

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 $\text{I:N}_2\text{H}^+(J = 1 - 0)$ 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

12NM154F

岡本 雄大

概 要

Bok-Globule FeSt 1-457 は周囲に分子雲を付随しない孤立した分子雲コアである。赤外線観測から、コア中心で非常に柱密度が高く ($\sim 10^{22}[\text{cm}^{-2}]$)、中心集中していることが示されており、重力収縮直前のコアであることが示唆されている。

今回、我々は FeSt 1-457 について多輝線マッピング観測を行った。その結果、 $\sim 10^4[\text{AU}]$ に広がった $\text{N}_2\text{H}^+(J=1-0)$ 輝線の放射を 15σ 以上で検出できた。またダストコア観測で得られたコアの中心部で N_2H^+ 輝線の積分強度が減少する構造 (dip) がみられた。

N_2H^+ 輝線による超微細構造線解析の結果、コア全体で励起温度は $T_{\text{ex}} \sim 6[\text{K}]$ 、dip 部での水素分子個数密度は $n_{\text{H}_2} \sim 10^6[\text{cm}^{-3}]$ となり低温かつ高密度なコアであることがわかった。柱密度の半径方向のプロファイルはダストコア観測の結果と一致し、密度は中心集中していることが示された。またコア自身の重力が内部の乱流圧よりも卓越していることから重力収縮直前のコアであることが電波観測からも支持された。

以上の解析を等温・静水圧平衡の状態で収縮するコアの進化モデルと比較することにより、FeSt 1-457 は急激な密度上昇の直前、またはその最中の状態にあることが示唆された。この結果より、FeSt 1-457 は現在確固たる観測例のない First Core 研究へのアプローチとなる貴重なサンプルであることが考えられる。

目次

第 1 章	はじめに	3
第 2 章	観測背景	4
2.1	星形成理論	4
2.1.1	分子雲から原始星	4
2.1.2	星なしコア (Starless-Core)	4
2.1.3	First Core	7
2.1.4	原始星の進化	7
2.2	研究目的	10
第 3 章	野辺山 45m 電波望遠鏡	11
3.1	観測装置	11
3.1.1	受信機	11
3.1.2	分光計	12
3.2	天体の追尾	15
3.2.1	位置の追尾	15
3.2.2	周波数の追尾	16
3.3	観測手法	16
3.3.1	Chopper Wheel 法によるキャリブレーション	16
3.3.2	Pointing 観測による位置補正	17
3.3.3	OTF(On-The-Fly) 観測	17
3.3.4	受信機のチューニング	19
第 4 章	観測天体 Bok-Globule FeSt 1-457	21
4.1	FeSt 1-457 に対する赤外線観測	21
4.1.1	FeSt 1-457 に対する Bonnor-Ebert Sphere フィッティング	21
4.1.2	星なしコア	23
第 5 章	観測輝線 N_2H^+ ($J=1-0$)	24
5.1	N_2H^+ 分子の生成・破壊過程	24
5.2	Depletion	25
5.3	超微細構造 (Hyperfine Structure)	25

第 6 章	観測とデータリダクション	27
6.1	観測概要	27
6.1.1	観測手順	28
6.2	データリダクションに使用するソフトウェア	28
6.3	データリダクション手順	29
6.3.1	データのフラグ立てとマップの作成	29
第 7 章	観測結果	31
7.1	チャンネルマップ	31
7.2	積分強度図	35
第 8 章	解析と考察	36
8.1	密度と温度の導出	36
8.2	dip 構造の考察	37
8.3	コアの重力不安定性	38
8.3.1	赤外線観測との比較	40
8.3.2	ビリアル質量との比較	42
8.4	H_2D^+ 輝線との比較	45
8.5	FeSt 1-457 の進化段階	45
8.5.1	タイムスケール	46
8.5.2	コア進化モデルとの比較	47
第 9 章	まとめ	49
付 録 A	Bonnor-Ebert Sphere	50
A.1	式の導出	50
付 録 B	分子輝線観測からの柱密度の導出	52
B.1	N_2H^+ 輝線からの柱密度の導出	52
B.2	ortho- H_2D^+ 輝線からの柱密度の導出	54
付 録 C	CLASS による超微細構造線フィッティング	56
C.1	微細構造線からの物理量の導出	56
C.2	CLASS によるフィッティング	56
付 録 D	$\text{H}_2\text{D}^+(1_{10} - 1_{11})$ 輝線の観測	59
D.1	観測	59
D.2	重水素濃縮	60

第1章 はじめに

我々にとって最も身近な恒星は、太陽である。太陽は内部で核融合を起こし、そのエネルギーを電磁波という形で発散している。我々人類を含む地球上のあらゆる生物は、太陽から放射されるエネルギーを利用して発展を遂げてきている。夜空に瞬く星々もまた恒星であり、宇宙空間の最も基本的な構成要素である星の形成過程の解明は現代科学でも重要な位置づけをされている。

極低温で広大な星形成領域では特徴的な物理現象や化学反応が予想されている。その一つがガスの暴走的な重力収縮である。恒星は宇宙空間に存在する数密度 $\sim 10^4[\text{cm}^{-3}]$ のガスやダストが100 万年以上の時間をかけ、 $\sim 10[\text{K}]$ という極低温状態のなかで重力収縮と質量降着を経て形成される。ガスは自身の重力で束縛され内部の圧力との均衡を保っているが、密度が増加すると内圧で支えることができなくなり急激な収縮を始めると言われている。最初に形成される水素分子を主成分とする星の芯 (First Core) のタイムスケールは星形成のタイムスケールから考えると非常に短く (~ 1000 年)、現在でもこの収縮段階の確固たる観測例はない。その収縮メカニズムは複雑であり、星形成過程最後の観測的ミッシング・リンクであることから多くの研究者が注目している科学的に重要な研究分野である。中心に高密度な芯ができると、周囲のガスによる質量降着が始まる。内部の密度・温度が高くなると水素分子の解離が始まり、ガスはやがて主系列星へと進化していく。

今回我々は野辺山 45m 電波望遠鏡を用いて、重力収縮直前と考えられているガスについて電波輝線観測を行い、地上では再現不可能な内部の物理状態の調査を行うことを目的とした。

第2章では星形成理論の概要と研究目的、第3章では観測に使用した野辺山 45m 電波望遠鏡と観測装置の詳細、第4章では観測対象天体である FeSt1-457 についての先行研究、第5章では解析を行った分子輝線の特徴、第6章では実際に行った観測の概要、第7章ではデータの取り扱いと観測結果、第8章では FeSt1-457 の物理状態について、それぞれ述べる。

第2章 観測背景

恒星 (星) は宇宙を構成する最小単位である。太陽も星のひとつである。星は宇宙空間の分子が重力的に収縮することで形成される。宇宙空間は水素個数密度に換算すると 1 個/cc という非常に希薄な環境にあり、そこから星へ成長していくまでには莫大な時間が必要である。そのため、観測的な星形成研究をするためには形成過程にあるとされる天体を見つけ出し、星形成段階について分類することによってその進化段階ごとに研究を進めるという方法が取られる。ここでは、星形成の進化段階とその天体からの電磁波放射、研究目的について述べる。

2.1 星形成理論

2.1.1 分子雲から原始星

星は宇宙空間に存在するガスが重力的に収縮することで形成されると考えられている。水素分子個数密度 n_{H_2} が $\sim 10^2 \sim 10^3 [\text{cm}^{-3}]$ 程度になるとその領域は分子雲と呼ばれる。分子雲は自己重力と内部の乱流圧によって平衡状態にある。分子雲の進化が更に進み、 $n_{\text{H}_2} \sim 10^4 \sim 10^5 [\text{cm}^{-3}]$ 程度の高密度領域ができると、この領域は分子雲コアと呼ばれる。典型的な温度は 10[K] 程度で、非常に低温かつ高密度な状態にある。星はこの分子雲コア内で生まれると考えられている。

近年、電波や赤外線観測技術や計算機の発達により、観測的、理論的な研究が進むようになった。現在考えられている星形成のシナリオは以下の通りである。

- (a) 分子雲中で星がなく密度が周囲に比べて高い領域である星なしコアが重力収縮する
- (b) 星なしコアの重力収縮が進み断熱的になったコアであるファーストコアが形成される
- (c) 中心に質量降着が起こり原始星が形成される
- (d) 原始星が進化し、中心部で核融合反応が始まり、恒星となる

図 2.1 に一般的に考えられている星形成の理論的予想の概念図を示す。原始星の進化については 2.1.4 節で述べる。

2.1.2 星なしコア (Starless-Core)

分子雲の中でも星がなく密度が周囲に比べて比較的高い ($\sim 10^5 [\text{cm}^{-3}]$) 領域を一般的に星なし分子雲コアと呼ぶ。この星なしコアは星が形成される可能性が高い天体であると考えられている。星なしコアが重力収縮 (collapse) を起こすことで原始星が作られる。この重力収縮の原因として考

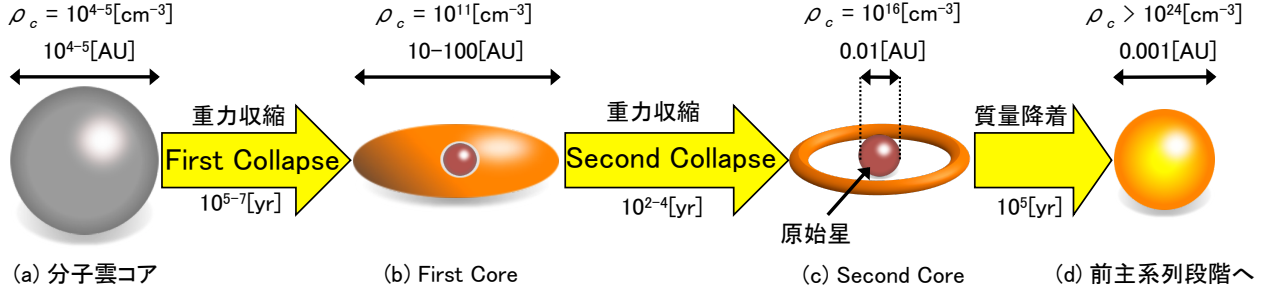


図 2.1: 星なしコアから恒星が形成される様子を描いた概念図。

えられているのが分子雲コアの重力不安定である。分子雲コアの重力不安定性を議論したガス球のモデルを Bonnor-Ebert Sphere モデルという。以下ではこのモデルについて述べる。

Bonnor-Ebert Sphere

磁場、乱流がない等温な静水圧平衡のガス球を仮定したときに、重力不安定性を議論したガス球のモデルを Bonnor-Ebert Sphere という。このとき、密度 ρ と半径 r との間に以下の関係が成り立つ (Appendix A 参照)。

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\psi}{d\xi} \right) = \exp(-\psi) \quad (2.1)$$

$$\xi = \left(\frac{4\pi G \rho_c}{a_T^2} \right)^{1/2} r \quad (2.2)$$

$$\psi = \frac{\Phi_g}{a_T^2} \quad (2.3)$$

$$\rho(r) = \rho_c \exp \left(-\frac{\Phi_g}{a_T^2} \right) \quad (2.4)$$

ここで、 a_T は等温音速 ($= \sqrt{p/\rho}$ 、 p はガス圧)、 ρ_c は中心密度、 G は重力定数、 Φ_g は重力ポテンシャルである。コア半径 R での Jeans 質量 M_J^R を以下のように定義する。

$$M_J^R \equiv \left(\frac{a_T}{\sqrt{G \rho_R}} \right)^3 \rho_R = \frac{a_T^4}{p_R^{1/2} G^{3/2}} \quad (2.5)$$

ここで、 ρ_R 、 p_R はそれぞれ半径 R での密度、圧力である。コア質量 M を M_J^R で無次元化したものを m とすると

$$m \equiv \frac{M}{M_J^R} = \left(4\pi \frac{\rho_c}{\rho_R} \right)^{-1/2} \left[\xi^2 \frac{d\psi}{d\xi} \right]_{\xi=\xi_R} \quad (2.6)$$

となる。式 (2.6) の微分方程式を解くことで等温ガス球の密度半径依存性が求まる。図 2.2 は Bonnor-Ebert Sphere の半径と密度の依存関係を示したものであり、横軸が半径の無次元量である ξ 、縦軸が中心密度で規格化した密度である。

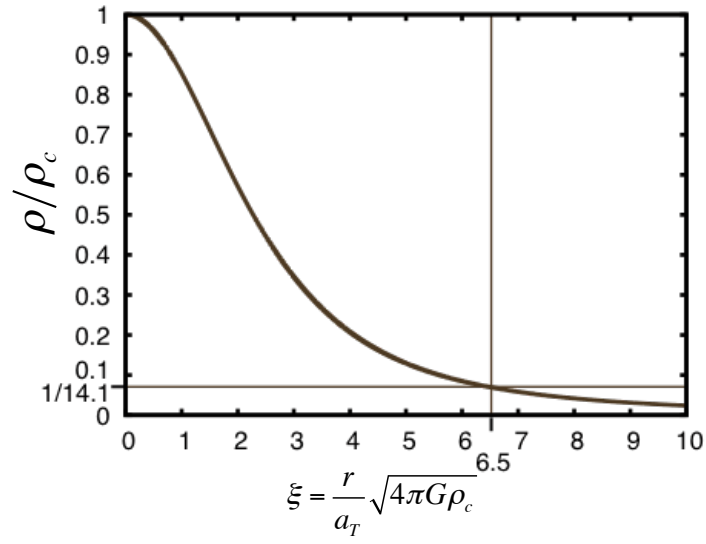


図 2.2: Bonner-Ebert Sphere での ξ と ρ の依存関係。[30]

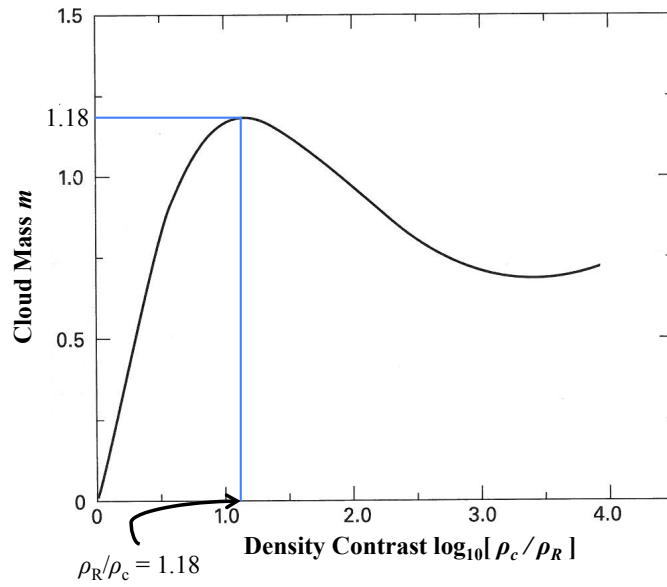


図 2.3: Bonner-Ebert Sphere での規格化質量 m と ρ の依存関係。[35]

図 2.3 に横軸を密度、縦軸に規格化した質量 m としたときの Bonnor-Ebert Sphere の関係を示す。この図の特徴として以下のことがわかる。

- $\rho_c/\rho_R = 1$ のとき $m = 0$
- $\rho_c/\rho_R \rightarrow \text{大}$ につれて $m \rightarrow \text{大}$
- $\rho_c/\rho_R = 14.3$ のとき、 $m_1 = 1.18$ なる極大を与える
- その後は $\rho_c/\rho_R \rightarrow \text{大}$ につれて m は振動
- $\rho_c/\rho_R \rightarrow \infty$ のときは $m_\infty = \sqrt{2/\pi}$ に収束

$\rho_c/\rho_R \leq 14.3$ のとき外圧 p_o が増加すると M_J^R が減少し、 m は増加する。このときコアは新たな平衡状態に移る。一方、 $\rho_c/\rho_R > 14.3$ であるとき M_J^R は減少し、 m も減少する。この状態ではコアの状態は不安定なものであり、現実には急激に collapse する。 $\rho_c/\rho_R = 14.3$ のときは $\xi_R = 6.5$ である。このときの ξ_R を $\xi_{\max}$ と呼び、コアの平衡・非平衡を議論する上で重要な指標となる。

2.1.3 First Core

星なしコアの重力収縮が進むと次第に中心が光学的に厚くなっていきコアが断熱的になる。この周囲が断熱状態で収縮を起こしているコアは First Core と呼ばれ、理論的に存在が予想されている (Larson, 1969; Masunaga & Inutsuka, 2000)。図 2.4 は、星なしコアから原始星へ進化する際の中心密度と温度の変化の関係を示している。星なしコアは等温収縮 ($\gamma = 1$) を起こすため、密度が上がっても温度は上がらない。星なしコアの中心が光学的に厚くなり、First Core となるとコアが断熱的となるため、収縮の際、密度が上がるに従って温度が $\gamma = 5/3 \sim 7/5$ で上がる。この First Core の中心温度が、水素分子の解離温度である 1800K を超えるとコアが断熱的でなくなりふたたび急激な重力収縮 (Second Collapse) を起こし原始星が誕生すると理論的に予想されている。

First Core はサイズが数 AU と小さく、密度は $10^{10}[\text{cm}^{-3}]$ と密度が高いコアであることが予想されている。また分子雲コアから星に至るまでのタイムスケールは $10^{6-7}[\text{yr}]$ であるのに対して、First Core として存在できる時間は $10^{3-4}[\text{yr}]$ と非常に短い。更に、First Core は電波や赤外線でも暗いため、理論的に予想されている一方で候補天体が 5 つ見つかったものの (Enoch et al., 2010; Chen et al., 2010; Dunham et al., 2011; Pezzuto et al., 2012; Chen et al., 2012)、確固たる検出例はまだない。First Core を実際に検出することは星形成のシナリオを完成させる上で非常に重要なことであり、現在 ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array) 等の高分解能干渉計での観測が進められている。

2.1.4 原始星の進化

Second Collapse 後に中心にできる原始星は核融合反応を起こさずに原始星自身の重力収縮で光る。この原始星の周りでは原始星への降着だけでなく分子流がみられるなど、非常に活動的な天体である。

