze, kondenzacije molekula na površini zrna prašine i hemijskih reakcija koje se odigravaju na površini i stalnih izmena sastava omotača čestica prašine zbog isparavanja pojedinih molekula (videti, npr. Van Dishoeck & Blake 1998). U hladnom molekulskom gasu pre početka obrazovanja novih zvezda, hemija je određena reakcijama između jona i molekula, i molekula i molekula u gasnoj fazi i na niskim temperaturama. Kao rezultat se obrazuju mali radikali i nesaturisani molekuli poput CH, OH, CN i C₂H. U toku gravitacionog kolapsa, gustina, posebno ka središtu, raste i veći deo molekula gasne faze se vezuje za prašinu i obrazuje ledeni omotač. Znatniji udeo u celoj mreži hemijskih reakcija počinje da otpada na reakcije koje se odigravaju na površini čestica prašine koje se zagrevaju UV fotonima, X–zracima i kosmičkim zračenjem. Kada protozvezda počne da zagreva gas i prašinu u svojoj neposrednoj okolini, sa prašine prvo isparavaju najisparljivija jedinjenja poput CO i N₂, jedinjenja čije su temperature sublimacije ~ 20 K i ~ 16 K, respektivno. Udarni talasi molekulskih mlazeva prodiru dalje kroz molekulski omotač protozvezde. U oblastima koje se zagreju do visokih temperatura oslobađaju se i teži elementi poput silicijuma. U gasnu fazu novopridošli molekuli započinju niz hemijskih reakcija kojima se obrazuju složena jedinjenja. Složenost hemijskih reakcija se održava u sledećih $\sim 10^5$ godina, do trenutka kada zvezdani vetrovi sa mlade zvezde



Slika 3. Šematski prikaz etapa u formiranju zvezde male mase. (a) Jezgra u tamnim oblacima, obično oko 1 pc u prečniku, postepeno se sažimaju dok (b) se ne prevlada suprotstavlanje magnetnih sila i započne kolaps koji kreće od unutrašnjosti ($t = 0$). (c) Za oko $\sim 10^4 - 10^5$ godina nastupa faza u evoluciji u kojoj se istovremeno odvijaju i intenzivna akrecija nove materije na središnju protozvezdu i supersonični izbačaj materije. (d) Postepeno, količina izbačenog gasa se smanjuje, akrecija zaustavlja i pojavljuje se mlada zvezda T Tau tipa. Ostatak akrecionog diska prelazi u protoplanetarni disk, iz koga će se za oko $\sim 10^6 - 10^7$ godina obrazovati planetni sistem (e). Molekuli svojstveni pojedinim fazama i oblastima jasno su naznačeni (slika 1. iz Van Dishoeck & Blake 1998, prenesena ljubaznošću autora).

konačno razveju ostatke molekuskog omotača (Van Dishoeck & Blake 1998). Slika 3. šematski prikazuje hemijsku evoluciju izolovane zvezde male mase. Treba imati na umu, međutim, da većina zvezda nastaje u sredinama znatno kompleksnijim od okruženja skiciranog na slici.

Jedna od težnji astrohemije kao oblasti istraživanja je pronalaženje jedinjenja čija se zastupljenost može iskoristiti kao hemijski časovnik, čije se relativno obilje u molekuskom gasu menja sa evolucijom molekuskog oblaka i protozvezde. Ova, nazovimo je, hemijska starost, se može porediti sa nekim od tradicionalnijih vremenskih časovnika, poput razvoja H II oblasti ili veličine i dinamičke skale molekuskih mlazeva. Treba podvući da 'hemijski sat' meri vreme od trenutka kada je neki dinamički proces promenio sastav molekuskog gasa, proizvodeći mnoštvo slobodnih atoma ugljenika, čime je brojčanik ovog sata vraćen na početak (npr. Van Dishoeck & Hogerheijde 1999).

Sve što do sada znamo o hemiji u tamnim oblacima uglavnom se zasniva na detaljnim istraživanjima nekoliko obližnjih ($\sim 100 - 200$ pc) objekata: TMC-1 je mali ($\sim 0.6 \times 0.06$ pc) izduženi gusti greben u kompleksu molekuskih oblaka u Biku (npr. Markwick et al. 2000), zatim L 134 (npr. Dickens et al. 2000), i L 1498 (npr. Van Dishoeck & Hogerheijde 1999). Suzuki et al. (1992) i Benson et al. (1998) su sproveli sistematsku studiju velikog broja tamnih molekuskih oblaka/jezgara (izabranih iz kataloga Myers & Benson 1983) posmatrajući nekoliko karakterističnih molekula, C_2S , HC_3N , HC_5N , N_2H^+ i NH_3 . Pokazalo se da su relativne zastupljenosti ugljeničnih lanaca dobro međusobno saglasne, ali se razlikuju od zastupljenosti N_2H^+ i NH_3 . Sličan rezultat dobijen je i za jezgro TMC-1. Amonijak je obilniji u starijim jezgrima. Posmatrani odnos zastupljenosti $[C_2S]/[NH_3]$ slaže se dobro sa vrednostima predviđenim modelom koji prati hemijske reakcije od početne etape u difuznim oblacima do trenutka obrazovanja gustih jezgara, u toku 10^5 do 2×10^6 godina. Ovaj odnos je jedan od kandidata za moguće indikatore starosti jezgra pre početka gravitacionog sažimanja i obrazovanja protozvezde. Jednom formirano, gusto jezgro ima strukturu u kojoj su uočljive ljuske. Slučaj L 1498 je karakterističan: u unutrašnjosti amonijak dostiže najveću koncentraciju, dok spoljašnjim slojevima dominiraju nesaturisani ugljenični lanci i molekuli, C_2S i CS (Kuiper et al. 1996, Wolkovitch et al. 1997).

Koliki procenat gasa se u daljoj evoluciji vezuje za prašinu nije sigurno. U slučaju oblaka u Biku i Zmiji posmatranjem spektara zvezda iza oblaka (Whittet et al. 1998) došlo se do zaključka da je u sredinama čije su gustine nekoliko $\times 10^4$ cm^{-3} , najmanje 40% teških elemenata vezano za prašinu. Time bi količina CO u čvrstom stanju bila približno jednaka količini CO u gasovitom stanju.

Ukoliko se posmatra raspodela gustine, pre početka formiranja zvezda jezgra imaju relativno monotonu raspodelu u skalama od nekoliko stotina parseka. Kako evolucija odmiče i gravitaciono sažimanje uzima maha, gustina u središtu raste. Pojedina jezgra u Biku i Zmijonoscu pokazuju postepeni prelaz između dve raspodele gustina (Ward–Thompson et al. 1994, Motte et al. 1998). Posledica gravitacionog sažimanja je ubrzano zamrzavanje molekula gasne faze i njihovo vezivanje za prašinu. Kasnije, kada se protozvezda formira, zračenje i molekularni mlazovi koji ističu sa mladog zvezdanog objekta okreću smer procesa, vraćajući deo zamrznutih molekula u gas. Samo zamrzavanje molekula i njihovo vezivanje za zrna prašine je teško posmatrački dokazati, pre svega zato što je unutrašnjost jezgra dobro zaštićena spoljašnjim omotačima gasa u kojima je zastupljenost kritičnih molekula nepromenljiva (videti, npr. Van Dishoeck & Blake 1998). U ranim fazama gravitacionog sažimanja, nije moguće posmatrati centralni objekat ni na jednoj talasnoj dužini, gas je neprozračan i za IC zračenje. Jedini način određivanja zastupljenosti raznih molekula je pažljivo modeliranje na osnovu posmatranja zračenja u kontinuumu gasa i prašine. Takav rad je kao rezultat u različitim molekularnim oblacima/jezgrima pokazao da količina vezanog gasa premašuje količinu slobodnih molekula za dva do 20 puta (Van Dishoeck & Blake 1998 i tamo citirani radovi). Specifični profili, tzv. 'V-oblik' pojedinih spektralnih linija, HCO^+ , CS i H_2CO uzimaju se kao pokazatelji početnih faza gravitacionog sažimanja (Zhou et al. 1993, Choi et al. 1995, Gregsen et al. 1997, Mardones et al. 1997).

Kada se prozračnost gasa u unutrašnjosti poveća, o svojstvima središnjeg objekta možemo saznati više iz kombinovanja posmatranja pojedinačnih teleskopa i interferometara (Hogerheijde et al. 1997, 1998). HCO^+ je odličan pokazatelj strukture unutrašnjeg omotača, i ponekad se uticaji molekularnog mlaza na profil linije, u vidu izrazitih krila oko centralne linije, jasno mogu videti. N_2H^+ , se sa svoje strane pretežno nalazi u spoljašnjim omotačima gasa (npr. Mardones et al. 1997). Predloženo objašnjenje za ovakvu 'probirljivost' azokatjona kaže da se ovaj jon pretežno uništava u reakciji prenosa protona na slobodan CO u oblastima u kojima ima dovoljno ugljen – monoksida u gasovitom stanju (Van Dishoeck & Blake 1998). Kako protozvezda zagreva svoju neposrednu okolinu potičući isparavanje zamrznutih molekula, to će sa evolucijom obilje gasovitog CO biti povećano najpre u unutrašnjim slojevima omotača protozvezde. Langer et al. (1996) su u drugačijoj skali posmatranja pokazali da HCO^+ sledi liniju raširenog cirkumstelarnog diska, a HCN , slično N_2H^+ u omotaču, izbegava unutrašnji deo diska. Cijanovodonik je predložen kao molekul čija detekcija i jačina uočene linije zavisi od etape u razvoju protozvezde. Pregled 37 gustih jezgara na liniji $\text{HCN}(1-0)$ (Yun et al. 1999, Park et al. 1999) pokazao je da je jačina detektovane linije u dobroj korelaciji sa klasom mladog zvezdanog objekta, najintenzivnije linije uočene su u pravcu protozvezda Klase 0 i Klase I (videti prethodno poglavlje o podeli mladih zvezdanih objekata).

Usled izračivanja toplote protozvezde temperatura okolnog gasa se povećava, dostižući na pojedinim mestima vrednosti od ~ 100 K. U ovoj fazi nastaju tri veoma jasno razdvojene oblasti, drugačijih i fizičkih i hemijskih svojstava: središnja ili oblast tzv. 'vrućeg jezgra', zatim oblast u kojoj se molekularni mlaz sudara sa okolnim gasom, i konačno veoma raspršeni spoljašnji topli omotač, zagrevan zračenjem (Van Dishoeck & Hogerheijde 1999). Van der Tak et al. (1999) su izveli okvirne razmere pojedinih struktura: za protozvezdu luminoznosti $\sim 10^5 L_{\odot}$ oblast u kojoj je $T_{dust} \approx T_{gas} > 90$ K ima poluprečnik $\sim 5 - 10000$ AU. Unutar ove oblasti sva voda i sav metanol iz ledenih omotača čestica prašine isparavaju, uvećavajući količinu ovih molekula u gasnoj fazi i za 100–1000 puta. Sledeći prsten, oblast u kojoj je $T > 20$ K, prostire se do oko ~ 50000 AU udaljenosti od protozvezde. Povećanje temperature od 10 na 100 K nema značajnijih uticaja na hemijske reakcije gasne faze, promena sastava molekularnog gasa nastupa zbog isparavanja molekula do tada vezanih za površinu zrnca prašine (npr. Van Dishoeck & Hogerheijde 1999). U vrućem gasu/jezgru obilnost pojedinih molekula poput C_2H_2 , HCN i CH_4 se povećava sa 1–2 redova veličine u odnosu na njihovu zastupljenost u spoljašnjim slojevima gasa (npr. Lahuis & Van Dishoeck 2000).

Hemijski tragovi uticaja udarnih talasa molekularnih mlazeva sa protozvezda mogu biti znatni. Uglavnom zavise od vrste udarnog talasa, da li je u pitanju *J*-tip ili *C*-tip ("*J*" od engleskog "jump", a "*C*" od engleskog "continuum", videti npr. Draine & McKee 1993). Koja će se vrsta udarnog talasa javiti zavisi od brzine udarnog fronta, jačine okolnog magnetnog polja i stepena jonizacije gasa. Za uobičajeni stepen jonizacije tamnih, gustih molekularnih jezgara i brzine udarnog fronta od $v_s \leq 40 - 50$ km s⁻¹, obrazovaće se udarni talasi *C*-tipa. Najviša temperatura koja se u opisanim uslovima može razviti je oko nekoliko hiljada stepeni, nedovoljna za disocijaciju molekula, ali dovoljna da se pređu energetske barijere nekih reakcija. Kao primer reakcije $O + H_2 \rightarrow OH \rightarrow H_2O$ i $S + H_2 \rightarrow SH \rightarrow H_2S$, se znatno ubrzavaju, vezujući sav postojeći atomski kiseonik i sumpor u H_2O i H_2S (videti, npr. Van Dishoeck & Blake 1998). U uslovima koji dopuštaju obrazovanje udarnih talasa *J*-tipa temperature se povećavaju i do nekoliko 10^5 K, i disocijacija molekula je potpuna. Takođe se stvara i znatno UV zračenje koje može izvršiti fotodisocijaciju molekula i ispred i iza udarnog fronta talasa. Za ponovno obrazovanje molekula potrebno je neko vreme. Kada se obrazuje dovoljno H_2 , mreža hemijskih reakcija koja se uspostavlja počinje da liči na mrežu svojstvenu oblastima pod uticajem udarnih talasa *C*-tipa (videti, npr. Van Dishoeck & Blake 1998). Osim gasa, udarni talasi utiču i na prašinu. Niz lako i teško isparljivih jedinjenja će biti vraćeno nazad u gasnu fazu. Posmatrana su znatna povećanja zastupljenosti jedinjenja kao što su OH, H_2O , SiO i SiO_2 (npr. Blake et al. 1995). Najizrazitije povećanje relativne zastupljenosti, postavši time najbolji indikator dejstva udarnih talasa *J*-tipa, vidi se kod SiO, pre svega zbog činjenice da je silicijum u prethodnim etapama uglavnom bio zamrznut na površinama čestica prašine.

Do sada su uglavnom sva posmatranja vrućih jezgara obavljena u oblastima u kojima se formiraju masivne zvezde. U tim područjima primećeno je obilje molekula poput H_2O , NH_3 i H_2S , uz mnoštvo različitih složenijih molekula, od CH_3OH i C_2H_4 , do $(\text{CH}_3)_2\text{O}$, HCOOCH_3 i $\text{C}_2\text{H}_5\text{CN}$ (Van Dishoeck & Blake 1998).

Na kraju možemo pomenuti i međuzvezdane masere koji se najčešće mogu videti u oblastima u kojima nastaju mlade zvezde (videti, npr. Menten 1997). H_2O maseri najverovatnije potiču iz oblasti molekulskih struja sa protozvezda (i malih i velikih masa), budući da za ekscitaciju zahtevaju veće gustine gasa, $10^7\text{--}10^9\text{ cm}^{-3}$, i temperature od $\sim 500\text{ K}$. Oba vodena masera detektovana u L 1251 (videti *Rad II, III* i *Rad V* ove teze) su u oblasti molekulskih tokova sa protozvezda. Za razliku od vodenih masera, OH i CH_3OH maseri Klase II mogu se pobuditi samo u oblastima u kojima je obilje hidroksil grupe i metanola znatno povećano, usled, recimo, isparavanja ledenih omotača zrnaca prašine. Ovi maseri se, za sada, isključivo mogu videti u oblastima koje obrazuju masivne zvezde.

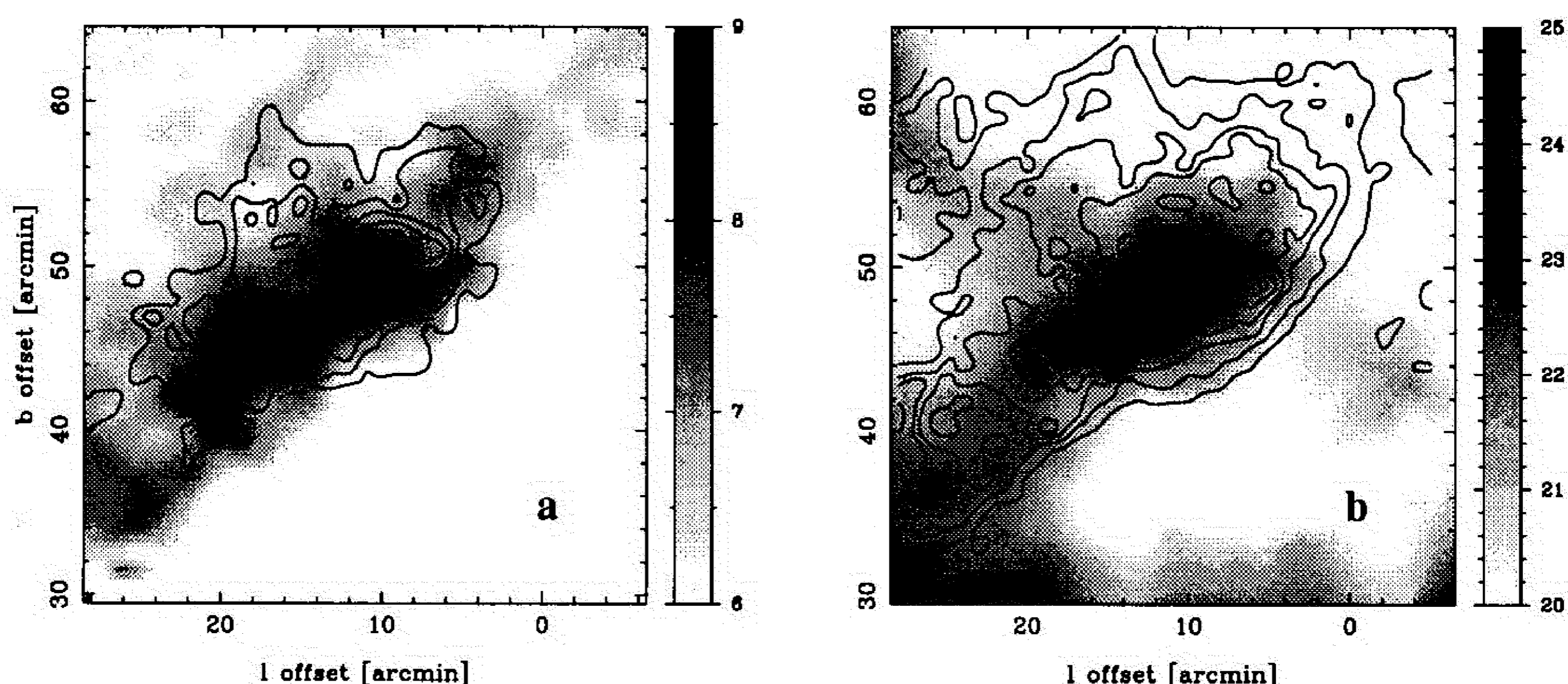
7 Turbulentan CO gas u tamnom oblaku

L 1274 je tamni oblak u razmeđu oblasti Cefeja i Kasiopeje. Ukupna površina oblaka, transparentnost i koordinate centra procenjene na osnovu fotografskih ploča su oko 0.032 deg^2 , 4 (na skali od 1 do 6) i $\alpha = 23^{\text{h}}55^{\text{m}}$, $\delta = +70^{\circ}40'$ (1950.0), respektivno (Lynds 1962). U pregledu dela neba u CO (Taylor et al. 1987) oblak pod rednim brojem 454 je identičan oblaku L 1274. Nešto noviji pregled dela neba u oblasti II Galaktičkog kvadranta (definisanog galaktičkim longitudama $90^{\circ} \leq \ell \leq 180^{\circ}$), u liniji $^{13}\text{CO} (1-0)$ (Yonekura et al. 1997) daje L 1274 pod rednim brojem 109 i naziva molekulskim oblakom "118.1+08.8". U pregledu neba niske prostorne razdvojne moći na liniji $^{12}\text{CO}(1-0)$ (Dame et al. 1987) L 1274 je detektovan kao jedan od mnogih malih oblaka u oblasti $115^{\circ} \leq l \leq 125^{\circ}$, $5^{\circ} \leq b \leq 15^{\circ}$. Na osnovu Dame et al. (1987) pregleda neba Grenier et al. (1989) su konstruisali kompozitnu sluku CO neba u oblasti Cefeja i Kasiopeje, dajući ukupne intenzitete zračenja molekula ugljen-monoksida zbirno po svim brzinama u opsegu od -8 do $+8 \text{ kms}^{-1}$. L 1274 se u toj slici "utopio" u relativno veći molekulski oblak/kompleks koji zauzima prostor između $115^{\circ} \leq l \leq 123^{\circ}$ i $6^{\circ} \leq b \leq 12^{\circ}$. Što ce tiče samog mesta na kome se L 1274 nalazi, projektovani centar oblaka se nalazi u oblasti naj snažnijeg V-zračenja u ovoj oblasti (Grenier et al. 1989). Ukoliko se usvoji pretpostavka da je uzrok povećanog X-zračenja eksplozija supernove, onda položaj L 1274 ukazuje na činjenicu da je molekulski oblak verovatno prepreo prolaz udarnog talasa supernove. Sa obzirom na položaj molekulskog oblaka ukoliko je relativna udaljenost između L 1274 i hipotetičke supernove bila velika, postoji velika verovatnoća da je sudar oblaka i udarnog talasa bio čeon.

7.1 Određivanje udaljenosti do oblaka

Šmit teleskop 60/90/180 cm Konkoli (Konkoly) opservatorije na visinskoj stanici na Matri (severozapadna Mađarska) Piskešteto (Piszkéstető) iskorišćen je za dobijanje slike spektara zvezda u oblasti molekulskog oblaka. Teleskop je opremljen UV propusnom prizmom sa uglom refrakcije od 5° i linijskom disperzijom na liniji H_{γ} od 580 \AA/mm . Prizma se pre posmatranja postavlja ispred objektiva teleskopa.

Klasifikacija spektara urađena je po kriterijumima ustanovljenim u Bonselkom spektralnom atlasu II (Seitter 1975). Poredbene zvezde u atlasu su MK standardi čiji su spektri dobijeni uz pomoć prizme sličnih karakteristika, linerane disperzije od



Slika 4. a Eksces zračenja na $100\mu\text{m}$ (siva skala kao podloga) L 1274 sa superponiranim ^{13}CO (1–0) ukupnim intenzitetom zračenja (konture). b Eksces $100\mu\text{m}$ emisija (siva skala u pozadini) i superponirano ukupno zračenje na liniji ^{12}CO (2–1) (konture). Jedinice IR zračenja su MJy sr^{-1} . Konture počinju od 20% u koracima od 20% ukupnog zračenja integrisanog u celoj oblasti detektovanih brzina.

645 \AA/mm na liniji H_γ . Greške klasifikacije procenili smo na ± 2 spektralne potklase, što je u vrednosti modula daljine ekvivalentno $\pm 0.4^m$ za zvezde spektralne klase A. Pri klasifikaciji spektara pošli smo od pretpostavke da su sve zvezde objekti na glavnom nizu. Za ukupno 508 zvezda smo odredili spektralnu klase (B, A i F), sa donjom graničnom vizuelnom magnitudom od $V=12^m$. Identifikacija zvezda izvršena je uz pomoć standardnog astronomskog paketa SKYMAP (verzija 2.7). Prividne veličine zvezda potiču iz Kataloga zvezda vodilja za Hابل teleskop (HST Guide Star Catalogue, verzija 1.1). Apsolutne magnitudo, M_V , određenih spektralnih klasa preuzete su iz tablica (Lang 1992). Odgovarajući moduo daljine, $\rho = m_V - M_V$, je izračunat i na osnovu otklona krive $\log N$ –moduo daljine od modela Galaksije bez međuzvezdane apsorpcije, određena je udaljenost do L 1274 od $200 \pm 30\text{ pc}$.

7.2 Prašina u molekulskom oblaku

Da bi saznali nešto o svojstvima prašine u ovom oblaku, pošli smo od “ploča”⁵ koje se mogu naći u Atlasu infracrvenog pregleda celog neba (Infrared Survey Sky Atlas, ISSA, Wheelock et al. 1994) napravljenih na osnovu podataka prikupljenih sa Infracrvenog astronomskog satelita (skr. IRAS, od engleskog “InfraRed Astronomy Satellite”). Centar za procesiranje i analizu IRAS posmatranja (IPAC, Infrared Processing and Analysing Center) je posmatranja doveo do usvojenog jednoobraznog standarda.

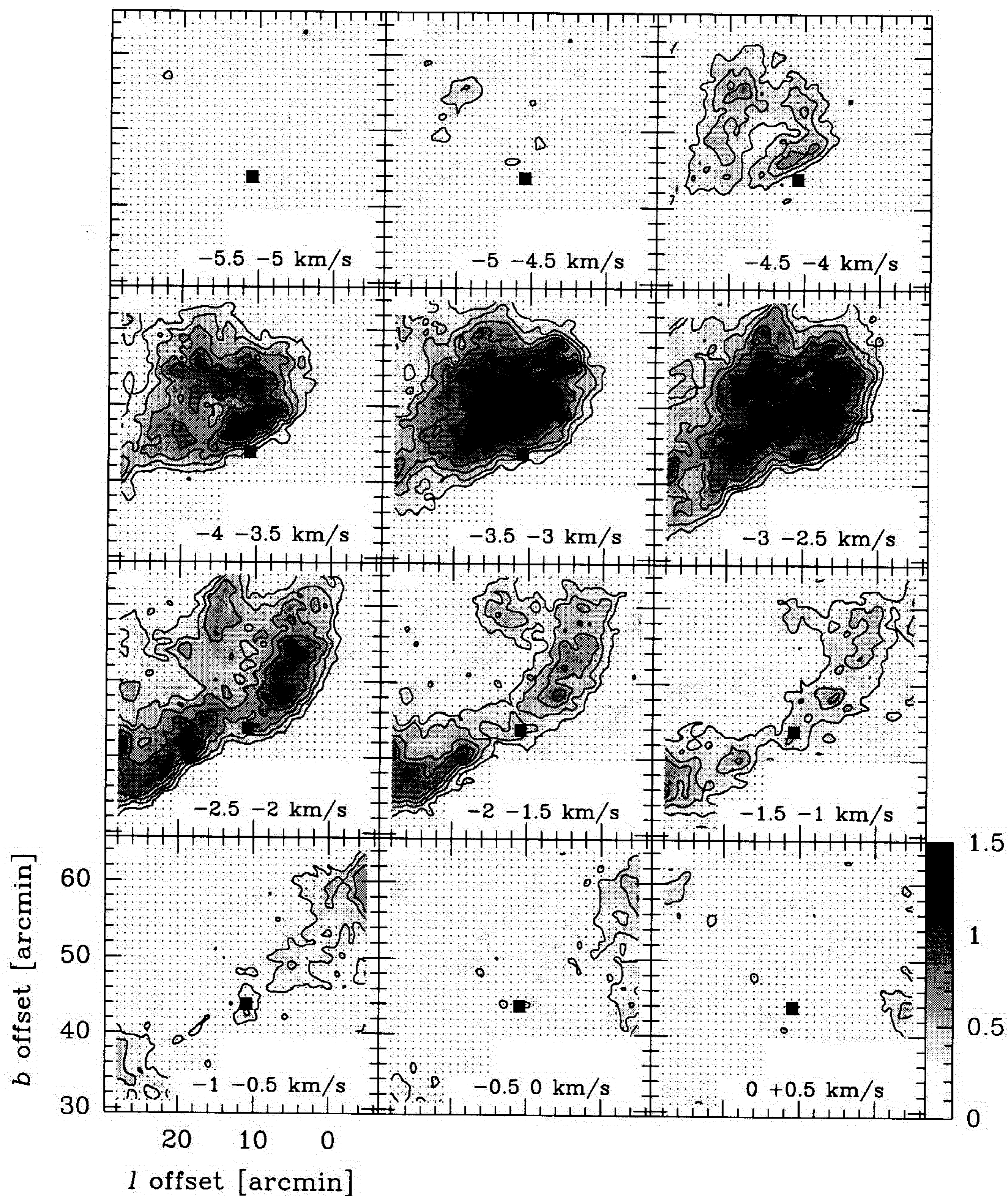
⁵Podaci spadaju u javno dostupna posmatranja (eng. “public domain”) i mogu se naći na stranici SkyView, Web version:v4.1, <http://skyview.gsfc.nasa.gov/>.

Infracrveno zračenje L 1274 na talasnoj dužini od $100\mu\text{m}$ je umerene jačine, dok je zračenje na $60\mu\text{m}$ veoma slabo. Ovakva svojstva IR zračenja nalazimo kod molekulskih oblaka velike gustine gasa (Laureijs et al. 1991, Abergel et al. 1994). Uporedna analiza zračenja molekulskih oblaka u dalekoj infracrvenoj oblasti spektra i linijama ^{13}CO i ^{12}CO (videti npr. Abergel et al. 1994) pokazala je da postoji jako dobra korelacija između tzv. ekscesa zračenja na $100\mu\text{m}$, definisanog kao $\Delta I_{100} = I_{100} - 5 \times I_{60}$ (Boulanger et al. 1998), i zračenja na liniji ^{13}CO . Slika 4a. pokazuje da i kod našeg molekuskog oblaka postoji uočena korelacija: siva podloga predstavlja eksces zračenje na $100\mu\text{m}$, a konture su integrisani intenziteti zračenja na liniji ^{13}CO . Na slici 4b. može se videti da takođe postoji korelacija između integrisanog zračenja na liniji ^{12}CO i ekscesa emisije na $100\mu\text{m}$. Postojanje ekscesa zračenja na $100\mu\text{m}$ je verovatno posledica smanjenja zračenja na talasnoj dužini od $60\mu\text{m}$, a ne samog povećanog zračenja na $100\mu\text{m}$. Kako su za zračenje na kraćim talasnim dužinama odgovorne čestice prašine malih prečnika ($a \leq 3\text{\AA}$) koje se stohastički zagrevaju u oblaku, manjak zračenja na $60\mu\text{m}$ implicira da je prašina u L 1274 uglavnom sastavljena od velikih čestica prašine, prečnika $a \geq 0.1\mu\text{m}$ (Mathis 1996).

7.3 Molekulski gas u oblaku

Svojstva gasa ispitivana su uz pomoć analize zračenja u submilimetarskom opsegu talasnih dužina, odnosno u opsegu frekvencija od 110 do 345 GHz. Posmatranja su obavljena na 20-m teleskopu opservatorije Onsala (OSO, od Onsala Space Observatory) i 3-m teleskopu Univerziteta u Kelnu, KOSMA (Kramer et al. 1998). Oblak je mapiran, sa korakom od $1'$ u sledećim linijama i prelazima: $^{12}\text{CO } 1 \rightarrow 0$ (115.271 GHz) i $^{13}\text{CO } 1 \rightarrow 0$ (110.201 GHz, OSO), i $^{12}\text{CO } 2 \rightarrow 1$ (230.538 GHz, KOSMA). Osim mapa, molekularni oblak je uzorkovan na nekoliko mesta u sledećim linijama: $\text{C}^{18}\text{O } 1 \rightarrow 0$ (109.782 GHz), $\text{CS } 2 \rightarrow 1$ (97.980 GHz) i $\text{HCN } 1 \rightarrow 0$ (88.631 GHz, OSO) i $^{12}\text{CO } 3 \rightarrow 2$ (345.795 GHz), $^{13}\text{CO } 2 \rightarrow 1$ (220.398 GHz) i $\text{C}^{18}\text{O } 2 \rightarrow 1$ (219.560 GHz, KOSMA).

Raspodela zračenja CO. Mape koje prikazujemo na slikama 5 i 6 pokazuju jasno da je molekularni oblak složene strukture: u opsegu brzina od -5 do -2.5 km s^{-1} izrazito je zračenje "tela", dok se struktura oblika niti koju smo nazvali "ivica", vidi na nešto većim brzinama, od -2 do 0 km s^{-1} . Slike pokazuju da ove dve strukture imaju zajedničko poreklo: ivica prati liniju završetka tela, i u polju brzina telo postepeno prelazi u ivicu. Ove osobine ukazuju da su obe strukture verovatno povezane i kinematički i u prostoru. Uočena građa molekuskog oblaka jasno se vidi na svim CO



Slika 5. Zračenje na liniji ^{12}CO (2-1) rastavljeno na tzv. kanale. Opseg brzina za koji je na datoj slici dat ukupan intenzitet zračenja CO je naznačen u donjem desnom uglu. Tačke označavaju posmatranja. Skala intenziteta je $T_A^* dv$ [K km s^{-1}]. Otklon u galaktičkim koordinatama su u odnosu na $\ell = 118.^\circ 00$, $b = 8.^\circ 00$. Crni kvadratić označava položaj tačkastog IR izvora koji smo na osnovu IC "boje" klasifikovali kao moguće tamno (hladno) jezgro gasa.

mapama (slika 6). Uočljivo je da L 1274 ima veoma sličnu raspodelu i rasprostrtnost u oba prelaza CO, ^{12}CO (1–0) i (2–1). U liniji ^{13}CO (1–0), ivica se skoro ne može videti, što ukazuje da je ova struktura sačinjena od gasa manjih gustina. Veličina molekuskog oblaka, određena 10% konturama ukupnog intenziteta zračenja, je oko 1.5–2 pc.

Fizičke osobine molekuskog gasa. U cilju što boljeg određivanja osobina gasa u centru molekuskog oblaka, središnji deo L 1274 je mapiran i u višim prelazima pojedinih linija. Posmatrani su prelazi 3–2 u linijama ^{12}CO i ^{13}CO i prelazi 2–1 u linijama ^{13}CO i C^{18}O . Tabela 3 daje rezultate analize usrednjenih spektara. Pri rešavanju jednačina prenosa zračenja korišćene su aproksimacije lokalne termodinamičke ravnoteže (LTR) i aproksimacije srednje verovatnoće bekstva fotona iz oblasti u razmatranju, MEP aproksimacija (Jansen et al. 1994; videti za detalje o primenjenim aproksimacijama sadržaj četvrte glave ove teze). U slučaju LTR korišćene su sledeće relacije:

$$T = \eta[J(T_{ex}) - J(T_{bg})](1 - e^{-\tau}) \quad (54)$$

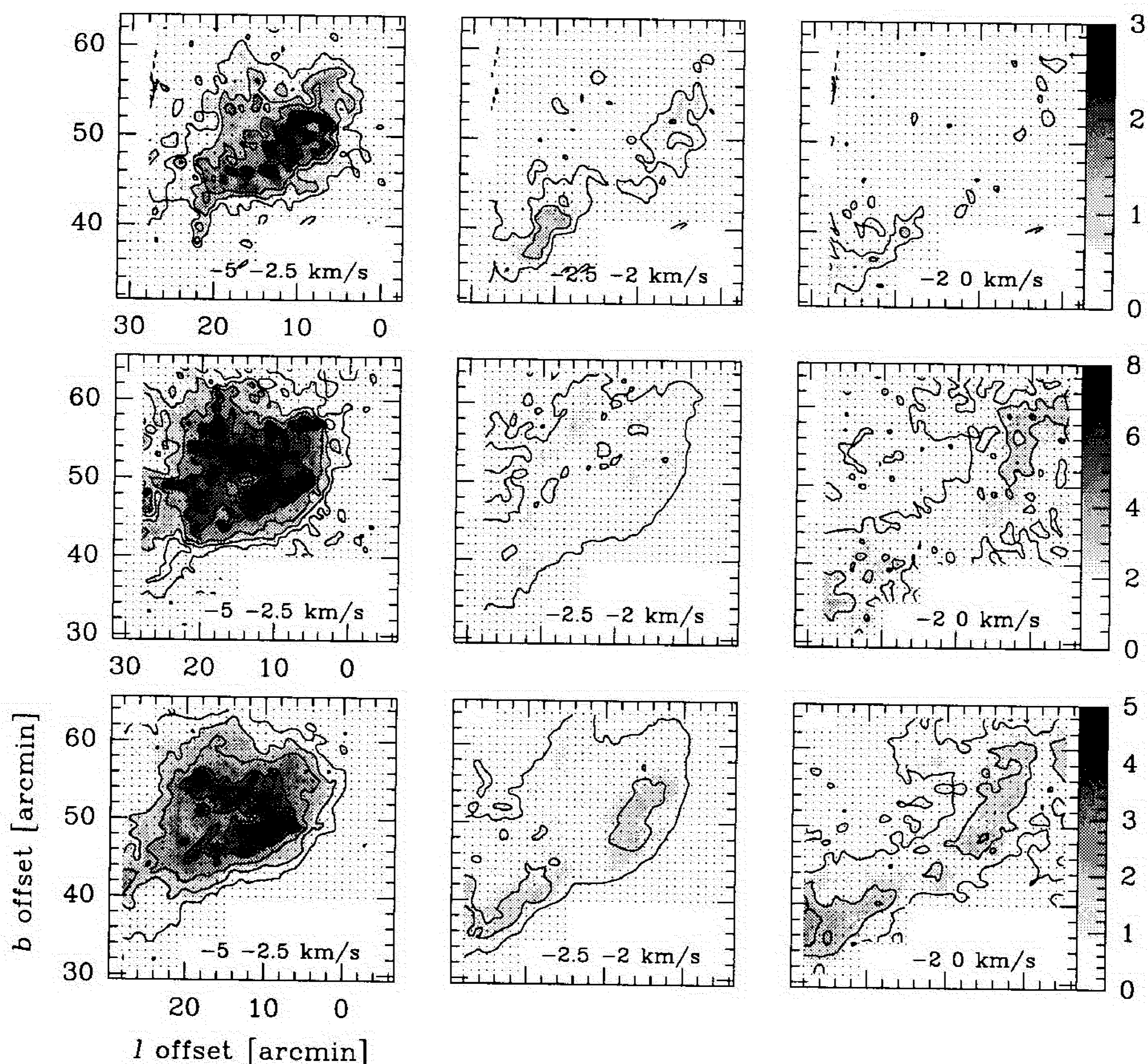
gde je η efikasnost snopa teleskopa, τ je optička dubina u liniji, T_{ex} temperatura ekscitacije, T_{bg} je kosmičko pozadinsko zračenje (2.73 K) i

$$J(T) = \frac{h\nu}{k} (e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1)^{-1} \quad (55)$$

gde je h Plankova, a k Bolcmanova konstanta, i ν je frekvencija određenog prelaza. Za određivanje ukupne linijske gustine ^{13}CO duž linije posmatranja, N_{13} , korišćena je LTR jednačina koja važi za linearne rotore (videti nešto više o vrstama molekula glavu 3. ove teze) sa uračunatim popravkama uzrokovanim efektom optičke dubine i data npr. u Heikkilä et al. (1999):

$$N_{13}[\text{cm}^{-2}] = 4.72 \times 10^{13} \frac{T_{ex} e^{5.3/T_{ex}}}{1 - \frac{J(T_{bg})}{J(T_{ex})}} \frac{\langle \tau_{13} \rangle}{1 - e^{-\langle \tau_{13} \rangle}} I_{13}. \quad (56)$$

I_{13} je integrisana antenska temperatura [K km s^{-1}] podeljena sa efikasnošću snopa teleskopa kojim su vršena posmatranja, i $\langle \tau_{13} \rangle$ je optička dubina u ^{13}CO liniji, određena iz odnosa ukupnih intenziteta linija ^{12}CO i ^{13}CO dobijenih posmatranjem. Optička debljina linije izvedena na ovaj način, $\langle \tau_{13} \rangle$ je usrednjena vrednost u oblasti linije i na taj način pouzdanija vrednost od vrednosti koja bi se dobila računom iz maksimalne linijske gustine molekula. Pri izvođenju $\langle \tau_{13} \rangle$ i T_{ex} , pošli smo od pretpostavke da su temperature ekscitacije prelaza koje smo razmatrali iste za ^{12}CO i ^{13}CO .



Slika 6. Razložene CO mape. Opseg brzina unutar kojih je obračunat ukupan intenzitet zračenja pojedinih slika dat je u donjem desnom uglu. **Prvi red:** $^{13}\text{CO}(1-0)$ mape, konture od 0.3 i povećavaju se sa korakom od 0.6 do vrednosti 3.0 K km s^{-1} ; **drugi red:** $^{12}\text{CO}(1-0)$ mape, konture počinju od 0.8 i uvećavaju se sa korakom od 1.6 do 8.0 K km s^{-1} ; **treći red:** $^{12}\text{CO}(2-1)$ mape, konture od 0.5 i povećavaju se za 1.0 do 5.0 K km s^{-1} . Posmatranja su obeležena tačkama. Skala ukupnog intenziteta je u $T_A^* dv [\text{K km s}^{-1}]$. Otkloni od polazne tačke određene galaktičkim koordinatama $\ell = 118^\circ 00'$, $b = 8^\circ 00'$ su u lučnim minutima.

Tabela 3. Rešenje jednačina prenosa zračenja u aproksimaciji lokalne termodinamičke ravnoteže (LTR) i u aproksimaciji srednje verovatnoće bekstva fotona iz oblasti razmatranja (MEP). R_{nk} označavaju odnose ukupnih intenziteta linije ^{12}CO , pri čemu su viši energetski nivoi prelaza označeni sa n i k . Navedene greške su dvostruki umnošci najboljeg slaganja određenog na osnovu χ^2 -brojeva. ¹⁾ $T_{ex}=10\pm 2$ K, $\langle\tau_{13}\rangle = 0.32; 0.43; 0.19$ za (1-0), (2-1) i (3-2) prelaze, respektivno; ²⁾ $T_K = 11\pm 1$ K, $n_{\text{H}_2} = 5_{-2}^{+5} \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$; ³⁾ Odnos ukupnih intenziteta linija; ⁴⁾ Polazi se od pretpostavke da je $N(^{12}\text{CO})/N(^{13}\text{CO}) = 75$.

		posmatranja	LTE ¹⁾	MEP ²⁾
$T(^{12}\text{CO } 1 \rightarrow 0)$	[K]	7.1 ± 0.5	6.5	7.5
$I(^{12}\text{CO}) / I(^{13}\text{CO})$				
1 \rightarrow 0		3.8 ± 0.3	3.7	3.8
2 \rightarrow 1		3.3 ± 0.4	2.9	3.8
3 \rightarrow 2		10.0 ± 2	6.0	10.0
R_{21} ³⁾		0.70	0.78	0.80
R_{31} ³⁾		0.65	0.57	0.54
$N(^{13}\text{CO}) / N(\text{C}^{18}\text{O})$				
1 - 0		9.4 ³⁾	10.9	10.4
2 - 1		7.8 ³⁾	9.6	8.5
$N(^{12}\text{CO})$ ⁴⁾	$[10^{17} \text{ cm}^{-2}]$		4 ± 1	2.5 ± 0.5

Rešenja dobijena u aproksimaciji srednje verovatnoće bekstva fotona (MEP) za CO daju broj molekula vodonika od oko $5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$. Sa obzirom da smo takođe detektovali značajno zračenje molekula koji se smatraju indikatorima većih gustina (CS i HCN), verovatno je gas u samom središtu molekulskog oblaka gušći. MEP rešenja za HCN, uzevši da je kinetička temperatura gasa $T_{kin}=10$ K, daju broj molekula vodonika po jedinici zapremine od $5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, uz ukupnu linijsku gustinu samog HCN od 10^{12} cm^{-2} .

Procena ukupne mase gasa. U tabeli 4 date su vrednosti mase tela molekulskog oblaka procenjene različitim metodama.

A. Virijalna masa se može izračunati na osnovu relacije (Johansson et al. 1998)

$$M_{vir} = 150 d \Delta v^2 [M_{\odot}], \quad (57)$$

gde je d [pc] prečnik oblaka, a Δv [km s^{-1}] je širina na polovini linije, usrednjene po svim posmatranim tačkama unutar d . Prečnik oblaka je određen izolinijom 50%

maksimalnog ukupnog intenziteta CO zračenja i jednak je harmonijskoj srednjoj vrednosti velike i male poluose 2-dimenzione Gaus-funkcije koja najbolje odgovara posmatranoj raspodeli intenziteta zračenja.

B. Iz CO(1-0) posmatranja, sa relacijom CO-H₂ koeficijenta proporcionalnosti $1.9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ (Strong & Mattox 1996) i uz popravku od 36% po masi zbog prisustva helijuma, ukupna masa gasa molekuskog oblaka je:

$$M_x = 4.35 L_{co} [M_{\odot}], \quad (58)$$

gde je L_{co} luminoznost CO izražena u jedinicama $\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2$.

C. Ukupna masa gasa se može proračunati i iz posmatranja ¹³CO, uzevši u obzir kanonski odnos količine molekuskog vodonika i količine izotopomera ugljen - monoksida, $[\text{H}_2]/[^{13}\text{CO}] = 4.8 \times 10^5$ (Dickman & Clemens 1983).

U tabeli se jasno vidi da su virijalne mase 3-17 puta veće od masa procenjenih na drugi način. Ranije je uočena slična razlika između virijalnih masa i masa dobijenih na osnovu relacije CO-H₂ kod tzv. molekuskih oblaka visokih galaktičkih latituda (skr. HLC, od engleskog "High Latitude Clouds"). Smatra se da ovi molekulski oblaci nisu u gravitacionoj ravnoteži (videti npr. Heithausen 1996). Problem raskoraka masa L1274 bi bio rešen da je ovaj molekulski oblak - HLC tipa. Međutim, kako se u tabeli 4. može videti, svojstva L1274 su karakteristična za tamne molekulske oblake, i razlikuju se od osobina difuznih molekuskih oblaka, kakvi su HLC uglavnom. Srednja gustina molekuskog gasa unutar tela L1274 je za više od red veličine veća od srednje gustine gasa difuznih molekuskih oblaka (Heithausen 1996).

7.4 Implikacije razlike virijalne mase i mase izvedene iz CO

U prethodnom odeljku pomenuta sličnost između L1274 i HLC-a može se detaljnije razmotriti. Ukoliko bi udaljenost do oblaka bila veća, recimo 5 puta (za ¹³CO) ili oko 9 puta (za ¹²CO), razlika između izračunate virijalne mase i mase dobijene iz CO bi nestala. Razlog je činjenica da je virijalna masa proporcionalna udaljenosti, dok su CO mase srazmerene kvadratu udaljenosti. Međutim, ukoliko bi L1274 bio na udaljenosti od 1-2 kpc, ovaj oblak se ne bi mogao detektovati na pločama Šmit-teleskopa, niti bi se daljina mogla odrediti na osnovu prebrojavanja zvezda.

Tabela 4. Procene udaljenosti i ukupne mase "tela" L 1274. Na osnovu analize Volfvog dijagrama (Wolf 1923, videti odeljak 7.1.1.) određena je udaljenost od 200 pc. Ova udaljenost je korišćena prilikom određivanja mase. Navedene greške su vrednosti 1σ . U slučaju određivanja virijalne mase, greški podjednako doprinose netačnosti određivanja prečnika tela i širine na polovini visine spektralne linije. Pri određivanju mase iz CO, najbitniji izvor greške je nesigurnost usvojene apsolutne skale intenziteta. ¹⁾ Prečnik rasprostrtosti emisije, do vrednosti od 50% maksimalnog intenziteta; ²⁾ Poluprečnik tela L 1274, određen linijom od 10% maksimalnog intenziteta; ³⁾ Udaljenost do oblaka izvedena iz relacije veličina oblaka – širina linije (Solomon et al. 1987); ⁴⁾ Masa procenjena na osnovu CO; pri preračunavanju ekvivalentne ukupne linijske gustine H₂ iz ukupne linijske gustine CO duž pravca vizure za skaliranje je korišćena vrednost od $1.9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ (Strong & Mattox 1996); ⁵⁾ Masa procenjena polazeći od pretpostavke da je $[\text{H}_2]/[^{13}\text{CO}] = 4.8 \times 10^5$ (Dickman & Clemens 1983); ⁶⁾ Srednji broj molekula vodonika po jedinici zapremine unutar tela L 1274 radijusa r .

		CO(1 – 0)	¹³ CO(1 – 0)	CO(2 – 1)
Δv	[km s ⁻¹]	1.51	1.12	1.65
d ¹⁾	[arcmin]	18.6	12.0	17.7
r ²⁾	[arcmin]	14	10	13
D ³⁾	[pc]	190	160	230
M_{vir}	[M_{\odot}]	370 ± 30	130 ± 8	420 ± 35
M_{x} ⁴⁾	[M_{\odot}]	45 ± 4		
M_{13} ⁵⁾	[M_{\odot}]		25 ± 2	
n_{H_2} ⁶⁾	[cm ⁻³]	320	460	

Druga mogućnost je da su CO-izvedene mase iz nekog razloga manje za red veličine od prave mase. Argumente u prilog tvrdnje da su izračunate vrednosti korektne nalazimo u uporednim analizama svojstava gasa i prašine. Boulanger et al. (1998) su poredili mase molekulskih oblaka u Kameleon kompleksu izračunate uz pomoć CO-H₂ relacije i mase gasa dobijene posredno, preko mase prašine vidljive u infracrvenom području, na 100 μm. Uočili su da dolazi do velike razlike u izračunatim masama za pojedine molekulske oblake kompleksa. Posmatrano kao celina, mase kompleksa oblaka su se relativno dobro slagale. Ovi autori su kao objašnjenje ponudili mogućnost postojanja dve porodice molekulskih oblaka: prvu grupu oblaka karakterišu tzv. "tople" IC boje, odnosno intenzivno zračenje na 60 μm, dok je drugoj grupi oblaka svojstvena mala vrednost količnika fluksa zračenja 60/100 μm i veće količine CO. Sa obzirom na infracrvenu boju, L 1274 svrstavamo u potonju porodicu molekulskih oblaka. Proizilazi da je red veličine mase dobijene na osnovu CO verovatno dobro procenjen.

Sledeće je pitanje koliko je pouzdana procena mase dobijena na osnovu ¹³CO. Oslonac je u ovom slučaju relativan odnos molekuskog vodonika i molekula izotopomera ugljen-monoksida u međuzvezdanoj materiji. Vrednost od [H₂]/[¹³CO]= 4.8 × 10⁵ (Dickman & Clemens 1983) dobijena je na osnovu posmatranja relativno velikog broja tamnih oblaka u okolini Sunca (Dickman 1978) odabranih iz opsežnog kataloga (Lynds 1962). Veličine oblaka u uzorku, kao i njihova prozračnost i kinetička temperatura gasa (Dickman 1978) su veoma slični osobinama L 1274. Zato smatramo da je primenjena relacija pouzdana. Postoji, naravno, mogućnost da je L 1274 u nekom smislu veoma drugačiji molekulski oblak od ostalih u našem susedstvu. Jedna od mogućnosti je da je količina CO u gasovitom stanju znatno manja, zbog zamrzavanja gasa na površini čestica prašine. Druga mogućnost je da je došlo do velike saturacije (zasićenja) linije CO. Da bi razjasnili koliki uticaj ove dve mogućnosti mogu da imaju, uporedili smo ukupne linijske gustine H₂ izračunate na dva međusobno nezavisna načina. Prvi način je već pomenuti, iz standardne CO-H₂ relacije (Strong & Mattox 1996). Drugi podrazumeva korišćenje ustanovljenog odnosa između količine ređeg izotopomera CO i molekuskog vodonika u uzorku tamnih molekulskih oblaka [C¹⁸O]/[H₂]= 1.7 × 10⁻⁷ (Frerking et al. 1982). Kombinovanjem relacija dolazimo do:

$$\mathcal{R} = \frac{1.9 \times 10^{20} I_{\text{CO}}}{5.9 \times 10^6 N_{18}} = 0.32 \times 10^{14} \frac{I_{\text{CO}}}{N_{18}}, \quad (59)$$

gde je I_{CO} ukupna emisija ¹²CO integrisana po celom opsegu detektovanih brzina data u jedinicama [K km s⁻¹] i N_{18} je ukupna linijska gustina duž vizure C¹⁸O, u jedinicama [cm⁻²]. Ova jednakost u sebi uključuje jednu, najčešće, optički neprozračnu liniju, CO, i jednu optički prozračnu, C¹⁸O, omogućavajući da se uoče fizička i hemijska svojstva gasa koji se razlikuje od "tipičnog gasa" u molekuskim

oblacima. Netipičnim slučajem bi se mogao smatrati gas koji bi imao manje ugljen-monoksida u gasnoj fazi zbog povećanog vezivanja CO za površine čestica prašine u molekulskom oblaku. Drugi primer netipičnog gasa nalazimo u slučaju da određene hemijske reakcije koje se odvijaju različitim brzinama za različite isotopomere istog jedinjenja imaju prednost. Ukoliko bi, recimo, usled zamrzavanja na površini čestica prašine količina CO gasa u L 1274 bila smanjena, $\mathcal{R} \ll 1$. U drugom slučaju, ako bi linija ^{12}CO bila prezasićena, količina uočenog ^{12}CO bi bila manja, što daje $\mathcal{R} \gg 1$. Za L 1274, u centru određenom tačkom $\ell = 118^\circ + 9'$ i $b = 8^\circ + 50'$, dobijamo da je $\mathcal{R} = 1.2$. Ova vrednost naznačava odlično međusobno slaganje između dve procene ukupne količine H_2 .

Argument u prilog tačnosti procenjenih masa gasa druge vrste je poređenje sa L 1544, molekulskim oblakom izuzetno gustog gasa, bez protozvezda u formiranju unutar oblaka, koji je u stanju gravitacionog kolapsa (videti, npr. Tafalla et al. 1998, Caselli et al. 1999). Linija CS (2-1) posmatrana ka središtu L 1544 ima profil slova 'V', karakterističan za gas koji se kreće ka središtu oblaka. U slučaju L 1274, linija CS (2-1) ima 'čist' Gausov profil. Linija ^{12}CO u L 1544 je prezasićena, sa procenjenom vrednošću optičke dubine od ~ 400 (Tafalla et al. 1998). Odgovarajuća vrednost optičke dubine za ^{12}CO u L 1274 je za skoro dva reda veličine manja. Za L 1544 prethodno izvedena relacija ima vrednost $\mathcal{R} \approx 0.3$, što bi bila indikacija da procenjene vrednosti mase nisu u skladu. Na osnovu posmatranja u liniji C^{17}O (1-0) i 1.3 mm kontinuumu, Caselli et al. (1999) procenjuju da je u L 1544 ogromna većina CO vezana za čestice prašine, te da se u gasnoj fazi nalazi slobodno svega 10% postojećeg ugljen-monoksida u molekulskom oblaku. Ukoliko je ova procena tačna, relacija CO- H_2 daje ukupnu količinu H_2 koja je 30 puta manja od stvarne. Na osnovu iznesenog, zaključujemo da su svojstva L 1274 slična osobinama molekulskih oblaka za koje je odnos $^{13}\text{CO}/[\text{H}_2]$ korišćen u našem računu. Ukupna linijska gustina molekulskog vodonika dobijena iz tri izotopomera CO je približno jednaka, ide u prilog tvrđenju da su CO-mase izračunate u slučaju L 1274 - tačne.

Pregled neba u oblasti Cefeja i Kasiopeje izveden u liniji ^{13}CO (1-0) (Yonekura et al. 1997) dao je zanimljive rezultate za oblast u celini. Autori su primetili da molekulski oblaci u ovoj oblasti masa $M_{13} \leq 100 M_\odot$ imaju visoki odnos virijalnih masa i masa izračunatih na osnovu količine ^{13}CO , M_{vir}/M_{13} . Na osnovu svojih posmatranja, srednji spoljašnji pritisak molekulskog gasa procenili su na $P_{ext}/k \sim 10^5 \text{ K cm}^{-3}$. Pritisak ove vrednosti dovoljan je da za većinu, osim možda najmanjih, molekulskih oblaka u pregledu, važi ravnoteža između sila koje teže da gas u oblaku razveju i sila koje teže da gas sabiju, tj. pritiska i gravitacije. Po našem računu, da bi ravnoteža postojala u slučaju tela L 1274, potreban je spoljašnji pritisak od $\sim 10^{4.5} \text{ K cm}^{-3}$. L 1274 se nalazi u oblasti Cefeja koju karakteriše skoro potpuno

odsustvo molekuskog gasa, u oblasti u kojoj je spoljašnji pritisak gasa svakako manji od vrednosti izvedenog srednjeg pritiska. Postoji, dakle, verovatnoća da je u okolini oblaka spoljašnji pritisak gasa nedovoljan, što bi objasnilo ekces vrednosti virijalne mase.

U svakom slučaju, izgleda da L 1274, kao i drugi molekulski oblaci sličnih svojstava, nisu u gravitacionoj ravnoteži. Ova činjenica ukazuje na dve mogućnosti: da pojedini molekulski oblaci nisu obrazovani pod uticajem gravitacije ili da je gas unutar njih turbulentan. Turbulencija gasa može biti posledica ili nekog spoljašnjeg procesa ili nekog procesa koji se odvija u unutrašnjosti oblaka. Oba slučaja se mogu objasniti dejstvom udarnog talasa, mehaničkim ili putem zračenja, poteklog od supernove i/ili jakog zvezdanog vetra obližnjih zvezda. U prvom slučaju, udarni talas indukuje stvaranje molekuskog oblaka i ukoliko oblak ne postane gravitaciono stabilan, molekulski gas će se ubrzo (u astronomskom smislu) razvejati. U drugom slučaju energija udarnog talasa se deponuje u molekuskom oblaku kao višak unutrašnje energije i može se videti kao povećana turbulentnost gasa. Potporu ideji da je L 1274 pretrpeo sudar sa bar jednim udarnim talasom nalazimo u mapama razloženim po brzinama predstavljenim na slikama 5 i 6. Vidljivo je da su telo i ivica oblaka povezani i u zamišljenom scenariju sudara molekuskog oblaka i fronta udarnog talasa, ivica se može objasniti kao gas manje gustine koji je oduvan sa površine tela i sada se udaljava od oblaka. U prilog ovom scenariju ide i činjenica da je razlika između virijalne mase i mase dobijene na osnovu količine uočenog gasa u slučaju ^{12}CO veća od razlike u slučaju kada je korišćena linija ^{13}CO . Posmatranja u ^{12}CO dobro opisuju svojstva ređeg gasa i na taj način je ova linija daleko osetljivija na moguće spoljne uticaje.

Ostalo je pitanje da li je sudar molekuskog oblaka sa frontom udarnog talasa u saglasnosti sa infracrvenim bojama, tj. sa svojstvima prašine u L 1274. Nažalost, teorijski radovi koji se bave problemom interakcije tamnog (znači gustog i hladnog gasa) molekuskog oblaka i udarnog talasa su retki. Magnetohidrodinamički (MHD) udarni talas koji se prostire brzinom od $5\text{--}50\text{ km s}^{-1}$ pri nailasku na tamni molekulski oblak sa srednjom gustinom gasa $n_{\text{H}} \approx 10^4\text{--}10^6\text{ cm}^{-3}$ obično će biti tzv. C-vrste (e.g., Draine et al. (1983) Draine & McKee 1993). Magnetna polja povećavaju brzinu erozije spoljašnjih omotača čestica prašine. Zbog njihovog uticaja, čak su i udarni talasi koji se kreću malim brzinama, $v_{\text{šok}} \geq 25\text{ km s}^{-1}$ dovoljni da znatno istanje omotače čestica prašine koji se sastoje od zaleđene vode. Kod čestica prašine čiji omotači nisu lako isparljivi, MHD udarni talasi malih brzina neće bitno promeniti ni veličinu omotača, ni sastav prašine (Draine et al. 1983). Udarni talasi koji se prostiru još manjim brzinama $v_{\text{šock}} \leq 10\text{ km s}^{-1}$, verovatno nemaju dovoljno energije da bi znatno uticali na prašinu u molekuskom oblaku i još nije jasno kakav efekat

na prašinu uopšte imaju. Posmatrački, interesantan je primer oblaka ρ Zmijonosca (Ophiuchi) u kome se mogu videti dve jasno razgraničene oblasti: ispred talasnog fronta udarnog talasa nalazimo uglavnom atomski gas, male gustine, a iza linije udarnog talasnog fronta nalazimo uglavnom molekulski gas, sa značajnim količinama CO vezanog za površine čestica prašine (Meyers et al. 1995). Na osnovu UV posmatranja i posmatranja u optičkom domenu, autori su uočili prisustvo udarnog talasa čija je brzina procenjena na 10 km s^{-1} . Izvorište udarnog talasa pripisano je $\sim 10^6$ godina starom SNR (Sancisi 1974). Vremenski period od milion godina Mijers i saradnici procenjuju dovoljnim za ponovan rast čestica prašine u gasu kroz koji je udarni talas prošao. Pretpostavlja se da spori udarni talasi kroz neku mešavinu procesa akrecije i koagulacije pospešuju rast čestica prašine, time direktno menjajući sastav prašine u oblaku, povećavajući broj velikih na račun malih čestica prašine. Za L 1274 smo videli da infracrvene boje nagoveštavaju raspodelu čestica prašine u kojoj preovlađuju čestice velikog prečnika.

Projektovani položaj na nebu oblaka L 1274 smešta ga unutar jedne tzv. infracrvene petlje, GIRL116+10, i na periferiji petlje GIRL120+11 (skraćenica "GIRL" stoji od engleskog "Galactic InfraRed Loop", Kiss et al. 2001, u pripremi). Za petlje uočene na IR nebu se veruje da ukazuju na prašinu i gas koji su "oduvani" pred naletom udarnih talasa poreklom od supernove/jakog zvezdanog vetra. Ukoliko posmatramo ivicu oblaka kao produžetak tela, onda je iz geometrijskih razloga potonja IR petlja bolji kandidat. Potrebno je naglasiti da je ovo ipak špekulacija, budući da je lako moguće "videti" petlje tamo gde ih nema. Kako bilo, čak i da nijedna od ovih petlji nije uticala na stanje gasa u L 1274, ističemo ono što smo pomenuli u prvom poglavlju ove glave: da se, naime, L 1274 nalazi u delu neba/Galaksije za koji postoje dokazi da je u poslednjih 10^4 – 10^6 godine bio svedok više eksplozija supernovih koje su ostavile traga u vidu viška mekog X-zračenja, velikog manjka molekulskog gasa kao i izraženim petljama u radio-kontinuumu. Ako uzmemo u obzir udaljenost i procenjen centar tzv. Petlje III u radio-kontinuumu (Berkhuijsen et al. 1971, Berkhuijsen 1973) i udaljenost i položaj L 1274, moguća istorija znači prolazak udarnog talasa u toku poslednjih 10^6 godina. Smatrajući da je ivica onaj deo molekulskog oblaka koji je poremećen udarnim talasom, relativno kretanje tela i ivice molekulskog oblaka u pravcu posmatranja tj. dodatna brzina ivice, čime je brzina pomerena ka pozitivnijim vrednostima radijalnih brzina, potvrđuje istoriju.

Ukratko, kao najvažnije rezultate ovog rada možemo dati sledeće:

- Metode optičke spektroskopije iskorišćene su da se odredi udaljenost do molekulskog oblaka od $200 \pm 30 \text{ pc}$.

- Raspodela relativnog viška zračenja u infracrvenom području na $100\mu\text{m}$ se prostorno podudara sa samim jezgrom oblaka. Uzrok "viška" IC zračenja je bitno smanjenje zračenja na talasnoj dužini od $60\mu\text{m}$, što nagoveštava da se u sastavu prašine molekuskog oblaka nalazi veliki broj čestica velikih prečnika.
- Odsustvo detekcije tačkastih izvora IR zračenja ukazuje na činjenicu da nema mladih protozvezdanih objekata u središtu oblaka koji bi povećavali turbulenciju gasa i zagrevali ga.
- Kinetička temperatura gasa unutar oblaka je $10\text{--}12\text{ K}$, broj molekula vodonika po jedinici zapremine $> 10^4\text{ cm}^{-3}$, a ukupna linijska gustina ^{12}CO duž pravca vizure je $(2\text{--}5)\times 10^{17}\text{ cm}^{-2}$.
- CO-mape razložene po brzinama ukazuju na postojanje dve komponente gasa: tzv. "telo", eliptična struktura prečnika $1.5\text{--}2\text{ pc}$, i tzv. "ivica" koja se u oblika konca naslanja na telo.
- Virijalna masa tela je $3\text{--}17$ puta veća od mase izvedene na osnovu količine uočenog CO, što ukazuje na veliku turbulentnost gasa u oblaku. Na osnovu analize svih podataka iznetih u radu, posmatranja od optičkog do radio-područja, zaključak je da je uzrok ovakvog stanja gasa sudar molekuskog oblaka i udarnog talasa neodređenog porekla u relativno bliskoj prošlosti.

8 Cijanovodonik i izocijanovodonik u L 1251

8.1 L 1251

L 1251 je tamni molekularni oblak smešten na istočnom kraju džinovskog kompleksa molekularnih oblaka u Cefeju (Lebrun 1986). Centar oblaka nalazi se u $\alpha = 22^h 35^m$, $\delta = 70^\circ 00'$ (1950.0) i najneprozračniji delovi oblaka označeni su klasom 5 (na skali od 1 do 6 u smeru rastuće neprozračnosti). L 1251 ima oblik komete sa osom orijentisanom u pravcu istok-zapad. Ukupna površina oblaka procenjena je na oko 0.195 deg^2 (Lynds 1962). Kao što smo već napomenuli u uvodnom poglavlju teze, ali i u prethodnom poglavlju, istočno od kompleksa molekularnih oblaka u Cefeju prisustvo molekularnog gasa, odnosno emisija ugljen-monoksida, CO, nije ustanovljeno. Odsustvo međuzvezdanog molekularnog gasa Greiner et al. (1989) su interpretirali eksplozijom supernove (SN) pre oko 10^4 godina, čiji je udarni talas odbačenog omotača bukvalno "pobrisao" gas u okolini SN, sabivši ga ka spoljašnjem obodu nastalog mehura. Položaj L 1251 sugeriše da je molekularni oblak bio/je izložen dejstvu spoljašnjeg udarnog talasa. Sudar udarnog talasa i gustog molekularnog gasa oblaka mogao je podstaći ili ubrzati već postojeći proces obrazovanja novih, mladih zvezda u oblaku.

