

修士学位論文

Bok-Globule FeSt 1-457 に対する
多輝線マッピング観測 II :
 HCO^+ , H^{13}CO^+ ($J = 1 - 0$) 輝線

2013 年度
(平成 25 年度)

茨城大学大学院理工学研究科
理学専攻 物理系

12nm155x

影近 早香

論文要旨

詳細な星形成過程を理解するために、母体である分子雲コアの構造を解明することは重要である。Bok Globule は分子雲から孤立したコアである為、コア内部の運動や構造を観測するのに適した天体である。

観測の対象とした Bok Globule FeSt 1-457 は Kandori et al (2005)により、近赤外イメージング観測が行われている。これよりダスト減光量マップが作成され、ダストの空間分布が理解されている。また、Bonnor-Ebert モデルフィッティングを行った結果、 $\xi_{\max} = 12.6 \pm 2.0$ と非常に重力不安定であり、密度の中心集中度が高いことがわかっている。この値は星を形成している分子雲コアに匹敵する値であった。

我々はこの天体に対して、野辺山 45m 電波望遠鏡を用いた多輝線 OTF 観測を行った。この観測では、Kandori (2005)では明らかにされていない、ガスの詳細な空間分布、運動、温度を明らかにする事を目的としている。本論文では HCO^+ 、 H^{13}CO^+ 分子輝線の解析結果について述べる。

観測の結果、 HCO^+ は中心から約 30400 [AU] に広がっており、ダスト減光量マップ (Kandori et al., 2005) と一致する分布が得られた。またスペクトルに、ブルー側へ線幅が広がった非対称性が見られた。 H^{13}CO^+ は約 16000 [AU] ほどに広がっており、ダスト減光量のピークに集中した構造であった。一方で、ダスト減光量ピークから北側の領域で強度が弱くなる dip 構造が見られた。 H^{13}CO^+ は光学的に薄く ($\tau \sim 0.43$)、コアの中心をトレースしていると考えられる。これより見積もった LTE 質量は $M_{\text{LTE}} = 5.13 \pm 0.07 [M_{\odot}]$ と、ダスト質量 ($M_{\text{LTE}} = 5.41 \pm 1.13 [M_{\odot}]$) に匹敵する大きさであった。

Aguti et al. (2007) は FeSt 1-457 に対する HCO^+ 観測を行い、そのスペクトルが red-skewed であることを示している。一般に、中心温度が高く、収縮運動をしているコアでは、blue-skewed のスペクトルが観測される。一方で今回の観測では、コアの中心付近の温度が周囲より 3[K] 程度低いことが分かっている (N_2H^+ 解析より)。したがって HCO^+ のスペクトルは、中心温度が低いコアの収縮運動を示していると考えられる。

高密度な領域 ($n(\text{H}_2) > 10^4 [\text{cm}^{-3}]$) では、 HCO^+ 分子がダスト粒子に吸着、凍結し (depletion)、存在量が減少することが知られている (Bergin & Langer, 1997)。 H^{13}CO^+ 観測より、コアの密度を $n(\text{H}_2) = (3.02 \pm 0.07) \times 10^5 [\text{cm}^{-3}]$ と導出している。したがってダスト減光量ピークに見られた強度の減少は、分子の depletion によるものと考えられる。

さらに、 HCO^+ と H^{13}CO^+ のスペクトルの線幅が $\sim 0.1 [\text{km/s}]$ と狭く、乱流による寄与が少ないことが考えられる。また N_2H^+ の観測結果より、コアの温度が $T_{\text{ex}} = 7 [\text{K}]$ と見積もられている。これらの点や、ガスが中心集中している事を考慮すると、FeSt 1-457 は星形成直前であることが予想される。

○目次○

1. 背景	
1.1 星形成過程と Bok Globule	−1
1.2 FeSt 1-457 について(Kandori et al., 2005)	−1
1.3 観測目的	−3
2. 観測	
2.1 観測概要	−4
2.2 データ解析	−6
3. 結果	
3.1 HCO^+	−7
3.2 H^{13}CO^+	−11
3.3 Kandori との比較	−15
3.4 物理量の導出	−16
3.5 2 分子のスペクトルの比較	−18
4. 考察	
4.1 HCO^+ の非対称なスペクトル	−19
4.2 H^{13}CO^+ に見られる dip 構造	−24
4.3 線幅の広がりが見唆すること	−24
4.4 FeSt 1-457 の予想される進化段階	−25
5. まとめ	−26
6. Appendix	−27
−物理量の導出	

参考文献

1. 研究背景

1.1 星形成と Bok Globule

星は分子雲($n(\text{H}_2) \sim 10^3\text{--}10^4 [\text{cm}^{-3}]$)中の密度の高い領域($n(\text{H}_2) \sim 10^4\text{--}10^5 [\text{cm}^{-3}]$)である、分子雲コアの重力収縮を経て誕生することが知られているが、その詳細な物理状態は明らかになっていない。星が誕生する母体である分子雲コアの運動や温度、化学進化を明らかにすることで、星形成過程解明の手掛かりを得ることができる。

分子雲コアの観測の中には、Bok Globule (Bok B., J., 1947)を用いたものが挙げられる。Bok Globule は分子雲から孤立したコアであり、複雑な envelope を伴わないため、観測やモデリングがしやすいという特徴がある。そのサイズは典型的に 0.1 [pc]程度である。

1.2 FeSt 1-457

観測天体 FeSt 1-457 は距離 $D = 160$ [pc]に位置した、 $V_{\text{LSR}} = 5.8$ [km/s]の Bok Globule である。また、Kandori et al. (2005)により、IRSF の 1.4m 望遠鏡に搭載された赤外線カメラ、SIRIUS を用いた近赤外イメージング観測が行われている。

Kandori et al. (2005)は FeSt 1-457 を含む 10 個の Bok Globule に対して、近赤外イメージング観測(図 1)を行った。これよりダスト減光量マップ(以下 A_v マップ、図 2)が作成されている。また A_v マップより、減光量のピークが(RA,DEC)=($17^{\text{h}} 35^{\text{m}} 45^{\text{s}}$, $-25^{\circ} 33' 11''$)に位置していることが分かっている。 A_v マップよりコアの動径方向への密度分布が決定されており、これに対して Bonnor-Ebert 球モデルフィッティングを行った。その結果、FeSt 1-457 は $\xi_{\text{max}} = 12.6 \pm 2.0$ と中心集中度が高く、重力的に不安定であることがわかっている。これは、星ありコア(Barnard 335, $\xi = 12.5 \pm 2.6$)に匹敵する値であった。 ξ_{max} については、§ 1.2.1 で後述する。ダスト減光量から、ダストとガスの質量比(1:100)を仮定して求めた質量 M_{dust} は $M_{\text{dust}} = 5.41 \pm 1.13 [M_{\odot}]$ と導出されている。

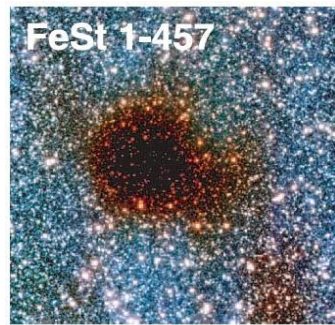


図 1 近赤外観測イメージ

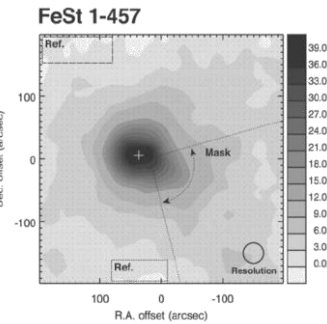


図 2 ダスト減光量マップ

分解能 $\theta \sim 30''$

1.2.1 Bonnor-Ebert 球モデル

雲の重力安定性を議論する方法の一つとして、Bonnor-Ebert 球モデルフィッティングがある。

まず、重力を圧力だけで支える等温雲に対する、静水圧平衡を考える。流体における力の釣り合いは式(1)で書ける。

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{GM(r)\rho(r)}{r^2} = -\frac{d\Phi}{dr}\rho(r) \quad - (1)$$

Φ は重力ポテンシャルで、 $r = 0$ のとき $\Phi = 0$ である。 $P(r)$ は圧力であり、これは状態方程式(2)と書ける。

$$P(r) = \frac{\rho(r)kT}{\mu m_p} = \rho(r)C_s^2 \quad - (2)$$

連続の式は式(3)である。

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \quad - (3)$$

密度 $\rho(r)$ を式(4)とおく。

$$\rho(r) = \rho_c \exp(-\psi) = \rho_c \exp\left(-\frac{\Phi}{C_s^2}\right) \quad - (4)$$

ρ_c は球の中心の密度であり、 ψ は式(5)で書ける無次元量である。

$$\psi = \frac{\Phi}{C_s^2} = -\ln\left(\frac{\rho_c}{\rho_0}\right) \quad - (5)$$

ここで、 ξ という無次元量を導入する。

$$\xi = \alpha r \quad - (6)$$

但し、

$$\alpha = \left(\frac{4\pi G \rho_c}{C_s^2}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\lambda_J} \quad - (7)$$

である。 λ_J は密度 ρ_c でのジーンズ長である。式(1)と式(3)、式(6)を用いると、式(8)が導出される。

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\psi}{d\xi} \right) = \exp(-\psi) \quad - (8)$$

これは等温での Lane-Emden 方程式である。この式を解く際の境界条件は以下のとおりである。

まず、 $r = 0$ のとき $\Phi = 0$ であるから、式(5)より

$$\psi = 0 \text{ (at } r = 0) \quad - (9)$$

また、中心での重力ポテンシャルが 0 に近づくので、式(1)と式(5)より式(10)となる。

$$\lim_{r \rightarrow 0} \frac{GM(r)}{r^2} = \lim_{r \rightarrow 0} C_s^2 \frac{d\psi}{dr} = 0 \quad - (10)$$

すなわち、

$$\frac{d\psi}{dr} = 0 \text{ (at } r = 0) \text{ または } \frac{d\psi}{d\xi} = 0 \text{ (at } \xi = 0) \quad - (11)$$

次に、 $r = r_0$ ($\xi = \xi_0$) での質量を見積もる。式(3)より

$$M(r_0) = \left(\frac{C_s^2}{G} r_0 \xi_0 \right) \frac{d\psi}{d\xi} \Big|_{\xi_0} \quad - (12)$$

である。

無次元化した質量を式(13)のように定義する。但し、 M_J はジーンズ長を持つ球の質量(Jeans 質量)である。

$$m = \frac{M}{M_J} = \frac{P_0^{\frac{1}{2}} G^{\frac{3}{2}}}{C_s^4} M \quad - (13)$$

式(13)を式(12)に代入すると、式(14)が得られる。

$$m = \left(4\pi \frac{\rho_c}{\rho_0} \right)^{-\frac{1}{2}} \xi_0^2 \frac{d\psi}{d\xi} \Big|_{\xi_0} \quad - (14)$$

これから分かるように、 m は ρ_c/ρ_0 の関数である。この関数は $m = 1.18$ 、 $\frac{\rho_c}{\rho_0} = 14.3$ で極大を

持ち、振動しながら $\left(\frac{\pi}{2}\right)^2$ に収束する。このとき、 ξ は $\xi_{\max} = 6.5$ である。

対象とするコアの質量 M が $M > 1.18M_J$ 、または中心とコアの外縁の密度コントラスト $\frac{\rho_c}{\rho_0}$ が

$\frac{\rho_c}{\rho_0} > 14.3$ となる場合、すなわち ξ の値が $\xi > 6.5$ であるとき、雲は重力的に不安定であり、重

力収縮へ向かう。

1.3 観測目的

Kandori et al. (2005)より、FeSt 1-457 が重力的に不安定で密度の中心集中度が高い事や、ダストの空間分布と質量が導出されている。しかし近赤外観測では、ガスの温度や運動を明らかにすることはできない。一方で分子輝線は、その分子や遷移によって臨界密度が異なる為、捉える領域が異なる。さらに、超微細構造をもつ分子輝線からは励起温度が導出できるなど、その役割も異なっている。従って我々は、高密度トレーサーとして知られる 9 分子を観測する事で、コアの温度、運動、質量、ガスの詳細な空間分布の導出を目的とした。本論文ではこのうち HCO^+ と H^{13}CO^+ ($J=1-0$)の結果を議論する。

2. 観測

2.1 観測概要

2013 年 2 月と 4 月に野辺山 45m 電波望遠鏡を用いた多輝線 OTF 観測を行った。望遠鏡のビームサイズ(FWHM)は 19.2 ± 0.2 [arcsec](@86[GHz])である。マップを作成する際に spherical 関数で畳み込みを行ったため(§ 2.2)、実効的に得られる空間分解能は ~ 21.9 [arcsec]である。

受信機は TZ1 を使用した。TZ1 は 2 サイドバンド(LSB と USB)を持つため、観測可能な帯域幅が広い。分光計は SAM45 を使用した。1IF あたりのチャンネル数は 4096 で、周波数分解能は 7.63[kHz]に設定した。したがって、今回得られた帯域幅は 500[MHz]である。実効的に得られる速度分解能は、周波数窓関数により 2 倍となり、 HCO^+ 、 H^{13}CO^+ ともに 0.05[km/s]程度となった。