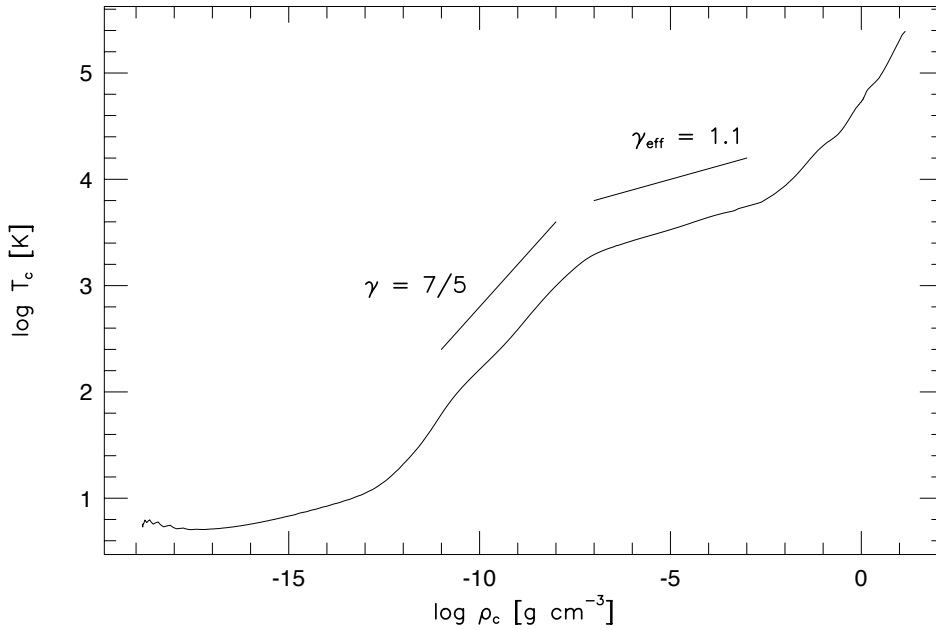


図 2.4: 星なしコアから First Core、Second Core へと進化する際の中心密度と温度の関係 (Matsunaga & Inutsuka, 2000)

波長 $2 \sim 20[\mu\text{m}]$ の波長に対する連続波のフラックスの傾きを $\alpha = d \log(\lambda F_\lambda) / d \log(\lambda)$ とするとき、原始星の分類 (Class) はその特徴的なスペクトルの傾きから定義されている [17][18] (Lada & Wilking, 1984, Lada 1987)。原始星初期段階からの進化段階を Class 毎に述べていく。また、分子雲コアから原始星に至る進化段階を図 2.5 に示す。

Class 0 遠赤外線で検出することができず、SED (Spectral Energy Distribution) は低温かつ一定温度のダスト放射と考えられる天体。原始星は周囲を取り巻いている数 $1000[\text{AU}]$ スケールのガスやダスト (エンベロープ) に完全に埋もれていると考えられており、中心星からの放射の寄与はない。

Class I Class 0 原始星の後の段階で、 $\alpha > 0$ で特徴付けられる赤外線放射を観測できる。典型的な年齢は $t \sim 1 - 2 \times 10^5 [\text{yr}]$ であり、原始星とエンベロープの総質量は数十 M_{sun} 程度である。質量降着による放射も観測される。

Class II Class II 原始星は T-タウリ型星と呼ばれ、可視光でも観測が可能である。T-タウリ型星の質量は $0.2 - 2 M_{\text{sun}}$ で、光度は $0.1 - 20 L_{\text{sun}}$ である。その SED は $-1.5 < \alpha < 0$ で特徴付けられている。周囲のエンベロープは散逸し、星周円盤として存在する。

Class III 前主系列星としての最終段階は Class III と呼ばれる。SED は $\alpha < -1.5$ で特徴付けられている。可視光で観測できるが、T-タウリ型星よりもその光度は低い。周囲を取り囲んでいたエンベロープは完全に散逸し、星周円盤の残骸が残る。

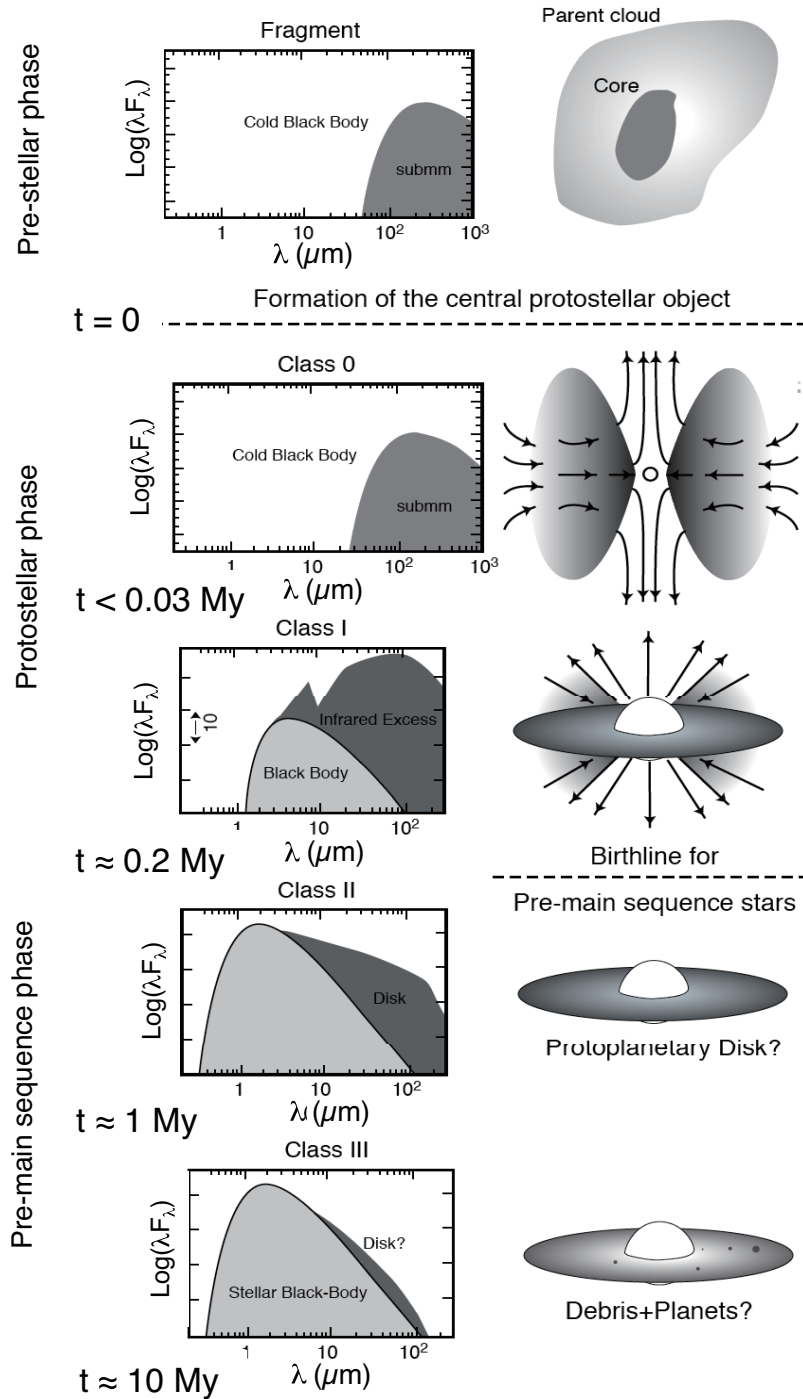


図 2.5: 星なしコアから Class 0-III までの進化モデル及び SED[10](Dauphas & Chaussidon, 2011)。

2.2 研究目的

本研究の目的は、分子雲コアから First Core への過渡期に当たると期待されるコアについて電波観測を行い、検出例のない First Core 研究へのアプローチを図ることである。そのためには、まず重力収縮直前段階にある星なしコアを選定し、実際に観測を行い、温度・密度といったパラメータを導出することが必要である。天体の選定については 4 章で詳しく述べる。今回我々は野辺山 45m 電波望遠鏡を用いて分子雲コアに対し電波輝線観測を行った。45m 鏡は空間・周波数分解能ともに世界一の性能を誇り、分子雲コア内の物理量の空間分布を調査することに適している。分子雲コアは周囲の温度、圧力や磁場、初期密度などの初期条件によって物理量の個体差が大きいため、内部の物理状態や進化段階を記述するためには個々のコアに対して物理量を抽出する必要がある。コアに対して様々な分子輝線で電波輝線観測を行うことにより、内部の温度・密度といった重要な物理量を求めることができ、コアの進化に対する制限をつけることができる。

第3章 野辺山 45m 電波望遠鏡

この章では電波望遠鏡の仕組みについて、45m 観測マニュアル [32] をもとに野辺山 45m 電波望遠鏡を例にして説明する。



図 3.1: 野辺山 45m 電波望遠鏡全体図 (国立天文台提供)。

3.1 観測装置

3.1.1 受信機

現在 45m 望遠鏡には 20GHz から 116GHz までの周波数帯域が観測可能なように 8 台の受信機が設置されており (2014 年 1 月現在)、目的にあった周波数帯域の受信機を選択して観測を行う。

受信機は扱う周波数によって 2 種類に分けられる。

ヘムト型受信機 受信した電波 (Radio Frequency, RF) を直接増幅するもの

ヘテロダイン型受信機 非線形回路 (ミクサ) によって周波数変換して取り扱いのしやすい低い周波数 (中間周波数; Intermediate Frequency, IF) に変換したのち増幅するもの

である。

100GHz 以上の高い周波数では直接増幅できる低雑音のアンプを作ることは困難であるので、ヘテロダイン方式のような極低温 ($\sim 4\text{K}$) に冷却した SIS ミクサを用いて周波数変換を行う必要がある。以下、受信機としてヘテロダイン方式を扱う。

アンテナからきた RF 信号はホーンを通過して、アンプやミクサを冷却するためのデュワーに導かれる。ホーンで集められた RF 信号は反射による定在波 (スタンディング) 発生防止のためにアイソレータを通り、取り扱いのしやすい低い周波数にするため、局部発振信号 (Local Oscillator frequency, LO) と一緒にミクサへと導入される。ミクサで 1 次 IF 信号 ($8.8\sim 10.8\text{GHz}$) に周波数変換された信号は、さらに冷却されたアイソレータとアンプを通り増幅され、デュワーの外に出てくる。デュワーの外で更にミクサを通り、2 次 IF 信号 ($5\sim 7\text{GHz}$) に周波数変換され、アイソレータ、アンプを通る。その後観測棟に伝送され分光計へと進んで行く。

3.1.2 分光計

天体からのスペクトルを得るためには、電磁波を周波数ごとに細かく分割し、各周波数ごとの強度 (パワースペクトル) を測定しなければならない。電波観測の場合は、フィルターバンク型分光計、自己相関型分光計、音響光学型分光計などが用いられている。

音響光学型分光計 (AOS)

野辺山 45m 電波望遠鏡では、AOS が合計 26 台稼働している。分子雲などのように内部の速度構造を詳細に調べるような観測に適した、帯域幅が狭く、周波数分解能が高い分光計 (AOS-H) が 16 台、系外銀河のように輝線幅の広い天体を観測するのに適した分光系 (AOS-W) が 9 台、そして更に輝線幅の広い銀河の観測や高い周波数での観測用に開発されている分光計 (AOS-U) が 1 台ある。

AOS の特徴は、帯域幅とチャンネル数を広くとれることである。そのため、ミリ波のように周波数の高い電波の観測や、分子輝線のように高い周波数分解能を必要とする観測に適している。

天体からの電磁波は、先に述べたように中間周波数 (IF) へと変換される。この IF 信号は増幅された後、音響光学型分光素子に入力される。素子の入力部には圧電素子と呼ばれる素子が付けられており、ピエゾ効果によって電気信号が機械信号、すなわち超音波に変換される。超音波はニオブ酸リチウム (LiNbO_3)、二酸化テルル (TeO_2)、ガリウムリン (GaP) などの結晶からなる超音波媒質中を疎密波として進み、吸収材に吸収される。結晶中に粗密波が伝播している場合、平行な単色レーザー光を入射すると、疎密パターンによってレーザー光は回折される。この疎密波のパターンは電波のフーリエ成分の情報が反映されており、天体からの電波スペクトルが空間的に分布したレーザー光のパワースペクトルとして観測される。レーザー光の検出には CCD (電荷結合素子) が用いられる。

超音波による回折に関しては、図 3.2 に示すように Bragg の回折条件

$$2\Lambda \sin \frac{\theta}{2} = m\lambda \quad (3.1)$$

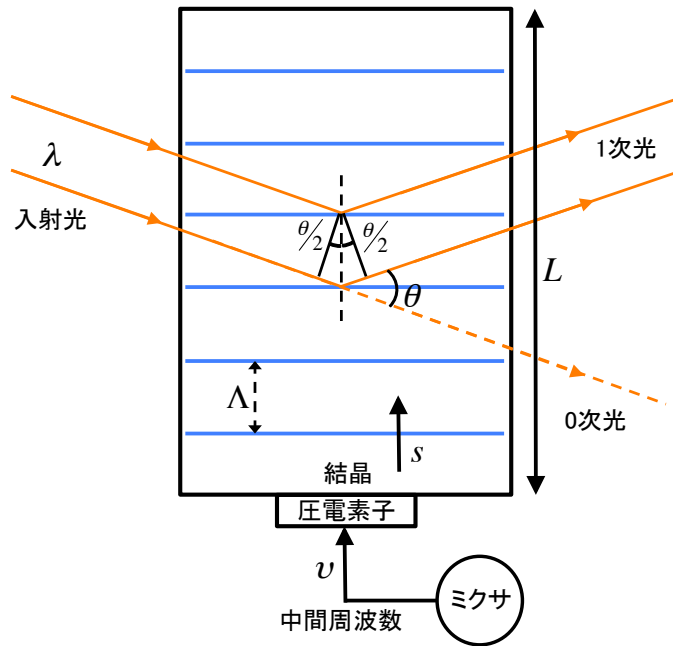


図 3.2: 音響光学素子での Bragg 回折。

が満たされる。ここで、 Λ は結晶中の超音波の波長、 λ はレーザー光の波長である。1 次光 ($m = 1$) の場合は、

$$\theta \approx \frac{\lambda}{\Lambda} = \frac{\nu\lambda}{s} \quad (3.2)$$

となる。ここで ν は中間周波数、 s は超音波の音速である。よって、振動数の変位に対する偏向角の変位は、

$$\delta\theta = \frac{\lambda}{s} \delta\nu \quad (3.3)$$

となる。一方、最も長い超音波の波長は結晶の長さ L なので、分解可能な角度幅は、式 (3.1) から

$$2L \sin \frac{\delta\theta}{2} = \lambda \quad (3.4)$$

となり、これより

$$\delta\theta = \frac{\lambda}{L} \quad (3.5)$$

を得る。結局、式 (3.3)、(3.5) から、周波数分解能は

$$\delta\theta = \frac{s}{L} \quad (3.6)$$

となる。つまり、AOS の周波数分解能の値 $\delta\nu$ は超音波の音速に比例し、結晶の長さに反比例する。回折された m 次光は、

$$\frac{m\lambda}{s}(\nu_c - \Delta\nu) \leq \theta_m \leq \frac{m\lambda}{s}(\nu_c + \Delta\nu) \quad (3.7)$$

の拡がりをもつ。ここで ν_c は、中間周波数の中心周波数である。スペクトルを正しく得るためには、1 次光と 2 次光が重なってはいけなないので、以下の条件式が成り立つ。

$$\frac{\lambda}{s}(\nu_c + \Delta\nu) < \frac{2\lambda}{s}(\nu_c - \Delta\nu) \quad (3.8)$$

よって、AOS の周波数帯域幅 BW_ν は

$$BW_\nu = 2\Delta\nu < \frac{2}{3}\nu_c \quad (3.9)$$

となる。このように、帯域幅は中間周波数で規定される。速度帯域幅 BW_{Velocity} は

$$BW_{\text{Velocity}} = \frac{BW_\nu}{\nu}c \quad (3.10)$$

となる。つまり、観測周波数が高いほど、分光計の速度帯域幅は狭くなる。

45m 望遠鏡に備わっている AOS は、AOS-H が 40 MHz 幅、AOS-W が 250 MHz 幅、AOS-U が 500 MHz 幅で、いずれも 2048 チャンネルの検出器を用いている。AOS は周辺の温度変化や空気の流れ、振動などに対して弱いために、温度変化が $\pm 1^\circ\text{C}$ に保たれた暗室中の光学定盤上に設置されている。

デジタル分光計

AOS は音響光学素子の個体差が比較的大きく、調整等も必要なため 45m 望遠鏡グループでは性能のばらつきが殆どなく、調整も不要なデジタル分光計を開発した。

デジタル分光計の場合、中間周波数信号は A/D 変換機でサンプルされ、デジタル化される。この時系列デジタルデータに対して、自己相関を求めるために開発された LSI(大規模集積回路) で自己相関を取り、その後フーリエ変換をしてスペクトルを得る。デジタル分光計は周囲の環境変化に関係なく、非常に安定して動作する。

時刻 t における電圧 $V(t)$ と時間 τ だけ遅れた時刻 $t + \tau$ (τ をラグと呼ぶ) における電圧 $V(t + \tau)$ の積から得られる自己相関関数は

$$C(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} V(t)V(t + \tau)dt \quad (3.11)$$

で表されるが、これをフーリエ変換することでパワースペクトル

$$P(\nu) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} C(\tau)e^{-2\pi i\nu\tau}d\tau \quad (3.12)$$

を得る。この自己相関関数とパワースペクトルとがお互いにフーリエ変換の関係にあることを Wiener-Khintchine の定理と呼ぶ。

3.2 天体の追尾

天体追尾 (トラッキング) の精度は 45m での観測の場合、観測周波数でのビームサイズを考慮すると約 3 秒角が求められる。この精度で追尾するためには、以下の修正を行う必要がある。

3.2.1 位置の追尾

器差

電波望遠鏡では、ビーム幅 (望遠鏡がみている天空の領域の大きさ) の数分の 1 以内という高い指向精度が求められる。例えば、45m 鏡で波長 2.6mm の一酸化炭素輝線を観測する場合ビーム半値幅は 14 秒角なので、3 秒角程度以上の指向精度が必要となる。そこで、45m 鏡ではマスターコリメーターという機器を用いる方法を導入している。これは、電波望遠鏡の中心に独立した基礎から立ち上げたタワーを設け、コンピュータ駆動する高精度の小型望遠鏡を搭載、これを光ビームでリンクすることで主鏡を追尾させるものである。この結果、45m 鏡の追従誤差は ± 0.5 秒角となっている。

地球回転

地球回転 (自転) 速度の変化を予測したデータを用いて、天体位置計算の誤差情報をファイルにして蓄積している。これをタイムファイルと呼んでいる。観測システムはこれを読んで、その瞬間のアンテナの向きに応じた指向修正を行う。

気象

仰角の補正に及ぼす気象の影響は 45m による高周波電波観測では無視することができない。B.R.Been(Proc.IRE Vol.50,1962) によるとマイクロ波の場合、アンテナの仰角を E_l とすると天頂角 $z(90^\circ - E_l)$ での仰角の補正項は

$$\Delta E_l = N \cdot 10^{-6} (1 - 0.0011 \cdot \tan^2 z) \cdot \tan z \quad (3.13)$$