Prvo mapiranje gustog dela molekularnog oblaka uradili su Benson & Myers (1989). Deo oblaka koji su oni pokrili u liniji 1,1-1,1 prelaza amonijaka, NH_3 , u kasnijim mapama celog oblaka različito se nazivao. Sato et al. (1994) su mapirali ceo oblak u liniji CO (1-0), a deo koji su posmatrali Bensonova i Miers su nazvali "jezgrom A". Isti deo Tóth & Walmsley (1996) su u novijem mapiranju celog oblaka u istoj liniji amonijaka, ali sa većom razdvojnomoć, nazvali "rep". Sato et al. (1994) su u svom pregledu oblaka na liniji C^{18}O (1-0), urađenog sa prostornom rezolucijom od oko $3'$, uočili ukupno pet jezgara gušćeg gasa. Notifikacija je izvršena po abecednom redu po rastućoj rektascenziji, od A do E. Sa svoje strane Tot i Walmsley su detektovane tri grupe gustih jezgara nazvali "glava", "sever" i "rep" po analogiji sa građom komete i pretpostavljenim pravcem i smerom hipotetičkog udarnog talasa sa kojim se L 1251 sudario. Ukupna masa gasa u oblaku procenjena na osnovu CO iznosi oko $260 M_\odot$ (Sato et al. 1994). Gusta jezgra imaju gustine i do $n_{\text{H}_2} = 9 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (Tóth & Walmsley 1996). Kun & Prusti (1993) su odredili udaljenost do oblaka od oko 300 pc.

L1251 u ovom trenutku⁶ obrazuje nekoliko mladih zvezda. Prve studije ove teme započele su detekcijom nekoliko $H\alpha$ aktivnih zvezda u okolini oblaka (Kun 1982). Nastavak istraživanja, ali u dalekoj infracrvenoj oblasti EM spektra, od 25–100 μm , doneo je 7, alternativno 9, tačkastih IC izvora koji bi se na osnovu svojih IC “boja” mogli klasifikovati kao protozvezde obavijene gustim molekulskim gasom (Kun & Prusti 1993). Položaj pet (od 7) IC izvora se dobro podudara sa centrima gustih jezgara oblaka uočanima u liniji NH_3 (1,1–1,1) i (2,2–2,2) prelaza (Tóth & Walmsley 1996). Dva IC izvora, IRAS 22376+7455 i IRAS 22343+7501 su verovatna izvorišta uočenih tokova CO molekulskog gasa (Schwartz et al 1988, Sato & Fukui 1989). Isticanje molekulskog gasa sa protozvezde/izvora IRAS 22376+7455 je visoko usmereno i tok ima procenjenu dinamičku starost od oko $\sim 2 \times 10^4$ godina (Sato & Fukui 1989). Istok gasa sa protozvezde/izvora IRAS 22343+7501 Lee (1994) je, u CO pregledu oblaka veće prostorne rezolucije, video kao struju gasa koja prolazi preko celog oblaka usmerenu u pravcu NE–SW. Ovaj molekulski tok je veoma rasprostrt, što ukazuje da je izvor ranije odbacio gas (videti poglavlje o obrazovanju zvezda, odeljak 5.3). Procenjena dinamička starost toka je oko $\sim 10^5$ godina (Sato & Fukui 1989). Delovi oblaka u okolini ova dva molekulska toka mapirani su takođe u CS (1–0) (Morata et al. 1997) i NH_3 (Anglada et al. 1997) linijama.

Balázs et al. (1992) su snimili okolinu izvora IRAS 22343+7501 kroz filtere [SII], $H\alpha$ i kontinuuma i otkrili malu grupu Herbig–Haro objekata (HH148, o HH objektima videti poglavlje 5.3 teze). Hodapp (1994) je napravio širokougaonu sliku ove oblasti u K' opsegu IC spektra. Detaljnije slike u bliskoj IC oblasti spektra otkrile su da se ovaj IC izvor zapravo sastoji od nekoliko protostelarnih objekata (Rosvick & Davidge 1995). Linijska rasprostrtnost grupe protozvezda procenjena na oko 9300 AU. Starost izvora ocenjena je na osnovu oblika krive spektralne raspodele energije (O SED funkcijama videti poglavlje 5.5 teze): objekat se opisuje kao protozvezdani, najverovatnije pri kraju faze kontrakcije/upliva materije ka središtu. Posmatranja u mm–kontinuumu ukazala su na prisustvo velike količine cirkumstelarnog gasa i prašine (Rosvick & Davidge 1995). U široj oblasti oko IRAS izvora Alten et al. (1997) su otkrili jedan veliki kompleks HH objekata (HH 364), lanac od dva ili tri HH objekta (HH 374) i pojedinačni HH objekat slabog sjaja (HH 364). Eiroa et al. (1994) su na svojim CCD slikama okoline izvora IRAS 22376+7455 otkrili takođe nekoliko HH objekata (HH 189).

Slabi vodeni maser (o maserima u okolini protozvezda videti poglavlje 6.3 teze) prvo je detektovan u pravcu IRAS 22343+7501 (Tóth & Walmsley 1994, Wilking et al. 1994, Xiang & Turner 1995). Tokom više od tri godine maser je redovno posmatran

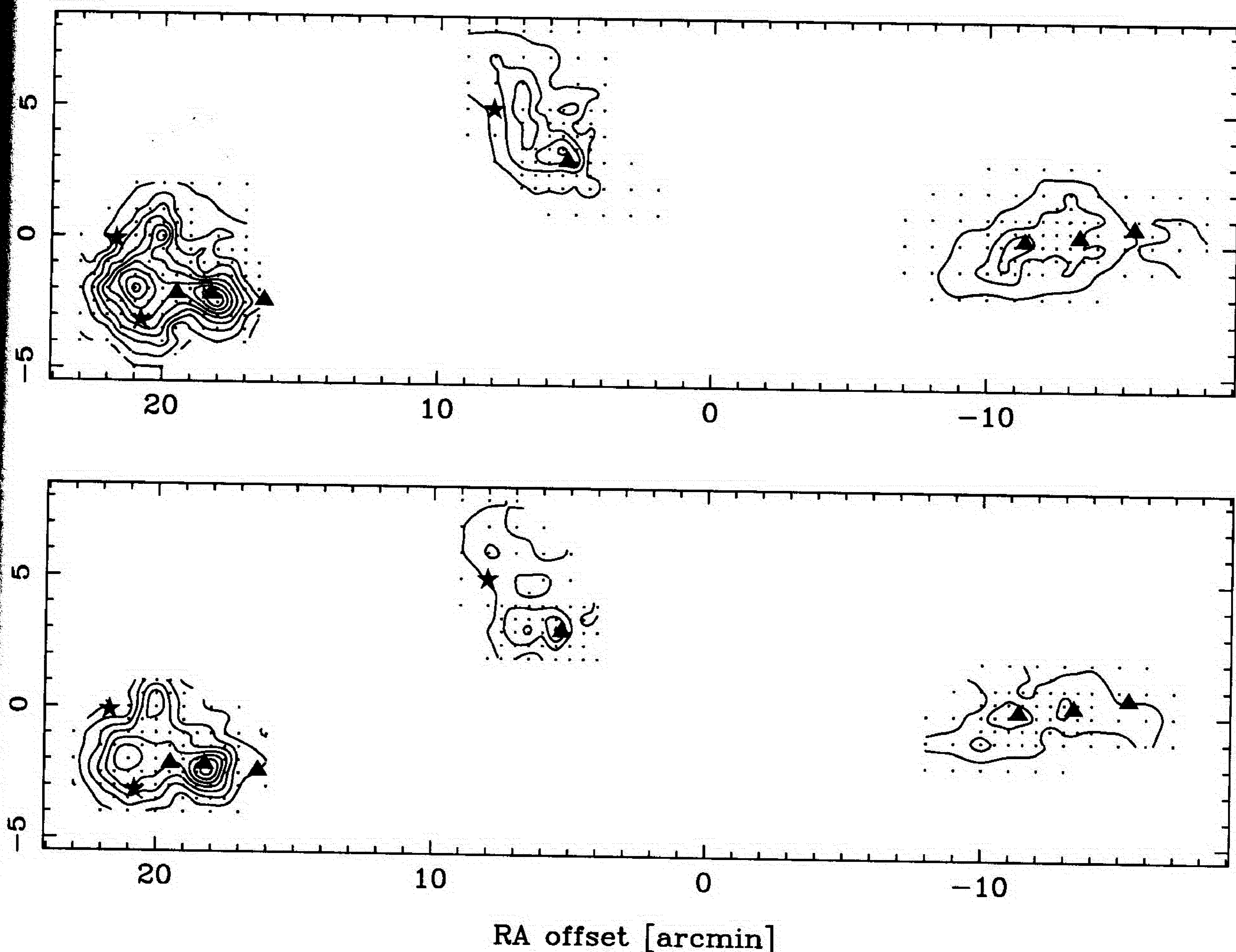
⁶Istine radi, trebalo bi napisati da se svi zaključci o ovom molekulskom oblaku zapravo odnose na istorijska dešavanja, na događanja koja su se dešavala pre oko hiljadu godina, a ne na “sadašnjost”.

i ustanovljena je promjenljivost intenziteta sa vremenom (Claussen et al. 1996). Jaki maser u okolini IRAS 22376+7455 otkrili su nešto kasnije Tóth & Kun (1997). VLA interferometar⁷ je upotrebljen da bi se napravile slike visoke prostorne rezolucije u kontinuumu i liniji H₂O masera izvora IRAS 22376+7455 (Grissom Meehan et al. 1998). Dva IC izvora viđena u bliskoj IC oblasti Rosvick & Davidge-a (1995) detektovana su na VLA $\lambda = 3.6$ cm kontinuumu. Koordinate dva VLA detektovana vodena masera određene su sa velikom tačnošću: maser se nalazi na oko 225 AU (na udaljenosti oblaka L 1251) od središta jačeg kontinuum-izvora. Uključivanjem VLA posmatranja u kontinuumu na talasnim dužinama od 3.6 cm i 6 cm, Anglada et al. (1998) su odredili spektralni indeks (nagib SED funkcije) objekta od 0.8, ali uprkos tome tačan evolucionni status izvora nije određen.

8.2 HCN i HNC

U načelu, potraga za zračenjem molekula sa većim dipolnim momentom je neophodna ukoliko želimo da tragamo za gustim jezgrima unutar molekulskih oblaka. Jedan od najčešće biranih molekula u tom slučaju je cijanovodonik, HCN koji ima veliki dipolni momenat, $\mu = 2.985 \pm 0.005$ Debye (Bhattacharaya & Gordy 1960), te je kritična gustina molekulskog gasa potrebna za $J = 1 - 0$ prelaz oko 10^6 cm^{-3} (videti poglavlje 3.1, 3.2 i 3.2.2.). Zračenje HCN (1-0) je predloženo kao dobar indikator prisustva protozvezda Klase 0 i Klase I unutar gustih jezgara (Yun et al. 1999, Park et al. 1999). Yun et al. (1999) su na osnovu svoje studije 37 gustih jezgara sa tragovima procesa formiranja zvezda zaključili da je pomenuto zračenje izuzetno dobro korelisano sa klasom protozvezda: ukoliko je detektovana linija jačine $\geq 3 \text{ K km s}^{-1}$, postoji verovatnoća od oko 80% da je protozvezda unutar jezgra gustog gasa Klase 0. Park et al. (1999) su proučavali profile HCN (1-0) linija u pravcu 24 protozvezde Klase 0 i Klase I. Pokazalo se da je u poređenju sa linijom CS (2-1) hiperfina komponenta HCN (1-0) prelaza $F = 2 - 1$ osetljivija na unutrašnja kretanja molekulskog gasa u jezgru. Prevažna detekcija HCN emisije iz izvora okarakterisanih kao protozvezde Klase 0 i Klase I, relativno u odnosu na protozvezde Klase II i jezgra bez začetaka procesa obrazovanja novih zvezda, ukazuje da je zastupljenost cijanovodonika u omotaču protozvezde velika samo unutar jednog relativno kratkog perioda evolucije jezgra.

⁷VLA, od eng. Very Large Array je interferometar sastavljen od 27 antena organizovanih u obliku slova "Y", smešten u pustinji kraj Sokora, Novi Meksiko, SAD.



Slika 7. Ukupni intenziteti zračenja HNC (gornja) i HCN (donja slika) u intervalu brzina $(-2, -6.5) \text{ km s}^{-1}$ za HNC i $F=2-1$ komponentu HCN (uključujući i pripadajuće komponente u $1 \rightarrow 0$ prelazu, $F=1-0$, $F=1-1$). Centar mape je $\text{RA}(1950.0)=22^{\text{h}}33^{\text{m}}$ i $\text{Dec}(1950.0)=74^{\circ}58'$, a tačke označavaju posmatranja. Ukupan intenzitet zračenja dat je u $T_{\text{A}}^* dv$ [K km s^{-1}]. Izolinije počinju od 0.5 i povećavaju se za 0.5 do 4.0 i 4.5 K km s^{-1} za cijanovodonik i izocijanovodonik, respektivno. Zvezde označavaju položaj detektovanih mladih zvezda tipa T Tau, a trouglovi obeležavaju učaurene protozvezde (Kun & Prusti 1993).

Izocijanovodonik, HNC, je geometrijski izomer cijanovodonika sa neznatno manjim dipolnim momentom $\mu = 2.7$ Debye. Osnovni energetski nivo izocijanovodonika je viši od osnovnog nivoa cijanovodonika. Do spontane preraspodele atoma u molekulu izocijanovodonika i preobražavanja u cijanovodonik ne dolazi zbog toga što u međuzvezdanom gasu nema efikasnog procesa kojim bi se održala ukupna energija. Mala energijska barijera sprečava da sudari sa drugim molekulima, npr. H_2 , doprinesu očuvanju energije i prouzrokuju preraspodelu atoma u jedinjenju. Da bi se barijera prešla potrebno je da molekuli imaju kinetičku temperaturu od oko 100 K. Odnos relativne zastupljenosti izocijanovodonika i cijanovodonika, $[HNC]/[HCN]$, je određen brzinom stvaranja i uništavanja oba izomera. U džinovskim molekulskim oblacima, u oblastima u kojima temperatura gasa iznosi oko $T_K \leq 100$ K i relativni odnos intenziteta zračenja dva geometrijska izomera je $0.01 \leq [HNC]/[HCN] \leq 0.1$ (npr. Goldsmith et al. 1986). U tamnim molekulskim oblacima koje karakteriše hladan gas sa temperaturama od $T_K \approx 10-20$ K izocijanovodonik ne prelazi u cijanovodonik i budući da oba jedinjenja verovatno nastaju istom brzinom, odnos relativne zastupljenosti je $[HNC]/[HCN] \approx 1$ (Irvine & Schloerb 1984, Churchwell et al. 1984, Harju 1989, Hirota et al. 1998).

8.3 Mape i intenziteti zračenja

20-m teleskop Onsala opservatorije (OSO) korišćen je tokom 5 posmatračkih serija u periodu od 1998–2000. Uradili smo mape oblasti gustih jezgara oblaka u linijama HNC $1 \rightarrow 0$ (90.663 GHz) i HCN $1 \rightarrow 0$ (88.631 GHz). Pojedinačne tačke posmatrali smo i u izabaranim izotopomerima, $H^{13}CN$ $1 \rightarrow 0$ (86.340 GHz), $HN^{13}C$ $1 \rightarrow 0$ (87.090 GHz) i $H^{15}NC$ $1 \rightarrow 0$ (88.865 GHz). Sve frekvencije su date za komponentu prelaza $F = 2 - 1$. Prijemnik teleskopa je bio SIS mikser (spoj superprovodnik–izolator–superprovodnik) sa tipičnom temperaturom sistema $T_{rec} = 150$ K u opsegu frekvencija koji smo koristili.⁸ Kao spektrometar koristili smo 1600–kanalni korelator sa 20 MHz širokim ulaznim kanalom, čime smo postigli spektralnu rezoluciju od oko 0.04 km s^{-1} na frekvenciji od 90 GHz. Poluširina glavnog snopa teleskopa, HPBW (od eng. “Half Power Beam Width”) na 90 GHz je oko $45''$, a efikasnost glavnog snopa oko 0.6. Tačnost usmerenja snopa (eng. “pointing”) proveravali smo dnevno posmatranjem nekoliko jakih tačkastih SiO maser izvora. U srednjem, tačnost usmerenja ocenjena je na oko $3''$ r.m.s. u oba pravca, u Az i El. Skala intenziteta linija data je u T_A^* . Mape su urađene uglavnom sa korakom od $30''$ i vremenom integracije dovoljnim da postignemo vrednost šuma od 0.1 K. Posmatranja

⁸Detaljnije o prijemnicima i spektrometrima radio teleskopa videti u četvrtom poglavlju Rohlfs & Wilson 1996.

Tabela 5. Parametri gustih jezgara određenih cijanovodonikom. ¹⁾ v_{LSR} HCN (1-0) F=2-1 komponente; ²⁾ Otkloni maksimuma zračenja ili posmatrani položaj najbliži maksimumu ukupnog zračenja. ³⁾ Prečnik jezgra određen 50% izolinijama ukupnog zračenja korigovan za veličinu glavnog lista teleskopa. ⁴⁾ Virijalna masa jezgra definisana kao $M_{\text{vir}} = 150 D \Delta v^2$; ⁵⁾ Klasifikovani IRAS izvori (Kun & Prusti 1993 notacija) unutar HCN definisanih jezgara i pripadajuće izabrane tačke u kojima su posmatrani ređi izomeri. ^{a)} Moguće je definisati i dva jezgra, sa položajem maksimuma zračenja sekundarnog jezgra u $(\Delta\alpha, \Delta\delta) = (7', 5')$.

Jezgro	v_{LSR} ¹⁾ [km s ⁻¹]	$\Delta\alpha_P$ ²⁾ [']	$\Delta\delta_P$ ²⁾ [']	Prečnik ³⁾ [pc]	M_{vir} ⁴⁾ [M _⊙]	Komentar ⁵⁾
1	-4.4	21.0	-2.0	0.22	38	T Tau (H _α) #16; E2
2	-4.9	20.0	0	0.16	9	
3	-3.2	19.5	-2.0	0.14	8	T Tau #15; E3
4	-4.3	18.0	-2.5	0.15	16	YSO #14; E1
5 ^{a)}	-4.5	7.0	6.0	0.29	43	
6	-5.3	5.5	3.0	0.14	26	YSO #8; C1
7	-4.5	-10.0	-1.0	0.16	8	
8	-4.7	-11.0	0	0.18	17	YSO #6; A1
9	-4.0	-13.0	1.0	0.16	20	YSO #5

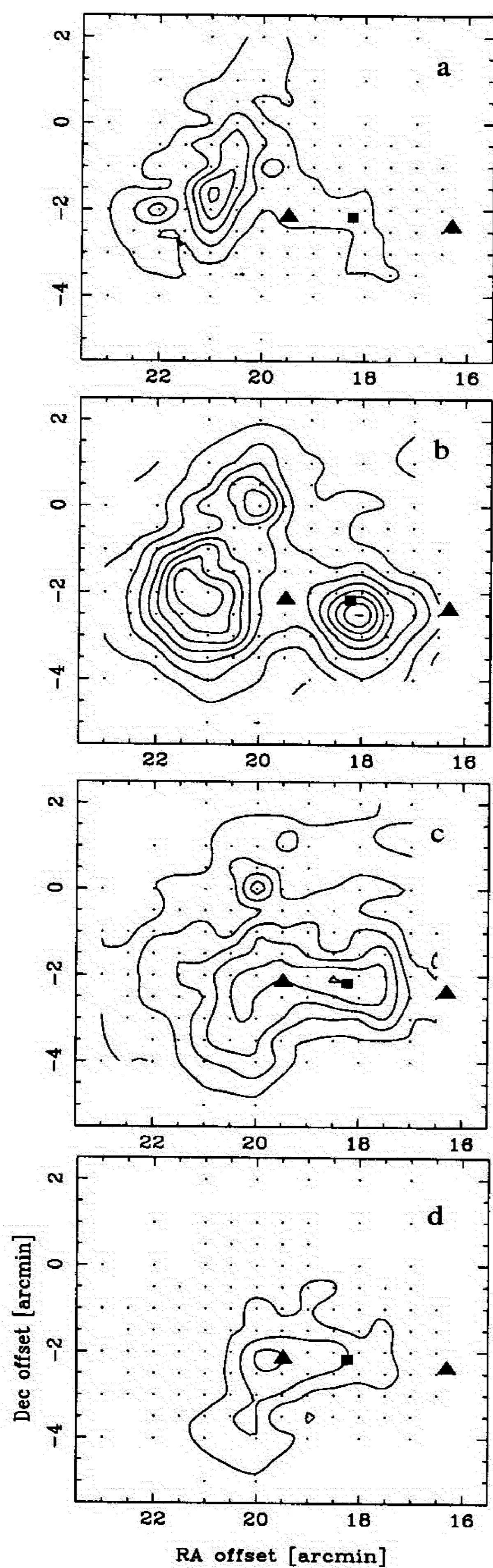
smo obradili u paketu za redukciju spektralnih linija, XS (paket je autorsko delo P. Bergman-a sa Onsala opservatorije).

Mape. Oblast mapiranja odredili smo sledeći mapu ranije detektovanih gustih jezgara. Posmatrali smo oblasti jezgara sa tekućim procesom formiranja novih zvezda. U glavi oblaka definisanoj posmatranjima u NH₃, pokrili smo jezgra nazvana H1 i H2, zatim smo mapirali severni deo oblaka i u repu oblaka definisanim amonijakom, posmatrali smo oblast jezgara T1, T2 i T3 (Tóth & Walmsley 1996). U pravcu središta jezgara koristili smo korak od 30", a idući ka periferiji korak uzorkovanja u mapama je smanjen na 60". Slika 7 prikazuje dobijene HNC i HCN mape L 1251. Protozvezde još obavijene gustim gasovitim omotačem, definisane u Kun & Prusti (1993), obeležene su trouglovima, i u pravcu porasta RA niz IC izvora odgovara izvorima broj 4, 5, 6, 8, 13, 14 i 15 (Kun & Prusti 1993). Za izvor broj 8 u severnom delu oblaka ($4' \leq \Delta\alpha \leq 9'$, $1' \leq \Delta\delta \leq 8'$) koji odgovara IC izvoru IRAS 22343+7501 i izvor 14 u glavi oblaka ($16' \leq \Delta\alpha \leq 23'$, $-5' \leq \Delta\delta \leq +2'$) tj. IC izvor IRAS 22376+7455, veruje se da su izvorišta dva detektovana istoka CO gasa (Sato et al. 1994).

Najjače zračenje i u izocijanovodniku i u cijanovodoniku vidljivo je u delu oblaka koji smo nazvali glavom. Prostorne raspodele i rasprostranjenost zračenja HNC i HCN u glavi oblaka su u velikoj meri istovetne. Ova oblast ima tri dobro definisana gusta jezgra, i još jedno jezgro nedovoljno dobro određenih granica koje može biti i sekundarno zgrušnjavanje unutar već definisanog jezgra (videti tabelu 5). U oblasti glave oblaka izvesno je da dva hladna IC izvora možemo sa velikom sigurnošću povezati sa molekulskim gasom: IRAS 22376+7455 i izvor broj 15 koji je u IC području zaklonjen velikim sjajem prvopomenutog izvora. U severnom delu molekulskog oblaka, poređenjem intenziteta i rasprostrtosti zračenja HNC i HCN možemo zaključiti da je izocijanovodonik zastupljeniji, i da bolje određuje granicu rasprostranjenosti jezgra/jezgara. Posmatrano u liniji HNC sever oblaka ima dva gusta jezgra, a posmatrano u liniji HCN vidljivo je samo jedno gusto jezgro, obrazovano oko IC izvora IRAS 22343+7501 (jezgra 5 i 6 u tabeli 5). Kao i za severnu oblast molekulskog oblaka, i za rep važi da je oblast rasprostrtosti veća i bolje definisana emisijom HNC-a nego zračenjem cijanovodonika. U repu vidimo i bitnu razliku u morfologiji oblasti: dok zračenje izocijanovodonika (u celini) naizgled daje samo jedno jezgro, cijanovodonik dobro definiše čak tri jezgra unutar granica određenih izocijanovodonikom (jezgra 7, 8, i 9 u tabeli 5). U oblasti molekulskog oblaka, 5 od ukupno 7 mogućih protozvezda je verovatno još obavijeno gustim molekulskim gasom. To su izvori 5 i 6 u repu, izvor 8 (IRAS 22343+7501) u severnom delu oblaka i izvori 14 (IRAS 22376+7455) i 15 u glavi. Za jezgra definisana iz HCN (1-0) linije, tabela 5 daje u prvoj koloni redni broj jezgra u smeru glava-rep oblaka, kolona broj 2. daje brzinu HCN $F = 2 - 1$ komponente prelaza $J = 1 - 0$, treća kolona daje procenjene veličine jezgara, četvrta kolona izračunate virijalne mase (po formuli $M_{\text{vir}} = 150 D \Delta v^2$, Johansson et al. 1998), peta i šesta kolona daju tačke posmatranja koje su najbliže maksimumu integralnog intenziteta zračenja, a kolona broj 7. daje IRAS izvore koji se nalaze unutar linije koja omeđava 50% ukupnog intenziteta zračenja HCN.

- A. Razlaganje zračenja glave oblaka

Na slici 8 je prikazana HNC mapa glave oblaka, razložena po brzinama odn. po kanalima spektrometra. Cijanovodonik ima skoro identičnu raspodelu. Ako pogledamo pažljivo sliku, videćemo da postoje dve jasno definisane komponente brzine, jedna centrirana na oko -3.5 km s^{-1} , i druga sa centrom na oko -4.5 km s^{-1} . Komponente je moguće razlučiti i iz dobijenih spektara ređih izotopomera zahvaljujući dobroj rezoluciji posmatranja. Komponenta brzine od -4.5 km s^{-1} ima dva, odnosno tri jezgra. To su jezgra broj 1, 2 i 4 navedena u tabeli 5. Kompaktan tok molekulskog gasa, poreklom sa protozvezde IRAS 22376+7455, nalazi se na samo polovini širine snopa posmatranja od maksimuma intenziteta zračenja HNC i HCN jezgra



Slika 8. Zračenje HNC razloženo po kanalima spektrometra u oblasti glave L 1251. Opseg brzina je od -6 km s^{-1} do -2 km s^{-1} , sa širinom kanala od 1 km s^{-1} . Posmatranja su označena tačkama, a intenzitet zračenja je dat u $T_A^* dv \text{ [K km s}^{-1}]$. Izolinije počinju od 0.15 i povećavaju se sa korakom od 0.3 K km s^{-1} . U smeru porasta rektascenzije IC izvori su izvori broj 13, 14 (IRAS 22376+7455) i 15 kao što je dato u radu Kun & Prusti 1993. Učaurane protozvezde su označene trouglovima, a protozvezda sa koje izvire visokousmereni molekularni tok je označena kvadratićem.

broj 4. Druga komponenta brzine glave L 1251, -3.5 km s^{-1} , ima samo jedno jezgro, dato u tabeli 5 pod rednim brojem 3, prostorno smešteno između jezgara sa rednim brojem 1 i 4. Unutar konture koja omeđava polovinu maksimuma ukupnog intenziteta zračenja nalazimo tačkasti IC izvor br. 15 (Kun & Prusti 1993). U infracrvenom području ovaj izvor je potpuno zaklonjen visokim sjajem obližnjeg izvora IRAS 22376+7455, te nikakvih pouzdanijih informacijama o prirodi izvora nemamo. Ipak, na osnovu korelacije položaja i raspodele intenziteta zračenja cijanovodonika i izocijanovodonika, opredelili smo se da ovaj tačkasti IC izvor odredimo kao protozvezdu smeštenu duboko u središtu jezgra gustog gasa.

Dve komponente brzine su bliske međusobno, i tek je dobra rezolucija brzina omogućila da se jasno razdvoje. Slika 8 prikazuje kako postepeno jedna komponenta brzine prelazi u drugu. Ako je razdvojna moć spektrometra mala, ukupni spektar u pravcu izvora koji se sastoji od dve različite komponente veoma nalikuje na liniju koja je pretrpela znatnu samoapsorpciju. Oblik linije je identičan obliku linija u pravcu jezgara koja prolaze kroz fazu upada dodatne materije ka središtu. Mardones et al. (1997) su na osnovu svojih posmatranja u CS (2-1) i H₂CO (1-0) linijama, izvor IRAS 22376+7455 svrstali u moguće kandidate protozvezda na čije površine upravo upada dodatna količina materije iz preostalog omotača molekuskog jezgra. Oblik njihovih CS (2-1) linije veoma je sličan obliku naše linije HNC (slika 9, tačka E1). Ukoliko bi se sa malom rezolucijom brzina napravila mapa oblasti koja se sastoji od bar dve komponente brzina, dobija se slika u kojoj je uočljivo postojanje gradijenta brzine po površini molekuskog oblaka. Posmatranja L 1251 manje razdvojne moći pokazala su postojanje jakih gradijenta brzina u oblasti glave oblaka: iz posmatranja NH₃ dobijen je gradijent brzina $\approx 1.3 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ (Tóth & Walmsley 1996), a iz posmatranja C¹⁸O (1-0) $3.5 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ (Goodman et al. 1993). Daleko manji gradijenti uočeni su u repu L 1251: $< 0.5 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ (Tóth & Walmsley 1996) i $1.33 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ (Goodman et al. 1993).

• B. Struktura brzina unutar oblaka

Svo detektovano zračenje cijanovodonika i izocijanovodonika molekuskog oblaka nalazi se u opsegu brzina od $(-6, -2) \text{ km s}^{-1}$. Posmatrano kao celina, na osnovu mapa razloženih po brzinama širine kanala od oko 1 km s^{-1} , jedino se oblast glave oblaka može videti u celom posmatranom opsegu brzina. Severno jezgro oblaka vidimo samo u opsegu brzina $(-6, -4) \text{ km s}^{-1}$, dok se rep određuje zračenjem koje dolazi iz $(-5, -3) \text{ km s}^{-1}$ intervala.

Ovakvu raspodelu brzina možemo shvatiti i kao superpoziciju tri filamenta molekuskog gasa različitih brzina, od kojih je svaki ponaosob širok oko 1 km s^{-1} . Superpozicija tri komponente brzine doprinosi znatnom usložnjavanju kinematičke slike oblaka. Na osnovu svega iznetog, smatramo da je važno naglasiti da se *iz posmatranja uzorkovanih samo na odabranim koordinatama unutar molekulskih oblaka ne mogu izvoditi opšti zaključci o kinematici i fizičkoj strukturi oblaka niti eventualno, o svojstvima učaurene protozvezde.*

Ukupni intenziteti zračenja. U skoro svim tačkama preko cele posmatrane oblasti (oko 350 tačaka) izmeren je odnos $[\text{HNC}]/[\text{HCN}] \gtrsim 1$, tipičan za tamne molekulske oblake (Hirota et al. 1998, Harju 1989, Churchwell et al. 1984, Irvine & Schloerb 1984). Objavljene vrednosti relativnog odnosa ukupnih intenziteta zračenja izocijanovodonika i cijanovodika kreću se od $0.3 \leq [\text{HNC}]/[\text{HCN}] \leq 10$. Ako rasprostranjenost jezgra definišemo kao površinu obuhvaćenu konturom od 50% ukupnog intenziteta zračenja, u srednjem jezgra u repu oblaka imaju najveće vrednosti odnosa ukupnog zračenja $[\text{HNC}]/[\text{HCN}] = 2.1$. Severna oblast oblaka ima vrednosti ovog odnosa od 0.6 do 1.9. U glavi oblaka pri razmatranju odnosa ukupnih intenziteta zračenja smo razdvajali različite komponente brzina svojstvene različitim jezgrima. Za jezgro broj 3 (tabela 5) čiji je centar tačka E 3 i pridružena brzina komponente ' -3 km s^{-1} ' srednji odnos intenziteta zračenja iznosi $[\text{HNC}]/[\text{HCN}] = 1.2$. Jezgra čija su središta tačke E 1 i E 2 imaju srednje vrednosti odnosa $[\text{HNC}]/[\text{HCN}] = 0.85$ i 1.0, respektivno. Sa obzirom da se u nekim jezgrima odvija obrazovanje zvezda, a da neka jezgra još nisu dostigla tu etapu u svojoj evoluciji (eng. "starless cores") na primeru L 1251 možemo da potvrdimo nalaz Hirota et al. (1998) da na statističkom nivou nema razlike u vrednostima količnika ukupnih intenziteta zračenja HNC i HCN za ove dve grupe jezgara.

Tabela 6 daje za tačke u kojima je dodatno posmatrano zračenje ređih izotopomera cijanovodonika i izocijanovodonika koordinate, odnose ukupnih intenziteta zračenja $[A]/[B]$, i odnose intenziteta zračenja hiperfinskih komponenata 1-0 prelaza cijanovodonika $R_{02} = I(F = 0 - 1)/I(F = 2 - 1)$ i $R_{12} = I(F = 1 - 1)/I(F = 2 - 1)$. Spektri dobijeni u ovim tačkama koje su ujedno i središta određenih jezgara, prikazani su na slikama 9 i 10. Vidi se da je odnos ukupnih intenziteta zračenja ^{13}C -izotopomera u opštem slučaju $[\text{HN}^{13}\text{C}]/[\text{H}^{13}\text{CN}] \geq 1.5$. Za jezgro u severnom delu oblaka uzorkovano u tački C 1 zabeležene su najveće vrednosti ovog odnosa. Kako je iz posmatranja određena samo gornja granica zračenja H^{13}CN , moguće je bilo ustanoviti samo donju granicu odnosa od > 2.4 . U glavi oblaka u tački odn. jezgru E 3 relativan odnos intenziteta ređih izotopomera je veći od relativnog odnosa glavnih izotopomera, što je suprotno uočenom trendu u ostalim jezgrima

Tabela 6. Odnosi ukupnih intenziteta zračenja izocijanovodonika i cijanovodonika, HNC i HCN, i izomera, kao i odnosi hiperfinih komponenata zračenja, R_{02} i R_{12} , HCN i izomera H^{13}CN , R_{02}^{13} i R_{12}^{13} , u izabranim položajima/centrima jezgara. Relativne greške u iznosima odnosa ukupnih intenziteta zračenja su od 0.04 do 0.07, a u odnosima hiperfinih komponenti zračenja cijanovodonika su od 0.2 do 0.3.

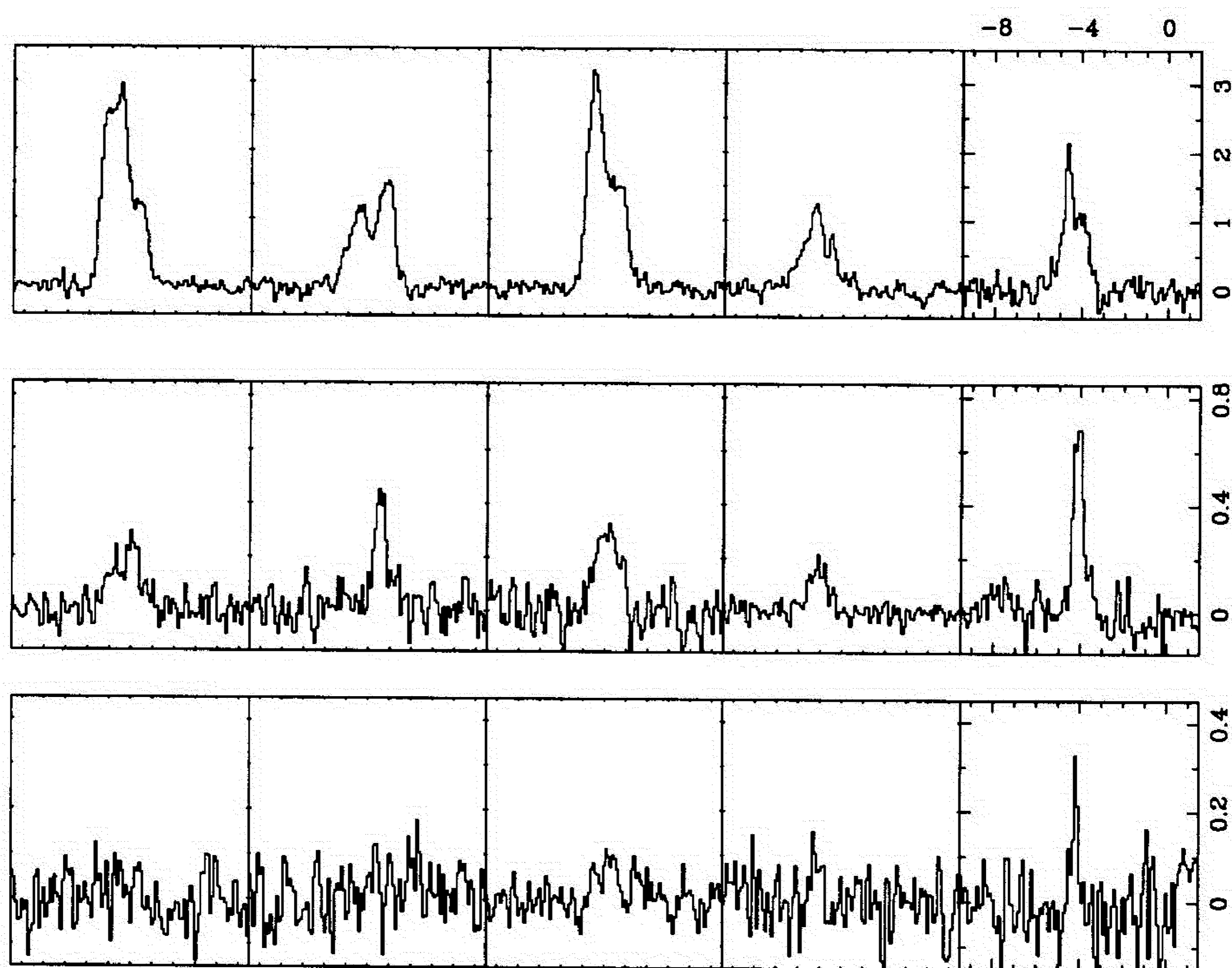
	E1	E2	E3	C1	A1
$\Delta\alpha[']$	18.0	21.0	19.5	5.0	-11.0
$\Delta\delta[']$	-2.5	-2.0	-1.5	3.0	0
$[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$	1.09	1.36	1.00	1.40	1.43
R_{02}	0.46	0.27	0.36	0.42	0.47
R_{12}	0.48	0.53	0.59	0.47	0.40
$[\text{HN}^{13}\text{C}]/[\text{H}^{13}\text{CN}]$	1.66	1.08	1.89	> 2.39	2.20
R_{02}^{13}	< 0.18	0.16	< 0.11	0.42	0.32
R_{12}^{13}	0.76	0.59	0.56	< 0.31	0.33
$[\text{HN}^{13}\text{C}]/[\text{H}^{15}\text{NC}]$	1.06	1.00	1.00	0.99	5.60

oblaka gde je $[\text{HN}^{13}\text{C}]/[\text{H}^{13}\text{CN}] > [\text{HNC}]/[\text{HCN}]$. Po našim saznanjima ovo je prvi slučaj mapiranja relativnog odnosa intenziteta zračenja HN^{13}C i H^{13}CN (1-0) na skalama većim od nekoliko lučnih minuta.

U izabranim tačkama smo takođe posmatrali i ^{15}N -izotopomer izocijanovodonika. Osim jezgra u repu oblaka gde je $[\text{HN}^{13}\text{C}]/[\text{H}^{15}\text{NC}] \approx 6$ u svim ostalim gustim jezgrima oblaka ovaj odnos je približno jednak jedinici. Ako uzmemo u obzir zastupljenost pojedinih izotopa u lokalnoj međuzvezdanoj sredini od $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 77 \pm 7$ i $^{14}\text{N}/^{15}\text{N} = 450 \pm 22$ (Wilson & Rood 1994) i pretpostavimo da je odnos ukupnih intenziteta zračenja HNC i HCN ekvivalentan odnosu relativnih zastupljenosti jedinjenja možemo reći da je "kanonska" vrednost jednaka $[\text{HN}^{13}\text{C}]/[\text{H}^{15}\text{NC}] = 5.8 \pm 0.3$. U svetlu ovog podatka uočavamo jake indicije da je u većini jezgara oblaka L 1251 došlo ili do znatnog smanjenja ^{13}C -izotopomera ili do znatnog povećanja raspoložive količine ^{15}N -izotopomera izocijanovodonika.

8.4 Hiperfina struktura EM prelaza

Vrednosti HCN hiperfinih anomalija u oblaku. Rotacioni prelazi sa energetskih nivoa čiji je $J \geq 1$ kod cijanovodonika zbog kvadrupolnih interakcija jezgra ^{14}N i elektronskog omotača molekula, imaju osim glavne linije i dva satelita. Postojanje



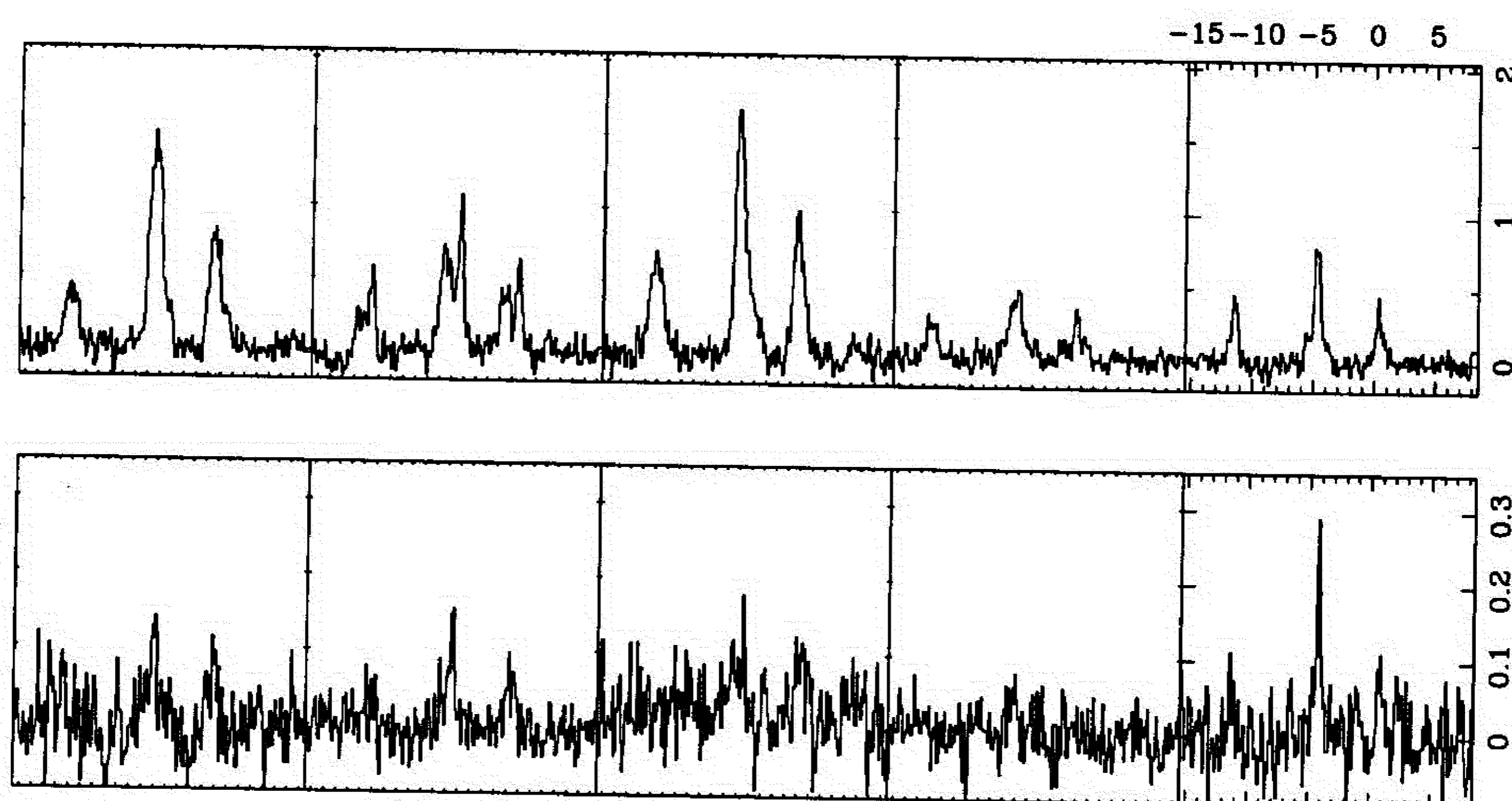
Slika 9. HNC (prvi), HN¹³C (drugi) i H¹⁵NC (treći red) spektri izgladeni do 0.1 km s⁻¹ spektralne rezolucije. Sa leva na desno prikazani su spektri u E2, E3, E1, C1 i A1, redom. Intenzitet linije dat je u T_A^* [K].

ovih, tzv. hiperfinskih prelaza, posledica je "razbijanja" energetskog nivoa na tri energetska podnivoa. Indeks koji smo već koristili, F , označava ukupni ugaoni moment molekula, i jednak je $F = J + 1$, sa mogućim vrednostima $J + I, J + I - 1, \dots, |J - I|$, gde je I spin jezgra azota koji je jednak $I = 1$. Dozvoljeni prelazi moraju zadovoljiti sledeće uslove: $\Delta J = \pm 1$ i $\Delta F = 0, \pm 1$ (Townes & Schawlow 1975).

Ukoliko važe uslovi lokalne termodinamičke ravnoteže u sistemu, odnosi relativnih intenziteta hiperfinskih prelaza između $J = 1$ i $J = 0$ nivoa iznose 5:3:1 za $F = 2 \rightarrow 1, F = 1 \rightarrow 1$ i $F = 0 \rightarrow 1$ prelaz, respektivno. Ako pođemo od pretpostavke da sva tri hiperfina (rotaciona) prelaza sa prvog energetskog nivoa na osnovni nivo cijanovodonika imaju iste temperature ekscitacije, onda bi se moglo očekivati da relativni odnosi ukupnih intenziteta hiperfinskih prelaza leže između vrednosti optički prozračnih i optički neprozračnih linija: $0.2 \leq R_{02} \equiv \frac{I(F=0 \rightarrow 1)}{I(F=2 \rightarrow 1)} \leq 1$ i $0.6 \leq R_{12} \equiv \frac{I(F=1 \rightarrow 1)}{I(F=2 \rightarrow 1)} \leq 1$. Posmatrane vrednosti uglavnom se ne nalaze unutar navedenih opsega: u toplijim jezgrima, čija je srednja kinetička temperatura molekulskog gasa $T_{kin} \approx 30$ K, hiperfine komponente imaju manje vrednosti od vrednosti koje bi imao gas u stanju LTR. U tamnim, dakle i hladnim, molekulskim oblacima dolazi do "anomalija" druge vrste: komponente $F = 1 \rightarrow 1$ i $F = 0 \rightarrow 1$ imaju daleko veće vrednosti od onih koje bi trebalo da imaju relativno u odnosu na komponentu $F = 2 \rightarrow 1$ u slučaju LTR (npr. Walmsley et al. 1982, Sandell et al. 1983, Cernicharo et al. 1984). Do sada najveće vrednosti zabeležene su u molekulskom oblaku TMC-1, gde je $R_{02} > 1$ (Cernicharo et al. 1984).

Kao objašnjenje hiperfinskih anomalija uočeni u tamnim oblacima Lapinov (1989) nudi mogućnost prekrivanja linija različitih prelaza. Ukoliko je kinetička temperatura gasa jednaka $T_{kin} \approx 10$ K može doći do prekrivanja linija $J = 1 - 0$ prelaza linijama $F = 3 \rightarrow 2$ i $F = 2 \rightarrow 1$ prelaza $J = 2 - 1$ i tada će biti $R_{02} > R_{12}$. U slučaju sferosimetričnog statičkog oblaka sa profilom gustine $n(r) \propto r^{-2}$, apsorpcija zračenja u spoljašnjim slojevima gasa dovodi do stvaranja tipičnog profila linije koja je pretrpela znatnu samoapsorpciju odn. linija ima "V" profil. Cernicharo et al. (1984) i Harju (1989) su procenili da bi se uočene anomalije u jačini linija hiperfinskih prelaza mogle tumačiti i kao posledica različitog stepena rasejanja u liniji. González-Alfonso & Cernicharo (1993) su modelirali oblak sa jasno profilisanom strukturom gustina. Sferosimetrični oblak se sastoji od gušćeg jezgra/središta i omotača koji je sastavljen od ređeg gasa. Numeričkim računom razmatrani su efekti prekrivanja linija rotacionih prelaza sa različitih energetskih nivoa.

U slučaju molekulskog oblaka L 1251 hiperfine anomalije 1-0 prelaza cijanovodonika imaju šarolike vrednosti. Na slici 10 prikazani su spektri glavnog i ^{13}C -izotopomera



Slika 10. HCN i H^{13}CN spektri izgladeni na 0.1 km s^{-1} spektralne rezolucije. Sa leva na desno prikazani su spektri u E2, E3, E1, C1 i A1, redom. Intenzitet linije dat je u T_A^* [K].

molekula posmatrani u odabranim tačkama. Slika 11 daje grafike vrednosti odnosa hiperfinskih komponenata odvojeno po jezgrima, gde su veličine jezgara definisane konturama koje omeđuju 30% maksimalnog ukupnog intenziteta zračenja HCN. LTR kriva je obeležena punom linijom. Jezgro "E1" odgovara jezgru pod rednim brojem 4 u tabeli 5, a jezgra "E2" i "E3" jezgrima pod rednim brojevima 1 i 3. U srednjem, najveće vrednosti ovih odnosa vidimo u repu i severnoj oblasti oblaka. Pojedinačno posmatrano najveće vrednosti nalazimo u tački $\Delta\alpha = -13'$, $\Delta\delta = +1'$: $R_{02} = 1.50 \pm 0.04$ i $R_{12} = 1.21 \pm 0.03$. Ako, pak, pogledamo tabelu 6, vrednosti najpribližnije očekivanim ukoliko je oblak u stanju LTR vidimo u tački E2, odn. u jezgru koje je već obrazovalo jednu vidljivu T Tau zvezdu. Potpuno analogni zaključci stoje i za vrednosti odnosa intenziteta zračenja hiperfinskih komponenata H^{13}CN .

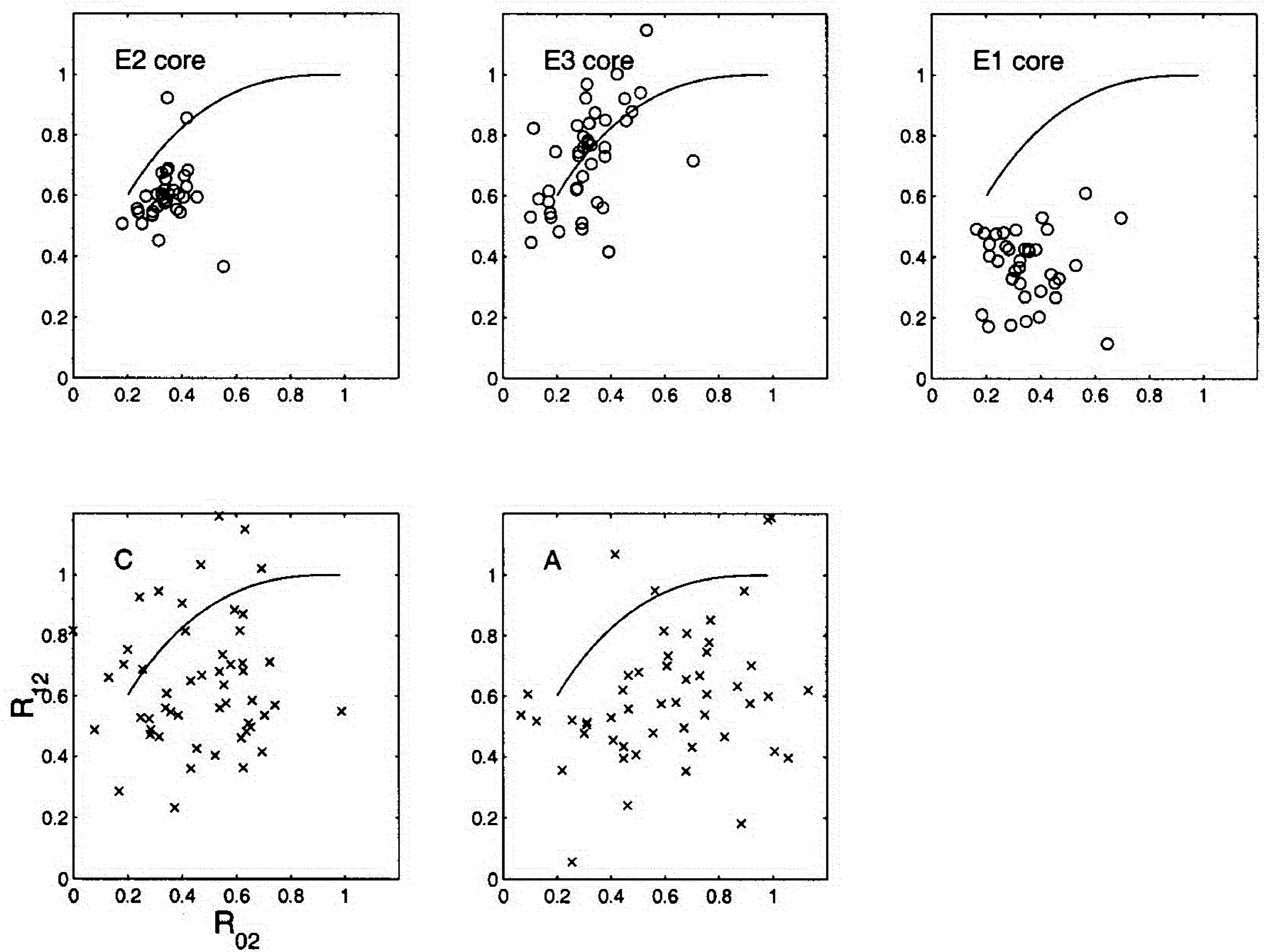
Hiperfina struktura HNC i HN^{13}C . Kao i kod cijanovodonika i kod izocijanovodonika se $J = 1$ energetski nivo sastoji od tri podnivoa zbog električnog kvadropolnog momenta atoma azota. Za razliku od HCN hiperfine komponente $J = 1 - 0$ prelaza HNC i HN^{13}C nisu skoro uopšte posmatrane (Snyder et al. 1977, Frerking et al. 1979). Razmak između linija $F = 2 - 1$ i $1 - 1$ je 82 kHz (0.26 km s^{-1}), a između linija $F = 2 - 1$ i $0 - 1$ razmak iznosi 124 kHz ($\sim 0.4 \text{ km s}^{-1}$). Kod HN^{13}C odgovarajuće vrednosti su približno jednake navedenima. Hiperfine komponente prelaza izocijanovodonika je moguće videti samo u oblacima u kojima je kinetička temperatura gasa mala odn. kada termalno proširenje linije nije previše veliko. Naravno, neophodna je i dobra razdvojna moć spektrometra.

U tački A 1, središtu jednog od jezgara u repu oblaka, i u spektru HNC (1-0) i u spektru HN^{13}C (1-0) jasno razaznajemo komponente hiperfinih prelaza. Pri fitovanju gausijana širina linija za sve tri komponente je bila fiksirana na 0.37 km s^{-1} i na 0.27 km s^{-1} za HNC i HN^{13}C , respektivno. Vrednosti odnosa intenziteta linija hiperfinih prelaza za HNC iznose $R_{01} = 1.3$ i $R_{12} = 2.7$ (LTR vrednosti su, kao i ranije, jednake 0.2 i 0.6). Jasno je vidljiva izuzetno velika apsorpcija $F = 2 - 1$ linije. Ako je linija $F = 1 - 1$ optički debela, odn. $\tau \gg 1$, zračenje linije 2-1 će se apsorbovati znatno više od zračenja u liniji 1-1, i relativno u odnosu na ove dve komponente linija hiperfinog prelaza 0-1 će biti jako pojačana (Frerking et al. 1979). Za razliku od HNC, vrednosti odnosa intenziteta linija hiperfinih prelaza HN^{13}C imaju vrednosti približno jednake LTR veličinama: $R_{01} = 0.26$ i $R_{12} = 0.78$.

8.5 Monte Karlo modeliranje

Posmatrane vrednosti odnosa intenziteta linija hiperfinih prelaza cijanovodonika modelirane su 3D Monte Karlo simulacijama (Juvela 1997). Model je bio sferni oblak prečnika 0.5 pc smešten na udaljenosti od 300 pc. Oblak je generisan uz pomoć statistike strukturalnog drveta i faktor popunjenosti je iznosio 0.6. Sfera je bila podeljena na 10 koncentričnih ljuski sa različitim vrednostima gustine i temperature gasa i koncentracije HCN. Opseg unutar koga su ovi parametri menjani izveden je iz posmatranja: $n_{\text{H}_2} = 10^2 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$, $10 \leq T_{\text{kin}} \leq 30$ i $0.1 \leq X(\text{HCN})$. Oblak je bio izložen samo pozadinskom kosmičkom zračenju. Koeficijenti verovatnoće sudara su jednaki vrednostima za HCN-He sudare (Green & Thaddeus 1974). U račun su ušli svi energetski nivoi za čiju ekscitaciju je dovoljna temperatura od 100 K. Dve vrste turbulencija su uzete u razmatranje: mikroturbulencija koja je zapravo disperzija brzina unutar jedne ćelije i koja zajedno sa kinetičkom temperaturom gasa određuje veličinu sopstvene (polu)širine linije. Makroturbulencija je komponenta brzine koja se dodeljuje pojedinim ćelijama u skladu sa generisanim slučajnim brojevima. Gustina unutar modela je bila tako raspoređena da se u strukturi oblaka jasno razaznavalo gusto i toplo jezgro poluprečnika $0.2-0.5 R_0$ i omotač retkog gasa nižih temperatura. Profil izlazne linije dobijen je numeričkom integracijom intenziteta zračenja svih izlaznih zraka, imajući u vidu različite težine pojedinih pravaca. Razmatrali smo efekat prepokrivanja linija hiperfinih prelaza sa različitim energetskih nivoa.

Za jezgra E 2 i E 3 u glavi oblaka (slika 11) posmatrane vrednosti R_{02} i R_{12} se skoro u potpunosti objašnjavaju modelom oblaka koji ima strukturu jezgro+omotač. Implicitno, ovaj rezultat znači da se jezgro E 3 nalazi zapravo bliže nama odn. da sloj molekuskog gasa u ovom jezgru imitira omotač jezgra.



Slika 11. Odnos intenziteta hiperfinskih komponenata zračenja HCN(1-0). Jezgra su označena položajima maksimuma u gornjem levom uglu svakog grafika. LTR-kriva je označena punom linijom.

Zapazili smo da je struktura polja brzina unutar oblaka jedan od ključnih faktora koji utiče na veličinu hiperfinskih anomalija, posebno na odnos R_{02} . Istu pojavu registrovali su i u svojim modelima González-Alfonso & Cernicharo (1993). U našem modelu ovo polje brzina određeno je veličinom makroturbulentne brzine, koju smo varirali u opsegu $0.1\text{--}2.0\text{ km s}^{-1}$. Uočene anomalije u repu L 1251 mogu se objasniti zbirnim delovanjem dva faktora: struktuiranim jezgrom, sa tankim omotačem, i postojanjem gradijenta brzine. Uzrok gradijenta brzine može biti rasprostrti tok gasa iz severnog jezgra oblaka, ali i ‘prirodni’ gradijent brzina između susednih molekulskih oblaka - na istoj udaljenosti od 300 pc (Kun 1998) i na manje od 5 lučnih minuta zapadno od kraja repa L 1251 nalazi se tamni oblak L 1247 čija se radijalna brzina od radijalne brzine našeg oblaka razlikuje za samo 1.5 km s^{-1} (Tóth & Walmsley 1996).

8.6 Relativna zastupljenost jedinjenja

Ukupne linijske gustine duž puta za ređe izotopomere, H^{13}CN , HN^{13}C i H^{15}NC izračunate su u aproksimaciji postojanja lokalne termodinamičke ravnoteže, uz pretpostavku da su sve linije optički tanke. Kao “termometar” mi smo iskoristili zračenje metil-acetilina, CH_3CCH . Posmatranjem rotacionih prelaza sa $6_K - 5_K$ i $5_K - 4_K$ nivoa dobili smo različite vrednosti temperature u različitim tačkama oblaka (Nikolić et al. 2001, u pripremi, Rad III ove teze). Za LTE račun koristili smo sledeće vrednosti kinetičkih temperatura gasa: za glavu oblaka odn. tačke E 1, E 2 i E 3 $T_{kin} = 30\text{ K}$, u severnoj oblasti, odn. tački C 1 $T_{kin} = 20\text{ K}$, a za oblast repa uzeta je vrednost od $T_{kin} = 15\text{ K}$. Ukupna linijska gustina H_2 dobijena je iz ukupne linijske gustine ^{13}CO korišćenjem faktora konverzije $[\text{H}_2]/[^{13}\text{CO}] = 4.8 \times 10^5$ (Dickman & Clemens 1983). Relativnu zastupljenost HNC i HCN izveli smo iz linijskih gustina ređih izomera imajući na umu relativnu zastupljenost izotopa ugljenika i azota u Lokalnoj međuzvezdanoj materiji od $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 77 \pm 7$ i $^{14}\text{N}/^{15}\text{N} = 450 \pm 22$ (Wilson & Rood 1994). Vrednosti ukupnih linijskih gustina ređih izomera i iz njih izvedene relativne zastupljenosti cijanovodonika i izocijanovodonika date su u tabeli 7. Po Padoan et al. (2000) standardni LTE račun, sam po sebi, daje vrednosti ukupnih linijskih gustina za CO i CS koje su i do 7 puta manje od stvarnih. Predstoji nam rad na proverbi ovog tvrđenja za HCN.

Dobijeni opseg relativne zastupljenosti jedinjenja u odnosu na vodonik iznosi $X(\text{HNC}) = 0.7 - 2.7 \times 10^{-8}$ i $X(\text{HCN}) = 0.3 - 9.4 \times 10^{-8}$. Hirota et al. (1998) su iz svojih posmatranja dobili opseg vrednosti relativnih zastupljenosti cijanovodonika i izocijanovodonika od $X(\text{HCN}) = 1.4 - 24 \times 10^{-9}$ i $X(\text{HNC}) = 1.2 - 33 \times 10^{-9}$, respektivno. Ako se posmatra samo gornja granica raspona vrednosti evidentno je

Tabela 7. Ukupne linijske gustine izvedene u aproksimaciji LTR (kolone 3, 4 i 5) i relativne zastupljenosti cijanovodnika i izocijanovodonika u odnosu na H_2 (kolone 6, 7, i 8) u izabranim položajima. ¹⁾ IRAS 22376+7455; ²⁾ IRAS 22343+7501; ^{a)} 2σ detekcija; [†] izvedeno iz $H^{15}NC$; [‡] izvedeno iz $HN^{13}C$.

	v_{LSR} [km s ⁻¹]	$H^{13}CN$ $10^{12}[\text{cm}^{-2}]$	$H^{15}NC$ $10^{12}[\text{cm}^{-2}]$	$HN^{13}C$ $10^{12}[\text{cm}^{-2}]$	$X(\text{HCN})$ 10^{-8}	$X(\text{HNC})^\dagger$ 10^{-8}	$X(\text{HNC})^\ddagger$ 10^{-8}
E1 ¹⁾	-4.5	0.15	0.07	0.7	0.3	1.2	0.7
	-3.7	0.76	0.48	1.8	0.6	1.4	2.1
E2	-5.0	1.7	0.1	0.26	6.6	1.0	2.3
	-4.1	9.4	0.2	1.3	9.4	1.3	1.8
E3	-4.4	0.2	< 0.1	—	0.3		< 0.9
	-3.7	0.8	0.2	1.4	1.4	2.4	< 2.0
C1 ²⁾	-5.2	0.22	0.26	0.77	0.2	1.2	0.6
A1	-4.2	0.56	0.23	1.3	1.1	2.7	2.6

da je cijanovodonik nešto zastupljeniji u L1251. Međutim ove ekcesne vrednosti koncentracije HCN nalazimo samo unutar jednog (od pet posmatranih) jezgara oblaka. Vrednost odnosa relativnih zastupljenosti jedinjenja kreće se u području $0.2 \leq X(\text{HNC})/X(\text{HCN}) \leq 4.5$. Najniža vrednost odnosa zabeležena je u jezgri E2 pre svega zbog velike relativne zastupljenosti cijanovodonika.

U repu oblaka odnos relativne zastupljenosti izotopomera u odnosu na H_2 iznosi $[X(\text{HN}^{13}\text{C})]/[X(\text{H}^{15}\text{NC})]=5.6$, što je vrednost najpribližnija “kanonskoj” vrednosti za lokalnu ISM od 5.8 ± 0.3 . Vrednost ovog odnosa u oblaku kreće se od 2.6 (E2 jezgro I komponenta brzine, vidi tabelu 7) do 10 (odgovarajuća komponenta brzine za jezgro E1 koje sadrži protozvezdu). Manje vrednosti ovog odnosa u odnosu na “kanonsku vrednost” za lokalnu ISM imaju jezgro oko protozvezde IRAS 22343+7501 rasprostrtog izvorišta istoka gasa, jezgro E2 i tzv. zaklonjena komponenta brzine jezgra E1. U ovim tačkama je najverovatnije došlo do selektivne frakcionizacije izotopa azota.

Hemija jedinjenja. U razmatranju hemije cijanovodonika i izocijanovodonika u tamnim molekulskim oblacima ideja vodilja je posmatračka činjenica da su oba jedinjenja približno jednako zastupljena odn. $\text{HNC}/\text{HCN} \gtrsim 1$ (Irvine & Schloerb 1984, Churchwell et al. 1984, Harju 1989). U uslovima gustog molekuskog gasa niskih temperatura niz hemijskih reakcija bi kao krajnji rezultat trebalo da ima “višak” proizvedenog izocijanovodonika.