OTF 観測とは、観測領域を掃きながら、ある決まった間隔でデータをサンプルし、連続して観測していく手法である。一点観測とは異なり、広い領域を均一に積分できるため、分布を広く把握できる利点がある。また、OFF 点を移動の途中に組み込めるため、時間のロスも減らすことができる。本観測では、ダスト減光量ピーク(RA,DEC)=($17^{\text{h}} 35^{\text{m}} 47.5^{\text{s}}$, $-25^{\circ} 32' 59.0''$)がコアの中心であると考え、観測領域はこれを中心とした $3['] \times 3[']$ (図 3、赤枠)である。§ 1.1 で述べたとおり、Bok Globule の典型的なサイズは 0.1 [pc]程度であり、観測領域はこれをカバーできる大きさである。スキャンスピードは $V_{\text{scan}} = 6.0[''/\text{sec}]$ で、データは 0.1[sec]に 1 回取得し、スキャンパターンは 1 往復毎に OFF 点データを 1 回取得するように設定した。取得したスキャン数は HCO^+ が 2 枚(x スキャン 1 枚、y スキャン 1 枚)、 H^{13}CO^+ は 5 枚(x スキャンが 3 枚、y スキャンが 2 枚)である。以上の観測パラメータについては表 1 にまとめた。ポインティングのチェックには点源とみなせる VX-SGR の $\text{SiO}(J=1-0)$ メーザーを用いており、約 1 時間半毎に行った。典型的なポインティング誤差は $1.8[']$ の精度であった。強度補正は高密度ガスを伴う低質量原始星 IRAS16293 を用いて R-SKY 法で行った。 HCO^+ 観測は観測開始時と終了時に、 H^{13}CO^+ は終了時に天体が沈んだため、開始時にのみ行った。

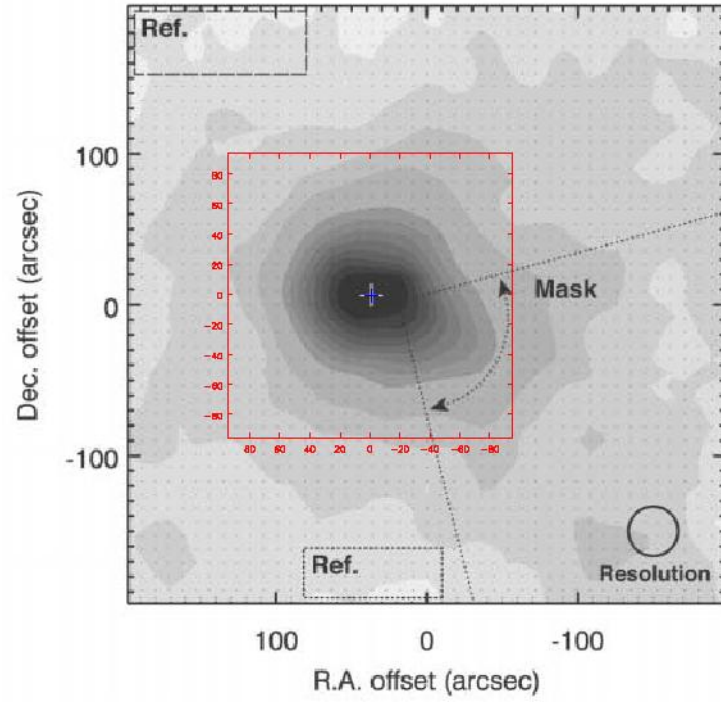


図 3 Kandori et al. (2005)で取得された A_v マップにおける観測範囲(赤枠)。
ダスト減光量ピークは+印で示している。

表 1. 観測パラメーター

分子	$\text{HCO}^+ (J=1-0)$	$\text{H}^{13}\text{CO}^+ (J=1-0)$
観測周波数 [GHz]	89.1885	86.754
周波数分解能[kHz]		7.63
速度分解能 [km/s]	0.05	0.052
実効的空間分解能 [″]		21.9
ビームサイズ(FWHM)[″]		19.2 ± 0.2
T_{sys} [K]	113 – 146	166 – 178

2.2 データ処理

OTFデータの解析には、専用解析ソフト **nostar** を使用した。以下では簡単に手順を示す。

(1)FLAG

質の悪いデータを排除する作業である。観測中に、機器の動作不良等からスプリアスが入ることがあり、本来の天体からの放射が正しく得られていない場合がある。このような質の悪いスペクトルをあらかじめ排除する必要がある。

(2)BASE LINE

強度キャリブレーションで生じるオフセットを考慮し、放射のない周波数チャンネルを用いてゼロレベルを合わせなおす作業である。観測で得られたスペクトルのベースラインが傾いていたり、ゼロに合っていない場合があり、この作業で修正する必要がある。

(3)Make Map

同じ分子輝線を積分する作業である。放射強度は足し合わせるデータ数に比例して強くなるのに対し、ノイズ成分は $\sqrt{(\text{データ数})}$ でしか増加しない。したがって、データ数を増やすほど、ノイズ成分の平均値に対する信号強度比が上がっていく。また、OTF観測では、データを正方格子に並べるために畳み込みを行う必要がある。今回はアンテナサイドローブの寄与を抑えるため、spheroidal 関数(FWHM $\sim 10.5[\text{arcsec}]$)を用いた。

これらに加えて、本来は観測データ毎に強度補正を行う必要がある。IRAS16293 の一点観測データを解析ソフト **newstar** で解析し、ピークの積分強度を比較した(表 2)。HCO⁺観測中に強度の変動は水平偏波(H)は約8.2[%]、垂直偏波(V)は約5.0[%]減少していた。ただし R-SKY 法では10%程度の強度決定の不確定性が原理的に存在している。したがって今回は強度変動が10%以内におさまったため、強度補正を行っていない。また、H¹³CO⁺は終了時に天体が沈んだため、HCO⁺と同様と考え補正は行わなかった。

表 2. IRAS16293 を用いた強度変動測定

	2013.2.8 6:27	2013.2.8 10:08
Horizontal [K × km/s]	9.011	8.273
Vertical [K × km/s]	8.198	7.787

3. 結果

3.1 HCO⁺

HCO⁺の積分強度図を図4に示す。この積分強度図は $V_{\text{LSR}} = 5.075 - 6.575 [\text{km/s}]$ で放射強度を積分した図で、その強度の分布を表示している。強度が弱い領域は黒一青で、強い領域は赤一白で表示されている。赤いコントアは物理量を導出した領域を示している。積分強度図では、 6σ 以上の強度が天球面上で中心から $190''$ に広がっており、距離 $160 [\text{pc}]$ では約 $30400 [\text{AU}]$ ($\sim 0.15 [\text{pc}]$)に相当する。 V_{LSR} とは Local Standard of Rest の略で、太陽とその近傍の構成の平均的な銀河回転運動から決定される、局所静止座標系である。

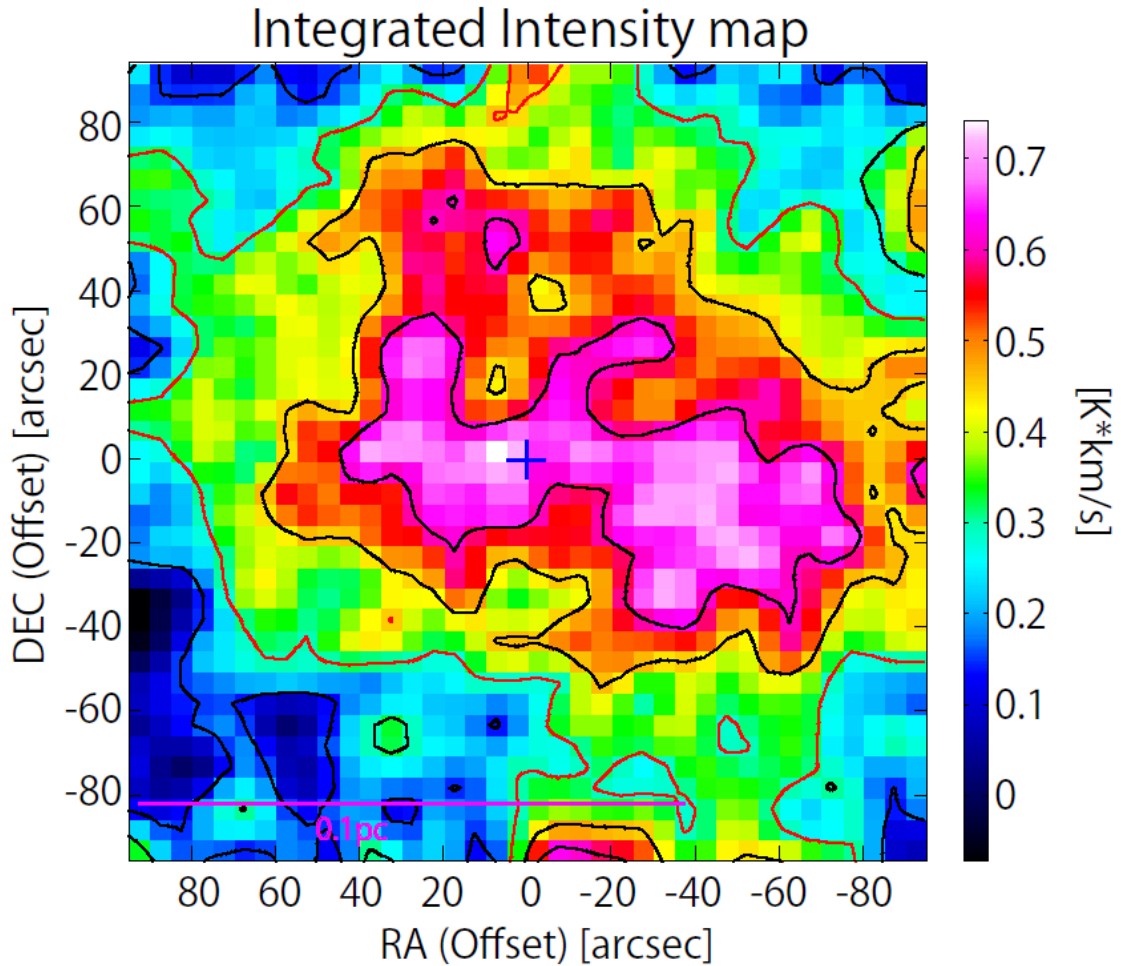


図4 HCO⁺の積分強度図

$V_{\text{LSR}} = 5.075 - 6.575 [\text{km/s}]$ で積分。コントアは 3σ 毎($1\sigma = 0.05 [\text{K} * \text{km/s}]$)。

赤いコントアは 6σ で、それで囲まれた領域で物理量を導出した

観測より得られたスペクトルを図 5 に示す。スペクトルは積分強度図における 6σ 以上の領域での平均スペクトルである。縦軸はアンテナ温度、横軸は視線速度である。分子の速度分布が Maxwell-Boltzmann 分布に従うと考え、ガウシアンフィットを行った結果、スペクトルのピークは $5.925[\text{km/s}]$ で、さらに $5.5 - 5.7[\text{km/s}]$ に広がった構造が見られた。これについては考察 (§ 4.2) で述べる。また、線幅 (ΔV_{HCO^+}) はガウシアン関数の分散で、 $0.11[\text{km/s}]$ であった。

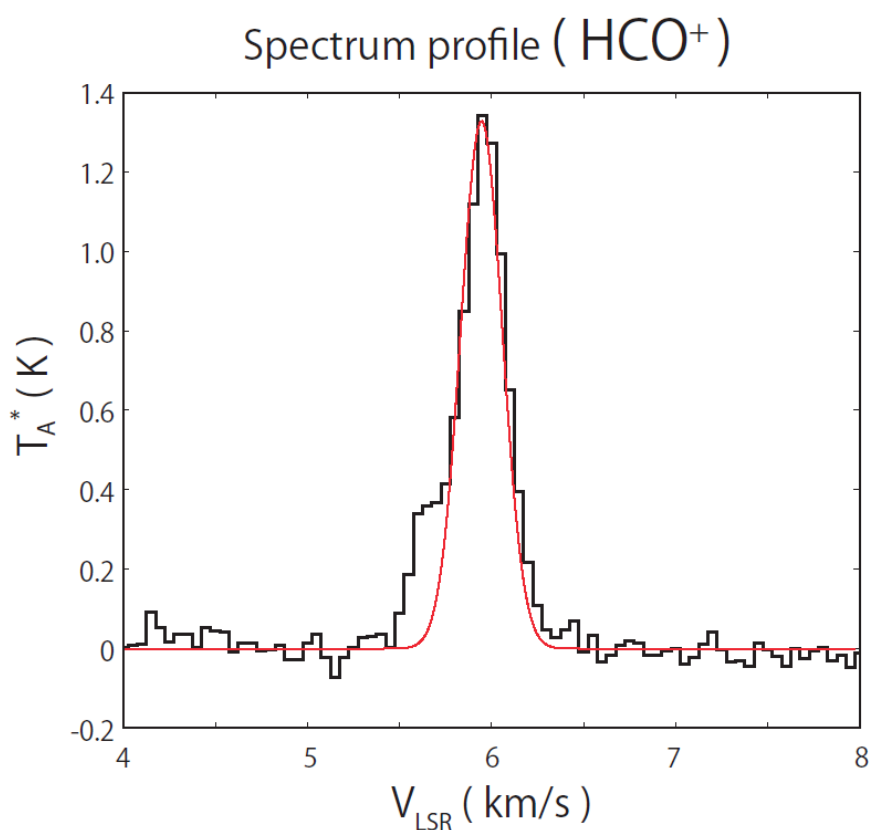


図 5 HCO^+ のスペクトル

赤線はガウシアンフィッティングの結果を示す。

$\text{FWHM} = 0.27 \pm 0.006[\text{km/s}]$ 、線幅 $\Delta V_{\text{HCO}^+} = 0.11[\text{km/s}]$ 。