となる。ここで、修正屈折率 N は

$$N = \frac{77.6}{T} P + \frac{3.73 \times 10^5}{T^2} P_w \quad (3.14)$$

である。ここで、 T は気温の絶対温度 (K)、 P は気圧 (hPa)、 P_w は水蒸気圧 (hPa) である。

野辺山の気象観測から計算した仰角の補正量は、仰角 15° の場合およそ 200" である。45m で 43GHz の観測を行う場合その視野 (HPBW:Half-Power Beam Width) は約 42" であるので、リアルタイムでアンテナの駆動に対して補正しないと、望遠鏡の視野内に天体を導入できず、ポインティング観測を行うことができない。45m 気象観測システムは観測棟に隣接された気象タワーに設置したセンサーからのデータを取り込み、ファイルとして随時蓄積している。観測システムはこれを読んで、その気象状況から修正値を計算して指向修正を行っている。

3.2.2 周波数の追尾

観測システムは観測天体に対する 45m 望遠鏡の視線速度 (地球の自転・公転速度を考慮) を計算し、更にその速度による受信周波数の変化 (ドップラーシフト) を計算し、常に目的の周波数で観測が続けられるように周波数追尾 (周波数トラッキング) を行っている。我々から遠ざかる天体から出された周波数 (ν_0) の電波を観測したとき、ドップラー効果によって周波数が ν になったとする。天体が遠ざかる速度を V_{rad} とすると、相対論的效果が無視できる場合は $\nu = \nu_0(1 - V_{\text{rad}}/c)$ となる。ここで c は光速である。

3.3 観測手法

この節では電波望遠鏡を用いた実際の観測手法について述べる。

3.3.1 Chopper Wheel 法によるキャリブレーション

地上のアンテナで天体を観測した場合、地球大気の光学的厚みによる天体からの放射への影響は無視することができない。ここでは、大気の光学的厚み τ がわからなくても大気による吸収の補正を行うことができる手法である Chopper Wheel 法について述べる。

電波強度のスケール

温度 T の黒体からの電波強度はプランクの放射の式から

$$I_\nu(T)d\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} d\nu \quad [\text{erg}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{str}^{-1}] \quad (3.15)$$

ここで $h\nu \ll kT$ とすると

$$I_\nu(T) \approx \frac{2kT}{c^2} \nu^2 \propto T \quad (3.16)$$

となる。上式より電波の強度は温度に比例するので、対応する黒体の温度で表すことができる。

大気の吸収の補正

アンテナを天体に向けた時のアンテナ温度 T_A は、天体からの放射強度を (3.16) 式を用いて温度換算したものを T_{source} 、大気からの放射を T_{atm} 、大気の光学的厚みを τ とすると

$$T_A = T_{\text{source}}e^{-\tau} + T_{\text{atm}}(1 - e^{-\tau}) \quad (3.17)$$

となる。大気の τ がわからなければ、 T_{source} を求めることができない。ここで、図 3.3、3.4 のようにアンテナを天体に向けたとき (ON 点) の出力を $W_{\text{ON}}[\text{Watt}]$ とすると G を定数として

$$W_{\text{ON}} = G \{T_{\text{source}}e^{-\tau} + T_{\text{atm}}(1 - e^{-\tau})\} \quad (3.18)$$

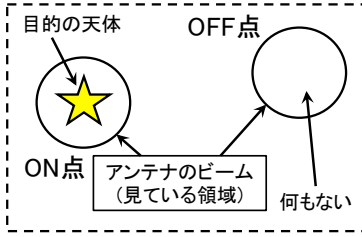


図 3.3: アンテナで ON 点と OFF 点を観測した場合の概念図。

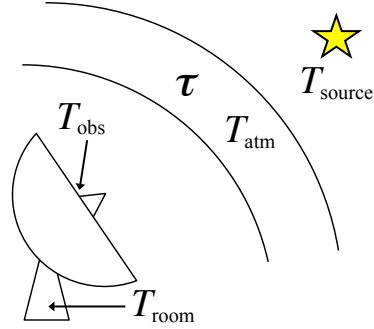


図 3.4: アンテナと大気、観測天体の温度。

放射のない領域 (OFF 点) を見たときは

$$W_{\text{OFF}} = GT_{\text{atm}} (1 - e^{-\tau}) \quad (3.19)$$

電波吸収体 (黒体) に向けたときの出力は、黒体の温度を T_{room} とすると

$$W_{\text{R}} = GT_{\text{room}} \quad (3.20)$$

となる。それぞれを用いて

$$\frac{W_{\text{ON}} - W_{\text{OFF}}}{W_{\text{R}} - W_{\text{OFF}}} = \frac{T_{\text{source}} e^{-\tau}}{T_{\text{room}} - T_{\text{atm}} (1 - e^{-\tau})} \quad (3.21)$$

ここで $T_{\text{atm}} = T_{\text{room}}$ を仮定すると

$$T_{\text{source}} = \frac{W_{\text{ON}} - W_{\text{OFF}}}{W_{\text{R}} - W_{\text{OFF}}} \times T_{\text{room}} \quad (3.22)$$

となる。(3.22) 式より、大気の τ がわからなくても、 T_{source} を求めることができる。

3.3.2 Pointing 観測による位置補正

観測前には必ずアンテナの指向性のチェックを行う。電波望遠鏡の場合、5 点法と呼ばれる方法がよく用いられる。この方法では、位置が精度よく求められている点状電波源 (晩期型星など) にアンテナを向け、方位角及び仰角方向に図 3.5、3.6 に示すように、ビームサイズのおよそ半分の間隔で方位角と仰角それぞれに対して 3 点の強度を測定し、その結果をガウス関数でフィッティングしてピーク位置を求める。アンテナが正しい方向を向いていれば、中心にピークがくるはずである。ポインティングがずれている場合、測定で得られたズレの分だけアンテナ位置の補正を加え、ピークが中心にくるように修正する。

3.3.3 OTF(On-The-Fly) 観測

ここでは、野辺山 45m 電波望遠鏡の On-The-Fly(OTF) 観測システムについて解説する。OTF 観測とは、観測領域を連続的にスキャンしながら短い時間間隔 (45m 鏡では $0.1 \times N[\text{s}]$ 間隔、今回

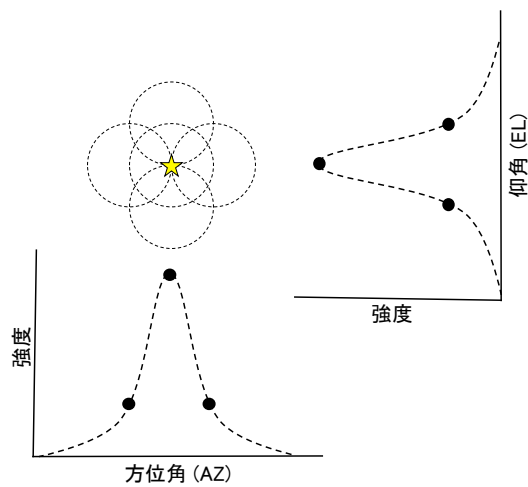


図 3.5: ポインティングが合っているとき。

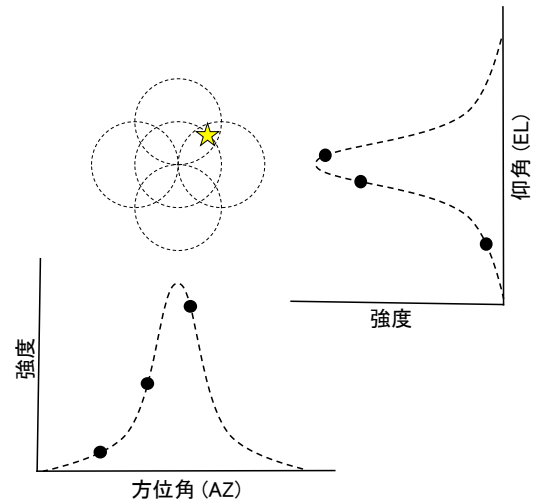


図 3.6: ポインティングがずれているとき。

は $N = 1$) でデータを取得していくマッピング観測の手法である。通常のポジションスイッチ観測と比較して、以下のような利点がある。ビームに比べて十分広い領域を掃く場合に特に効果がある。

- 望遠鏡の方角切り替え移動時間 (dead time) が減り、観測効率が向上する
- マップ全体を短時間で掃けるため、その間のシステムの変動 (大気の状態、ポインティング) が少ない
- Nyquist レート (ここではビーム HPBW) より細かくデータを取得するため、空間情報を失わない

OTF 観測におけるスキャンパターンの概念図を図 3.7 に示す。図中の「ON-source」とある灰色の領域が本観測 (スキャンと呼ぶ) で、この間アンテナは一定速度 v_{scan} (今回の観測では $v_{\text{scan}} = 6.0 [^{\circ}/\text{sec}]$) で駆動する。スキャン中にアンテナが目的の方向を向き、スキャン速度が一定になるように、各スキャンの前に助走 (approach) が入る。スキャンとスキャンの間に OFF 点が入らない今回の観測では、スキャン終了点から approach 開始点への移動 (transit) が入る。通常のポジションスイッチ観測と同様に、観測の最初、および観測の適当なタイミングに Chopper-Wheel キャリブレーションデータを取得し、定期的に受信機の較正をする必要がある。

観測結果として、Nyquist レートより細かい間隔で取得されたデータ点によってマップ領域が埋め尽くされる。図 3.7 は水平方向のスキャンパターンを示したが、垂直方向にも同様にスキャンを行う。OTF 観測によって天体からの信号は 0.1 秒間隔で生データとして取り込まれるが、そのままでは統計的に意味のある情報は得られないため正方格子状にグリidding する必要がある。グリiddingを行う際には隣り合う観測点との整合を図るために Spheroidal 関数 [25] との畳み込みをする。Spheroidal 関数は半値幅が狭いことや、ガウシアン等と比べてフーリエ変換後のサイドローブの変化が少ないことから OTF 観測ではよく使用される。実際の観測データでは

サイドバンド分離比

受信した天体の周波数 ν_{RF} は局部発振器周波数 ν_{LO} とミキサでミキシングされ、中間周波数 ν_{IF} となる。これらには以下の関係がある。

$$\nu_{\text{RF}} = \nu_{\text{LO}} \pm \nu_{\text{IF}} \quad (3.26)$$

この式から受信機はそのままでは ν_{LO} に対して $\pm\nu_{\text{IF}}$ となる 2 つの周波数帯 (サイドバンド) において感度があることがわかる。 $\nu_{\text{LO}} + \nu_{\text{IF}}$ であるものを Upper Side Band(USB)、 $\nu_{\text{LO}} - \nu_{\text{IF}}$ であるものを Lower Side Band(LSB) と呼ぶ。両方のサイドバンドで感度があり、どちらに入力された信号であっても中間周波数 (IF) への変換効率に差がない場合は Double Side Band(DSB) と呼ぶ。また、USB と LSB のどちらかを選んで受信する方式を Single Side Band(SSB) と呼ぶ。

DSB ミキサが初段に来る場合は、Y-factor 法で DSB での雑音温度 $T_{\text{RX,DSB}}$ が測定される。この DSB で測定した温度から SSB での雑音温度 $T_{\text{RX,SSB}}$ を導くと以下ようになる。

$$T_{\text{RX,SSB}} = 2T_{\text{RX,DSB}} \quad (3.27)$$

これは電波吸収体などの較正のための信号は両サイドバンドに入力されるが、目的の天体からの信号は片方のサイドバンドにしか入力されないためである。IF への変換効率に差がある場合、サイドバンドへの信号の IF への変換比 $R[\text{dB}]$ はサイドバンド分離比と呼ばれ、

$$T_{\text{RX,SSB}} = \left(1 + \frac{1}{R}\right) T_{\text{RX,DSB}} \quad (3.28)$$

となる。

第4章 観測天体 Bok-Globule FeSt 1-457

星形成の理解にとって重要な First Core を観測的に調査するには、重力収縮直前段階にあるコアを選定する必要がある。分子雲コアは一般に低温である為、低温物質を直接観測可能な電波観測が有効である。また、母体分子雲からの放射の入り込みを防ぎ、分子雲コアのみを観測する為には、分子雲から孤立したコア (Bok-Globule) を観測する事が望ましい。

FeSt 1-457 は太陽系からの距離が 160[pc] で、比較的近傍に存在する暗黒星雲の一つである。コンパクトで密度が高く、周囲に分子雲を付随しない Bok-Globule である。また比較的球対称な構造をしていることからモデリングがしやすく、低温・高密度なコアのひとつとして盛んに研究が行われている。

表 4.1: FeSt 1-457 の基本情報。

半径 [AU]	距離 [pc]	RA(J2000)	Dec(J2000)
8000	160	$17^h 35^m 47^s$	$-25^\circ 32' 53''$

4.1 FeSt 1-457 に対する赤外線観測

Kandori et al.(2005)[15] は FeSt 1-457 について、南アフリカ赤外線天体観測所 (IRSF) に設置されている口径 1.4m の望遠鏡と近赤外線 3 色カメラ SIRIUS を用いて、 J 、 H 、 K_s バンドについて観測を行った。その結果、図 4.1 に示す画像が得られた。図 4.1 をみると、画像の中心に向かうに従って近赤外線で確認できる星の数が減少していく構造があることがわかる。Kandori et al.(2005) はこの近赤外線の減少構造を、コアを構成するダストによる背景光の減光の結果であると考え、減光量から半径方向のダストの密度分布を見積もった。

4.1.1 FeSt 1-457 に対する Bonnor-Ebert Sphere フィッティング

図 4.2 は減光マップ (A_v マップ) と呼ばれるものであり、背景光の減光を定量的に示した図である。グレースケールは減光度であり、FeSt1-457 は中心部で近赤外線の J 、 H 、 K_s バンドで 40 等もの減光を起こしていることがわかる。減光量を柱密度に焼き直し、半径方向にプロットしたものが図 4.3 である。2.1.2 項に示した Bonnor-Ebert Sphere モデルを用いて、この柱密度分布に対してフィッティングを行った結果が図 4.3 の実線である。FeSt 1-457 は中心柱密度 $N_c(\text{H}_2)$ が $N_c(\text{H}_2) \approx 10^{22}[\text{cm}^{-2}]$ と非常に高く、また外縁部との密度コントラストも大きいことから、Bonnor-Ebert Sphere フィットの結果 $\xi_{\max} = 12.6$ という極めて重力的に不安定な状態にあることがわかった。

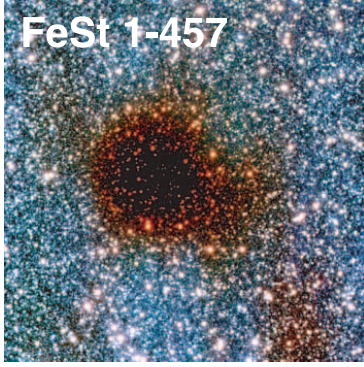


図 4.1: SIRIUS を用いて得られた FeSt 1-457 近赤外線マップ。 J は青色、 H は緑色、 K_s は赤色でそれぞれ表す。(Kandori et al., 2005)

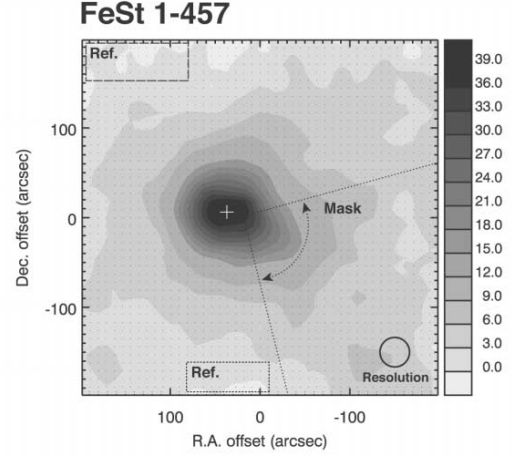


図 4.2: FeSt 1-457 の A_v マップ。破線で囲まれた範囲は減光されていないと仮定できるリファレンスフィールド。点線で囲まれた範囲は柱密度の導出から除外した領域である。

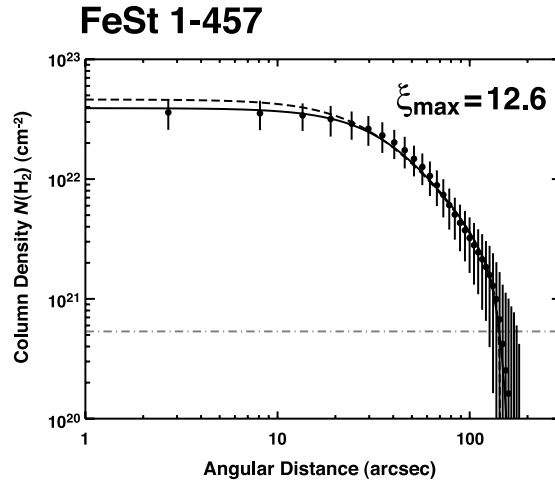


図 4.3: FeSt 1-457 に対する半径方向の柱密度分布。4.5" ごとに円環領域を作成し、その平均値をプロットした。実線は Bonnor-Ebert Sphere のベストフィット関数。破線はアンテナビームパターンを畳み込む前の Bonnor-Ebert Sphere のベストフィット関数。灰色の破線はリファレンスフィールドから導出した柱密度の標準偏差。

4.1.2 星なしコア

Kandori et al.(2005) による赤外線観測の結果、コア中心には放射はみられなかった。また $\text{N}_2\text{H}^+(J = 1 - 0)$ によるダストコア中心一点観測から励起温度を見積もった結果、 $\sim 6[\text{K}]$ と低温であったことから FeSt 1-457 の中心には原始星はまだ形成されていないことがわかった。以上より、FeSt 1-457 は低温かつ非常に高密度な Bok-Globule であり、更に重力不安定な状態にあり、重力収縮直前のコアを調査するために最適なサンプルであると推定された。

Kandori et al.(2005) によってコア中心における $\text{N}_2\text{H}^+(J = 1 - 0)$ 輝線の 1 点観測が行われているがコア全体の線幅が求められているわけではない。またコア全体の広がりも分子輝線からは抑えられていない。コア内部の運動状態、温度・密度といった物理量を調査するためには分子輝線によるマッピング観測が必要である。

第5章 観測輝線 N_2H^+ ($J=1-0$)

今回我々は Bok-Globule FeSt1-457 に対して 9 種の分子輝線観測を行った (6 章参照)。ここでは、観測分子である N_2H^+ について述べる。 N_2H^+ は星間空間で検出された最初の分子のひとつである (Thaddeus & Turner, 1975)。 N_2H^+ からの $J = 1 - 0$ 輝線は暗黒星雲や星形成領域で広く観測が行われており、ガス内の物理状態を見積もる上で重要な情報を有している。また N_2H^+ は高密度コアを構成する主要なイオンのひとつであり、ガス中の化学進化を駆動する要因となる。