Glavni put stvaranja ovih jedinjenja u modelima čiste gasne faze je disocijativna rekombinacija jona i elektrona (npr. Hirota et al. 1998):



Nejad et al. (1990) i Herbst et al. (2000) su naveli kao alternativnu mogućnost reakcije između neutralnih atoma i molekula koje mogu proizvesti ili isključivo HNC

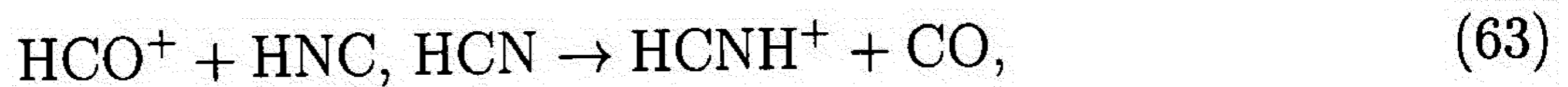


ili isključivo HCN

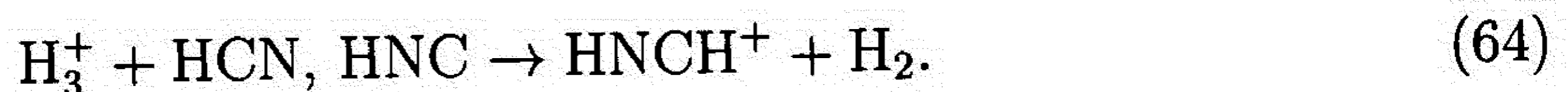


Na osnovu HN^{13}C i H^{13}CN posmatranja brojnih gustih jezgara u različitim fazama evolucije (pre početka procesa formiranja zvezda i jezgara u kojima je u toku proces obrazovanja novih mladih zvezda) verovatnoća račvanja u reakciji disocijativne rekombinacije HCNH^+ je procenjena na 0.6 prema 0.4 u prilog većoj verovatnoći stvaranja HNC (Hirota et al. 1998).

Oba molekula se razgrađuju u reakcijama sa jonima (npr. Hirota et al. 1998):



i



Isparavanje HNC i HCN sa površina čestica prašine u molekulskom oblaku se verovatno ne odvija na niskim temperaturama. Kritična kinetička temperatura gasa na kojoj počinje isparavanje procenjena je na oko 24 K (Hirota et al. 1998). Isparavanjem zamrznutih molekula, zbog postojanja više reakcija u kojima se HNC razgrađuje i koje su sa energetskog stanovišta povoljnije, odnos HNC/HCN brzo opada. Reakcija



ima prag procenjen na 190 K (Hirota et al. 1998), ali i na ~ 1700 K (Talbi et al. 1996). Ukoliko su tačni teorijski proračuni potonjih autora, te se izocijanovodonik ne može razgraditi u reakciji (65), postoji niz drugih mogućnosti npr. $\text{HNC} + \text{O} \rightarrow \text{HN} + \text{CO}$, $\text{HNC} + \text{OH} \rightarrow \text{NH}_2 + \text{CO}$ (Herbst et al. 2000).

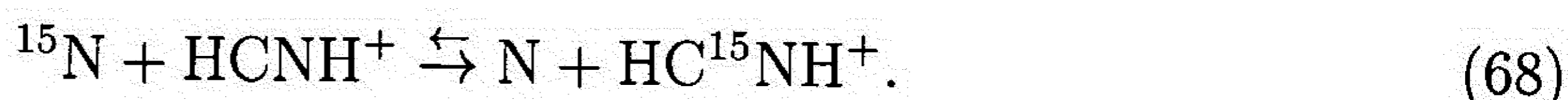
Poseban problem predstavljaju hemijske reakcije koje se mogu odvijati u kratkotrajnim i prostorno ograničenim bitno promenjenim fizičkim uslovima. U okolini tokova molekulskog gasa, neposredno iza fronta udarnog talasa, znatno se povećava koncentracija H^+ jona što može da podstakne reakcije izomerizacije



a povišena kinetička temperatura gasa otvara mogućnost za odvijanje reakcija sa velikom energetsom barijerom tj. pragom (Nejad et al. 1990)



Hemijskim reakcijama izazvana frakcionizacija izotopa u tamnim molekulskim oblacima je uglavnom moguća zbog postojanja dvosmernih reakcija izmene izotopa između molekula u kojima je jedan pravac nešto povoljniji sa energetskeg stanovišta (Terzieva & Herbst 2000). Analizom niza mogućih egzotermnih reakcija ovi autori su došli do zaključka da se najviše "viška" ^{15}N -izomera izocijanovodonika proizvede u reakciji:



U opsegu temperatura od 10–40 K iako veoma mala, N-izotop frakcionizacija je vidljivija na nižim temperaturama (Terzieva & Herbst 2000).

Na osnovu naših posmatranja i jednačina datih u Hirota et al. (1998) procenili smo verovatnoću stvaranja izocijanovodonika i cijanovodonika u reakciji (60) na 0.7 i 0.3 u korist formiranja HNC jedinjenja. Iz računa smo izostavili jezgro E 2 u kome smo detektovali znatno veće koncentracije HCN od ranije publikovanih. Kada temperatura prašine dostigne vrednosti do oko 25 K po teorijskim predviđanjima količina izocijanovodonika bi trebalo znatno da se smanji kao posledica efikasnijih jednačina razgrađivanja (videti gore). Sledi da bi onda i vrednosti HNC/HCN bile jako male, što mi nismo uočili u toplijim jezgrima L 1251. Kako je u jezgru koje sadrži IC izvor IRAS 22343+7501 HNC/HCN odnos najveći, po svemu sudeći istok molekulskog gasa je otvorio nove puteve u mreži hemijskih reakcija koji proizvode isključivo izocijanovodonik. Jedna od takvih mogućnosti je reakcija (Allen et al.)



Iz odnosa relativnih zastupljenosti izotopomera $[\text{HN}^{13}\text{C}]/[\text{H}^{15}\text{NC}]$ posmatranih u L 1251 nije jasno kako kinetička temperatura gasa utiče na frakcionizaciju izotopa azota. U tačkama odn. jezgrima u kojima ima indicija da je koncentracija H^{15}NC veća od kanonskih vrednosti izmerenih u okolnim molekulskim oblacima odgovornost snose tokovi molekulskog gasa sa protozvezde i fizički procesi koji prate tu pojavu i/ili zagrevanje gasa spolja, ili pojačanim kosmičkim zračenjem ili blizinom mladih T Tau zvezda.

9 Uticaj protozvezda na hemiju

Tokom nekoliko posmatračkih perioda u 1998, 1999 i 2000. godini mapirana je oblast gustih jezgara oblaka u linijama CS $2 \rightarrow 1$ (97.981 GHz) i HCO^+ $1 \rightarrow 0$ (89.188 GHz). U pravcu središta 5 jezgara dodatno smo posmatrali i nekoliko linija ređih izomera, C^{34}S $2 \rightarrow 1$ (96.412 GHz), H^{13}CO^+ $1 \rightarrow 0$ (86.754 GHz) i HC^{18}O^+ $1 \rightarrow 0$ (85.162 GHz). U istim tačkama smo posmatrali i CH_3CCH linije prelaza $5_K - 4_K$ (85.457 GHz za $5_0 - 4_0$ prelaz) i $6_K - 5_K$ (102.548 GHz za $6_0 - 5_0$ liniju), $K = 0, 1, 2, 3$, kao i liniju SO $3_2 - 2_1$ (99.299 GHz). Konfiguracija teleskopa kao i parametri sistema u toku posmatranja su isti kao i kod posmatranja opisanih u prethodnom poglavlju. Jedino se razlikuju vrednosti srednjeg šuma u mapama i za set podataka korišćen u ovom radu r.m.s. iznosi 0.6 K i 0.8 K za CS i HCO^+ mape, respektivno.

9.1 Problem određivanja kinetičke temperature gasa

Kinetička temperatura gasa, T_{kin} , je u načelu ključni podatak koji je neophodan da bi se fizički i hemijski procesi u molekularnim oblacima razumeli. Vrednost koju T_{kin} ima je rezultat postignute ravnoteže između procesa koji zagrevaju gas i procesa koji gas hlade. Sa svoje strane, procesi odgovorni za zagrevanje i hlađenje gasa zavise od mnogo parametara, koji, pri tome, u različitim oblastima u molekularnom oblaku imaju promenljive vrednosti. Na procese zagrevanja i hlađenja gasa utiču: gustina gasa, kinetička temperatura gasa, prozračnost prašine, svojstva površine čestica prašine, spektar i intenzitet polja zračenja, fluks kosmičkih zraka i zastupljenost pojedinih atoma i molekula, jona i neutrala.

U praksi, srednja vrednost kinetičke temperature gasa u oblaku određuje se iz temperature ekscitacije, T_{ex} , rotacionih prelaza molekula između energetske nivoa koji se nalaze u termodinamičkoj ravnoteži. T_{ex} se može odrediti iz intenziteta posmatrane linije ako je linija optički debela ili ukoliko se optička neprozračnost optički tanke linije može odrediti na neki način, npr. iz relativnog odnosa intenziteta hiperfinskih prelaza u liniji. Molekul koji se najčešće koristi u radio spektroskopiji u cilju određivanja temperature gasa je ugljen – monoksid, $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$. U većini slučajeva u međuzvezdanom molekularnom gasu linija najnižeg rotacionog prelaza CO je optički debela. U odnosu na srednje vrednosti verovatnoće sudara u uslovima koji vladaju u ISM, vreme poluživota radijativnih prelaza CO je dugo (~ 155 dana, Churchwell & Hollis 1983), te se smatra da je naseljenost energetske nivoa u termodina-

mičkoj ravnoteži. Sledi da je temperatura ekscitacije CO (1-0) prelaza jednaka kinetičkoj temperaturi molekuskog gasa. Drugi molekul izbora je obično amonijak. Rotaciona temperatura dva inverzna prelaza, $J, K = 2, 2$ i $1, 1$, T_{21} , se može izračunati iz relativnih intenziteta posmatranih linija. Uobičajena pretpostavka je da je $T_{21} = T_{kin}$.

Poređenje vrednosti temperature ekscitacije $J = 1 - 0$ prelaza CO i rotacione temperature inverznih prelaza NH_3 u uzorku molekulkih oblaka pokazalo je da je u tamnim oblacima čija je gustina $n \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ i temperatura $T_{kin} \leq 15 \text{ K}$, $T_{ex}(\text{CO}) \approx T_{21}(\text{NH}_3)$. U oblacima čija je temperatura gasa nešto viša važi da je $T_{ex}(\text{CO})$ sistematski veće od $T_{21}(\text{NH}_3)$ (Churchwell & Hollis 1983). Problem koji najčešće iskrsava kada se za određivanje kinetičke temperature koristi CO je sklonost linije $J = 1 - 0$ prelaza samoapsorpciji (do apsorpcije dolazi zbog hladnijeg gasa u spoljašnjim slojevima molekuskog oblaka), usled čega dobijene ekscitacione temperature mogu biti daleko manje od stvarne kinetičke temperature molekuskog gasa. Za određivanje temperature molekuskog gasa u oblacima, osim CO i NH_3 , korišćene su i linije metil-cijanida, CH_3CN , i metil-acetilina, $\text{CH}_3\text{CCH} / \text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ (Churchwell & Hollis 1983, Askne et al. 1984, Bergin et al. 1994, Anderson et al. 1999).

Rotacioni energetske nivoi simetričnih top-molekula (videti poglavlje 3.1.2) se opisuju sa dva kvantna broja: broj J daje vrednost ukupnog ugaonog momenta a kvantni broj K daje veličinu projekcije ukupnog ugaonog momenta duž osa simetrije. Energetske nivoi se grupišu u posebne "stepenice" na osnovu vrednosti K . Najniži nivo određene stepenice ima takvu energiju da važi $J = K$. U načelu simetrični top-molekuli mogu biti dobra proba kinetičke temperature gasa zato što svaka K komponenta datog J rotacionog prelaza ima različite ekscitacione energije. Budući da se svi prelazi određenog J nalaze relativno blisko u frekventnom dijapazonu, moguće je prelaze posmatrati simultano i na taj način izbeći probleme koje donosi loša kalibracija. CH_3CCH je simetrični top-prolat koji ima mali dipolni momenat orijentisan duž ose simetrije. Samim tim, radijacioni prelazi ne mogu promeniti vrednost ugaonog momenta duž ose simetrije. Iz ovoga sledi da su rotacioni prelazi između energetske nivoa $J \rightarrow J - 1$ različitih K isključivo posledica sudarnih procesa. Naseljenost K definisanih energetske stepenika odražava termalnu raspodelu na datoj kinetičkoj temperaturi. Za metil-acetilin je karakteristična činjenica da relativna orijentacija nuklearnog spina vodonikovih atoma određuje samu vrstu molekula prema tzv. vrednosti stanja torziona simetrije. Vrsta "A" ima samo prelaze za koje je $K = 3n$, a vrsta "E" prelaze sa $K = 3n + 1, 3n + 2$ za $n = 0, 1, 2, \dots$. Ove dve vrste istog molekula su međusobno nezavisne, i radijacioni i prelazi indukovani sudarnim procesima među vrstama su zabranjeni. Kako proces obrazovanja ovog jedinjenja najverovatnije ne može da odredi koja vrsta molekula će nastati,

običajena pretpostavka je da obe vrste imaju podjednaku zastupljenost u molekularnom međuzvezdanom gasu.

Skne et al. (1984) su pokazali da je CH_3CCH dobra proba kinetičke temperature gasa u molekularnim oblacima koji imaju gustinu i temperaturu $n(\text{H}_2) \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$ i $T_{kin} \geq 20 \text{ K}$. Kod tamnih i hladnih oblaka potrebno je, po pravilu, uraditi ili potpunu analizu uzimajući u obzir statističke težine svih energetskih nivoa ili posmatrati rotacione dijagrame posebno za A i posebno za E vrste molekula. Bergin et al. (1994) su dokazali da rotaciona temperatura metil-acetilina dobro meri kinetičku temperaturu gasa, nezavisno od gustine gasa, ukoliko je $T_{kin} < 50 \text{ K}$.

$\text{CH}_3\text{CCH } J = 5_K - 4_K$ i $J = 6_K - 5_K$ posmatranja. Slika 12 prikazuje dobijene $J = 5 - 4$ i $J = 6 - 5$, $K = 0, 1, 2, 3$ spektre u pravcu tri od posmatranih pet središta zvezgara. Rotacione temperature, T_{rot} , CH_3CCH smo izračunali iz kombinovanih $J = 5 - 4$ i $J = 6 - 5$ spektara u tačkama (ukoliko su oba posmatranja urađena) koristeći metod tzv. rotacionih dijagrama (npr. Anderson et al. 1999). Ukoliko je samo jedan prelaz posmatran, rotacione temperature su izvedene samo na osnovu posmatranog spektra.

Polazeći od pretpostavke da je linija optički tanka, ukupna temperatura po sjaju linije zavisi od linijske gustine duž puta molekula koji se nalaze u pobuđenom stanju, N_u :

$$\int T_B(\nu) d\nu = \frac{1}{\eta} \int T_A^*(\nu) d\nu = \frac{2\pi^2 \nu \mu^2}{3 k \epsilon_0} \frac{S_{J,K}}{2J+1} \left\{ 1 - \frac{F(T_{bg})}{F(T_{ex})} \right\} N_u, \quad (70)$$

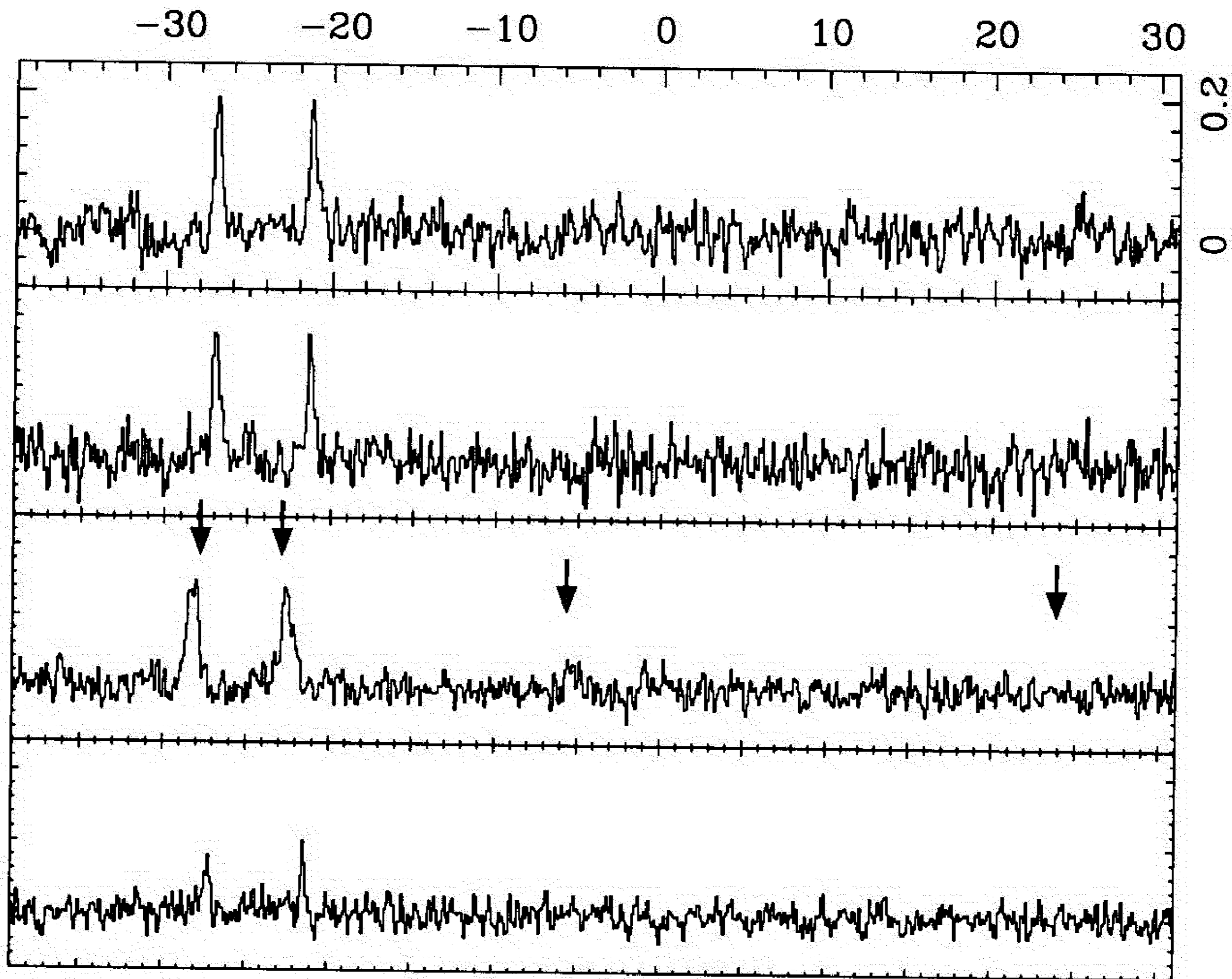
gde je η mera za popunjenost snopa teleskopa izvorom zračenja, ν je frekvencija prelaza, μ je stalni dipolni moment jedinjenja, k je Bolcmanova konstanta, ϵ_0 je propustljivost (permeabilnost) vakuuma, T_{bg} je temperatura pozadinskog kosmičkog zračenja i T_{ex} je temperatura ekscitacije rotacionog prelaza koji posmatramo. $S_{J,K}$ je jačina linije prelaza $(J, K) \rightarrow (J-1, K)$ (videti poglavlje 4.1) definisana kao:

$$S_{J,K} = \frac{J^2 - K^2}{J}. \quad (71)$$

Kao što je ranije dato, funkcija $F(T)$ je

$$F(T) = \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (72)$$

gde h označava Plankovu konstantu.



Slika 12. CH_3CCH spektri: prvi i drugi red daju spektre $6_K - 5_K$ i $5_K - 4_K$ prelaza u tački E 2, respektivno. U trećem redu je $5_K - 4_K$ spektar u tački C 1; sa leva na desno, redom, obeležene su linije prelaza $5_0 - 4_0$ (85.457 GHz), $5_1 - 4_1$ (85.455 GHz), $5_2 - 4_2$ (85.450 GHz) i $5_3 - 4_3$ (85.442 GHz). Četvrti red daje spektar $5_K - 4_K$ prelaza u tački A 1. Intenzitet linija je izražen u T_A u [K]. Na x osi su date v_{LSR} u $[\text{km s}^{-1}]$.

Ako je poznata rotaciona temperatura prelaza T_{rot} , linijsku gustinu duž puta N_u možemo dobiti iz ukupne linijske gustine molekula, N iz

$$N_u = g_J g_K g_I \frac{e^{-E_u / kT_{\text{rot}}}}{Q} N, \quad (73)$$

gde g_J i g_K označavaju statističke težine čije su vrednosti $g_J = 2J + 1$ i $g_K = 1$ kada je $K = 0$, a $g_K = 2$ kada je $K \neq 0$. Statistička težina g_I određena je spinom tri vodonikova atoma: svaki atom ima vrednost spina $I = \frac{1}{2}$, i $g_I = 4$ kada je $K = 0, 3, 6, \dots$, a $g_I = 2$ kada je $K = 1, 2, 3, 5, \dots$ (videti detaljnije u trećem poglavlju Townes & Schawlow 1975). Particiona funkcija, Q , je jednaka

$$Q = \sum_{J=0}^{\infty} \sum_{K=0}^J g_J g_K g_I e^{-E_{(J,K)} / kT_{\text{rot}}}. \quad (74)$$

Ukoliko važi da je $F(T_{\text{bg}}) \ll F(T_{\text{ex}})$, iz gornjih jednačina dolazimo do sledeće relacije:

$$\ln \left\{ \frac{\int T_A^* dv}{\eta \nu S_{J,K} g_I g_K} \right\} = \ln \left\{ \frac{2 \pi^2 \mu^2 N}{3k \epsilon_0 Q} \right\} - \frac{1}{T_{\text{rot}}} \frac{E_u}{k}, \quad (75)$$

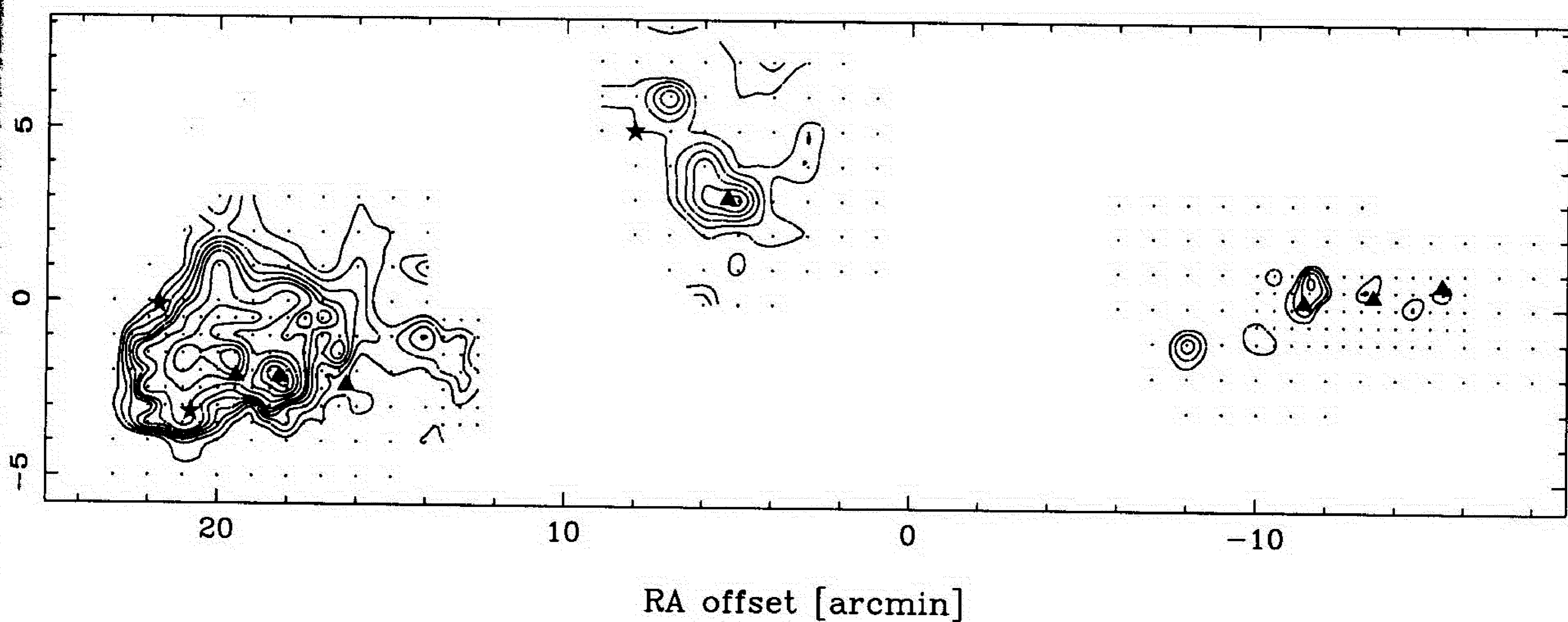
iz koje sledi da je za određivanje T_{rot} i N/Q potrebno posmatrati nekoliko rotacionih prelaza različitih K -vrednosti. Ukoliko je moguće posmatrati prelaze sa više energetskih nivoa, tj. sa više različitih J , dobijeni rezultati su pouzdaniji.

Iako dobijene kinetičke temperature imaju grešku od nekoliko stepeni, izvesno je da smo uočili razliku u temperaturama unutar molekuskog oblaka: najtoplija su jezgra u glavi oblaka gde gas ima u srednjem kinetičku temperaturu od $T_{kin} = 25 \pm 4$ K. Severno jezgro IC izvora IRAS 22343+7501 ima nešto nižu temperaturu od 20 ± 5 K. Gas u repu oblaka je najhladniji, ima gornju granicu kinetičke temperature od 15 ± 3 K. Poređenje temperatura tamnih oblaka dobijenih raznim termometrima uradili su Pratap et al. (1997) za oblak u Biku TMC-1. Duž tzv, grebena TMC-1 temperature dobijene iz CO, NH₃ i CH₃CCH slažu se u okviru greški posmatranja. Iako je moguće da su ili L 1251 ili greben TMC-a posebni slučajevi, najverovatnije je do nesaglasja izmerenih temperatura u slučaju L 1251 došlo zbog protozvezda i mladih zvezda u oblaku. Iako u TMC-1 oblaku postoji nekoliko protozvezda, tačke u kojima su merene temperature nalaze se daleko od njih. Poznato je da su i protozvezde Klase I i Klase II kao i mlade zvezde T Tau tipa izvori jakog X-zračenja kao i UV zračenja (npr. Casanova et al. 1995) te je zagrevanje okolnog cirkumstelarnog ili u slučaju mladih zvezda, obližnjeg gasa, neizbežno. Izgleda da je metil - acetilin dobar termometar za gas bliži centru jezgra i kako se i cijanovodonik i izocijanovodonik koncentrišu ka središtu jezgara (videti sliku 3 ove teze), kinetičke temperature dobijene iz linija CH₃CCH koristili smo u daljnjem LTE i MEP računu kao i u Monte Karlo simulacijama.

9.2 CS i HCO⁺

Za posmatranje gustih i hladnih jezgara molekuskih oblaka koja formiraju nove zvezde moguće je koristiti samo zračenje onih molekula koje se može pobuditi u gušćim sredinama. Najčešće se koriste amonijak čiji (1,1) inverzioni prelaz na 10 K ima kritičnu gustinu gasa od $\sim 2 \times 10^3$ cm⁻³ i CS čiji $J = 1 \rightarrow 0$ i $J = 2 \rightarrow 1$ rotacioni prelazi imaju kritične gustine od $\sim 5 \times 10^4$ cm⁻³ i 5×10^5 cm⁻³, respektivno (videti, npr. tabelu 2 ove teze, Evans 1999). Na osnovu kritičnih gustina molekuskog gasa potrebnih da dođe do ekscitacije NH₃ i CS sledi zaključak da će površina oblasti mapirane u ugljeniksulfidu uvek biti manja od površine oblasti vidljive u amonijaku. Nasuprot očekivanjima, detaljna proučavanja gustih jezgara malih masa u amonijaku (Benson & Myers 1983) i CS (2-1) i 3-2 prelazima (Zhou et al. 1989) ustanovila su da je oblast zračenja ugljeniksulfida u srednjem oko dva puta veća od oblasti u kojoj je detektovan NH₃ (Myers et al. 1991). Pastor et al. (1991) su posmatrali

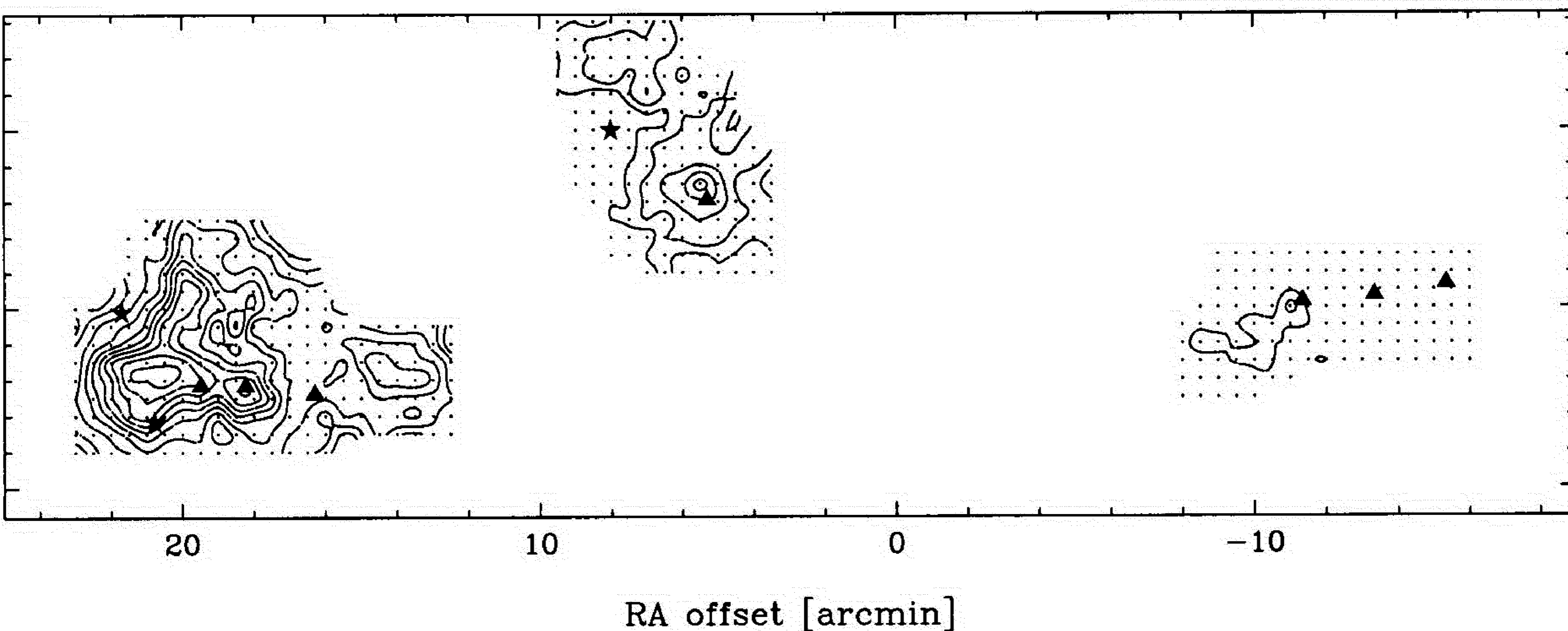
obližnje ($d \approx 150$ pc) oblake L 1524 i L 43 i otkrili da osim razlike u rasprostranjenosti zračenja postoji razlika u položajima maksimuma zračenja jezgara. Moguće je da do ustanovljenih razlika u zračenjima CS i NH_3 dolazi zbog nehomogene strukture molekulskih oblaka (mestimična zgrušnjanja) i zbog različite hemije dva jedinjenja (Taylor et al. 1996, 1998).



Slika 13. Ukupan intenzitet zračenja CS (2-1) L 1251 oblaka integrisan u opsegu brzina $(-2, -6.5) \text{ km s}^{-1}$. Centar mape je isti kao i kod HCN i HNC mapa, $\text{RA}(1950.0)=22^{\text{h}}33^{\text{m}}$ $\text{Dec}(1950.0)=74^{\circ}58'$. Ukupan intenzitet zračenja dat je u $T_A^* dv [\text{K km s}^{-1}]$, a izolacije počinju od 0.65 i uvećavaju se za 0.13 do 1.3 K km s^{-1} , a od 1.3 do 2.34 korak je 0.26 K km s^{-1} . Zvezde označavaju položaj zvezda T Tau tipa, a trouglovi obeležavaju ućaurene protozvezde (prema Kun & Prusti 1993).

Profili linija CS su predloženi kao pouzdani indikatori procesa kretanja gasa i prašine ka središtu jezgara odn. površinama protozvezda (eng. “infall”). Modeli pokazuju da će optički debele linije za jezgro u stanju gravitacionog kolapsa sa postojećim gradijentom temperature i gustine usmerenim ka centru jezgra, imati “M” profil, pri čemu će plavo pomeni maksimum linije biti intenzivniji od maksimuma pomenog ka crvenom delu spektra. U središtu linije biće uočljiva apsorpcija spoljašnjeg omotača jezgra na brzini koja odgovara brzini gasa u oblaku (npr., Leung & Brown 1977).

Mardones et al. (1997) su posmatrali optički debele linije CS $J=2-1$ i $\text{H}_2\text{CO } J=2_{12}-1_{11}$ i optički prozirne linije $\text{N}_2\text{H}^+ J F_1 F_2=101-012$ u pravcu ukupno 23 protozvezde Klase 0 (André et al. 1993) i 24 protozvezde Klase I. Ustanovili su da postoji drastična razlika između broja izvora kod kojih je primećen karakteristični profil linije. Protozvezde klasifikovane kao Klasa 0 YSO uglavnom uvek imaju CS profil koji naznačava proces upada materije ka centralnom objektu jezgra. Nasuprot



Slika 14. Mapa ukupnog intenziteta zračenja HCO^+ (1-0) u L 1251, integrisana u opsegu brzina $(-2, -8) \text{ km s}^{-1}$. Centar mape je u $\text{RA}(1950.0)=22^{\text{h}} 33^{\text{m}}$ $\text{Dec}(1950.0)=74^{\circ} 58'$. Ukupan intenzitet zračenja dat je u $T_{\text{A}}^* dv [\text{K km s}^{-1}]$, a izolacije počinju od 0.8 i uvećavaju se sa korakom 0.45 K km s^{-1} . Zvezde označavaju položaj zvezda T Tau tipa, a trouglovi obeležavaju ucaurene protozvezde (prema Kun & Prusti 1993).

radu Mardonesa, Gregersen et al. (1997, 2000) u svojim posmatranjima ukupno 54 protozvezde Klase 0 i Klase I u optički debeloj HCO^+ (3-2) i optički tankoj liniji H^{13}CO^+ (3-2) (kritička gustina gasa da bi se mogla uočiti linija prelaz 3-2 formil-katjona iznosi $\sim 4 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$, Evans 1999) nisu našli nikakvu razliku ni u broju izvora niti u veličini plavog ekscesa linija među posmatranim protozvezdama. Treba naglasiti da HCO^+ na nižim temperaturama ostaje u gasovitoj formi znatno duže od CS i H_2CO , jedinjenja koja se lako zamrzavaju na površinama čestica prašine (npr. Rawlings et al. 1992).

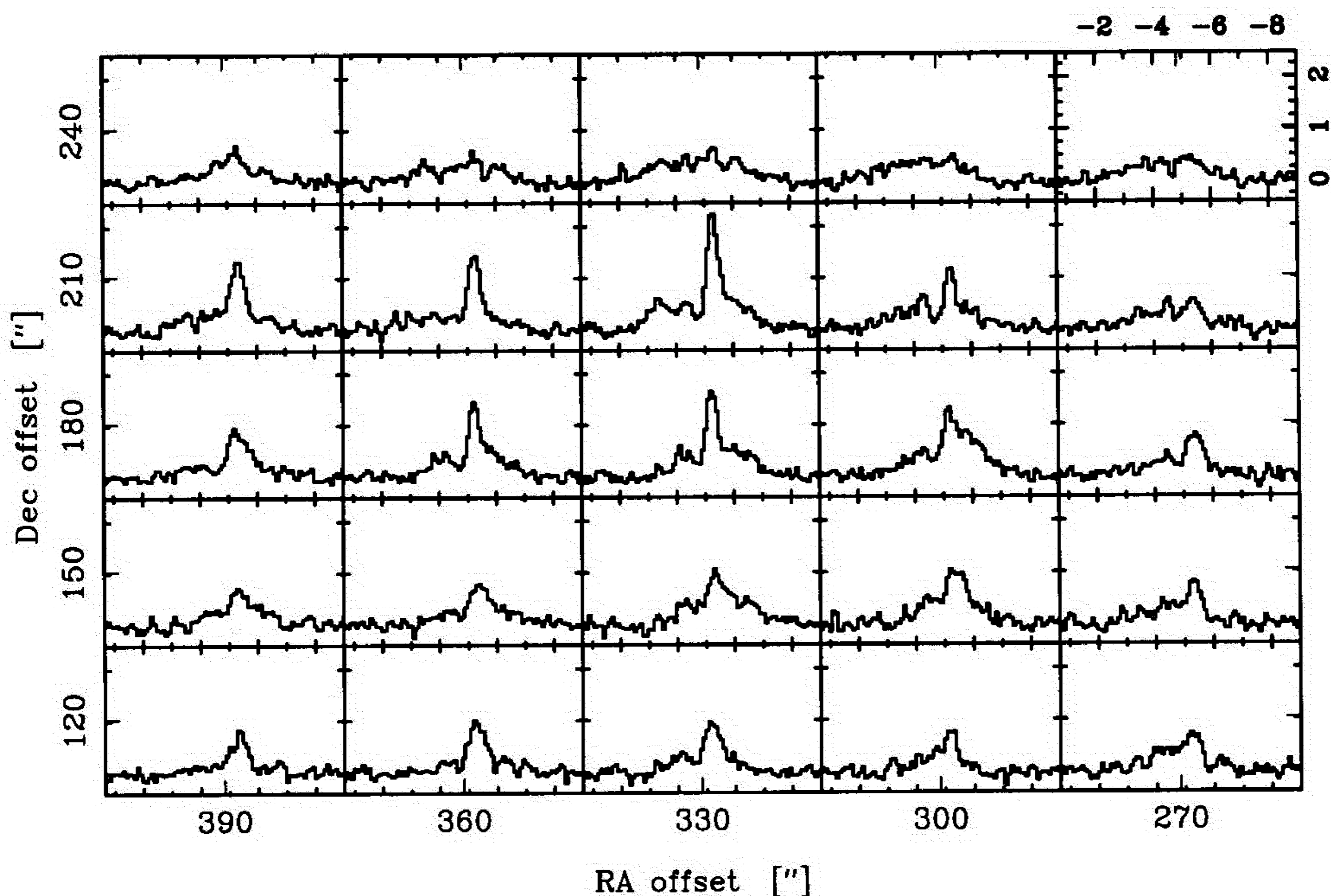
Mape. Na slikama 13 i 14 prikazane su mape dobijene posmatranjima. U poređenju sa mapama prikazanim u prethodnom poglavlju (Rad II) oblast pregleda je proširena u pravcu zapada u regionu glave oblaka. Prethodna namera je bila poređenje sa objavljenim mapama L 1251 u liniji amonijaka (Tóth & Walmsley 1996). Kao i u linijama cijanovodonika i izocijanovodonika zračenje glave oblaka je u odnosu na zračenje repa oko 4 puta (za HCO^+) odn. oko 3 puta (za CS) intenzivnije. U oblasti glave oblaka raspodela zračenja formil-katjona i ugljenik-monosulfida je istovetna. Detektovana su 4 gusta jezgra (alternativno 5, sa tim da je poslednje jezgro ekvivalentno jezgru broj 2 HCN-a, tabela 5), približno istih veličina. Prečnici jezgara se kreću od 0.18 pc do 0.6 pc. U severnoj oblasti molekuskog oblaka upadljivo je veoma rasprostrto zračenje HCO^+ relativno u odnosu na rasprostranjenost zračenja CS. HCO^+ jezgro u kome se nalazi izvor IRAS 22343+7501 je oko dva puta veće od

jezgra CS (veličina prečnika jezgra je određena konturom 50% intenziteta zračenja u liniji, korigovanom za efekat “razmazivanja” snopa teleskopa). Najviše razlike u rasprostranjenosti zračenja formil–katjona i ugljenik–monosulfida vidi se u repu oblaka. Posmatrano u CS vidimo brojna jezgra manjih dimenzija, ali HCO^+ zračenje otkriva prisustvo samo jednog jezgra.

Položaji 4 (HCO^+) odn. 6 (CS) protozvezda poklapaju se dobro sa oblastima gustih jezgara. Veličina samih jezgara oko protozvezda varira: ako oblast jezgra odredimo zračenjem formil–katjona najmanje je jezgro koje sadrži izvor IRAS 22376+7455 koje ima prečnik od 0.18 pc, a najveće je jezgro u repu oblaka koje obavića kandidata za protozvezdu br. 6 (Kun & Prusti 1993). Jezgra definisana zračenjem CS imaju prečnike od 0.16 pc koliki je prečnik jezgra u severnom delu oblaka oko protozvezde IRAS 22343+7501, do 0.4 pc što je prečnik jezgra u glavi oblaka E2. Poslednje pomenuto jezgro ne pokazuje nikakve znake tekućeg procesa formiranja mlade zvezde, ali moguće je da je u prošlosti već obrazovalo najmanje jednu novu zvezdu. Na mapama oblaka se jasno vidi da 2 mlade zvezde T Tau tipa imaju projektovani položaj unutar kontura ovog jezgra.

9.3 Cirkumstelarni diskovi oko protozvezda

Proučavajući profile linija uočili smo da je uticaj istoka molekuskog gasa sa protozvezde najviše vidljiv u liniji HCO^+ u kojoj možemo da vidimo izrazitu samoapsorpciju u liniji i jasno izražena krila linije. Slika 15 daje spektre u okolini izvora IRAS 22343+7501, protozvezde za koju se sumnja da je izvoriste molekuskog toka uočenog u CO (Sato & Fukui 1989). Uočljivo je da molekulski tok utiče na gas i uslove prenosa zračenja čak i na udaljenosti od 33000 AU (oko 110") od protozvezde. Mapa ovog HCO^+ jezgra razložena po kanalima spektrometra u oblasti krila linije data je na slici 16. Detektovali smo (proto)cirkumstelarni disk unutrašnjeg poluprečnika od oko 8500 AU. Spoljašnji poluprečnik diska je teže odrediti. Ako oblast rasprostranjenosti definišemo kao oblast unutar konture 20% intenziteta zračenja u plavom i crvenom delu linije, poluprečnik spoljašnjeg oboda diska iznosi oko 15000 AU. Rosvick & Davidge (1995) su IC izvor IRAS 22343+7501 razlučili kao nekoliko protozvezdanih objekata razvejanih unutar magličaste oblasti ukupnog prečnika oko 9300 AU. Sa obzirom na dimenzije našeg cirkumstelarnog diska ne možemo potpuno isključiti mogućnost da zapravo vidimo dva superponirana istoka molekuskog gasa, poreklom sa dve različite protozvezde, koji međusobno zaklapaju (projektovani) ugao od oko 60°.

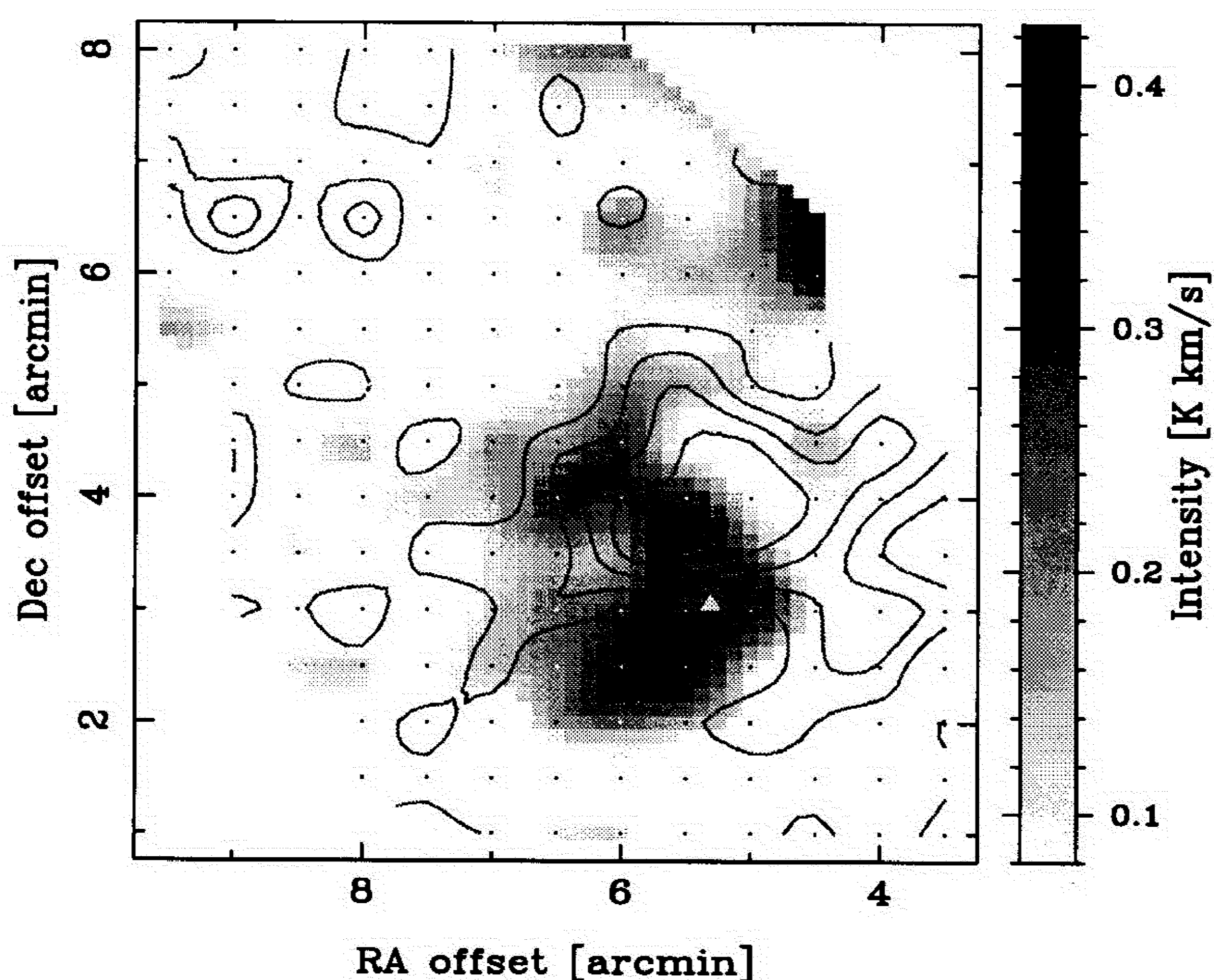


Slika 15. HCO^+ spektri u severnom jezgru L1251 izgladeni na 0.1 km s^{-1} spektralnu rezoluciju. Spektar u pravcu IRAS 22343+7501 se nalazi u središtu mape.

Rastavljanjem na komponente brzine ukupnog zračenja HCO^+ u oblasti jezgra E1 uočili smo sličnu strukturu, nalik disku, oko protozvezde IRAS 22376+7455. U ovom slučaju unutrašnji poluprečnik diska procenili smo na oko 1900 AU. Poluprečnik spoljašnjeg oboda iznosi oko 13000 AU. Grissom Meehan et al. (1998) su posmatrali vodene masere i procenili da se maseri javljaju na udaljenosti od 225 AU od protozvezde. Teorija tvrdi da se uslovi neophodni za pobuđenje H_2O masera javljaju samo duž fronta udarnog talasa molekulskih tokova, tj. duž ivica konusa (npr. Slysh et al. 1999). Ako pretpostavimo da detektovani vodeni maseri potiču iz neposredne okoline površine protozvezde, onda činjenica da je unutrašnji prečnik HCO^+ (proto)cirkumstelarnog diska reda nekoliko hiljada astronomskih jedinica navodi na zaključak da postoji oblast "praznog" prostora između površine protozvezde i diska reda oko 10^2 – 10^3 AU.

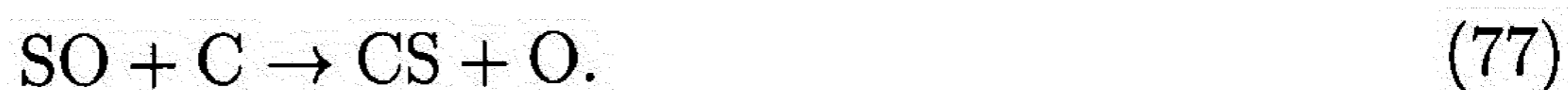
9.4 Hemija azota i sumpora u oblaku

U poglavlju o astrohemiji smo već rekli da različita jedinjenja imaju različitu zastupljenost u raznim vremenima. Količina nekog jedinjenja koja u određenom trenutku postoji u oblaku umnogome zavisi od povezanosti hemijske mreže reakcija u kojima



Slika 16. Zračenje severnog jezgra L1251 u krilima linije HCO⁺(1-0). Siva podloga je deo zračenja linije u opsegu $(-6.5, -8) \text{ km s}^{-1}$ (plavi deo linije), a konture označavaju deo zračenja u liniji u opsegu brzina $(-2, -3.5) \text{ km s}^{-1}$ (crveni deo linije). Centar mape je isti kao i ranije. Intenzitet zračenja dat je u $T_A^* dv$ [K km s^{-1}], a izolije počinju od 0.08 i uvećavaju se sa korakom 0.08 K km s^{-1} . Zvezda označava položaj mlade zvezde T Tau tipa, a trougao obeležava učaurenu protozvezdu IRAS 22343+7501 (prema Kun & Prusti 1993).

je dato jedinjenje stvara i razgrađuje sa dostupnom količinom slobodnih atoma ugljenika (npr. Van Dishoeck 1999). U traganju za pogodnim parametrom koji bi nam pomogao da odredimo evolucionu status molekuskog oblaka jedna od najčešćih veličina čija je pogodnost razmatrana je odnos SO/CS (npr. Nilsson et al. 2000a). U mreži hemijskih reakcija čiste gasne faze glavni put uništenja sumpor – monoksida ide kroz reakcije između neutralnih molekula i atoma (npr. Nilsson et al. 2000b):

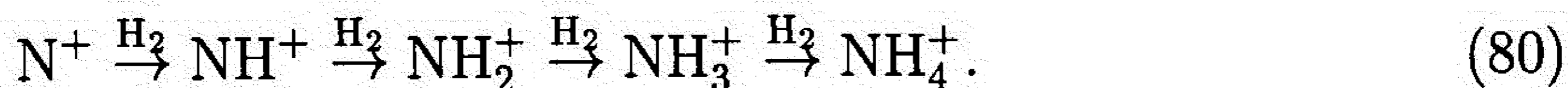


Dakle, dokle god ima dovoljno raspoloživog slobodnog ugljenika reakcije razgrađivanja održavaju nisku relativnu zastupljenost SO. Sa druge strane ugljenik – monosulfid nastaje u reakcijama jona i molekula (npr. Taylor et al. 1996)



se razgrađuje se ili u reakcijama disocijativne razmene naelektrisanja ili molekularnim neutral – neutral reakcijama, od kojih nijedna ne uključuje atomski ugljenik. Stoga CS dostiže maksimalne koncentracije još u ranim vremenima evolucije oblaka. Relativna zastupljenost SO će porasti tek kada sav slobodan ugljenik bude ugrađen u CO, odn. u kasnijim vremenima.

Amonijak se formira u nizu reakcija u kojima se vezuje atom vodonika, (npr. Taylor et al. 1998):



Nakon ovog niza sledi reakcija rekombinacije



Prva reakcija u nizu (80) je endotermička, a poslednja reakcija ima veliku energetska barijeru te je obrazovanje amonijaka otežano. Značajne koncentracije NH₃ bi trebalo da dostigne tek u kasnijim fazama evolucije molekuskog oblaka.

Taylor et al. (1998) su predložili razdvajanje jedinjenja u ISM na dve “porodice”: CS i HCN su klasifikovani kao molekuli rane faze, a HCO⁺, NH₃, OH i SO kao molekuli kasne faze evolucije. Formil – katjon HCO⁺ pripada porodici jedinjenja čija koncentracija dostiže maksimalne vrednosti kasnije zbog toga što za formiranje zahteva značajne količine ugljen – monoksida:



Bergin & Langer (1997) su u svojim dinamičkim i hemijskim modelima tamnih molekularnih oblaka osim mreže reakcija gasne faze uključili i proces vezivanja pojedinih jedinjenja za omotače čestica prašine obrazovane od zaleđene vode ili ugljen – monoksida. Pokazali su da se jedinjenja selektivno zamrzavaju, da se npr. CS i SO vezuju za prašinu nezavisno od vrste omotača čestice jako rano; CO i HCO⁺ se mogu vezati samo za čestice prašine čiji je omotač sastavljen od zamrznute H₂O. Najzad, u modelu postoje i jedinjenja poput NH₃ i N₂H⁺ koja se slabo ili nikako ne vezuju za čestice prašine. Kada gustine dostignu vrednosti $n_{\text{H}_2} > 10^6 \text{ cm}^{-3}$ sva postojeća jedinjenja teže zamrzavanju na česticama prašine. Nažalost, model prati evoluciju molekularnog oblaka samo do trenutka formiranja protozvezde u središtu. Većina modela koja proučava isparavanje zamrznutih molekula sa ponovno zagrejane prašine (i gasa) odnosi se na oblasti u kojima nastaju masivne zvezde te zaključci nisu sasvim primenljivi na slučaj tamnih molekularnih oblaka i jezgara koja u sebi imaju protozvezde malih masa. Alternativno, dosta su dobro razvijeni modeli isparavanja zamrznutih jedinjenja u kometama.

Relativne zastupljenosti jedinjenja. Ukupne linijske gustine duž puta zračenja ređih izotopomera izračunate u aproksimaciji LTR date su u tabeli 8. U računu smo koristili kinetičke temperature dobijene iz posmatranja linije metil – acetilina. Relativna zastupljenost jedinjenja izražena je u odnosu na H₂. Ukupnu linijsku gustinu molekularnog vodonika duž vizure izračunali smo iz ukupne linijske gustine ¹³CO koristeći vezu $[\text{H}_2]/[^{13}\text{CO}] = 4.8 \times 10^5$ (Dickman & Clemens 1983). Iz ukupnih linijskih gustina ređih izotopomera skaliranjem smo izračunali ukupne linijske gustine jedinjenja imajući u vidu relativne zastupljenosti pojedinih izotopa u lokalnoj međuzvezdanoj sredini od $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 77 \pm 7$, $^{32}\text{S}/^{34}\text{S} = 22$, $^{16}\text{O}/^{18}\text{O} = 560 \pm 25$ i $^{14}\text{N}/^{15}\text{N} = 450 \pm 22$ (Wilson & Rood 1994). Izračunate relativne zastupljenosti date su u tabeli 9. Za izocijanovodonik su navedene obe procene, vrednosti dobijene i iz ¹³C–izotopomera i iz ¹⁵N–izotopomera.

Provera da li su naseljenosti energetskih nivoa u skladu sa uslovima LTR urađena je MEP metodom (npr. Jansen et al. 1994) i jednodimenzionim Monte Karlo simulacijama (npr. Juvela 1997). U modelima koje smo razmatrali uzeto je u obzir samo pozadinsko kosmičko zračenje. Relativne zastupljenosti pojedinih jedinjenja, gustina i kinetička temperatura gasa varirane su u granicama čiji su grubi okvir posmatrane LTR vrednosti. Kinetičku temperaturu gasa smo menjali sa korakom od 1 K u opsegu $\pm 10 \text{ K}$ od vrednosti dobijene za određeno jezgro. Rezultati nisu mnogo osetljivi na promenu temperature od $\pm 5 \text{ K}$. Gustina gasa je varirana u opsegu $n(\text{H}_2) = 10^3 - 10^8 \text{ cm}^{-3}$ sa korakom koji se smanjivao progresivno nakon prvih grubih rezultata. U slučaju Monte Karlo simulacija koristili smo kod u kome je moguće

Tabela 8. Ukupne linijske gustine duž puta zračenja izvedene u LTR aproksimaciji.

Molekul		E2 [cm ⁻²]	E3 [cm ⁻²]	E1 ¹ [cm ⁻²]	C1 ² [cm ⁻²]	A1 [cm ⁻²]
¹³ CO	I	0.41 × 10 ¹⁶	10.4 × 10 ¹⁵	0.92 × 10 ¹⁶	2.0 × 10 ¹⁶	8.1 × 10 ¹⁵
	II	1.6 × 10 ¹⁶	9.5 × 10 ¹⁵	2.1 × 10 ¹⁶		
C ¹⁸ O	I	1.6 × 10 ¹⁵	2.4 × 10 ¹⁵	2.1 × 10 ¹⁵	3.8 × 10 ¹⁵	1.1 × 10 ¹⁵
	II	3.4 × 10 ¹⁵	3.3 × 10 ¹⁵	4.6 × 10 ¹⁵		
C ³⁴ S	I	1.7 × 10 ¹²	0.7 × 10 ¹²	1.6 × 10 ¹²	1.4 × 10 ¹²	0.67 × 10 ¹²
	II	8.2 × 10 ¹²	1.1 × 10 ¹²	2.6 × 10 ¹²		
H ¹³ CO ⁺	I	0.36 × 10 ¹²	0.1 × 10 ¹²	0.66 × 10 ¹²	1.3 × 10 ¹²	0.40 × 10 ¹²
	II	1.4 × 10 ¹²	1.1 × 10 ¹²	1.1 × 10 ¹²		
HC ¹⁸ O ⁺	I	—	—	0.6 × 10 ¹¹	—	—
	II			1.5 × 10 ¹¹		
SO	I	1.8 × 10 ¹³	2.1 × 10 ¹³	1.2 × 10 ¹³	0.79 × 10 ¹³	0.68 × 10 ¹³
	II	2.0 × 10 ¹³	0.8 × 10 ¹³	0.85 × 10 ¹³		
H ¹³ CN ^{a,F}	I	1.7 × 10 ¹²	0.2 × 10 ¹²	1.5 × 10 ¹¹	0.22 × 10 ¹²	0.56 × 10 ¹²
	II	9.4 × 10 ¹²	0.8 × 10 ¹²	7.6 × 10 ¹¹		
HN ¹³ C ^{a,NF}	I	0.26 × 10 ¹²		0.7 × 10 ¹²	0.77 × 10 ¹²	1.3 × 10 ¹²
	II	1.3 × 10 ¹²	1.4 × 10 ¹²	1.8 × 10 ¹²		
H ¹⁵ NC ^a	I	0.1 × 10 ¹²	< 0.1 × 10 ¹²	0.7 × 10 ¹¹	0.26 × 10 ¹²	0.23 × 10 ¹²
	II	0.2 × 10 ¹²	< 0.2 × 10 ¹²	4.8 × 10 ¹¹		
CH ₃ CCH		2.8 × 10 ¹⁴	2.3 × 10 ¹⁴	2.2 × 10 ¹⁴	1.6 × 10 ¹⁴	1.1 × 10 ¹⁴
NH ₃ ^b		17.8 × 10 ¹⁴	—	9.9 × 10 ¹⁴	8.1 × 10 ¹⁴	22.2 × 10 ¹⁴

¹ Jezgro visokousmerenog toka molekuskog gasa (IRAS 22376+7455). ² Jezgro rasprostrtog istoka gasa (IRAS 22343+7501).

^I i ^{II} komponente brzina za jezgra u glavi oblaka, fiksnih vrednosti pri fitovanju linija: -5.0 i -4.1 km s⁻¹; -4.4 i -3.7 km s⁻¹; -4.5 i -3.7 km s⁻¹ za E 2, E 3 i E 1, respektivno.

^a Iz Nikolić et al. (2001b), ^F označava brzinu hf komponente $F = 2 - 1$, pri računanju ukupnog intenziteta zračenja u liniji uključene su hf komponente. ^{NF} nije bilo moguće razlučiti hf komponente zračenja u liniji. ^b Iz Tóth & Walmsley (1996).

Tabela 9. Relativna zastupljenost (broj molekula po jednom molekulu vodonika) svih posmatranih jedinjenja u jezgrima L 1251.

Molekul		E2	E3	E1 ¹	C1 ²	
CS	I	1.9×10^{-8}	3.1×10^{-9}	0.8×10^{-8}	3.2×10^{-9}	3.9×10^{-9}
	II	9.2×10^{-8}	5.3×10^{-9}	0.6×10^{-8}		
HCO ⁺	I	1.4×10^{-8}	1.5×10^{-9}	$1.1/0.8 \times 10^{-8}$	1.0×10^{-8}	7.9×10^{-9}
	II	1.4×10^{-8}	1.8×10^{-8}	$0.8/0.8 \times 10^{-8}$		
SO	I	9.1×10^{-9}	4.2×10^{-8}	2.7×10^{-9}	8.2×10^{-10}	1.7×10^{-9}
	II	2.6×10^{-9}	1.8×10^{-8}	0.8×10^{-9}		
HCN ^a	I	6.6×10^{-8}	3.1×10^{-9}	2.6×10^{-9}	0.2×10^{-8}	1.1×10^{-8}
	II	9.4×10^{-8}	1.4×10^{-8}	5.8×10^{-9}		
HNC ^a	I	$1.0/2.3 \times 10^{-8}$	$- / < 0.9 \times 10^{-8}$	$1.2/0.7 \times 10^{-8}$	$0.6/1.2 \times 10^{-8}$	2.6×10^{-8}
	II	$1.3/1.8 \times 10^{-8}$	$2.4 / < 2.0 \times 10^{-8}$	$1.4/2.1 \times 10^{-8}$		
CH ₃ CCH		2.6×10^{-8}	2.4×10^{-8}	1.5×10^{-8}	2.8×10^{-8}	2.8×10^{-8}
NH ₃ ^b		1.2×10^{-7}	–	6.8×10^{-8}	8.4×10^{-8}	5.7×10^{-8}

¹ i ² kao u tabeli 8. ^I i ^{II} takođe.

^a Iz Nikolić et al. (2001b). ^b Zbirno, nemoguće razdvajanje po komponentama brzine. Zasnovano na ukupnim linijskim gustinama objavljenim u Tóth & Walmsley (1996)

menjati parametre u skladu sa određenom relacijom (Juvela 1997). Model oblaka je 1 D “sfera” podeljena u 15 koncentričnih “ljuski” jednakih zapremina. Gustina gasa, relativna zastupljenost jedinjenja i kinetička temperatura su menjane proporcionalno r^{-2} . Prečnik oblaka u modelu je iznosio 0.5 pc i nalazio se na udaljenosti od 300 pc. Uzimali smo u obzir sve energetske nivoe ispod 100 K. Koeficijenti sudara sa najčešćim partnerima u sudaru su za pojedina jedinjenja uzeti iz literature: za SO–H₂ sudare iz Green (1994), za sudare CS–H₂ iz Green & Chapman (1978), za sudare HNC i HCN–He iz Green & Thaddeus (1974), za HCO⁺–He sudare iz Green (1975) i za sudare CH₃CCH–H₂ iz Green (1986). Pokazalo se da su za model oblaka koji smo razmatrali linije SO i CH₃CCH optički tanke. Posmatranje samo ovih linija i izračunavanje relativne zastupljenosti samo na osnovu glavnih izotopomera je ovim opravdano. Za posmatrane vrednosti ukupnih linijskih gustina HCN, HNC i HCO⁺ linije su optički debele.