速度チャンネルマップを図 6 に示す。ある視線速度を持つ分子が放射する強度が、マップ上でどのように分布しているかを示している。速度チャンネルマップにおいて、視線速度 $5.825 - 5.875$ [km/s] では中心から北東へ約 45 [arcsec] (7200 [AU] に相当) の方向に強度が集中していた。 $5.925 - 5.975$ [km/s] では、強度が中心に集中している。 6.025 [km/s] では北東方向の強度は弱まり、南西約 54 [arcsec] (8640 [AU] に相当) へ強度が集中した。全体的には視線速度が大きくなるにつれて、強度が北東約 45 [arcsec] から南西約 60 [arcsec] へ移動する傾向があった。

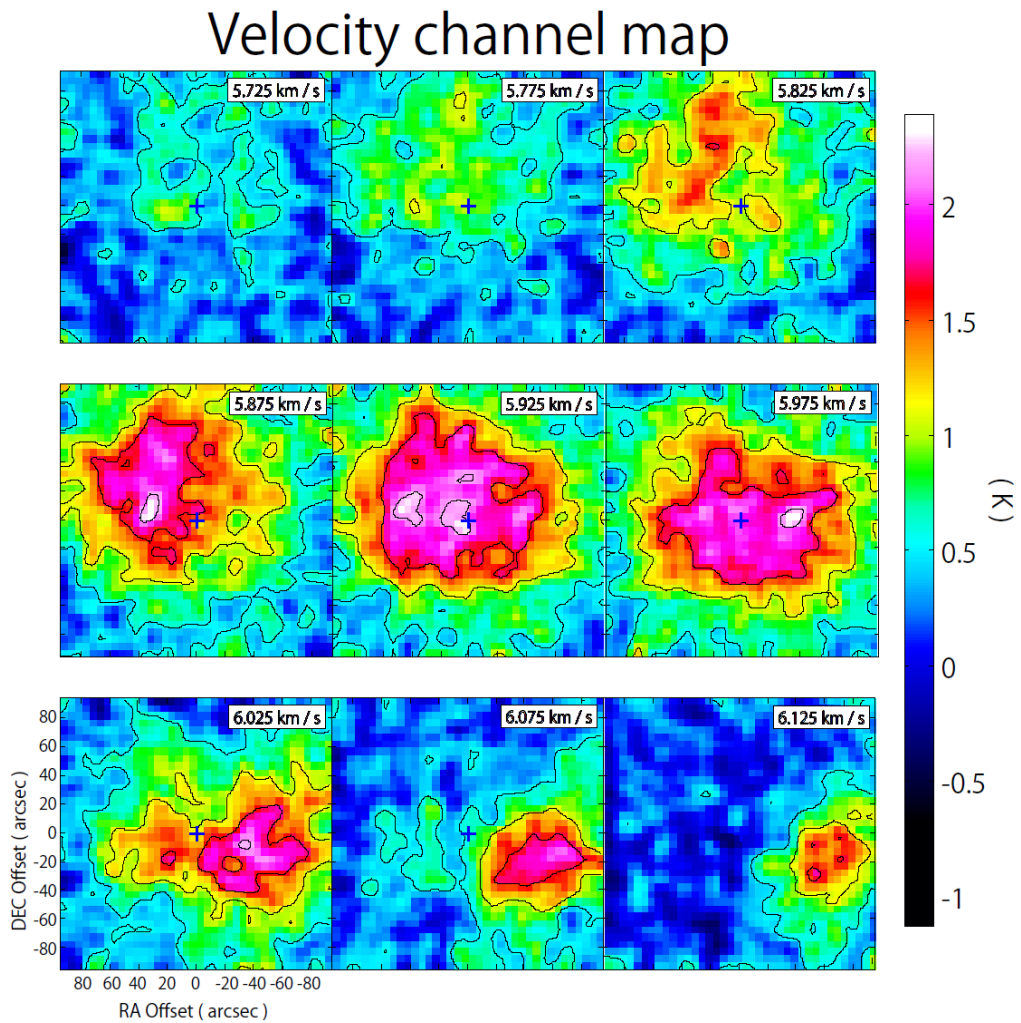


図 6 5.725 [km/s] から 0.05 [km/s] 毎の速度チャンネルマップ
コントラストは 3σ 毎 ($1\sigma = 0.18$ [K])。十字はダスト減光量のピーク。

次に線幅の分布を図 7 に示す。各ピクセルで得られたスペクトルの線幅の値を色で示している。黒—青ほど線幅が狭く、赤—白ほど線幅が広がっている。積分強度の広がり (RA = +40 ~ -80 [arcsec]) に対応して、線幅の広がりも大きくなっている。しかし、その広がり は 0.08 - 0.09 [km/s] 程度であり、§ 4.3 で述べるように、 $T = 7.7$ [K] の熱速度にほぼ相当する、静かな様子がわかる。

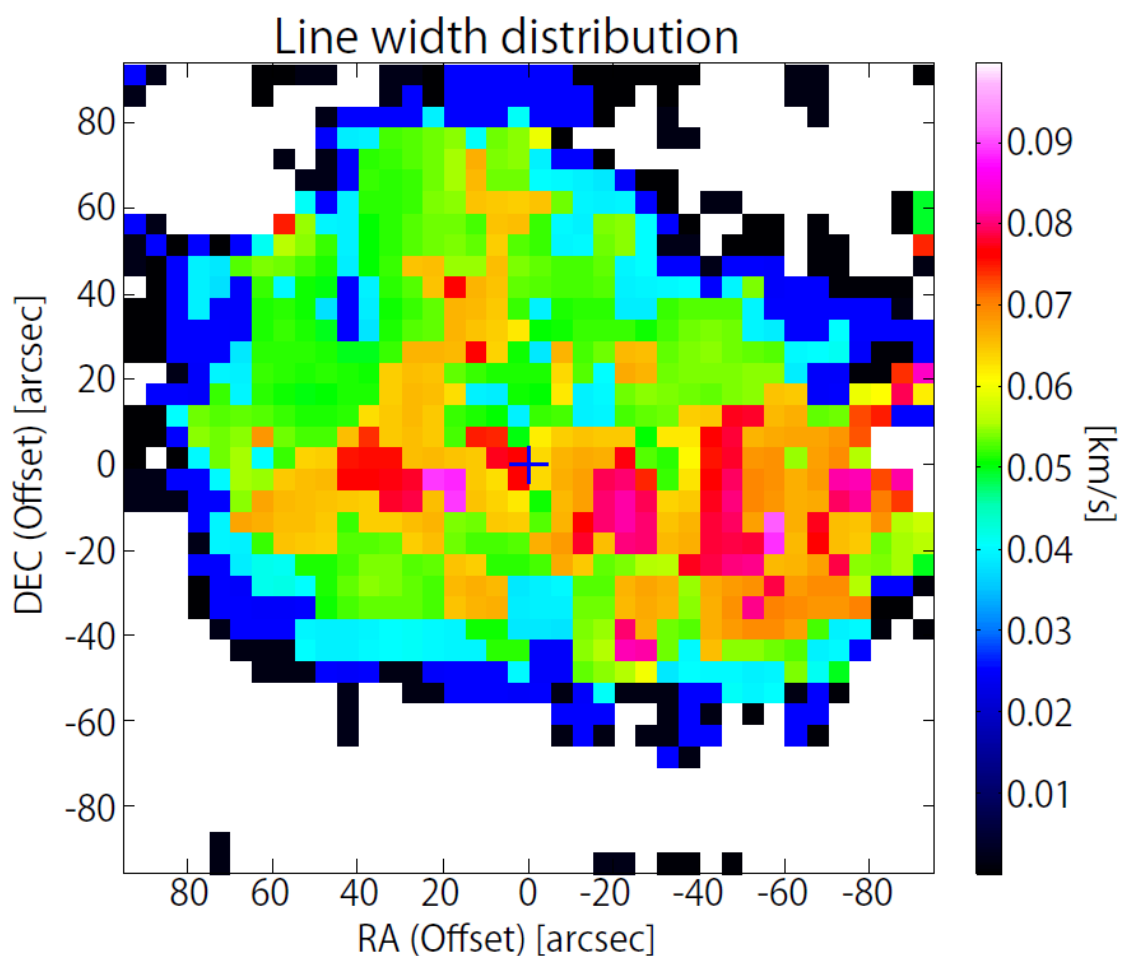


図 7 線幅の分布

カラーバーは線幅の値を示している。全体的に線幅の広がりが 0.09 [km/s] 程度と、静かな様子が見られる。

3.2 H¹³CO⁺

次に、本節では H¹³CO⁺の結果を示す。まず、 $V_{\text{LSR}} = 5.45 - 6.45[\text{km/s}]$ で積分した積分強度図を図 8 に示す。強度の弱い領域は黒一青で、強い領域は赤一白で表示されている。赤いコントアは物理量の導出に用いた領域である。積分強度図では HCO⁺とは対照的に、 3σ 以上の強度が天球面上で、ダスト減光量ピークの周囲約 $100''$ 、約 $16000[\text{AU}]$ ($\sim 0.08[\text{pc}]$)に集中する構造が見えた。一方で、減光量ピークの北側約 $+20[\text{arcsec}]$ では、強度が減少する dip 構造も見られた。Dip 構造については、§ 4.1 で考察する。

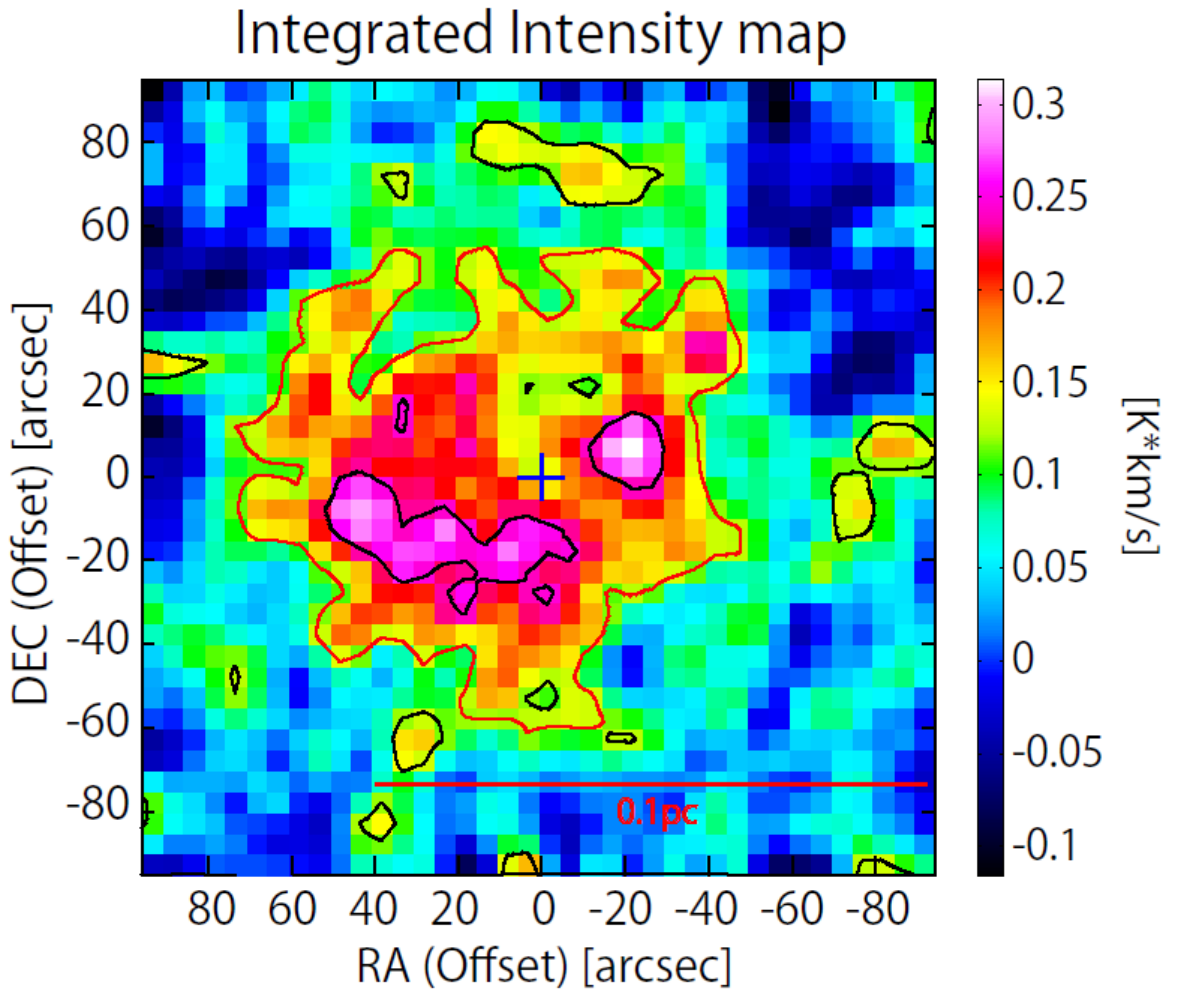


図 8 H¹³CO⁺の積分強度図。積分範囲は $V_{\text{LSR}} = 5.45 - 6.45[\text{km/s}]$ 。

コントアは 3σ 毎($1\sigma = 0.04[\text{K} * \text{km/s}]$)。

ダスト減光量ピークから北側へ、強度が減少している。

赤いコントアは 3σ で、それで囲まれた領域で物理量を導出した。

積分強度図における 3σ 以上の領域で平均したスペクトルを図 9 に示す。縦軸はアンテナ温度、横軸は視線速度である。スペクトルに対してガウシアンフィットを行った結果、 HCO^+ に見られた非対称性は見られず、**single peak** であった。ピーク速度は 5.81 ± 0.014 [km/s] であった。線幅($\Delta V_{\text{H}^{13}\text{CO}^+}$)は HCO^+ と同様にガウシアン関数の分散を用いており、 0.14 [km/s]であった。