5.1 N_2H^+ 分子の生成・破壊過程

N_2H^+ はそのほとんどが高密度コア内で検出され、他の多くの窒素を含む分子と比べてもその存在量は同程度である [22](Prasad S. S., et al., 1980)。 N_2 についても同様に、ダイポールモーメントをもたず回転遷移放射を出さない N_2 に代わり窒素原子の存在量を求める手段としても用いられる。

N_2H^+ 分子の主な生成過程を表 5.1、破壊過程を表 5.2 に示す。窒素と水素の単原子分子 (イオン) 同士の反応であり、典型的な分子雲内で比較的早い時間 ("early time", $3.16 \times 10^5[\text{yr}]$)、 $< 20[\text{K}]$ で生成される。他にも反応は多数存在するが、 N_2H^+ の存在度に影響するのは下記の 6 つが主である [20](Millar T. J., et al., 1997)。 N_2H^+ は分子雲内の窒素分子を含む他分子の化学組成 (N_2^+ 、 N_2 、 H_2 、 O 、 CO 、 OH^+ 、 HCO^+ 、 NH) に対して主要な影響を持つことがわかる。

表 5.1: N_2H^+ の主な生成過程

Reactant1	Reactant2	Product1	product2	Relative Rate
H_2	N_2^+	N_2H^+	H	1.0
H_3^+	N_2	N_2H^+	H_2	9.1

表 5.2: N_2H^+ の主な破壊過程

Reactant1	Reactant2	Product1	product2	Relative Rate
N_2H^+	O	N_2	OH^+	1.0
N_2H^+	CO	N_2	HCO^+	3.2
N_2H^+	e^-	N_2	H	2.8
N_2H^+	e^-	NH	N	3.7

5.2 Depletion

低温高密度コア内では多くの分子がダストに吸着されることによって凍り付き、みかけの存在量が低下すると言われている。この現象を depletion という。 $n(\text{H}_2) = 10^3 [\text{cm}^{-3}]$ の密度の分子雲をトレースする分子として広く観測されているものに $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ がある。 ^{12}CO は H_2 との存在度比が $\sim 10^{-4}$ と言われている [28](van Dishoeck, E. F., 1992) 比較的強い放射が観測できるので分子雲の探査に向いている。その一方で、 ^{12}CO は高密度コア内では depletion によって存在量が低下し、コア内部の物理状態をトレースすることはできない。

CO が凍結すると表 5.2 の上から二番目による N_2H^+ の破壊が抑制される。また $\text{H}_2^+ + \text{CO} \rightarrow \text{HCO}^+ + \text{H}_2$ による H_3^+ の存在度低下の抑制により N_2H^+ の生成効率が向上すると言われている [23](Qi et al., 2013)。 N_2H^+ は揮発性が高く、depletion の閾値は $10^{4-5} [\text{cm}^{-3}]$ と高いため [2](Bergin et al., 2002) 高密度コア中央部のトレーサーとしてよく用いられている。

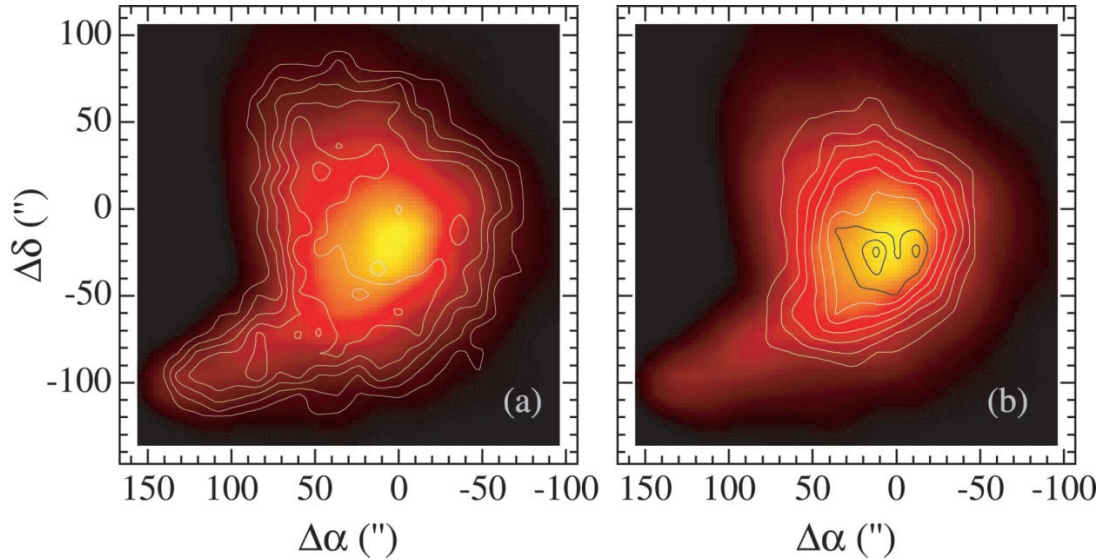


図 5.1: 分子雲コア B68 に対する赤外線の減光マップ (赤) 上に輝線強度コントアを重ねた図。コア中心部で 30 等の減光をしている。(a) $\text{C}^{18}\text{O}(J = 1 - 0)$ 輝線の $0.1 [\text{K} \cdot \text{km/s}]$ 刻みのコントア、(b) $\text{N}_2\text{H}^+(J = 1 - 0)$ 輝線の $0.2 [\text{K} \cdot \text{km/s}]$ 刻みのコントア。(Bergin et al., 2002)

5.3 超微細構造 (Hyperfine Structure)

分子や原子を構成する原子核が核スピンをもつ場合には、核スピンによりエネルギー準位が分裂する。これは超微細構造 (Hyperfine Structure) と呼ばれ、磁気超微細構造と四重極超微細構造がある。中性水素の 21cm 線のような原子では核スピンと電子スピンの磁気双極子相互作用に伴う超微細構造がみられるが、多くの分子の場合、電子は電子対を構成し電子の磁気モーメントの総和はゼロとなっていることが多い。窒素原子 ^{14}N は核スピン $I = 1$ で比較的大きな四重極モー

メントをもつため、 N_2H^+ をはじめとした HCN 、 HC_3N 、 NH_3 などの線スペクトルでは四重極微細構造が観測される。核スピンの角運動量を I とおくと、核を含めた全角運動量 F は分子の回転の角運動量 J に核スピン運動量を加えた $F = J + I$ となり、 N_2H^+ のような線形分子の場合のエネルギー準位は

$$E_Q = \frac{-eqQ}{2I(2I-1)(2J-1)(2J+3)} \left[\frac{3}{4}C(C+1) - I(I+1)J(J+1) \right] \quad (5.1)$$

で与えられる。ただし、 $C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$ であり、 eqQ は四重極結合定数と呼ばれる。超微細構造の遷移則は $\Delta F = \pm 1, 0$ 、 $\Delta J = \pm 1, 0$ 、 $\Delta I = 0$ である。

$\text{N}_2\text{H}^+(J = 1 - 0)$ の微細構造

N_2H^+ の場合、角運動量の量子数は J 、 F_1 、 F で表される。 J は分子回転の角運動量で、 I_1 を外側、 I_2 を内側の窒素原子の核スピン運動量とする。すると、 $F_1 = J + I_1$ 、 $F = F_1 + I_2$ となる。このときの $J = 1 - 0$ 遷移が放射する輝線の周波数と相対強度を表 5.3 に示す [16] (Keto E. & Rybicki G., 2010)。各微細構造線の強度比から、高密度コア内の光学的厚みと励起温度を N_2H^+ 単体で導出することができる (Appendix C 参照)。

表 5.3: $\text{N}_2\text{H}^+(J = 1 - 0)$ 輝線のパラメータ。 (Keto E. & Rybicki G., 2010)

Line Label($JF_1F - J'F_1'F'$)	Frequency[MHz]	Relative Line Strength
110-011	93171.6086	1
112-012	93171.9054	5
111-010	93172.0403	3
122-011	93173.4675	5
123-012	93173.7643	7
121-011	93173.9546	3
101-012	93176.2527	3

第6章 観測とデータリダクション

この章では実際に野辺山 45m 電波望遠鏡を用いた観測概要とその手法、観測結果について述べる。また、観測によって得られたデータから物理量を導出するためにはデータリダクションが必要である。実際の観測データから物理量を導出することのできるデータまでの解析の流れも併せて述べていく。

6.1 観測概要

我々は野辺山 45m 電波望遠鏡を用いて FeSt1-457 について OTF 観測を行った。観測日は 2013 年 2 月 4 日から 2 月 9 日であり、 N_2H^+ 輝線については 2 月 5 日に実施し、総観測時間は約 160 分である。典型的なシステム雑音温度は $T_{\text{sys}} \approx 200[\text{K}]$ であった。 N_2H^+ 輝線については $3' \times 3'$ の正方形の観測領域について X 方向 (Azimuth 方向) で 3 枚、Y 方向 (Elevation) で 1 枚のマップが取得できた。主な観測パラメータ、観測分子輝線は以下の通りである。

表 6.1: N_2H^+ 輝線観測の際の主なパラメータ。

観測日	2013 年 2 月 5 日
観測時間	160 分
中心周波数	93.173480[GHz]
実効的ビームサイズ (HPBW)@110GHz	19.3["]
OTF 観測のグリッド	5["]
周波数分解能	15.26[kHz](速度分解能は 0.05[km/s])
帯域幅	63[MHz]
T_{sys}	$\approx 200[\text{K}]$
ポインティング精度 ($d\text{AZ}$, $d\text{EL}$)	$(-1.20 \pm 3.54["], -4.90 \pm 3.54["])$
Y-factor	3 ~ 4[dB]
サイドバンド分離比	$R > 10[\text{dB}]$

FeSt 1-457 は TZ1 受信機、デジタル分光計 SAM45 を組み合わせて観測した。ポインティング天体は H40 受信機と AOS-H を用いた。ポインティング観測に使用した天体・輝線は晩期型星 VX-Sgr、 SiO メーザー ($J = 1 - 0$; 43.42376[GHz]) である。ポインティング誤差は野辺山 45m 鏡の典型的な値 ($d\text{AZ}$, $d\text{EL}$) = $\pm 5["]$ 以内であった。

表 6.2: OTF 観測を行った分子輝線。

Molecule	Transition	Frequency[GHz]
HCO ⁺	J = 1 - 0	89.188526
HCN	J = 1 - 0	88.631847
HNC	J = 1 - 0	90.663564
H ¹³ CO ⁺	J = 1 - 0	86.754288
H ¹³ CN	J = 1 - 0	86.340176
HN ¹³ C	J = 1 - 0	87.090859
N ₂ H ⁺	J = 1 - 0	93.17348
CH ₃ OH	8(0,8)-7(1,7) A++	95.196516
CH ₃ OH	3(1,3)-4(0,4) A++	107.01377

6.1.1 観測手順

図 6.1 に示したように、今回の観測手順は次の通りである。

- 本観測とは異なる周波数の観測をしなければならないため、ポインティング天体用の受信機チューニング
- ポインティング観測
- 本観測用周波数を受信できる受信機 (SAM45) のチューニング
- 本観測用チューニングと観測パラメータが正しいか確認するため、キャリブレーション用天体である原始星連星 IRAS16293-2422 を観測
- FeSt1-457 の OTF 観測

今回の OTF 観測で掃く範囲は $3' \times 3'$ であり、1 スキャンに 30 秒の時間をかけるためキャリブレーションのタイムロスを考えると一枚のマップを掃くのに 40 分程度の時間を要した。天候状況をみながら、1 ~ 2 枚のマップデータ取得ごとにポインティング観測を行った。

6.2 データリダクションに使用するソフトウェア

データリダクションに使用したソフトウェアの一覧を示す。

nostar

観測した生データの積分や畳み込み、マス目状にグリッド分割を行う。

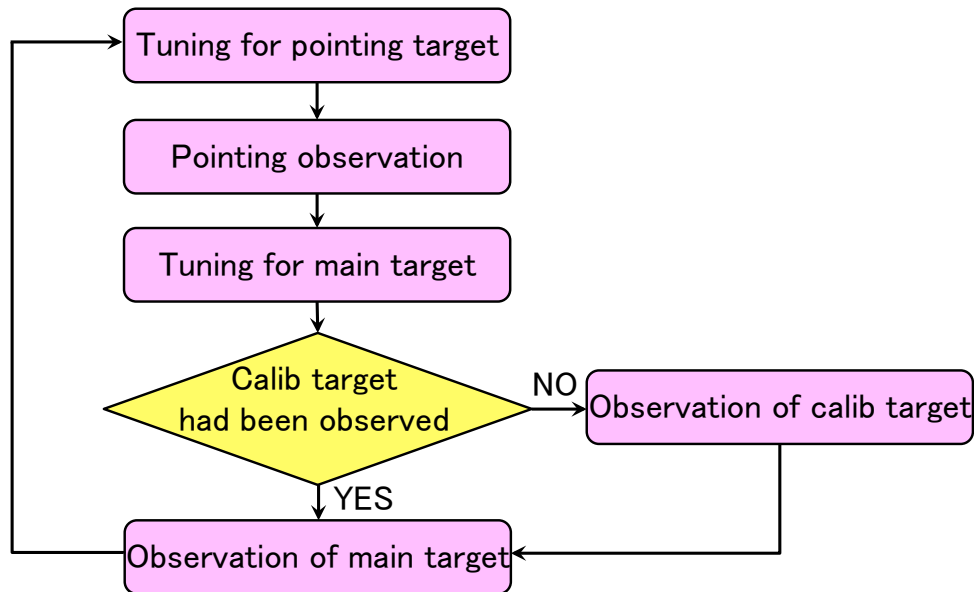


図 6.1: 今回の観測に用いたアルゴリズム。

casaviewer

積分されたデータを表示する。速度 (周波数) ごとの天体の強度マップ (Channel Map) や、速度方向に積分した積分強度図を作成する。任意の領域からスペクトルを抽出する。

kslice

Channel Map・積分強度図から円環領域を作成し、スペクトルを抽出する。

CLASS

Hyperfine-Structure をもつ分子輝線に対してスペクトルフィットを行う。[34]

6.3 データリダクション手順

45m 鏡観測データの解析手順を説明する。観測データは Chopper-Wheel 法による較正が行われている状態で提供される。

6.3.1 データのフラグ立てとマップの作成

nostar ではまず得られたスペクトルに対してベースラインを引き、その後データのフラグ立てを行う。得られたスペクトルはアンテナ固有のノイズに信号が乗っている状態である。信号のな

いチャンネルのアンテナ温度を平均した値がシステム由来の雑音であるとし、その値を全チャンネルから引くことで天体のアンテナ温度を得ることができる。

観測されたデータにはシステム由来のスプリアスと呼ばれる強いノイズが特定の周波数に検出される場合がある。スプリアスがみられたピクセルのデータを除外することをフラグ立てという。 N_2H^+ 輝線の検出が期待される周波数 (表 5.3 参照) と明らかにずれたチャンネルに検出された信号はノイズとみなし、これを除去している。nostar ではその後、得られた OTF データをピクセルに分割する。今回はビームサイズの $1/3$ のサイズである $5''$ 間隔でグリッドを作成した。フラグ立てをしたデータを得られたマップ枚数分積分し、ノイズレベルを下げる。ノイズレベルは N をマップ枚数とするとポアソン統計に基づいて各ピクセルで $1/\sqrt{N}$ で下がってゆく。 N_2H^+ 輝線のマップは X 方向と Y 方向合わせて 4 枚取得することができ、ポインティング時に取得した観測間のシステムの強度変動は $< 10\%$ であったため誤差は無視できるものと考え積分を行った。観測された OTF 生データは空間的に正方格子状に並んでいないので畳み込み関数 (gridding function) をかけることにより隣接する観測点間の調整を行う。今回は Spheroidal 関数を gridding function として用いている。

第7章 観測結果

45m 鏡による $N_2H^+(J=1-0)$ の OTF 観測の結果を示していく。データリダクション手順は 6.3 節に従っている。図 7.1 は積分強度図上の 9σ 以上の放射領域から抽出したスペクトルである。各微細構造線は理論的に期待される周波数 [9](Daniel F. et al, 2006) に検出されている。これより、7 本の微細構造線の検出に成功したことがわかる。輝線の静止周波数からのずれを見積もることにより横軸を Radio Velocity でも見積もることができる。

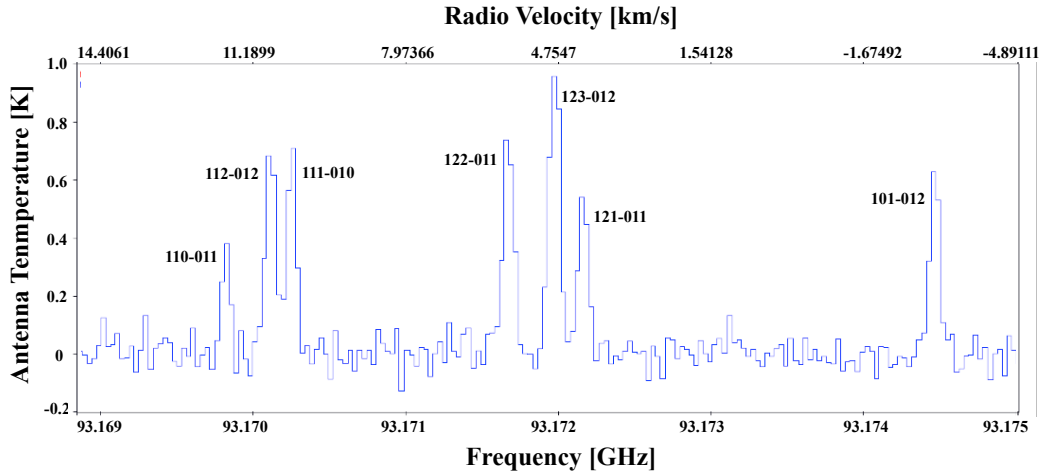


図 7.1: 積分強度図上の 9σ 以上の領域から抽出した $N_2H^+(J=1-0)$ スペクトル。図中の数字は各輝線の遷移 ($JF_1F - J'F'_1F'$)。

7.1 チャネルマップ

7 本の微細構造線に対して、観測された輝線が周波数ごとに空間的にどのように分布しているかを示したものがチャネルマップである。各輝線周波数に対して静止周波数からのずれ (ドップラーシフト) を見積もることにより、各速度ごとにもチャネルマップを描くことができる。図 7.2 ~ 7.4 にそれぞれ $30[\text{kHz}](0.5[\text{km/s}])$ 間隔で $93.17440 \sim 93.17455[\text{GHz}](-3.45 \sim -2.95[\text{km/s}])$ 、 $JF_1F - J'F'_1F' = 101 - 012$ 、 $93.17157 \sim 93.17222[\text{GHz}](4.05 \sim 6.15[\text{km/s}])$ 、 $JF_1F - J'F'_1F' = 121 - 011$, $123 - 012$, $122 - 011$ 、 $93.16977 \sim 93.17033[\text{GHz}](10.15 \sim 11.95[\text{km/s}])$ 、 $JF_1F - J'F'_1F' = 111 - 010$, $112 - 012$, $110 - 011$ のチャネルマップを示す。