Analizom tabele 9 uočavamo nekoliko zanimljivosti. Relativna zastupljenost formil–katjona je približno ista u svim jezgrima $\sim 1 - 2 \times 10^{-8}$. Amonijak ima najveće koncentracije u jezgru A 1 koje ima učeurenu protozvezdu koja je najverovatnije u veoma ranoj fazi evolucije. Veće koncentracije NH₃ ima i u jezgru E 2, jedinom jezgru koje ne pokazuje nikakve znake tekućeg procesa obrazovanja nove/ih zvezda. U odnosu na ova dva jezgra relativna zastupljenost amonijaka u jezgrima koja sadrže

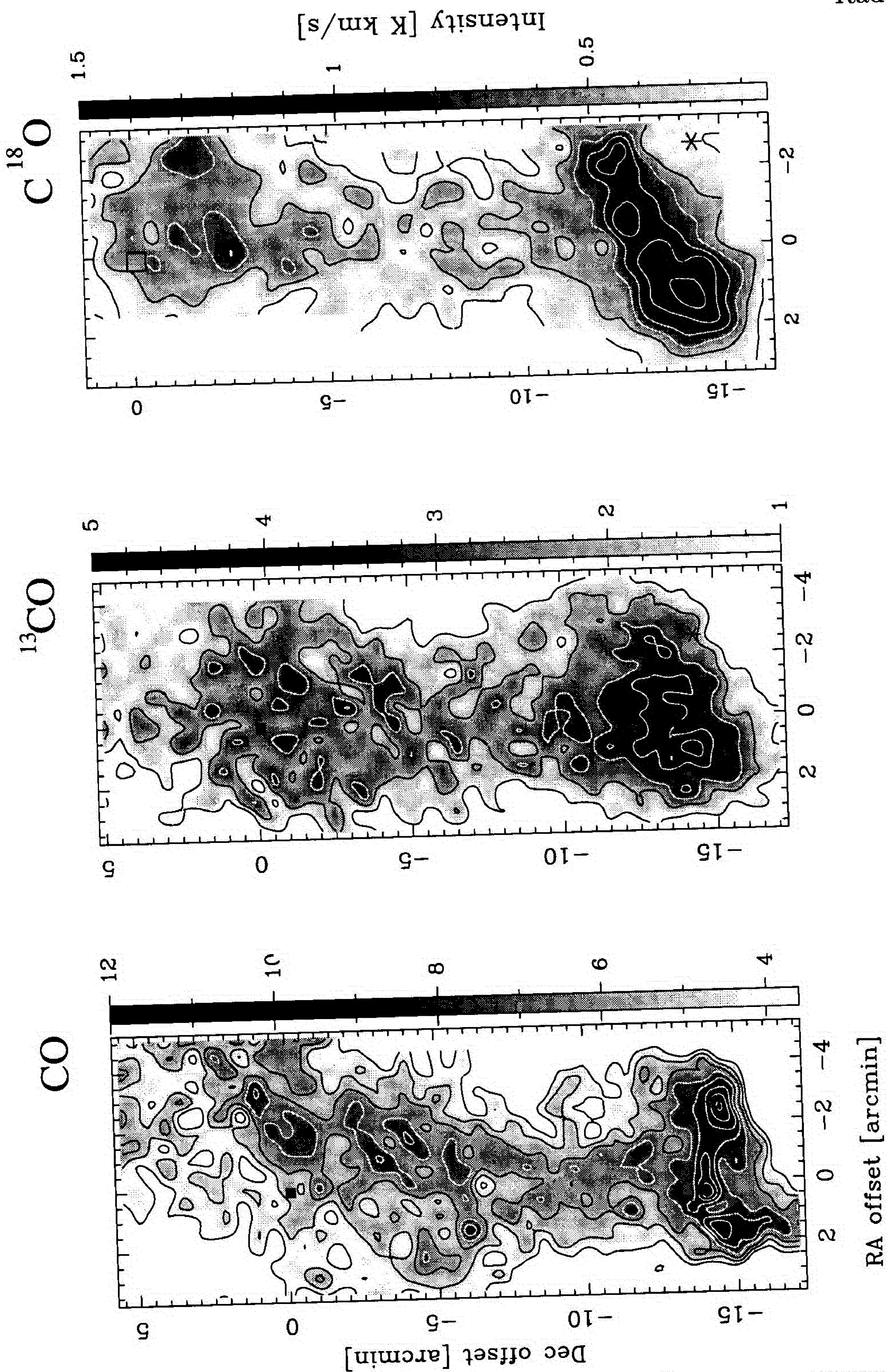
10 L 1217/ L 1219 I. CO mape i H_α zvezde

Molekulski oblaci u oblasti Cefeja, između $100^\circ \leq \ell \leq 120^\circ$, i $b \geq 10^\circ$, imaju veliki opseg radijalnih brzina, $-15 \leq v_{LSR} \leq 20 \text{ km s}^{-1}$ (videti npr. Lebrun 1986, Yonekura et al. 1997). Skorašnja istraživanja su pokazala da većina oblaka u ovom regionu pripada jednom od tri sloja brzina koji su verovatno jasno razdvojeni i u prostoru. Naime, ispitivani molekulski oblaci se nalaze na udaljenostima od 200, 300 ili 450 pc od Sunca, i približno istoj visini iznad Galaktičke ravni od ≈ 90 pc (Kun 1998). Proučavanje raspodele mladih zvezda spektralnog tipa A pokazalo je da ove zvezde imaju veoma sličnu prostornu raspodelu kao i molekulski oblaci (Kun et al. 2000).

L 1217/L 1219 leži na nama najbližoj strani trećeg sloja, na udaljenosti od 400 pc (Kun 1998). Dvostruko ime za ovaj molekulski oblak rezultat je određivanja granica oblaka u katalogu (Lynds 1962). L 1217 je oznaka za relativno prozračan oblak veće rasprostranjenosti, čije gusto jezgro veće neprozračnosti je dobilo odrednicu L 1219. Ovaj oblak leži na južnom kraju kompleksa molekulskih oblaka u Cefeju. U neposrednoj okolini oblaka nalazi se veliki broj zvezda sa viškom zračenja u IR delu spektra, mladih zvezda koje su još okružene obiljem (relativnim) prašine (Kun et al. 2000). Ima dosta zvezda tzv. Herbig Ae/Be vrste, zvezda sa jakim emisionim linijama, kao što su npr. BO Cep, BH Cep, SAO 19953, ali i zvezda nepoznatog tipa. Veliki broj mladih zvezda je znak da se u celoj oblasti u bliskoj prošlosti odigralo masovno rođenje novih zvezda. U infracrvenom području, na talasnoj dužini od $100 \mu\text{m}$, L 1217 ima oblik komete, sa izrazitom "glavom" i razvijenim "repom". Slika "optičke" dubine $100 \mu\text{m}$ zračenja odaje dva zgrušnjavanja/jezgra oko dva hladna tačkasta infracrvena izvora: IRAS 22129+6959 i IRAS 22127+7014. Najsajjnija struktura u dalekoj infracrvenoj oblasti spektra zračenja je refleksiona maglina VDB 152 koja se nalazi na zapadnoj ivici glave oblaka. Maglinu osvetljava mlada zvezda spektralne klase B 9, BD+69°1231.

10.1 CO posmatranja

Posmatranja $J = 1 - 0$ prelaza linija ^{12}CO , ^{13}CO i C^{18}O izvedena su na 20-m teleskopu OSO. Slika 17 prikazuje tri potpune mape oblaka. Kao i u IC području, molekulski oblak ima i u CO oblik komete. Zračenje ^{12}CO i ^{13}CO je rasprostranjenije, naznačavajući time da ovi molekuli dobro opisuju spoljašnji omotač molekul-



Slika 17. Mape ukupnog intenziteta zračenja ^{12}CO , ^{13}CO i $C^{18}O$, $\int T_A^* dv$ L 1217/L 1219. Centar mapa je $22^h 12^m 45^s$, $70^\circ 14' 30''$ (1950.0) i otkloni su dati u lučnim minutima. Raspon brzina unutar kojih je izračunato ukupno zračenje i konture mapa su: $[-3, -7.5] km s^{-1}$, $3.6(1.2)12.0 K km s^{-1}$; $[-4, -6.5] km s^{-1}$, $1.0(1.0)5.0 K km s^{-1}$ i $[-4, -5.5] km s^{-1}$, $0.3(0.3)1.5 K km s^{-1}$ za ^{12}CO , ^{13}CO i $C^{18}O$, respektivno. Kvadratići označavaju položaj tačkasih IC izvora, a zvezda refleksionu maglinu VDB152/Ced201.

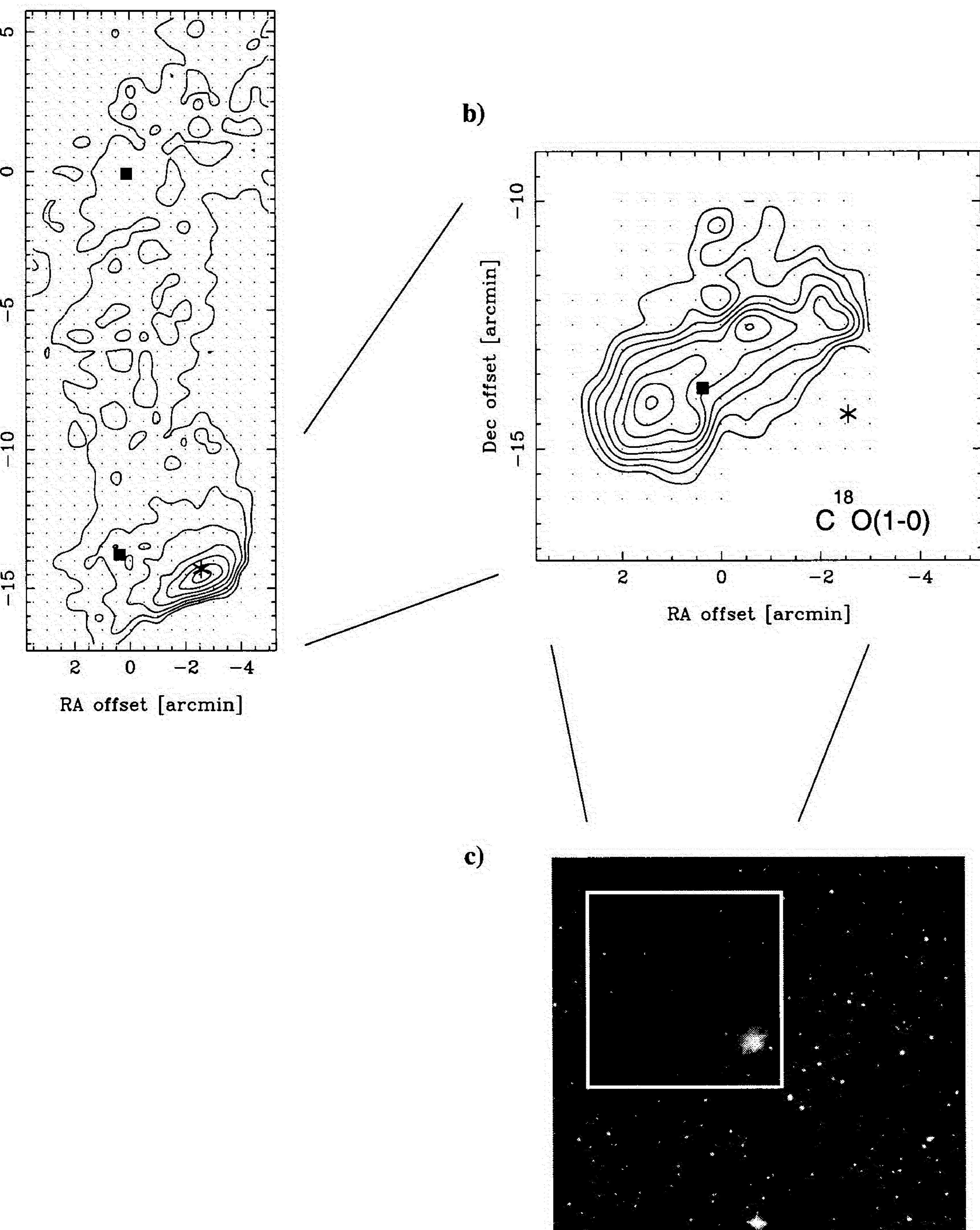
skog oblaka koji se sastoji od nešto ređeg gasa. Na $C^{18}O$ mapi se vidi da oblak poseduje samo jedno gusto jezgro.

Ako uporedimo raspodelu zračenja na $100\ \mu\text{m}$, ^{12}CO i $C^{18}O$, videćemo razlike. Slika koju daje ^{12}CO pokazuje molekulski oblak relativno glatke strukture. IR zračenje pokazuje postojanje dva hladna/gusta jezgra, dok $C^{18}O(1-0)$ linija odaje jedno dobro obrazovano gusto jezgro u okolini jednog od hladnih tačkastih IC izvora, 22129+6959. Odsustva iole gušćeg gasa u okolini drugog IC izvora, 22127+7014, može se smatrati neočekivanim rezultatom. Jedno od mogućih objašnjenja je da je ova protozvezda u poodmakloj fazi svog razvoja, kada je omotač molekuskog gasa već razvejan.

Ukupna masa gasa, uključujući i He, izvedena je na osnovu količine dostupnog ^{13}CO . Za računanje ukupne linijske gustine CO, primenjena je aproksimacija lokalne termodinamičke ravnoteže. Približan račun je zasnovan na pretpostavci da je posmatrana linija optički tanka. Ceo oblak, L 1217, ima oko $62 M_{\odot}$ gasa. Oko polovina mase sakupljena je u '22129+6959' jezgru koje sadrži $28 M_{\odot}$ gasa. Usrednjeno po celoj površini oblaka, broj molekula vodonika po jedinici zapremine iznosi $820\ \text{cm}^{-3}$. U gustom jezgru srednje gustine su veće, $n_{H_2} \geq 2.1 \times 10^3\ \text{cm}^{-3}$, dok najveća gustina gasa svakako prevazilazi 10^{4-5} , što zaključujemo na osnovu činjenice da je u oblasti jezgra uočeno zračenje i na linijama CS (2-1) i HCN (1-0) (videti tabelu 2. teze za primere kritičnih gustina gasa).

10.2 Protozvezde i mlade zvezde

Uporednom analizom spektara zvezda (spektralnih klasa B 8 – F 5) dobijenih tokom pregleda regiona Cefeja i položajima tačkastih izvora navedenih u Katalogu tačkastih izvora i Slabih izvora proisteklog iz posmatranja IRAS satelitom došli smo do zaključka da u oblasti L 1217 ima ukupno 9 zvezda koje bi mogle biti protozvezde. U Beichman et al. (1986) su dati uslovi koje IRAS izvor mora da zadovolji da bi se svrstao među protozvezde, ili mlade zvezdane objekte. Tačkasti izvor mora da ima fluks zračenja na talasnoj dužini od $25\ \mu\text{m}$ veći od fluksa zračenja na talasnoj dužini od $12\ \mu\text{m}$, $F_{25} > F_{12}$. Alternativno, izvor mora da ima detektovano zračenje dobrog kvaliteta na obe posmatrane veće talasne dužine, 60 i $100\ \mu\text{m}$. Od 9 potencijalnih protozvezda, dva izvora nisu vidljiva u optičkom području (IRAS 22230+7112, 22150+7102, 22127+7014) i položaj dva izvora se podudara sa položajem zvezda veoma slabog sjaja (FIR 22129+6959, i FIR 22144+6923).



Slika 18. a) ^{12}CO vrednosti antenske temperature, pod pretpostavkom optički neprozirnog zračenja u liniji, konture su od $T_{kin}=10\text{ K}$, i povećavaju se sa korakom od 2 K . Tačke označavaju posmatrane spektre, otkloni su u odnosu na $22^h 12^m 45^s$, $70^\circ 14' 30''$ (1950.0). Kvadratići označavaju položaj tačkastih infracrvenih izvora, a zvezda položaj refleksione magline VDB 152/Ced 201. b) Ukupan intenzitet zračenja u liniji C^{18}O ($\int T_A^* dv$) gustog jezgra '22129+6956'. Konture počinju od 1 i uvećavaju se sa korakom od 0.35 K km s^{-1} . c) POSS snimak oblasti gustog jezgra L 1219 (Palomar Observatory Sky Survey, STScI). Kvadrat bele ivice označava oblast mapiranu u liniji $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$, sa planiranim produženjem istraživanja mapiranjem u linijama $\text{CS}(2-1)$, $\text{HCO}^+(1-0)$, $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ i $\text{HCN}(1-0)$.

Preostale četiri zvezde proučavane su detaljnije (Kun et al. 2000). Na osnovu izvedene udaljenosti zasnovane na vrednostima određenih apsolutnih magnituda kao i svojstvenim bojama koje odgovaraju spektralnoj klasi i klasi luminoznosti, Kun et al. (2000) su nepobitno utvrdili da su sve četiri zvezde vezane za sam molekularni oblak. Raspodela spektralne energije (SED) je izvedena na osnovu optičkih (B_0 i V_0 magnituda popravljene za pocrvenjenje) i infracrvenih posmatračkih podataka (IRAS). Sve protozvezde su pokazale izrazit višak zračenja u crvenom delu spektra, znak da je u neposrednom okruženju ovih YSO prisutan omotač prašine.

BO Cep (IRAS 22156+6948) ima veoma neobičan oblik funkcije spektralne raspodele energije. Poteškoće u razumevanju prirode ove protozvezde proizilaze iz činjenice da postoje nagoveštaji da je ovo zapravo dvojna zvezda (eklipsna dvojna). Spektralna klasifikacija ovu Herbig Ae/Be zvezdu smešta iznad glavnog niza H-R dijagrama, čime joj određuje starost od nekoliko 10^7 godina.

SAO 19953 (FIR 22127+6947) i HD 212826 (IRAS 22233+6925) imaju SED funkcije slične zvezdama tipa β Pic, što znači da se prašina nalazi na udaljenosti od nekoliko astronomskih jedinica od površine zvezde. SAO 19953 ima plitku H_α emisiju liniju.

BD+69°1231 (IRAS 22122+7000) je zvezda povezana sa refleksionom maglinom VDB 152. Njena SED funkcija ima oblik svojstven zvezdama koje imaju geometrijski tanak, optički neprozračan cirkumstelarni disk. Luminoznost diska potiče od ponovnog izračivanja apsorbirane svetlosti zvezde. BD+69°1231 je i sada okružena oblakom prašine, što se vidi na slici 18c.

Na osnovu slike $100 \mu\text{m}$ optičke debljine, izvore FIR 22129+6959 i IRAS 22127+7014 nedvosmisleno možemo povezati za jezgro gustog gasa oblaka L1217. U okruženju izvora IRAS 22127+7014 se nalazi malo ili nimalo gustog gasa. Osim pomenute mogućnosti da je ova protozvezda u poodmakloj fazi razvoja, ostaje kao mogućnost da je zvezda zapravo samo projektovana na površinu molekularnog oblaka, ali ne i povezana sa njim. Jedino gusto jezgro u oblaku nalazi se u okolini izvora F22129+6959 (slika 18b). Činjenica da se položaj ovog tačkastog izvora podudara sa zvezdom slabog sjaja znači da je ovaj mladi zvezdani objekat u kasnijim fazama svoje evolucije, kada je sažimanje završeno, ali još postoji mogućnost uočljivih istoka molekularnog gasa. U slici ove hipoteze, samo molekularno jezgro će obrazovati u budućnosti neku drugu zvezdu/druge zvezde.

10.3 Okruženje refleksione magline

Spoljašnji (ređi) sloj gasa molekuskog oblaka je pod uticajem refleksione magline. Kinetička temperatura gasa u većem delu oblaka je oko 10 K, i raste u oblasti najbližoj maglini VDB 152/Ced 201 do vrednosti od 25 K. Slika 18a pokazuje mapu L 1217 vrednosti kinetičkih temperatura izvedenih iz posmatranja ^{12}CO uz pretpostavku da je linija zračenja 1–0 prelaza optički debela. Refleksiona maglina je deo molekuskog oblaka. Obasjana je zračenjem mlade zvezde BD+69°1231 spektralne klase B9V (Kun et al. 2000) koja se kroz oblak kreće brzinom od preko 12 km s^{-1} (videti npr. Cesarsky 2000). Posmatranja izvedena na Infracrvenoj svemirskoj opservatoriji (skr. *ISO*, eng. Infrared Space Observatory) nagovestila su prisustvo male količine izuzetno toplog gasa, temperature $\sim 330 \text{ K}$, raspoređenog u vidu tankog sloja na severoistočnoj granici same magline (Kemper et al. 1999).

U budućem radu ćemo se baviti detaljnijom uporednom analizom raspodele gasa i prašine (Nikolić & Kun 2001, u pripremi). Takođe je interesantna mogućnost daljnjeg ispitivanja svojstava gustog jezgra (slika 18b), pre svega uticaja magline na hemiju oblaka.

11 Određivanje hemijske starosti

Za tamni oblak L 1251 (Lynds 1962) koji se nalazi na istočnom kraju kompleksa molekulskih oblaka u Cefeju, karakteristično je da upravo sada obrazuje nekoliko novih, mladih zvezda male mase (videti, npr. Rad II i III ove teze). Veruje se da su najmanje sedam tačkastih infracrvenih izvora zapravo YSO ućaureni u molekulski gas (Kun & Prusti 1993). Izvori IRAS 22376+7455 i IRAS 2343+7501 su verovatno protozvezde u fazi izbacivanja mlazeva gasa kako je detektovano u CO (Sato et al. 1994). Uočeni molekulski mlazevi imaju veoma različitu morfologiju što nagoveštava da su različite starosti (videti poglavlje o formiranju zvezda, o fazi u razvoju kada dolazi do odbacivanja materije u vidu molekulskih mlazeva, ove teze). Molekulski mlaz protozvezde IRAS 22376+7455 je visoko usmeren i njegova tzv. dinamička starost je procenjena na oko 2×10^4 godina. Kod protozvezde IRAS 22343+7501 molekulski mlaz ima veoma širok ugao i procenjenu dinamičku starost od $\sim 1 \times 10^5$ godina (Sato et al. 1994).

Sa ciljem da mapiramo gusta jezgra molekuskog gasa koja okružuju ove protozvezde iskoristili smo 20-m teleskop OSO za posmatranja u linijama CS (2-1), HCO⁺ (1-0), HCN (1-0) i HNC (1-0). Na udaljenosti L 1251, za frekvencije posmatranih linija, 20-m teleskop ima prostornu razdvojnu moć od oko 15 000 AU. Pokazalo se da su oba jezgra približno istih veličina u svim posmatranim linijama. Uz pretpostavku da su jezgra sferna ili blago eliptična, granica od 50% ukupnog inteziteta zračenja jezgara obuhvatala je oblasti prečnika 20-35 000 AU.

11.1 Hemijski časovnici

Hemijski procesi u tamni oblacima se menjaju u uslovima nastanka novih zvezda. U početku, preovlađuju procesi koji se odigravaju na niskim temperaturama i obuhvataju ili samo reakcije gasne faze ili i reakcije koje se odvijaju na površini čestica prašine (videti poglavlje 6 ove teze za detalje o vrstama hemijskih reakcija). Kada protozvezda dostigne određenu temperaturu, počne da zagreva svoju okolinu. Led u omotačima čestica prašine se topi i molekuli se vraćaju u gasnu fazu. Udarni talasi nastali pri odbacivanju dela materije protozvezde, u molekuskim mlazevima mogu veoma mnogo da promene hemijski sastav okolnog gasa. Relativne zastupljenosti pojedinih molekula u liniji duž molekuskog toka se povećavaju i za red veličine od početne zastupljenosti. Takav je slučaj sa SiO, HCN i SO (Bachiller & Pérez

Tabela 10. Ukupne linijske gustine, N , izvedene u aproksimaciji LTE. ¹⁾ $T_{ex} = 30$ K za sve molekule, uz izuzeće CO izotopomera gde je $T_{ex} = 10$ K. ²⁾ $T_{ex} = 20$ K za sve molekule, uz izuzeće CO izotopomera gde je $T_{ex} = 10$ K.

Molekul	IRAS22376 + 7455 ¹⁾	IRAS22343 + 7501 ²⁾
	$N[\text{cm}^{-2}]$	$N[\text{cm}^{-2}]$
^{13}CO	1.43×10^{16}	1.20×10^{16}
C^{18}O	3.07×10^{15}	2.36×10^{15}
C^{34}S	2.19×10^{12}	0.97×10^{12}
H^{13}CO^+	1.21×10^{12}	0.99×10^{12}
HC^{18}O^+	$< 0.1 \times 10^{12}$	—
HN^{13}C	1.52×10^{12}	0.63×10^{12}
H^{15}NC	$\sim 0.4 \times 10^{12}$	$< 0.2 \times 10^{12}$
SO	1.48×10^{13}	0.67×10^{13}
CH_3CCH	1.50×10^{14}	1.64×10^{14}

Guitérrez 1997). Ostaje otvoreno pitanje da li se zastupljenost molekula bitno menja u molekulskom gasu koji okružuje protozvezdu. Ukoliko udarni talasi nemaju veliki uticaj na ovaj deo molekulskog gasa, verovatnoća da se hemijske reakcije koje su presudne ne razlikuju mnogo od reakcija u jezgri u početnom stanju je velika. U hemijskim modelima gasne faze, jedinjenja za čiju proizvodnju je neophodna veća količina slobodnih atoma ugljenika (npr. CN, HCN i CS), relativno su zastupljeniji u ranijim vremenima, kada je molekulski oblak star $\sim 10^5$ godina. Nasuprot ovoj vrsti jedinjenja, za molekule čije stvaranje ne zavisi od toga da li ima slobodnog atomskog ugljenika (npr. SO), koncentracija se sa vremenom postepeno povećava, dosegnuvši najveće vrednosti kada je oblak star oko $\sim 10^8$ godina (van Dishoeck & Hogerheijde 1999).

11.2 Rezultati posmatranja

Posmatranja molekula tzv. glavnih izotopomera pokazala su da su kod svih linija izraženi jaki saturacioni efekti, čime su posmatranja postala nepouzdana za određivanje relativne zastupljenosti jedinjenja. Zbog toga smo u tački najvećeg intenziteta za odabrane linije izmerili zračenje ređih izotopomera. Obe protozvezde nalaze se u blizini maksimuma zračenja molekulskih jezgara. Tabela 10 daje ukupne linijske gustine posmatranih izotopomera, kao i sumpor-monoksida i metil-acetilena.

Zagrevanje okoline protozvezda? Prethodna merenja kinetičke temperature molekuskog gasa, u CO (Sato et al. 1994) i NH₃ (Tóth & Walmsley 1996) dala su uniformnu temperaturu, od oko $T_K \sim 10$ K, u celom oblaku. Kako ugljen – monoksid kao indikator temperature nije potpuno pouzdan u nekim posebnim slučajevima, zanimalo nas je da li i drugi “termometri” daju iste vrednosti kinetičkih temperatura gasa. Metilaceten, CH₃CCH, je još jedan od dobrih indikatora kinetičke temperature (videti npr. Anderson et al. 1999 i rad III ove teze). Kinetička temperatura gasa koju smo dobili iz naših CH₃CCH (6_K – 5_K) i (5_K – 4_K) merenja daju kao rezultat nehomogenu raspodelu temperature unutar oblaka. U gustom jezgru oko protozvezde IRAS 22376+7455 izmereno je ~ 30 K, dok je u okolini protozvezde IRAS 22343+7501 kinetička temperatura gasa ~ 20 K. Ova značajna razlika u dobitim temperaturama u zavisnosti od molekula koji je korišćen, može se objasniti ukoliko se razume da metil-aceten (propil) bolje ‘meri’ temperaturu dublje unutar jezgra, dok amonijak i ugljen – monoksid mere temepraturu gasa u omotačima jezgra. Posmatrano na ovaj način, niža temperatura u okolini IRAS 22343+7501 znači da je proteklo više vremena od trenutka kada je udarni front molekuskog mlaza na kratko zagrejao okolni gas (Bergin et al. 1998).

Relativne zastupljenosti. U tabeli 11 date su izračunate relativne zastupljenosti, $N_{\text{mol}}/N_{\text{H}_2}$, glavnih izotopomera. Ukupna linijska gustina duž puta molekula vodonika, N_{H_2} , izračunata je na osnovu izmerene količine ugljen – monoksida koristeći faktor konverzije $[\text{H}_2]/[^{13}\text{CO}] = 4.8 \times 10^5$ (Dickman & Clemens 1983). Sa izuzetkom SO i CH₃CCH, relativna zastupljenost jedinjenja je određena množenjem relativne zastupljenosti ređih izotopomera odgovarajućom relativnom zastupljenošću izotopa, $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} \sim 60$ i $^{32}\text{S}/^{34}\text{S} \sim 23$ (Wilson & Rood 1994). Treća kolona tabele daje preračunate relativne zastupljenosti molekula od interesa u molekuskom jezgru oko protozvezde sa kompaktnim molekuskim mlazom u oblaku L 1157 (Bachiller & Pérez Gutiérrez 1997).

Relativne zastupljenosti HCO⁺ i CH₃CCH u oba gusta jezgra oko protozvezda u L 1251 su skoro jednake. CS, SO i HNC su u odnosu na zastupljenost u okolini IRAS 22376+7455 oko 2 puta ređi u jezgru IRAS 22343+7501. Vidi se da relativne zastupljenosti CS i HNC prate predviđanja zasnovana na hemijskim modelima, da ima više stvorenih tj. dostupnih merenjima, molekula u ranijim vremenima, u mladim jezgrima. Međutim, odnos SO/CS je konstantan, što je u suprotnosti sa teorijskim predviđanjima koja nalažu da se ovaj odnos menja sa vremenom, i da starije jezgro ima veći odnos (Bergin & Langer 1997).

Tabela 11. Relativna zastupljenost pojedinih jedinjenja u odnosu na H_2 . Na osnovu morfologije molekulskih mlazeva, protozvezda IRAS 22376+7455 je verovatno jako mladi zvezdani objekat, tzv. Klase 0. Mladi zvezdani objekat koji pokreće molekulski tok u L 1157, izvor IRAS 20386+6751, je klasifikovan takođe kao protozvezda Klase 0 (Bachiller & Pérez Gutiérrez 1997). Molekulski mlaz IRAS 22343+7501 verovatno pokreće protozvezda Klase I.

Molekul	IRAS22376 + 7455	IRAS22343 + 7501	IRAS20386 + 6751
CS	7.3×10^{-9}	3.8×10^{-9}	6.4×10^{-9}
HCO ⁺	1.0×10^{-8}	1.0×10^{-8}	3.8×10^{-8}
HNC	1.3×10^{-8}	0.6×10^{-8}	0.3×10^{-8}
SO	2.2×10^{-9}	1.2×10^{-9}	8.0×10^{-9}
CH ₃ CCH	2.2×10^{-8}	2.8×10^{-8}	—

11.3 Nesigurnosti određivanja tačnosti rezultata

Izračunate vrednosti važe za gas u okolini protozvezda, do udaljenosti od 5–10 000 AU od središnjeg objekta. Na osnovu morfoloških razlika molekulskih mlazeva, može se pretpostaviti da postoji razlika u starosti između dve protozvezde od oko 10^5 godina. Međutim, varijacije izračunatih relativnih zastupljenosti ne možemo sa sigurnošću pripisati samo hemijskoj evoluciji molekulskog gasa.

Teorijska predviđanja o evolucije vrednosti odnosa SO/CS u suprotnosti su sa dobijenim rezultatima. Neslaganje bi se moglo otkloniti ukoliko bi, na primer:

- o teorijski predviđene drastične promene u odnosu SO/CS važile samo u gasu u neposrednoj blizini protozvezde, u delu koji nije dostupan korišćenom teleskopu (mala prostorna razdvojna moć 20-m teleskopa na frekvencijama od oko 90 GHz);
- o u slučaju tamnih molekulskih oblaka postojale relativno velike greške u određivanju lanca hemijskih reakcija u kojima učestvuje sumpor, i lanaca hemijskih reakcija vezanih za kiseonik. Sledi da teorijski predviđene relativne zastupljenosti oba jedinjenja ne moraju nužno da budu tačne;
- o do izrazite promene u vrednosti odnosa SO/CS dolazilo u veoma kratkom vremenskom intervalu u određenom trenutku hemijske evolucije molekulskog gasa, u trenutku koji je izvan opsega trenutne fizičke starosti oba molekulska jezgra ili

o procenjena dinamička starost protozvezda, zasnovana na morfologiji molekuskog toka, bila pogrešna. Bitno je naglasiti da morfologija mlaza ugljen – monoksida zavisi od fizičkih svojstava okolne međuzvezdane materije (gustine, polja okolnog zračenja, polja brzina). Postoji, stoga, mogućnost da su oba molekulska jezgra zapravo iste starosti. U tom slučaju, postojeća razlika u relativnim zastupljenostima CS i HNC može biti ili posledica različitih svojstava gasa u početku ili trag uticaja udarnog talasa molekuskog mlaza na gas u okolini YSO.

U hemijskom pogledu, protozvezda u L 1157 koja pokreće usmereni molekularni mlaz, IRAS 20386+6751, je najbolje proučeni objekat ove vrste (Bachiller & Pérez Gutiérrez 1997). IRAS 20386+6751 i IRAS 22376+7455 u L 1251 imaju slične morfologije molekularnih struja, što može da bude znak približno iste starosti oba objekta. Tabela 11, međutim, jasno pokazuje da direktnog poređenja ne može biti: CS je skoro podjednako obilan u oba molekulska jezgra, SO i HCO^+ su 4 puta zastupljeniji u L 1157, a HNC je 4 puta ređi u okolini te protozvezde. Mogući odgovor leži u činjenici da se L 1157 i L 1251 ne nalaze u istom delu neba, iz čega proizilazi da je početna relativna zastupljenost pojedinih elemenata i molekula mogla biti dovoljno različita da se hemijska evolucija gasa drugačije odvija. Indicija da je bilo razlike u početnom obilju pojedinih elemenata i molekula je relativna zastupljenost HCO^+ i SO: u oba jezgra oko protozvezda u L 1251 ove veličine imaju istu vrednost, koja je, sa svoje strane, 4 puta manja od vrednosti svojstvene gasu oko protozvezde u L 1157.

12 Sažetak teze

Polazna pretpostavka ove teze je da je u oblasti Cefeja u poslednjih 10^6 godina eksplodirala bar jedna SN. U traganju za zaostavštinom hipotetičkog udarnog talasa proučavali smo obližnje tamne oblake Kh 15 (250 pc, Kiss et al. 2000), L 1219 (400 pc, Kun 1998), L 1251 (300 pc, Kun & Prusti 1993) i L 1274 (200 pc, Rad I) u širokom opsegu EM spektra.

Pokazalo se da je kinetičku i dinamičku zaostavštinu udarnog/udarnih talasa relativno lako uočiti: ako je udaljenost oblaka moguće odrediti sa velikom tačnošću, ukoliko je potvrđena pouzdanost korišćenja izotopomera CO za određivanje mase, ako je razmotren efekat zamrzavanja ugljen – monoksida na površini čestica prašine u oblaku, ukoliko je isključeno postojanje unutrašnjeg izvora zagrevanja molekulskog gasa (protozvezda) i ako se vrednosti srednjeg pritiska okoline oblaka izračunaju. Ako se detaljno razmotre sve pobrojane mogućnosti, onda se morfologija oblaka, postojanje gradijenta brzina odgovarajućeg usmerenja i/ili eksces unutrašnje energije (koji se manifestuje kao velika razlika u vrednostima virijalne mase i mase dobijene iz CO kao što je to slučaj u L 1274, Rad I) pouzdani su dokazi o interakciji molekulskog oblaka i udarnog fronta talasa SN.

U slučaju tamnih oblaka Kh 15 (Kiss et al. 2000) i L 1274 (Rad I) u kojima se još ne obrazuju nove zvezde, izmerene su veoma niske temperature i gasa i prašine od 7–12 K i < 14 K, respektivno. Analiza IC zračenja prašine pokazala je da iako postoji korelacija između optičke dubine prašine u oblacima i ukupne linijske gustine CO, kanonska vrednost odnosa gas : prašina od 100 : 1 nije svojstvena oblacima u Cefeju.

Polje radijalnih brzina svakog od oblaka koji su bili predmet naših istraživanja je izuzetno složeno. Po pravilu duž vizure posmatramo superpoziciju bar dve komponente brzine odn. dva “sloja” gasa. U slučaju L 1274 (Rad I) posmatranja velike spektralne razdvojne moći i raspolaganje kompletnom mapom oblaka u linijama višestrukih prelaza CO omogućilo nam je da molekulski oblak razdvojimo na dve strukture koje su prostorno verovatno bliske, ali imaju drugačija fizička svojstva.

Oblak L 1219 posmatran u liniji CO (1–0) takođe ima superponirane dve komponente brzina čija razlika iznosi oko 2 km s^{-1} (Rad IV). Oblak ima jedno gusto jezgro na čiju površinu je projektovan IC izvor koji može biti protozvezda u najranijoj fazi evolucije. Morfologija oblaka je najverovatnije rezultat kombinovanog uticaja

hipotetičkih udarnih talasa koji su došli iz pravca istoka i intenzivnog zvezdanog vetra koji potiče od mlade zvezde spektralne klase B 9.

Hemijsku zaostavštinu sudara molekuskog oblaka i udarnog talasa gotovo je nemoguće pouzdano utvrditi. L 1251 je bio predmet detaljnih istraživanja čiji je cilj bio da se utvrdi eventualno postojanje hemijskih pečata (Rad II, Rad III i Rad V). Analizu detektovanih zračenja otežava i činjenica da u svakoj tački oblaka zapravo gledamo kroz najmanje dva sloja molekuskog gasa. Ovaj oblak u sebi ima dva detektovana mlaza CO gasa (Sato & Fukui 1994), ukupno 4 protozvezde u različitim fazama evolucije i najverovatnije tri jako mlade zvezde odn. zvezde T Tau tipa (Kun & Prusti 1993). Sve četiri protozvezde smeštene su unutar gustih jezgara kako smo mogli da vidimo u mapama zračenja cijanovodonika, izocijanovodonika (Rad II), ugljenik – sulfida i formil – katjona (Rad III). Veličina gustih jezgara u posmatranim oblastima oblaka varira, prečnici se kreću od 0.2 do 0.6 pc.

Potpune mape oblaka na većim skalama su retke, i L 1251 na ovaj način daje značajan prilog istraživanjima tamnih oblaka. Prostorna raspodela zračenja svih posmatranih jedinjenja je veoma slična. Razlike se javljaju samo u delu oblaka koji smo nazvali “repom” (Rad III).

Monte Karlo simulacije su pokazale da je posmatrane hiperfine anomalije zračenja HCN moguće objasniti ukoliko oblak ima dobro definisano jezgro gušćeg i toplijeg gasa i omotač ređeg i hladnijeg gasa (Rad II).

Uticao tokova CO gasa na oblik spektralnih linija najveći je u slučaju HCO^+ . Razlog je najverovatnije velika samoapsorpcija zračenja u gustom, optički debelom cirkumstelarnom disku oko protozvezde koji može da ima razmere i do 10^4 AU (Rad III).

Razvijeni hemijski teorijski modeli, uglavnom uključujući samo mrežu reakcija gasne faze, ponudili su nekoliko različitih jedinjenja koja bi mogla da posluže kao markeri starosti oblaka. Odnos relativne zastupljenosti SO i CS je u slučaju tamnih molekuskih oblaka najčešće pominjan kao pouzdani indikator starosti (Nilsson et al. 2000b). Primenili smo ovaj kriterijum prvo samo na primeru jezgara koja obavijaju protozvezde sa kojih ističe molekulski gas (Rad V), a onda i na sva posmatrana jezgra L 1251 (Rad III). U izabranim tačkama izračunate su i relativne zastupljenosti ostalih posmatranih jedinjenja, HCN, HNC, HCO^+ i CH_3CCH , a iz podataka o ukupnim linijskim gustinama objavljenim u literaturi (Tóth & Walsley 1996) proračunate su i koncentracije NH_3 (Rad III). Opširna analiza pokazala je da su protozvezde

veoma efikasne u zaustavljanju hemijskog časovnika. Većina hemijskih modela ne prati evoluciju oblaka i nakon obrazovanja protozvezde, a pre nego što mlada zvezda dospe na glavni niz H-R dijagrama. Proizilazi da je u celovitom hemijskom i dinamičkom modeliranju neophodno uzeti u obzir prisustvo prašine u molekulskom oblaku i procese prilepljivanja i isparavanja molekula sa površine čestica prašine, ali i činjenicu da svaka protozvezda kada jednom dostigne fazu evolucije opisanu kao Klasa I emituje i X-zračenje koje je u stanju da bitno izmeni stepen jonizacije neposredne okoline. Posledica jakog X-zračenja može biti i otvaranje novih puteva u mreži hemijskih reakcija koji stvaraju i/ili razgrađuju pojedina jedinjenja (Rad III).

So far, so good!

Dobro je, doguralo se i do pisanja zahvalnica. Znači, posao je skoro završen! Pošto ovo ispisujem na kraju, dabome da ću usled žurbe mnoga imena koja bi trebalo da pomenem, zaboraviti. Unapred se izvinjavam svima koje omaškom izostavim.

U smeru suprotnom streli vremena - direktoru Onsala kosmičke opservatorije, Prof. Roju Butu (Roy Booth) dugujem zbog prvog poziva, stipendije i daljnjeg gostoprimitstva tokom više od dve godine. Boravak na opservatoriji na Matri (Mađarska) u nekoliko navrata i rad na Konkoli opservatoriji u Budimpešti svakako su rezultat velikog razumevanja Prof. Lajoš Balaž (Lajos Balázs) direktora Konkoli opservatorije. Doktorska škola Etvaš Loran Univerziteta teško bi se završila da nije bilo podrške šefa katedre za astronomiju Prof. Balinta Erdija (Bálint Érdi). Posthumno hvala bivšem šefu katedre Prof. Miklošu Mariku (Miklós Marik) na zalaganju pri mom prijemu na doktorske studije. Direktor AO u Beogradu Dr. Milan Dimitrijeviću i šefu astrofizičke grupe, i ujedno mom mentoru, Dr. Ištvanu Vinceu moram da priznam da me jako zanima da li su zadovoljni ovde izloženim rezultatom mog putešestvija. Hvala vam na ukazanom poverenju.

Zadovoljstvo zbog upoznavanja, zajedničkog rada i druženja sa mnogim kolegama i kolegamicama je ogromno. Prijatelji, šta da vam kazem, osim: Lars, Per, Susanne, Roger - TACK SÅ MYCKET! John - THANK YOU! Jan - BEDANKT! Mika, Jorma - KIITOS! Steve - GUN ROBH MATH AGAD! Jiyune - KAMSAHAMNIDA! Duília - OBRIGADA! Antonis - ευχαριστω! Cathy - MERCI! Mária, László - KÖSZÖNÖM! Tanja, Sanja, Snežana i Ištvané - HVALA!

Porodica - na kraju, ali zapravo na početku - mama i tata, HVALA! Lasse ... :)



Literatura:

Korišćene su sledeće skraćenice najčešće navodjenih (citiranih) astronomskih časopisa:

ApJ – Astrophysical Journal

A&A – Astronomy and Astrophysics

ApJS – Astrophysical Journal Supplement

A&A – Astronomy and Astrophysics Supplement

MNRAS – Monthly Notices of the Royal Astronomical Society

ARA&A – Annual Review of Astronomy and Astrophysics

AJ – Astronomical Journal

APSS – Astrophysics and Space Science

Abergel A., Boulanger F., Mizuno A., Fukui Y., 1994, ApJ 423, L59

Ábrahám P., Balázs L.G., Kun M., 2000, A&A 354, 645

Alfvén H., 1947, MNRAS 107, 211

Alten V.P., Bally J., Devine D., Miller G.J., 1997, in *Low Mass star Formation - from Infall to Outflow*, Poster Proc. of the IAU Symp. No. 182, eds Malbert F. & Castets A., pg. 51

Alves J., Lada C.J., Lada E.A., 1999, ApJ 515, 265

Alves J., Lada C.J., Lada E.A., Kenyon S., Phelps R., 1998, ApJ 506, 292

Anderson I.M., Caselli P., Haikala L.K., Harju J., 1999, A&A 347, 983

André P., Barsony M., Ward–Thompson D., 2000, in *Protostars and Planets IV*, eds. Mannings V., Boss A., Russell S., Tucson:Univ. Arizona Press

André P., Montmerle T., 1994, ApJ 420, 837

André P., Ward–Thompson D., Barsony M., 1993, ApJ 406, 122

Anglada G., Villuendas E., Estalella R., et al., 1998, AJ 116, 2953

Anglada G., Sepúlveda I., Gómez J.F., 1997, A&AS 121, 255

Askne J., Höglund B., Hjalmarsen Å., Irvine W.M., 1984, A&A 130, 311

Bachiller R., Tafalla M., 1999, in *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, Kluwer:Dordrecht

Bachiller R., Pérez Gutiérrez M., 1997, ApJ 487, L93

Bachiller R., Guilloteau S., Dutrey A., Planesas P., Martín–Pintado J., 1995, A&A 299, 857

- Bachiller R., Martín-Pintado J., Tafalla M., Cernicharo J., Lazarett B., 1990, A&A 231, 174
- Balázs L.G., Eisloffel J., Holl A., Kelemen J., Kun M., 1992, A&A 255, 281
- Bally J., 1982, ApJ 262, 558
- Bania T. M., 1977, ApJ 216, 381
- Barlow M.J., Silk J., 1976, ApJ 207, 131
- Barnard E.E., 1927, in *Photographic Atlas of Selected Regions of the Milky Way*, ed. Frost E.B., Calvert M.L., Washington D.C.:Carnegie Inst.
- Barnes C., 1979, A&A 73, 67
- Barsony M., Ward-Thompson D., André P., O'Linger J., 1998, ApJ 509, 733
- Barsony M., Kenyon S.J., 1992, ApJ 384, L53
- Bash F.M., Peters W.L., 1976, ApJ 205, 786
- Bate M.R., 1998, ApJ 508, L95
- Beichman C.A., 1987, ARA&A 25, 603
- Beichman C.A., Myers P.C., Emerson J.P., Harris S., Mathieu R., Benson P., Jennings R.E., 1986, ApJ 307, 337
- Bell M.B., 2000, ApJ, 531, 820
- Benson P.J., Daselli P., Myers P.C., 1998, ApJ 506, 743
- Benson P.J., Myers P.C., 1989, ApJS 71, 89
- Bergin E.A., Melnick G.J., Neufeld D.A., 1998, ApJ 499, 777
- Bergin E.A., Langer W.D., 1997, ApJ 486, 316
- Bergin E.A., Goldsmith P.F., Snell R.L., Ungerechts H., 1994, ApJ 431, 674
- Berkhuijsen E.M., 1973, A&A 24, 143
- Berkhuijsen E.M., Haslam C.G.T., Salter C.J., 1971, A&A 14, 252
- Bertout C., Basri G., Bouvier J., 1988, ApJ 330, 350
- Bhattacharya B.N., Gordy W., 1960, Phys.Rev. 119, 144
- Black J.H., Dalgarno A., 1973, ApJ 15, L79
- Blake G.A., Sandell G., Van Dishoeck E.F., Groesbeck T.D., Mundy L.G., Aspin C., 1995, ApJ 441, 689
- Blandford R.D., Payne D.G., 1982, MNRAS 199, 883
- Blitz L., Magnani L., Mundy L., 1984, ApJ 282, L9

- Blitz L., Shu F.H., 1980, ApJ 238, 148
- Bok B.J., Reilly E.F., 1947, ApJ 105, 255
- Bonazzola S., Heyvaerts J., Falgarone E., Perault M., Puget J.L., 1987, A&A 172, 293
- Bontemps S., André P., Tereby S., Cabrit S., 1996, A&A 311, 858
- Bontemps S., André P., Ward-Thompson D., 1995, A&A 297, 98
- Boreiko R.T., Betz A.L., 1995, ApJ 454, 307
- Boss A.P., 1997, ApJ 483, 309
- Boulanger F., Bronfman L., Dame T.M., Thaddeus P., 1998, A&A 332, 273
- Bourke T.L., Garay G., Lehtinen K.K., et al., 1997, ApJ 476, 781
- Bouvier J., Covino E., Kovo O., et al., 1995, A&A 299, 89
- Brand P.W.J.L., Zealey W.J., 1975, A&A 38, 361
- Burton W.B., Hartmann D., 1994, Ap&SS 217, 189
- Bystrova N.V., 1998, in *The Local Bubble and Beyond*, Lyman-Spitzer Colloquium, Proceedings of the IAU Colloquium No. 166, Lecture Notes in Physics, vol.506, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, eds. Breitschwerdt D., Freyberg M.J., Truemper J.
- Cabrit S., Raga A., Gueth F., 1997, in *Herbig-Haro Flows and the Birth of Low Mass stars*, IAU Symp. 182, eds. Reipurth B., Bertout C.
- Calvet N., Basri G., Kuhl L.V., 1984, ApJ 277, 725
- Carruthers G.P., 1970, ApJ 161, L81
- Casanova S., Montmerle T., Fiegelson E.D., André P., 1995, ApJ 439, 752
- Caselli P., 2000, in *Astrochemistry: From Molecular Clouds to Planetary Systems*, IAU Symp. 197, eds. Minh Y.C., Van Dishoeck E.F., ASP Publ. pg. 41
- Caselli P., Walmsley C.M., Tafalla M., Dore L., Myers P.C., 1999, ApJ 523, L165
- Caselli P., Walmsley C.M., Terzieva R., Herbst E., 1998, ApJ 499, 234
- Cernicharo J., Guéllin M., 1987, A&A 176, 299
- Cernicharo J., Castets A., Duvert G., Guilloteau S., 1984, A&A 139, L13
- Cesarsky D., Lequeux J., Ryter C., Gérin M., 2000, A&A 354, L87
- Chandrasekhar S., Fermi E., 1953, ApJ 118, 116
- Chandrasekhar S., 1939, *An Introduction to Stellar Structure*, Chicago:Univ. Chicago Press
- Charnley S.B., 1998, ApJ 508, L121

- Chen H., Myers P.C., Ladd E.F., Wood D.O.S., 1995, ApJ 445, 377
- Chengalur J.N., Braun R., Butler Burton W., 1997, A&A 318, L35
- Cheung A. C., Rank D. M., Townes C. H., Knowles S. H., Sullivan W. T., 1969, ApJ 157, L13
- Choi M., Evans N.J. II, Gregsen E.M., Wang Y., 1995, ApJ 448, 742
- Chou W., Matsumoto R., Tajima T., Umekawa M., Shibata K., 2000, ApJ 538, 710
- Churchwell E., Nash A.G., Walsmley C.M., 1984, ApJ 287, 681
- Churchwell E., Hollis J.M., 1983, ApJ 272, 591
- Ciolek G.E., Mouschovias T.Ch., 1993, ApJ 418, 774
- Claussen M.J., Wilking B.A., Benson P.J., et al., 1996, ApJSS 106, 111
- Clemens D.P., Barvainis R., 1988, ApJS 68, 257
- Clemens D.P., Sanders D.B., Scoville N.Z., Solomon P.M., 1986, ApJS 60, 297
- Cohen M., 1984, Phys.Rep. 116(4), 173
- Combes F., 1991, ARA&A 29, 195
- Coppin K.E.K., Greaves J.S., Jenness T., Holland W.S., 2000, A&A 356, 1031
- Cox D.P., Reynolds R., 1987, ARA&A 25, 303
- Crutcher R.M., 1999, ApJ 520, 706
- Dalgarno A., 2000, in *Astrochemistry: From Molecular Clouds to Planetary Systems*, IAU Symp. 197, eds. Minh Y.C., Van Dishoeck E.F., Astr. Soc. of Pacific
- Dalgarno A., Lepp S., 1984, ApJ 287, L47
- Dame T.M., 1998, in *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium*, Proc. of the 3rd Cologne-Zermatt Symp. eds. Ossenkopf V., Stutzki J., Winnewisser G., GCA-Verlag
- Dame T.M., Hartman D., Thaddeus P., 2000, ApJ in prep.
- Dame T.M., Ungerechts H., Cohen R.S., et al., 1987, ApJ 322, 706
- Dame T.M., Elmegreen B.G., Cohen R.S., Thaddeus P., 1986, ApJ 305, 892
- De Boisanger C., Helmich F.P., Van Dishoeck E.F., 1996, A&A 310, 315
- De Jong T., Dalgarno A., Boland W., 1980, A&A 91, 68
- De Jong T., Chu S.-I., Dalgarno A., 1975, ApJ 199, 69
- De Zeeuw P.T., Hoogerwerf R., de Bruijne H.J., Brown A.G.A., Blaauw A., 1999, AJ 117, 354
- Désert F.X., Boulanger F., Puget J.L., 1990, A&A 327, 215

- Dickens J.E., Irvine W.M., Snell R.L., et al., 2000, ApJ 542, 870
- Dickey J.M., Lockman F.J., 1990, ARA&A 28, 215
- Dickman R.L., 1978, ApJS 37, 407
- Dickman R.L., Horvath M.A., Margulis M., 1990, ApJ 365, 568
- Dickman R.L., Clemens D.P., 1983, ApJ 271, 143
- Digel S.W., Grenier I.A., Heithausen A., Hunter S.D., Thaddeus P., 1996, ApJ 463, 609
- Douglas A. E., Herzberg G., 1941, ApJ 94, 381D
- Draine B.T., McKee C.F., 1993, ARA&A 31, 373
- Draine B.T., Roberge W.G., Dalgarno A., 1983, ApJ 264, 485
- Duley W.W., Williams D.A., 1986, MNRAS 223, 177
- Dunham T., 1937, PASP 49, 26
- Dunham T., Adams W.S., 1937, Publ.Am.Astr.Soc. 9, 5
- Eiroa C., Torrelles J.M., Miranda L.F., Anglada G., Estalella R., 1994, A&AS 108, 73
- Elmegreen B.G., 1997, ApJ 477, 196
- Elmegreen B.G., 1992, in *Star Formation in Stellar Systems, III Canary Islands Winter School in Astrophysics*, eds. Tenorio-Tagle G., Pioto M., Sánchez F., Cambridge Univ. Press
- Elmegreen B.G., 1989, ApJ 342, L67
- Elmegreen B.G., 1987, in *Interstellar Processes*, eds. Hollenbach D.,J., Thornston H.A.Jr., Dordrecht: D.Reidel Publishing company
- Elmegreen B.G., 1987a, ApJ 312, 626
- Elmegreen B.G., 1985, in *Protostars and Planets II*, eds. Black D.C., Matthews M.S., Tucson:Univ. Arizona Press
- Elmegreen B.G., 1982, ApJ 253, 634
- Elmegreen B.G., Falgarone E., 1996, AJ 471, 816
- Elmegreen B.G., Clemens C., 1985, ApJ 294, 523
- Elmegreen B.G., Lada C.J., 1977, ApJ 214, 725
- Evans II N.J., 1999, ARA&A 37, 311
- Ewen H.I., Purcell E.M., 1951, Nature 168, 356
- Falgarone E., Puget J.P., 1988, in *Galactic and Extragalactic Star Formation*, eds. Pudritz R., Fich M., Dordrecht: Kluwer
- Falgarone E., Phillips T.G., Walker C.K., 1991, ApJ 378, 186

- Falgarone E., Phillips T.G., 1996, ApJ 472, 191
- Ferreira J., Pelletier G., 1993, A&A 276, 625
- Fiege J.D., Henriksen R.N., 1996, MNRAS 281, 1038
- Fiegelson E.D., Montmerle T., 1999, ARA&A 37, 363
- Field G.B., 1978, in *Protostars and Planets*, ed. Gehrels, Tucson:Univ. Arizona Press
- Fleck R.C.Jr., 1989, AJ 97, 783
- Fleck R.C.Jr., 1981, ApJ 246, L151
- Fleck R.C.Jr., 1980, ApJ 242, 1019
- Foster P.N., Chevalier R.A., 1993, ApJ 416, 303
- Frerking M.A., Langer W.D., Wilson R.W., 1982, ApJ 262, 590
- Frerking M.A., Langer W.D., Wilson R., 1979, ApJ 232, L65
- Fuller G.A., Myers P.C., 1987, in *NATO/ASI Physical Processes in Interstellar Clouds*, ed. Scholer M., Dordrecht:Reidel
- Fukui Y., Yonekura Y., 1997, in *New Horizons from Multi-Wavelength Sky Surveys*, IAU Symp. 179, eds. McLean B.J., Golombek D.A., Hayes J.J.E., Payne H.E., Kluwer:Dordrecht
- Gammie C.F., Ostriker E.C., 1996, ApJ 466, 814
- Garay G., Lizano S., Gomez Y., Brown R.L., 1998, ApJ 501, 710
- Geballe T., Oka T., 1996, Nature 384, 334
- Gensheimer P.D., Snyder L.E., 1997 ApJ 490, 819
- Gerin M., Phillips T.G., Keen J., Betz A.L., Boreiko R.T., 1998, ApJ 500, 329
- Gibb A.G., 1999, MNRAS 304, 1
- Goldreich P., Kwan J., 1974, ApJ 189, 441
- Goldsmith P.F., 1987, in *Interstellar Processes*, eds. Hollenbach D.,J., Thornston H.A.Jr., Dordrecht: D.Reidel Publishing company
- Goldsmith P.F., Irvine W.M., Hjalmarson Å., Elldér J., 1986, ApJ 310, 383
- González-Alfonso E., Cernicharo J., 1993, A&A 279, 506
- Goldreich P., Kwan J., 1974, ApJ 189
- Goodman A.A., Barranco J.A., Wilner D.J., Heyer M.H., 1998, ApJ 504, 223
- Goodman A.A., Benson P.J., Fuller G.A., Myers P.C., 1993, ApJ 406, 528
- Grazziani F.R., Black D.C., 1987, ApJ 25, L235

- Gredel R., Lepp S., Dalgarno A., Herbst E., 1989, ApJ 347, 289
- Green S., 1975, ApJ 201, 366
- Green S., 1986, ApJ 309, 311
- Green S., 1994, ApJ 434, 188
- Green S., Thaddeus P., 1974, ApJ 191, 653
- Green S., Chapman S., 1978, ApJS 37, 169
- Gregersen E.M., Evans N.J.II, Zhou S.D., Choi M.H., 1997, ApJ 484, 256
- Gregersen E.M., Evans N.J.II, Mardones D., Myers P.C., 2000, ApJ 533, 440
- Grenier I. A., Lebrun F., Arnaud M., et al., 1989, ApJ 347, 231
- Grissom Meehan L.S., Wilking B.A., Claussen M.J., Mundy L.G., Wootten A., 1998, AJ 115, 1599
- Guenther E.W., Lehmann H., Emerson J.P., Staude J., 1999, A&A 341, 768
- Gueth F., Guilloteau S., 1999, A&A 343, 571
- Gusten R., Mezger P.G., 1982, Vistas Astron. 26, 159
- Hanawa T., Matsumoto R., Shibata K., 1992, ApJ 393, L71
- Harju J., 1989, A&A 219, 293
- Haro G., 1952, ApJ 115, 572
- Harris A., Townes C.H., Matsakis D.N., Palmer P., 1983, ApJ 265, L63
- Hartmann L., Hewett R., Stahler S., Mathieu R.D., 1986, ApJ 309, 275
- Hartquist T.W., Dyson J.E., 1987, MNRAS 228, 957
- Harwit M., Neufeld D.A., Melnick G.J., Kaufman M.J., 1998, ApJ 497, L105
- Hasegawa T., 1997, in *CO: Twenty-five Years of Millimeter-wave Spectroscopy*, IAU Symp. 170, eds. Latter W.B., Radford S.J.E., Jewell P.R., Mangum J.G., Bally J., Kluwer:Dordrecht
- Hasegawa T.I., Herbst E., 1993, MNRAS 261, 83; 263, 589
- Heikkilä A., Johansson L.E.B., Olofsson H., 1999, A&A 344, 817
- Heiles C., 1990, ApJ 354, 483
- Heiles C., 1987 in *NATO/ASI Physical Processes in Interstellar Clouds*, ed. Scholer M., Dordrecht:Reidel
- Heiles C., Habing H.J., 1974, A&AS 14, 1
- Heithausen A., 1996, A&A 314, 251

- ithausen A., Bensch F., Stutzki J., Falgarone E., Panis J.F., 1998, A&A 331, 65
 rbig G., 1977, ApJ 217, 693
 rbig G., 1962, Adv.Astron.Astrophys. 1, 47
 rbig G., 1951, ApJ 113, 697
 rbst E., 2000, in *Astrochemistry: From Molecular Clouds to Planetary Systems*, IAU Symp. 197, eds. Minh Y.C., Van Dishoeck E.F., ASP Publ.
 rbst E., Terzieva R., Talbi D., 2000, MNRAS, 311, 869
 rbst E., 1995, Ann.Rev.Phys.Chem. 46, 27
 debrand R.H., 1988, Q.J.R.Astron.Soc. 29, 327
 debrand R.H., 1983, Q.J.R.Astron.Soc. 24, 267
 rota T., Yamamoto S., Mikami H., Ohisi M., 1998, ApJ 503, 717
 P.T.P., Townes C.H., 1983, ARA&A 21, 239
 dapp K-W., Ladd E.F., 1995, ApJ 453, 715
 dapp K.-W., 1994, ApJS 94, 615
 gerheijde M.R., Van Dishoeck E.F., Salberda J.M., Blake G.A., 1999, ApJ 513, 350
 gerheijde M.R., Van Dishoeck E.F., Blake G.A., Van Lagevelde H.J., 1998, ApJ 502, 315
 gerheijde M.R., Van Dishoeck E.F., Blake G.A., Van Lagevelde H.J., 1997, ApJ 489, 293
 llenbach D.J., Tielens A.G.G.M., 1997, ARA&A 35, 179
 ulahan P., Scalo J., 1992, ApJ 393, 172
 nter J.H.Jr., Whitaker R.W., Lovelace R.V.E., 1997, ApJ 482, 852
 nter J.H.Jr., Whitaker R.W., 1989, ApJS 71, 777
 rt R.L., Barsony M., 1996, ApJ 460, L45
 ine W.M., Schloerb F.P., 1984, ApJ 282, 516
 nsen D.J., 1995, PhD thesis, University of Leiden, Leiden
 nsen D.J., Van Dishoeck E.F., Black J.H., 1994, A&A 282, 605
 ans J.H., 1928, *Astronomy and Cosmogony*, p.340, Cambridge UK: Cambridge Univ. Press
 nansson L.E.B., Greve A., Booth R.S., et al., 1998, A&A 331, 857
 ns-Krull C.M., Valenti J.A., Hatzes A.P., Kanaan A., 1999, ApJ 510, L41

- Joy A.H., 1942, PASP 54, 15
- Juvela M., 1998, A&A 329, 659
- Juvela M., 1997, A&A 322, 943
- Kantharia N.G., Anantharamaiah K.R., Payne H.E., 1998a, ApJ 506, 758
- Kantharia N.G., Anantharamaiah K.R., Goss W.M., 1998b, ApJ 504, 375
- Kazes I., Walmsley C. M., Churchwell E., 1977, A&A 60, 293
- Keenan P.C., 1942, ApJ 96, 101
- Kemper C., Spaans M., Jansen D.J., Hogerheijde M.R., Van Dishoeck E.F., Tielens A.G.G.M., 1999, ApJ 515, 649
- Kenyon J.J., Hartman L., 1995, ApJS 101, 117
- Kerr F.J., Hindman J.V., Gum C.S., 1959, Aust.J.Phys. 12, 270
- Khavtassi J.Sh., 1955, Bull. of Abastumani Astrophysical Observatory 18, 29
- Kingdon J.B., Ferland G.J., 1997, ApJ 477, 732
- Kitamura Y., Kawabe R., Ishiguro M., 1992, PASJ 44, 407
- Kitamura Y., Kawabe R., Yamashita T., Hayashi M., 1990, ApJ 363, 180
- Kiss Cs., Tóth L.V., Moór A., Sato F., Nikolić S., Wouterloot J.G.A., 2000, A & A 363, 755
- Kiss Cs., Nikolić S., Moór A., Tóth L.V., 1997, in the Proc. of the XXX Young European Radio Astronomers Conference (YERAC), *Acta Cosmologica*, Universitas Jagellonica, XXIII-2, pg. 95.
- Knapp G.R., Morris M., 1985, ApJ 292, 640
- Koyama H., Inutsuka S.-I., 2000, ApJ 532, 980
- Kramer C., Alves J., Lada C. J., et al., 1999, A&A 342, 257
- Kramer C., Degiacomi C.G., Graf U.U., et al., 1998, Proc. SPIE 3357, 711. Advanced Technology MMW, Radio and Terahertz Telescopes. Phillips T.G. ed.
- Kuiper T.B.H., Langer W.D., Velusamy T., 1996, ApJ 468, 761
- Kuiper T.B.H., Kuiper E.N.R., Dickinson D.F., Turner B.E., Zuckerman B., 1984, ApJ 276, 211
- Kun M., Vinkó J., Szabados L., 2000, MNRAS 319, 777
- Kun M., Nikolić S., Ábráham P., 2000, in the *Star formation from the small to the large scale*, Proc. of the 33rd ESLAB Symp., eds. Favata F., Kaas A.A., Wilson A., ESA-445, pg. 441
- Kun M., 1998, ApJS 115, 59

- Kun M., Prusti T., 1993, A&A 272, 235
- Kun M., 1982, Afz 18, 63
- Kutner M.L., Ulich B.L., 1981, ApJ 291, 188
- Lacy J.H., Knacke R., Geballe T.R., Tokunaga A.T., 1994, ApJ 428, L69
- Lada C.J., 1999, in *The Origin of Stars and Planetary Systems* eds. Lada C.J., Kylafis N.D., Kluwer Academic Publishers
- Lada C.J., Lada E.A., Clemens D.P., Bally J., 1994, ApJ 429, 694
- Lada C.J., Wilking B.A., 1984, ApJ 287, 610
- Lada C.J., Margulis M., Dearborn D., 1984, ApJ 285, 141
- Lahuis F., Van Dishoeck E.F., 2000, A&A 355, 699
- Lang K.R., 1992, *Astrophysical Data: Planets and Stars*, Springer-Verlag New York, Inc. pg.144
- Langer W.D., Van Dishoeck E.F., Bergin E.A., et al., 2000, in *Protostars and Planets IV*, eds. Mennings V., Boss A.A., Russel S.S., Tucson: University of Arizona Press
- Langer W.D., 1978, ApJ 225, 95L
- Lapinov A., 1989, Sov.Astron. 33, 132
- Larson R.B., 1981, MNRAS 194, 809
- Larson R.B., 1969, MNRAS 145, 271
- Laureijs R.J., Clark F.O., Prusti T., 1991, ApJ 372, 185
- Le Bourlot J., Pineau des Forets G., Roueff E., 1995a, A&A 297, 251
- Le Bourlot J., Pineau des Forets G., Roueff E., 1995b, A&A 302, 870
- Le Bourlot J., Pineau des Forets G., Roueff E., 1993, ApJ 416, L87
- Lebrun F., 1986, ApJ 306, L16
- Lee Y., 1994, JKAS 27, 159
- Lee H.-H., Battens R.P.A., Herbst E., 1996, A&AS 119, 111
- Leisawitz D., Bash F.N., Thaddeus P., 1989, ApJS 70, 737
- Leung C.M., Liszt H.S., 1976, ApJ 208, 732
- Leung C M., Brown R.L., 1977, ApJ 214, 73L
- Li Z.Y., Shu F.H., 1996, ApJ 472, 211
- Liszt H.S., Leung C.M., 1977, ApJ 218, 396
- Lizano S., 1989, RMxAA 18, 11