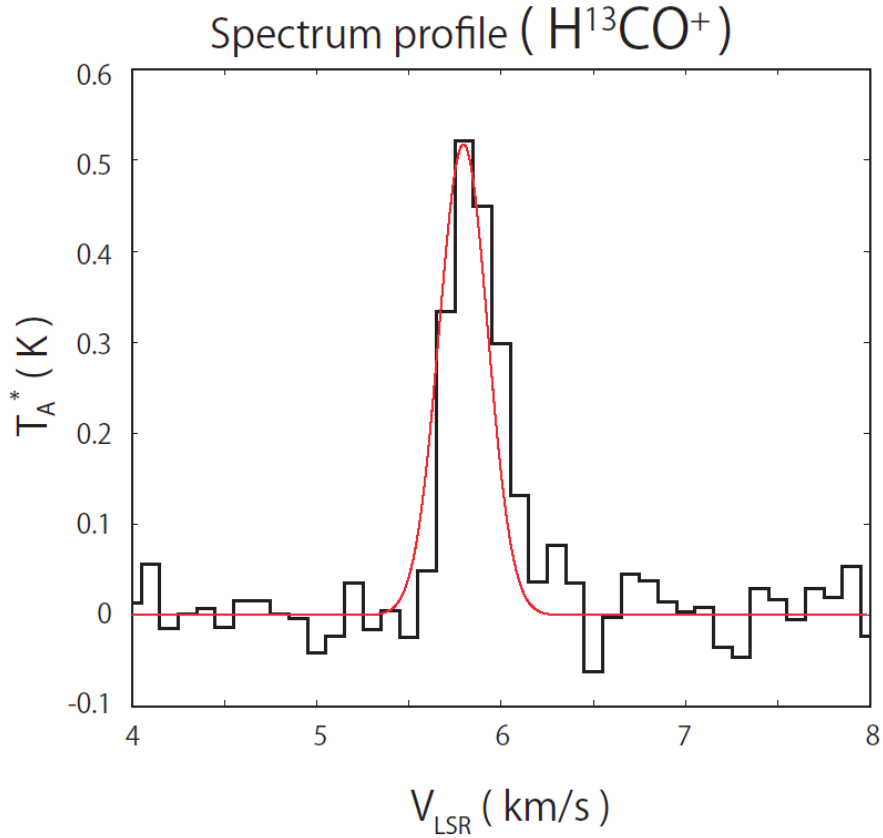


図 9 H^{13}CO^+ のスペクトル。赤線はガウシアンフィッティングの結果を示す。

$\text{FWHM} = 0.33 \pm 0.02$ [km/s]、線幅 $\Delta V_{\text{H}^{13}\text{CO}^+} = 0.14$ [km/s]。

速度チャンネルマップを図 10 に示す。速度チャンネルマップにおいて、視線速度 $5.75 - 5.85[\text{km/s}]$ では強度が中心から約 $120[\text{arcsec}]$ に強度が広がっていた。これは $0.1[\text{pc}]$ に相当する大きさである。HCO⁺の場合と比べ、全体的には強度分布の顕著な移動はみられず、中心に集中する傾向があった。

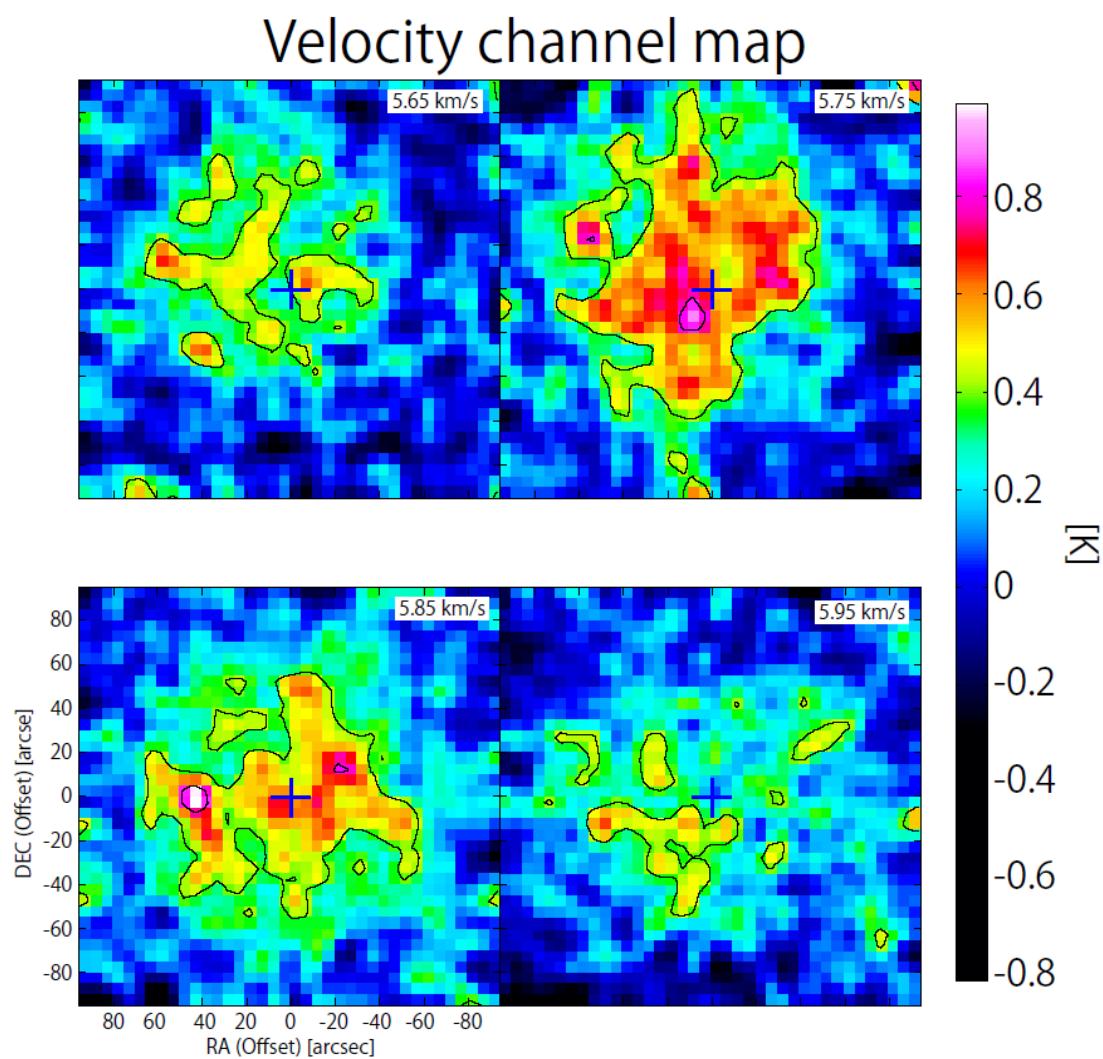


図 10 $5.65[\text{km/s}]$ から $0.10[\text{km/s}]$ 毎の速度チャンネルマップ

コントラストは 3σ 毎 ($1\sigma = 0.13[\text{K}]$)。

十字はダスト減光量のピーク。

線幅の分布を図 11 に示す。図 7 と同様に、黒―青ほど線幅が狭く、赤―ピンクほど線幅が広い。所々に $0.1[\text{km/s}]$ 程度の広がりが見られるものの全体的に線幅が $0.06[\text{km/s}]$ 程度やそれ以下と、 HCO^+ に比べて、より小さな線幅が観測された。

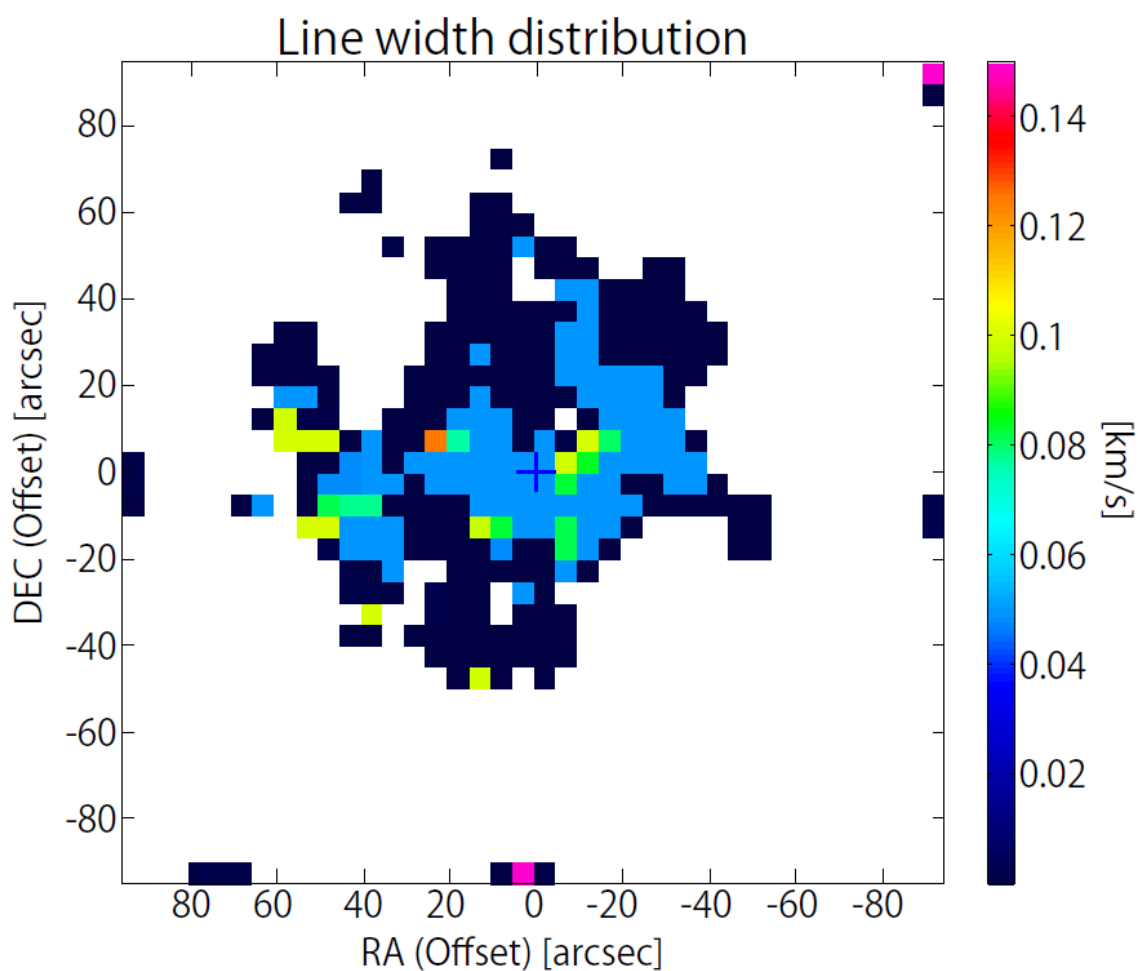


図 11 線幅の分布図

線幅の広がりの色で表している。全体的に線幅が $0.06[\text{km/s}]$ 程度と、 HCO^+ と同様に静かな様子が見られる。

3.3 Kandori との比較

2つの分子輝線の積分強度図と、 A_v マップの比較を行った(図 12)。 A_v マップはグレースケールで、 HCO^+ は赤いコントアで、 H^{13}CO^+ は緑のコントアで表示している。Kandori et al.,(2005)は、動径方向の柱密度を導出する際に、Globule に関係ないと考えられる部分は、別の雲が写りこんだと考え、Mask をかけている。 HCO^+ は A_v マップと比較しても、南西の Mask を含めた全体に広がった構造をしている。一方で H^{13}CO^+ は $A_v \sim 12$ [mag]の領域のうち、東側に寄った構造をしており、Mask はトレースしていない。したがって、2分子の存在比を考慮すると、Mask をかけた領域は、コアの中心領域より密度が低いことが予想される。