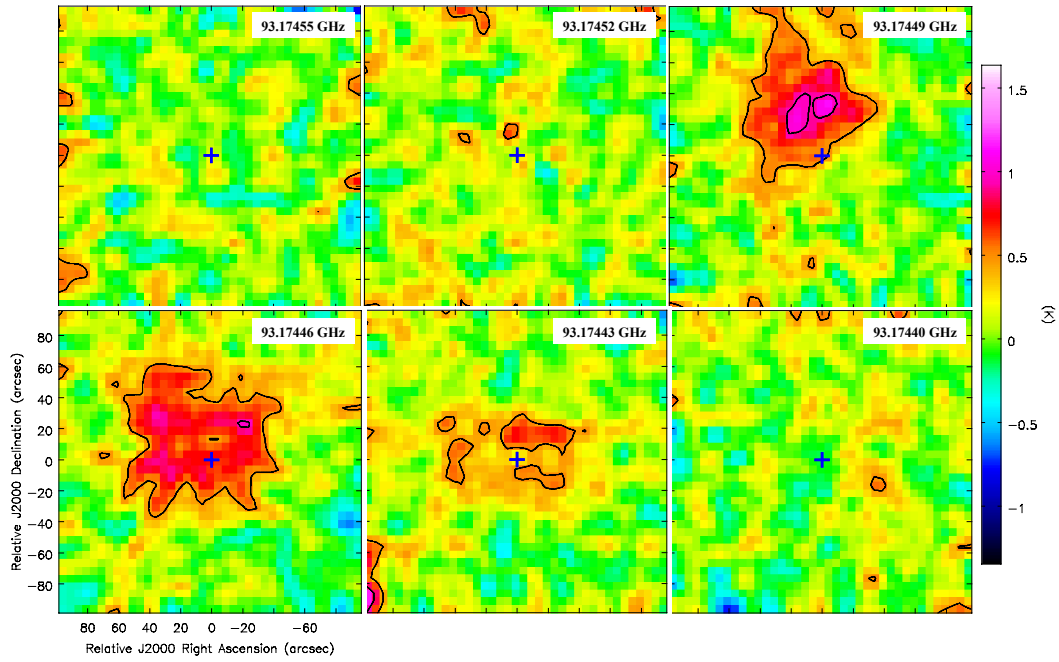


図 7.2: 30[kHz](0.5[km/s]) 間隔の 93.17440~93.17455[GHz](-3.45~-2.95[km/s]、 $JF_1F - J'F'_1F' = 101 - 012$) の N_2H^+ チャンネルマップ。RMS=0.157[K] で黒線は 3σ ごとのコントアである。中央の青い十字はダストコア中心位置。

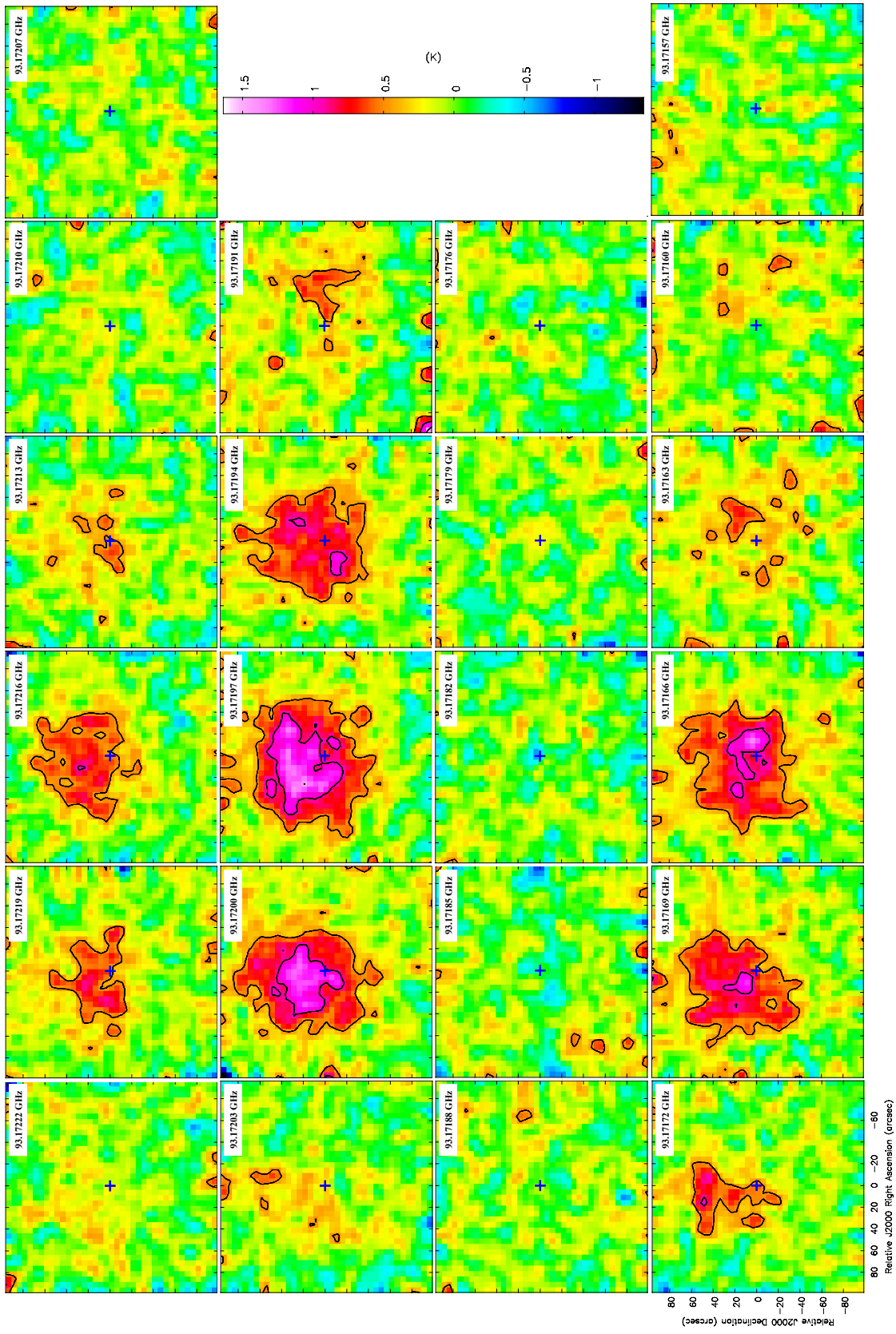


図 7.3: $30\text{[kHz]}(0.5\text{[km/s]})$ 間隔の $93.17157\sim 93.17222\text{[GHz]}(4.05\sim 6.15\text{[km/s]})$, $JF_1F - J'F_1F' = 121 - 011, 123 - 012, 122 - 011$ の N_2H^+ チャンネルマップ。

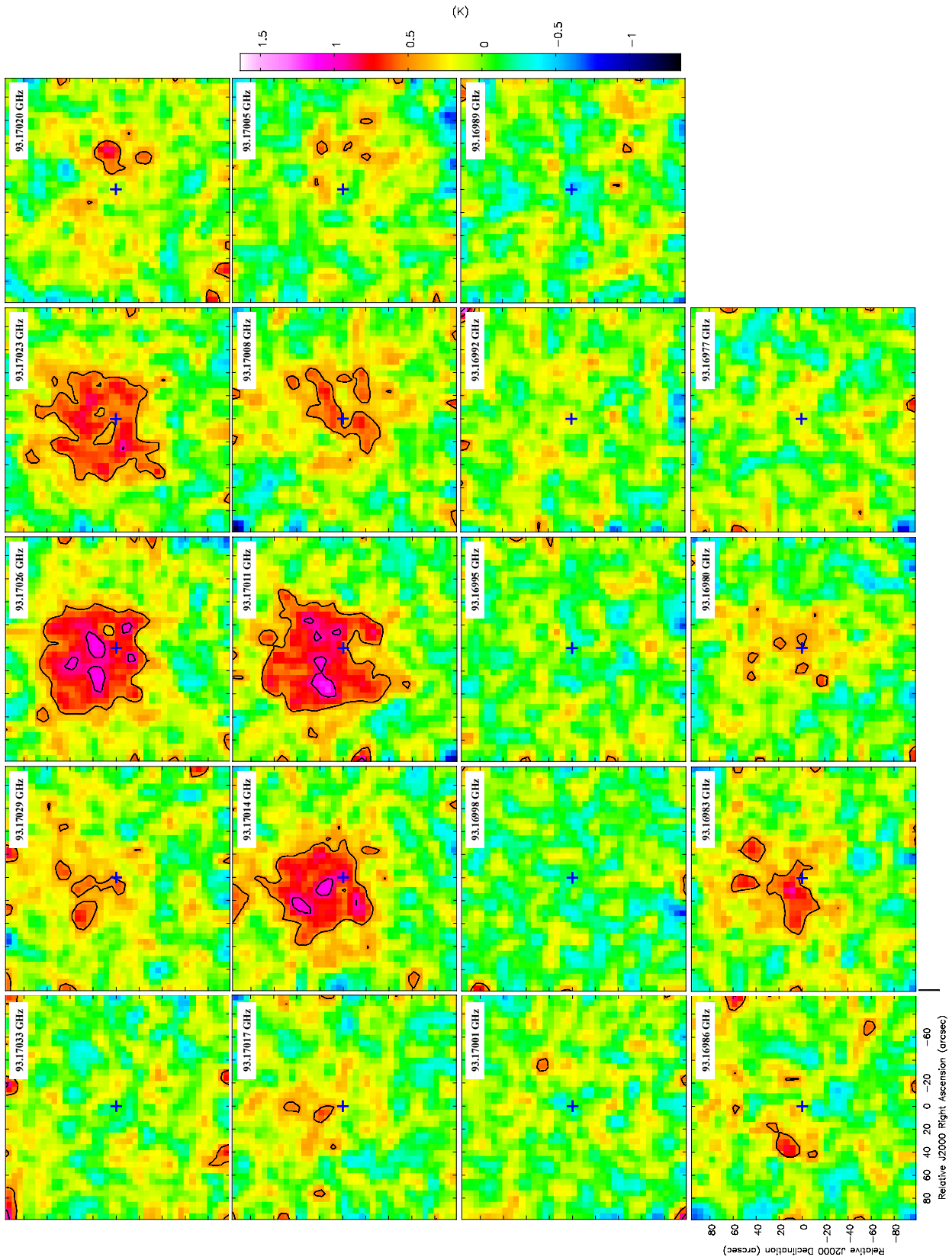


図 7.4: $30\text{[kHz]}(0.5\text{[km/s]})$ 間隔の $93.16977\sim 93.17033\text{[GHz]}(10.15\sim 11.95\text{[km/s]})$, $JF_1F - J'F_1F' = 111-010$, $112-012$, $110-011$ の N_2H^+ チャンネルマップ。

93.16983、93.17011、93.17026、93.17166、93.17197、93.17216、93.17449[GHz] のチャンネルに強度の強い領域が広がっているため、7本の微細構造線に対する7つのピークの空間分布が検出できたことがわかる。放射の分布は青い十字で示したダストコア中心よりも $\sim 20''$ 北にピークがあるチャンネルが多い。一方、93.17194[GHz](4.95[km/s])、93.17023[GHz](10.45[km/s]) のマップはダストコア中心に対して対称に分布している。コアが大局的な運動をしているならば、ドップラー効果によって運動に対応した輝線の線幅が観測され、運動している方向に周波数ごとにチャンネルマップ上の放射ピークが移動する。今回の観測で得られたチャンネルマップより、コアの速度勾配はみられず、系統的な運動が顕著でないコアであることがわかる。

7.2 積分強度図

図 7.2 ～ 7.4 を速度方向に積分したものが図 7.5 に示す積分強度図である。 ~ 10000 [AU] に広がった放射分布を 15σ 以上で検出した。放射は中心に集中した分布であるが、 N_2H^+ のピークはダストコアマップピークより $\sim 20''$ 北にずれている。またダストコアマップピークで N_2H^+ の強度が減少する構造がみられた。

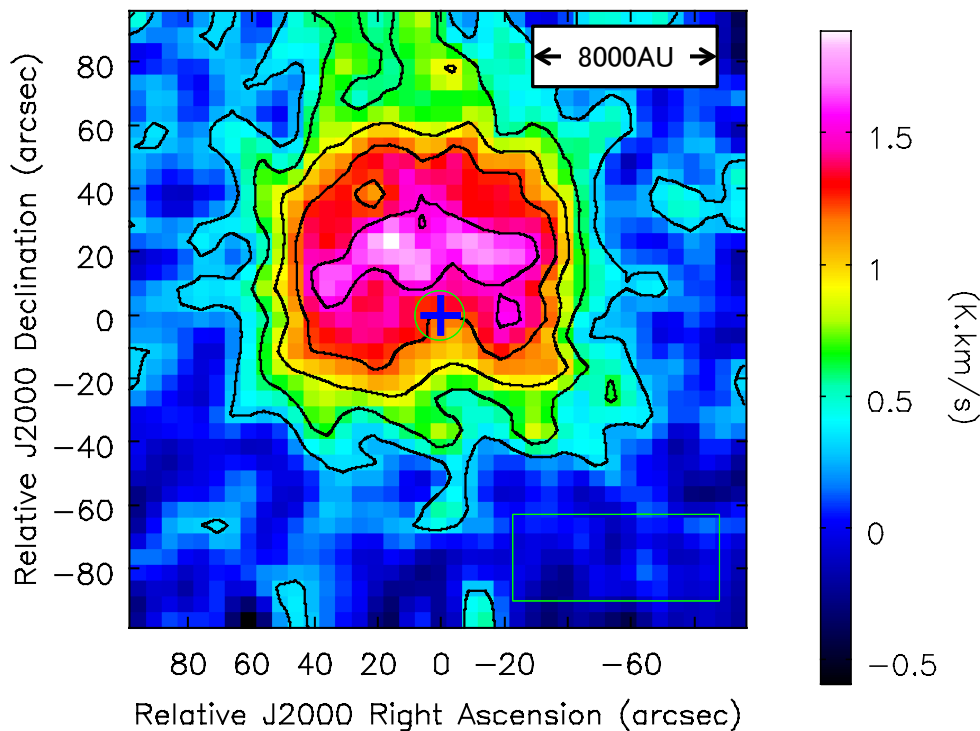


図 7.5: N_2H^+ 輝線の積分強度図。93.17440～93.17455[GHz]、93.17157～93.17222[GHz]、93.16977～93.17033[GHz] のチャンネルを積分した。RMS=0.101[K·km/s] で黒線は 3σ ごとのコントアである。右下の緑線は RMS を計算した範囲。中央の青い十字はダストコア中心位置。

第8章 解析と考察

得られた観測データを用いて、任意の領域から物理量を導出していく。ここでは大きく分けて4つの解析と考察を行い、最後にそれぞれの考察から推測される FeSt1-457 の物理状態と進化段階について議論する。

8.1 密度と温度の導出

図 8.1 に今回の観測で得られた積分強度図を示す。 N_2H^+ のマップは中心集中した構造をもつが、積分強度の中心はダストコア中心から $20''$ 程度ずれた位置にあり、ダストコア中心で積分強度が減少する構造 (dip) がみられる。ここでは、コア内での密度・温度分布を明らかにするため、以下のような範囲からスペクトルを抽出して解析を行った。

図 8.1 上の小さい円 (領域 1) はダストコア中心から半径 $10''$ の円であり、dip 部分に領域を限定するように区切ったものである。また、大きい円 (領域 2) はダストコア中心から (RA, Dec)=($10''$, $20''$) ずらした位置を中心とし、コアの平均的な物理量をトレースするため N_2H^+ 放射が 12σ 以上の領域を囲んだ半径 $40''$ の円である。

各領域から抽出した超微細構造線スペクトルに対してガウシアンフィッティングを行い、励起温度 T_{ex} 、微細構造線 7 本の合計の光学的厚みである τ_{tot} を導出した (Appendix C 参照)。その結果を表 8.1 に示す。また、表 8.2 には各領域から導出した N_2H^+ の柱密度と、 N_2H^+ の存在度を水素分子 H_2 に換算したときの水素分子個数密度 n_{H_2} を表す。ここでは、典型的な星なしコアの H_2 に対する存在度比 (アバundance) $X(N_2H^+)$ を 10^{-10} としている [19](N. Lippok. et al, 2013)。この仮定は 8.3.1 節に示す赤外線観測との比較からも妥当であると考えられる。

表 8.2 より、FeSt1-457 は各領域で光学的に厚く、dip 部の領域 1 はコア全体の平均である領域 2 よりも低温かつ高密度である。dip 部の励起温度は $\sim 5.5\text{[K]}$ と低温なことから、この dip 構造は原始星からの放射による N_2H^+ の解離によるものではない。またコア全体で $n_{H_2} \sim 10^6\text{[cm}^{-3}\text{]}$ と典型的なコアの密度 ($\sim 10^{4-5}\text{[cm}^{-3}\text{]}$) よりも高密度であり、 N_2H^+ が depletion する閾値 [2]($n_{H_2} \sim 10^5\text{[cm}^{-3}\text{]}$, Bergin et al, 2002) よりも密度が高い。よって、この dip 構造は N_2H^+ の depletion の効果である可能性が高く、中心部では $n_{H_2} > 10^6\text{[cm}^{-3}\text{]}$ となっていることが考えられる。FeSt1-457 は超高密度かつ低温な星なしコアであり、星形成直前段階の貴重なサンプルであることがわかった。

表 8.1: 各領域で抽出した物理量 1

領域	積分強度 $[\text{K}\cdot\text{km/s}]$	T_{ex}	τ_{tot}
1	3.87 ± 0.08	5.38 ± 0.11	16.28 ± 5.4
2	4.58 ± 0.02	7.14 ± 0.31	5.02 ± 0.95