- Loren R.B., Mundy L.G., 1984, ApJ 286, 232
- Lovas F.J., 1992, J. Phys. Chem. Ref. Data 21, 181
- Lucas R., 1976, A&A 46, 473
- Lucas R., 1974, A&A 36, 465
- Lynds B.T., 1962, ApJS 7, 1
- Magnum J.G., Wootten A., 1993, ApJS 89, 123
- Mandelbrot B.B., 1983, *The Fractal Geometry of Nature*, San Francisco:Freeman
- Markwick A.J., Millar T.J., Charnley S.B., 2000, ApJ 535, 256
- Mardones D., Myers P.C., Tafalla M., et al., 1997, ApJ 489, 719
- Masson C.R., Chernin L.M., 1993, ApJ 414, 230
- Mather J.C., Cheng E.S., Cottingham D.A., et al., 1994, ApJ 420, 439
- Mathis J.S., 1996, ApJ 472, 643
- Matthews B.C., Wilson C.D., 2000, ApJ 531, 868
- Mendoza E.E., 1966, ApJ 143, 1010
- Menten K.M., 1997, in *Molecules in Astrophysics: Probes and Processes*, IAU Symp. 178, ed. Van Dishoeck E.F., Kluwer:Dordrecht
- Mestel L., 1985, in *Protostars and Planets II*, eds. Black D.C., Matthews M.S., Tucson:Univ.Arizona Press
- Mestel L., 1965, Q.J.R.Astron.Soc. 6, 161
- Mestel L., Spitzer L., 1956, MNRAS 116, 503
- Meyers K.A., Snow T.P., Federman S.R., Breger M., 1985, ApJ 288, 148
- Mezger P.G., Smith L.F., 1977, in *Star Formation*, IAU Symp. 75, eds. de Jong T., Maeder A., Dordrecht:Reidel
- Millar T.J., 1997, in *Molecules in Astrophysics: Probes and Processes*, IAU Symp. 178, ed. Van Dishoeck E.F., Kluwer:Dordrecht
- Millar T.J., Farquhar P.R.A., Willacy K., 1997, A&AS 121, 139
- McKee C.F., 1995, in *The Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*, eds. Ferrara A., McKee C.F., Heiles C., Shapiro P.R., ASP Conf.Series Vol. 80
- McKee C.F., 1990, in *The Evolution of the Interstellar Medium*, ed. Blitz L., ASP Conf.Series Vol. 12
- Mollaaghababa R., Gottlieb C.A., Vrtilik J.M., Thaddeus P., 1991 ApJ 368, L19
- Montmerle T., Koch-Miramond L., Falgarone E., Grindlay J.E., 1983, ApJ 269, 182

- Morata O., Estalella R., López R., Planesas P., 1997, MNRAS 292, 120
- Moreira M.C., Yun J.L., Vásquez R., Torrelles J.M., 1997, AJ 113, 1371
- Moriarty-Schieven G.H., Snell R.L., 1988, ApJ, 332, 364
- Motte F., André P., 2001, A&A 365, 440
- Motte F., André P., Neri R., 1998, A&A 336, 150
- Mouschovias T.Ch., 1976, ApJ 207, 141
- Mouschovias T.Ch., Paleologou E.V., 1980, ApJ 237, 877
- Mouschovias T.Ch., Spitzer L., 1976, ApJ 210, 326
- Muller C.A., Westerhout G., 1957, Bull.Astron.Inst.Neth. 13, 151
- Myers P.C., 1995, in *Molecular Clouds and Star Formation*, Proc. of the 7th Guo-Shoujing Summer School in Astrphysics, Wuxi, china, ed. Yuan C., Singapore:World Press
- Myers P.C., Ladd E.F., 1993, ApJ 413, L47
- Myers P.C., Dame T.M., Thaddeus P. et al., 1986, ApJ 301, 398
- Myers P.C., Benson P.J., 1983, ApJ 266, 309
- Nakano T., 1979, Publ.Astron.Soc.Jpn. 31, 697
- Nejad L.A.M., Wagenblast R., 1999, A&A 350, 204
- Nejad L.A.M., Williams D.A., Charnley S.B., 1990, MNRAS 246, 183
- Nikolić S., Kiss Cs., Johansson L.E.B., Wouterloot J.G.A., Tóth L.V., 2001a, A & A 367, 694
- Nikolić S., 1998, *Publ.Astron.Obs.Belgrade* 65, 93
- Nilsson A., Bergman P., Hjalmarson Å, 2000a, A&AS 144, 441
- Nilsson A., Bergman P., Hjalmarson Å, Millar T.J., 2000b, A&A 358, 257
- Ohishi M., 1997, in *Molecules in Astrophysics: Probes and Processes*, IAU Symp. 178, ed. Van Dishoeck E.F., Kluwer:Dordrecht
- Olmi L., Cesaroni R., Neri R., Walmsley C.M., 1996 A&A 315, 565
- O'Linger J., Wolf-Chase G.A., Barsony M., Ward-Thompson D., 1999, ApJ 515, 696
- Osterbrock D.E., 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, University Science, California
- Padoan P., Juvela M., Bally J., Nordlund, Å., 2000, ApJ 529, 259
- Padoan P., Juvela M., Bally J., Nordlund, Å., 1998, ApJ 504, 300
- Park Y.-S., Kim J., Minh Y.C., 1999, ApJ 520, 223

- Parker E.N., 1979, *Cosmical Magnetic Fields*, Oxford Univ. Press
- Patel N.A., Goldsmith P.F., Heyer M.H., Snell R.L., Pratap P., 1998, *ApJ* 507, 241
- Pineau des Forêts G., Roueff E., Flower D.R., 1992, *MNRAS* 258, 45
- Plambeck R.L., Snell R.L., 1995, *ApJ* 446, 234
- Plambeck R.L., Snell R.L., Loren R.B., 1983, *ApJ* 266, 321
- Polk K.S., Knapp G.R., Stark A.A., Wilson R.W., 1988, *ApJ* 332, 432
- Pratap P., Dickens J.E., Snell R.L., et al., 1997, *ApJ* 486, 862
- Preibisch T., 1997, *A&A* 320, 525
- Raga A.C., Cabrit S., 1993, *A&A* 278, 267
- Rawlings J.M.C., Hartquist T.W., Menten K.M., Williams D.A., 1992, *MNRAS* 255, 471
- Richer J., Shepherd D., Cabrit S., Bachiller R., Churchwell E., 2000, in *Protostars and Planets IV*, eds. Mannings V., Boss A., Russell S., Tucson:Univ. Arizona Press
- Rohlfs K., Wilson T.L., 1996, *Tools of Radio Astronomy*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York
- Roshi D.A., Anantharamaiah K.R., 2000, *ApJ* 535, 231
- Rosvick J.M., Davidge T.J., 1995, *PASP* 107, 49
- Sancisi R., 1974, in *IAU Symposium 60, Galactic Radio Astronomy*, eds. Kerr F.J., Simonson S.C., Dordrecht:Reidel
- Sandell G., Höglund B., Kislyakov A.G., 1983, *A&A* 118, 306
- Sandford S.A., Allamandola L.J., 1990, *ApJ* 355, 357
- Sanford R.F., 1940, *PASP* 52, 204
- Sato F., Mizuno A., Nagahama T. et al., 1994, *ApJ* 435, 279
- Sato F., Fukui Y., 1989, *ApJ* 343, 773
- Schlegel D.J., Finkbenier D.P., Davis M., 1998, *ApJ* 500, 525
- Schleuning D.A., Vaillancourt J.E., Hildebrand R.H., et al., 2000, *ApJ* 535, 913
- Scalo J., 1986, *Fund.Cosm.Phys.* 11, 1
- Schwartz P.R., Gee G., Huang Y.-L., 1988, *ApJ* 327, 350
- Schwartz R.D., 1975, *ApJ* 195, 631
- Scoville N.Z., 1985, in *Protostars and Planets II*, eds. Black D.C., Matthews M.S., Tucson:Univ.Arizona Press
- Scoville N. Z., Irvine W. M., Wannier P. G., Predmore C. R., 1977, *ApJ* 216, 320

- Scoville N.Z., Solomon P.M., 1974, ApJ 187, L67
- Seitter W.C., 1975, *Bonner Spectral Atlas II.*, Ferdinand Dümmler Verlag.
- Shalabiea O., Greenberg J.M., 1995, A&A 296, 779
- Shalabiea O., Greenberg J.M., 1994, A&A 290, 266
- Shu F.H., 1991, in *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, eds. Lada C.J., Kylafis N.D., Kluwer Academic Publishers
- Shu F.H., Ruden S.P., Lada C.J., Lizano S., 1991a, ApJ 370, L31
- Shu F.H., Lizano S., Ruden S.P., Najita J., 1988, ApJ 328, L19
- Shu F.H., Adams F.C., Lizano S., 1987, ARA&A 25, 23
- Shu F.H., 1977, ApJ 214, 488
- Slysh V.I., Val'tts I.E., Mignes V., et al., 1999, ApJ 526, 236
- Snyder L.E., Hollis J.M., Buhl D., 1977, ApJ 215, L87
- Sobolev V.V., 1960, *Moving Envelopes of Stars*, Cambridge: Harvard University Press
- Solomon P.M., Rivolo A.R., Barrett J.W., Yahil A., 1987, ApJ 319, 730
- Solomon P.M., Klemperer W., 1972, ApJ 178, 389
- Solomon P.M., Sanders D.B., 1985, in *Protostars and Planets II*, eds. Black D.C., Matthews M.S., Tucson:Univ.Arizona Press
- Snell R.L., Scoville N.Z., Sanders D.B., Erickson N.R., 1984, ApJ 284, 176
- Spaans M., Van Langevelde H.J., 1992, MNRAS 258, 159
- Spitzer L., 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium*, New York : Wiley
- Spitzer L., 1968, in *Nebulae and Interstellar Matter, Stars and Stellar Systems*, eds. Middlehurst S.B., Aller L.H., Chicago:Univ.Chicago Press
- Stahler S.W., Walter F.M., 1993, in *Protostars and Planets III*,
- Stahler S.W., Shu F.H., Taam R.E., 1980, ApJ 242, 226
- Stark A.A., Gammie C.F., Wilson R.W., et al., 1992, ApJS 79, 77
- Strong A.W., Mattox J.R., 1996, A&A 308, L21
- Strong A.W., Bennett K., Bloemen H., et al., 1994, A&A 292, 82
- Stutzki J., Bensch F., Heithausen A., Ossenkopf V., Zielinsky M., 1998, A&A 336, 697
- Suzuki H.Y., Ohishi M., Kaifu N., Ishikawa S., et al., 1992, ApJ 392, 551
- Swings P., Rosenfeld L., 1937, ApJ 86, 483
- Tafalla M., Mardones D., Myers P.C., et al., 1998, ApJ 504, 900

- Tafalla M., Bachiller R., Wright M.C.H., 1994, ApJ 432, L127
- Talbi D., Ellinger Y., Herbst E., 1996, A&A 314, 688
- Taylor D.K., Dickman R.L., Scoville N.Z., 1987, ApJ 315, 104
- Taylor S.D., Morata O., Williams D.A., 1996, A&A 313, 269
- Taylor S.D., Morata O., Williams D.A., 1998, A&A 336, 309
- Terzieva R., Herbst E., 2000, MNRAS 317, 563
- Tielens A.G.G.M., Whittet D.C.B., 1997, in *Molecules in Astrophysics: Probes and Processes*, IAU Symp. 178, ed. Van Dishoeck E.F., Kluwer, Dordrecht, 45
- Tielens A.G.G.M., Hollenbach D., 1985, ApJ 291, 772
- Tielens A.G.G.M., Hagen W., 1982, A&A 114, 245
- Torrelles J.M., Rodríguez L.F., Cantó J., et al., 1983, ApJ 274, 214
- Tóth L.V., Kun M., 1997, IBVS 4492
- Tóth L.V., Walmsley C.M. 1996, A&A 311, 981
- Tóth L.V., Kiss Cs., Moór A., 1996, in *The Role of Dust in the Formations of Stars*, ESO workshop, ed. Käuffl, H.U., Springer
- Tóth L.V., Walmsley C.M., 1994, IBVS 4107
- Townes C.H., Schawlow A.L., 1975, *Microwave Spectroscopy*, Dover Publications Inc., New York
- Ulich B.L., Haas R.W., 1976, ApJS 30, 247
- Van Dishoeck E.F., 1998, in *The Molecular Astrophysics of Stars and Galaxies*, eds. Hartquist T.W. and Williams D.A., Oxford University Press
- Van Dishoeck E.F., Hogerheijde M.R., 1999, *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution II* eds. C.J. Lada and D.Kylafis, Dordrecht: Kluwer
- Van Dishoeck E.F., Blake G.A., 1998, ARA&A 36, 317
- Van Dishoeck E.F., Black J.H., Phillips T.G., Gredel R., 1991, ApJ 366, 141
- Van Dishoeck E.F., Black J.H., 1988, ApJ 334, 771
- Van Dishoeck E.F., Black J.H., 1986, ApJS 66, 109
- Van de Hulst H.C., 1945, *Ned. Tijdschr. Natuurk.* 11, 201
- Van den Bergh S., Tammann G.A., 1991, ARA&A 29, 363
- Van der Tak Floris F.S., Van Dishoeck E.F., Evans N.J.II, Bakker E.J., Blake G.A., 1999, ApJ 522, 991
- Van der Veen W.E.C.J., Huggins P.J., Matthews H.E., 1998, ApJ 505, 749

- Vrba F.J., Strom K.M., Strom S.E., 1976, AJ 81, 958
- Wadiak E.J., Wilson T.L., Rood R.T., Johnston K.L., 1985, ApJ 295, L43
- Walmsley C.M., Churchwell E., Nash A., Fitzpatrick E., 1982, ApJ 258, L75
- Wannier P.G., Lichten S.M., Morris M., 1983, ApJ 268, 727
- Ward-Thompson D., Chini R., Krugel E., André P., Bontemps S., 1995, MNRAS 274, 121
- Ward-Thompson D., Scott P.F., Hills R.E., André P., 1994, MNRAS 268, 276
- Wardle M., 1998, MNRAS 298, 507
- Weinreb S., Barrett A.H., Meeks M.L., Henry J.C., 1963, Nature 200, 829
- Wheelock S.L., et al., 1994, IRAS Sky survey Atlas Explanatory Supplement, JPL Publication 94-11, Pasadena:JPL
- Whittet D.C.B., Gerakines P.A., Tielens A.G.G.M., Adamson A.J., Boogert A.C.A., et al., 1998, ApJ 488, L159
- Williams D.A., 1993, in *Dust and Chemistry in Astronomy*, eds. Millar T.J., Williams D.A., IOP Publishing, Bristol pg. 143
- Williams J.P., Bergin E.A., Caselli P., Myers P.C., Plume R., 1998, ApJ 503, 689
- Wilking B.A., Schwartz R.D., Fanetti T.M., Friel E.D., 1997, PASP 109, 569
- Wilking B.A., Claussen M.J., Benson P.J., et al., 1994, ApJ 431, L119
- Wilson T.L., Rood R., 1994, ARA&A 32, 191
- Wilson T.L., Henkel C., Hüttemeister S., Dahmen G., Linhart A., Lemme C., Schmid-Burgk J., 1993, A&A 276, L29
- Wilson R.W., Jefferts K.B., Penzias A.A., 1970, ApJ 161, L43
- Wolf M., 1923, AN 219, 109
- Wolf-Chase G.A., Barsony M., O'Linger J., 2000, AJ 120, 1467
- Wolf-Chase G.A., Barsony M., Wootten A.H., et al., 1998, ApJ 501, L193
- Wolk S.J., Walter F.M., 1996, AJ 111, 2066
- Wolkovitch D., Langer W.D., Goldsmith P.F., Heyer M., 1997, ApJ 477, 241
- Wu Y., Huang M., He J., 1996, A&ASS 115, 283
- Wyrowski F., Schilke P., Walmsley C.M., 1999, A&A 341, 882
- Xiang D., Turner B.T., 1995, ApJS 99, 121
- Yonekura Y., Dobashi K., Mizuno A., et al., 1997, ApJS 110, 21
- Yorke H.W., Bodenheimer P., Laughlin G., 1995, ApJ 443, 199

- Yorke H.W., Bodenheimer P., Laughlin G., 1993, ApJ 411, 274
- Yun J.L., Moreira M.C., Afonso J.M., Clemens D.P., 1999, AJ 118, 990
- Yun J.L., Moreira M.C., Torrelles J.M., Alfonso J.M., Santos N.C., 1996, AJ 111, 841
- Zhou S., Wu Y., Evans N.J. II, Fuller G.A., Myers P.C., 1989, ApJ 346, 168
- Zhou S.D., Evans H.J., Kompe C., Walmsley C.M., 1993, ApJ 404, 232
- Zinchenko I., Forsstroem V., Lapinov A., Mattila K., 1994, A&A 288, 601
- Zuckerman B., Palmer P., 1974, ARA&A 12, 279
- Zuckerman B., Evans N.J.II., 1974, ApJ 192, L149
- Zweibel E.G., 1998, ApJ 499, 746
- Zweibel E.G., Josafatsson K., 1983, apJ 270, 511



Rad I

S. Nikolić, Cs. Kiss, L.E.B. Johansson, J.G.A. Wouterloot,
L.V. Tóth, 2001, *Astronomy & Astrophysics*, **367**, 694



L 1274: A multiwavelength study of a dark cloud in the Cep – Cas void

S. Nikolić^{1,2,3}, Cs. Kiss¹, L. E. B. Johansson², J. G. A. Wouterloot⁴, and L. Viktor Tóth¹

¹ Department of Astronomy of the Loránd Eötvös University, Pázmány Péter sétány 1/A, 1117 Budapest, Hungary

² Onsala Space Observatory, 439 92 Onsala, Sweden

³ Astronomical Observatory, Volgina 7, 11160 Belgrade, Serbia, Yugoslavia

⁴ Radioastronomisches Institut der Universität Bonn, Auf dem Hügel 71, 53121 Bonn, Germany

Received 8 November 1999 / Accepted 4 December 2000

Abstract. We present a multiwavelength study of L 1274, a dark molecular cloud in the Cep – Cas void. From objective prism spectroscopy we derive a distance of 200 ± 30 pc to the cloud. CO maps reveal a slightly elongated molecular cloud with a diameter of about 2 pc. Maps in ^{12}CO (1–0), ^{13}CO (1–0) and ^{12}CO (2–1) indicate two distinct features: a “main body” and an adjacent “ridge”. The kinetic temperature of the CO gas is 10–12 K, calculated by a non-LTE method. The total gas mass of the main body is estimated from the CO data to be 25–45 M_{\odot} . We find a large difference between CO-inferred gas mass and virial mass, a property usually attributed to HLCs. However, the derived mean density of H_2 is at least an order of magnitude larger than typical for HLCs, i.e. similar to ordinary dark cloud cores. We discuss the validity of our mass estimates and the possibility of an external disturbance, e.g. a passage of a supernova induced shock-front.

Key words. ISM: clouds – extinction – dust – molecules, individual objects: L 1274

1. Introduction

There are many indications that the interstellar medium in the Cepheus – Cassiopeia region ($100 \leq \ell \leq 140^\circ$, $0 \leq b \leq 25^\circ$) is highly disturbed due to one or more supernova explosions in the last 10^6 years. The area between the Cepheus and Cassiopeia molecular cloud complexes is virtually free of CO emission, with the “hole” filled with excess soft X-ray radiation probably caused by a supernova explosion roughly 10^4 years ago at a distance of 300 pc (Grenier et al. 1989). In addition, a ridge of one of the major radio-continuum loops, Loop III (Berkhuijsen 1971), runs along the eastern boundary of the Cepheus cloud complex. It is generally accepted that the origin of radio-continuum loops are old supernova remnants with ages estimated to $\sim 10^6$ years. Loop III has an estimated distance of 150 pc and the projected centre is $l \approx 125^\circ$, $b \approx 15^\circ$ (Berkhuijsen 1973). The dust in the Cep – Cas region reflects a violent environment; in the second Galactic quadrant 135 FIR loops have been defined from the 100 μm ISSA images (Tóth et al. 1996; Kiss et al. 2001, in prep.). On the sky molecular clouds appear to follow many of those FIR loops (see, e.g., Kiss et al. 2000), supporting

the hypothesis that these loops trace dust and gas swept out by strong stellar winds and/or supernova explosions.

L 1274 is a small dark cloud with estimated area, opacity and centre coordinates of 0.032 deg^2 , 4 and $\alpha = 23^{\text{h}}55^{\text{m}}$, $\delta = +70^\circ 40'$ (1950.0), respectively (Lynds 1962). Cloud No. 454 in Taylor et al. (1987) was identified as L 1274 although their coordinates differ by a few arcminutes from the ones in Lynds catalogue. In the ^{13}CO survey of this region by Yonekura et al. (1997) L 1274 is listed as cloud number 109 and is referred to as the 118.1+08.8 cloud. They derived a peak hydrogen column density of $1.4 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ and a mass of $31 M_{\odot}$ for a cloud size of $18' \times 8'$ at an assumed distance of 300 pc. The cloud was also detected in the all-sky ^{12}CO survey of Dame et al. (1987) as one of many small clouds in the region $115^\circ \leq l \leq 125^\circ$, $5^\circ \leq b \leq 15^\circ$. Grenier et al. (1989) show a composite map of the nearby CO emission in Cassiopeia and Cepheus from the all-sky survey integrated from -8 to $+8 \text{ km s}^{-1}$, where L 1274 is part of a fairly large cloud complex at $115^\circ \leq l \leq 123^\circ$, $6^\circ \leq b \leq 12^\circ$. The projected location of L 1274 is close to a peak of excess soft X-ray emission (Grenier et al. 1989).

We have selected L 1274 as a target for studies of physical and chemical conditions in a molecular cloud possibly

disturbed by shocks. Here we present and discuss optical, infrared, and CO line data.

Observations and data analysis

1. Optical¹

Objective prism images of the region centred at L 1274 were made with the 60/90/180 cm Schmidt telescope of the Konkoly Observatory (Piszkéstető mountain station) and an UV transmitting objective prism with a refracting angle of 5° and 580 \AA/mm linear dispersion at H_γ . The field of view of the telescope is 19.5 deg^2 . The spectra were recorded on ORWO ZU emulsions with 2 mm widening. Two sets of images have been taken: two plates with exposures of 30 min and two plates with 8 min. The observations were carried out in September and October, 1996.

Classifications of the objective prism spectra were made by eye using the set of criteria of the Bonner Spectral Atlas II (Seitter 1975), by comparing our observed spectra with the spectra set of the MK standards presented in the atlas, made with a prism that had a linear dispersion at H_γ of 645 \AA/mm . Errors are estimated to be ± 2 spectral classes, which is equivalent to $\pm 0.4^{\text{mag}}$ in the distance modulus for A-type stars. We have classified a total of 508 stars (B, A, F spectral type) and consider our sample to be complete down to $V = 12^{\text{mag}}$ (for A type stars). The stars were identified in the GSC using the SKYMAP software (version 2.7). Visual magnitudes of all the classified stars were taken from the HST Guide Star Catalogue CD-ROM (version 1.1). We assumed all stars to be main-sequence objects and assigned absolute magnitudes, M_V , using values listed by Lang (1992). The corresponding apparent distance moduli, $\rho = m_V - M_V$, was calculated.

The distance to a dark cloud can be determined by comparing star counts within the area of the cloud and in a nearby extinction-free field (see, e.g., Balmain & Weaver 1953). We define $N(V)$ as the number of stars per square degree brighter than V in apparent magnitude. The shape of the cumulative star number-distance modulus relation, $\log_{10} N(V) - \rho$ (the *Wolf diagram*, Wolf 1923), provides information of the distance and absorption of the clouds along the line of sight. An average excess extinction (absorption caused by the cloud) can be directly read from the Wolf diagram as the separation between the $\log_{10} N_c(V)$ and $\log_{10} N(V)$ curves along horizontal lines, where $N_c(V)$ refers to the comparison field. In principle, instead of a comparison star field one can use a galactic extinction-free model curve. The latter method has been used for distance determination in several papers, e.g. Kun (1998), Obayashi et al. (1998), and Kiss et al. (1994) and is applied here too.

¹The optical data were observed and analysed while S. Nikolić and Cs. Kiss were guest observers at the Konkoly Observatory.

2.2. FIR

To investigate the FIR properties of the cloud, we use plates extracted from the final Atlas of Sky images (Infrared Survey Sky Atlas, ISSA, Wheelock et al. 1996) created from the IRAS data. IPAC (Infrared Processing and Analysing Center) has processed these, on-line available, images to a uniform standard, with a pixel size close to $1'.5$. The $3^\circ \times 3^\circ$ ISSA images were centred at $\ell = 118^\circ$, $b = 8^\circ$. Due to the low Galactic latitude of L 1274 the $\propto |\sin b|^{-1}$ background emission law could not be used (Boulanger & Pérault 1988). To remove the background emission we, therefore, used a second order polynomial.

2.3. Radio

Onsala 20 m The Onsala Space Observatory's (OSO) 20 m telescope was used during four observing sessions in 1998 and 2000. We made ^{12}CO (1-0) and ^{13}CO (1-0) maps and observed some positions in C^{18}O (1-0), CS (2-1) and HCN (1-0). The telescope receiver was a SIS mixer with a typical $T_{\text{rec}} = 100 \text{ K}$ (SSB) in the frequency range used. We used a 1600-channel correlator with 20 MHz bandwidth (i.e. a velocity resolution of 0.034 km s^{-1} at 110 GHz). The HPBW of the telescope at 110 GHz is $35''$. The pointing was checked by observing several SiO maser sources and we estimate the pointing uncertainty to be about $3''$ rms in Az and El. The CO observations were made in the frequency switching mode with a throw of 7 MHz. Other molecules were observed in the beam switching mode. The chopper-wheel method was used for the calibration, and the intensity scale is given in terms of T_A^* . For the maps we used a grid spacing of $60''$. The rms was 0.5–1 K, 0.5 K and 0.02–0.05 K for ^{12}CO , ^{13}CO and the rest of the observed molecules, respectively.

KOSMA 3 m In August 1998 the cloud was mapped in ^{12}CO (2-1) with the KOSMA 3-m telescope (Kramida et al. 1998) on a $1'$ grid. The rms was 0.1–0.2 K. In October we made cross-scans through a central position in ^{12}CO (3-2), ^{13}CO (2-1) and C^{18}O (2-1). The HPBW of the telescope is $125''$ and $70''$ at 220 GHz and 345 GHz, respectively. The telescope has a dual-channel-SIS receiver (230/345 GHz) with typical receiver temperatures in the range 100–180 K (SSB). Three different acousto-optic spectrometers were used: a Medium Resolution AOS with 300 MHz bandwidth and a resolution of 360 kHz (August), a High Resolution AOS with 59 MHz bandwidth and a 53 kHz resolution, and a Variable Resolution AOS fixed at a bandwidth of 655 MHz and a resolution of 550 kHz (October). Therefore, the velocity resolutions for both frequency ranges were similar, about 0.4 km s^{-1} . The pointing was checked regularly and it is estimated to be about $10''$ rms in Az and El. The observations were made in the position switching mode.

² downloaded from the SkyView, Web version: v4.1, <http://skyview.gsfc.nasa.gov/>

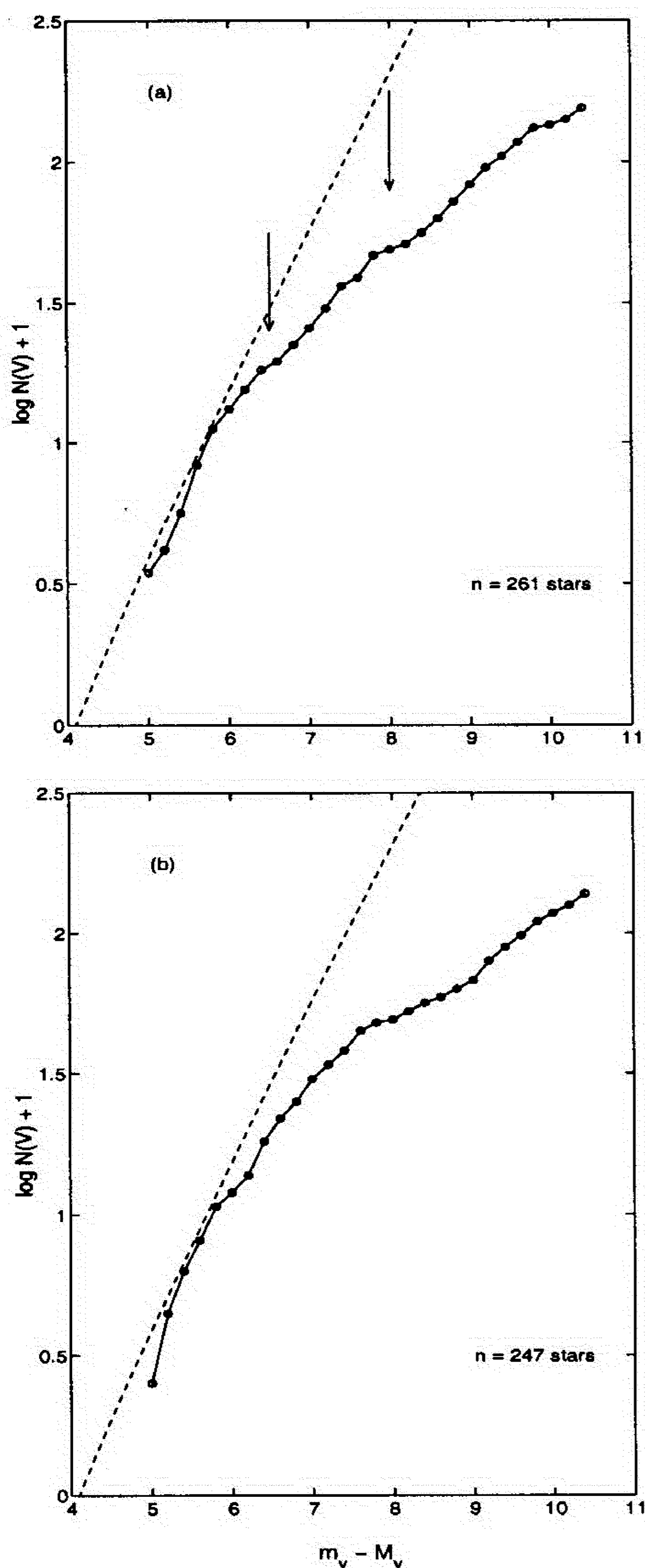


Fig. 1. Wolf diagrams for the L 1274 Schmidt field: **a)** logarithm of the cumulative number of A and F type stars per square degree as a function of the distance modulus in a $3^\circ \times 3^\circ$ box centred at $\alpha_{1950.0} = 23^{\text{h}}50^{\text{m}}$, $\delta_{1950.0} = +70^\circ52'.5$. The dashed line is the extinction free function calculated from the Galaxy model by Wainscoat et al. (1992) for the Galactic coordinates $\ell = 118^\circ$, $b = 9^\circ$. Two absorption layers are indicated. **b)** the same as in **a)** but for the area outside the $3^\circ \times 3^\circ$ box. See the text below

3. Results

3.1. Distance

The cloud has a small area compared to the field of view of the Schmidt telescope. We decided, therefore, to examine progressively larger regions, centred on the L 1274 CO cloud ($\alpha_{1950.0} = 23^{\text{h}}50^{\text{m}}$, $\delta_{1950.0} = +70^\circ53'$), and investigate whether absorption layers detected in a smaller region persist in larger ones. Boxes of $1^\circ \times 1^\circ$ and $2^\circ \times 2^\circ$ did not have enough stars for reliable statistics, but they indicated the existence of two absorption layers. In Fig. 1 we present Wolf diagrams of a $3^\circ \times 3^\circ$ area (centred on

the CO cloud) with 261 stars (a) and of the rest of Schmidt's field of view, with 247 stars (b). To construct the reference extinction-free curve we used parameters in Wainscoat et al. (1992).

Both Wolf-curves show two layers of obscuring material. The difference between the two diagrams is that the nearest absorption layer is more shallow in the latter (b), probably because here we see the more transparent parts of that layer. This indicates that the L 1274 cloud is located at the smallest distance. At a distance modulus of 6.2 (corresponding to a distance of ~ 170 pc) the difference between the model curve and the observed one starts to be statistically significant (when defined by the statistical error of the star counts, $N^{1/2}$). We consider this as a lower limit to the distance modulus of L 1274 since errors in spectral classification and dispersion in the absolute magnitudes of the stars smooth the effects of absorption in the Wolf diagram. In the ideal case, an upper limit to the distance modulus (i.e. the far side of the cloud) is defined by the point where the observed curve again becomes parallel to the model curve; the closest match occurs at about 6.7^{mag} (i.e. 220 pc). We thus assign a distance modulus of 6.5^{mag} to L 1274, corresponding to a distance of 200 pc, with an uncertainty of about 30 pc. The amount of absorption of this layer is 0.7^{mag} (in a $3^\circ \times 3^\circ$ area).

The more remote absorption layer might be produced by the 400 pc component layer seen in the Cepheus region towards lower Galactic latitudes (Kun 1998). Cloud L 1274, and included in our Schmidt-plate, lies in front of a cloud which in the FIR has a diameter of $\sim 10'$. We labeled this cloud "L 1274N". It is bright both at $100 \mu\text{m}$ and $160 \mu\text{m}$, with the peak IR brightness position at $\Delta\ell = +36'$, $\Delta b = +62'$ relative to the (0,0) position of the CO map. ^{12}CO (1-0) test measurements (Onsala et al. 1994) show emission at $v_{\text{LSR}} = -10.9 \text{ km s}^{-1}$. The observed velocity suggests that this cloud may belong to the more remote absorption layer seen in our Wolf diagrams. The amount of absorption is about 1.3^{mag} .

3.2. Dust distribution

The L 1274 cloud has moderate FIR emission at $100 \mu\text{m}$ but lacks significant emission at $60 \mu\text{m}$, a property indicative of dark clouds (Laureijs et al. 1991, Aikawa et al. 1994). Laureijs et al. (1991) modeled the FIR emission of the dark clouds complex containing L 134, L 1780, and L 1780; assuming a λ^{-1} dust emissivity law the absence of $60 \mu\text{m}$ emission yielded an upper limit of 15 K .

The $100 \mu\text{m}$ excess emission is defined as $\Delta I_{100} = I_{100} - I_{60}/\Theta$, where Θ is the ratio I_{60}/I_{100} in the diffuse regions (Laureijs et al. 1991; Boulanger et al. 1994). We have used their ratio of $\Theta = 0.2$, since in the L 1274 region we could not derive it accurately due to the weak emission. ΔI_{100} for L 1274 is spatially very well correlated with the ^{13}CO emission, as shown in Fig. 2a. There

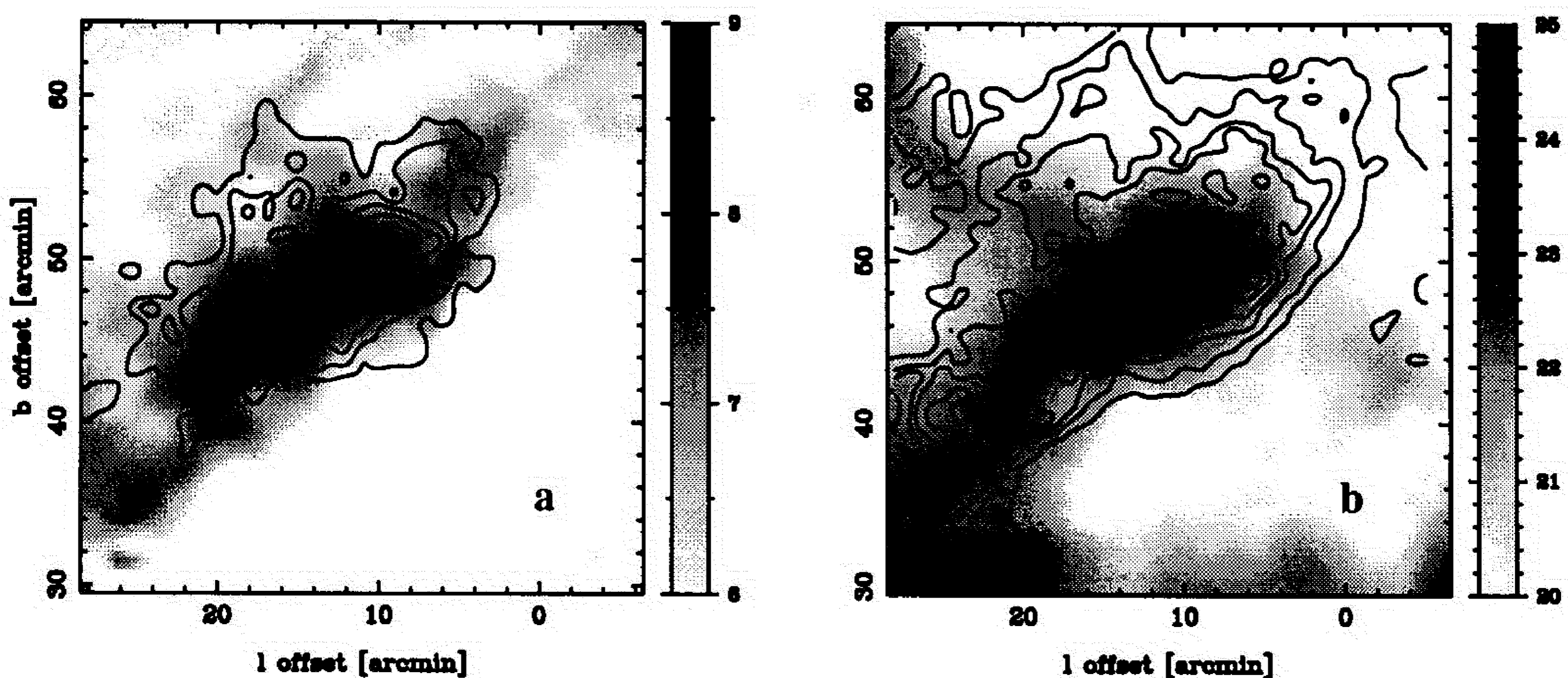


Fig. 2. a) The $100\ \mu\text{m}$ excess emission (greyscale) towards L 1274 overlaid with the ^{13}CO (1–0) contours. b) The $100\ \mu\text{m}$ excess emission (greyscale) overlaid with the ^{12}CO (2–1) contours. Greyscale is in MJy sr^{-1} units. The contour plots show the total integrated CO emission from 20% level in steps of 20%

Good correlation between the ^{12}CO and the $100\ \mu\text{m}$ emission, as seen in Fig. 2b. A comparative analysis of the Far ^{13}CO and ^{12}CO data for dark cloud regions (see, e.g., Bergel et al. 1994) shows that the $100\ \mu\text{m}$ excess emission and the ^{13}CO emission have very similar distributions. Hence the definition of ΔI_{100} should include a subtraction of the diffuse component of the cloud, the $100\ \mu\text{m}$ excess emission seems to be tightly correlated with molecular gas densities $>10^3\ \text{cm}^{-3}$ (Laureijs et al. 1991).

Four point sources were found in this region. As the flux quality was poor at most wavelengths, the IRAS detector scans were examined using the Groningen Image Processing Software System, GIPSY (Assendorp et al. 1995). We classified them according to their infrared colours. Two sources, IRAS 23536+7043 and IRAS 23500+7100, appear to be late type giants and agree within $5''$ with the positions of faint ($m_{\text{pg}} < 13^{\text{mag}}$) stars on the POSS plates. IRAS 23491+7053 coincides optically with a very faint, diffuse object and is probably a galaxy. The only source that lacks an optical counterpart (within $5''$) is IRAS 23505+7047. The derived infrared colours indicate a cold source and our CO-observations suggest that this source is associated with L 1274.

CO distributions and kinematics

The CO channel maps in Figs. 3 and 4 show two distinct structures: the “main body” of the cloud emitting within a velocity range -5 to $-2.5\ \text{km s}^{-1}$ and the “ridge” seen between -2 and $0\ \text{km s}^{-1}$. Whether the two structures are related or have a common origin is not clear. However, the morphology favours the second view: the channel maps in Fig. 3 show that the ridge follows closely the edge of the main body and that the main body seems to turn gradually into the ridge, spatially as well as kinematically. This is also apparent in Fig. 4 which shows similar distributions for all the three CO transitions observed. Those of

^{12}CO (1–0) and (2–1) are remarkably similar with approximately the same extents. At a distance of 200 pc the linear extent of the main body is 1.5 to 2 pc as defined by the lowest (10%) contours in Fig. 4. In ^{13}CO (1–0) the main body is well defined while the ridge has barely any emission, indicating that the ridge consists of more diffuse gas. The ^{12}CO (1–0)/ ^{13}CO (1–0) integrated intensity ratios are smaller than 5 over a significant part of the main body. In the ridge typical ratios are 10 or higher with the exception of the SE part where ratios are similar to those in the main body. The highest ratios in the ridge are found in an area surrounding IRAS 23505+7047 (indicated in Fig. 3).

Similar to the $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ isotopic ratio, we see only small variations of the ^{12}CO (2–1)/ ^{12}CO (1–0) integrated intensity ratios in the main body. With the CO(1–0) data convolved to the same beam size as the (2–1), this ratio is close to 0.7 when the beam efficiencies given in Table 1 are applied. Roughly the same ratio is found along a line through the centre of the ridge with a possible exception of the area around the IRAS source where it drops to 0.5–0.6. At the edges of the ridge this ratio decreases quickly outwards.

We have investigated the kinematics of the gas with a number of position–velocity maps across the region. We see no other prominent velocity components than those associated with the main body and the ridge. The former shows no discernible velocity gradients. In the ridge, on the other hand, there is such a tendency with a velocity closer to that of the main body in the SE part. The difference is about $0.5\ \text{km s}^{-1}$ between the SE ($v \sim -2\ \text{km s}^{-1}$) and the NW ($-1.5\ \text{km s}^{-1}$) regions (see Fig. 3). It thus seems that the densest part (as indicated by low ^{12}CO (1–0)/ ^{13}CO (1–0) ratios) of the ridge is closer to the main body, at least in velocity but, of course, not necessarily in space.

Finally, the line width of the main body emission is typically $1\ \text{km s}^{-1}$ in the ^{12}CO lines while that of the ridge seems to be somewhat larger, $1.5\ \text{km s}^{-1}$. The latter value is, however, uncertain due to the weakness of the line in

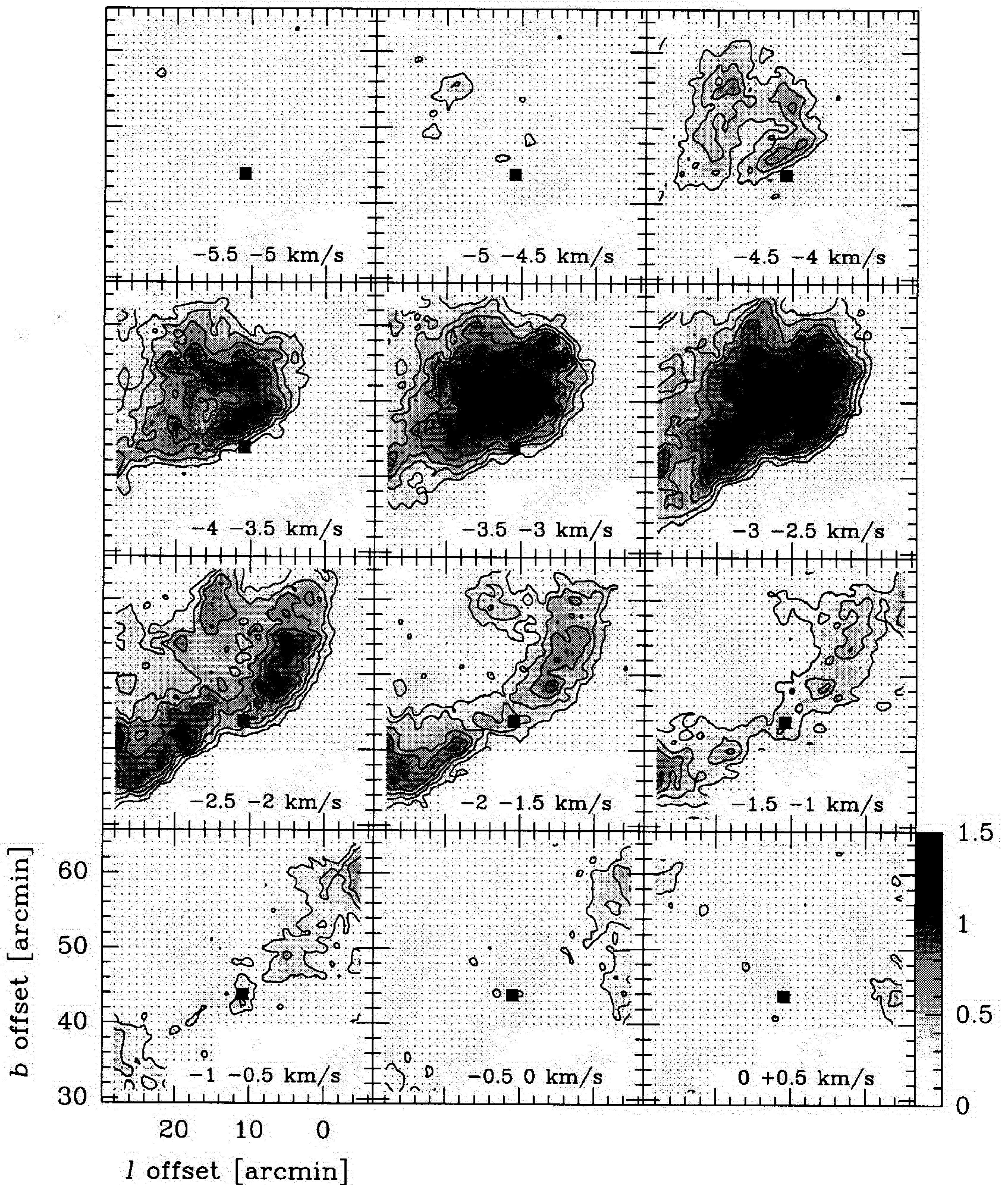


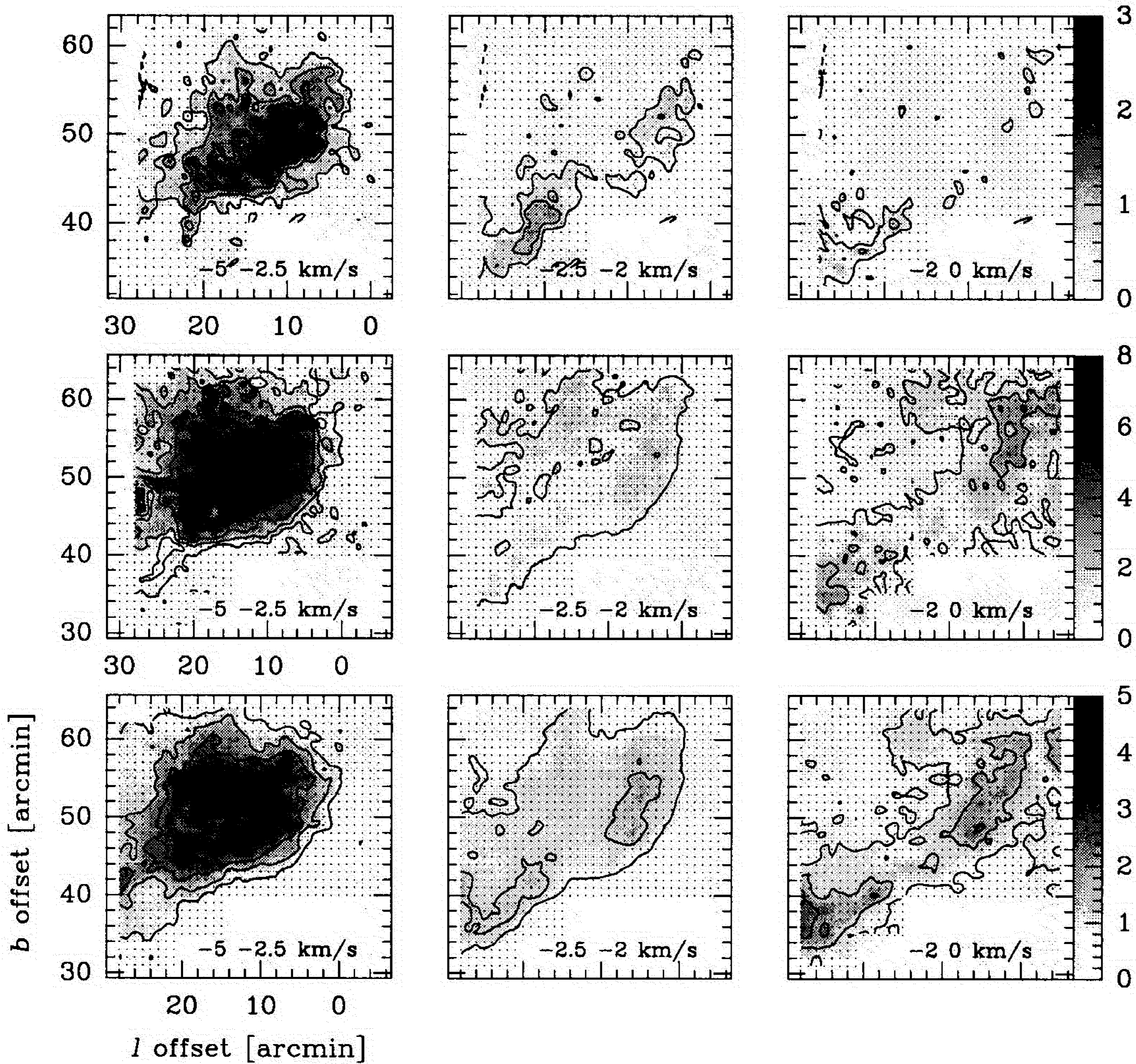
Fig. 3. ^{12}CO (2–1) channel maps. The velocity ranges are indicated in the lower right corner of each panel. The observed positions are indicated by dots. The intensity scale is in $T_A^* dv$ [K km s^{-1}]. Offsets are relative to $\ell = 118^\circ 00'$, $b = 8^\circ 00'$. Square marks the position of the IRAS PS classified as a cold clump

combination with blending by the stronger main body emission. Global profiles of the observed region indicate a larger difference between the two components, about a factor of 2, likely due to the possible velocity gradient along the ridge.

3.4. Physical state of the gas

To estimate cloud conditions we have made smaller maps of the central part of L1274 in the 3–2 (^{12}CO , ^{13}CO) and 2–1 (^{13}CO , C^{18}O) transitions in addition to the full

maps in ^{12}CO (1–0), (2–1) and ^{13}CO (1–0). At the position $\Delta\ell = +9'$, $\Delta b = +50'$, we have convolved the data to the KOSMA CO (2–1) beam response (HPBW = $10''$). The convolved spectra are shown in Fig. 5 in the same intensity scale. To define appropriate beam efficiency is not trivial. In the Onsala case the beam efficiency should be in the range 0.5 to 0.8, where the former applies to a source covering the main-beam, while the latter corresponds to the efficiency measured on the Moon. Due to the large extent of the emission, we apply 0.8 for Ons



4. CO channel maps. The velocity ranges are indicated in the lower right corner of each panel. **First row:** ^{13}CO (1-0) maps, contours from 0.3 by 0.6 to 3.0 K km s^{-1} ; **second row:** ^{12}CO (1-0) maps, contours from 0.8 by 1.6 to 8.0 K km s^{-1} ; **third row:** ^{12}CO (2-1) maps, contours from 0.5 by 1.0 to 5.0 K km s^{-1} . The observed positions are indicated by dots. The intensity is in $T_{\text{A}}^* dv [\text{K km s}^{-1}]$. Offsets are in arcminutes relative to $\ell = 118^{\circ}00, b = 8^{\circ}00$

1. Beam efficiency corrected temperatures in the central part ($\Delta\ell = +9', \Delta b = +50'$) of L 1274. All intensities refer to the KOSMA ^{12}CO (2-1) beam response. Adopted beam efficiencies: 0.8, 0.7 and 0.6 for 110, 220 and 345 GHz, respectively

Molecule	Transition	$T[\text{K}]$	$I[\text{K km s}^{-1}]$
^{12}CO	1-0	7.1	11.8
	2-1	4.3	8.2
	3-2	4.0	7.7
^{13}CO	1-0	3.1	3.1
	2-1	2.3	2.5
	3-2	0.63	0.75
C^{18}O	1-0	0.44	0.33
	2-1	0.33	0.32

the 110–115 GHz range. The KOSMA efficiencies are even less certain due to panel replacements and limited beam efficiency information in the period of our observations. We have used 0.7 and 0.6 at 230 and 345 GHz, respectively. Table 1 gives the corrected peak temperatures and integrated line intensities.

In Table 2 we present the results of an LTE and a non-LTE analysis of the data given in Table 1. The latter analysis uses a statistical-equilibrium excitation and radiative transfer (mean escape probability approximation) code assuming a spherical cloud with constant temperature and density (a model developed by J. H. Black and described in e.g. Jansen et al. 1994). Below we refer to this as the MEP analysis. In the LTE assumption we have used the following relations:

$$T = \eta [J(T_{\text{ex}}) - J(T_{\text{bg}})] (1 - e^{-\tau}) \quad (1)$$

Table 2. LTE and MEP solutions for the data in Table 1. R_{nk} are the ^{12}CO integrated intensity ratios of the transition upper levels n and k . The listed uncertainties in the derived parameters correspond to χ^2 -numbers twice those of the best fit.

	$T(^{12}\text{CO}(1-0))$		$I(^{12}\text{CO})/I(^{13}\text{CO})$			R_{21}	R_{31}	$N(^{13}\text{CO})/N(\text{C}^{18}\text{O})$		$N(^{12}\text{CO})^{(1)}$ [10^{17}cm^{-2}]
	[K]	1-0	2-1	3-2	1-0			2-1		
observed	7.1 ± 0.5	3.8 ± 0.3	3.3 ± 0.4	10.0 ± 2	0.70	0.65	$9.4^{(2)}$	$7.8^{(2)}$		
LTE ³⁾	6.5	3.7	2.9	6.0	0.78	0.57	10.9	9.6	4 ± 1	
MEP ⁴⁾	7.5	3.8	3.8	10.0	0.80	0.54	10.4	8.5	2.5 ± 0.5	

1) $N(^{12}\text{CO})/N(^{13}\text{CO}) = 75$ assumed.

2) Integrated intensity ratio.

3) $T_{\text{ex}} = 10 \pm 2$ K; $\langle\tau_{13}\rangle = 0.32; 0.43; 0.19$ for the (1-0), (2-1) and (3-2) transitions, respectively.

4) $T_{\text{K}} = 11 \pm 1$ K; $n_{\text{H}_2} = 5_{-2}^{+5} 10^3 \text{cm}^{-3}$.

where η is the beam efficiency, τ the optical depth, T_{ex} is the excitation temperature, T_{bg} is the cosmic background radiation (2.73 K) and

$$J(T) = \frac{h\nu}{k} (e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1)^{-1} \quad (2)$$

where h is the Planck and k is the Boltzmann constant, and ν is the frequency of the transition. For the ^{13}CO column density, N_{13} , we have used the LTE formula for linear rotors (see, e.g., Heikkilä et al. 1999) corrected by the optical depth

$$N_{13}[\text{cm}^{-2}] = 4.72 \cdot 10^{13} \frac{T_{\text{ex}} e^{5.3/T_{\text{ex}}}}{1 - \frac{J(T_{\text{bg}})}{J(T_{\text{ex}})}} \frac{\langle\tau_{13}\rangle}{1 - e^{-\langle\tau_{13}\rangle}} I_{13} \quad (3)$$

I_{13} is the integrated antenna temperature [K km s^{-1}] divided by the beam efficiency and $\langle\tau_{13}\rangle$ is the optical depth in the ^{13}CO line, determined from the ratio of the observed ^{12}CO and ^{13}CO integrated intensities. In this sense, $\langle\tau_{13}\rangle$ is a weighted average over the line profiles and thus more appropriate than the peak value when calculating column densities. To derive $\langle\tau_{13}\rangle$ and T_{ex} , we assume that the excitation temperatures are equal for ^{12}CO and ^{13}CO .

Since the applied beam efficiencies suffer from relatively large uncertainties, the model solutions presented in Table 2 are defined by the $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ integrated intensity ratios which are largely independent of the efficiencies. However, to better constrain the solutions, we have also used the $^{12}\text{CO}(1-0)$ line temperature and assumed complete beam filling. These parameters were fitted to a grid of models with different T_{ex} (LTE) or T_{kin} , n_{H_2} and $N(\text{CO})$ (MEP) by minimizing χ^2 under the assumption of a $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ abundance ratio of 75; the rms errors assigned to the data are given in Table 2. We have also indicated the observed and modeled ^{12}CO intensity ratios of the different transitions, ratios which suffer from uncertainties in the beam efficiencies and the convolutions. Indicated are, also, the total column density ratios of ^{13}CO and C^{18}O as derived from the (1-0) and (2-1) transitions, assuming the parameter values derived in the χ^2 fits. They are all close to the expected ratio ~ 8 , i.e. with $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ and $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$

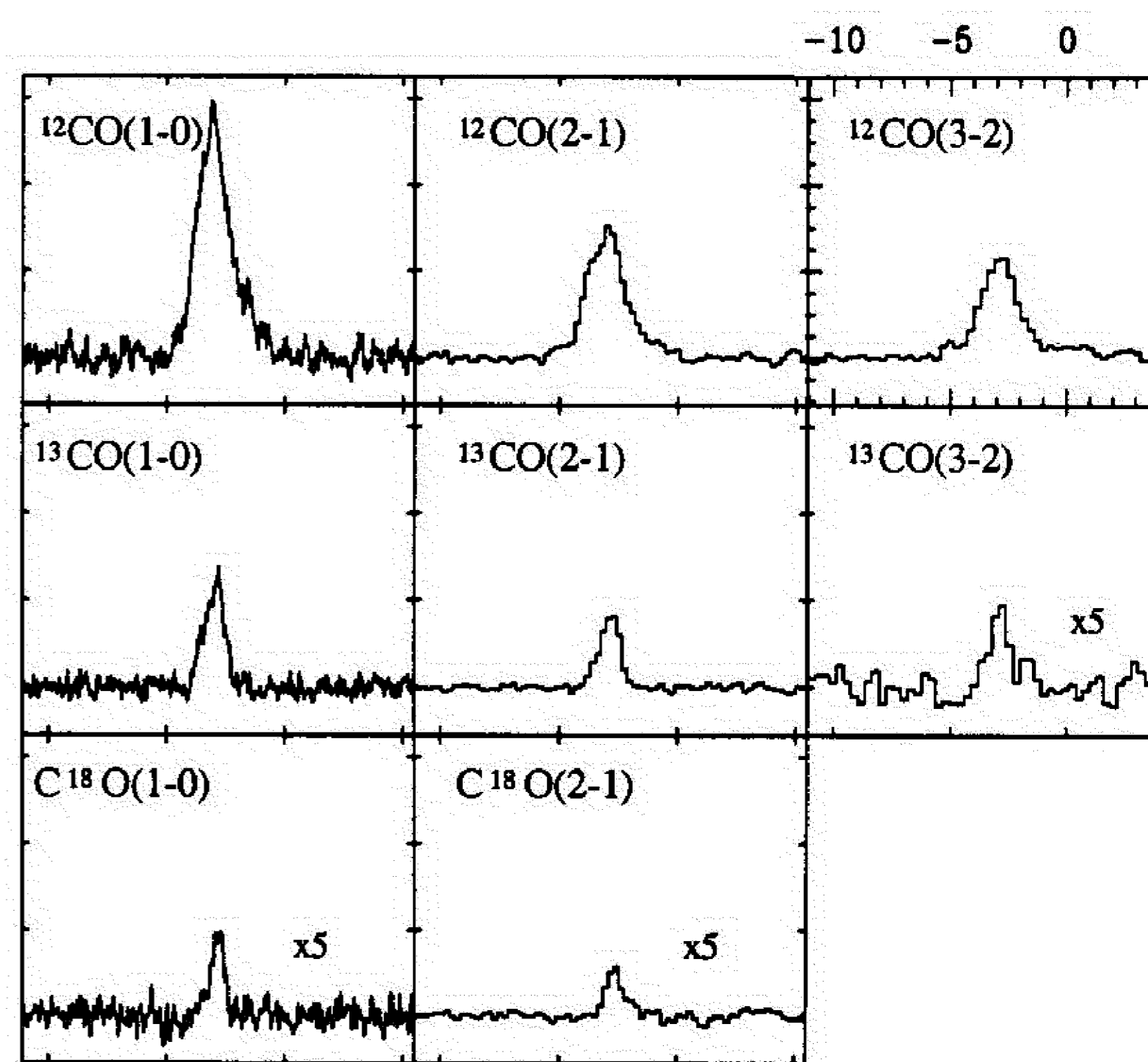


Fig. 5. T_{A}^* scale spectra at $\Delta\ell = +9'$, $\Delta b = +50'$ convolved to mimic the KOSMA $^{12}\text{CO}(2-1)$ beam response. Note that the $^{13}\text{CO}(3-2)$ and C^{18}O spectra are multiplied by a factor of 5.

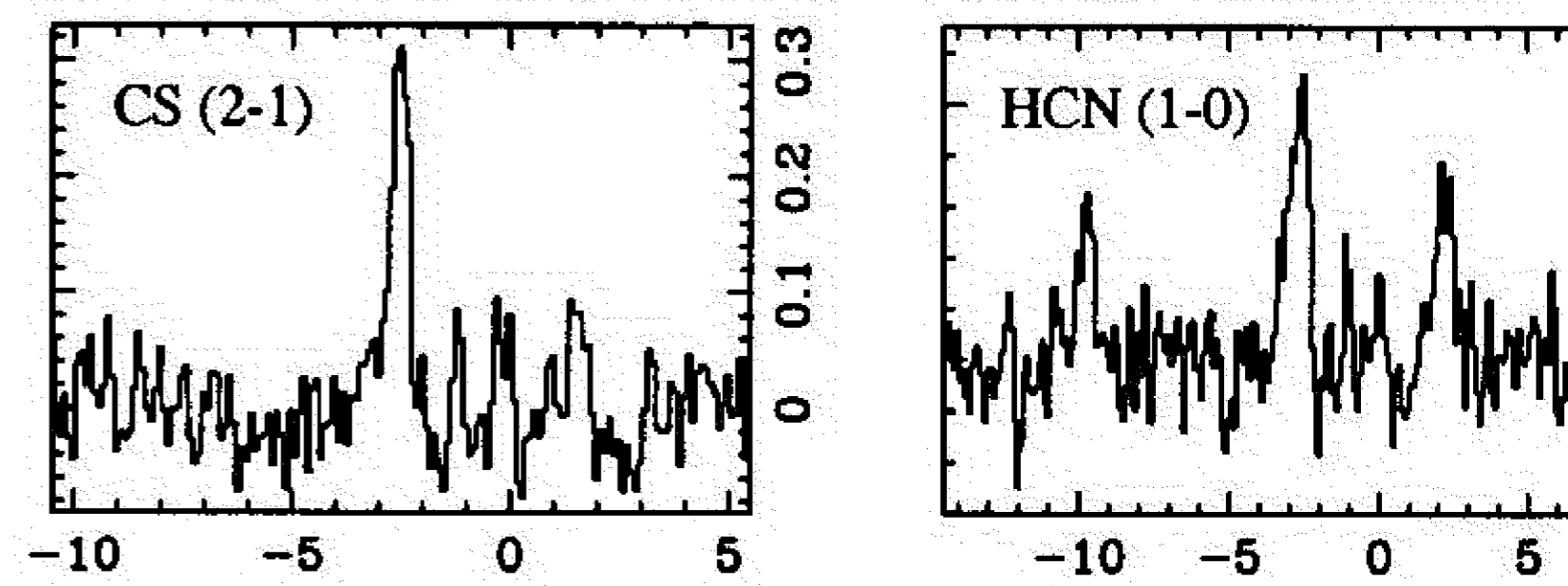


Fig. 6. CS and HCN T_{A}^* scale spectra at $\Delta\ell = +9'$, $\Delta b = +50'$.

abundance ratios of about 75 and 560, respectively, local ISM (Wilson & Rood 1994).

The MEP - solution for CO gives a H_2 - density of $5 \cdot 10^3 \text{cm}^{-3}$. However, we have also detected some density tracers (CS and HCN; see Fig. 6), indicating densities $> 10^4 \text{cm}^{-3}$. For example, the MEP solution for assuming $T_{\text{kin}} = 10$ K, gives a density of $5 \cdot 10^4 \text{cm}^{-3}$ and a column density of 10^{12}cm^{-2} .

In Table 3 we present mass estimates resulting from different methods. A crucial parameter is the distance

used 200 pc obtained from our optical measure-
However, we have also applied the size–line width
for molecular clouds as defined by $^{12}\text{CO}(1-0)$
Solomon et al. 1987) to get independent estimates.
ve used this relation only to the “main body” of
emission. The dispersion in the size–line width
by Solomon et al. (1987) corresponds to 50 pc at
nce of 200 pc. If we apply this uncertainty, all esti-
agree within the errors with the adopted distance
pc.

virial mass estimates are based on the relation
sson et al. 1998)

$$M_{\text{vir}} = 150 d \Delta v^2 [M_{\odot}] \quad (4)$$

d [pc] is the diameter of the cloud as defined by the
intensity contour of the CO emission and Δv [km s^{-1}]
full halfwidth of the global line profile of the cloud.
specifically, the diameter is determined by fitting
dimensional Gaussian function to the observed in-
distribution and use the resulting harmonic mean
major and minor axis extents. For further details
method to derive cloud parameters, see Johansson
(1998).

low we focus on mass and density estimates for the
body, although some more uncertain estimates for
weaker ridge emission are given, too. The ridge may
be a separate cloud or, if associated with the main
the result of an external or internal activity. Thus,
mass estimates from the virial theorem are probably
meaningful in the latter case, further emphasised by
fact that the ridge emission seems to extend beyond
mapped region. To minimize effects of the ridge com-
t we derived the main body parameters in a smaller
than the one mapped (see Fig. 4): offsets larger than
and $0'$ in latitude and longitude, respectively. The
profiles (^{12}CO , ^{13}CO) of this area showed weak
ion from the ridge in addition to that of the main
A two component Gaussian fit of the global line
was applied to determine CO–luminosities and ve-
widths associated with the main body of the cloud.
to refine the spatial extent we used the distribution of
emission integrated over the velocity range -5.5 to
 km s^{-1} .