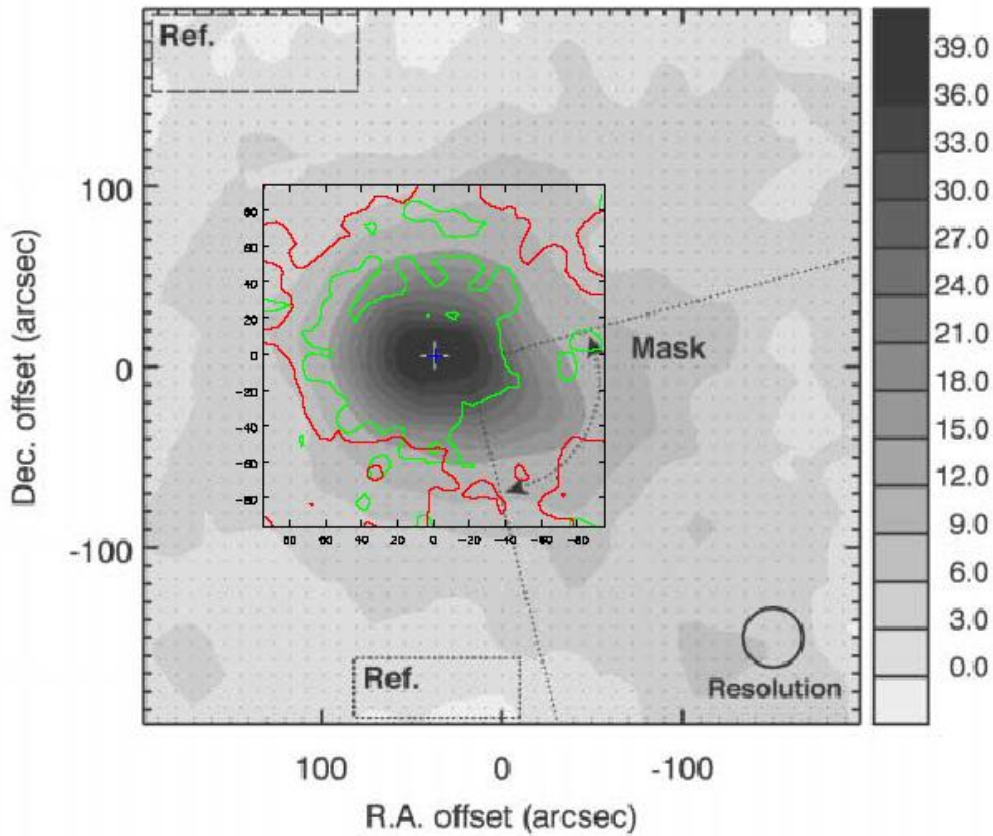


図 12 HCO^+ (赤)と H^{13}CO^+ (緑)と A_v マップとの比較

HCO^+ は A_v マップより広がった構造が見える。

一方で H^{13}CO^+ はダスト減光量ピークを中心に左寄りに分布している。

3.4 物理量の導出

得られた積分強度より、 HCO^+ は積分強度が 6σ 以上の領域(図 4 参照)、 H^{13}CO^+ は 3σ 以上の領域(図 8 参照)において、光学的厚み(τ)、LTE 質量(M_{LTE})、水素密度($n(\text{H}_2)$)、線幅と視半径 R よりビリアル質量(M_{vir})の各物理量を導出した(表 3)。表 3 には、導出に用いた値もあわせてまとめた。

LTE 質量(M_{LTE})は LTE(局所熱平衡)を仮定して、輝線の強度より導出される質量である。回転遷移($\Delta J = 1$)を仮定している。式(15)より M_{LTE} を導出した。

$$M_{\text{LTE}} = N \times n_{\text{pix}} \times \frac{\bar{\mu} m_{\text{H}}}{[X_{\text{species}}]} \times (\Delta\theta \times D)^2 \quad - (15)$$

n_{pix} は導出に用いた領域のピクセル数、 $[X_{\text{species}}]$ は対象分子の H_2 に対する存在量、 $\bar{\mu}$ は分子雲中の平均分子質量、 m_{H} は水素原子質量、 $\Delta\theta$ は 1 ピクセルの 1 辺の大きさ、 D は距離である。

また N は分子の柱密度で、式(16)より求めた。

$$N = \frac{3k^2}{8\pi^3 h B(J+1)v\mu^2} \exp\left(\frac{hB(J+1)(J+2)}{kT_{\text{ex}}}\right) \frac{\tau_v}{1 - \exp(-\tau_v)} \frac{1}{\eta} \int T_{\text{B,p}} dv \quad - (16)$$

ただし、各物理量は、 k : ボルツマン定数、 h : プランク定数、 B : 回転定数、 T_{ex} : 励起温度、 v : 観測周波数、 μ : ダイポールモーメント、 η : アンテナビーム能率、 $\int T_{\text{B,p}} dv$: 積分強度である。 N_2H^+ 解析(2013 年度 岡本修論)より $T_{\text{ex}} = 7.7[\text{K}]$ とした。式(15)と式(16)の導出は Appendix A に記述した。これより、 HCO^+ と H^{13}CO^+ 分子輝線から導出した LTE 質量はそれぞれ、 $M_{\text{LTE,HCO}^+} = 6.70 \pm 0.59 [\text{M}_{\odot}]$ 、 $M_{\text{LTE,H}^{13}\text{CO}^+} = 5.13 \pm 0.07 [\text{M}_{\odot}]$ となった。

光学的厚み(τ)は、(17)より導出した。この式の導出過程は Appendix B に記述した。

$$\frac{T_{\text{mb13}}}{T_{\text{mb12}}} = \frac{1 - e^{-\frac{\tau_{v12}}{r}}}{1 - e^{-\tau_{v12}}} \quad - (17)$$

T_{mb} はメインビーム輝度温度で、 $T_{\text{mb}} = \frac{T_{\text{A}}^*}{\eta}$ (T_{A}^* : アンテナ温度)という関係がある。 T_{A}^* は

HCO^+ 、 H^{13}CO^+ ともに、 H^{13}CO^+ の積分強度が 3σ 以上の領域、視線速度 $5.425 - 6.475[\text{km/s}]$ の範囲で空間と速度方向に平均した値を用いている。 r は式(18)で表した量である。

$$r = \frac{\tau_{v12}}{\tau_{v13}} = \frac{[\text{HCO}^+]}{[\text{H}^{13}\text{CO}^+]} \frac{\left(\frac{kT_{\text{ex}}}{hB_{13}} + \frac{1}{3}\right) \exp\left(\frac{E_{J13}}{kT_{\text{ex}}}\right) 1 - \exp\left(\frac{h\nu_{12}}{kT_{\text{ex}}}\right)}{\left(\frac{kT_{\text{ex}}}{hB_{12}} + \frac{1}{3}\right) \exp\left(\frac{E_{J12}}{kT_{\text{ex}}}\right) 1 - \exp\left(\frac{h\nu_{13}}{kT_{\text{ex}}}\right)} \quad - (18)$$

これより、 HCO^+ は $\tau = 22.18$ と光学的に厚く、 H^{13}CO^+ は $\tau = 0.426$ と光学的に薄かった。したがって、 H^{13}CO^+ はコアのより中心を捉えており、コア中心の議論が可能であると考えられる。 H^{13}CO^+ のLTE質量は $M_{\text{LTE}, \text{H}^{13}\text{CO}^+} = 5.13 \pm 0.07 [\text{M}_{\odot}]$ であり、ダスト質量 $M_{\text{dust}} = 5.41 \pm 1.13 [\text{M}_{\odot}]$ に匹敵する大きさであった。

ビリアル質量(M_{vir})はコアの見かけのサイズと輝線幅より導出される質量であり、式(19)より導出した。コアが力学平衡球であることを仮定し導出している。式(17)の導出過程はAppendix C に記述した。

$$M_{\text{vir}} = \frac{R\Delta v^2}{G} \quad - (19)$$

ここで G ：万有引力定数、 R ：視半径、 Δv ：線幅である。領域が円であると考え、面積から視半径を導出している。これより視半径は HCO^+ が $\sim 88''$ 、 H^{13}CO^+ が $\sim 70''$ であり、距離 $D = 160 [\text{pc}]$ で実スケールに変換すると、それぞれ $\sim 1.4 \times 10^4 [\text{AU}]$ 、 $\sim 8.5 \times 10^3 [\text{AU}]$ であり、典型的な Bok Globule のサイズ($\sim 0.1 [\text{pc}]$)程度であった。

一般的な分子雲コアでは $M_{\text{LTE}} \sim M_{\text{vir}}$ となる(Onishi, T., 1996)のに対し、我々の観測では HCO^+ 、 H^{13}CO^+ ともに $M_{\text{LTE}}/M_{\text{vir}} \sim 10$ となった。 M_{LTE} はダスト質量と同程度であることから、 M_{vir} が小さいと考えられる。LTE質量がVirial質量より大きいという事実より、力学平衡を仮定した場合に比べ Δv が小さく、コアが重力的に不安定であることが示唆される。

表 3 物理量

	HCO^+	H^{13}CO^+
$\int T_{\text{B,p}} d\nu [\text{K} \times \text{km/s}]$	0.47 ± 0.05	0.20 ± 0.04
τ	22.18	0.426
$M_{\text{LTE}} [\text{M}_{\odot}]$	6.70 ± 0.59	5.13 ± 0.07
$n(\text{H}_2) [/cm^3]$	$(8.56 \pm 0.75) \times 10^4$	$(3.02 \pm 0.07) \times 10^5$
$\Delta v [\text{km/s}]$	0.20	0.16
$M_{\text{vir}} [\text{M}_{\odot}]$	0.81 ± 0.003	0.55 ± 0.02
$R [\text{AU}]$	1.41×10^4	8.47×10^3

3.5 2分子のスペクトル比較

HCO^+ と H^{13}CO^+ のスペクトルを比較した(図 13)。黒線が HCO^+ 、赤線が H^{13}CO^+ である。§ 3.4 より、 H^{13}CO^+ は光学的に薄くコアの中心をトレースしていると考えられる。 H^{13}CO^+ のスペクトルピークは 5.809 ± 0.014 [km/s]であり、コアの速度と考えられる。一方、 HCO^+ の非対称な広がり 5.8 [km/s]から低速度側に見られる。したがって、 H^{13}CO^+ がコアの中心をとらえていると考え、 HCO^+ の非対称なスペクトルは、光学的に厚い分子のスペクトルで系の中心速度付近で吸収がある場合に見られる、ダブルピークによるものと考えられる。これについては、§ 4.2 で後述する。

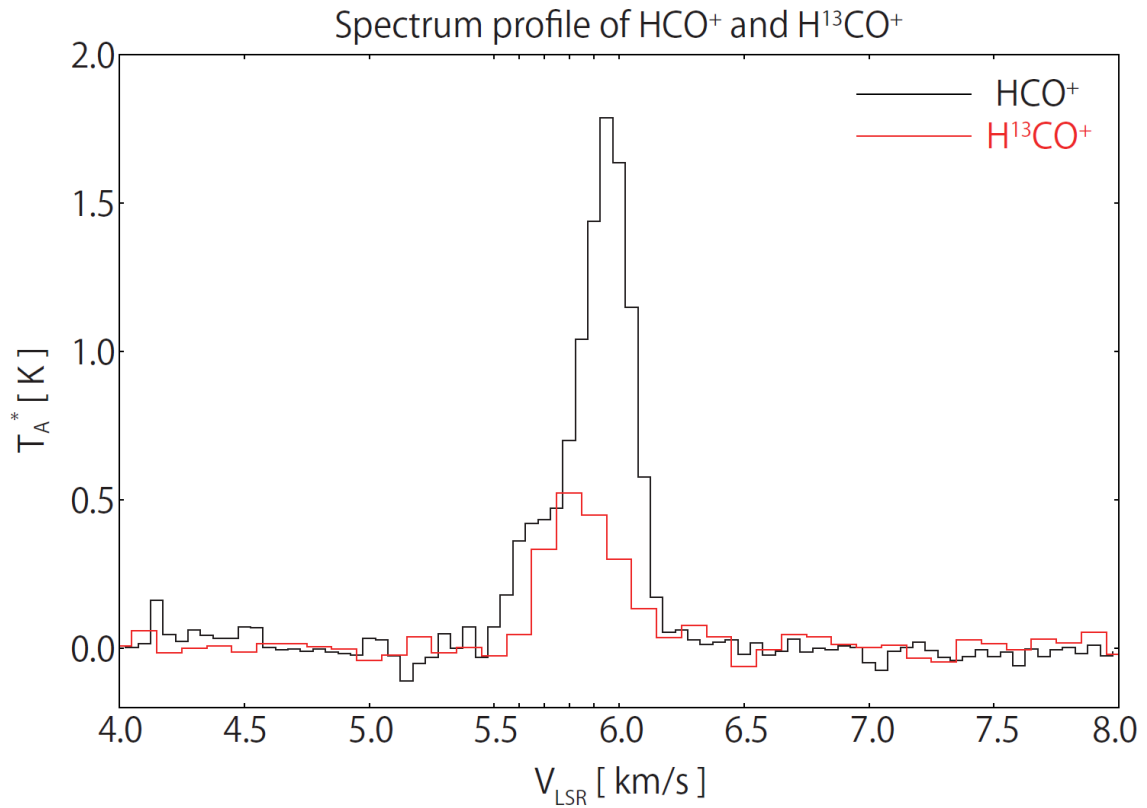


図 13 HCO^+ と H^{13}CO^+ のスペクトルの比較。黒線が HCO^+ 、赤線が H^{13}CO^+ である。

H^{13}CO^+ スペクトルピーク速度は 5.81 ± 0.014 [km/s]である。

4. 考察

4.1 HCO⁺の非対称なスペクトル

4.1.1 Aguti et al. (2007)を基にした解釈

§ 3.1 の図 4 に見られたように、HCO⁺のスペクトルでは、非対称な広がりが見られた。ここで、Aguti et al. (2007)を紹介する。

Aguti らは FeSt 1-457 に対して、CS($J=2-1$)、HCO⁺($J=1-0$)、C¹⁸O($J=2-1$, $1-0$)、N₂H⁺($J=1-0$)分子輝線観測を行った。その結果、光学的に厚い CS と HCO⁺のスペクトルに、赤方偏移成分が青方偏移成分よりも強いスペクトル(red-skewed スペクトル)が見られた(図 14)。Aguti らは速度分解能は $dv = 0.033$ [km/s]で HCO⁺観測を行っており、我々の観測(速度分解能は $dv \sim 0.05$ [km/s])より高分解能である。また、§ 3.5 において、HCO⁺と H¹³CO⁺のスペクトルを比較した結果、H¹³CO⁺スペクトルのピークがコアの速度と HCO⁺スペクトルの谷に対応していた。したがって、我々の HCO⁺分子輝線に見られた非対称な広がりとは、青方偏移成分がなまされたものと考えられる。