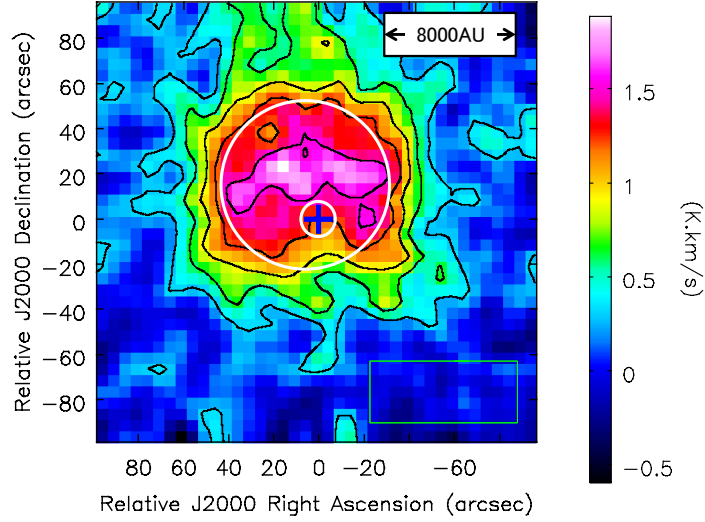


図 8.1: 物理量の導出に用いた積分強度図上の領域。RMS=0.101[K・km/s] で黒線は 3σ ほどのコントラスト。

表 8.2: 各領域で抽出した物理量 2

領域	$N_{\text{tot}}(\text{N}_2\text{H}^+) \times 10^{13} [\text{cm}^{-2}]$	M_{sun}	$n(\text{H}_2) \times 10^6 [\text{cm}^{-3}]$
1	5.40 ± 0.11	4.55 ± 0.09	5.88 ± 0.12
2	2.14 ± 0.01	7.50 ± 0.04	1.15 ± 0.01

8.2 dip 構造の考察

積分強度図上にみられた dip 構造について詳細な解析を行った。図 8.2 に示したのは N_2H^+ の放射がないチャネル (93.16883 ~ 93.16977, 93.17033 ~ 93.17157, 93.17225 ~ 93.17437, 93.17455 ~ 93.17502[GHz]) から描いた積分強度図である。図 8.2 上には $\pm 1\sigma$ のゆらぎがあり、図上にランダムに分布していることがわかる。これより、 N_2H^+ の積分強度図上にみられた dip 構造や、北方に集中した放射分布はアンテナや大気の状態に由来するものではないことがわかる。

ここで、積分強度図上に dip 構造がみられる理由として、以下のことが考えられる。

- (1) 高密度なため宇宙線が内部まで届かず、中心部で温度が低くなり N_2H^+ が十分に励起されない
- (2) 十分に励起されているが低温高密度状態にあるため N_2H^+ が depletion している
- (3) (1)、(2) の両方

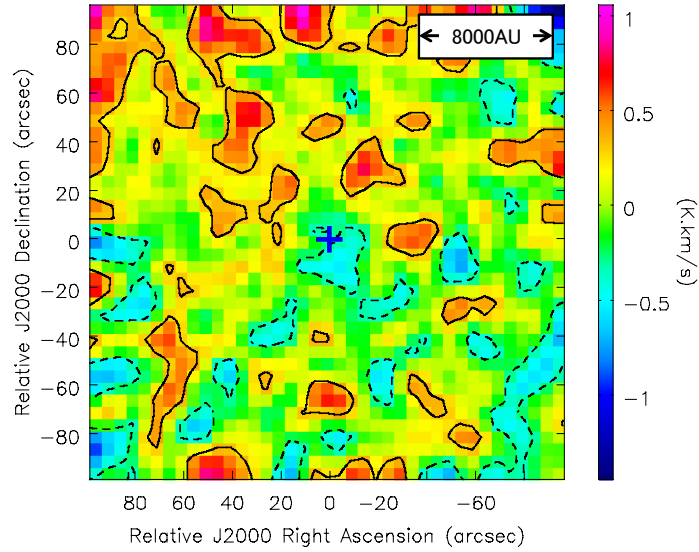


図 8.2: N_2H^+ の放射がないチャンネルから描いた積分強度図。 $1\sigma = 0.302[\text{K}\cdot\text{km/s}]$ でありコントラストは実線が 1σ 、破線が -1σ である。

これらについて調査するため、図 8.3 に示すように、積分強度図上にダストコアピークを中心とした一辺 $30''$ の正方格子を 25 個並べ、それぞれの領域で平均化した N_2H^+ スペクトルを作成し、そのスペクトルに対して超微細構造線フィッティングを行った。表 8.3 に各領域から導出した積分強度 $I[\text{K}\cdot\text{km/s}]$ 、励起温度 T_{ex} 、光学的厚み τ_{tot} 、輝線の半値幅 $\Delta v[\text{km/s}]$ を示す。積分強度は場所ごとに有意な変化がみられたが、励起温度は場所ごとでエラーの範囲で一致した。

図 8.4 に図 8.3 から導出した物理量のプロットを示す。図 8.4(a) には T_{ex} と積分強度の関係を示している。このプロットに対し一次関数でフィッティングを行った。dip 構造がみられる理由 (1) が正しいとするならば図 8.4(a) について相関のある正の勾配がみられるはずだが、今回の解析で相関係数 R を導出すると $R^2 = 0.163$ となったため T_{ex} と積分強度については相関はないと考えられる。また図 8.4(b)、(c) に示した T_{ex} と積分強度に対して Δv の依存性はみられなかった。これより、コア内の熱的な分子運動は T_{ex} と積分強度に対して一定、もしくは相関がないと考えられるため N_2H^+ はコア中心でも十分に励起されていると考えられる。よって、dip 構造は急激な温度変化や光学的厚みの変化によって生じたものではないことが考えられる。以上より、dip 構造がみられる要因としては (2) の可能性が高いことが考えられる。

8.3 コアの重力不安定性

中心天体がない高密度コアでは内部圧力と重力の平衡状態から外れ重力が卓越した結果、コア中心部へ向けて急激にガスの重力収縮 (collapse) が起こると言われている。ここでは、FeSt1-457 内部の圧力と重力の非均衡から考えられる重力不安定性について議論する。

表 8.3: 各グリッドで導出した物理量。図 8.3 の領域と対応している。 $I[\text{K}\cdot\text{km/s}]$ は積分強度、 $T_{\text{ex}}[\text{K}]$ は励起温度、 τ_{tot} は光学的厚み、 $\Delta v[\text{km/s}]$ は輝線の半値幅。 I には $\pm 0.101[\text{K}\cdot\text{km/s}]$ のエラーがつく。表の空欄は放射が弱く物理量が導出できなかったことを示す。

	$I = 0.82$ $T_{\text{ex}} = 4.54 \pm 0.89$ $\tau_{\text{tot}} = 10.18 \pm 4.29$ $\Delta v = 0.21 \pm 0.02$	$I = 0.90$ $T_{\text{ex}} = 4.75 \pm 0.89$ $\tau_{\text{tot}} = 12.96 \pm 4.78$ $\Delta v = 0.20 \pm 0.02$	$I = 0.54$ $T_{\text{ex}} = 4.13 \pm 1.26$ $\tau_{\text{tot}} = 9.67 \pm 7.69$ $\Delta v = 0.20 \pm 0.03$	
$I = 0.57$ $T_{\text{ex}} = 5.78 \pm 1.80$ $\tau_{\text{tot}} = 3.92 \pm 2.14$ $\Delta v = 0.17 \pm 0.02$	$I = 1.39$ $T_{\text{ex}} = 6.40 \pm 0.95$ $\tau_{\text{tot}} = 9.29 \pm 2.11$ $\Delta v = 0.19 \pm 0.01$	$I = 1.53$ $T_{\text{ex}} = 6.45 \pm 1.09$ $\tau_{\text{tot}} = 8.91 \pm 2.29$ $\Delta v = 0.22 \pm 0.01$	$I = 1.15$ $T_{\text{ex}} = 6.05 \pm 1.31$ $\tau_{\text{tot}} = 5.67 \pm 2.08$ $\Delta v = 0.24 \pm 0.02$	
$I = 0.59$ $T_{\text{ex}} = 4.92 \pm 1.45$ $\tau_{\text{tot}} = 5.54 \pm 3.38$ $\Delta v = 0.19 \pm 0.02$	$I = 1.42$ $T_{\text{ex}} = 5.79 \pm 0.86$ $\tau_{\text{tot}} = 11.85 \pm 2.81$ $\Delta v = 0.21 \pm 0.01$	$I = 1.33$ $T_{\text{ex}} = 5.86 \pm 0.90$ $\tau_{\text{tot}} = 11.83 \pm 2.86$ $\Delta v = 0.20 \pm 0.01$	$I = 1.12$ $T_{\text{ex}} = 4.86 \pm 0.81$ $\tau_{\text{tot}} = 10.64 \pm 3.45$ $\Delta v = 0.25 \pm 0.02$	
	$I = 0.73$ $T_{\text{ex}} = 5.45 \pm 1.44$ $\tau_{\text{tot}} = 5.35 \pm 2.61$ $\Delta v = 0.21 \pm 0.02$	$I = 0.68$ $T_{\text{ex}} = 6.50 \pm 2.83$ $\tau_{\text{tot}} = 2.70 \pm 2.02$ $\Delta v = 0.26 \pm 0.02$	$I = 0.68$ $T_{\text{ex}} = 4.47 \pm 1.43$ $\tau_{\text{tot}} = 5.86 \pm 4.46$ $\Delta v = 0.27 \pm 0.03$	

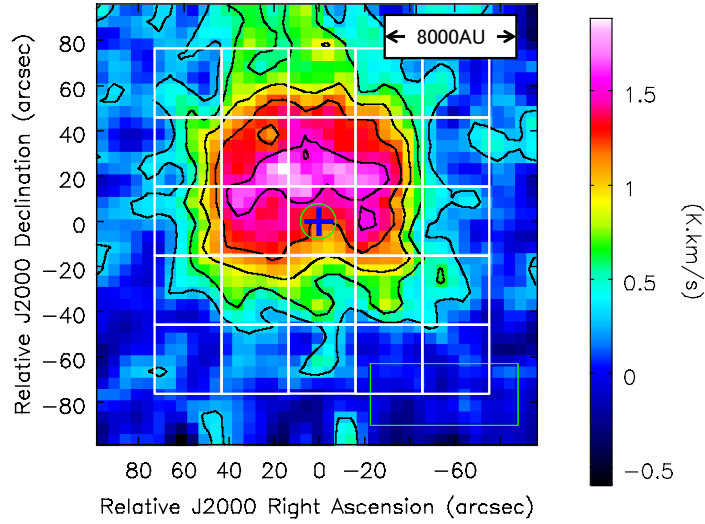


図 8.3: ダストコアピークを中心とし、一辺 30" の正方形に区切った積分強度図上の領域。

8.3.1 赤外線観測との比較

OTF 観測で得られたマップについて、コアを球対称と仮定し物理量の半径依存性を調査した。赤外線観測によるダストコアのピーク位置をコアの中心と考え、円環状に N_2H^+ のスペクトルを抽出した。図 8.5 はダストコアピークを中心として、半径 5" ごとに各速度のアンテナ温度をカラーバーで表したものである。大局的には半径が増大するほどアンテナ温度が減少してゆく構造があることがわかる。

各円環で抽出したスペクトルに対し微細構造線フィッティングを行い、光学的厚みと励起温度を導出した。図 8.6 は半径 75" までの範囲の円環領域に対する N_2H^+ の光学的厚みの半径依存性を示したものである。コア中心部で光学的に厚くなる傾向があるが、dip 部では放射が少なく S/N が悪いのでエラーバーが大きい。また図 8.7 は励起温度の半径方向に対するプロットであるが、励起温度は半径に対してエラーの範囲で一致した。

次に、半径方向に対する積分強度と光学的厚みを用いて柱密度の半径方向に対するプロットを導出した。柱密度を求める際には励起温度の値が必要である。図 8.7 からは励起温度の半径依存性はみられなかったため、柱密度の半径依存性を調査する際には、中心から 10" 以内の dip 部に対しては図 8.1 の領域 1、それより大きい半径をもつ円環に対しては領域 2 から導出した励起温度を用いた。その結果を図 8.8 に示す。

図 8.8 には今回の N_2H^+ 輝線観測から導出した柱密度分布を示しており、赤外線観測から導出した柱密度分布との比較を行っている。図 8.8 の黒点は赤外線によるダスト観測 (Kandori et al., 2005)、赤点は今回の電波観測 (N_2H^+ 輝線) の結果を表す。 N_2H^+ 輝線より導出した柱密度は赤外線観測の結果とよく一致している。ここで用いた N_2H^+ のアバンダンスは $\chi(\text{N}_2\text{H}^+) = 10^{-10}$ であり、これは高密度コアの典型的な値とほぼ一致する [19](N. Lippok et al, 2013)。以上より、 N_2H^+ 輝線から導出した柱密度分布も、赤外線で得られた Bonnor-Ebert Sphere[15](Kandori et

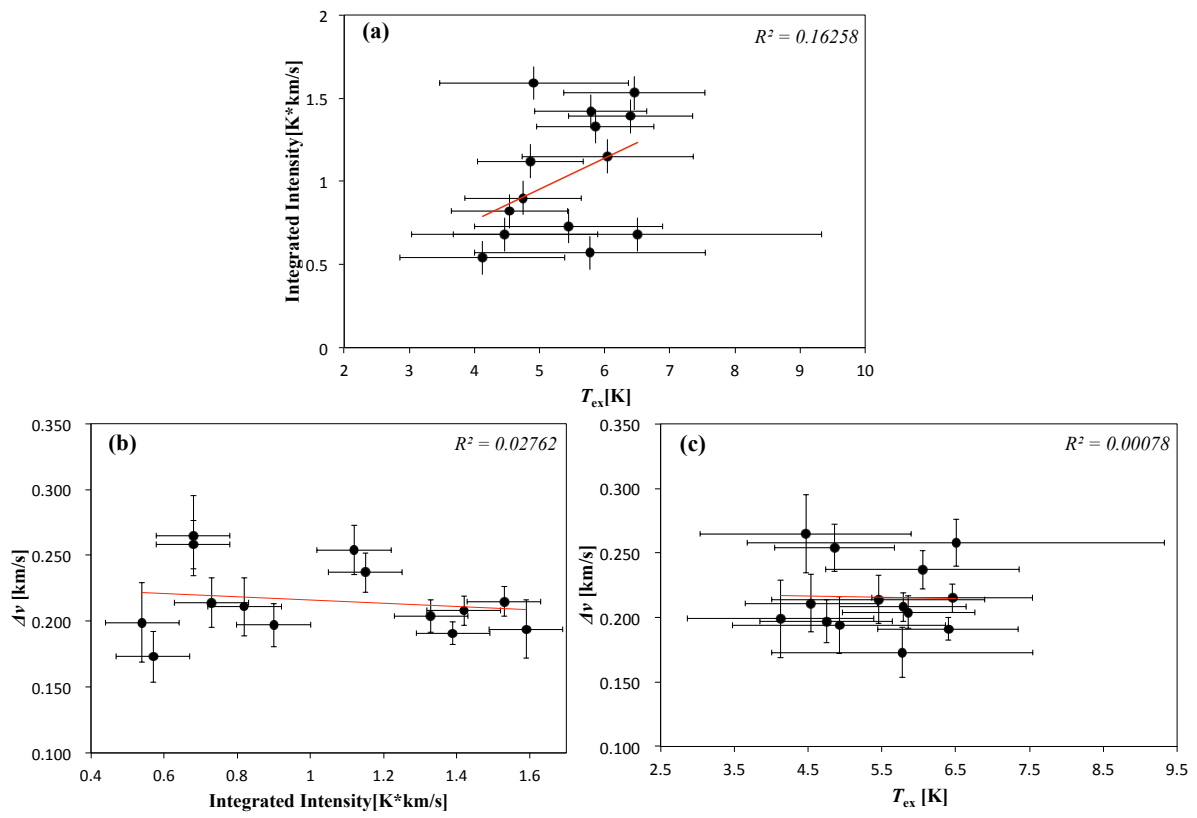


図 8.4: グリッドで区切った各領域から導出した物理量のプロット。赤線はプロットに対する一次関数のフィット結果。 R は相関係数。

al., 2005) でよく再現することができ、重力不安定であることが電波観測からも支持された。

一方で、中心の2点のコア中心部では N_2H^+ から見積もられる柱密度の低下がみられる。dip 部の2点は赤外線観測から見積もられた Bonnor-Ebert sphere の柱密度分布とよく一致しているが depletion の効果を考慮すると実際の柱密度よりも低い値を示している可能性がある。

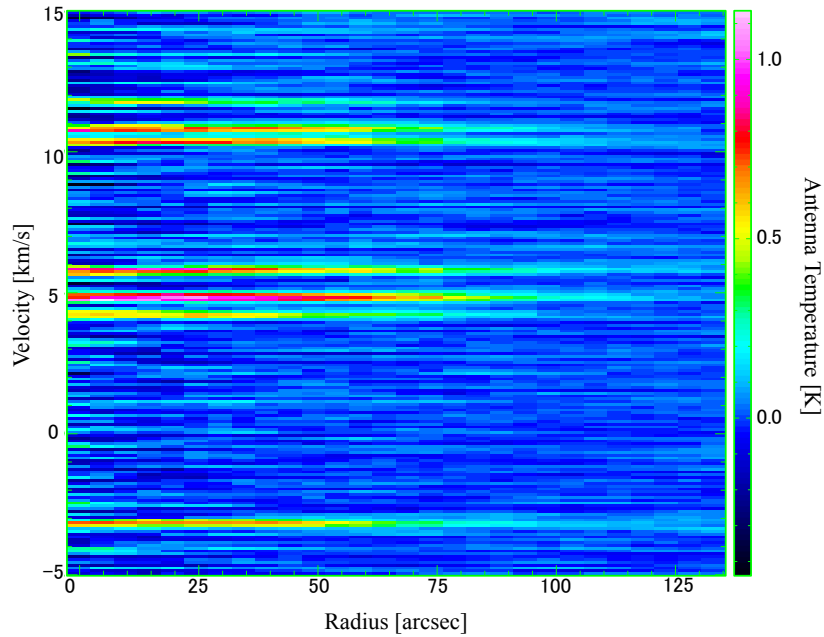


図 8.5: ダストコア中心からの N_2H^+ 輝線の半径方向に対する速度ごとのアンテナ温度。

8.3.2 ビリアル質量との比較

コアが重力と分子の熱運動による内部の乱流圧で釣り合っていると仮定する。 G を万有引力定数、 r をコア半径、分子の熱運動により輝線幅 (FWHM) Δv が広がっていることを考えると

$$G \frac{M}{r} = \frac{1}{2} (\Delta v)^2 \quad (8.1)$$

となる。これをクラウド質量 M について解くと、ビリアル質量 M_{vir} が定義でき、

$$M_{\text{vir}} = \frac{r (\Delta v)^2}{2G} \quad (8.2)$$

となる。

図 8.1 の領域 2 から得られた N_2H^+ 輝線へのガウシアンフィッティングの結果、線幅は半値幅で $\sim 0.2 [\text{km/s}]$ と非常に狭いことがわかった。そこからビリアル質量を求めると、 $M_{\text{vir}} = 0.14 M_{\text{sun}}$ となる。表 8.2 に示した領域 2 の柱密度から導出した LTE 質量 M_{LTE} と比較すると、 $M_{\text{LTE}}/M_{\text{vir}} > 10$ となる。これより、FeSt1-457 はコア質量を乱流圧によって支えることができない重力不安定なコアであることが示唆された。