With a CO–to– H_2 conversion factor of $1.9 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$
 $(\text{K km s}^{-1})^{-1}$ (Strong & Mattox 1996) and a correction for
of 36% by mass, the total gas mass estimated from
CO(1–0) data is

$$M_{\text{gas}} = 4.13 L_{\text{co}} [M_{\odot}] \quad (5)$$

where L_{co} is the CO–luminosity in units of $\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2$.
A third estimate, from the ^{13}CO emission, uses the
 $[\text{H}_2]/[^{13}\text{CO}] = 4.8 \cdot 10^5$ (Dickman & Clemens 1983).
As seen in Table 3 the virial masses derived are a factor
–17 higher than other mass estimates. A similar dif-
ference between virial masses and masses derived from the
CO–to– H_2 conversion factor is typical for high-latitude
molecular clouds (HLCs), a fact explained in terms of

Table 3. Estimates of distance and mass of the main body in
L 1274. The distance derived from the Wolf diagram is 200 pc,
which we have adopted for all mass estimates. At this distance,
 $10'$ corresponds to a linear size of 0.58 pc. The error estimates
are formal 1σ uncertainties. For the virial masses the uncertain-
ties in the diameters and linewidths contribute roughly equally.
In the other mass estimates, the absolute intensity scale
uncertainty is the dominant factor

		CO(1–0)	$^{13}\text{CO}(1-0)$	CO(2–1)
Δv	[km s^{-1}]	1.51	1.12	1.65
$d^{1)}$	[arcmin]	18.6	12.0	17.7
$r^{2)}$	[arcmin]	14	10	13
$D^{3)}$	[pc]	190	160	230
M_{vir}	[M_{\odot}]	370 ± 30	130 ± 8	420 ± 35
$M_x^{4)}$	[M_{\odot}]	43 ± 4		
$M_{13}^{5)}$	[M_{\odot}]		25 ± 2	
$n_{\text{H}_2}^{6)}$	[cm^{-3}]	320	460	

- 1) Diameter of the emission (50% contour).
- 2) Radius of the emission (10% contour).
- 3) Distance determined from the size–line width relation by
Solomon et al. (1987).
- 4) Mass estimate using a CO–to– H_2 conversion factor of
 $1.9 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ (Strong & Mattox 1996).
- 5) Mass estimate assuming $[\text{H}_2]/[^{13}\text{CO}] = 4.8 \cdot 10^5$
(Dickman & Clemens 1983).
- 6) Mean density in a volume of radius r .

deviations from gravitational virial equilibrium (see, e.g.,
Heithausen 1996). To compare the properties of L 1274
with HLCs we have also analysed our data in the same
way as Heithausen and others. The significant difference
is the determination of the cloud size: a radius, r , is de-
fined by the area within the 2σ detection limit contour.
In our case this detection limit corresponds to about 10%
of the peak emission. The derived radii and the corre-
sponding line widths are given in Table 3. When using
the size–line width relation and the expression for the
virial mass in the paper by Heithausen (1996), we find
distances larger by about 20% compared with those from
the Solomon et al. (1987) relation while the virial masses
show a closer agreement (assuming a distance of 200 pc).
Table 3 also gives the mean density of H_2 within a volume
of radius r . This number is at least an order of magnitude
larger than typical for HLCs (Heithausen 1996), thus indi-
cating that the main body has properties more similar to
ordinary dark cloud cores. This is further emphasized by
the volume filling factor of the molecular gas, here defined
as the ratio of the mean density and the density obtained
from the MEP solution of CO, about 10% for L 1274 and
less than 1% for HLCs (Heithausen 1996).

We have also estimated the mass for the ridge com-
ponent from the ^{12}CO and ^{13}CO luminosities in the same
way as for the main body. We find 25 and $3.5 M_{\odot}$ from the
CO–to– H_2 conversion factor and the $[\text{H}_2]/[^{13}\text{CO}]$ ratio,
respectively. This large difference (although highly uncer-
tain due to the weak ridge emission and blending by the

main body component) in the two estimates might be a result of isotope selective photodissociation of the CO gas, provided that the density in the ridge is low. Support for low gas densities in the ridge comes from the weak CO emission itself, as well as high $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ intensity ratios (a factor of 2 higher than in the main body). Thus, our data indicate that the ridge has different properties, notably more dilute gas, than the main body.

4. Discussion

4.1. Uncertainties on the masses derived

As noted in the previous section, the large virial masses relative to other mass estimates for the main body point to an object with properties similar to HLCs while the mean density is more in accordance with that of dark cloud cores. This mass difference can be removed by assigning a larger distance to the cloud, since the virial mass is proportional to the distance while the other mass estimates relate to the distance squared. Thus, a distance larger by a factor of 5 (^{13}CO data) or about 9 (^{12}CO) would result in similar masses and a mean density closer to what is observed in HLCs. At such distances, however, the cloud would not be detectable by star counts. Another possibility is of course that we underestimate the mass derived from the ^{12}CO and ^{13}CO data by an order of magnitude. For example, Boulanger et al. (1998) find such deviations between masses calculated from the CO-to- H_2 conversion factor and those derived from $100\ \mu\text{m}$ data, for some small clouds in the Chamaelon complex, although the two mass estimates agree satisfactorily in the region as a whole. They attribute the differences to a CO deficient gas component, characterized by $100\ \mu\text{m}$ emission with warm IRAS color (excess of $60\ \mu\text{m}$ emission), while clouds with low $60/100\ \mu\text{m}$ flux ratios are better traced by CO. With respect to IRAS colors, L 1274 resembles the latter category, possibly indicating that our mass estimate from ^{12}CO suffers from an error less than an order of magnitude.

Our mass estimate from the ^{13}CO data relies on an $[\text{H}_2]/[^{13}\text{CO}]$ ratio of $4.8 \cdot 10^5$ (Dickman & Clemens 1983), determined from a relatively large sample of local dark clouds (Dickman 1978) taken from the Lynds (1962) catalog. Their sizes, opacity classes and kinetic temperatures (Dickman 1978) are similar to those of L 1274. In this sense, the applied $[\text{H}_2]/[^{13}\text{CO}]$ ratio should be quite reliable. Whether L 1274 is an extreme case in any other properties, like e.g. CO depletion or line saturation, is harder to decide. In an attempt to reveal such effects we have used the ratio of the H_2 column densities as derived by the CO-to- H_2 conversion factor (Strong & Mattox 1996) and a $[\text{C}^{18}\text{O}]/[\text{H}_2]$ ratio of $1.7 \cdot 10^{-7}$ (Frerking et al. 1982):

$$\frac{N(\text{H}_2)_{\text{CO}}}{N(\text{H}_2)_{\text{C}^{18}\text{O}}} = \frac{1.9 \cdot 10^{20} I_{\text{CO}}}{5.9 \cdot 10^6 N_{18}} = 0.32 \cdot 10^{14} \frac{I_{\text{CO}}}{N_{18}}, \quad (6)$$

where I_{CO} is the velocity integrated ^{12}CO emission in K km s^{-1} and N_{18} is the C^{18}O column density in cm^{-2} .

Since this ratio, in most cases, involves an optically thin and thin line, it should be sensitive to physical and chemical (e.g. CO depletion or isotope selective processes) properties deviating from the “typical” case. To isolate such cases (assuming that the CO isotopic ratios remain constant): i) if the CO gas is depleted, the C^{18}O column density scales directly with the depletion while the saturated ^{12}CO emission ($\sim 1 - e^{-\tau_{\text{CO}}}$) is less affected, implying a ratio > 1 and, (ii) if the ^{12}CO line is saturated to an extraordinary level, some fraction of the gas is missing ^{12}CO giving a ratio < 1 . Applying formula (6) to the observed ^{12}CO (1–0) and C^{18}O (1–0) data in the center of L1274 (Table 1) we find a factor of 1.2, i.e. a good agreement between the two H_2 column density estimates. To compare, we have chosen a well-studied dark cloud where several tracers indicate more extreme conditions, the dense, starless and collapsing core of L 1544 (see Tafalla et al. 1998; Caselli et al. 1999). High density tracers, e.g. the CS(2–1) line, show the typical double-peaked line shapes indicative of matter infall (note that the CS(2–1) line observed towards L1274 lacks any tendency for a secondary peak). The ^{12}CO (1–0) line is extremely saturated with an estimated optical depth of ~ 400 (Tafalla et al. 1998); the corresponding optical depth in L 1274 is an order of magnitude lower (Table 2). Using the ^{13}CO isotope data in Tafalla et al. (1998), formula (6) gives a ratio of 0.3 for L 1544, at least an indication to question the mass estimates. It is interesting to note that Caselli et al. (1999) estimate, from C^{17}O and 1.3 mm continuum observations, that the CO gas is depleted by a factor of 30 in L 1544. If so, the CO-to- H_2 conversion factor underestimates the H_2 content by a factor of 30 in this core. However, it is likely that this is not due to the suggested gas depletion but to the extreme saturation of the ^{12}CO line.

The discussion above indicates that the L1274 core has similar properties as the cloud sample for which the $[\text{H}_2]/[^{13}\text{CO}]$ ratio is defined. Furthermore, all CO isotopes observed here give H_2 column densities which agree very closely, lending support to our mass estimates.

4.2. Interpretation

From the ^{13}CO survey of the Cep–Cas region Yorlani et al. (1997) also find high M_{vir}/M_{13} ratios for clouds with $M_{13} \leq 100 M_{\odot}$. They estimated the external pressure in this region to $P_{\text{ext}}/k \sim 10^5 \text{ K cm}^{-3}$. This pressure is high enough to bind most of the clouds in their sample, and maybe the smallest ones. For L 1274, using the M_{13} estimate, we find that the pressure required to bind the main body is $\sim 10^{4.5} \text{ K cm}^{-3}$. This indicates that the main body might be pressure confined.

In any case, L 1274 and other clouds of similar properties are apparently not gravitationally bound. This suggests that they are, either, formed by another process than gravitation, or, disturbed by some internal or external process. Both cases might be explained by the passage

shock front. In the former case, the shock front triggers the formation of a cloud, which, if gravitation does not take over, eventually evaporates. In the latter case, the shock front injects energy to the cloud, which may be seen, e.g., in the form of increased turbulence. Support for a passage of a shock front comes from the channel maps in Figs. 3 and 4 which seem to indicate that the main body and the ridge component are related. In this scenario the ridge is an outstanding low density feature that comes from the outer parts of the main body.

The question is, also, whether an external disturbance such as a shock wave is consistent with the observed IRAS results. In the warm diffuse interstellar medium high speed shocks ($50 < v_s < 200 \text{ km s}^{-1}$) change the grain size distribution towards smaller grains (e.g. Jones et al. 1996), which should decrease the $100 \mu\text{m}/60 \mu\text{m}$ ratio. The situation is less clear for dense clouds and slow shocks. Draine & Salpeter (1983) have studied MHD shocks in molecular clouds with preshock densities $n_H \approx 10^4 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$ and speeds in the range $5 - 50 \text{ km s}^{-1}$. Magnetic fields enhance the sputtering of grain mantles, thus requiring shock waves of only 25 km s^{-1} for H_2O ice mantles to be substantially eroded. Refractory grain cores, however, have binding energies an order of magnitude larger than H_2O and will be almost unaffected by sputtering at these shock speeds (Draine et al. 1983). However, this model does not include grain-grain collisions which could change the size distribution of the grains. Observationally, one possible example is the ρ Ophiuchi cloud where two distinct regions were found: a low-density, less depleted, predominantly atomic preshock gas and a predominantly molecular, more depleted postshock gas (Meyers et al. 1983). On the basis of VLA and optical studies they inferred the presence of a shock wave with a velocity of about 10 km s^{-1} and traced its origin to a $\sim 10^6$ yr old SNR (Sancisi 1974). The age of the SNR is sufficient for grain enlargement to occur in the postshock gas (Meyers et al. 1983). They concluded that a low-velocity shock enhances grain growth in the postshock gas probably through some combination of accretion and coagulation, resulting in a grain distribution in which there is an excess of large grains and a deficiency of very small grains. Thus, a low velocity shock seems to be consistent with the observed $100 \mu\text{m}$ excess emission in L 1274.

The projected position of L 1274 is in a region of two well-known FIR loops: inside GIRL 116+10 and at the periphery of GIRL 120+11 (abbreviation ‘‘GIRL’’ stands for Galactic (F)IR Loop; Kiss et al. 2001, in prep.). Such loops are thought to trace dust and gas swept out by supernova explosions or strong stellar winds. If any of these loops has created L 1274, the latter is the better candidate for geometrical reasons provided that the ridge is an extension of the main body. This is, however, very speculative. On the other hand, L 1274 seems to be in a rather violent area indicated by soft X-ray excess radiation, lack of CO emission and presence of radio-continuum loops. A scenario where a shock front from an old supernova explosion has already passed L 1274 is possible. For example, the

centre and the estimated distance to the centre of Loop III (Berkhuijsen 1971, 1973) and the position and distance of L 1274 are consistent with passage of a SN-induced shock front during the last 10^6 years. Assuming that the ridge has been swept away, the relative motions of the main body and the ridge in the radial direction are also consistent with this scenario (i.e. the ridge has gained some positive peculiar velocity relative to the main body).

Indications of internal disturbances are harder to find. Our data show that the main body is cold with no optical or IR signs of strong activity. Likewise, no large-scale motions like contraction or rotation are evident. There is a weak IR source at the edge of the main body (see Fig. 3), classified as a cold clump. However, the location of this source seems to correlate more with the ridge properties than those of the main body: the weakest CO emission (Fig. 4), the highest $^{12}\text{CO}(1-0)/^{13}\text{CO}(1-0)$ and the lowest $^{12}\text{CO}(2-1)/^{12}\text{CO}(1-0)$ ratios of the ridge are found close to the IR source (Sect. 3.3). The geometry of the ridge combined with the location of the IR source resembles a bipolar flow. As noted in Sect. 3.3 there is also possibly, a small velocity gradient along the ridge, consistent with an almost face-on flow. Interpreted in this way the ridge emission might then be the result of low mass star formation at the edge of the main body.

Anyway, the main conclusion of this discussion is that any internal activity (core collapse or star formation), which could explain the difference between our mass estimates, seems to be absent.

5. Summary

We present a multiwavelength study of L 1274, a dark cloud located in the weak CO emission area between the Cepheus and Cassiopeia molecular cloud complexes. Objective prism spectroscopy data were used to determine a distance of $200 \pm 30 \text{ pc}$ to the cloud.

ISSA plates were used to investigate the FIR emission. The L 1274 cloud has moderate $100 \mu\text{m}$ and low $60 \mu\text{m}$ emission. The $100 \mu\text{m}$ excess emission (and the $100 \mu\text{m}$ emission itself) is spatially well correlated with the core of the CO cloud.

We have used the OSO 20-m telescope to map the cloud in the $^{12}\text{CO}(1-0)$ and $^{13}\text{CO}(1-0)$ lines and the KOSMA 3-m telescope for a map in the $^{12}\text{CO}(2-1)$ line. A few positions were observed in the $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$, $\text{CS}(2-1)$ and $\text{HCN}(1-0)$ transitions (OSO) and the $^{12}\text{CO}(3-2)$, $^{13}\text{CO}(2-1)$ and $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ transitions (KOSMA) to allow improved estimates of the gas properties. We find a kinetic temperature of $10 - 12 \text{ K}$, an H_2 density $> 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and a total column density of the ^{12}CO gas of $(2 - 5) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ in the centre of the cloud.

The CO-maps show two velocity components, one designed as the ‘‘main body’’, a slightly elongated structure of $1.5 - 2 \text{ pc}$ in diameter, and a weaker filament component, which we designed as the ‘‘ridge’’. Our data indicate that the two components are related.

For the main body we present mass estimates with different methods. Virial masses are higher by a factor of 3–17 than masses derived from the CO-to-H₂ conversion factor and the ¹³CO data using a standard [H₂]/[¹³CO] ratio. We discuss the validity of these mass estimates but find no indications of extraordinary physical or chemical properties of the gas that would change significantly our estimates. Likewise, there are no obvious signs of an internal activity that could explain the difference between the virial masses and the CO mass estimates. We also discuss a possibility of a supernova induced shock front passage which, either, disturbed an existing cloud, or, triggered the formation of it. The ridge might be a consequence of such a passage.

Acknowledgements. Our sincere thanks are to Dr. Mária Kun and to the Konkoly Observatory for the telescope time, photoplates and hospitality. Prof. F. Sato (Nagoya) kindly provided an unpublished ¹³CO map. Prof. J. Black (Onsala) made his code (*revradex*) available. We used Dr. P. Bergman's (Onsala) spectral line reduction package, XS.

Onsala Space Observatory is the Swedish National Facility for Radio Astronomy and is operated by Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden, with financial support from the Swedish Natural Science Research Council and the Swedish Board for Technical Development.

The KOSMA 3m-radio telescope at Gornegrat-Süd Observatory is operated by the University of Köln, and supported by the SFB-301, as well as by special funding from the Land NRW. The Observatory is administrated by the Internationale Stiftung Hochalpine Forschungsstationen Jungfrauoch und Gornegrat, Bern, Switzerland.

This research was partly supported by the OTKA grants F-022566 and T-024027 and the JSPS-HAS Cooperative Science program No. 18.

References

- Abergel, A., Boulanger, F., Mizuno, A., & Fukui, Y. 1994, *ApJ*, 423, L59
- Assendorp, R., Bontekoe, T. R., de Jonge, A. R. W., et al. 1995, *A&AS*, 110, 395
- Berkhuijsen, E. M. 1971, *A&A*, 14, 252
- Berkhuijsen, E. M. 1973, *A&A*, 24, 143
- Boulanger, F., Bronfman, L., Dame, T. M., & Thaddeus, P. 1998, *A&A*, 332, 273
- Boulanger, F., & Pérault, M. 1988, *ApJ*, 330, 964
- Caselli, P., Walmsley, C. M., Tafalla, M., Dore, L., & Myers, P. C. 1999, *ApJ*, 523, L165
- Dame, T. M., Ungerechts, H., Cohen, R. S., et al. 1987, *ApJ*, 322, 706
- Dickman, R. L., & Clemens, D. P. 1983, *ApJ*, 271, 143
- Dickman, R. L. 1978, *ApJS*, 37, 407
- Draine, B. T., Roberge, W. G., & Dalgarno, A. 1983, *ApJ*, 262, 485
- Frerking, M. A., Langer, W. D., & Wilson, R. W. 1982, *ApJ*, 262, 590
- Grenier, I. A., Lebrun, F., Arnaud, M., et al. 1989, *ApJ*, 331, 231
- Heikkilä, A., Johansson, L. E. B., & Olofsson, H. 1999, *A&A*, 344, 817
- Heithausen, A. 1996, *A&A*, 314, 251
- Jansen, D. J., van Dishoeck, E. F., & Black, J. H. 1994, *ApJ*, 282, 605
- Johansson, L. E. B., Greve, A., Booth, R. S., et al. 1998, *ApJ*, 331, 857
- Jones, A. P., Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. J. 1998, *ApJ*, 469, 740
- Kiss, Cs., Tóth, L. V., Moór, A., Sato, F., Nikolić, S., Wouterloot, J. G. A. 2000, *A&A*, 363, 755
- Kramer, C., Degiacomi, C. G., Graf, U. U., et al. 1998, *Proc. SPIE* 3357, 711. *Advanced Technology MMW, Radio and Terahertz Telescopes*, ed. T. G. Phillips
- Kun, M. 1998, *ApJS*, 115, 59
- Kun, M., Obayashi, A., Sato, F. et al. 1994, *A&A*, 292, 109
- Lang, K. R. 1992, *Astrophysical Data: Planets and Stars* (Springer-Verlag New York, Inc.), 144
- Laureijs, R. J., Clark, F. O., & Prusti, T. 1991, *ApJ*, 353, 109
- Lynds, B. T. 1962, *ApJS*, 7, 1
- Meyers, K. A., Snow, T. P., Federman, S. R., & Bregman, J. D. 1983, *ApJ*, 288, 148
- Obayashi, A., Fukui, Y., Kun, M., Sato, F., & Yonekura, Y. 1998, *AJ*, 115, 247
- Sancisi, R. 1974, in *IAU Symposium 60, Galactic Structure and Dynamics*, ed. F. J. Kerr & S. C. Simonson (Dordrecht: Reidel)
- Seitter, W. C. 1975, *Bonner Spectral Atlas II*. (Frankfurt: Dümmler Verlag)
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J. W., & Yahraes, J. 1987, *ApJ*, 319, 730
- Strong, A. W., & Mattox, J. R. 1996, *A&A*, 308, L21
- Tafalla, M., Mardones, D., Myers, P. C., et al. 1998, *ApJ*, 495, 900
- Taylor, D. K., Dickman, R. L., & Scoville, N. Z. 1987, *ApJ*, 315, 104
- Tóth, L. V., Kiss, Cs., & Moór, A. 1996, in *The Role of Turbulence in the Formations of Stars* ESO workshop, ed. H. U. Kaper (Springer), 125
- Trumpler, R. J., & Weaver, H. F. 1953, *Statistical Astronomy* (Univ. of California Press, Berkeley and Los Angeles)
- Wainscoat, R. J., Cohen, M., Volk, K., et al. 1992, *ApJ*, 371, 111
- Wheelock, S. L., et al. 1994, *IRAS Sky Survey Explanatory Supplement*, JPL Publication 94-12. Pasadena:JPL
- Wilson, T. L., & Rood, R. 1994, *ARA&A*, 32, 191
- Wolf, M. 1923, *AN*, 219, 109
- Yonekura, Y., Dobashi, K., Mizuno, A., et al. 1997, *ApJ*, 475, 110, 21



Rad II

S. Nikolić, L.E.B. Johansson, M. Juvela, 2001, "Star formation in L 1251 III.: Hydrogen cyanide and isocyanide", *Astronomy & Astrophysics*, *u pripremi*



Star Formation in L 1251

III. Hydrogen cyanide and isocyanide

Silvana Nikolić^{1,2,*}, Lars E.B. Johansson², and Mika Juvela³

¹ Astronomical Observatory, Volgina 7, 11160 Belgrade, Serbia, Yugoslavia

² Onsala Space Observatory, S-439 92 Onsala, Sweden

³ Helsinki University Observatory, Tähtitorninmäki, P.O.Box 14, SF-00014 University of Helsinki, Finland

Received Autumn, 2001; accepted Winter, 2001.

Abstract. Dense cores of L 1251 have been surveyed in HCN (1–0) and HNC (1–0) lines. High spectral resolution revealed complex velocity structure of the cloud, in all dense cores groups areas. At least two 'velocity sheets' are clearly seen, with about 1 km s^{-1} difference between them. Defined according to the HCN emission, there are in total 9 cores, divided into three groups - 'head', 'north' and 'tail'. The distribution of the cores follows the detected NH_3 cores from a comparable study. All five detected embedded YSOs and candidate T Tau stars are within a 50% integrated intensity contour of a core. We assumed the LTE and derived the fractional abundances of HNC and HCN, from the rarer isotopomers, H^{13}CN , HN^{13}C and H^{15}NC observed in selected positions. Monte Carlo code was used to model the HCN hyperfine intensity ratio. The HCN anomalies can be explained with a highly structured cores. We report also the HNC and HN^{13}C hyperfine anomalies, rarely seen in molecular clouds. N-Chemistry?

Key words. ISM: abundances - clouds - molecules, individual objects: L 1251

Introduction

HCN and HNC

Molecules with higher dipole moments are needed to search for dense cores within a cloud. One of possible choices is hydrogen cyanide, HCN, which has a large dipole moment ($\mu=2.985\pm 0.005 \text{ D}$, Bhattacharya & Gordy 1960, HNC $\mu=2.7 \text{ D}$) so that the critical density for the $J=1-0$ transition is as high as 10^6 cm^{-3} . Moreover, the HCN (1–0) transition has recently been suggested as a good tracer of embedded Class 0 and Class I YSOs presence in dense clouds (Yun et al. 1999, Park et al. 1999). The Yun et al. (1999) survey of 37 star-forming and quiescent dense clouds indicated that the HCN(1–0) emission strength is well correlated with the YSO's class, Class 0 and Class I being detected preferentially. They derived an 80% likelihood of tracing embedded Class 0 YSOs if the detected emission is stronger than 3 K km s^{-1} . Furthermore, while ammonia and CS have been used to identify dense cores so far, HCN could be used to establish an observational distinction between (dense) starless and star-forming cores. Park et al. (1999) HCN(1–0) profiles towards 24 Class 0

and Class I YSOs and found that the $F=2-1$ line is more sensitive to the internal motions of the YSOs than the CS line. The preference of the HCN detection in the Class 0 and I relative to the Class II YSOs or starless cores, implies that the dense envelope around young YSOs has a significant HCN abundance which peaks in a narrow time span.

Hydrogen isocyanide, HNC, is a geometrical isomer of HCN and is commonly observed in the interstellar clouds. The ground state total energy of HNC is higher than that of HCN, yet hydrogen isocyanide does not spontaneously re-arrange itself into lower energy hydrogen cyanide because there is no efficient process to conserve the energy. Collisions with other molecules (e.g. H_2) can conserve energy and cause the re-arrangement; however there is a small energy barrier to this process. The size of this barrier corresponds to the collision energies of molecules having kinetic temperatures around 100 K. The abundance ratio $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ is governed by the rates of the processes that form and destroy both isomers. In the regions of high mass star formation, usually associated with a warm gas, the ratio $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ is found to be between 0.01 and 0.1 (e.g. Goldsmith et al. 1986). In cold dark clouds where low-mass stars are formed, the HNC abundance remains. Since HCN and HNC are probably formed and destroyed at comparable rates, their abundance ratio is around 1

* offprint requests to: silvana@oso.chalmers.se

This work was done during a visit to the Onsala Space Observatory in 2000/2001.

rota et al. 1998, Harju 1989, Irvine & Schloerb 1984, Churchwell et al. 1984). Hirota et al. (1998) observed optically thin H^{13}CN (1–0) and HN^{13}C (1–0) lines in a sample of 9 dark cloud cores and found the difference in abundances of HCN and HNC between the star forming and starless cores to be smaller than the uncertainty of the abundance ratio in each cloud.

L1251

L1251 is a medium sized dark cloud of opacity class 5 (scale of 1–6 in increasing opacity), and an area of 0.195 deg^2 at $\alpha \approx 22^{\text{h}}35^{\text{m}}$, $\delta \approx +75^{\circ}00'$ (Schroeder & van der Kamp 1962). The cloud lies at the edge of the Cepheus giant molecular cloud complex (Lebrun 1986). East of the Cepheus Flare CO emission is virtually absent. Prusti et al. (1989) interpreted this as a 10^4 yr old supernova bubble which may have swept out the gas. This suggests that L 1251 was/is being exposed to an external shock which might have triggered star formation in the cloud.

In a NH_3 survey for dense cores in dark clouds Larson & Myers (1989) mapped a part of the cloud which was later confirmed in the subsequent extensive CO (Sato et al. 1994) and C^{18}O (Tóth & Walmsley 1996) studies, referred to as to the “head” and the “tail”, respectively. The whole cloud has been mapped in C^{18}O (1–0) cores named from A to E in increasing distance from the “head” with a total gas mass of $260 M_{\odot}$ (Sato et al. 1994). The “head” of the CO cores turned out to be composed of gas with densities up to $n_{\text{H}_2} \simeq 10^5 \text{ cm}^{-3}$, as revealed by the ammonia survey of Tóth & Walmsley (1996) who have detected 3 groups with a total of 8 dense cores. The ammonia “head” group of cores corresponds to the C^{18}O (1–0) “core E” (Sato et al. 1994), the group “north” to “core D” and the “tail” group to “core A”. Kun & Prusti (1993) determined the distance to the cloud to 300 pc.

The cloud is an active low-mass star formation site as was firstly indicated by the detection of several $\text{H}\alpha$ sources in the vicinity of the cloud (Kun 1982). Further studies in the FIR band (25–100 μm) found 16 IR point sources projected on the cloud area (galaxies and field stars were excluded), of which seven, possibly nine were identified according to their IR colours as embedded young stellar objects (Kun & Prusti 1993). Five embedded YSOs are associated with the NH_3 (Tóth & Walmsley 1996) dense cores. IRAS 22376+7455 and IRAS 22343+7501 apparently power two detected CO outflows (Schwartz et al. 1988, Sato & Fukui 1989). Well collimated and compact outflow is associated with IRAS 22376+7455 and has an estimated dynamical timescale of $\sim 2 \times 10^4 \text{ yr}$ (Sato et al. 1994). The extended outflow, associated with the IRAS 22343+7501 source, has a dynamical timescale of $\sim 10^5 \text{ yr}$ and the axis of the lobes seems to be oriented in the NE–SW (Sato et al. 1994), not NW–SE direction (Schwartz 1988). Support for this we find in the higher resolution CO maps made by Lee (1994) who has seen a NE–SW flow across the cloud. Parts of the cloud i.e.

the regions around the outflows were mapped in the CO (Morata et al. 1997) and NH_3 (Anglada et al. 1997).

Further investigation of the regions around these sources followed. Balázs et al. (1992) presented deep CO images through [SII], $\text{H}\alpha$ and continuum filters of the IRAS 22343+7501 area and discovered a small group of Herbig–Haro knots (HH 148). Hodapp (1994) made a wide field K' band image, while detailed near-infrared images by Rosvick & Davidge (1995) showed that this IRAS source consists of several central protostellar objects. Their images exhibited a 20 to 30'' large nebulosity corresponding to a maximum size of 9000 AU at the assumed distance to the cloud. On the basis of the spectral energy distribution the source is described as protostellar in nature, probably near the end of the infall stage, while the continuum observations indicated the presence of a large amount of circumstellar material (Rosvick & Davidge 1995). Another bright, large HH complex, HH 373, a chain of two or three knots (HH 374) and a faint HH knot (HH 364) were discovered by Alten et al. (1997), although a clear relationship to IRAS 22343+7501 or IRAS 22376+7455 could not be established. Eiroa et al. (1995) made CCD images in the IRAS 22376+7455 region. There was no clear I-counterpart to the IR source, and the discovered HH knots, HH 189, appear to be related to one of the nebulosities revealed. Weak H_2O maser emission was first detected towards IRAS 22343+7501 (Tóth & Walmsley 1996, Wilking et al. 1994, Xiang & Turner 1995). This maser was monitored over two years and turned out to be variable (Claussen et al. 1996). In the same period a water maser towards IRAS 22376+7455 was seen. The new, strong maser, associated with the IRAS 22376+7455 source was detected by Tóth & Kun (1997). Finally, the VLA high resolution continuum and H_2O studies in the region around IRAS 22343+7501 were conducted by Grissom Meehan et al. (1998). Two of the near-infrared sources of Rosvick & Davidge (1995) were detected in the $\lambda = 3.6 \text{ cm}$ continuum and the position of two detected H_2O masers was pinpointed to be coincident with the stronger continuum source to less than 225 AU at the distance of L 1251. The VLA 6 cm and 3.6 cm observations of IRAS 22376+7455 yielded spectral index of 0.8, while the evolutionary status of the object remained unclear (Anglada et al. 1998).

The aim of this paper is threefold. First, we study in detail the variation of the distribution of the HCN and HNC in one molecular cloud, with respect to the star-formation stage of its dense cores. Secondly, the spatial variation of the line intensity ratios of the HCN hyperfine satellites across the cloud is investigated. Finally, the abundance ratio $[\text{HCN}]/[\text{HNC}]$, as well as relative abundance of HNC in both starless and the cores with the embedded YSOs is studied and implications to the chemistry of the cloud are discussed.

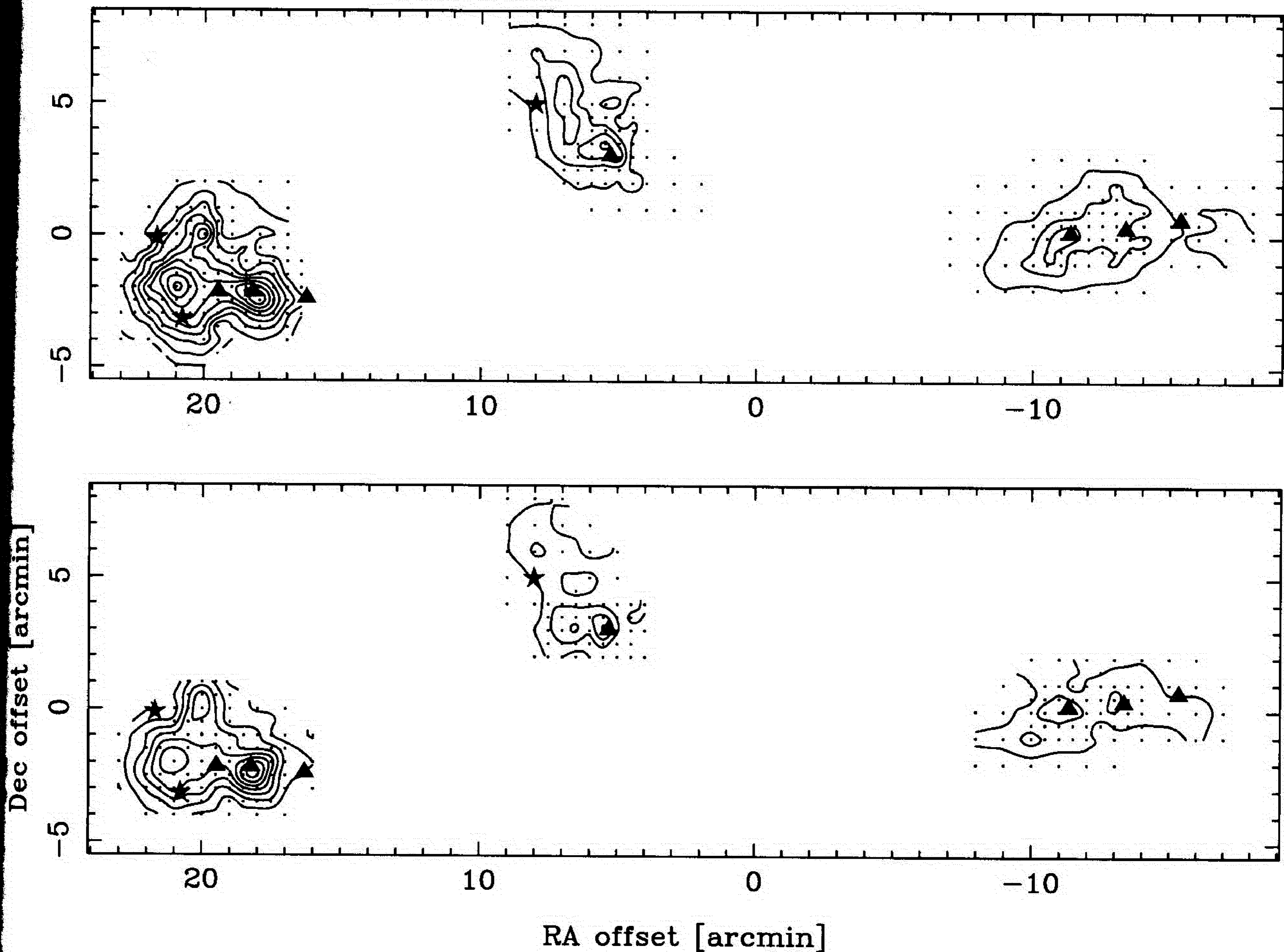


Fig. 1. HNC (upper) and HCN (lower panel) integrated intensity maps in the $(-2, -6.5) \text{ km s}^{-1}$ velocity range. The cloud position is $\text{RA}(1950.0)=22^{\text{h}}33^{\text{m}}$ $\text{Dec}(1950.0)=74^{\circ}58'$ and the observed positions are indicated by dots. The intensity scale is $T_A^* dv [\text{K km s}^{-1}]$ and contours start from 0.5 by 0.5 to 4.0 and 4.5 K km s^{-1} for the HCN and HNC, respectively. The stars indicate the FIR point sources classified as T Tau stars, and the triangles those classified as embedded YSOs (Kun & Prusti 1993).

2. Observations

The Onsala Space Observatory's (OSO) 20-m telescope was used during five observing sessions in 1998, 1999 and 2000. We made HCN (1-0) and HNC (1-0) maps and observed some positions in H^{13}CN (1-0), HN^{13}C (1-0) and H^{15}NC (1-0). The telescope receiver was a SIS mixer with a typical $T_{\text{rec}}=150 \text{ K}$ (SSB) in the frequency range used. We used a 1600-channel correlator with 20 MHz bandwidth (i.e. a velocity resolution of 0.04 km s^{-1} at 90 GHz). The HPBW of the telescope at 90 GHz is $45''$ and the main beam efficiency is 0.6. The pointing was checked by observing several SiO maser sources and we estimate the pointing uncertainty to be about $3''$ r.m.s. in Az and El. The observations were made in a frequency (the main isotopes) and a double beam switching mode (the rarer isotopes). The chopper-wheel method was used for the calibration, and the intensity scale is given in terms of T_A^* . In maps we used mostly a grid spacing of $30''$. The r.m.s. of the HCN and HNC maps data set was around 0.1 K. The data were reduced using the XS package¹.

¹ program developed by P. Bergman, OSO

3. The maps

For our survey we have selected the dense cores area detected by Tóth & Walmsley (1996) which show some of star-formation activity. In the ammonia "head" H1 and H2, the northern core and in the "tail" cores T2 and T3 were mapped with a grid spacing of $30''$ to $60''$. Figure 1 shows HNC and HCN maps of the surveyed areas of the cloud. Embedded YSOs are marked with triangles, and correspond, in increasing RA, to sources 4, 5, 6, 8, 13, 14 and 15 of Kun & Prusti (1993)². Source no. 8 (IRAS 22343+7501) in the northern core area ($\Delta\alpha \leq 9'$, $1' \leq \Delta\delta \leq 8'$) and 14 (IRAS 22376+7455) in the "head" area ($16' \leq \Delta\alpha \leq 23'$, $-5' \leq \Delta\delta \leq 2'$) are believed to power the extended and compact outflow, respectively (Sato et al. 1994).

The emission in both HNC and HCN in the head region is about four times stronger than in the northern core and the tail. When compared to each other

² Note: Throughout the paper we'll use the FIR point source designation from Kun & Prusti (1993) and/or the regular designation

Table 1. Derived parameters of HCN (1-0) defined cores

Core	v_{lsr} ¹⁾ [km s ⁻¹]	$\Delta\alpha_P$ ²⁾ [']	$\Delta\delta_P$ ²⁾ [']	Size ³⁾ [pc]	M_{vir} ⁴⁾ [M _⊙]	Comments ⁵⁾
	-4.4	21.0	-2.0	0.22	38	T Tau (H _α) #16; E2
	-4.9	20.0	0	0.16	9	
	-3.2	19.5	-2.0	0.14	8	T Tau candidate star #15; E3
	-4.3	18.0	-2.5	0.15	16	embedded YSO #14, compact outflow; E1
	-4.5	7.0	6.0	0.29	43	
	-5.3	5.5	3.0	0.14	26	embedded YSO #8, extended outflow; C1
	-4.5	-10.0	-1.0	0.16	8	
	-4.7	-11.0	0	0.18	17	embedded YSO #6; A1
	-4.0	-13.0	1.0	0.16	20	embedded YSO #5

¹⁾ Gaussian fitted line center velocity of the HCN F=2-1 component.

²⁾ The peak or the observed position closest to the peak.

³⁾ Full half intensity width of the HCN integrated emission corrected for the beam size.

⁴⁾ $M_{vir} = 150 D \Delta v^2$.

⁵⁾ IRAS point sources and detected outflows that fall within the full half intensity width of the HCN emission and selected positions observed in the rarer isotopomers.

⁶⁾ Possibly two cores, with "secondary" peak at $(\Delta\alpha, \Delta\delta) = (7', 5')$.

molecules have in the head region very similar spatial distributions and extent. This region has 3 HNC and HCN cores, plus one "corelet" which may be, in fact, a secondary peak of one core (see Table 1 for the details). Two IRAS sources seem associated with the dense cores: IRAS 22376+7455, still deeply embedded in a dense core (IRAS point source 15, in FIR blended by the previous one). In the region "north" the HNC seems to be more abundant, and defines the boundary of this dense region much better than the HCN emission. While in the HNC we can see two cores, the HCN emission seems to have one core/corelet, well correlated with the IRAS point source position. The HNC emission in the tail region is more extended than the HCN emission. There are differences in morphology: this region looks like only one HNC core, but three (sub)cores are clearly seen in the HCN. Five out of the embedded YSOs in the region mapped are probably deeply embedded in the dense cloud cores of the cloud: IRAS sources 5 and 6 in the tail, 8 (IRAS 22343+7501) in the head region north and 14 (IRAS 22376+7455) and 15 in the head region. For the HCN defined cores column one in Table 1 lists the core number from the head-to-tail direction, column two gives the line center velocity of the HCN F=2-1 component, columns 3 and 4 the observed positions closest to the peak integrated intensity, column 5 lists the estimated sizes of the cores, column 6 derived virial masses ($M_{vir} = 150 D \Delta v^2$, see Johansson et al. 1998) and column 7 lists IRAS point sources that fall within the full half intensity width of the HCN emission.

Figure 1.2 shows the HNC channel velocity maps in the head region. The HCN has almost identical distribution. Two velocity components are seen clearly, at ~ -3.5 km s⁻¹

and at ~ -4.5 km s⁻¹. We could distinguish them from the rarer isotopomers of the HNC and HCN, because of the good velocity resolution of our data (≈ 0.04 km s⁻¹). The -4.5 km s⁻¹ velocity component has two cores (cores 2 and 4, Table 1) with one 'corelet' (core number 2, Table 1). The compact outflow, probably driven by the IRAS 22376+7455 point source, lies just a half-beam from the peak integrated intensity of core number 4. We assume that this Class 0/I YSO is still deeply embedded in the dense core. The -3.5 km s⁻¹ velocity component has one core (3, Table 1), situated between cores 2 and 4. Within the 50% integrated intensity contour of the cold IRAS point source 15 of Kun & Prusti (1998) This source is blended in the FIR domain by the star IRAS 22376+7455 and no further information about its nature is available. Since the spatial distribution of HNC (and HCN) emission is well correlated with the position of this FIR cold source, we tend to classify this object as an embedded protostellar YSO.

These two velocity components are close to each other yet with the good spectral resolution and good mapping coverage, it is easy to distinguish them. If velocity resolution of the spectra is low, the resulting spectra in the map of the head region, which are superposition of emission from two different velocities, may be interpreted as a strong velocity gradient across the head region (≈ 1.3 km s⁻¹ pc⁻¹, Tóth & Walmsley 1996). On the other side, if spectra were made only at selected positions, e.g. the IRAS PSs locations, and if one velocity component is heavily absorbed, the shape of the resulting line mimics the line shape typical for the infall candidates. Mardones et al. (1997) identified the IRAS 22376+7455 source as an infall candidate on the bases of their CS(2-1) and H₂CO observations. The shape of their CS(2-1) line towards the IRAS po

source is very similar to the shape of our HNC line (Fig. 3, position E1).

4. Velocity structure of the cloud Both the HNC and HCN emissions arise from the $(-6, -2) \text{ km s}^{-1}$ velocity interval. Close inspection of the 1 km s^{-1} wide channel maps show that only the head region is seen in the whole velocity interval. The northern core is seen only in the $(-6, -4) \text{ km s}^{-1}$ velocity range, while the tail's emission arises from the $(-5, -3) \text{ km s}^{-1}$ area.

Over the whole cloud, three 'velocity sheets' of the molecular gas might be spread, each about 1 km s^{-1} 'wide'. Superposition of these three components makes the total picture of the cloud's kinematics rather complicated. Additionally, this indicates strong case *against* sampling only selected points and/or parts of the cloud and interpreting the data in a broad context.

3.1. IRAS 22343+7501: the HNC outflow?

4. Relative intensities of the HNC and HCN emission

Positions at or close to the centres of five cores, 3 in the head, 1 in the northern region and 1 in the tail region were chosen as representatives for the cloud cores. Spectra are shown in Fig. 3 and Fig. 4. Table 2 lists these positions, integrated intensity ratios and the HCN hyperfine components ratios for the main (R_{02} and R_{12}) and the rarer (R_{02}^{13} and R_{12}^{13}) isotopomers.

In all observed cores the integrated intensity ratios, $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$, in the centres have values typical for dark clouds, i.e., ≥ 1 . The same is true for all observed points, averaged over a particular core, and separated in velocity components. Generally, the higher ratios are seen in the tail region, where the ratio values range from 0.9 to 3.2, in the northern core which has values in the range from 0.6 to 1.9 and in the head region, for the so-called 'blended component', i.e. for the $'-3 \text{ km s}^{-1}'$ velocity component of the core no. 3 (see Table 1) sampled here at the E3 position. If the extent of a core is defined as a 50% integrated intensity emission, this core has an average $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]=1.2$. The two remaining cores in the head have $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]=0.85$ and 1.0, for the E1 and E2 core, respectively. However, the largest ratios in the tail are seen towards positions where in the HNC line a strong self-absorption is seen. These lines have a prominent blue-peaked profiles.

Harju (1989) observed HNC and HCN toward 23 cold dark clouds and mapped 3 of them. The ratios of the integrated HNC and HCN line intensities in his sample of clouds range from 0.3 to 2.3. Churchwell et al. (1984) observed HNC, HCN and their ^{13}C isotopomers toward six directions in Taurus dark cloud and L183. They estimated the $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ ratio by pseudo-LTE methods, finding a range of 3.3 to 10. Irvine & Schloerb 1984

got $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]=1.5$ for the TMC-1. Rare isotopomers HN^{13}C and H^{13}CN were observed in 19 dark cloud cores by Hirota et al. (1998). With an assumption that $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}=60$, the derived fractional abundance of HNC/HCN had values between 0.54 and 4.5. With starless clouds excluded from the sample, the average HNC/HCN ratio in 7 starless cores was $2.5 \pm 1.3 (1\sigma)$, while that in eight star forming cores was $1.7 \pm 0.9 (1\sigma)$.

The $[\text{HN}^{13}\text{C}]/[\text{H}^{13}\text{CN}]$ intensity ratio is generally higher, ≥ 1.5 (see Table 2). The maximum ratio is seen in the northern core, at the position C1, where only the lower limit could be obtained (when the upper limit of the H^{13}CN detection is included). However, on the tail position, the ratio in the rarer isotopomers is lower than the main isotopomers ratio, contrary to the observed trend in the cloud that the $[\text{HN}^{13}\text{C}]/[\text{H}^{13}\text{CN}]$ ratio is generally higher than the $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$ ratio.

Relative abundance ratios for carbon and nitrogen in the Local ISM are $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 77 \pm 7$ and $^{14}\text{N}/^{15}\text{N} = 450 \pm 22$ (Wilson & Rood 1994). Consequently, if we assume that the integrated intensity ratio is equivalent to the relative abundance ratio, the $[\text{HN}^{13}\text{C}]/[\text{H}^{15}\text{NC}]$ ratio should be 5.8 ± 0.3 . All but one sampled positions have $[\text{HN}^{13}\text{C}]/[\text{H}^{15}\text{NC}] \approx 1$. The core in the tail region, sampled at the A1 position has the $[\text{HN}^{13}\text{C}]/[\text{H}^{15}\text{NC}] = 1.5$, very similar to the "canonic local ISM value".

Integrated intensity emission of HCN, with all hyperfine components included, for the cores sampled in this study ranges from 1.1 K km s^{-1} for A1 to 3.0 K km s^{-1} for the core number 1 in Table 1, which can be regarded as a starless, assuming the visible TMC-1 star is a foreground star. According to the SEDs, IRAS sources which are suggested to power the detected CO outflows, could be classified as a Class I YSOs (Jørgensen et al. 2001, priv.com). Having the total HCN integrated emission of 1.6 and 2.1 K km s^{-1} for the IRAS 22343+7501 and IRAS 22376+7455, respectively, both sources comply with Yun et al. (1999) criteria of molecular cloud core with an embedded YSO, i.e. the detected $> 1 \text{ K km s}^{-1}$ total integrated HCN intensity emission. Very strong HCN emission seen in the core 1 contradicts the previously seen presence of the HCN detection in the Class 0 and Class I relative to the Class II and starless cores (Park et al. 1999).

4.1. Column densities and relative abundances

We derived the column densities using a mean escape probability (MEP) approximation (e.g. Jansen et al. 1994). In the radex code (Black, priv. com.) radiative transport is treated in a very approximative way using an escape probability that depends only on column density/linewidth in which the column density and associated optical depth correspond to the diameter of a uniform spherical cloud. The collision rates for molecules are those between HCN and He calculated by Green & Thaddeus (1974). Assuming optically thin lines

Table 2. Selected positions in the cloud: total integrated intensity ratios and the HCN hyperfine ratios.

$\Delta\alpha[']$	$\Delta\delta[']$	$\frac{[\text{HNC}]}{[\text{HCN}]}$	R_{02}	R_{12}	$\frac{[\text{HN}^{13}\text{C}]}{[\text{H}^{13}\text{CN}]}$	R_{02}^{13}	R_{12}^{13}	$\frac{[\text{HN}^{13}\text{C}]}{[\text{H}^{15}\text{NC}]}$
18.0	-2.5	1.09(0.07)	0.46(0.03)	0.48	1.66	< 0.18	0.76	1.06
21.0	-2.0	1.36(0.04)	0.27(0.02)	0.53	1.08	0.16	0.59	1.00
19.5	-1.5	1.00(0.04)	0.36(0.03)	0.59	1.89	< 0.11	0.56	1.00
5.0	3.0	1.40(0.04)	0.42(0.02)	0.47	> 2.39	0.42	< 0.31	0.99
-11.0	0	1.43(0.05)	0.47(0.03)	0.40	2.20	0.32	0.33	5.60

Table 3. LTE-derived column densities of ^{13}C and ^{15}N isotopomers of HNC and HCN on the selected positions and obtained corresponding relative fractional abundances of the main isotopomers.

Molecule	$v_{\text{LSR}}[\text{km s}^{-1}]$	LTE			X		
		H^{13}CN $10^{12}[\text{cm}^{-2}]$	H^{15}NC $10^{12}[\text{cm}^{-2}]$	HN^{13}C $10^{12}[\text{cm}^{-2}]$	HCN 10^{-8}	HNC [†] 10^{-8}	HNC [‡] 10^{-8}
1)	-4.5	0.15	0.07	0.7	0.3	1.2	0.7
	-3.7	0.76	0.48	1.8	0.6	1.4	2.1
	-5.0	1.7	0.1	0.26	6.6	1.0	2.3
	-4.1	9.4	0.2	1.3	9.4	1.3	1.8
	-4.4	0.2	< 0.1	–	0.3		< 0.9
	-3.7	0.8	0.2	1.4	1.4	2.4	< 2.0
2)	-5.2	0.22	0.26	0.77	0.2	1.2	0.6
	-4.2	0.56	0.23	1.3	1.1	2.7	2.6

IRAS 22376+7455, ² IRAS 22343+7501.

2σ detection.

^{13}C - and ^{15}N -derived HNC fractional abundances.

LTE column densities for H^{13}CN , H^{15}NC (1-0) and ^{13}C (1-0) are also derived.

The kinetic temperature in L 1251 derived from CO (Sato et al. 1994) and the ammonia data (Schilke & Walmsley 1996) appeared to be around 10–15 K and uniform, that is there was no significant difference between the head and the tail part of the cloud. Using methyl acetylene, CH_3CCH , ($6\text{K} - 5\text{K}$) and ($5\text{K} - 4\text{K}$) as a probe, we got somewhat higher kinetic temperatures, with uneven distribution across the cloud: 25 K for the head region, $\leq 20\text{K}$ for the northern core and $< 15\text{K}$ for the tail (Nikolić et al. 2001, *in prep.*). We assumed that those temperatures represent better the temperatures inside the dense cores and consequently have used the values given above in the MEP analysis. The calculations were done for the wide range of H_2 density, from 5×10^4 to $5 \times 10^7 \text{cm}^{-3}$. When a line was not detected (as was the case with the H^{15}NC), the linewidth of corresponding ^{13}C was used to evaluate the upper limit to the column density. Spatial resolution of the Onsala 20-m telescope is 0.15 GHz and the distance of L 1251 is 0.06 pc, and all five spectra were taken at or close to the peaks of the main isotopomers integrated intensities, i.e. at the centres of five dense cores whose diameters are 0.14–0.22 pc. Therefore, the source filling factor was assumed to be one for all the spectra.

The MEP column densities of H^{15}NC , HN^{13}C and H^{13}CN , and the derived relative fractional abundances of HNC and HCN are summarized in Table 3. The H_2 column density was determined from the ^{13}CO observation (Nikolić et al. 2001, *in prep.*) using the conversion factor of $[\text{H}_2]/[^{13}\text{CO}] = 4.8 \times 10^5$ (Dickman & Clemens 1998). The observed range of relative abundances $X(\text{HNC}) = 0.7 - 2.7 \times 10^{-8}$ and $X(\text{HCN}) = 0.3 - 9.4 \times 10^{-8}$ relative to H_2 . The fractional abundance ratio of the two molecules is in the range $0.2 \leq X(\text{HNC})/X(\text{HCN}) \leq 4.5$. The highest fractional abundance of HCN is observed in the topmost head's core E 2. In the same core, consequently the lowest fractional abundance ratio of ~ 0.2 is measured. In the northern core of the cloud, sampled at position C 1 the HNC relative fractional abundance derived from H^{15}NC and from HN^{13}C differ for about a factor of 2. Similar discrepancy in fractional abundances derived from different isotopomers is seen in the “-5” km s^{-1} velocity component of E 2 core.

Hirota et al. (1998) obtained in their dark cloud sample $X(\text{HNC}) = 1.2 - 33 \times 10^{-9}$ and $X(\text{HCN}) = 1.4 - 24 \times 10^{-9}$ relative to H_2 . Sandell et al. (1983) estimated $X(\text{HCN}) = 5 \times 10^{-9}$ in Sharpless region S 235 and Pirogov et al. (1995) found $X(\text{HCN}) = 3.7 \times 10^{-9}$ and 1.6×10^{-9} for S 199 and S 255, respectively. In OMC-Sgr B2 and TMC-1 dark cloud cores Blake et al. (198

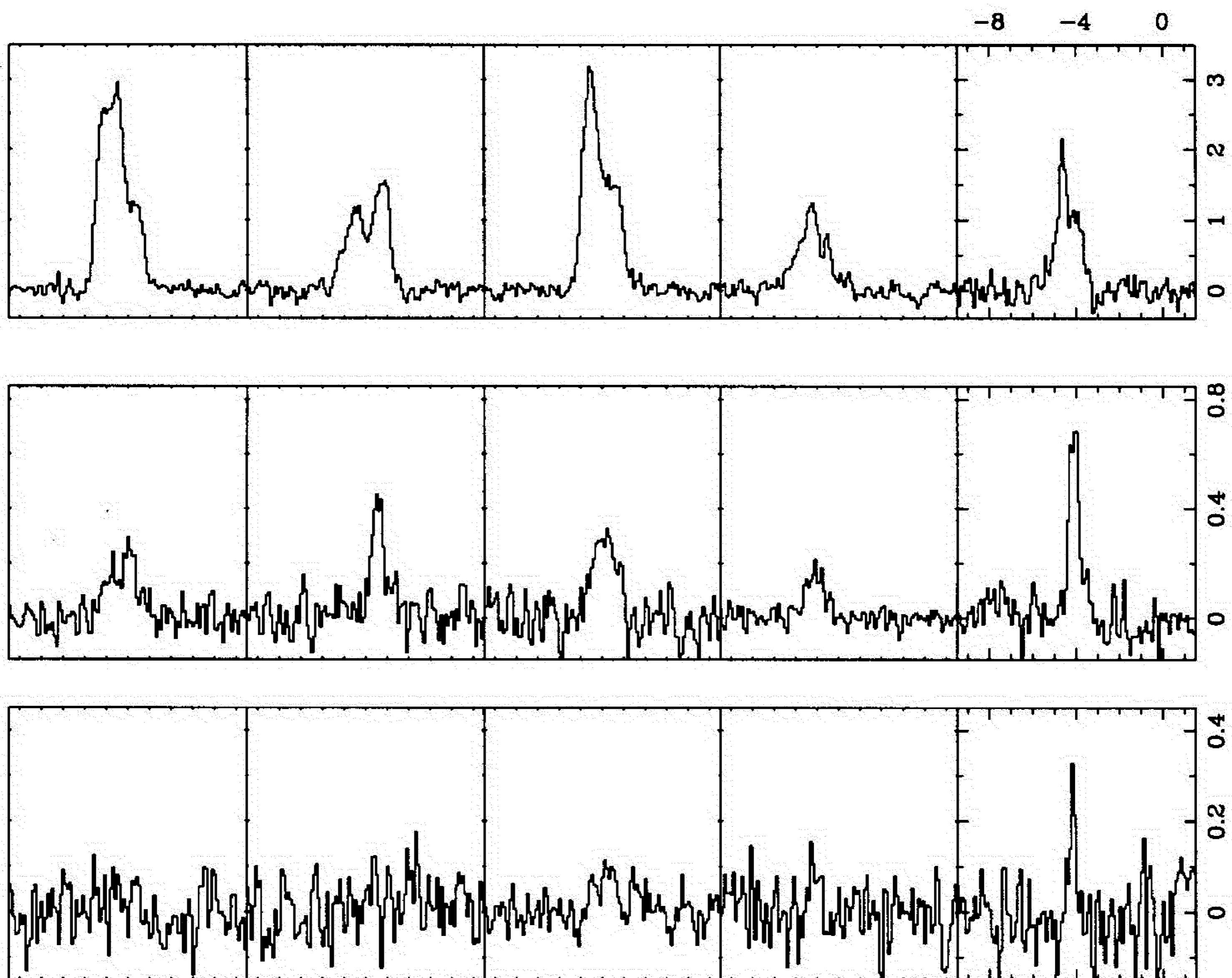


Fig. 3. The HNC (upper), HN^{13}C (middle) and H^{15}NC (lower panel) spectra redressed to 0.1 km s^{-1} velocity resolution. Positions of the spectra are E2, E3, E1, C1 and A1, from left to right. The temperature scale is in T_A^* .

got relative fractional abundances of hydrogen cyanide of 5×10^{-9} , 3×10^{-9} and 1.2×10^{-8} , respectively.

5. The hyperfine structure

5.1. The HCN hyperfine anomalies

The LTE relative intensities of the hyperfine transitions between the $J=1$ and $J=0$ levels are $5:3:1$ for $F=2 \rightarrow 1$, $F=1 \rightarrow 1$ and $F=0 \rightarrow 1$, respectively. One would expect that the intensity ratios of the HCN $J=1-0$ hyperfine components lie between $R_{02} = I(F=0 \rightarrow 1)/I(F=2 \rightarrow 1) = 0.2$ and $R_{12} = I(F=1 \rightarrow 1)/I(F=2 \rightarrow 1) = 0.6$ (their optically thin values) and the optically thick limit of one, provided the three components have the same excitation temperatures. However, the observed ratios are often outside this range: in “hot” ($T_{kin} \sim 30 \text{ K}$) molecular clouds the side components are attenuated in the comparison with the central component, while in (cold) dark clouds these “hyperfine anomalies” are such that the side components greatly increase (e.g. Walmsley et al. 1982, Sandell et al. 1983, Cernicharo et al. 1984). An extreme value of the R_{02} is >1 , as measured in TMC-1 (Cernicharo et al. 1984).

The observed hyperfine anomalies could be explained by the overlapping of several lines from different rotational transitions, as suggested by e.g. Lapinov (1989). In dark clouds at $T_{kin} \sim 10 \text{ K}$ due to overlap of the $F=3 \rightarrow 2$ and $F=2 \rightarrow 1$ lines of the $J=2-1$ transition, R_{02} may exceed R_{12} . If one considers a spherical static cloud with a

density profile $n(r) \propto r^{-2}$ the absorption in the peripheral regions lead to self-reversing of the HCN profiles.

Alternative explanation is differential “scattering” of the hyperfine line radiation, as proposed by Cernicharo et al. (1984) and Harju (1989). This mechanism would not affect the hyperfine line intensities along the line of sight to the central core, but in extended cloud produce a redistribution of intensities at positions offset from the center, providing the opacities are significant. González-Alfonso & Cernicharo (1993) have modelled a cloud with a core + envelope structure. The numerical code treats the line overlap effects among the hyperfine components of the different rotational levels. Apparently, the $J=1-0$ hyperfine anomalies found in dark clouds can be explained only in terms of a cloud core with a surrounding envelope. However, the velocity structure on the cloud is important since it affects strongly the R_{12} ratio, e.g., the TMC-1 observations were fitted by a core + envelope structure in a cloud where a gas infall in the cloud core is responsible for the observed line width.

The hyperfine intensity ratios show complicated behaviour when observed over the whole L1251 cloud. Figure 4 gives the HCN and the H^{13}CN spectra observed at selected positions throughout the cloud. The hyperfine intensity ratios of the cores are shown in Fig. 5. We have separated each core in the head part of the cloud by defining a core extent area to 30% contour of the peak integrated intensity of the core and using the appropriate velocity interval. The “E1 core” in Fig. 5 corresponds to core no. 4 in Table 1, cores “E2” and “E3” to cores no. 1 and

ectively. In the northern core and the tail part all observed positions were taken into account.

The highest hyperfine ratios detected in the cloud are those of the spectrum in the tail region at $\Delta\alpha = -13'$, $+1'$ position: $R_{02}=1.50(0.04)$ and $R_{12}=1.21(0.03)$. The largest deviation of the LTE-values is seen in the tail, the northern core and in the head part of the cloud for the “ -4.5 km s^{-1} ” component of E2 core. Averaged over the core area, the E3 core’s “ -3.5 km s^{-1} ” velocity component has almost LTE-values of the R_{02} and R_{12} . In the ^{13}C -isotopomers the largest deviations in the values of the hyperfine ratios are seen in the tail and in the northern part of the cloud.

The HNC and HN^{13}C hyperfine structure

In HCN, the $J = 1$ rotational energy level in HNC is split into three sublevels due to the electric quadrupole moment of the nitrogen nuclei. However, while the HCN hyperfine splitting is widely observed, the HNC and the HN^{13}C hyperfine components are not often observed, HNC and HN^{13}C being rare examples (Snyder et al. 1977, Frerking et al. 1979). To see the very narrow hyperfine splitting between the components one would have to observe very cold clouds where internal dynamics would not produce too big thermal broadening of the line. For HNC, the separations between the $F = 2 - 1$ and the $F = 2 - 1$ and $0 - 1$ components are 82 kHz (6 km s^{-1}) and 124 kHz i.e. $\sim 0.4 \text{ km s}^{-1}$. Equivalent separations for HN^{13}C are 83 and 124 kHz .

In the coldest part of the cloud, the tail, sampled in the position (Fig 3) we have observed the hf splitting of the HNC and HN^{13}C lines. Linewidths were fixed for all components to 0.37 km s^{-1} for HNC and 0.27 km s^{-1} for HN^{13}C -isomer. The relative ratios of the hf components for HN^{13}C are $R_{01} = 0.26$ and $R_{12} = 0.78$, while for the HNC spectra, values obtained are $R_{01} = 1.3$ and $R_{12} = 2.7$ (LTE-values are 0.2 and 0.6 respectively). The HNC spectra indicate heavy attenuation of the $2 - 1$ component. There is an absorbing layer in the foreground of the cloud, the line intensity will vary (to first order) as $\exp(-\frac{2}{3}\tau)$. At very large optical depths of the $1 - 1$ line, $\tau \gg 1$, the $2 - 1$ component will be considerably more absorbed than the $1 - 1$ component, while the $0 - 1$ component will be enhanced with respect to two stronger components.

Monte Carlo modeling

1D Monte Carlo simulations (Juvella 1997) were performed in order to model the observed HCN hyperfine intensity ratios. A spherical model cloud of radius 0.5 pc was divided into 10 concentric shells each with different density, temperature and relative abundance of HCN. Range of those parameters were constrained from our observations. The model cloud was exposed only to the cosmic background radiation. The collisional rates used were those for HCN-He collisions (Green & Thaddeus 1974). Energy levels with the excitation energy below 100 K were

used. The model cloud was generated according to the structure-tree statistics and is in principle a hierarchical structure of clumps. Microturbulence is the velocity dispersion within a cell (each shell is divided into a finite number of cells) and together with the kinetic temperature of the gas determines the intrinsic line width. Macroturbulence is the random velocity component assigned to a cell. The density structure was such as that the cloud is made of a dense core with a radius of $0.2 - 0.5 \text{ pc}$ and a low density envelope. The modelled line intensities were obtained by numerically integrating the intensity along the line rays at different offsets from the model cloud center and adding together the contributions from each ray with proper weight corresponding to a gaussian beam of width $40''$. We have treated the line overlap effects among the hyperfine components of different rotational levels.

Observed hyperfine ratios in the E2 and E1 core can be explained in terms of a cloud core with surrounding envelope. This implies that the velocity component of the E3 core may actually be a foreground sheet of gas that is acting like an envelope for the two firstly mentioned cores.