また red-skewed スペクトルが観測されたことから、Aguti らは、励起温度が内域ほど上昇しているという仮定の下コアが膨張運動をしていると考えた。スペクトル形状が示すコアの運動について、次節で述べる。

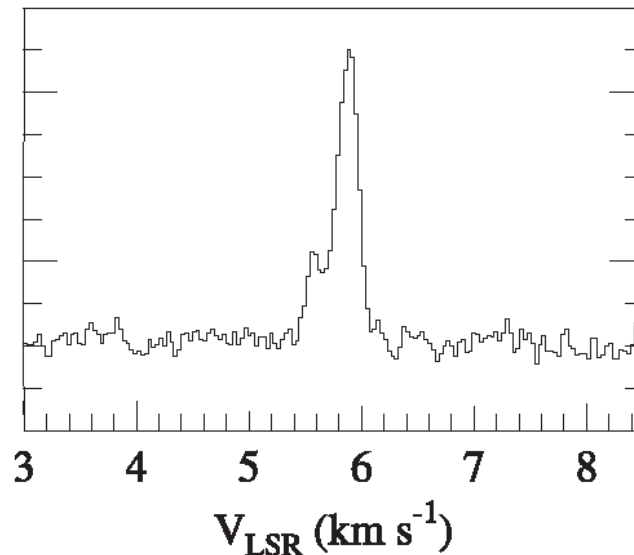


図 14 Aguti et al. (2005)より、HCO⁺($J=1-0$)のスペクトル。
赤方偏移成分が強い、red-skewed スペクトルである。

4.1.2 スペクトル形状が示すコアの運動

まず、図 15 の左図のように、収縮運動しているコアを考える。 B_1 と B_2 、 R_1 と R_2 はそれぞれ同じ視線速度を持つ。

観測される赤方偏移の温度 T_{red} は、一次の放射輸送方程式より、式(20)とかける。

$$T_{\text{red}} = T_2(1 - e^{-\tau_2})e^{-\tau_1} + T_1(1 - e^{-\tau_1}) \quad - (20)$$

ただし、 T と τ の添え字は B と R の添え字と対応しており、 T_1 と T_2 は励起温度、 T_{red} と T_{blue} は輝度温度である。

また、青方偏移の温度 T_{blue} も同様にして式(21)のようにかける。

$$T_{\text{blue}} = T_1(1 - e^{-\tau_1})e^{-\tau_2} + T_2(1 - e^{-\tau_2}) \quad - (21)$$

式(20)と式(21)より、観測者が得る温度は式(22)となる。

$$T_{\text{blue}} - T_{\text{red}} = (T_2 - T_1)(1 - e^{-\tau_1})(1 - e^{-\tau_2}) \quad - (22)$$

$1 - e^{-\tau} > 0$ であるので、 T_1 と T_2 の関係により、スペクトルの形状が決定される。

(I) $T_2 > T_1$: コア中心の温度が高い場合

このとき、式(22)より $T_{\text{blue}} > T_{\text{red}}$ となる。すなわち、青方偏移が赤方偏移より強い、blue-skewed スペクトル(図 16 左図)が得られる。

(II) $T_2 < T_1$: コアの中心温度が低い場合

このとき、式(22)より $T_{\text{blue}} < T_{\text{red}}$ となる。すなわち、赤方偏移が青方偏移より強い、red-skewed スペクトル(図 16 右図)が得られる。

次に、膨張運動をするコアを考える(図 15 右図)。収縮運動をするコアと同様にして、一次の放射輸送方程式を考えると、式(23)が得られる。

$$T_{\text{blue}} - T_{\text{red}} = (T_1 - T_2)(1 - e^{-\tau_1})(1 - e^{-\tau_2}) \quad - (23)$$

(III) $T_1 > T_2$: コアの中心温度が低い場合

このとき、式(23)より $T_{\text{blue}} > T_{\text{red}}$ となり青方偏移が赤方偏移より強い、blue-skewed スペクトル(図 16 左図)が得られる。

(IV) $T_1 < T_2$: コアの中心温度が高い場合

このとき、式(23)より $T_{\text{blue}} < T_{\text{red}}$ となり、赤方偏移が青方偏移より強い、red-skewed スペクトル(図 16 右図)が得られる。

一般に、輝線の励起温度はコア内域ほど高くなるのが自然であるため、式(22)より

blue-skewed スペクトルはコアの収縮運動を示す強い証拠と考えられている。したがって Aguti らは、 HCO^+ が示した red-skewed スペクトルから、中心温度の高いコアが膨張運動をしていると考えた。しかし、上の(II)で示した場合にも、red-skewed スペクトルが観測される。今回は、コアの中心温度が低い場合について考察する。

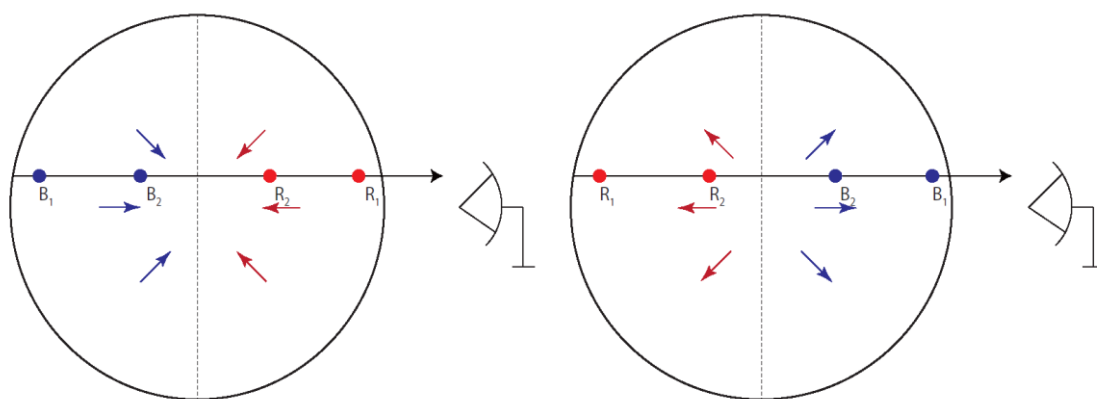


図 15 コアの収縮運動と膨張運動

青点、赤点はそれぞれ青方偏移成分、赤方偏移成分に対応している。

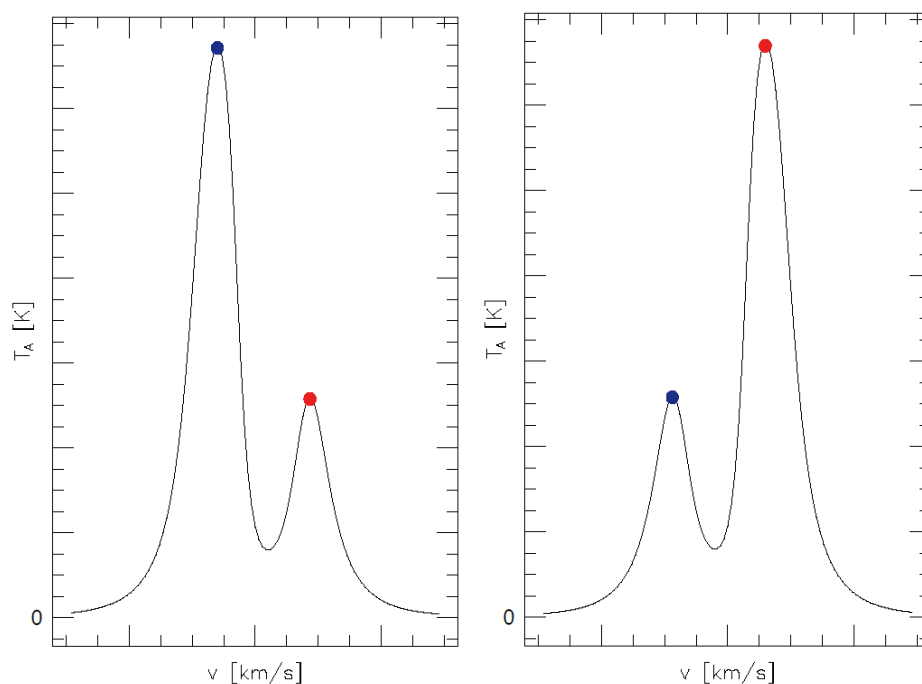


図 16 左： 青方偏移成分が強い blue-skewed スペクトル

右： 赤方偏移成分が強い red-skewed スペクトル

青い点は T_{blue} 、赤い点は T_{red} に対応する。

4.1.3 観測的に示された温度勾配

我々の N_2H^+ 分子輝線観測(2013 年度 岡本修士論文)より、コア内部の温度勾配が導出されている。図 17 に N_2H^+ の積分強度図と、表 4 に超微細構造線のフィッティングより導出された励起温度を示す。ダスト減光量ピーク付近(領域 2)の励起温度は $T_{\text{ex},2} = 5.49 \pm 0.42 [\text{K}]$ 、その北側の領域(領域 3)の励起温度は $T_{\text{ex},3} = 9.22 \pm 0.37 [\text{K}]$ となっている。コア中心の励起温度が周囲より低いことが観測からも示されている。

コア中心から外縁に向けて温度勾配が見られた要因として、コアの密度と宇宙線の関係が考えられる。Kandori et al.(2005)より、動径方向に対する柱密度分布が導出されている。これより、コアを横切る水素分子の柱密度が $10^{22-23} [\text{cm}^2]$ に達する。宇宙空間において、分子雲コアが $10 [\text{K}]$ 程度に保たれているのは、宇宙線により分子雲の外から加熱されているためである。しかし、柱密度が高くなると宇宙線が遮蔽され、コア内部まで届かない。この結果、外縁が温められ、中心温度との勾配が生じている可能性が考えられる。また、 $T_{\text{ex}} \sim 7 [\text{K}]$ と低温で、中心に熱源となる物体が存在しておらず、中心から温められない可能性も考えられる。

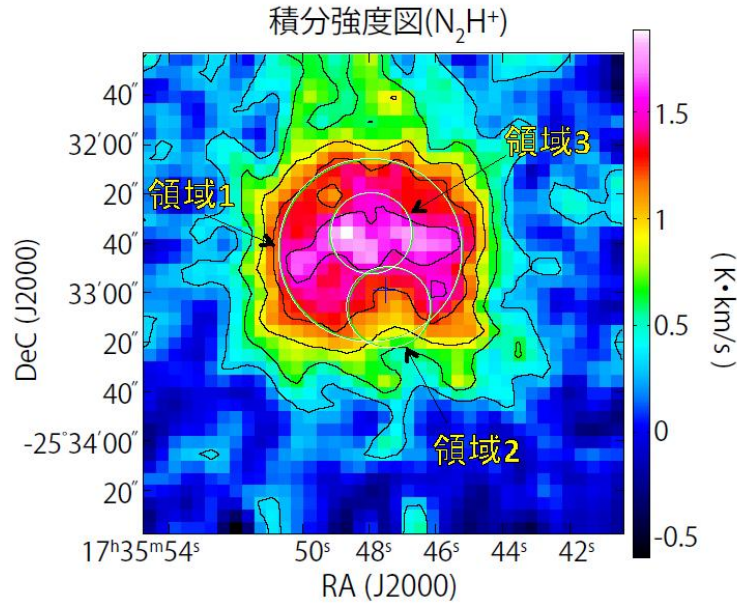


図 17 N_2H^+ 分子の積分強度図。エミッションのみを積分している。

コントラストは 3σ 毎 ($1\sigma = 0.10 [\text{K} \cdot \text{km/s}]$)