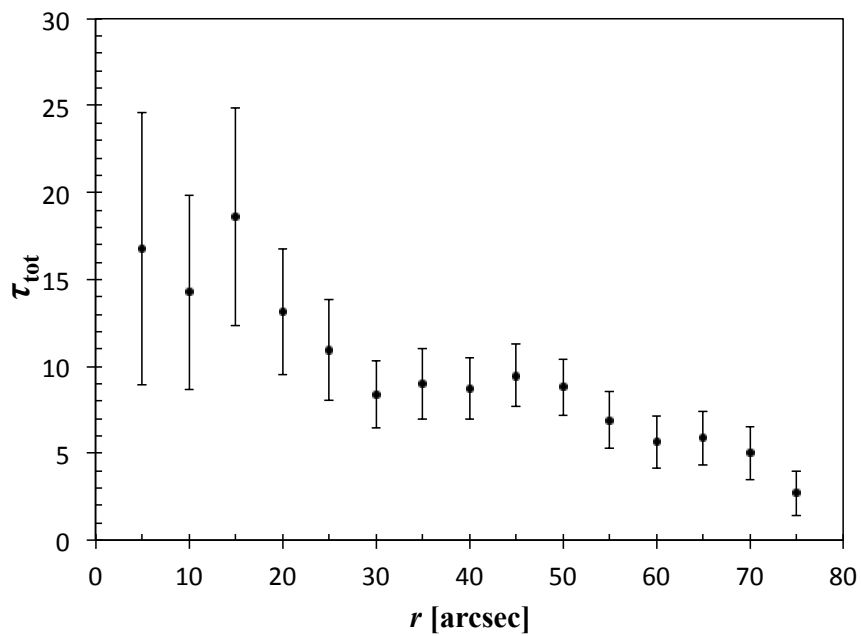


図 8.6: ダストコア中心からの N_2H^+ 輝線の光学的厚みの半径依存性。

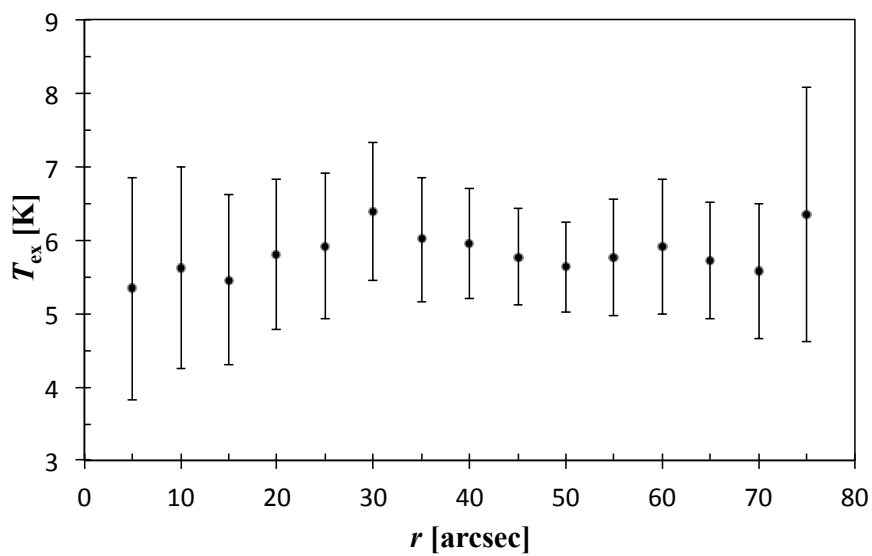


図 8.7: ダストコア中心からの N_2H^+ 輝線の励起温度の半径依存性。

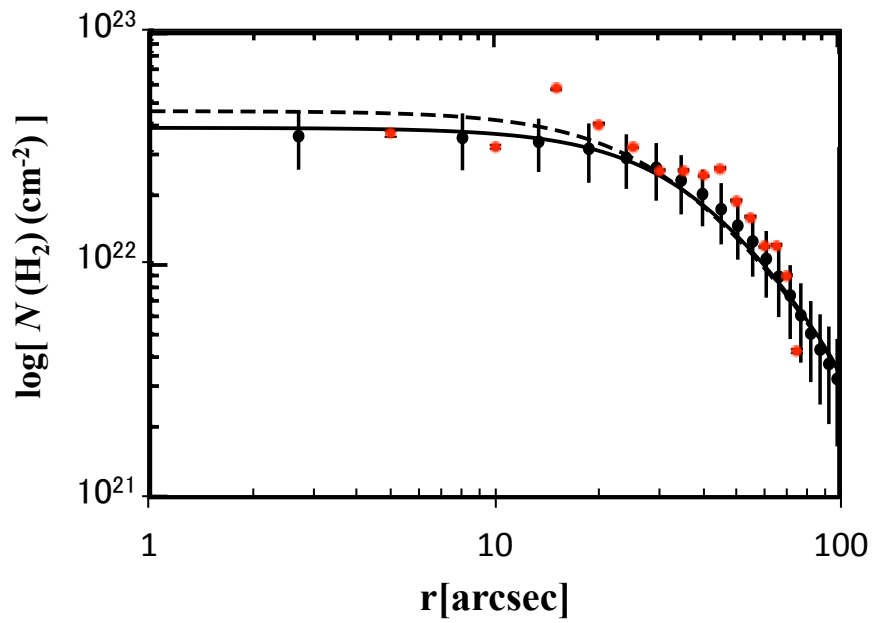


図 8.8: ダストコア中心からの柱密度の半径依存性。黒点は赤外線によるダスト観測 (Kandori et al., 2005) の結果。赤点は電波観測 (N_2H^+ 輝線) の結果。黒い実線は Bonnor-Ebert Sphere モデルの赤外線観測へのベストフィットカーブ。

8.4 H_2D^+ 輝線との比較

Appendix D にまとめた FeSt1-457 に対する $\text{H}_2\text{D}^+(1_{10}-1_{11})$ 輝線の観測との比較を行う。一般的に分子雲コア中のダストとガスの存在度比は 1:100 と言われており [11](Devereux & Young, 1990)、 H_2 の柱密度の値を FeSt1-457 の柱密度の真の値と仮定することで各分子の H_2 に対する存在度を求めている。赤外線ダスト減光マップより導出した表 8.4 に各分子種から導出した FeSt1-457 中心部の柱密度と、柱密度比から求めた各分子のアバundanceを示す。柱密度は N_2H^+ よりも H_2D^+ が一桁高い値になっている。 N_2H^+ はコアの高密度状態をトレースする分子として広く観測されていて、アバundanceは一般的に $\chi(\text{N}_2\text{H}^+) = 10^{-10}$ と言われている [19](N. Lippok et al, 2013)。今回の観測からもそれらの計算に矛盾しない $\chi(\text{N}_2\text{H}^+) \approx 10^{-10}$ という値が求められた。しかし、8.2 節で議論した depletion の可能性を考慮するとコア中心部では柱密度が更に高く、実際の $\chi(\text{N}_2\text{H}^+)$ は一般的な値よりも高くなる可能性がある。一方 H_2D^+ 輝線の検出例としては星なしコア L1544 がある [4](Caselli et al., 2008)。 H_2D^+ は検出例が少なく高密度トレーサーとして一般的ではないが、Caselli et al.(2008) によって観測的にアバundanceが求められていて、 $\chi(\text{H}_2\text{D}^+) = 10^{-9}$ と言われている。この $\chi(\text{H}_2\text{D}^+)$ の値は Aikawa et al.(2005) による等温かつ重力と圧力の平衡を保ちながら重力収縮するコアの理論計算によって導出されたアバundanceと同程度 (10^{-9}) である。今回の観測で得られたアバundanceも上記の例と矛盾しないことから、 H_2D^+ は FeSt1-457 中心部での主要なイオンのひとつであることが示唆された。

N_2H^+ の柱密度からコア中心の密度 $n(\text{H}_2)$ を求めると、8.1 節の結果より $n(\text{H}_2) = (5.88 \pm 0.12) \times 10^6 [\text{cm}^{-3}]$ であった。柱密度から水素分子個数密度に換算する場合、一般的に

$$n(\text{H}_2) \propto \frac{N(X)}{\chi(X)} \quad (8.3)$$

であり、 $\chi(X)$ は観測的に予想されている値を仮定して用いる。 $n(\text{H}_2)$ は導出する分子種 X のアバundanceの影響を強く受けることになる。 N_2H^+ 輝線は広く観測されておりアバundanceは一意に決まっていると言える。このとき、 H_2D^+ から導出する水素分子個数密度 $n_{\text{H}_2\text{D}^+}(\text{H}_2)$ は

$$n_{\text{H}_2\text{D}^+}(\text{H}_2) = n_{\text{N}_2\text{H}^+}(\text{H}_2) \times \frac{\chi(\text{H}_2\text{D}^+)}{\chi(\text{N}_2\text{H}^+)} \quad (8.4)$$

である。ここで、 $\chi(\text{N}_2\text{H}^+) = 10^{-10}$ 、L1544 の結果である $\chi(\text{H}_2\text{D}^+) = 10^{-9}$ を用いると $n_{\text{H}_2\text{D}^+}(\text{H}_2) = 9.78 \pm 0.36 \times 10^7 [\text{cm}^{-3}]$ となった。この水素分子個数密度は一般的な分子雲コアよりも 2 桁以上高い値を示している。

H_2D^+ から見積もった $n_{\text{H}_2\text{D}^+}(\text{H}_2)$ は N_2H^+ から見積もった $n_{\text{N}_2\text{H}^+}(\text{H}_2)$ よりも 1 桁以上高い値を示している。 N_2H^+ の depletion の効果を考慮すると、 $\chi(\text{N}_2\text{H}^+)$ が典型的分子雲コアの値とは異なる可能性が示唆された。

8.5 FeSt 1-457 の進化段階

上記の議論より、コア中心での水素分子個数密度が $n(\text{H}_2) \sim 10^{6-7} [\text{cm}^{-3}]$ 、温度が $T \sim 5.5 [\text{K}]$ という非常に高密度かつ低温なコアであることがわかった。また、輝線幅が狭い ($\sim 0.2 [\text{km/s}]$) ことから $M_{\text{LTE}}/M_{\text{vir}} > 10$ であり、dip 部の外側で Bonnor-Ebert Sphere を再現した結果 $\xi_{\text{max}} = 12.6$

表 8.4: コア中心の柱密度とアバundance

分子種 X	導出した領域の半径 [arcsec]	$N(X)[\text{cm}^{-2}]$	アバundance ($N(X)/N(\text{H}_2)$)
H_2	8	$4.00 \pm 0.10 \times 10^{22}$	
N_2H^+	10	$3.66 \pm 0.11 \times 10^{13}$	$9.15 \pm 0.37 \times 10^{-10}$
H_2D^+	11	$3.44 \pm 0.13 \times 10^{14}$	$8.60 \pm 0.38 \times 10^{-9}$

のプロットと一致したことから FeSt1-457 は重力的に不安定であり、collapse 直前の状態にあることが示唆された。以上の結果を踏まえて、FeSt1-457 分子雲コアについて詳細な進化段階について理論計算との比較をもとに議論していく。

8.5.1 タイムスケール

Aikawa et al.(2005) は等温 ($T = 10[\text{K}]$)、球対称、重力と内圧が平衡な状態にあるガス球を仮定し、分子雲コアの重力収縮と化学進化をシミュレーションした。化学進化については各分子種ごとに気相での反応と、分子がダストに吸着されたときのダスト表面上での化学反応を考慮している。初期密度は $n_{\text{H}} = 2 \times n(\text{H}_2) + n(\text{H}) = 2 \times 10^4 [\text{cm}^{-3}]$ とし、半径 $r \sim 10000[\text{AU}]$ までは n_{H} 一定、 $r \geq 10000[\text{AU}]$ では減少する。シミュレーションの際、初期値として重力/圧力比 α を導入し、 $3 \times 10^7 [\text{yr}]$ まで計算を行っている。図 8.9 に $\alpha = 1.1$ としたときの数値計算の結果を示す。図 8.9(a) は中心密度の時間変化を示した図であり、 $t \gtrsim 10^6$ で急激に密度が上昇 (collapse) する。(b),(c) は密度と分子の運動 (速度) の半径方向に対する分布である。初期条件を $\alpha = 1.1$ とした場合の計算結果として、以下の特徴が得られた。

- 化学的特徴
 - CO depletion
 - CS depletion
 - $\text{NH}_3/\text{N}_2\text{H}^+$ 比が中心部で上昇
- 力学的特徴
 - 非熱的輝線幅が $< 0.2[\text{km/s}]$
 - 中心落下速度をもつ ($\sim 0.05 - 0.1[\text{km/s}]$)

FeSt1-457 において $\alpha = 1.1$ を想定することは妥当であり、初期段階では静的な収縮を行っていたことが示唆される。理由は以下の通りである。

- FeSt1-457 では CO 輝線の観測がないので CO の depletion については不明だが、 $5.5[\text{K}]$ というコア温度は CO 昇華温度 ($\sim 20[\text{K}]$) よりも十分低いため、多くの CO ガスのアバundanceは減少し、固体になっていると予想される。
- N_2H^+ でみられた dip 構造から、コア中心部での $\text{NH}_3/\text{N}_2\text{H}^+$ 比の上昇が示唆される。

- 非熱的な速度幅 Δv_{NT} は、輝線に対するガウシアンフィッティングによって得られた速度幅から熱的な速度幅 $\Delta v_{\text{Th}} = \sqrt{2kT_{\text{ex}}/m}$ を引いた量 $\Delta v_{\text{NT}} - \Delta v_{\text{Th}}$ で見積もることができる。観測によって得られた励起温度 (5.5[K]) から見積もると 0.19[km/s] となる。

今回導出した FeSt1-457 の中心密度は $n(\text{H}_2) \sim 10^{6-7} [\text{cm}^{-3}]$ であり、密度の時間変化の図 8.9(b) と比較すると、FeSt1-457 は初期密度として $n_{\text{H}} = 2 \times 10^4 [\text{cm}^{-3}]$ と仮定した一様密度の状態から $t > 10^6 [\text{yr}]$ 経過していると考えられる。線幅が $\sim 0.2 [\text{km/s}]$ であったことから図 8.9(c) に示す速度プロファイルとも矛盾しない値である。よって、図 8.9(a) より FeSt1-457 は中心密度が急激に高くなる (collapse する) ために必要な時間を経過していることが考えられる。

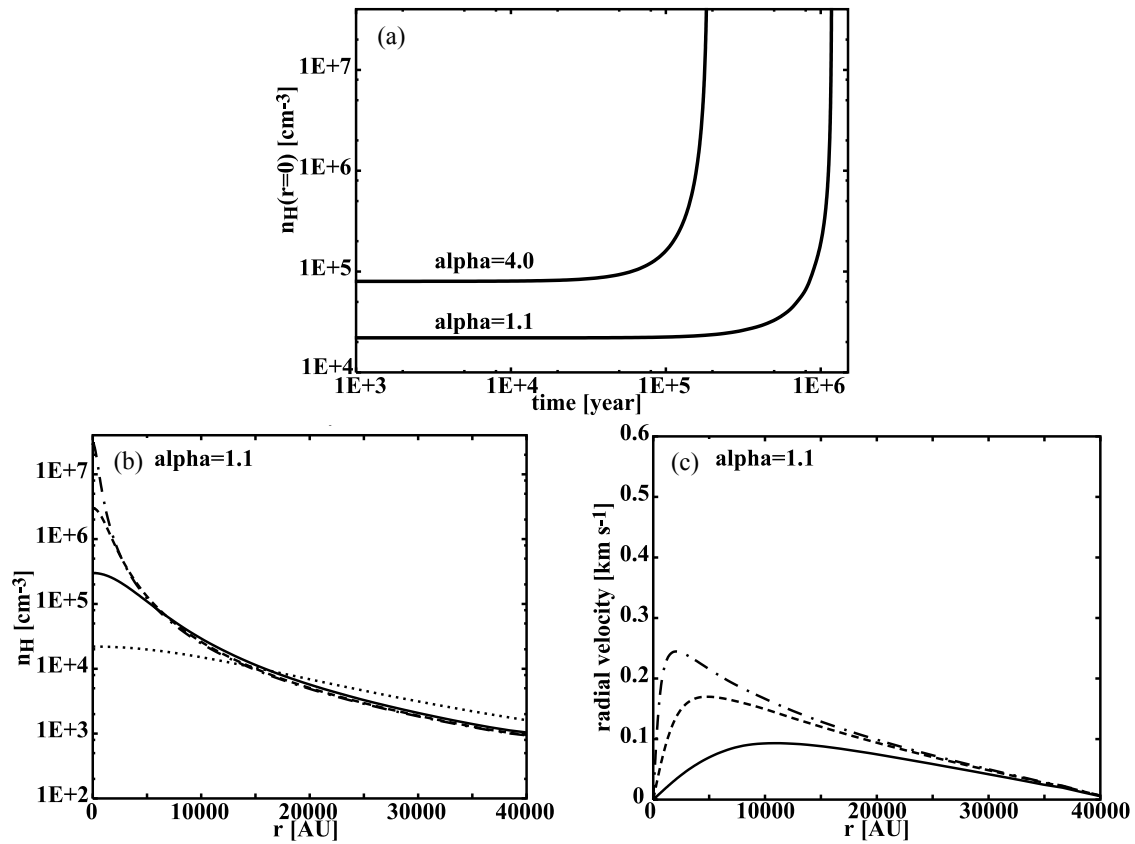


図 8.9: Aikawa et al.(2005) によるコア収縮計算の結果。(a) 中心密度の時間変化。(b),(c) 密度と分子速度の半径方向に対する分布。点線は初期密度分布。実線、破線、鎖線はそれぞれ $t = 1.05 \times 10^6, 1.15 \times 10^6, 1.17 \times 10^6 [\text{yr}]$ の分布。

8.5.2 コア進化モデルとの比較

Masunaga & Inutsuka(2000) は一次元球対称な流体シミュレーションに周波数依存性も含めた輻射輸送計算を組み合わせ、分子雲コアの進化を計算した。初期値として一様な密度 $\rho = 1.415 \times$

$10^{-19}[\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}]$ と $T \sim 10[\text{K}]$ の温度をもつ半径 $R = 10^4[\text{AU}]$ の $1M_{\text{sun}}$ の分子雲コアを設定している。シミュレーションの結果である密度-温度平面上でのコア中心部の熱的進化トラックを図 8.10 に示す。

今回の観測から得られた密度は、望遠鏡のビームが空間的になまされている効果により中心密度の値として用いることはできない。一方で、中心部の周囲の温度として $T_{\text{ex}} = 5.5[\text{K}]$ を用いることにより図 8.10 の x 軸と比較することはできる。FeSt1-457 は図 8.10 の進化トラック上の”dense core”上 ($T < 10[\text{K}]$) に存在することが考えられる。また 8.5.1 節の議論からコアは急激な密度上昇の直前または最中にあると考えられることから、FeSt1-457 は進化トラック上の First Core 形成直前、またはその最中であることが示唆された。