...

7. Discussion

7.1. Star formation: Implications for the chemistry of HCN and HNC

The observed abundance ratio in dark clouds $\text{HNC}/\text{HCN} > 1$ (Irvine & Schloerb 1984, Churchwell et al. 1984, Harju 1989) was the main point to consider when discussing possible network of chemical reactions that produce both molecules. In an environment with a cold and dense gas chemistry should be able to produce slightly more HNC.

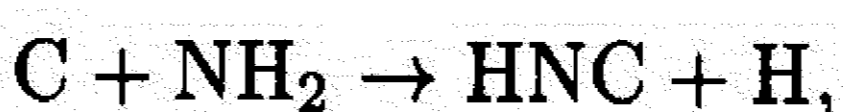
According to gas-phase chemical models the main route for production of hydrogen cyanide and hydrogencyanide is the dissociative recombination reaction (e.g. Hirota et al. 1998):



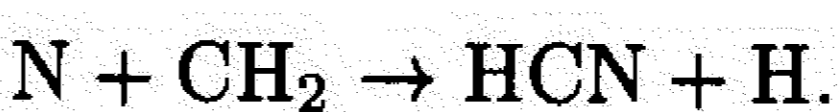
Another possible production reaction is a dissociative combination reaction (Allen et al. ?)



where only HNC is produced. The neutral-neutral reactions can produce preferably HNC (Nejad et al. 1999, Herbst et al. 2000)



or analogously HCN



In cirrus and CB translucent cores the neutral-neutral reactions dominate (Turner et al. 1997), while their importance in dark clouds is not clear yet. The metastable

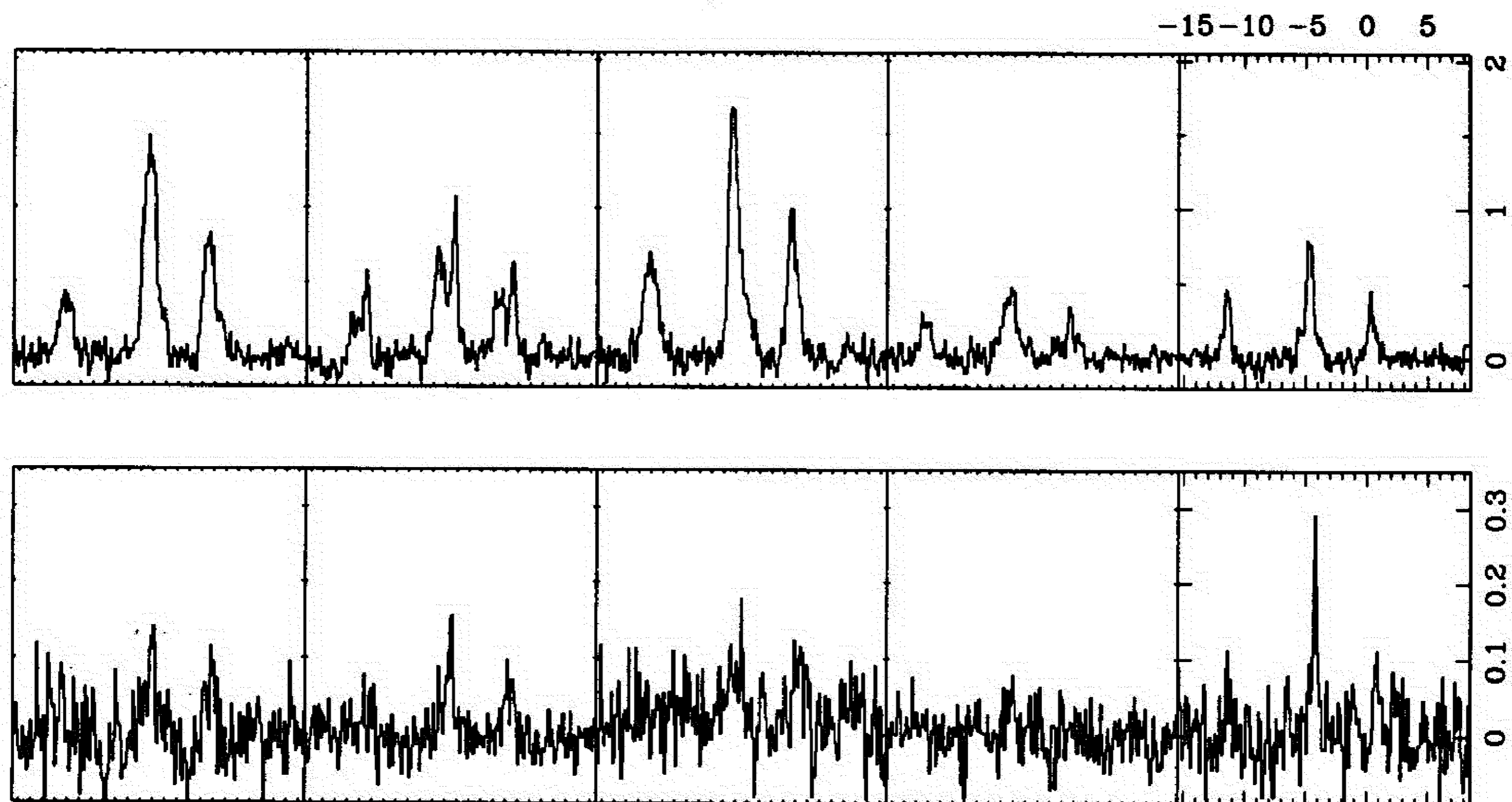


Fig. 4. The HCN and H^{13}CN spectra redressed to 0.1 km s^{-1} velocity resolution. Positions of the spectra are Positions of spectra are E2, E3, E1, C1 and A1, from left to right. The temperature scale is in T_A^* .

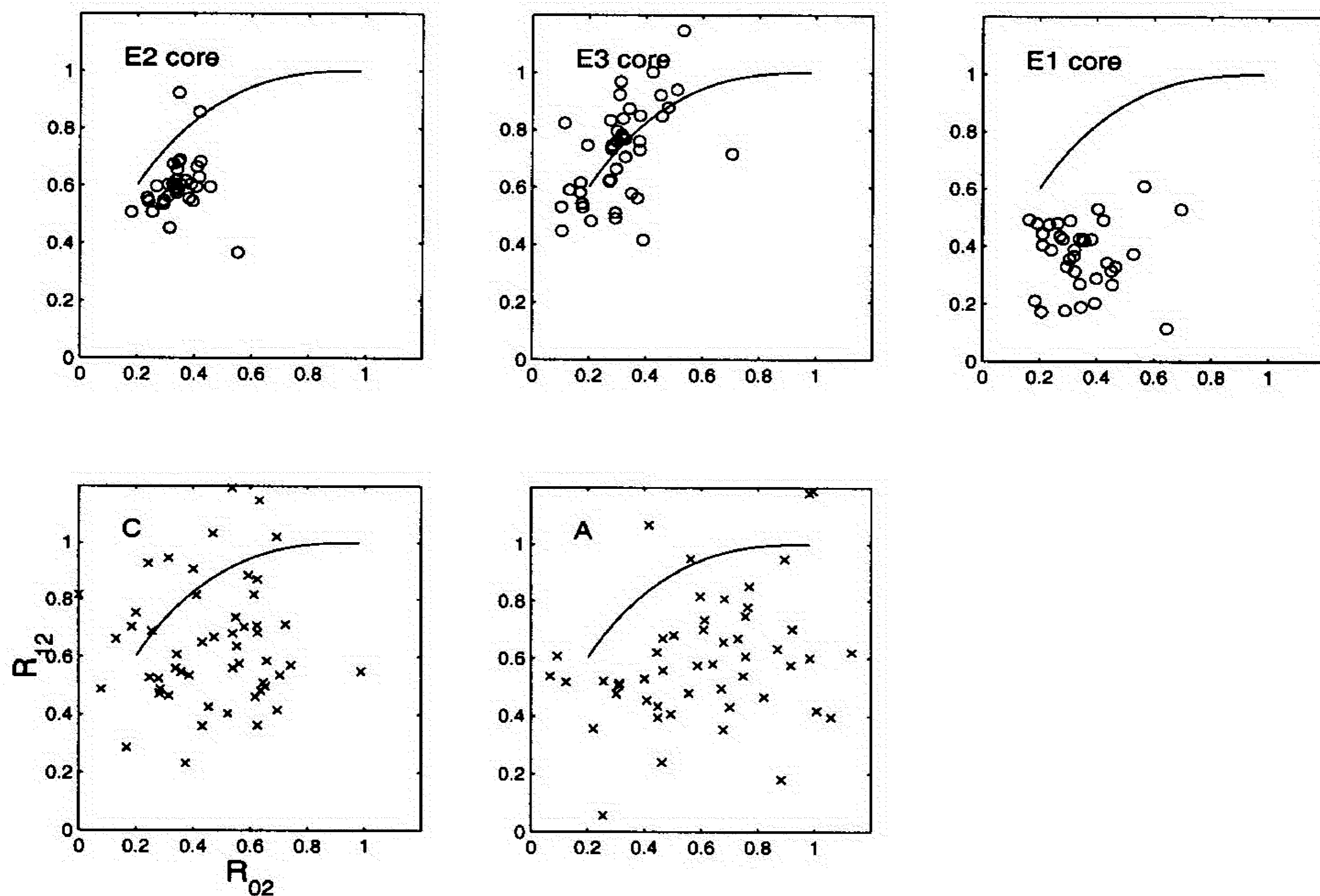


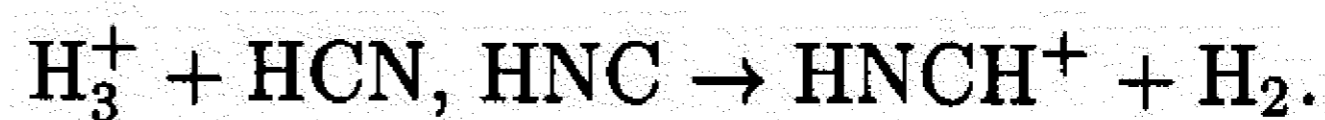
Fig. 5. The HCN (1-0) hyperfine integrated intensity ratio. The cores are indicated in the upper left corners. The LTE curve is drawn as a solid line.

H_2NC^+ is initially produced in the reaction between C^+ and NH_3 , but the subsequent isomerization leaves HCNH^+ as the overwhelmingly dominant product ruling out the (2) production route (Talbi & Herbst 1998). Based on their observations of starless and star forming cores Hirota et al. (1998) derived a branching ratio of the reaction (1) of 0.4 and 0.6 in favour of HNC production. From variety of models run Herbst et al. (2000) concluded that the biggest difference in the HNC and HCN abundances are caused by elemental abundance variations.

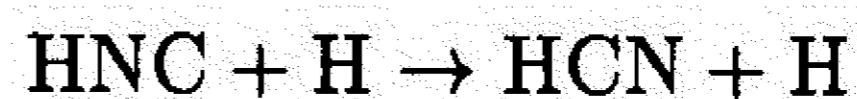
Both molecules are destroyed in reactions with ions



and



At low temperatures the evaporation process of H_3^+ and HCN from dust grains is probably inhibited. Once the temperature exceeds the critical temperature of H_3^+ (Hirota et al. 1998) the evaporation from grains starts and the ratio HNC/HCN drops, mostly because there are more energetically favourable paths for destruction of HNC



which has an activation barrier estimated to 190 K (Hirota et al. 1998), but also to ~ 1700 K (Talbi et al. 1996). How-

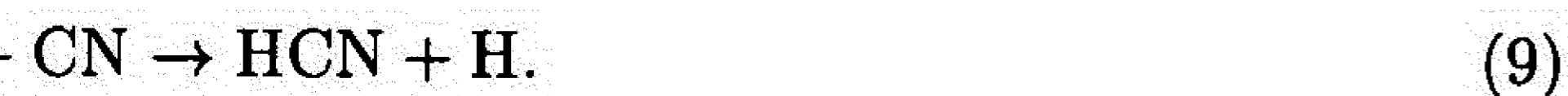
There are many alternative pathways for the HNC destruction, e.g., $\text{HNC} + \text{O} \rightarrow \text{HN} + \text{CO}$, $\text{HNC} + \text{OH} \rightarrow \text{NH}_2 + \text{CO}$ (Herbst et al. 2000).

Following Hirota et al. (1998) we have estimated the branching ratio in reaction (1) for our sample cores to be around 0.3 in favour of more HNC production. However, we have omitted from the calculations the E core where an excess abundance of HCN was found. Despite the theoretical predictions that once the gas and dust reach the kinetic temperature of about 25 K the amount of detectable HNC should drop we did not observe any extremely low values of HNC/HCN ratios in the hottest parts of the cloud. However it seems that the IRAS 22343+7501 outflow has opened new pathways for an exclusive production of HNC. The probable reaction responsible for the building up of HNC abundance is (2).

Nejad et al. (1990) suggested that around outflows, in the post-shock region, high concentrations of H^+ can initiate the isomerisation reaction



where the high gas temperatures open another route for HCN production



Although this might be the case along the axes of an outflow, in E1 in the center of a core i.e. around the protostar that powers the outflow we didn't see any larger HNC/HCN fractional abundances.

Chemical isotope fractionation in cold interstellar environments is mostly caused by a thermodynamic effect in which the exchange of isotopic atom between molecules in the course of forward and reverse reactions has a preferred direction owing to exothermicity (Terzieva & Herbst 2000). The authors used the statistical mechanical approach to calculate rate coefficients for 8 specific reactions and found that the most N-fractionation is caused in the



reaction which has exothermicity of ~ 36 K. In a dissociation-recombination with electrons the $\text{HC}^{15}\text{NH}^+$ ion can produce both H^{15}NC and HC^{15}N , with so far not studied branching ratios. In the temperature range of 10–20 K, in general, no matter how small, N-isotope fractionation is more discernable the lower the temperature (Terzieva & Herbst 2000).

From the $[\text{HN}^{13}\text{C}]/[\text{H}^{15}\text{NC}]$ ratio in L 1251 we are unable to draw any conclusions regarding the temperature preferences for N-isotope fractionation. Where we see an indication of more H^{15}NC relative to HN^{13}C than expected from the “canonic” local ISM values, it is unclear what is the main origin. It could be either the low influence, either a slightly higher kinetic temperature that have ignited some other alternative reactions leading to N-isotope fractionation.

8. Summary

We have mapped a dark cloud with several groups of dense cores in HNC and HCN. Both molecules have very similar spatial distributions, with differences only in the areas with low gas temperatures. Previously reported YSO are very well correlated with the dense cores.

HCN hyperfine anomalies typical for dark clouds can be explained in terms of onion-like core's structure, combined with the effect of the side view to a source. In the coldest part of the cloud hyperfine splitting was also observed in both HNC and HN^{13}C lines. MEP calculations to fit the observed R_{02} and R_{12} ratios have shown that the $F = 2 - 1$ component has very large optical depths.

Both lines/transitions being optically thick (as the MEP calculations have shown) the fractional abundances of HNC and HCN were calculated from the column densities of the rare isotopomers. The branching ratio in the main production route was estimated to be 0.7 and 0.3 in favour of HNC production. We haven't been able to find any direct evidence of temperature dependence of the production and destruction routes for both molecules. A possible important influence might be a presence of a YSO if any significant X-ray emission is produced.

Acknowledgements. L.V. Tóth (Department of Astronomy ELTE) has turned our attention to L 1251. Prof. J. Black (Onsala) *Astrochemistry* course (1997/98) is to “blame” for this and hopefully subsequent papers.

Onsala Space Observatory is the Swedish National Facility for Radio Astronomy and is operated by Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden, with financial support from the Swedish Natural Science Research Council and the Swedish Board for Technical Development.

References

- Alten V.P., Bally J., Devine d., Miller G.J., 1997, *Low Mass Star Formation - from Infall to Outflow*, poster proceedings of IAU Symp. 182, eds. F. Malbet & A. Castets, p.51
- Anglada G., Sepúlveda I., Gómez J.F., 1997, *A&AS* 121, 255
- Anglada G., Villuendas E., Estalella R., et al., 1998, *AJ* 116, 2953
- Balázs L.G., Eisloffel J., Holl A., Kelemen J., Kun M., 1997, *A&A* 255 281
- Benson P.J., Myers P.C., 1989, *ApJS* 71, 89
- Bhattacharya B.N., Gordy W., 1960, *Phys.Rev.* 119, 144
- Blake G.A., Sutton E.C., Masson C.R., Phillips T.G., 1987, *ApJ* 315, 621
- Cernicharo J., Castets A., Duvert G., Guilloteau S., 1984, *A&A* 139, L13
- Churchwell E., Nash A.G., Walsmley C.M., 1984, *ApJ* 287, 68
- Claussen M.J., Wilking B.A., Benson P.J., et al., 1996, *ApJS* 106, 111
- Dickman R.L., Clemens D.P., 1983, *ApJ* 271, 143
- Eiroa C., Torrelles J.M., Miranda L.F., Anglada G., Estalella R., 1994, *A&AS* 108, 73
- Frerking M.A., Langer W.D., Wilson R., 1979, *ApJ* 232, L65
- Goldsmith P.F., Irvine W.M., Hjalmarsen Å., Elldér J., 1980, *ApJ* 310, 383
- González-Alfonso E., Cernicharo J., 1993, *A&A* 279, 506

- Goodman A.A., Benson P.J., Fuller G.A., Myers P.C., 1993, ApJ 406, 528
 Green S., Thaddeus P., 1974, ApJ 191, 653
 Grenier I. A., Lebrun F., Arnaud M., et al., 1989, ApJ 347, 231
 Grissom Meehan L.S., Wilking B.A., Claussen M.J., Mundy L.G., Wootten A., 1998, AJ 115, 1599
 Guilloteau S., Baudry A., 1981, A&A 97, 213
 Harju J., 1989, A&A 219, 293
 Herbst E., Terzieva R., Talbi D., 2000, MNRAS, 311, 869
 Hirota T., Yamamoto S., Mikami H., Ohisi M., 1998, ApJ 503, 717
 Hodapp K.-W., 1994, ApJS 94, 615
 Irvine W.M., Schloerb F.P., 1984, ApJ 282, 516
 Jansen D.J., van Dishoeck E.F., Black J.H., 1994, A&A 282, 605
 Johansson L.E.B., Greve A., Booth R.S., et al., 1998, A&A 331, 857
 Juvela M., 1997, A&A 322, 943
 Kun M., 1982, Afz 18, 63
 Kun M., Prusti T., 1993, A&A 272, 235
 Lapinov A., 1989, Sov.Astron. 33, 132
 Lebrun F., 1986, ApJ 306, 16
 Lee Y., 1994, JKAS 27, 159
 Lynds B.T., 1962, ApJS 7, 1
 Mardones D., Myers P.C., Tafalla M., et al., 1997, ApJ 489, 719
 Morata O., Estalella R., López R., Planesas P., 1997, MNRAS 292, 120
 Nejad L.A.M., Williams D.A., Charnley S.B., 1990, MNRAS 246, 183
 Park Y.-S., Kim J., Minh Y.C., 1999, ApJ 520, 223
 Pirogov L., Zinchenko I., Lapinov A., Myshenko V., Shul'Ga V., 1995, A & AS 109, 333
 Rosvick J.M., Davidge T.J., 1995, PASP 107, 49
 Sandell G., Höglund B., Kislyakov A.G., A&A 118, 306
 Sato F., Mizuno A., Nagahama T., et al., 1994, ApJ 435, 279
 Sato F., Fukui Y., 1989, ApJ 343, 773
 Schwartz P.R., Gee G., Huang Y.-L., 1988, ApJ 327, 350
 Snyder L.E., Hollis J.M., Buhl D., 1977, ApJ 215, L87
 Talbi D., Ellinger Y., Herbst E., 1996, A&A 314, 688
 Talbi D., Herbst E., 1998, A & A 333, 1007
 Terzieva R., Herbst E., 2000, MNRAS 317, 563
 Turner B.E., Pirogov L., Minh Y.C., 1997, ApJ 483, 325
 Tóth L.V., Walmsley C.M., 1994, IBVS 4107
 Tóth L.V., Walmsley C.M., 1996, A&A 311, 981
 Tóth L.V., Kun M., 1997, IBVS 4492
 Walmsley C.M., Churchwell E., Nash A., Fitzpatrick E., 1982, ApJ 258, L75
 Wilking B.A., Claussen M.J., Benson P.J., et al., 1994, ApJ 431, L119
 Wilson T.L., Rood R., 1994, ARA&A 32, 191
 Xiang D., Turner B.T., 1995, ApJS 99, 121
 Yun J.L., Moreira M.C., Afonso J.M., Clemens D.P., 1999, AJ 118, 990

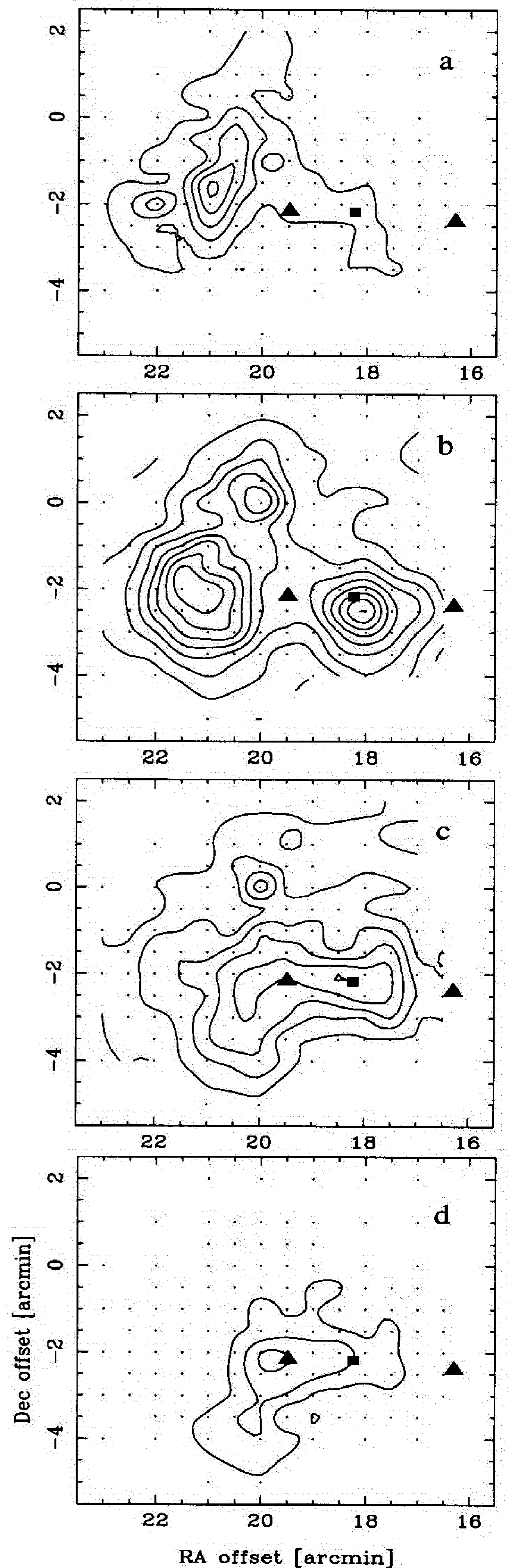
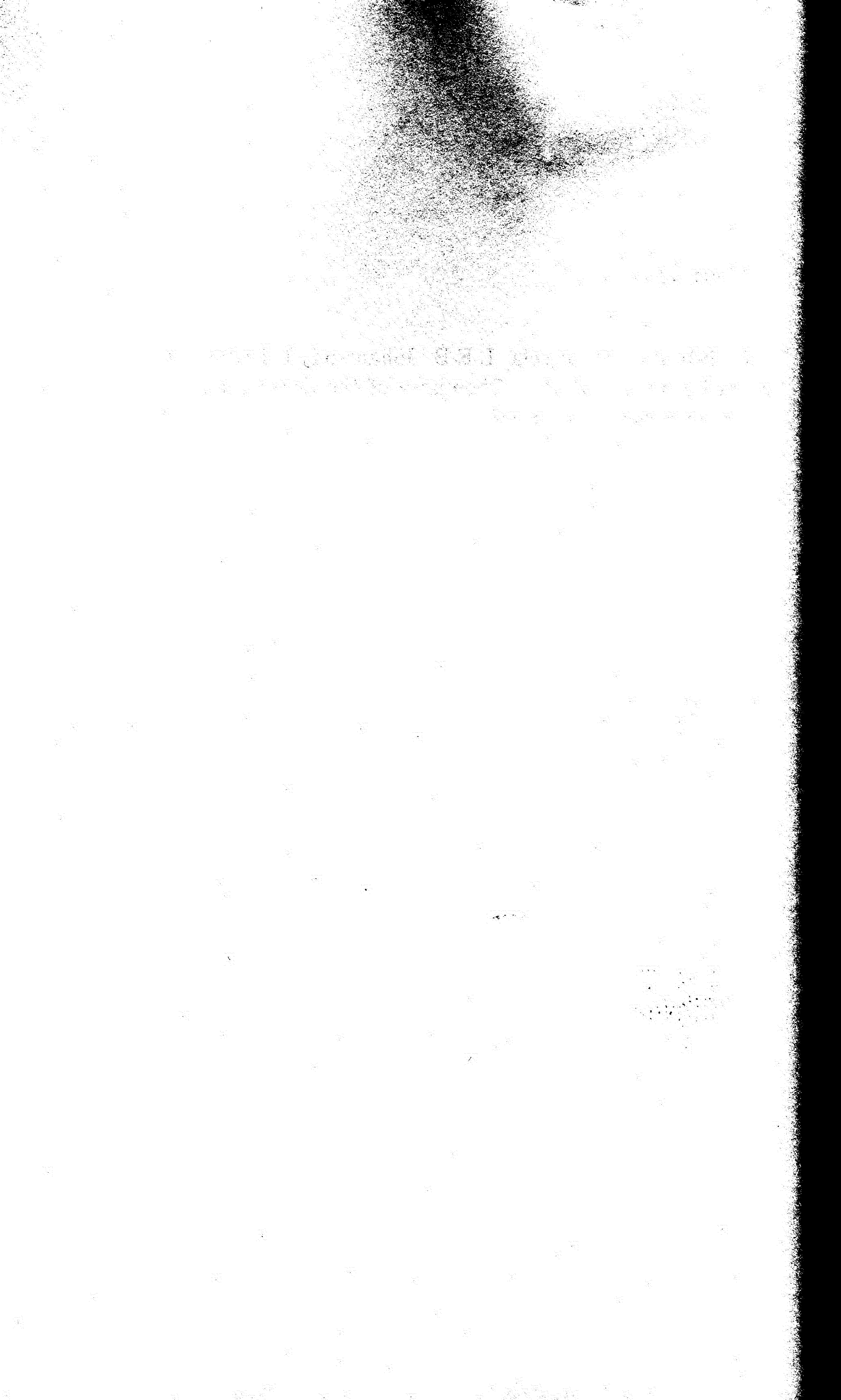


Fig. 2. The HNC channel velocity maps of the “head” region, the observed positions are indicated by triangles. The intensity scale is in $T_A^* dv$ [K km s^{-1}] and the contours start from 0.15 and are increasing by 0.3 K km s^{-1} . The velocity ranges are from -6 km s^{-1} (a) to -2 km s^{-1} (d), 1 km s^{-1} wide range. The FIR point sources, in increasing order are 13, 14 (IRAS 22376+7455), and 15 (notification is according to Kun & Prusti 1993). Embedded YSOs are marked with triangles and the embedded YSO suspected to be driving a compact outflow is marked by a dot.



Rad III

S. Nikolić, M. Juvela, L.E.B. Johansson, J. Harju, 2001, "Star formation in L 1251 IV.: Chemistry of the dense cores", *Astronomy & Astrophysics*, *u pripremi*



Star Formation in L 1251

IV. Chemistry of the dense cores

Silvana Nikolić^{1,2,*}, Mika Juvela³, Lars E.B. Johansson², and Jorma Harju³

¹ Astronomical Observatory, Volgina 7, 11160 Belgrade, Serbia, Yugoslavia

² Onsala Space Observatory, S-439 92 Onsala, Sweden

³ Helsinki University Observatory, Tähtitorninmäki, P.O.Box 14, SF-00014 University of Helsinki, Finland

Received Autumn, 2001; accepted Winter, 2001 / Spring, 2002.

Abstract. Dense cores of L1251 have been surveyed in CS (2–1) and HCO⁺ (1–0) lines. Selected positions (as in the previous paper) were observed in C³⁴S (2–1), SO (2₁ – 1₁), CH₃CCH (5_K – 4_K, 6_K – 5_K), H¹³CO⁺ (1–0) and HC¹⁸O⁺ (1–0). Comparison with the published NH₃ map. We have detected HCO⁺ disks around IRAS 22343+7501 and IRAS 22376+7455, the driving sources for two CO outflows. Inner disk radius for the compact outflow driving source is estimated to 2000 AU. For IRAS 22343+7501 inner and outer disk radius are estimated to 8500 AU and 15000 AU, respectively. Gas kinetic temperatures derived from the rotational temperature of the methylacetylene lines reveal a temperature gradient of around 20 K across the cloud. Although the temperature differences could be explained in terms of a slow shock passage, possibly the more extensive star formation in the head, with YSO heating their surroundings are to blame. A qualitative discussion about the ‘early’ and the ‘late’ time molecules strongly indicated that the on-going star formation has a prominent influence on chemistry at the same time masking any original variations of fractional abundances of the observed molecules in the cloud.

Key words. ISM: abundances – clouds – molecules, individual objects: L 1251

Introduction

1. CS and HCO⁺

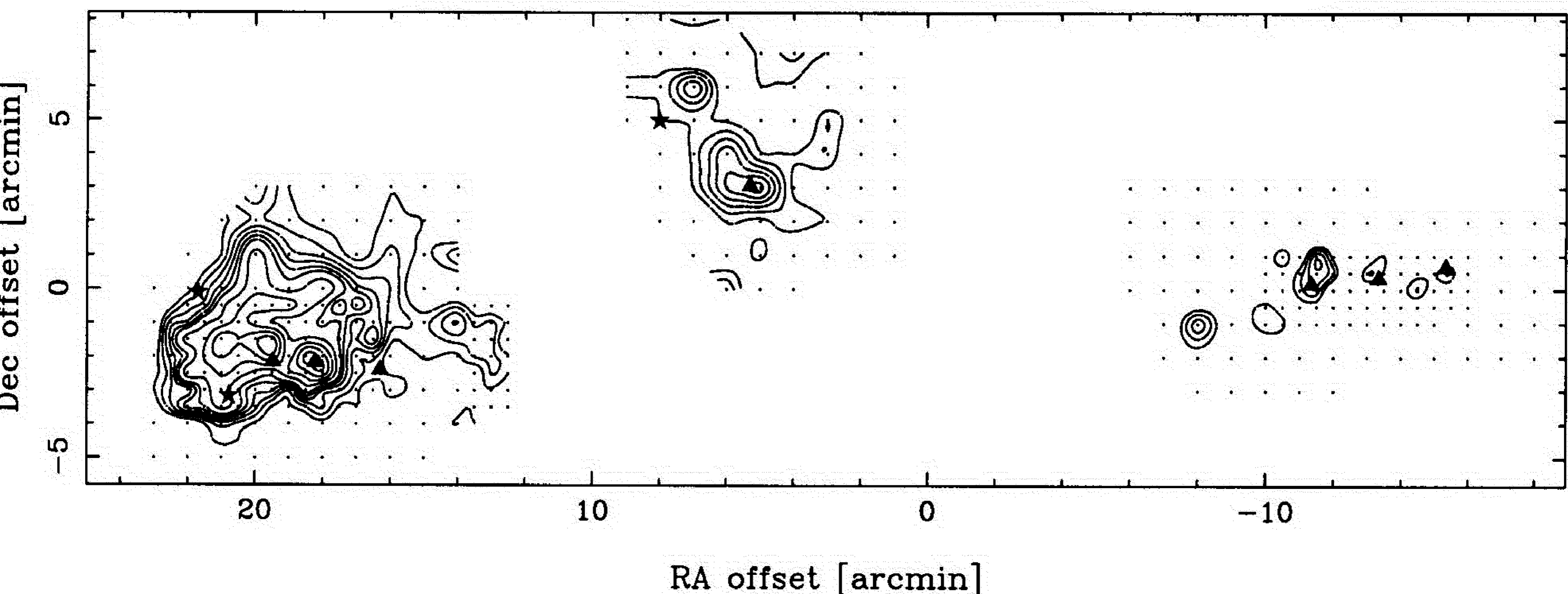
Stars are born in dense and cold molecular cloud cores. As tracers of such objects we can use only molecular species that are excited at higher densities. Among most commonly used tracers are ammonia whose (1,1) inversion transition has critical density at 10 K of $\sim 2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ and CS whose J=1-0 and J=2-1 rotational transitions have critical densities of $\sim 5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and $5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, respectively (e.g. Evans 1999). Systematical studies of dense low mass cores associated with on-going low-mass star formation or still in pre-protostellar stage in ammonia (Myers & Benson 1983) and carbon monosulfide’s 2–1 and 3–2 transitions (Zhou et al. 1989) found the extent to be about twice as large as NH₃ on average (Myers et al. 1991). Pastor et al. (1991) observed nearby ($d \approx 150 \text{ pc}$) clouds L1524 and L43 and found that the difference in the extents and displacements of

the CS and NH₃ peaks. These differences may arise from the clumpy nature of molecular clouds combined with the differential rate for chemistry of the two species (Taylor et al. 1996, 1998).

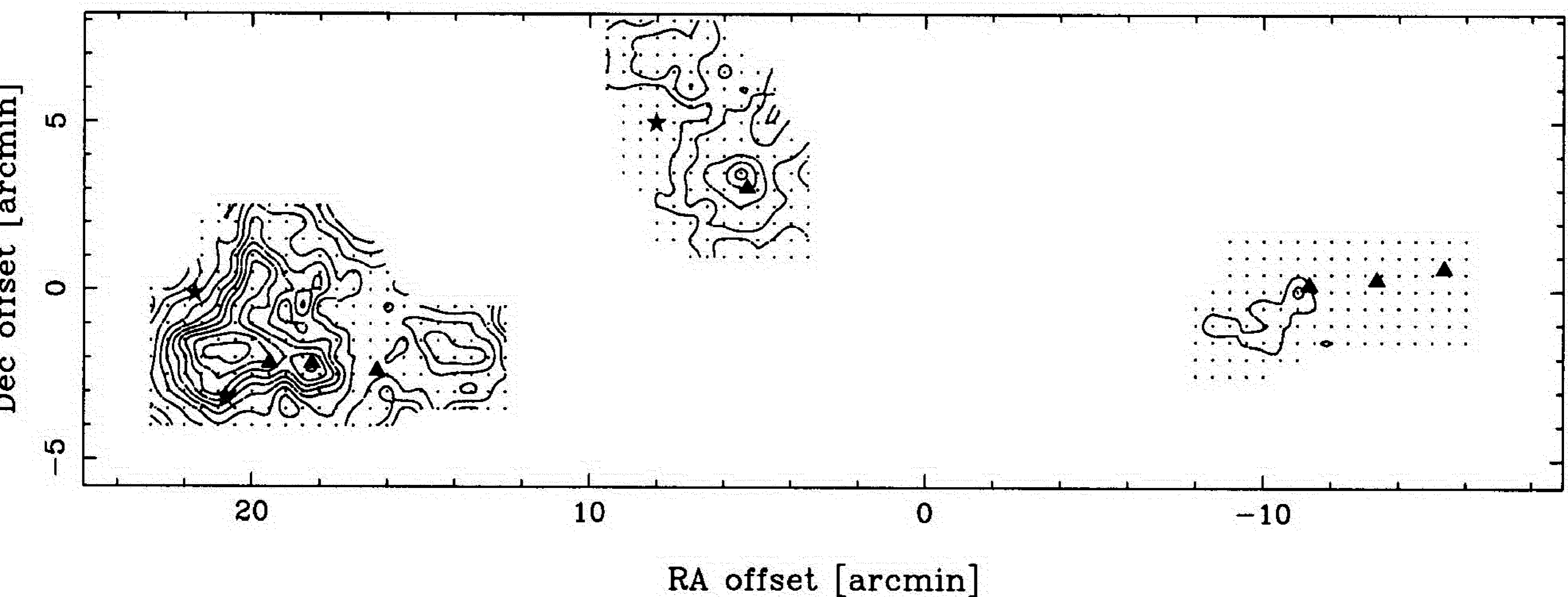
Apart from solely tracing the dense molecular gas, CS line profiles were used as indicators of a possible infalls towards the central protostars in the cores. Models of a collapsing core with a temperature and density gradient increasing toward the interior, predict that optically thick lines should show a double-peaked line profile with the blueshifted peak stronger than the redshifted peak and a self-absorption dip caused by the envelope at the rest velocity of the source (e.g. Leung & Brown 1977). Mardones et al. (1997) observed 23 Class 0 (André et al. 1993) and 24 Class I sources in the optically thick CS J = 2–1 and H₂CO J = 2₁₂–1₁₁ lines and the optically thin N₂H⁺ J F₁ F₂ = 101–012 line and found a radical change in the excess of sources with blues asymmetry at the Class 0–Class I boundary. Gregersen et al. (1997, 2000) surveyed in total 54 Class 0 and Class I YSOs in the optically thick HCO⁺ (3–2) and optically thin line H¹³CO⁺ (3–2) (critical density for the 3–2 transition is $\sim 4 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$, Evans 1999) and found no clear change in the values of

and offprint requests to: silvana@oso.chalmers.se

This work was done during the visit to the Onsala Space Observatory in 2000/2001.



1. The CS(2-1) integrated intensity map of L1251 for the $(-2, -6.5) \text{ km s}^{-1}$ velocity. The center position is $(\alpha_{1950.0}=22^{\text{h}}33^{\text{m}} \text{ Dec}(1950.0)=74^{\circ}58')$ and the observed positions are indicated by dots. The intensity scale is in $T_A^* [\text{K km s}^{-1}]$ and contours start from 0.65 to 1.3 by 0.13 K km s^{-1} and from 1.3 to 2.34 by 0.26 K km s^{-1} . The stars mark the FIR point sources classified as T Tau stars, and the triangles those classified as embedded YSOs (from Kun & Prusti 1993).



2. The $\text{HCO}^+(1-0)$ integrated intensity map of L1251 for the $(-2, -8) \text{ km s}^{-1}$ velocity. The center position is $(\alpha_{1950.0}=22^{\text{h}}33^{\text{m}} \text{ Dec}(1950.0)=74^{\circ}58')$ and the observed positions are indicated by dots. The intensity scale is in $T_A^* [\text{K km s}^{-1}]$ and contours start from 0.8 by 0.45 K km s^{-1} . The stars mark the FIR point sources classified as T Tau stars, and the triangles those classified as embedded YSOs (from Kun & Prusti 1993).

blue asymmetry of the optically thick line across the S0-Class I border line. Their model clearly showed that the HCO^+ line profiles are the strongest and at late stages most asymmetric, therefore this line should reveal information more readily than the CS and H_2CO lines. According to these authors one possibility for obscuring the signal in the other lines is that HCO^+ remains in the gas phase while the other species freeze out (e.g. Rawlings et al. 1992).

L1251

L1251 is a dark cloud with opacity of 5 and of an area of about 0.195 deg^2 centered at $\alpha_{1950.0} \approx 22^{\text{h}}35^{\text{m}}$, $\delta_{1950.0} \approx +75^{\circ}00'$ (Lynds 1962). The position of the cloud at the edge of the Cepheus Flare molecular clouds complex (van der Kruit & de Heijper 1986) suggests that L1251 was/is being exposed

to an external shock induced by a 10^4 yr old supernova remnant (Grenier et al. 1989), which might have triggered star formation in the cloud.

Detection of several $\text{H}\alpha$ stars in the vicinity of the cloud (Kun 1982) indicated that the cloud is an active low-mass star formation site. Studies in the FIR band ($25\text{-}100 \mu\text{m}$) found seven point sources which were according to their IR colors classified as embedded YSOs (Kun & Prusti 1993). IRAS 22376+7455 and IRAS 22343+7501 apparently power two detected CO outflows (Schwartz et al. 1988, Sato & Fukui 1989). Well collimated and compact outflow is associated with IRAS 22376+7455 and has an estimated dynamical timescale of $\sim 2 \times 10^4 \text{ yr}$; the extended outflow, associated with the IRAS 22343+7501 source, has a dynamical timescale of $\sim 10^5 \text{ yr}$ (Sato et al. 1994). Several Herbig-Haro objects were detected in the area

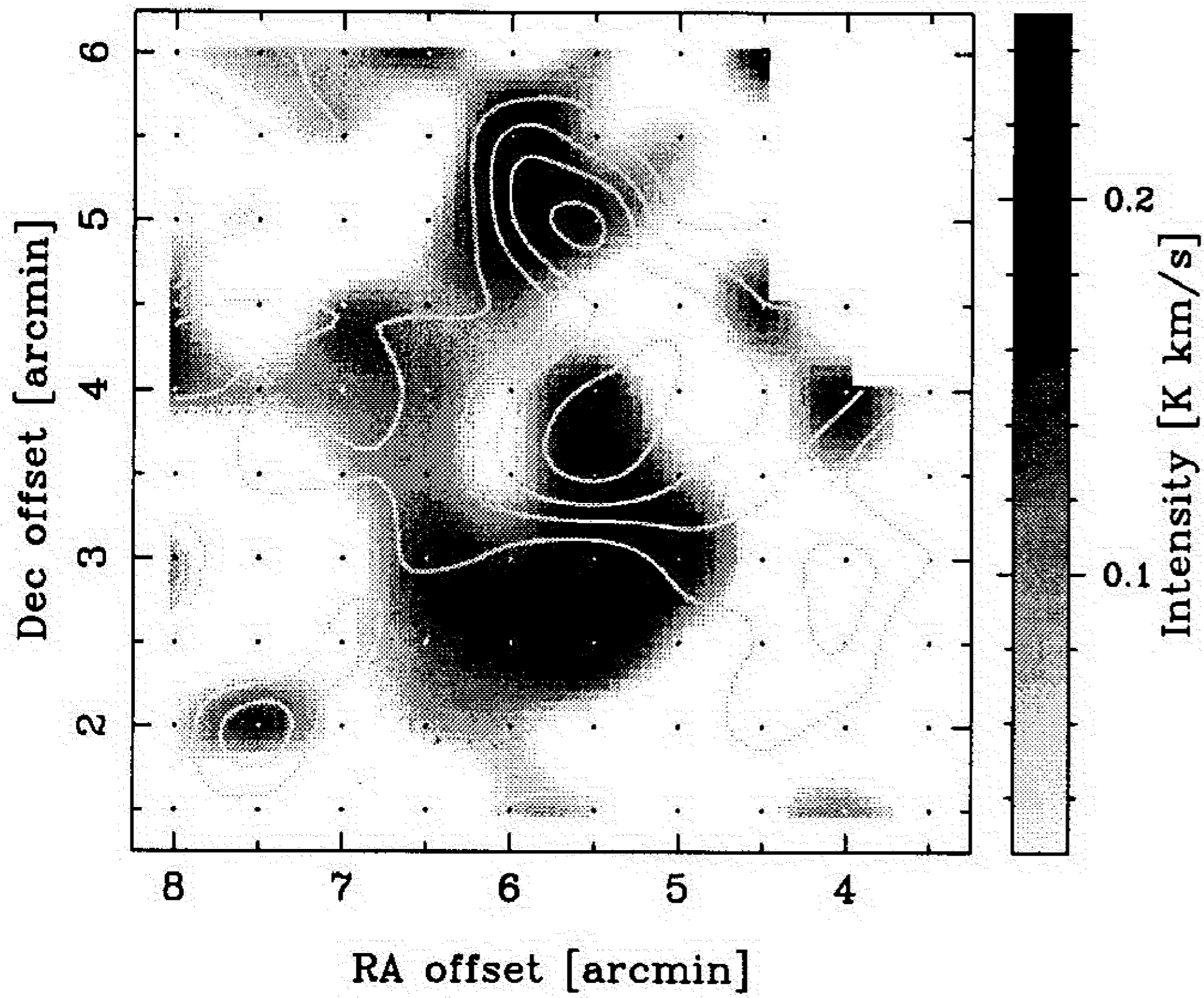


Fig. 3. The blue (greyscale) and the red (contours) shifted HCO^+ (1-0) integrated intensity map of the extended outflow region. Blue shifted velocity is for the $(-6.5, -8) \text{ km s}^{-1}$, and red shifted for the $(-2, -3.5) \text{ km s}^{-1}$ velocity interval. The center position is $\text{RA}(1950.0)=22^{\text{h}}33^{\text{m}}$ $\text{Dec}(1950.0)=74^{\circ}58'$ and the observed positions are indicated by dots. The intensity scale is in $T_A^* dv [\text{K km s}^{-1}]$ and contours start from 0.08 by 0.08 K km s^{-1} . The position of the YSO IRAS 22343+7501 is $\Delta\alpha = 5.25'$ and $\Delta\delta = 3.05'$.

surrounding the two IR sources: HH 148 (Balázs et al. 1992), HH 373, HH 374, HH 364 (Alten et al. 1997), HH 189 (Eiroa et al. 1995). H_2O masers are detected towards both YSOs: IRAS 22343+7501 has a weak maser emission (Tóth & Walmsley 1994, Wilking et al. 1994, Xiang & Turner 1995) which turned out to be variable over two years of monitoring (Claussen et al. 1996). A strong water maser was detected towards IRAS 22376+7455 by Tóth & Kun (1997). The VLA continuum observations helped to place the origin of the maser emission to about 225 AU from the strong 3.6 cm continuum source (Anglada et al. 1998). Based on the value of their bolometric temperatures, T_{bol} (Myers & Ladd 1993) according to the classification scheme of Chen et al. (1995), both sources were defined as a Class I YSOs: IRAS 22376+7455 has $T_{bol} \leq 91 \text{ K}$ and IRAS 22343+7501 $T_{bol} \leq 108 \text{ K}$ (Mardones et al. 1997).

Sato et al. (1994) surveyed the whole cloud in CO and Tóth & Walmsley (1996) in NH_3 . Dense cores identified by ammonia, which have shown some signs of star formation, were mapped in HNC and HCN (Nikolić et al. 2001). Parts of the cloud, the regions around the outflows, were mapped in the CS (1-0) (Morata et al. 1997) and NH_3 (Anglada et al. 1997). Kun & Prusti (1993) determined the distance to the cloud of 300 pc.

The aim of this paper is to investigate chemical differences in a dark cloud which has several protostellar and preprotostellar dense cores.

2. Observations

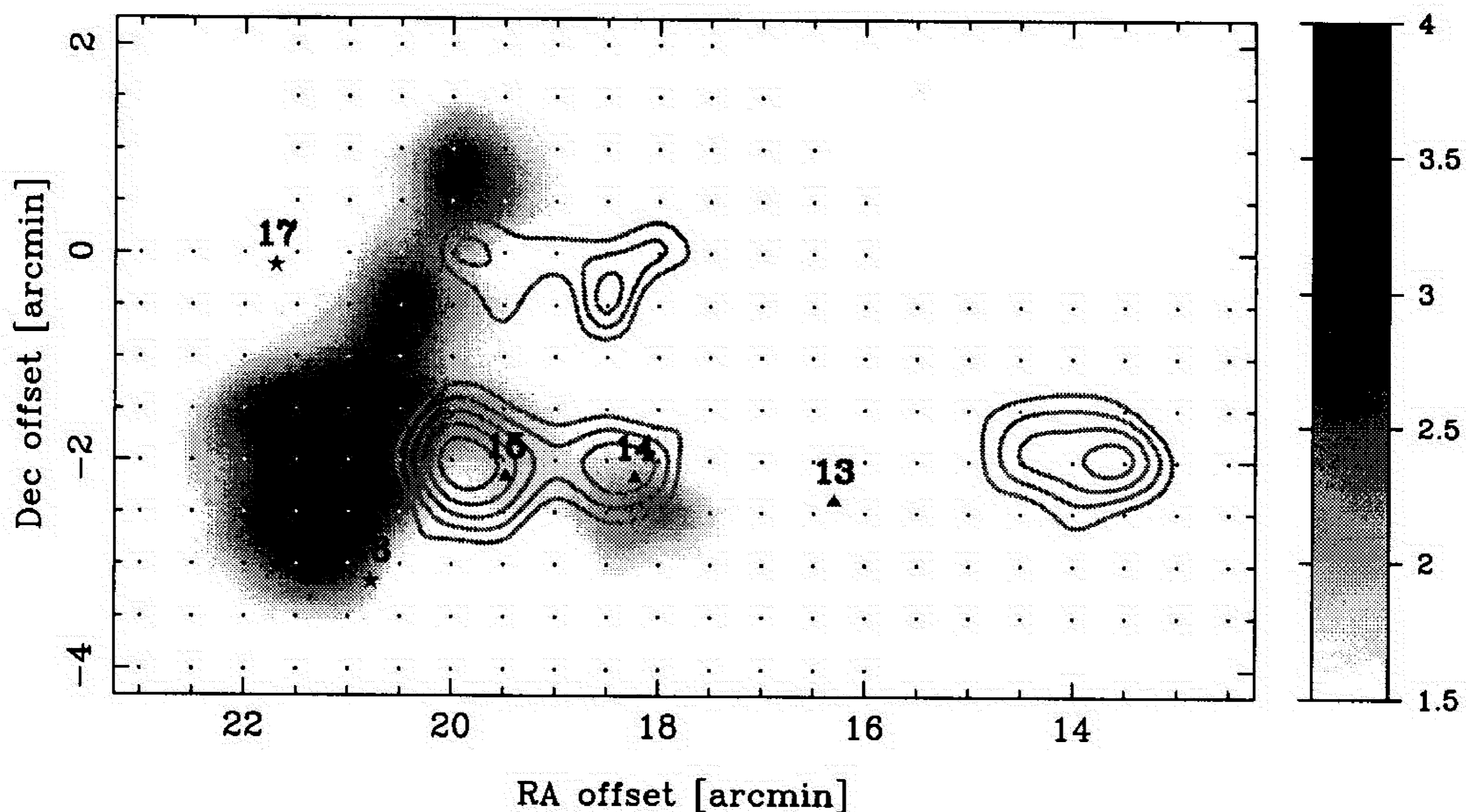
For all observations we used the Onsala Svalbard Observatory's (OSO) 20-m telescope. During several observing sessions in 1998, 1999 and 2000 we made CS (1-0) and HCO^+ (1-0) maps and observed some positions in C^{34}S , H^{13}CO^+ , SO and CH_3CCH . The telescope receiver was a SIS mixer with a typical $T_{rec}=150 \text{ K}$ (Svalbard) in the frequency range used. We used a 1600-channel correlator with 20 MHz bandwidth (i.e. a velocity resolution of 0.04 km s^{-1} at 90 GHz). The HPBW of the telescope at 90 GHz is $45''$ and the main beam efficiency is about 0.5. The pointing was checked by observing several SiO maser sources and we estimate the pointing uncertainty to be about $3''$ r.m.s. in Az and El. The observations were made in a frequency (the main isotopes) and a double beam switching mode (the rarer isotopes). The chopper-wheel method was used for the calibration, and the intensity scale is given in terms of T_A^* . In maps we used most of the time a grid spacing of $30''$. The r.m.s. of the CS and HCO^+ data set was around 0.1–0.2 K. The data were reduced using the XS package¹

3. The maps

The area surveyed in CS and HCO^+ with respect to the area mapped in HNC and HCN (Nikolić et al. 2001) was extended to cover up one more core in the head part of the cloud. This change was made in order to make a better full comparison with the ammonia maps of Tóth & Walmsley (1996). As in hydrogen cyanide and isocyanide, the northern part of the cloud has about 4 and 3 times for HCO^+ (1-0) and CS (Fig. 1), respectively stronger emission in the tail. When compared to each other, the overall distributions of both molecules in the head are very similar. Both number and sizes of the detected cores are the same: 4 (alternatively 5) cores with diameters that range from 0.18 pc to 0.6 pc. In the northern part of the cloud the main difference is HCO^+ dispersion with the size of the core around IRAS 22343+7501 about twice as large than the CS core. Most differences in the two molecules emission distributions are seen in the tail part of the cloud. There are a total 7 CS cores, of which only three coincide with the only HCO^+ core.

A clear association of 6, in case of CS, or 4, in case of HCO^+ , cold IRAS sources classified as embedded YSOs with the dense molecular cloud cores is seen. Defined as a 50% contour level of the integrated emission and beam deconvolved and corrected for the beam dilution, sizes of cores around these protostars (Kun & Prusti 1993) range from 0.18 pc for the YSO powering the compact CO outflow to 0.48 pc for the embedded source no. 6 in the tail for HCO^+ and from 0.16 pc (around the protostar which drives the extended outflow in the north) to ?? for CS emission

¹ program developed by P. Bergman, OSO



4. The HCO^+ (1-0) channel intensity map of the L1251 head region. The center position is $\text{RA}(1950.0)=22^{\text{h}}33^{\text{m}}1950.0=74^{\circ}58'$ and the observed positions are indicated by dots. The intensity scale is in $T_A^* dv [\text{K km s}^{-1}]$. The greyscale is for the $(-6, -4) \text{ km s}^{-1}$ velocity interval. The overlaid contour map is integrated in the $(-4, -2) \text{ km s}^{-1}$ interval and contours start from 1.5 by 0.2 K km s^{-1} . The stars mark the FIR point sources classified as T Tau stars, and the triangles those classified as embedded YSOs (anotations are from Kun & Prusti 1993).

The HCO^+ disks around protostars

In the northern core we see a profound influence of the outflow (Sato & Fukui 1989) on the line shapes up to around $2'$ from the IRAS 22343+7501 source. At the distance of the cloud that equals to 33000 AU. Presented in Fig. 3 is an HCO^+ detected disk around the protostar. The axes of the disk are almost perpendicular to the CO outflow axes (Sato & Fukui 1989). The inner disk radius, defined by the peak of the emission in the blue and redshifted components, is $\approx 30''$ i.e. 8500 AU (including the beam dilution correction). If we limit the disk extent to 20% integrated intensity of the HCO^+ emission in the lobes, the outer radius of the disk is twice as large.

We detected a similar feature around the IRAS 22376+7455 source in the head region of the cloud. The full velocity range of the HCO^+ emission from the core that contains the source can be divided into two areas whose centroid velocities are separated by $\approx 2 \text{ km s}^{-1}$. The two clumps have peaks which lie symmetrically from the protostar and the connection between them forms an angle of around 60° with the axes of the compact outflow (Sato & Fukui 1989). The distance between the "blue clump" peak and the "red clump" peak is about $15''$, and if we understand this structure as a disk, then the full extent is estimated to be around $30''$ i.e. around 12000 AU. If the disk is a real structure, the strong water maser detected at the 225 AU from the protostar (Grissom Meehan et al. 1998) must originate in the inner parts of the disk.

Gas kinetic temperature

The gas kinetic temperature, T_{kin} , is established by the balance between heating and cooling rates, and is in prin-

ciple a key datum required to understand the processes in the molecular clouds. Both, the heating and cooling processes depend on several parameters: gas density, kinetic temperature, dust opacity and surface properties, the spectrum and intensity of the radiation field, the cosmic ray flux, the atomic and molecular abundances of both ions and neutral species in the gas. Many of these parameters vary as function of position or depth into a cloud, thus a single temperature along the line of sight in most molecular clouds should not be expected.

In practice, a mean value of T_{kin} is estimated in molecular clouds from the excitation temperature, T_{ex} of a particular molecular transition whose level populations are believed to be in thermal equilibrium. The most widely used molecule for this purpose is carbon monoxide, $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ whose the lowest rotation transition is generally optically thick. The level populations are assumed to be in thermal equilibrium due to the long radiative lifetime relative to typical collision rates leading to $T_{ex} = T_{kin}$. Another temperature probe frequently used is ammonia. The rotation temperature of the two inversion transitions $J, K = 2, 2$ and $1, 1$, T_{21} , can be calculated from the relative intensities of the observed lines and the usual assumption is that $T_{21} = T_{kin}$. A comparison between the excitation temperature of the $J = 1 - 0$ transition of CO and the rotation temperature of ammonia inversion transitions in many clouds shows that $T_{ex}(\text{CO}) \approx T_{21}(\text{NH}_3)$ in dark clouds where $n \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and $T_{kin} \leq 15 \text{ K}$ (e.g. Churchwell & Holis 1983). A serious problem with the CO use is the tendency for the $J = 1 - 0$ line to be self-absorbed by the overlaying cooler gas, what may result in a severe underestimation of T_{kin} .

As a potential gas kinetic temperature probes in molecular clouds methyl cyanid, CH_3CN , and

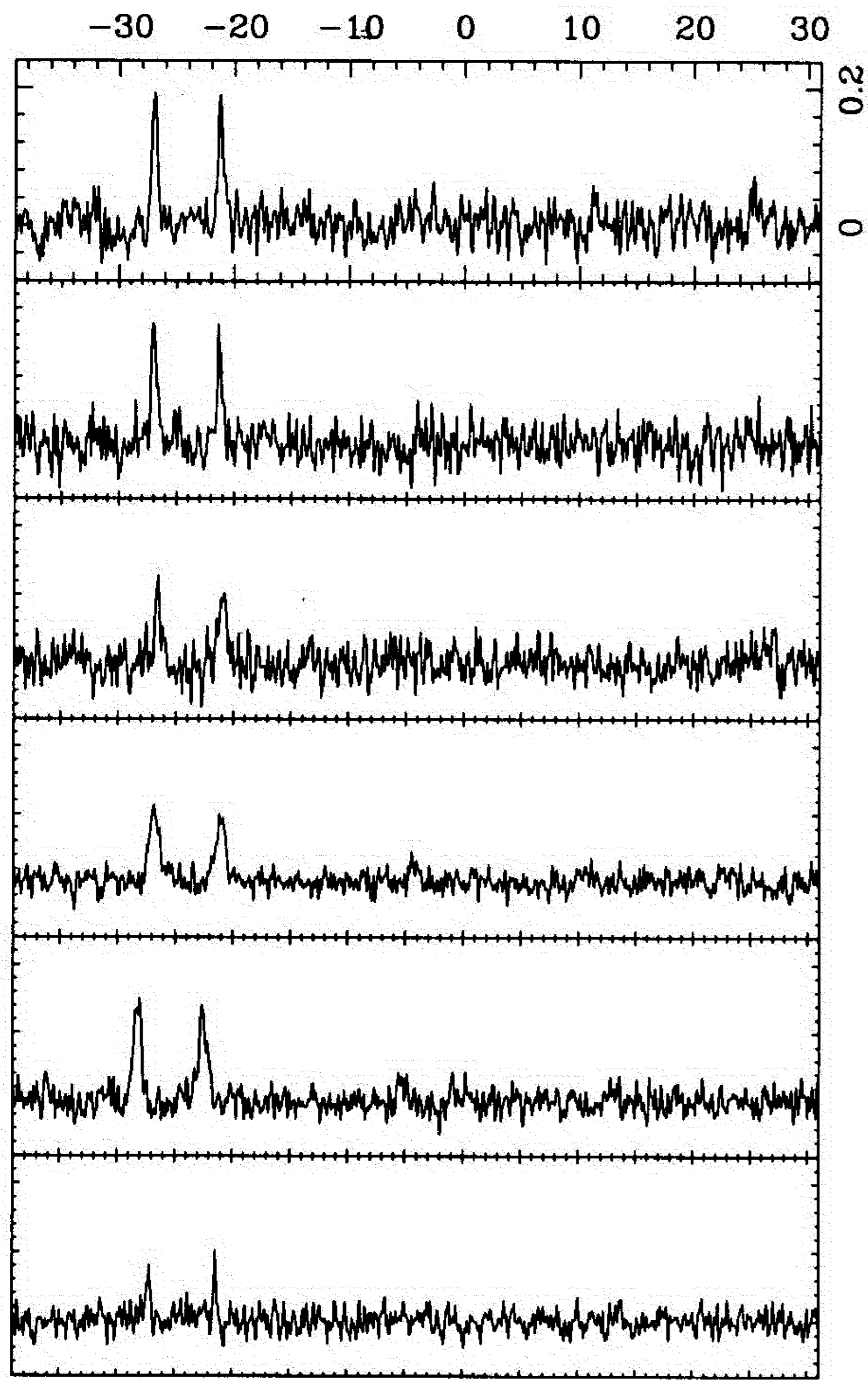


Fig. 5. The CH_3CCH spectra: from above, the first and the second panels are the $6_K - 5_K$ and $5_K - 4_K$ spectra for E2 position, respectively; third and fourth panels are the $5_K - 4_K$ spectra for E3 and E1, respectively; fifth panel is the $5_K - 4_K$ spectra in the “Northern” core i.e., position C1 and the six panel is the in the $5_K - 4_K$ spectra in the “tail” i.e. A1 position. The intensity scale is the T_A in [K], and the x-axes is the v_{LSR} in [km s^{-1}]

methyl acetylene, $\text{CH}_3\text{CCH} / \text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ were suggested (Churchwell & Holis 1983, Askne et al. 1984, Bergin et al. 1994, Anderson et al. 1999).

A symmetric top molecule molecular rotational energy levels are described by two quantum numbers: J , the total angular momentum, and K , the component of J along the axis of symmetry. The energy levels are then grouped according to the K quantum number into separate ladders, with the lowest energy level having $J = K$. Generally, symmetric top molecules make good temperature probes because each K -component of a given J rotational transition has a different excitation energy and being relatively close in frequencies, all K components can be observed simultaneously, avoiding calibration problems. CH_3CCH is a prolate symmetric top, with low dipole moment and no dipole moment perpendicular to the symmetry axis. Therefore, radiative transitions cannot change the angular momentum along the symmetry axis. This imposes a se-

lection rule that the K ladders are connected only through collisions. In that case the population of one K ladder relative to another should reflect a thermal distribution at the given kinetic temperature. The effects of nuclear spin divide methyl acetylene into two distinct species, depending on the relative orientation of the spins of the hydrogen atoms. This, so called torsional symmetry states labeled A and E . A species have $K = 3n$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) and E species are those with $K = 3n + 1, 3n + 2$. The two species are independent since both collisional and radiative transitions between them are forbidden. The formation process is unlikely to discriminate between the two and we assume their equal abundances in the molecular gas.

Askne et al. (1984) showed that CH_3CCH provides a good measure of kinetic temperatures in molecular clouds for which $n(\text{H}_2) \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and $T_{\text{kin}} \geq 20 \text{ K}$. For dark clouds, a statistical equilibrium analysis seems to be necessary. Alternatively, as in the dark cloud core TMC-1, rotational diagrams of the A and E states should be treated separately. Statistical equilibrium calculations by Bergin et al. (1994) proved that for $T_{\text{kin}} < 50 \text{ K}$ the rotational temperature of methyl acetylene closely approximates the kinetic temperature and is fairly insensitive to the molecular hydrogen density.

The $J = 5 - 4$ and $J = 6 - 5$, $K = 0, 1, 2, 3$ transitions of methyl acetylene were observed towards some of the previously selected five positions in L1251. Figure 5 shows the detected spectra.

The rotational temperatures, T_{rot} , for CH_3CCH were derived from the combined, where applicable, $J = 5 - 4$ and $J = 6 - 5$ data using the rotational diagram method (e.g. Anderson et al. 1999). This method is based on the following assumptions: that the line emission is optically thin, that the level populations are in rotational equilibrium at a temperature T_{rot} . Then, if $F(T_{\text{bg}}) \ll F(T_{\text{ex}})$, it can be shown that

$$\ln \left\{ \frac{\int T_A^* dv}{\eta \nu S_{J,K} g_I g_K} \right\} = \ln \left\{ \frac{2 \pi^2 \mu^2 N}{3k \epsilon_0 Q} \right\} - \frac{1}{T_{\text{rot}}} \frac{E_u}{k}$$

where η is the beam-source coupling efficiency, ν is the rest frequency, $S_{J,K}$ is the line strength of the transition $(J, K) \rightarrow (J - 1, K)$, g_J and g_K are the statistical weights due to angular momentum and its projection onto a given axis, respectively ($g_J = 2J + 1$; $g_K = 1$ when $K = 0$ and $g_K = 2$ when $K \neq 0$), k is the Boltzmann constant, μ is the permanent dipole moment of the molecule, ϵ_0 is the vacuum permittivity, N is the total column density of the molecule, Q is the partition function, T_{rot} is the rotation temperature and E_u is the upper energy level of the transition.

The unknowns in the equation are the total column density and the rotational temperature. By observing several transitions belonging to different K -ladders, one is able to obtain both T_{rot} and N/Q . The slope of the line is determined by the reciprocal of T_{rot} , and its intersection with the $E_u/k = 0$ axis gives the ratio N/Q . The rotational diagrams and the resulting least-squares fits are shown

Fig. ??). The derived values of the T_{rot} and the total (E) CH_3CCH column densities are indicated at the right and bottom left of each diagram, respectively. ‘ q -value’, the value of the incomplete Gamma function, provides a quantitative measure of the significance of the fit (see Press et al. 1986). The fit is believable if $q > 0.1$, becoming progressively more credible as q approaches unity.

In the head region in the IRAS 22376+7455 core $T_{kin} = 25 \pm 4$, while in the other two sampled positions kinetic temperature is ≈ 20 K. In the northern core a slightly lower temperature is measured $T_{kin} = 20 \pm 5$. The core proves to be very cold, the upper limit of the kinetic temperature of the gas in the inner areas of the dense core is 15 ± 3 . The A 1 position is the only one where a HNC hyperfine splitting was seen (Nikolić et al. 2001) and to be able to do that the gas in the core must be indeed cold. A similar hf structure was seen in L 134 for which an upper limit for the HI spin temperature in the center of the cloud of 5 K was derived (Van der Werf et al. 1988).