ダスト減光量ピーク付近を領域 2、その北側の領域を領域 3 としている。

表 4 N_2H^+ 解析より導出された励起温度

	領域2	領域3
$T_{\text{ex}} [\text{K}]$	5.49 ± 0.42	9.22 ± 0.37

4.1.4 収縮速度

これまでの議論より、FeSt 1-457 コアの内部において、中心の温度が低く、外縁に向かって温度勾配があり、収縮運動をしていることが期待される。

収縮運動における収縮速度を、光学的に厚いスペクトルから導出することができる。光学的に薄い分子がコアの中心を捉えているとすると、そのスペクトルのピーク速度 V_{thin} はコア中心の速度として考えられる。さらに § 4.1.2 で述べたように、光学的に厚いスペクトルのピーク T_{blue} と T_{red} は青方偏移、赤方偏移している成分を見ているため、 V_{thin} との速度の差(式(24)、(25))をそれぞれのピーク速度を収縮速度として考えることができる。

$$v_{\text{red}} = V_{\text{Red}} - V_{\text{thin}} \quad - (24)$$

$$v_{\text{blue}} = V_{\text{thin}} - V_{\text{Blue}} \quad - (25)$$

HCO^+ のスペクトル(積分強度図の 6σ 以上の領域で平均したもの)に対して、2 成分でガウシアンフィットを行った(図 18)。赤いスペクトルは赤方偏移成分に対して、緑のスペクトルは青方偏移成分に対するフィッティングで、青いスペクトルはその 2 成分を足し合わせたスペクトルである。これより、赤方偏移のピーク速度は $V_{\text{Red}} = 5.95 \pm 0.01 [\text{km/s}]$ 、青方偏移のピーク速度は $V_{\text{Blue}} = 5.66 \pm 0.01 [\text{km/s}]$ であった。また、 H^{13}CO^+ スペクトルのピーク速度は $V_{\text{thin}} = 5.81 \pm 0.01 [\text{km/s}]$ であった。その結果、式(24)と式(25)より赤方偏移側の収縮速度は $v_{\text{red}} = 0.14 [\text{km/s}]$ 、青方偏移側の収縮速度は $v_{\text{blue}} = 0.15 [\text{km/s}]$ であった。

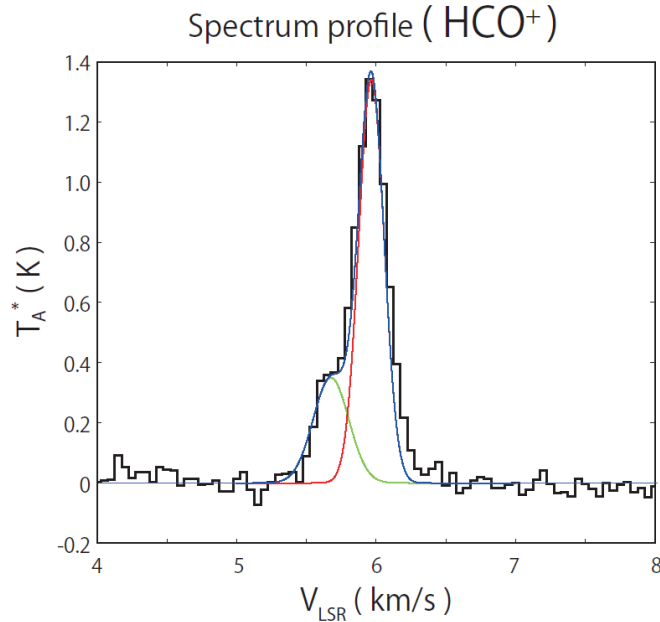


図 18 HCO^+ スペクトルに対する、2 成分のガウシアンフィッティング結果。

赤いスペクトルは赤方偏移成分、緑のスペクトルは青方偏移成分に対するフィッティング結果。

青いスペクトルは 2 成分を足し合わせたスペクトルである。

4.2 H¹³CO⁺に見られる dip 構造

§ 3.2 の図 8 で示されたように、H¹³CO⁺の積分強度図において、ダスト減光量ピークから北側にかけて、強度が弱くなる現象が見られた。強度が弱くなる原因として、H¹³CO⁺分子の depletion が考えられる。

分子雲コア中のダストと分子が衝突し、ダスト表面に分子が吸着、凍結する減少を分子の depletion という。水素密度 $n(\text{H}_2) > 10^4 [\text{cm}^{-3}]$ となる高密度領域において、HCO⁺分子が deplete することが知られている(Bergin&Langer, 1997)。§ 3.4 で述べたように、H¹³CO⁺が光学的に薄く、コアをトレースできていると考えられる。これより、コアの水素密度は $n(\text{H}_2) = (3.02 \pm 0.07) \times 10^5 [\text{cm}^{-3}]$ と導出された。この値は HCO⁺が depletion しうる閾値を超えており、H¹³CO⁺分子が depletion している可能性が高いと考えられる。

したがって、H¹³CO⁺の積分強度図に見られた、ダスト減光量ピーク付近における強度の減少は、H¹³CO⁺分子が depletion し、その存在量が減ったためと考えられる。

4.3 2 分子が持つ線幅

星は分子雲コアでの重力収縮を経て誕生する。その過程において、乱流は重力収縮に対してコアを支える役割を果たす。すなわち、乱流成分が減ると、コアは重力的に不安定になり、重力収縮へ向かう。この乱流の寄与は、観測される線幅と、分子の熱運動による線幅の広がりと比較することで考えることができる。

一般に、観測される線幅 ΔV_{obs} には式(26)のように、分子の熱運動による線幅の広がり ΔV_{th} と、乱流などのランダムな成分による広がり ΔV_{tur} が寄与している。

$$\Delta V_{\text{obs}}^2 = \Delta V_{\text{th}}^2 + \Delta V_{\text{nth}}^2 \quad - (26)$$

また、温度 $T[\text{K}]$ の分子が持つ熱速度 V_{th} は式(27)より求められる。

$$V_{\text{th}}^2 = \frac{3kT}{\mu m_{\text{H}}} \quad - (27)$$

これに相当する観測される線幅 ΔV_{th} は式(28)より導出される。

$$\begin{aligned}\Delta V_{\text{th}} &= \sqrt{8 \ln 2 \left(\frac{V_{\text{th}}^2}{3} \right)} \\ &= \sqrt{8 \ln 2 \left(\frac{kT}{\mu m_{\text{H}}} \right)} \quad - (28)\end{aligned}$$

k 、 μ 、 m_{H} はそれぞれ、ボルツマン定数、分子質量、水素原子の質量である。これより、温度 $T_{\text{ex}} = 7.7[\text{K}]$ の HCO^+ 分子と H^{13}CO^+ 分子がもつ $\Delta V_{\text{th,FWHM}}$ はそれぞれ、 $\sim 0.110 [\text{km/s}]$ (HCO^+)、 $\sim 0.108 [\text{km/s}]$ (H^{13}CO^+)となった。

今回観測から得られたスペクトルの FWHM は HCO^+ 分子と H^{13}CO^+ 分子でそれぞれ $\Delta V_{\text{HCO}^+, \text{FWHM}} = 0.266 [\text{km/s}]$ 、 $\Delta V_{\text{H}^{13}\text{CO}^+, \text{FWHM}} = 0.325 [\text{km/s}]$ であった。また、式(26)より求まる乱流による線幅の広がり ΔV_{nth} は HCO^+ 分子と H^{13}CO^+ 分子でそれぞれ $\Delta V_{\text{HCO}^+} = 0.242 [\text{km/s}]$ 、 $\Delta V_{\text{H}^{13}\text{CO}^+} = 0.306 [\text{km/s}]$ であった。

Onishi et al.,(1996)は 40 コアに対する C^{18}O 観測を行い、その線幅が平均して $0.49 [\text{km/s}]$ であることを明らかにしている。温度 $10 [\text{K}]$ を仮定して、式(26)より ΔV_{nth} を導出した結果、 $\Delta V_{\text{nth}, \text{C}^{18}\text{O}} = 0.47 [\text{km/s}]$ であった。本観測で得られた線幅はこれの半分程度と、一般的なコアと比較しても乱流による線幅の広がりが狭いことが分かった。

また § 3.4 において、 HCO^+ 、 H^{13}CO^+ ともに $M_{\text{LTE}}/M_{\text{vir}} \sim 10$ となった。 M_{LTE} がダスト質量と同程度であること、 M_{vir} の導出に用いたコアのサイズが典型的な Bok Globule のサイズであることから、線幅 Δv が小さい為に、重力的に不安定であると考えられる。

したがって、コアで乱流が起きていない為に重力不安定になり、重力収縮に向かうことが示唆されている。

4.4 FeSt 1-457 の予想される進化段階

§ 4.2 で述べたように、 HCO^+ の非対称なスペクトルより、コアの中心温度が低く、収縮運動をしていることが示唆された。

また、§ 3.4 より $M_{\text{LTE}}/M_{\text{vir}} \sim 10$ であることから、乱流による寄与が少ない状態にある低温コアであり、重力的に不安定で、重力収縮に向かいつつある状態だと考えられる。

一方で、 H^{13}CO^+ の積分強度図(図 8)より、コアの中心部ではガスは散逸しておらず、中心集中していることも示唆されている。

さらに N_2H^+ 観測より、励起温度が $T_{\text{ex}} = 7[\text{K}]$ と見積もられている。これを考慮すると、コア中心には星がないことが考えられる。

これらのことを考慮すると、FeSt 1-457 は星形成直前の状態にある可能性が考えられる。

5. まとめ

Bok Globule FeSt 1-457 はに対して、野辺山 45m 電波望遠鏡を用いた多輝線 OTF 観測を行った。コア中心のガスの分布を捉えるため、Kandori らのダスト減光量ピークを中心に、距離 $D = 160$ [pc] で 0.1 [pc] $\times$ 0.1 [pc] をカバーできる 3 [$'$] $\times$ 3 [$'$] を観測範囲とした。

HCO⁺ のスペクトルには、青方偏移への非対称な線幅の広がりがみられた。また、ガウシアンフィットしたときに得られた線幅 ΔV_{HCO^+} は 0.11 [km/s] と、温度 $T_{\text{ex}} = 7.7$ [K] の HCO⁺ 分子が持つ熱的線幅 0.110 [km/s] に相当する値であった。

スペクトルの非対称な広がりが H¹³CO⁺ のスペクトルピーク 5.81 ± 0.0014 [km/s] に対応していたこと、N₂H⁺ 分子輝線解析より導出されたコアの中心温度が低いことを考慮すると、red-skewed スペクトルがなまされたものと考えられる。このスペクトル形状より、コアが収縮運動していることが示唆された。

H¹³CO⁺ のスペクトルをガウシアンフィットしたときに得られた線幅 $\Delta V_{\text{H}^{13}\text{CO}^+}$ は 0.14 [km/s] であった。これも HCO⁺ と同様に、温度 $T_{\text{ex}} = 7.7$ [K] の H¹³CO⁺ 分子が持つ熱的線幅 0.108 [km/s] に近い値であった。ガスの分布はダスト減光量ピークに集中した構造がみられた。一方で、ダスト減光量ピークから北側に強度が減少する dip 構造も捉えられた。この構造は、H¹³CO⁺ 分子の depletion によるものであると考えられる。

N₂H⁺ 解析より $T_{\text{ex}} = 7$ [K] と見積もられたこと、2 分子の輝線幅が熱的線幅に近く、乱流線幅の寄与が小さいこと、ガスが中心集中していること、コアが収縮運動をしていることを考慮すると、FeSt 1-457 は星形成直前の段階であると考えられる。

Appendix

物理量の導出

A) 柱密度 N と LTE 質量 M_{LTE}

分子雲コアは 10[K] と非常に低温である。このような低温化において、分子は回転遷移により電波を放射する。得られた放射強度より、分子の柱密度 N と LTE 質量 M_{LTE} を導出することができる。ここでは LTE 下における直線分子の $\Delta J = 1$ の放射を考える。

量子的に考えた、分子の回転エネルギー E_J は $E_J = hBJ(J+1)$ と表せる。ここで h はプランク定数、 B は回転定数である。エネルギー準位 J にいる分子の数密度 n_J は

$$n_J = n \frac{g_J}{Z} \exp\left(-\frac{E_J}{kT_{\text{ex}}}\right) \quad - (1)$$

と表せる。 $g_J = 2J + 1$ は統計的重み、 Z は分配関数である。また Z について、レイリージョーンズ近似 ($kT_{\text{ex}} \gg hB$) を用いると、以下ようになる。

$$\begin{aligned} Z &= \int_0^\infty (2x+1) \exp\left(-\frac{E_J}{kT_{\text{ex}}}\right) dx \\ &= \int_0^\infty (2x+1) \exp\left(-\frac{hB}{kT_{\text{ex}}} x(x+1)\right) dx \\ &\approx \frac{kT_{\text{ex}}}{hB} \end{aligned}$$

したがって、式(1)は

$$n_J \approx n \frac{hB}{kT_{\text{ex}}} g_J \exp\left(-\frac{E_J}{kT_{\text{ex}}}\right) \quad - (2)$$

となる。

輝度温度 T_B は、実際には以下のように得られる。

$$T_{B,p} = T_B \{1 - \exp(-\tau_\nu)\} \quad - (3)$$

$T_B = (c^2/2k\nu^2)I_\nu$ であるので、(3)は

$$T_{B,p} = \frac{c^2}{2k\nu^2} I_\nu \{1 - \exp(-\tau_\nu)\} \quad - (4)$$

$S_\nu \equiv \frac{j_\nu}{\alpha_\nu}$ であり、LTE 下では $S_\nu = B_\nu = I_\nu$ であるので、 $I_\nu = \frac{j_\nu}{\alpha_\nu}$ を用いると、式(4)は以下のようになる。

$$T_{B,p} = \frac{c^2}{2k\nu^2} \frac{j_\nu}{\alpha_\nu} \{1 - \exp(-\tau_\nu)\} \quad - (5)$$

α_ν は吸収係数、 j_ν は放射係数であり、以下のように書ける。

$$j_\nu = \frac{h\nu}{4\pi} n_{J+1} A_{J+1,J} \phi(\nu) \quad - (6)$$

$\phi(\nu)$ はプロファイル関数であり、

$$\int_0^\infty \phi(\nu) d\nu = 1 \quad - (7)$$

である。

式(6)より、式(5)は式(8)になる。

$$T_{B,p} = \frac{hc^2}{8\pi k\nu} n_{J+1} A_{J+1,J} \phi(\nu) \{1 - \exp(-\tau_\nu)\} \frac{1}{\alpha_\nu} \quad - (8)$$

$A_{J+1,J}$ はアインシュタイン A 係数であり、以下で表せる。

$$A_{J+1,J} = \frac{64\pi^4 \nu^3}{3hc^3} \frac{J+1}{2J+3} \mu^2 \quad - (9)$$

μ は分子のダイポールモーメントである。

ここで式(2)より、

$$n_{J+1} = n \frac{hB}{kT_{\text{ex}}} (2J+3) \quad - (10)$$

となり、式(10)と式(9)を式(8)に代入する。

$$T_{B,p} = \frac{8\pi^3 h}{3k^2 c} nB(J+1) \frac{1}{T_{\text{ex}}} \nu^2 \mu^2 \exp\left(-\frac{hB(J+1)(J+2)}{kT_{\text{ex}}}\right) \phi(\nu) \{1 - \exp(-\tau_\nu)\} \frac{1}{\alpha_\nu} \quad - (11)$$

$\delta v = \frac{v}{c} \delta v$ であるので、式(11)は

$$T_{B,p} = \frac{8\pi^3 h}{3k^2} nB(J+1) \frac{v}{T_{\text{ex}}} \mu^2 \exp\left(-\frac{hB(J+1)(J+2)}{kT_{\text{ex}}}\right) \phi(v) \{1 - \exp(-\tau_v)\} \frac{1}{\alpha_v} \quad - (12)$$

となる。これを速度方向で積分する。

$$\begin{aligned} \int T_{B,p} dv &= \frac{8\pi^3 h}{3k^2} nB(J+1) \frac{v}{T_{\text{ex}}} \mu^2 \exp\left(-\frac{hB(J+1)(J+2)}{kT_{\text{ex}}}\right) \int \phi(v) dv \{1 - \exp(-\tau_v)\} \frac{1}{\alpha_v} \\ &= \frac{8\pi^3 h}{3k^2} nB(J+1) \frac{v}{T_{\text{ex}}} \mu^2 \exp\left(-\frac{hB(J+1)(J+2)}{kT_{\text{ex}}}\right) \{1 - \exp(-\tau_v)\} \frac{1}{\alpha_v} \end{aligned} \quad - (13)$$

光学的厚み τ_v は視線方向での雲のサイズを L とすると

$$\tau_v = \int_0^L \alpha_v ds \cong \alpha_v L \quad - (14)$$

となるので、

$$\frac{1}{\alpha_v} = \frac{L}{\tau_v} \quad - (15)$$

を式(13)に代入する。

$$\int T_{B,p} dv = \frac{8\pi^3 h}{3k^2} nLB(J+1) \frac{v}{T_{\text{ex}}} \mu^2 \exp\left(-\frac{hB(J+1)(J+2)}{kT_{\text{ex}}}\right) \{1 - \exp(-\tau_v)\} \frac{1}{\tau_v} \quad - (16)$$

柱密度 N は $N = nL$ であるので、式(16)を N について整理する。また、アンテナ固有のビーム能率 η を考慮すると、

$$N = \frac{3k^2}{8\pi^3 h B(J+1)v\mu^2} \exp\left(\frac{hB(J+1)(J+2)}{kT_{\text{ex}}}\right) \frac{\tau_v}{1 - \exp(-\tau_v)} \frac{1}{\eta} \int T_{B,p} dv \quad - (17)$$

と導出される。

$\int T_{B,p} dv$ は速度方向へ積分した積分強度で、観測結果より得られるものである。

LTE 質量 M_{LTE} は式(17)で導出した柱密度 N を用いると、以下より求められる。

$$M_{\text{LTE}} = N \times n_{\text{pix}} \times \frac{\bar{\mu} m_{\text{H}}}{[X_{\text{spieces}}]} \times (1.5 \times 10^{13} \times \Delta\theta \times D)^2 \quad - (18)$$

n_{pix} は導出に用いた領域のピクセル数、 $[X_{\text{spieces}}]$ は対象分子の H_2 に対する存在量、 $\bar{\mu}$ は平均分子質量、 m_{H} は水素原子質量、 $\Delta\theta$ は 1 ピクセルの一辺の大きさ、 D は距離である。

B) 光学的厚み τ

観測で得られる強度は、ON 点の強度から OFF 点の強度を引いたものである。

ビームの立体角を $\Delta\Omega$ 、beam filling factor を f とすると、ON 点の強度 I_{ON} は式(19)、OFF 点の強度 I_{OFF} は式(20)のように表せて、その差は式(21)となる。

$$I_{\text{ON}}\Delta\Omega = \Delta\Omega\{f[B_{\text{v}}(T_{\text{bg}})e^{-\tau_{\text{v}}} + B_{\text{v}}(T_{\text{ex}})(1 - e^{-\tau_{\text{v}}})] + (1 - f)B_{\text{v}}(T_{\text{bg}})\} \quad (19)$$

$$I_{\text{OFF}}\Delta\Omega = B_{\text{v}}(T_{\text{bg}}) \quad (20)$$

$$[I_{\text{ON}} - I_{\text{OFF}}]\Delta\Omega = f[B_{\text{v}}(T_{\text{ex}}) - B_{\text{v}}(T_{\text{bg}})](1 - e^{-\tau_{\text{v}}})\Delta\Omega \quad (21)$$

また、 $I_{\text{ON}} - I_{\text{OFF}} = T_{\text{mb}}$ であるので (T_{mb} : メインビーム輝度温度)、式(21)は式(22)と書ける。

$$T_{\text{mb}} = f[B_{\text{v}}(T_{\text{ex}}) - B_{\text{v}}(T_{\text{bg}})](1 - e^{-\tau_{\text{v}}}) \quad (22)$$

これを同位体で比をとる。但し beam filling factor は等しいと仮定すると式(23)になる。

$$\frac{T_{\text{mb}13}}{T_{\text{mb}12}} \left[\frac{B_{\text{v}12}(T_{\text{ex}}) - B_{\text{v}12}(T_{\text{bg}})}{B_{\text{v}13}(T_{\text{ex}}) - B_{\text{v}13}(T_{\text{bg}})} \right] = \frac{1 - e^{-\tau_{\text{v}13}}}{1 - e^{-\tau_{\text{v}12}}} \quad (23)$$

HCO^+ を添え字 12、 H^{13}CO^+ を添え字 13 とする。 T_{ex} が等しいと仮定すると、式(24)になり

$$\left[\frac{B_{\text{v}12}(T_{\text{ex}}) - B_{\text{v}12}(T_{\text{bg}})}{B_{\text{v}13}(T_{\text{ex}}) - B_{\text{v}13}(T_{\text{bg}})} \right] = 1 \quad (24)$$

式(23)は式(25)になる。

$$\frac{T_{\text{mb}13}}{T_{\text{mb}12}} = \frac{1 - e^{-\tau_{\text{v}13}}}{1 - e^{-\tau_{\text{v}12}}} \quad (25)$$

ここで、 $r = \frac{\tau_{\text{v}12}}{\tau_{\text{v}13}}$ を導入すると、式(25)は

$$\frac{T_{\text{mb}13}}{T_{\text{mb}12}} = \frac{1 - e^{-\frac{\tau_{\text{v}12}}{r}}}{1 - e^{-\tau_{\text{v}12}}} \quad (26)$$

となる。

r について、式(27)で表される柱密度を同位体について比をとる。

$$N = \frac{3k}{8\pi^3} \frac{\left(\frac{kT_{\text{ex}}}{hB} + \frac{1}{3}\right)}{B(J+1)\mu^2} \exp\left(\frac{E_J}{kT_{\text{ex}}}\right) \frac{1}{1 - \exp\left(\frac{h\nu}{kT_{\text{ex}}}\right)} \int \tau_{\nu} d\nu \quad - (27)$$

これより

$$\frac{\tau_{\nu_{12}}}{\tau_{\nu_{13}}} = \frac{[\text{HCO}^+]}{[\text{H}^{13}\text{CO}^+]} \frac{\left(\frac{kT_{\text{ex}}}{hB_{13}} + \frac{1}{3}\right) \exp\left(\frac{E_{J13}}{kT_{\text{ex}}}\right) 1 - \exp\left(\frac{h\nu_{12}}{kT_{\text{ex}}}\right)}{\left(\frac{kT_{\text{ex}}}{hB_{12}} + \frac{1}{3}\right) \exp\left(\frac{E_{J12}}{kT_{\text{ex}}}\right) 1 - \exp\left(\frac{h\nu_{13}}{kT_{\text{ex}}}\right)} \quad - (28)$$

となる。

C) ビリアル質量 M_{vir}

コアの大きさと、観測された輝線幅から導出できる質量に、ビリアル質量 M_{vir} がある。これは、コアが自己重力で束縛できる最大の質量である。コアに存在する分子が持つ運動エネルギーと雲の重力エネルギーが等しい場合であり、コアが球であると仮定して以下のよう M_{vir} が導出される

$$\frac{1}{2}M\Delta v^2 = \frac{GM^2}{R} \quad - (29)$$

これより

$$M_{\text{vir}} = \frac{R\Delta v^2}{G} \quad - (30)$$

となる。 G は万有引力定数、 R はコアの視半径、 Δv は輝線幅である。 R は対象とする領域が円であると考え、式(31)より導出した。

$$R = \left\{ \frac{(N_{\text{pix}}) \times (\Delta\theta)^2}{\pi} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad - (31)$$

N_{pix} は対象範囲のピクセル数、 $\Delta\theta$ は1ピクセルの一辺の大きさである。つまり、円の面積から R を導出している。

また、観測された線幅 Δv_{obs} は視線方向だけを反映していることに留意しなければならない。したがって、3次元に拡張した線幅 Δv は式(32)より式(33)で書ける。

$$\Delta v_{\text{obs}}^2 = \frac{\Delta v^2}{3} \quad - (32)$$

$$\Delta v = \Delta v_{\text{obs}}\sqrt{3} \quad - (33)$$

また、式(32)に用いた線幅 Δv_{obs} は、式(34)である。

$$\Delta v_{\text{obs}} = \frac{(\text{FWHM})}{\sqrt{8 \ln 2}} \quad - (34)$$

FWHM は観測輝線の半値幅であり、ガウシアンフィッティングより決定している。

先述したとおり、ビリアル質量はある大きさの雲が自己重力で束縛しうる最大の質量である。したがって、LTE 質量と比較することで、雲が重力束縛され、収縮する可能性があるかを議論することができる。

$M_{\text{LTE}} = M_{\text{vir}}$ の場合、雲はビリアル平衡にある。 $M_{\text{LTE}} > M_{\text{vir}}$ の場合、雲は不安定であり重力収縮へ向かう。 $M_{\text{LTE}} < M_{\text{vir}}$ の場合、雲は重力束縛されず、散逸する。

参考論文

- Bok B.,J. 1947, ApJ, 105 255
- Bergin,E., and W., Langer. 1997, AJ, 486 316
- Kandori, R., et al. 2005, AJ, 130 2166
- Onishi, T., et al. 1996, ApJ, 465 815
- Patricio, S., et al. 2012, ApJ, 756 60
- Zhou, S., et al. 1993, ApJ, 404 232
- 岡本雄大 茨城大学修士論文 2014
- 池田紀夫 東京工業大学修士論文 2004

謝辞

本論文の作成にあたり、多くの方々に感謝申し上げます。

百瀬先生。4年生で研究室配属をされて以来、日々のゼミや論文、発表時の添削など、多くのことをご指導いただき、本当にありがとうございました。ソフトボール大会や野球大会での、益々のご活躍をお祈り申し上げます。

塚越さん。私たちの観測のご指導(引率含む)や、日々の研究の進捗を気にかけて頂き、本当にありがとうございました。塚越さんが観測トラブル中に唱えた数々の呪文、未だに分かる気配もありません。

M2の皆様(6F 田中君も)。毎日ではないけれど、顔を合わせれば実にならない話や、研究の話など、数えきれないほどの話題提供、本当にありがとう。みんな、ちゃんとした大人になれるといいですね。

D2 斎藤さん、M1、B4の皆様。いつもM2が研究室を賑わせてしまい、本当にごめんなさい。来年度から研究室内は落ち着くと思うので、ご安心ください。

最後に、帰省時にはいつもお迎えに来てくれた、お父さん、お母さん、お姉ちゃん。大学から大学院まで、日々の生活を支えてくれて本当にありがとうございました。