Fractional abundances of the main isotopomers

The LTE column densities of rare isotopomers are given in Table 1. We used kinetic temperatures obtained from methylacetylene measurements. The H_2 column density was determined from the ^{13}CO using the conversion factor from the carbon monoxide and the molecular hydrogen column densities of $[\text{H}_2]/[^{13}\text{CO}] = 4.8 \times 10^5$ (Schknechtman & Clemens 1983). Relative fractional abundances of the main isotopomers (Table 2) were derived from the calculated column densities of the rare isotopomers using the Local ISM values for the relative abundance ratios for carbon, sulphur, oxygen and nitrogen: $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 77 \pm 7$, $^{32}\text{S}/^{34}\text{S} = 22$, $^{16}\text{O}/^{18}\text{O} = 560 \pm 25$ and $^{14}\text{N}/^{15}\text{N} = 450 \pm 22$ (Wilson & Rood 1994). Relative fractional abundances of HNC were derived both from the ^{12}C - and ^{15}N -isotopomers.

In order to verify that the above estimates are not overly affected by non-LTE excitation effects we performed MEP (e.g. Jansen et al. 1994) and 1D Monte Carlo simulations (e.g. Juvela 1997). We assumed an exposure only to the cosmic background radiation. The abundances, H_2 densities and kinetic temperatures were varied according to the LTE-derived results. The finest tuned quantity was the kinetic temperature which was varied within the ± 10 K range of the measured value at the certain position. The hydrogen densities were in the range of $10^6 - 10^8 \text{ cm}^{-3}$ with a step size that became smaller after the first runs. In case of MC simulations we applied both density and abundance gradient that scaled with r^{-2} from the center of the cloud. A spherical model cloud was divided into 15 “shells” with equal “volume”. The model cloud had size of 0.5 pc, and the distance applied was 0.5 pc. All levels of excitation below 100 K were taken into account. The collisional rates used were for $\text{SO}-\text{H}_2$ (Green 1994), for $\text{CS}-\text{H}_2$ (Green & Chapman), for HNC (Green & Thaddeus 1974), for HCO^+-He

(Green 1975) and for $\text{CH}_3\text{CCH}-\text{H}_2$ (Green 1986). For the cloud model we have considered SO and CH_3CCH were both optically thin, thus justifying our observations of the main isotopomers’ lines only. CS , on the other hand turned out to be optically thick. Since the variation of SO/CS ratio could be partly a consequence of optical depth effects (e.g. Nilsson et al. 2000), in case of L 1251 it was safe to use $\text{SO}/\text{C}^{34}\text{S}$ data. HCN , HNC and HCO^+ all become optically thick for the column densities observed.

6. Discussion - Implications for chemistry

Different molecular abundances in dark clouds for a certain time are expected since their production and/or destruction is linked differently to available free carbon atoms (e.g. Van Dishoeck 1999). SO/CS ratio was suggested as a useful probe of evolutionary effects in molecular clouds mostly because considering pure gas-phase reactions the main destruction route for SO goes through C atoms (e.g. Nilsson et al. 2000)



and

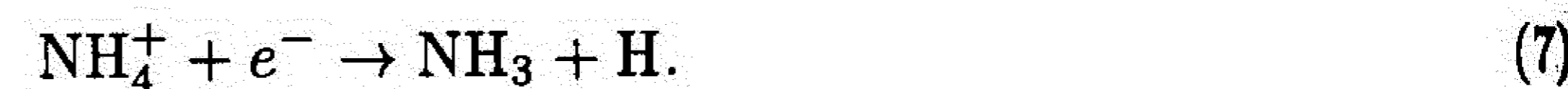
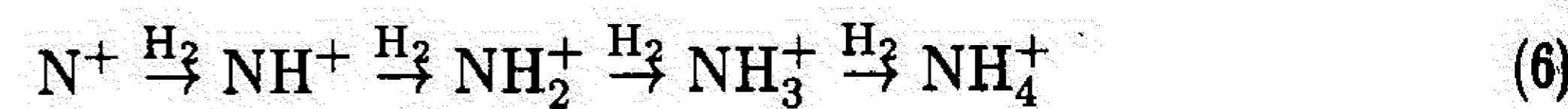


As long as the C abundance is high the loss reactions are efficient and the SO abundance is low. CS on the other side is produced in ion-molecule reactions (e.g. Taylor et al. 1996)



and is destroyed either in the reactions of dissociative charge exchange or neutral-neutral molecular reactions, none of which includes C atoms. CS reaches a high abundance level already at “early times” while the SO abundance will raise only when all carbon is locked up in CO i.e. at “late times”.

Ammonia forms from ions undergoing successive hydrogen abstraction reactions followed by recombination (e.g. Taylor et al. 1998):



The first reaction in the sequence is slightly endothermic and the last one has a large activation barrier, so the ammonia is slow to form. Two “families” of molecules each reaching the peak abundances in different evolutionary times of a molecular cloud were suggested (e.g. Taylor et al. 1998): CS and HCN as an “early times” and HCO^+ , NH_3 , OH and SO as a “late times” molecules. HCO^+ belongs to the later family primarily because the main production route requires an ample quantities of already formed CO :



Table 1. LTE-derived total column densities.

Molecule		E2 [cm ⁻²]	E3 [cm ⁻²]	E1 ¹ [cm ⁻²]	C1 ² [cm ⁻²]	A1 [cm ⁻²]
¹³ CO	I	0.41 × 10 ¹⁶	10.4 × 10 ¹⁵	0.92 × 10 ¹⁶	2.0 × 10 ¹⁶	8.1 × 10 ¹⁵
	II	1.6 × 10 ¹⁶	9.5 × 10 ¹⁵	2.1 × 10 ¹⁶		
C ¹⁸ O	I	1.6 × 10 ¹⁵	2.4 × 10 ¹⁵	2.1 × 10 ¹⁵	3.8 × 10 ¹⁵	1.1 × 10 ¹⁵
	II	3.4 × 10 ¹⁵	3.3 × 10 ¹⁵	4.6 × 10 ¹⁵		
C ³⁴ S	I	1.7 × 10 ¹²	0.7 × 10 ¹²	1.6 × 10 ¹²	1.4 × 10 ¹²	0.67 × 10 ¹²
	II	8.2 × 10 ¹²	1.1 × 10 ¹²	2.6 × 10 ¹²		
H ¹³ CO ⁺	I	0.36 × 10 ¹²	0.1 × 10 ¹²	0.66 × 10 ¹²	1.3 × 10 ¹²	0.40 × 10 ¹²
	II	1.4 × 10 ¹²	1.1 × 10 ¹²	1.1 × 10 ¹²		
HC ¹⁸ O ⁺	I	—	—	0.6 × 10 ¹¹	—	—
	II			1.5 × 10 ¹¹		
SO	I	1.8 × 10 ¹³	2.1 × 10 ¹³	1.2 × 10 ¹³	0.79 × 10 ¹³	0.68 × 10 ¹³
	II	2.0 × 10 ¹³	0.8 × 10 ¹³	0.85 × 10 ¹³		
H ¹³ CN ^{a,F}	I	1.7 × 10 ¹²	0.2 × 10 ¹²	1.5 × 10 ¹¹	0.22 × 10 ¹²	0.56 × 10 ¹²
	II	9.4 × 10 ¹²	0.8 × 10 ¹²	7.6 × 10 ¹¹		
HN ¹³ C ^{a,NF}	I	0.26 × 10 ¹²		0.7 × 10 ¹²	0.77 × 10 ¹²	1.3 × 10 ¹²
	II	1.3 × 10 ¹²	1.4 × 10 ¹²	1.8 × 10 ¹²		
H ¹⁵ NC ^a	I	0.1 × 10 ¹²	< 0.1 × 10 ¹²	0.7 × 10 ¹¹	0.26 × 10 ¹²	0.23 × 10 ¹²
	II	0.2 × 10 ¹²	< 0.2 × 10 ¹²	4.8 × 10 ¹¹		
CH ₃ CCH		2.9 × 10 ¹⁴	2.5 × 10 ¹⁴	2.2 × 10 ¹⁴	1.6 × 10 ¹⁴	1.0 × 10 ¹⁴
NH ₃ ^b		17.8 × 10 ¹⁴	—	9.9 × 10 ¹⁴	8.1 × 10 ¹⁴	22.2 × 10 ¹⁴

¹ The compact outflow (IRAS 22376+7455) core. ² The extended outflow (IRAS 22343+7501) core.

^I and ^{II} two velocity components with fixed values for each position in the head: -5.0 and -4.1 km s⁻¹, -4.4 and -3.7, and -3.7 km s⁻¹ for E 2, E 3 and E 1, respectively.

^a From Nikolić et al. (2001), ^F and ^{NF} mark the velocity of the $F = 2 - 1$ hf component and the total column density including all hf lines, and no hf component fit, respectively. ^b From Tóth & Walmsley (1996).

 Table 2. Fractional abundances of the main isotopomers relative to H₂.

Molecule		E2	E3	E1 ¹	C1 ²	A1
CS	I	1.9 × 10 ⁻⁸	3.1 × 10 ⁻⁹	0.8 × 10 ⁻⁸	3.2 × 10 ⁻⁹	3.9 × 10 ⁻⁹
	II	9.2 × 10 ⁻⁸	5.3 × 10 ⁻⁹	0.6 × 10 ⁻⁸		
HCO ⁺	I	1.4 × 10 ⁻⁸	1.5 × 10 ⁻⁹	1.1/0.8 × 10 ⁻⁸	1.0 × 10 ⁻⁸	7.9 × 10 ⁻⁹
	II	1.4 × 10 ⁻⁸	1.8 × 10 ⁻⁸	0.8/0.8 × 10 ⁻⁸		
SO	I	9.1 × 10 ⁻⁹	4.2 × 10 ⁻⁸	2.7 × 10 ⁻⁹	8.2 × 10 ⁻¹⁰	1.7 × 10 ⁻⁹
	II	2.6 × 10 ⁻⁹	1.8 × 10 ⁻⁸	0.8 × 10 ⁻⁹		
HCN ^a	I	6.6 × 10 ⁻⁸	3.1 × 10 ⁻⁹	2.6 × 10 ⁻⁹	0.2 × 10 ⁻⁸	1.1 × 10 ⁻⁸
	II	9.4 × 10 ⁻⁸	1.4 × 10 ⁻⁸	5.8 × 10 ⁻⁹		
HNC ^a	I	1.0/2.3 × 10 ⁻⁸	- / < 0.9 × 10 ⁻⁸	1.2/0.7 × 10 ⁻⁸	0.6/1.2 × 10 ⁻⁸	2.6 × 10 ⁻⁸
	II	1.3/1.8 × 10 ⁻⁸	2.4 / < 2.0 × 10 ⁻⁸	1.4/2.1 × 10 ⁻⁸		
CH ₃ CCH		3.0 × 10 ⁻⁸	2.6 × 10 ⁻⁸	1.5 × 10 ⁻⁸	2.8 × 10 ⁻⁸	2.7 × 10 ⁻⁸
NH ₃ ^b		1.2 × 10 ⁻⁷	—	6.8 × 10 ⁻⁸	8.4 × 10 ⁻⁸	5.7 × 10 ⁻⁷

¹ The compact outflow (IRAS 22376+7455) core. ² The extended outflow (IRAS 22343+7501) core.

^I and ^{II} as in Table 1.

^a From Nikolić et al. (2001). ^b Relative to the total H₂ column density of both velocity components in the head (as is CH₃CCH too) and based on the column densities given by Tóth & Walmsley (1996).

The chemical models of Bergin & Langer (1997) which include gas-phase reactions and depletion onto grains with both CO and H₂O ice mantles show selective depletion for various species: CS and SO show significant and early depletion onto grains regardless of the mantle type; CO and HCO⁺ deplete only on the grains with water man-

tles, while for densities considered, NH₃ and N₂H⁺ do not deplete at all. However in the late stages of dynamical evolution prior to the formation of a protostar when densities reach $n_{\text{H}_2} > 10^6$ cm⁻³ depletion becomes important for all molecules.

If we follow the idea of late and early families of molecules, table 2 brings up some puzzles. Regardless the position in the cloud i.e. the evolutionary phase of a core the relative fractional abundance of HCO^+ is approximately constant $\sim 1 - 2 \times 10^{-8}$. Ammonia has the highest concentrations in the pre-protostellar core in the tail (A1) and the starless core in the head (E2). In the cores that contain Class I protostars with detected CO outflows (E1 i.e. IRAS 22376+7455 and C1 i.e. IRAS 22343+7501) NH_2 abundance is for about an order of magnitude lower than the tail's core. SO has very low fractional abundance in the core with the protostar that powers the extended outflow. About 3 to 6 times higher SO fractional abundances are measured in the tail. The other two cores (appropriate velocity components used) have similar and constant values of $\sim 1 - 2 \times 10^{-8}$, values which are about 12-25 times larger than measured in the outflow's cores. CS and HCN have the largest fractional abundances in the E2 core of the head. The extended outflow's core (C1) features both the lowest abundances of CS and HCN. In total the fractional abundances range in L1251 are $0.3 - 5 \times 10^{-8}$, $2 - 7 \times 10^{-8}$, $0.8 - 2 \times 10^{-8}$, $0.08 - 2 \times 10^{-8}$ and $7 - 60 \times 10^{-8}$ for CS, HCN, HCO^+ , SO and NH_3 , respectively. Relative abundance of methyl acetylene is within an error the same throughout the cloud $\sim 2 \times 10^{-8}$.

A probe of a core's "age" SO/CS ratio in the L1251 dark cloud ranges from 0.3 to 4. These values do not differ significantly from those observed in a variety of clouds (Nilsson et al. (2000)). If this ratio is considered as an age indicator, far the youngest core in L1251 would be the topmost head's core, E2. The oldest core would be the core around the IRAS 22343+7501 source which has O/CS=0.3. We feel that the very low values of this ratio are explainable in terms of a presence of a YSO which is an X-ray emitter and/or existence of a high speed shocks. The protostar would thus be able to trigger the formation of SO in ion-molecule reactions. Alternative explanation of low ratios could be the low initial O/ C^+ abundance ratio (Nilsson et al. (2000)). A protostar which is a strong X-ray emitter would be able to produce an ample quantities of H_3^+ ion, what would in the first place boost the HCO^+ concentrations, but would also initialize the whole set of charge transfer reactions in the ion-molecule chemistry (e.g. van Dishoeck 1998). The fact that we do not see any variations in the fractional abundance of HCO^+ throughout the cloud implies that the dust kinetic temperatures in the protostars' surroundings probably have not reached the ion evaporation temperatures yet.

The highest fractional abundances of CS and HCN are found in the E2 core, the only one without any sign of on-going star formation in it. It is possible, of course, that this core has already formed at least one star, the Tau star which is projected on the cores' area. In that case the remaining molecular gas continued to contract and may probably form another young star(s) some time in the future.

7. Summary

So far we have completed the surveys of the dense core in L1251 in several high-gas density tracers HCN, HNC, CS and HCO^+ . On the large scale all molecules have similar distributions both compared with each other and compared with the previously published NH_3 map. We suggest that the reported differences in the emission extends of CS and NH_3 in some dark clouds and star forming cores are mostly due to the different telescopes/beam sizes used. However, clumpiness of molecular gas might play a role.

Outflows have a profound influence only on the HCO^+ lines shapes. The extended outflow of CO gas is responsible for a broad line wings in the spectra toward IRAS 22343+7501 in the northern part of the cloud. For a strong self-absorption in the line is probably responsible for an HCO^+ disk we detected. Both protostar which powers two CO outflows in the cloud have sizeable HCO^+ disks. The full extent of these circum(proto)stellar disks is about $1 - 2 \times 10^4$ AU.

As a thermometer methyl acetylene probes temperatures deep into the cloud's cores. In L1251 cores temperatures range from less than 15 K to almost 30 K and the difference is correlated with a presence of a protostar.

From the calculated fractional abundances of several molecules and a qualitative discussion about the chemistry we report that although some results agree with the predicted abundances trends, there is no model published so far that would explain all findings. Out of five considered cores only one is clearly starless, others have embedded protostars in different stages of evolution. Chemical (and dynamical) models usually don't follow the evolution of a dense core from its formation to the destruction by the newly born young star. The observed chemical differences in L1251 are probably due to combined effects of the gas density differences and presence of protostars. If the cloud has really encountered a shock passage which has triggered the star formation in it, a possibility that initial abundances of some elements/ions over the cloud were different should also be considered.

Acknowledgements. We acknowledge Dr. L.V. Tóth (Department of Astronomy, ELTE) for discussions about the ammonia maps. Dr. M. Kun and Prof. J. Black critically read the draft of the paper and, we believe, improved it significantly with the comments. To Prof. J. Black we would also like to express our gratitude for his *Astrochemistry* course (1997/98).

Onsala Space Observatory is the Swedish National Facility for Radio Astronomy and is operated by Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden, with financial support from the Swedish Natural Science Research Council and the Swedish Board for Technical Development.

References

- Alten V.P., Bally J., Devine d., Miller G.J., 1997, *Low Mass Star Formation - from Infall to Outflow*, poster proceedings of IAU Symp. 182, eds. F. Malbet & A. Castets, p.51

- Anderson I.M., Caselli P., Haikala L.K., Harju J., 1999, *A&A* 347, 983
- André P., Ward-Thompson D., Barsony M., 1993, *ApJ* 406, 122
- Anglada G., Sepúlveda I., Gómez J.F., 1997, *A&AS* 121, 255
- Anglada G., Villuendas E., Estalella R., et al., 1998, *AJ* 116, 2953
- Askne J., Höglund B., Hjalmarsen Å., Irvine W.M., 1984, *A&A* 130, 311
- Balázs L.G., Eisloffel J., Holl A., Kelemen J., Kun M., 1992, *A&A* 255 281
- Bergin E.A., Goldsmith P.F., Snell R.L., Ungerechts H., 1994, *ApJ* 431, 674
- Bergin E.A., Langer W.D., 1997, *ApJ* 486, 316
- Chen H., Myers P.C., Ladd E.F., Wood D.O.S., 1995, *ApJ* 445, 377
- Churchwell E., Hollis J.M., 1983, *ApJ* 272, 591
- Claussen M.J., Wilking B.A., Benson P.J., et al., 1996, *ApJSS* 106, 111
- Dickman R.L., Clemens D.P., 1983, *ApJ* 271, 143
- Eiroa C., Torrelles J.M., Miranda L.F., Anglada G., Estalella R., 1994, *A&AS* 108, 73
- Evans N.J. II, 1999, *ARA&A* 37, 311
- Green S., 1975, *ApJ* 201, 366
- Green S., 1986, *ApJ* 309, 311
- Green S., 1994, *ApJ* 434, 188
- Green S., Thaddeus P., 1974, *ApJ* 191, 653
- Green S., Chapman S., 1978, *ApJS* 37, 169
- Gregersen E.M., Evans N.J.II, Zhou S., Choi M., 1997, *ApJ* 484, 256
- Gregersen E.M., Evans N.J.II, Mardones D., Myers P.C., 2000, *ApJ* 533, 440
- Grenier I. A., Lebrun F., Arnaud M., et al., 1989, *ApJ* 347, 231
- Grissom Meehan L.S., Wilking B.A., Claussen M.J., Mundy L.G., Wootten A., 1998, *AJ* 115, 1599
- Jansen D.J., van Dishoeck E.F., Black J.H., 1994, *A&A* 282, 605
- Juvela M., 1997, *A&A* 322, 943
- Kun M., 1982, *Afz* 18, 63
- Kun M., Prusti T., 1993, *A&A* 272, 235
- Lebrun F., 1986, *ApJ* 306, 16
- Leung C M., Brown R.L., 1977, *ApJ* 214, 73L
- Lynds B.T., 1962, *ApJS* 7, 1
- Mardones D., Myers P.C., Tafalla M., et al., 1997, *ApJ* 489, 719
- Morata O., Estalella R., López R., Planesas P., 1997, *MNRAS* 292 120
- Myers P.C., Benson P.J., 1983, *ApJ* 266, 309
- Myers P.C., Fuller G.A., Goodman A.A., Benson P.J., 1991, *ApJ* 376, 561
- Myers P.C., Ladd E.F., 1993, *ApJ* 413, L47
- Nikolić S., Johansson L.E.B., Juvela M., 2001, *A & A* accepted
- Nilsson A., Hjalmarsen Å., Bergamgn P., Millar T., 2000, *A&A* 358, 257
- Pastor J., Buj J., Estalella R., et al., 1991, *A&A* 252, 320
- Rawlings J.M.C., Hartquist T.W., Menten K.M., Williams D.A., 1992, *MNRAS* 255, 471
- Sato F., Mizuno A., Nagahama T., et al., 1994, *ApJ* 435, 279
- Sato F., Fukui Y., 1989, *ApJ* 343, 773
- Schwartz P.R., Gee G., Huang Y.-L., 1988, *ApJ* 327, 350
- Taylor S.D., Morata O., Williams D.A., 1996, *A&A* 313, 269
- Taylor S.D., Morata O., Williams D.A., 1998, *A&A* 336, 309
- Tóth L.V., Walmsley C.M., 1994, *IBVS* 4107
- Tóth L.V., Walmsley C.M., 1996, *A&A* 311, 981
- Tóth L.V., Kun M., 1997, *IBVS* 4492
- Van Dishoeck E.F., Hogerheijde M.R., 1999, in *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution II* eds Lada and D.Kylafis, Dordrecht: Kluwer
- Van Dishoeck E.F., 1998, in *The Molecular Astrophysics of Stars and Galaxies*, eds. Hartquist T.W. and Williams D.A., Oxford University Press
- Van der Werf P.P., Goss W.M., Van den Bout P.A., 1988, 201, 311
- Wilking B.A., Claussen M.J., Benson P.J., et al., 1994, 431, L119
- Wilson T.L., Rood R., 1994, *ARA&A* 32, 191
- Xiang D., Turner B.T., 1995, *ApJS* 99, 121
- Zhou S., Wu Y., Evans N.J. II, Fuller G.A., Myers P.C., *ApJ* 346, 168



Rad IV

M. Kun, S. Nikolić, P. Ábráham, 2000, in the *Star formation from the small to the large scale*, Proc. of the 33rd ESLAB Symp., eds. Favata F., Kaas A.A., Wilson A., ESA-445, pg. 441

VI End

... of
... ..
... ..

STAR FORMATION IN THE CEPHEUS FLARE: L1219 AND L1251

M. Kun^{1,2}, S. Nikolić^{3,4,5}, and P. Ábrahám^{1,6}

¹Konkoly Observatory, H-1525 Budapest, P.O.Box 67, Hungary

²Visiting astronomer, German-Spanish Astronomical Centre, Calar Alto, operated by the Max-Planck-Institute for Astronomy in Heidelberg, jointly with the Spanish National Commission for Astronomy

³Onsala Space observatory, S-439 92 Onsala, Sweden

⁴Department of Astronomy, Loránd Eötvös University, Pázmány Péter sétány 2, H-1117 Budapest, Hungary

⁵Astronomical Observatory, Volgina 7, 11160 Belgrade, Serbia, Yugoslavia

⁶Max-Planck-Institut für Astronomie, Königstuhl 17, D-69117 Heidelberg, Germany

ABSTRACT

In order to have a comprehensive view on the star formation in the Cepheus Flare molecular complex we started a spectroscopic study of H α and IRAS selected candidate T Tauri stars, as well as high resolution radio molecular mapping and near-infrared imaging studies of the star forming clouds. Here we present the first results for L1219 and L1251.

Key words: Stars: pre-main-sequence – star forming regions: Cepheus Flare – molecular clouds: L1219, L1251

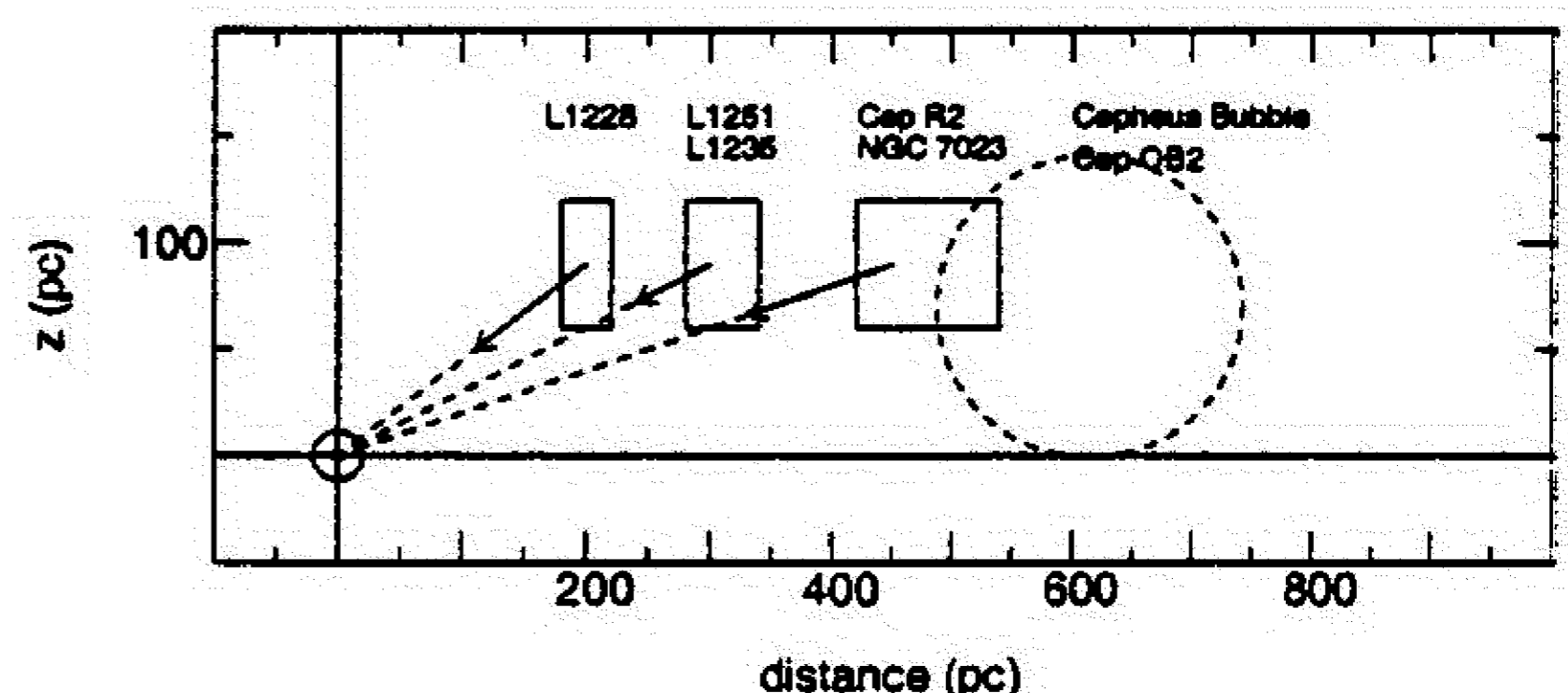


Figure 1. The schematic view of the distribution of the absorbing medium along the line of sight in the Cepheus Flare based on Kun's (1998) star count study. Rectangles symbolize the components of the cloud complex. The lengths of the arrows indicate the average radial velocities of the clouds with respect to the LSR taken from Yonekura et al. (1997). The highest galactic latitude component, embracing L1228 and MBM 164–166 is the nearest one at 200 pc. The next layer at 300 pc contains, among others, L1235 and L1251. At the galactic latitude interval of $+11^{\circ}$ – $+15^{\circ}$ the absorption sets in at around 420 pc. Here we find the L1172/NGC 7023 star forming region and a few reflection nebulae (Cep R2 association). They provide a good opportunity for determining cloud distances, and suggest that this cloud component has a large extent along the line of sight. Even farther away, and at the low galactic longitude boundary of the region the Cepheus OB2 association can be found. Cepheus OB2 is associated with the Cepheus Bubble, a 2–3 million year old supernova shell. We plotted in this figure the Cepheus Bubble at the distance established by Hipparcos (de Zeeuw et al. 1999).

1. LARGE-SCALE STRUCTURE OF THE CEPHEUS FLARE

The interstellar matter in the Cepheus at $100^{\circ} < l < 120^{\circ}$ and $b > 10^{\circ}$ is distributed over large spatial and velocity range (see e.g. Heiles 1967, Lebrun 1986, Yonekura et al. 1997). Radial velocities of the molecular gas have been observed in the $-15 \text{ km s}^{-1} < v_{LSR} < +5 \text{ km s}^{-1}$ interval. We determined the distances of the absorbing clouds using optical star counts (Kun 1998), and found them to depend on the galactic latitude. Three absorbing layers can be identified, located at 200, 300 and 450 pc from the Sun, and equally at $z \approx 90$ pc from the galactic plane. This suggests that the clouds are parts of a larger interstellar structure parallel to the galactic plane (Fig. 1). Study of A-type stars of the region with far-infrared excess resulted in the same space distribution of the clouds (Kun, Vinkó & Szabados, 1999). The distribution of the young stellar objects in the region suggests that the three components of the interstellar medium differ from each other in star forming activity.

We selected the candidate YSOs of this region using the IRAS catalogues and an objective prism Schmidt-survey for H α emission stars (Kun 1998). Recently we started a spectroscopic and photometric follow-up study of these objects, as well as detailed molecular mapping of some star forming clouds. Here we present some preliminary results.

2. STUDY OF SELECTED MOLECULAR CLOUDS

2.1. L1219

L1219 lies at the southernmost edge of the cloud complex. Figure 2 displays the IRAS images of the cloud. It is apparent on the $60 \mu\text{m}$ image that the cloud is surrounded by stars having far-infrared excesses (Kun, Vinkó & Szabados 1999). Among them there are Herbig Ae/Be stars (BO Cep, BH Cep, SAO 19953) and stars of unknown type as well. They can be regarded as signposts of star formation in the recent past. The $100 \mu\text{m}$ image indicates a 'head-tail' structure as well as the presence of two clumps around two cold far-infrared point sources: '22129+6959' core and '22127+7014' core. These cores may be sites of more recent star formation in L1219. The brightest feature

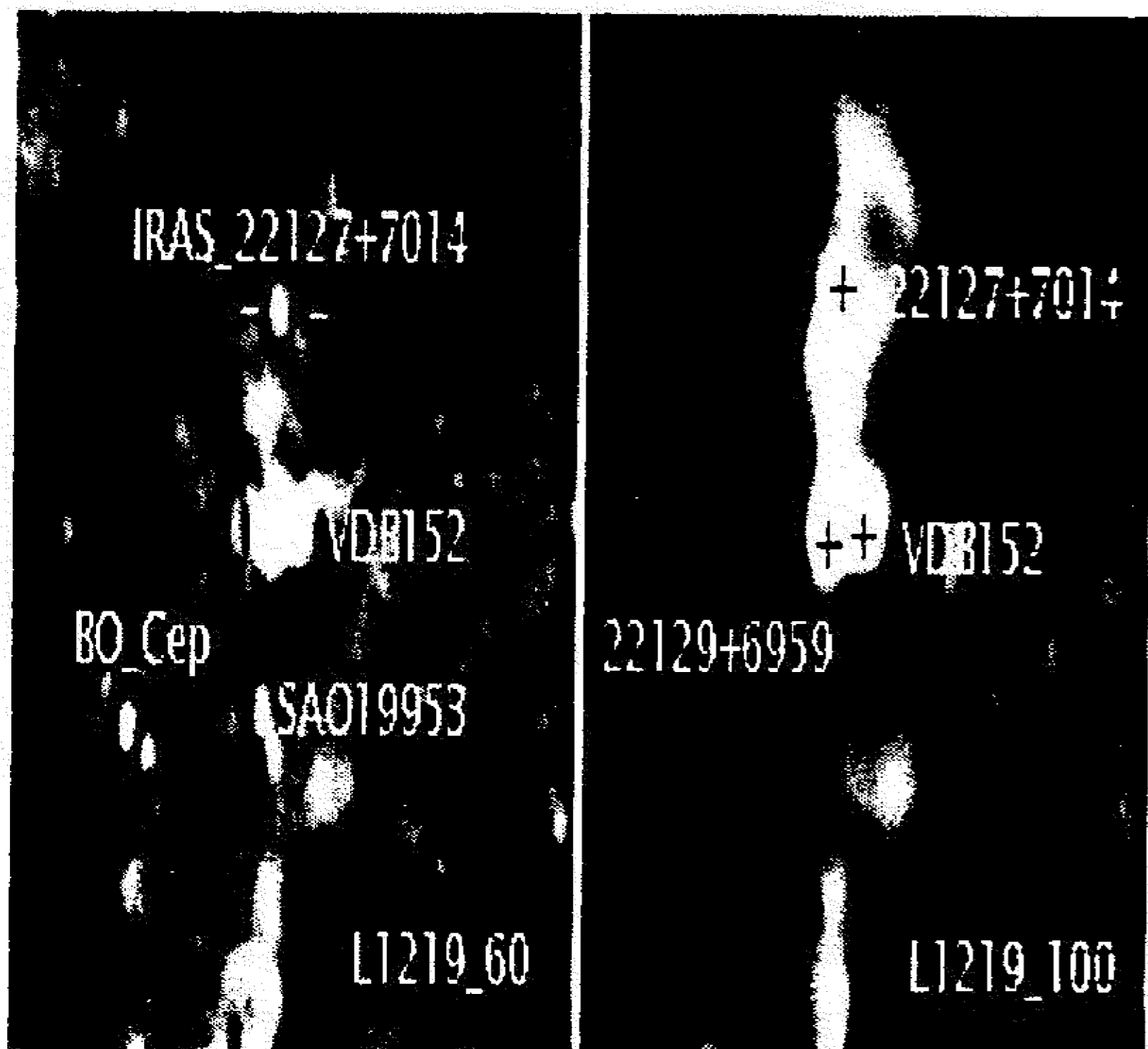


Figure 2. Spectra of pre-main sequence and candidate PMS stars around L1219 observed with the CAFOS 2.2 instrument using the grism G-100. Along the x-axis the wavelength is in Angströms, the y-axis shows the intensity in instrumental units. The stars Kun#92 and Kun#96 (from Kun 1998) proved to be non-emission objects.

of this image is the reflection nebula VDB 152, embedded in the 'head' of the cloud and illuminated by the young B9-type star BD+69°1231.

We observed the spectra of some FIR-excess and H α emission stars listed by Kun (1998) in the 4600–7600 Å wavelength region with the 2.2m telescope of Calar Alto Observatory in order to establish their spectral types. We used the CAFOS 2.2 instrument with the grism G-100 giving a dispersion of 2.12 Å/pix. Some of the observed spectra are shown in Fig. 2.

In order to reveal the structure of the cloud we performed observations in the $J=1-0$ transitions of the ^{12}CO , ^{13}CO and C^{18}O molecules. The data were obtained with the 20-m telescope of the Onsala Space Observatory. At 110 GHz the angular resolution is 35 arcsec, and the main beam efficiency is 0.5. Figure 4 shows the resulting maps. The [0,0] coordinates for each map correspond to RA(1950)=22^h12^m45^s, Dec(1950)=70°14'30", and the grid is 30 arcsec. The r.m.s. of the maps are 0.5 K for ^{12}CO , 0.4 K for ^{13}CO and 0.25–0.3 K for C^{18}O . All integrated intensity maps presented are in $T_{\text{A}}^* dv$ scale (K km s⁻¹).

The observations reveal a prominent 'head-tail' structure, characteristic of shocked clouds. The differences in the distribution of ^{12}CO and C^{18}O are remarkable. We also see difference in kinetic temperature within the cloud. The influence of the embedded reflection nebula is obvious.

The total gas mass (including He) and the hydrogen number density were derived from the ^{13}CO column den-

sities. Assuming that the ^{13}CO emission is optically thin, we used the LTE approximation to derive column densities. For the distance of 400pc (Kun 1998) the results are given in Table 1. More detailed evaluation of the data is in progress and will be published later (Nikolić & Kun 1999).

Table 1. Results of molecular observations of L1219

	whole cloud	22129+6959 core
$N(\text{H}_2)$	$1.7 \times 10^{21} \text{cm}^{-2}$	$2.5 \times 10^{21} \text{cm}^{-2}$
$n(\text{H}_2)$	820cm^{-3}	$2.1 \times 10^3 \text{cm}^{-3}$
Total gas mass	62 M_{\odot}	28 M_{\odot}

2.2. L1251

This well-studied cloud is an active site of recent star formation (e.g. Sato & Fukui 1989, Kun & Prusti 1993). L1251 also has a 'head-tail' structure (Tóth & Walmsley 1996). The dense cores in the head of the cloud, around the outflow-driving source IRAS 22376+7455, contain about 57 M_{\odot} molecular mass (Tóth & Walmsley 1996). This region is the most active star forming centre inside the cloud. The northern part of the cloud with the other outflow-driving source IRAS 22343+7501 is apparently more evolved, with smaller density. The cold IRAS sources associated with the dense cores of the 'tail' region probably represent an earlier stage of star formation.

In order to reveal the pre-main sequence star population of this interesting region we performed near-infrared (J, H, K) imaging of the central parts of the cloud using the ARNICA at TIRGO¹.

Determining the coordinates of the stars on the K-band image of the head region allowed us to identify the near-infrared counterpart of the outflow-driving source IRAS 22376+7455. It can be seen that this nebulous object is a member of a small group of nebulous YSOs, containing among others the H α emission star KP#45 (Fig. 5, upper right).

We observed the spectra of the H α emission stars found by Kun & Prusti (1993) with CAFOS on the 2.2 m telescope of Calar Alto Observatory in August 1999, in order to classify their spectra. These data will allow us to place these stars on the HRD. Evaluation of the data is in progress. Some preliminary results are shown in the lower panel of Fig. 5.

It can be seen at the first glance that most of the observed stars have late-type spectra with strong H α emission characteristic of T Tauri stars. Two of them, KP#1 and KP#46 have strongly veiled spectra, without photospheric absorption features. These stars are probably the

¹ TIRGO is operated by CAISMI-CNR Arcetri, Firenze, Italy.

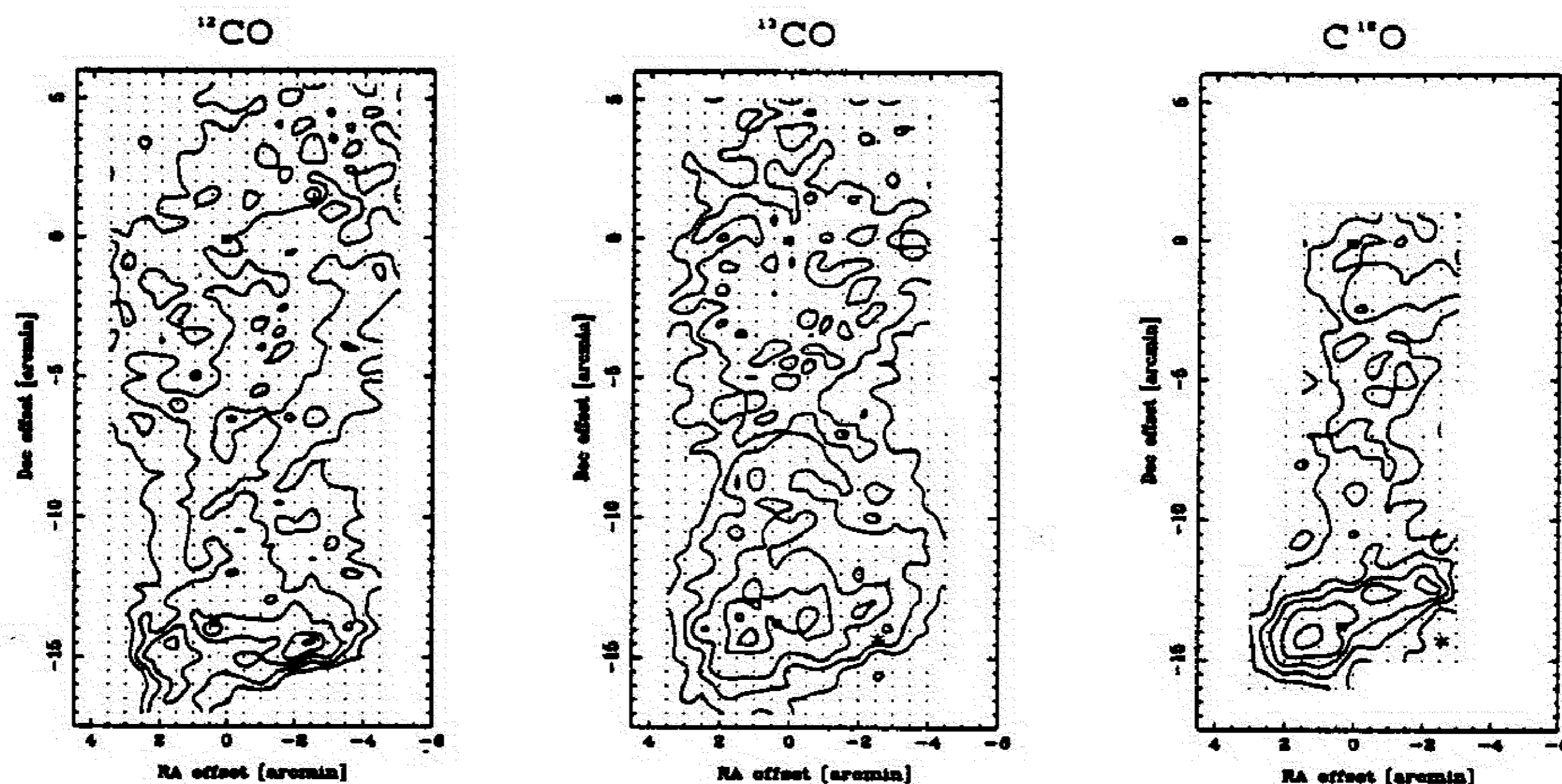


Figure 3. HRES images of L1219. Left: $60\mu\text{m}$, right: $100\mu\text{m}$.

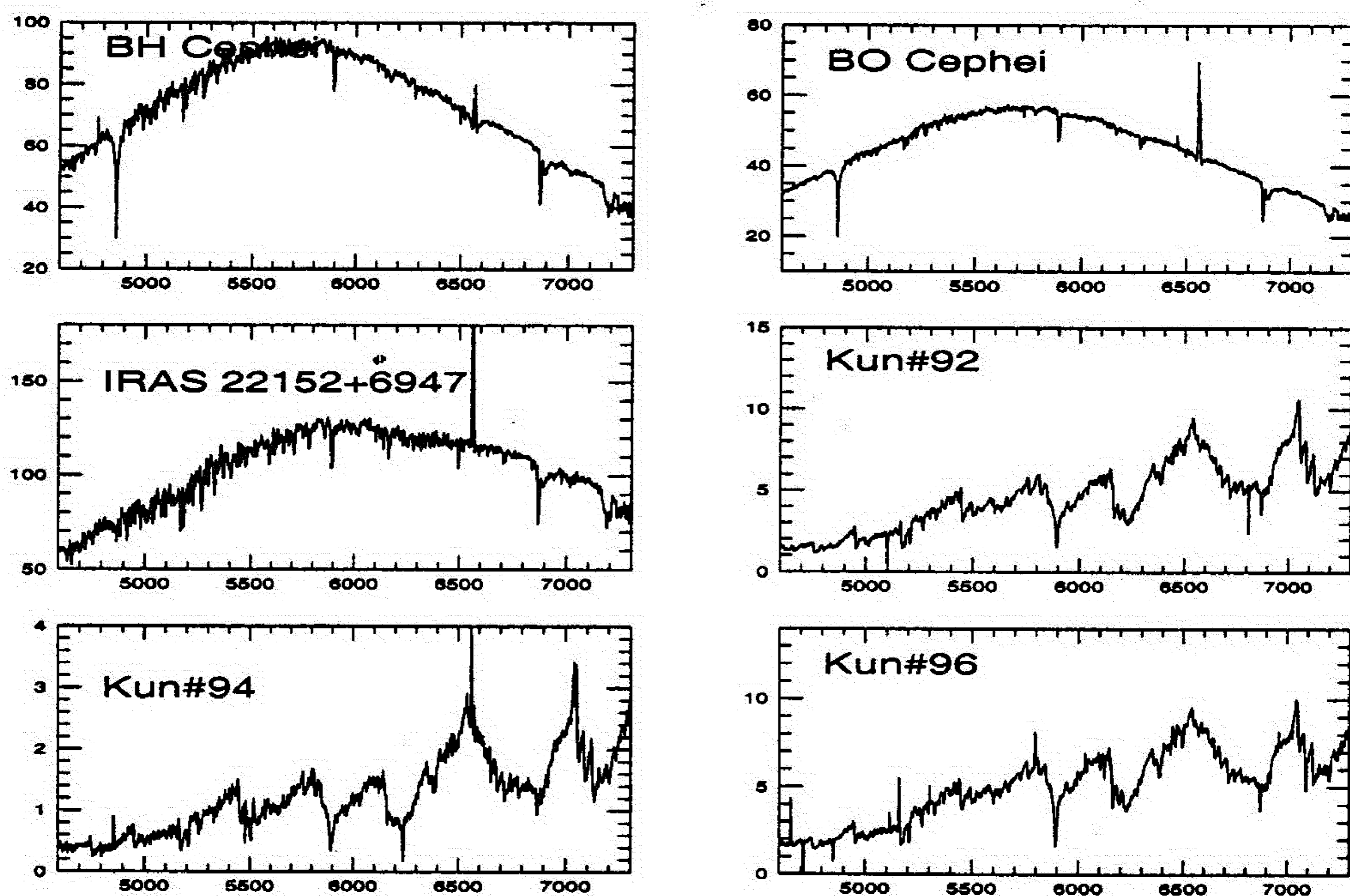


Figure 4. ^{12}CO , ^{13}CO and C^{18}O integrated intensity maps of L1219. The velocity ranges and contours of the maps are as follows: $[-3, -7.5]\text{km s}^{-1}$, $3.6(1.2)12.0\text{K km s}^{-1}$, $[-4, -6.5]\text{km s}^{-1}$, $1.0(1.0)5.0\text{K km s}^{-1}$, and $[-4, -5.5]\text{km s}^{-1}$, $0.3(0.3)1.5\text{K km s}^{-1}$ for the ^{12}CO , ^{13}CO and C^{18}O , respectively. The asterisk indicates the position of the reflection nebula VDB152, and squares show the cold IRAS point sources 22127+7014 and 22129+6959.

youngest optically visible members of this star forming cloud.

3. CONCLUSION

The available data show that L1219 and L1251 are similar in many respects. Both clouds have striking head-tail shapes, with more evolved young stellar objects in their head regions. This structure suggests that shocks probably

played important role in the star forming history of these clouds. Though the masses of the dense cores are similar in both clouds, the typical stellar masses are larger in L1219.

ACKNOWLEDGEMENTS

This research is supported by the OTKA grants T024027 and T022946.

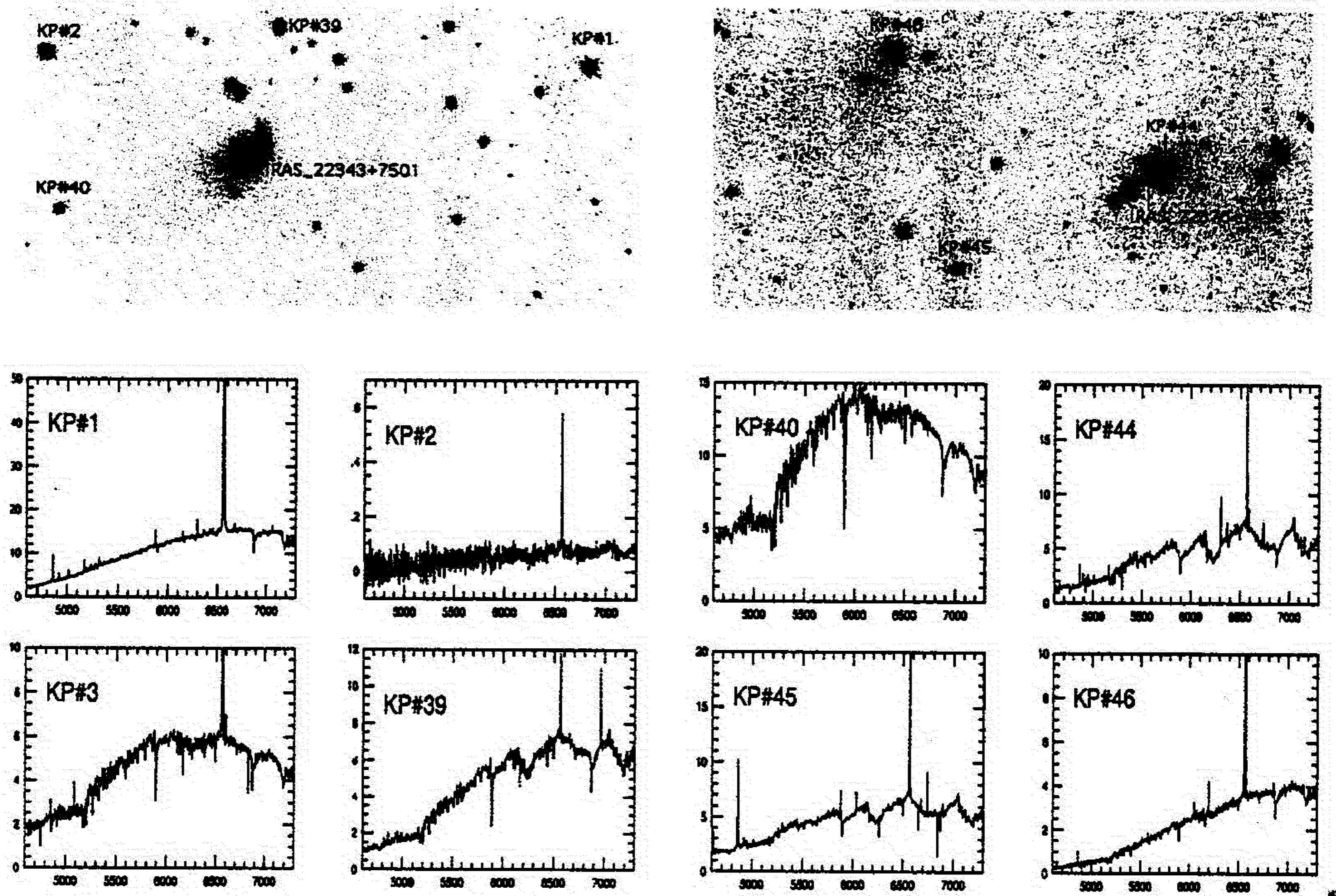


Figure 5. upper panel, left: *K*-image of the outflow-driving IRAS 22343+7501 and $H\alpha$ emission stars in the northern part of L1251. Right: *K*-band image of L1251 around the IRAS source 22376+7455 ('head' region). The size of both fields, 10×5 arcmin corresponds to $\sim 0.9 \times 0.45$ pc at the distance of the cloud. Lower panel: spectra of some stars, selected as $H\alpha$ emission objects on objective prism Schmidt plates. The intensities along the *y*-axes are instrumental units, the wavelength is given in Angströms. KP#3 lies in the southern part of the cloud, outside the region covered by the near-infrared observations.

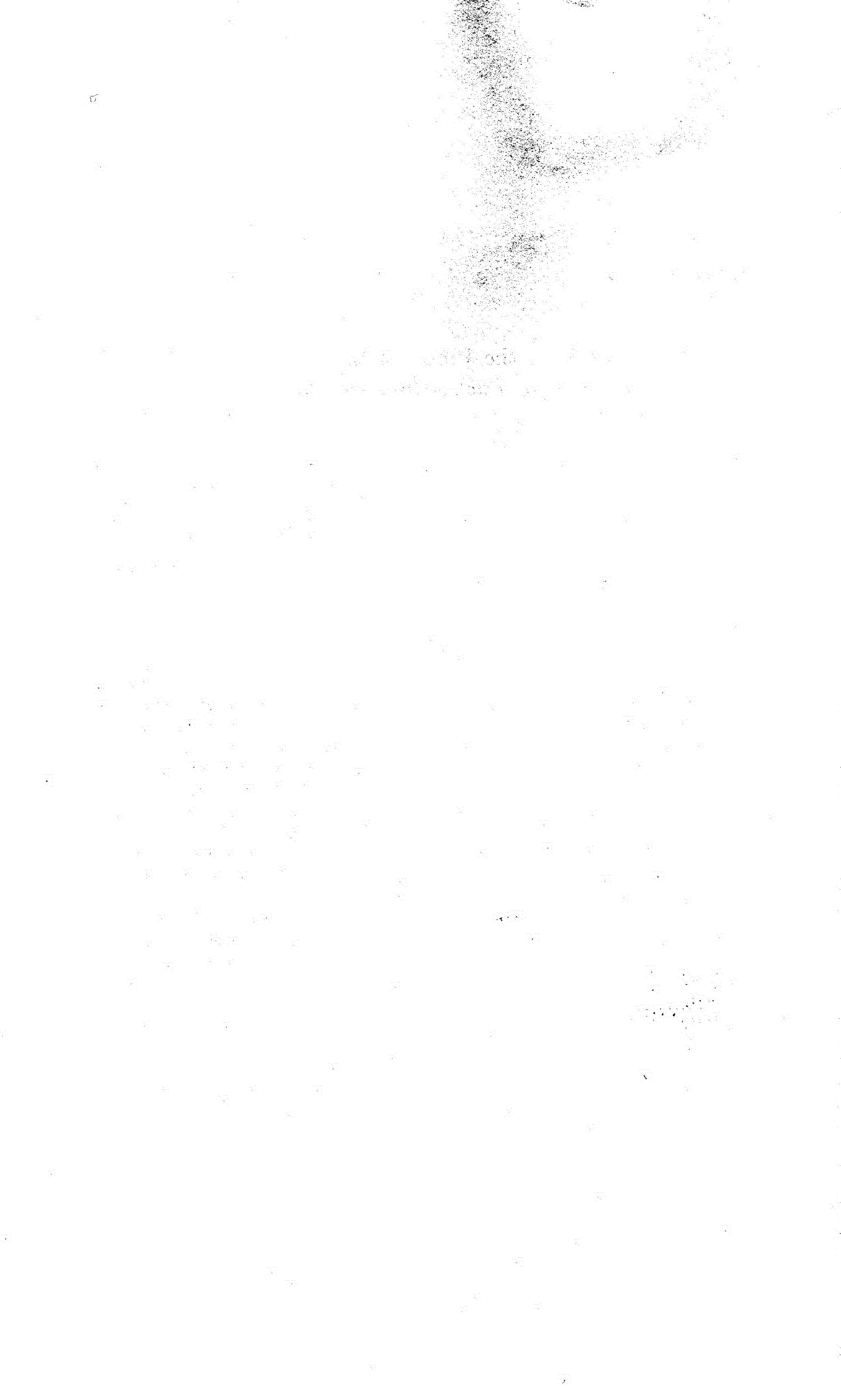
REFERENCES

- De Zeeuw P.T., Hoogerwerf R., de Bruijne H.J., Brown A.G.A.,
 Blaauw A., 1999, AJ 117, 354
 Heiles C., 1967, ApJS 15, 97
 Kun M., 1998, ApJS 115, 59
 Kun M. & Prusti T. 1993, A&A 272, 235

- Kun M., Vinkó J., & Szabados L., 1999, submitted to MNRAS
 Lebrun F., 1986, ApJ 306, 16
 Nikolić S. & Kun M., 1999, in preparation
 Sato F. & Fukui Y. 1989, ApJ 343, 773
 Tóth L.V. & Walmsley C.M. 1996, A&A 311, 981
 Yonekura Y., Dobashi K., Mizuno A., Ogawa H., Fukui Y.,
 1997, ApJS 110, 21

Rad V

S. Nikolić, 1998, in the Proc. of the XII Nacional Conference of Yugoslav Astronomers, *Publ. Astron. Obs. Belgrade* 65, 93



COMPARISON OF CHEMICAL AND TRADITIONAL TEMPORAL INDICATORS

SILVANA NIKOLIĆ

Onsala Space Observatory, 439 92 Onsala, Sweden

Astronomical Observatory, Volgina 7, 11050 Belgrade, Serbia, Yugoslavia

E-mail silvana@oso.chalmers.se

Abstract. L1251 is an active low-mass star forming cold dark cloud at the edge of the Cepheus molecular cloud complex. Among seven embedded IR sources in L 1251, two are believed to power two detected CO outflows: IRAS 22376+7455 and IRAS 2343+7501. We have observed these cores with the Onsala Space Observatory 20-m telescope, sampling a region of about 30 000 AU around the embedded sources. LTE-derived column densities of several rare isotopic molecules have enabled us to calculate relative abundances of CS, HCO⁺, SO and HNC. This "chemical diagnostics" of age is compared with one of the traditional temporal indicators, the size and time scale of the outflow.

1. INTRODUCTION

Chemistry in dark clouds and cold molecular cores changes during the star formation processes: prior to star formation, chemistry is dominated by low-temperature gas-phase reactions and grain surface reactions. As soon as the new star starts to warm the surroundings, the ices are heated and molecules evaporate back to gas phase. Furthermore, shocks from protostellar outflows can change the environment significantly. While the abundances of some molecules (e.g. SiO, HCN, SO) are found to be larger by an order of magnitude along the axis of the outflow, the chemical composition of a dense core around the protostar may not change significantly (Bachiller & Pérez Guitérrez 1997). Therefore, chemical evolution of such dense cores can be described with gas-grain chemical models (e.g. Bergin & Langer 1997) or even pure gas-phase models, without need to incorporate shock-chemistry. In gas-phase models, for example, molecules whose production is linked to the carbon network, e.g. CN, HCN and CS, have larger abundances at early ($\sim 10^5$ yrs) times; other molecules, e.g. SO, who are independent or destructively linked to the carbon chemistry, should have larger abundances at late times ($\sim 10^8$ yrs), when equilibrium is reached (van Dishoeck & Hogerheijde 1999).

The L1251 dark cloud (Lynds 1962), located at the edge of the Cepheus molecular cloud complex, is an active low mass star formation site with at least seven IRAS point sources classified as embedded objects (Kun & Prusti 1993). Embedded sources IRAS 22376+7455 and IRAS 2343+7501 are suggested to be powering two detected outflows (Sato et al. 1994). These CO outflows have different morphology indicating

different ages: the IRAS 22376+7455 outflow is compact and highly collimated and has an estimated dynamical timescale of 2×10^4 yrs, while the IRAS 22343+7501 outflow is extended with the dynamical timescale estimated to be $\sim 1 \times 10^5$ yrs.

2. WHAT DID WE DO AND WHY

We present here first results of our multiwavelength study of L1251: using the 20-m telescope of the Onsala Space Observatory we have mapped the previously detected dense cores (NH₃, Tóth & Walmsley 1996) in the CS (2–1), HCO⁺ (1–0), HCN (1–0) and HNC (1–0) lines. The estimated distance to L1251 is 300 pc (Kun & Prusti 1993). At that distance the spatial resolution achieved with the Onsala 20-m telescope is about 15 000 AU. The cores are in all molecular lines mapped of about the same size. Assuming spherical or elliptical shape, the 50% integrated intensity contour levels of the cores have diameters of about 20–35 000 AU.

Table 1. LTE-derived total column densities

Molecule	IRAS 22376+7455 ¹⁾ N [cm ⁻²]	IRAS 22343+7501 ²⁾ N [cm ⁻²]
¹³ CO	1.43×10^{16}	1.20×10^{16}
C ¹⁸ O	3.07×10^{15}	2.36×10^{15}
C ³⁴ S	2.19×10^{12}	0.97×10^{12}
H ¹³ CO ⁺	1.21×10^{12}	0.99×10^{12}
HC ¹⁸ O ⁺	$< 0.1 \times 10^{12}$	
HN ¹³ C	1.52×10^{12}	0.63×10^{12}
H ¹⁵ NC	$\sim 0.4 \times 10^{12}$	$< 0.2 \times 10^{12}$
SO	1.48×10^{13}	0.67×10^{13}
CH ₃ CCH	1.50×10^{14}	1.64×10^{14}

¹⁾ $T_{ex} = 30$ K for all molecules with exception of CO isotopes where $T_{ex} = 10$ K.

²⁾ $T_{ex} = 20$ K for all molecules with exception of CO isotopes where $T_{ex} = 10$ K.

CO (Sato et al. 1994) and ammonia (Tóth & Walmsley 1996) data indicated uniformly cold gas ($T_K \sim 10$ K) across the cloud. However, our CH₃CCH observations indicate slightly higher excitation temperatures for the two cores associated with outflows, ~ 30 K for IRAS 22376+7455 and ~ 20 K for IRAS 22343+7501. The remaining cores in the cloud show temperatures less than 15 K as determined from the CH₃CCH data. Discrepancy in kinetic temperature determinations from different molecules may indicate that methyl acetylene (propyne) probes regions deeper inside a core, while CO probes outer envelopes of molecular cloud cores. If this is true, than the different kinetic temperatures obtained may indicate that in the IRAS 22343+7501 case a longer time interval has elapsed since the brief outflow's shock heating of the surrounding gas (Bergin et al. 1998)

We have also observed SO and a number of less common isotopes of the molecules used for the mapping to allow more reliable abundance calculations. Main isotope molecules often show that strong saturation effects are present and are thus not useful for abundance estimates. This is a general trend in both cores. Total column densities, derived assuming LTE conditions, are listed in Table 1.

In Table 2 we give the corresponding fractional abundances, N_{mol}/N_{H_2} , of the main isotopes. The H_2 column density was determined using the conversion factor from the carbon-monoxide and the molecular hydrogen column densities of $[H_2]/[^{13}CO]=4.8 \times 10^5$ (Dickman & Clemens 1983). With the exception of SO and CH_3CCH , the fractional abundances were derived from rarer isotopes by multiplying with the corresponding isotopic elemental abundance ratios ($^{12}C/^{13}C \sim 60$, $^{32}S/^{34}S \sim 23$). We have also included data from Bachiller & Pérez Gutiérrez (1997) of an IRAS source associated with a compact outflow in L1157 (Lynds 1962). Their fractional abundances have been recalculated using the isotopic abundance ratios indicated above.

Table 2. Abundances relative to H_2

Molecule	IRAS 22376+7455 ¹⁾	IRAS 22343+7501 ¹⁾	IRAS 20386+6751 ²⁾
CS	7.3×10^{-9}	3.8×10^{-9}	6.4×10^{-9}
HCO ⁺	1.0×10^{-8}	1.0×10^{-8}	3.8×10^{-8}
HNC	1.3×10^{-8}	0.6×10^{-8}	0.3×10^{-8}
SO	2.2×10^{-9}	1.2×10^{-9}	8.0×10^{-9}
CH_3CCH	2.2×10^{-8}	2.8×10^{-8}	-

¹⁾ L1251 data: according to the morphologies of the outflows, IRAS 22376+7455 could be a class 0 protostar, and IRAS 22343+7501 a class I protostar.

²⁾ L1157 data: a powering source of a compact outflow, IRAS 20386+6751, classified as a class 0 protostar (Bachiller & Pérez Gutiérrez 1997).

3. A VIEW

The fractional abundances variations we see can not be for sure attributed to chemical evolution. This applies to the gas within about 5 - 10 000 AU from the central objects. As indicated by the difference in the estimated dynamical ages of the outflows powered by their embedded IR sources, ages of these two cores may differ by about 10^5 years. In the two cores in L1251 the fractional abundances of HCO⁺ and CH_3CCH are very similar. CS, SO and HNC are all lower by a factor of 2 in IRAS 22343+7501 relative to IRAS 22376+7455, thus keeping the SO/CS abundance ratio constant. This ratio is expected to be low at 'early times' and high at 'late times', as demonstrated by time-dependent chemical models (e.g. Bergin & Langer 1997). However, relative abundances of CS and HNC follow those predicted by chemical models, i.e. higher

relative abundances are expected in "younger" cores. There are a number of reasons that might explain our results, e.g.:

- ◊ the drastic changes of the SO/CS abundance ratio only apply to the very dense parts of the cores, beyond the Onsala 20-m telescope spatial resolution
- ◊ uncertainties in the sulfur chemistry in cold dark clouds, coupled with the oxygen chemistry
- ◊ the physical ages of the cores studied are not within the relatively short time interval when significant changes of the SO/CS abundance ratio occur and
- ◊ the estimated dynamical ages of the outflows are crude, since the morphology of the outflows partly depends on the ambient ISM. Thus the sample cores may actually be of similar ages.

IRAS 20386+6751 in L1157 powers a compact outflow; so far the best studied outflow from a chemical point of view (Bachiller & Pérez Gutiérrez 1997). Since the IRAS 22376+7455 outflow in L1251 is also compact, the ages of the two sources may be similar. However, the comparison of fractional abundances in these two cores is not straightforward. The dark clouds L1157 and L1251 are not in the same region of the sky, implying that initial elemental abundances and physical environments are not necessarily the same. Thus different fractional abundances may be expected.

4. ONE SENTENCE FOR THE END

As seen above, there is still a long way to go before uncertainties in chemical networks as well as input parameters in more "traditional" temporal indicators, are cleared.

Acknowledgements

Valuable comments and suggestions received from Dr. L.E.B. Johansson (Onsala Space Observatory, Sweden) and Dr. Jorma Harju (University Observatory, Helsinki, Finland) are greatly appreciated.

References

- Bergin E.A. and Langer W.D., 1997, *ApJ*, 486, 316
 Bergin E.A., Melnick G.J., Neufeld D.A. 1998, *ApJ*, 499, 777
 Dickman R.L. and Clemens D.P. 1983, *ApJ*, 271, 143
 Lynds B.T. 1962, *ApJS*, 7, 1
 Kun M. and Prusti T. 1993, *A&A*, 272, 235
 Bachiller R. and Pérez Gutiérrez M. 1997, *ApJ*, 487, L93
 Sato F., Mizuno A., Nagahama T. et al. 1994, *ApJ*, 435, 279
 Tóth L.V. and Walmsley C.M. 1996, *A&A*, 311, 981
 van Dishoeck E.F. and Hogerheijde M.R. 1999, *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution II* eds. C.J. Lada and D.Kylafis, Dordrecht: Kluwer