以上より、Bok-Globule FeSt1-457 は低温高密度かつ重力不安定なコアである。また温度・密度は重力収縮直前かごく初期の段階であると考えられ、FeSt1-457 は First Core 候補天体となる貴重なサンプルであることがわかった。

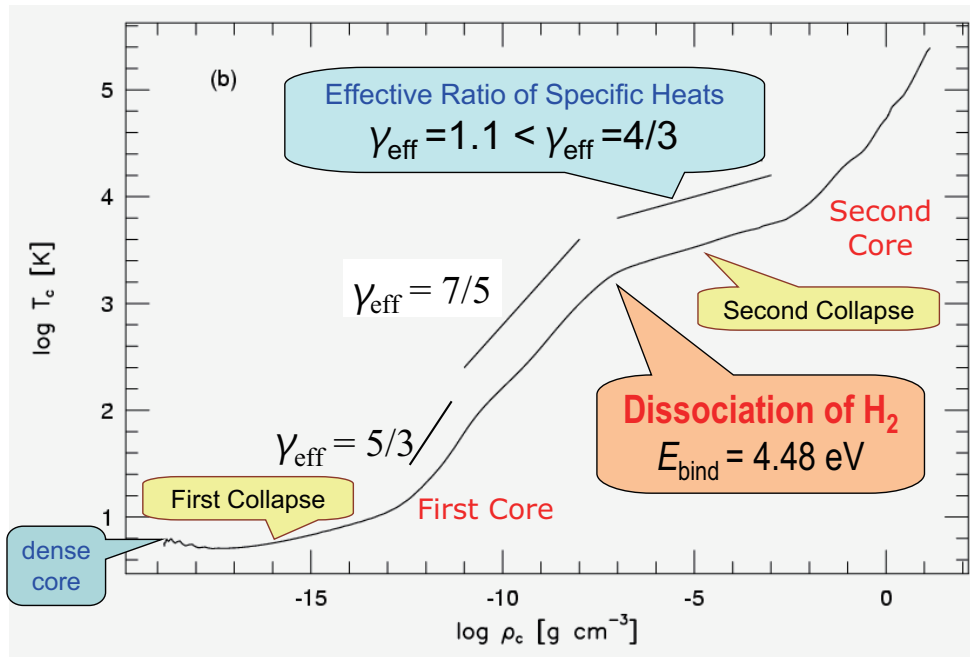


図 8.10: 一次元球対称輻射流体シミュレーションによる重力収縮するガス雲の中心部の密度-温度平面上での熱的進化トラック (Masunaga & Inutsuka, 2000)。

第9章 まとめ

- 野辺山 45m 電波望遠鏡を用いて、重力的に不安定な状態にある分子雲コア FeSt1-457 に対して多輝線 OTF 観測を行った。
- N_2H^+ 輝線による超微細構造線解析の結果、コア全体で $T_{\text{ex}} \sim 6[\text{K}]$ 、コア中心で $n(\text{H}_2) > 10^6[\text{cm}^{-3}]$ と低温・高密度コアであることがわかった。
- Late-depleter である N_2H^+ 輝線の積分強度に dip 構造がみられ、放射はダストコアピークよりも北側に集中していた。現段階では dip 構造の検証は難しく、追観測が必要である。
- 柱密度の半径方向プロファイルは赤外線観測の結果と一致し、 $\xi_{\text{max}} = 12.6$ の Bonnor-Ebert Sphere で再現できた。また、 $M_{\text{LTE}}/M_{\text{vir}} < 10$ であることから FeSt1-457 は重力的に不安定であり collapse 直前であることが考えられる。
- H_2D^+ も FeSt1-457 中心部での主要なイオンのひとつであることが示唆された。
- コア進化モデルとの比較より、FeSt1-457 は急激な密度上昇の直前またはその最中であり、確固たる観測例のない First Core の貴重なサンプルであることが考えられる。

付録A Bonnor-Ebert Sphere

A.1 式の導出

流体における力の釣り合いの式は、 ρ を密度、 p をガス圧、 Φ_g を重力ポテンシャルとすると

$$-\frac{1}{\rho}\nabla p - \nabla\Phi_g = 0 \quad (\text{A.1})$$

である。ガス球が等温と仮定すると、等温音速 $a_T = \sqrt{p/\rho}$ を使うと、式 (A.1)

$$\nabla \left(\ln \rho + \frac{\Phi_g}{a_T^2} \right) = 0 \quad (\text{A.2})$$

Φ_g については以下のポアッソン方程式が成立。

$$\nabla^2 \Phi_g = 4\pi G \rho \quad (\text{A.3})$$

球対称のとき、 Φ_g は半径 r だけの関数になるから、

$$\rho(r) = \rho_c \exp \left(-\frac{\Phi_g}{a_T^2} \right) \quad (\text{A.4})$$

となる。ただし、 $r = 0$ で $\Phi_g = 0$ とした。また ρ_c は中心密度である。一方、式 (A.3) は

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\Phi_g}{dr} \right) = 4\pi G \rho(r) \quad (\text{A.5})$$

$$= 4\pi G \rho_c \exp \left(-\frac{\Phi_g}{a_T^2} \right) \quad (\text{A.6})$$

となる。これを、

$$\xi = \left(\frac{4\pi G \rho_c}{a_T^2} \right)^{1/2} r \quad (\text{A.7})$$

$$\psi = \frac{\Phi_g}{a_T^2} \quad (\text{A.8})$$

を用いて無次元化すると、

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\psi}{d\xi} \right) = \exp(-\psi) \quad (\text{A.9})$$

が得られる。これが Bonnor-Ebert Sphere の式である。

実際のクラウドでは、ある外径 R で外圧 p_R を与えるようなガスに覆われていると考えられる。このとき、 p_R を与えると ρ_R が決まる。さらに、 (ρ_c/ρ_R) を与えると、式 (A.9) からそれを満たす ξ_R が一意に決まり、 R と対応するようになる。このときの ξ_R を $\xi_{\max}$ と呼ぶ。

クラウド質量 M は

$$M = 4\pi \int_0^R \rho r^2 dr \quad (\text{A.10})$$

$$= 4\pi \rho_c \left(\frac{a_T^2}{4\pi G \rho_c} \right)^{3/2} \int_0^{\xi_{\max}} e^{-\psi} \xi^2 d\xi \quad (\text{A.11})$$

$$= 4\pi \rho_c \left(\frac{a_T^2}{4\pi G \rho_c} \right)^{3/2} \left[\xi^2 \frac{d\psi}{d\xi} \right]_{\xi=\xi_{\max}} \quad (\text{A.12})$$

となる。ここで、 $r = R$ での Jeans 質量 M_J^R を以下のように定義する。

$$M_J^R \equiv \left(\frac{a_T^2}{4\pi G \rho_R} \right)^3 \rho_R = \frac{a_T^4}{p_R^{1/2} G^{3/2}} \quad (\text{A.13})$$

M を式 (A.13) で無次元化したパラメータ

$$m \equiv \frac{M}{M_J^R} = \frac{G^{3/2} p_R^{1/2} M}{a_T^4} \quad (\text{A.14})$$

を導入して式 (A.12) を変形すると、解くべき式は

$$m = \left(4\pi \frac{\rho_c}{\rho_R} \right)^{-1/2} \left[\xi^2 \frac{d\psi}{d\xi} \right]_{\xi=\xi_R} \quad (\text{A.15})$$

である。

付 録 B 分子輝線観測からの柱密度の導出

分子の回転遷移による放射エネルギーのオーダーは $\sim 10^{-3}[\text{eV}]$ であり、波長で表現すると mm $\sim$ cm 程度である。ここでは、分子の回転遷移によって放射された輝線が観測された際に、その柱密度を求める手法を述べる。

B.1 N_2H^+ 輝線からの柱密度の導出

直線分子の場合、 J を回転量子数とし、選択則 $\Delta J = 1$ の回転遷移の場合、放射エネルギー E_J は

$$E_J = hBJ(J+1) \quad (\text{B.1})$$

と表される。ここで、 h はプランク定数、 B は分子の回転定数である。局所熱平衡を仮定して、その温度を T_{ex} とすると、エネルギー準位 J にいる分子数 n_J は

$$n_J = ng_J \frac{1}{Z} \exp\left(-\frac{hBJ(J+1)}{kT_{\text{ex}}}\right) \quad (\text{B.2})$$

$$g_J = 2J+1 \quad (\text{B.3})$$

ここで g_J は J の準位での統計的重率、 k はボルツマン定数である。分配関数 Z は

$$Z = \sum_{J=0}^{\infty} g_J \exp\left(-\frac{E_J}{kT_{\text{ex}}}\right) \quad (\text{B.4})$$

$$= \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) \exp\left(-\frac{hBJ(J+1)}{kT_{\text{ex}}}\right) \quad (\text{B.5})$$

ここで、Rayleigh-Jeans 近似 $hB/kT_{\text{ex}} \ll 1$ を使うと

$$Z \approx \frac{kT_{\text{ex}}}{hB} \quad (\text{B.6})$$

となる。従って式 (B.3) は

$$n_J \approx ng_J \frac{hB}{kT_{\text{ex}}} \exp\left(-\frac{hBJ(J+1)}{kT_{\text{ex}}}\right) \quad (\text{B.7})$$

となる。この式は低温 $T < 10[\text{K}]$ な分子雲内で有効である。

分子雲が輝度温度 T_ν の放射を出しているとき、周波数 ν での光学的厚みを τ_ν とすると、観測さ

れる輝度温度は $T_B = T_\nu(1 - e^{-\tau_\nu})$ である。Rayleigh-Jeans 近似 $hB/kT_{\text{ex}} \ll 1$ を用いると、輝度温度は

$$T_{B,\nu} = \frac{c^2}{2k\nu^2} I_\nu f(\nu)(1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (\text{B.8})$$

で与えられる。ここで c は光速である。 $f(\nu)$ は line shape function であり、 $\int f(\nu)d\nu = 1$ である。ここで、emissivity ε_ν と opacity κ_ν を導入し、 $I_\nu = \varepsilon_\nu/\kappa_\nu$ とすると式 (B.8) は

$$T_{B,\nu} = \frac{c^2}{2k\nu^2} \frac{\varepsilon_\nu}{\kappa_\nu} f(\nu)(1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (\text{B.9})$$

となる。ここで、 L を視線方向の分子雲の大きさとして、光学的厚み τ_ν は

$$\tau_\nu = \int_0^L \kappa_\nu dx \simeq \kappa_\nu L \quad (\text{B.10})$$

となる。よって、輝度温度は

$$T_B = \frac{c^2}{2k\nu^2} \varepsilon_\nu L f(\nu) \frac{1 - e^{-\tau_\nu}}{\tau_\nu} \quad (\text{B.11})$$

となる。emissivity ε_ν についてアインシュタイン係数 $A_{J+1,J}$ を用いると

$$\varepsilon_\nu = \frac{1}{4\pi} n_{J+1} A_{J+1,J} h\nu \quad (\text{B.12})$$

であり、輝度温度は

$$T_{B,\nu} = \frac{hc^2}{8\pi k\nu} n_{J+1} A_{J+1,J} L f(\nu) \frac{1 - e^{-\tau_\nu}}{\tau_\nu} \quad (\text{B.13})$$

である。LTE を仮定しているので、ここで式 (B.7) を用いると

$$\frac{hc^2}{8\pi k\nu} n(2J+3) \frac{hB}{kT_{\text{ex}}} \exp\left(-\frac{hB(J+1)(J+2)}{kT_{\text{ex}}}\right) A_{J+1,J} L f(\nu) \frac{1 - e^{-\tau_\nu}}{\tau_\nu} \quad (\text{B.14})$$

となる。ここで、アインシュタイン係数 $A_{J+1,J}$ は

$$A_{J+1,J} = \frac{64\pi^4 \nu^3}{3hc^3} \frac{J+1}{2J+3} \mu^2 \quad (\text{B.15})$$

ここで μ は分子のダイポールモーメントである。これを式 (B.14) に代入して整理すると

$$T_B = \frac{8\pi^3 h}{3k^2 c} n L B(J+1) \frac{1}{T_{\text{ex}}} \nu^2 \mu^2 \exp\left(-\frac{hB(J+1)(J+2)}{kT_{\text{ex}}}\right) f(\nu) \frac{1 - e^{-\tau_\nu}}{\tau_\nu} \quad (\text{B.16})$$

となる。周波数と速度の関係 $\delta\nu = \frac{\nu}{c} \delta v$ を用いると、式 (B.16) は

$$T_B = \frac{8\pi^3 h}{3k^2} n L B(J+1) \frac{1}{T_{\text{ex}}} \nu \mu^2 \exp\left(-\frac{hB(J+1)(J+2)}{kT_{\text{ex}}}\right) f(v) \frac{1 - e^{-\tau_\nu}}{\tau_\nu} \quad (\text{B.17})$$

である。これを速度で積分すれば

$$\int T_B dv = \frac{8\pi^3 h}{3k^2} nLB(J+1) \frac{1}{T_{\text{ex}}} \nu \mu^2 \exp\left(-\frac{hB(J+1)(J+2)}{kT_{\text{ex}}}\right) \int \frac{1 - e^{-\tau_\nu}}{\tau_\nu} dv \cdot 1 \quad (\text{B.18})$$

となる。柱密度は $N = nL$ であるから、これについて整理すれば

$$N = \frac{3k^2}{8\pi^3 h} \frac{1}{B(J+1)\nu\mu^2} T_{\text{ex}} \exp\left(\frac{hB(J+1)(J+2)}{kT_{\text{ex}}}\right) \cdot \int \frac{\tau_\nu}{1 - e^{-\tau_\nu}} T_B dv \quad (\text{B.19})$$

となり、柱密度を求めることができる。表 B.1 に柱密度を導出するために必要な N₂H⁺ のパラメータを示す。

表 B.1: N₂H⁺ のパラメータ。

Frequency ν	93.17348[GHz]
Dipole Moment μ	3.4[Debye]
Rotational Constant B	46.6 [GHz]

B.2 ortho-H₂D⁺ 輝線からの柱密度の導出

式 (B.3) を式 (B.13) に代入すると、輝度温度は

$$T_B = \frac{c^2}{8\pi k \nu^2} nL \frac{g_u A_{u,l}}{Z} \exp\left(-\frac{E_{u,l}}{kT_{\text{ex}}}\right) f(\nu) \frac{1 - e^{-\tau_\nu}}{\tau_\nu} \quad (\text{B.20})$$

となる。ここで、 $E_{u,l}$ は遷移によって放射するエネルギーである。 $\delta\nu = \frac{\nu}{c}\delta v$ 、 $N = nL$ を代入して整理すると

$$T_B = \frac{c^3}{8\pi k \nu^3} N \frac{g_u A_{u,l}}{Z} \exp\left(-\frac{E_{u,l}}{kT_{\text{ex}}}\right) f(\nu) \frac{1 - e^{-\tau_\nu}}{\tau_\nu} \quad (\text{B.21})$$

これを速度について積分し N について解くと

$$N = \frac{8\pi k \nu^3}{c^3} \frac{Z}{g_u A_{u,l}} \exp\left(\frac{E_{u,l}}{kT_{\text{ex}}}\right) \cdot \int \frac{\tau_\nu}{1 - e^{-\tau_\nu}} T_B dv \quad (\text{B.22})$$

となる。ここで、等価輝度温度 $J_\nu(T)$ を用いると、輝度温度は

$$T_B = [J_\nu(T_{\text{ex}}) - J_\nu(T_{\text{bg}})](1 - e^{-\tau}) \quad (\text{B.23})$$

で表される。通常、分子雲では

$$T_B \approx J_\nu(T_{\text{ex}})(1 - e^{-\tau}) \quad (\text{B.24})$$

であるから、これを式 (B.22) に代入すると

$$N = \frac{8\pi k \nu^3}{c^3} \frac{Z}{g_u A_{u,l}} \exp\left(\frac{E_{u,l}}{kT_{\text{ex}}}\right) \cdot \int \tau J_\nu(T_{\text{ex}}) dv \quad (\text{B.25})$$

となる。 $J_\nu(T) = (h\nu/k)/(e^{h\nu/kT} - 1)$ 、 $E_{u,l} \ll 1$ より柱密度は

$$N = \frac{8\pi\nu^3}{c^3} \frac{Z}{g_u A_{u,l}} \frac{e^{E_{u,l}/T_{\text{ex}}}}{e^{h\nu/kT_{\text{ex}}} - 1} \int \tau dv \quad (\text{B.26})$$

となる。表 B.2 に H₂D⁺(1_{1,0} – 1_{1,1}) のパラメータを示す。

表 B.2: H₂D⁺(1_{1,0} – 1_{1,1}) のパラメータ。

Frequency ν	372.4213[GHz]
Einstein Coefficient $A_{u,l}$	$4.55 \times 10^{-4}[\text{s}^{-1}]$
Statistical Weight g_u	9
Transition Energy $E_{u,l}$	17.9[K]

付 録 C CLASS による超微細構造線フィッティング

C.1 微細構造線からの物理量の導出

十分ガス密度が高い極限では、物質内ではエネルギー等分配が成立した熱平衡状態が実現する。この場合、全てのエネルギー準位間の分布はひとつの温度で表され、励起温度 T_{ex} と運動温度 T_k が等しくなる。このような理想的な状態を局所熱平衡 (Local Thermodynamical Equilibrium, LTE) と呼ぶ。以降、LTE を仮定して議論する。

励起温度は考えている二つの準位間で

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_{\text{ex}}}\right) \quad (\text{C.1})$$

で定義できる。ここで、 n_1 、 g_1 、 n_2 、 g_2 はそれぞれ上の準位の分子個数密度と統計的重率、下の準位の分子個数密度と統計的重率、 h はプランク定数、 k はボルツマン定数、 ν は準位間の周波数である。また、観測されるアンテナ温度 T_A は一般的に

$$T_A = \eta^{-1} [T_{\text{ex}} - T_{\text{bg}}] (1 - e^{-\tau}) \quad (\text{C.2})$$

と表される。ここで T_{bg} は宇宙背景放射の温度 ($= 2.73[\text{K}]$)、 τ は天体から地球までの光学的厚み、 η はアンテナ能率 (野辺山 45m 電波望遠鏡の場合、TZ1 受信機の 110[GHz] 帯で 0.31 [33]) である。各超微細構造線について励起温度が共通であると仮定すると、図 C.1 に示す T_{A1} 、 T_{A2} について

$$\frac{T_{A2}}{T_{A1}} = \frac{1 - e^{-\tau_2}}{1 - e^{-\tau_1}} \quad (\text{C.3})$$

となる。輝線の理論的強度比 α を導入し、 $\alpha = \tau_1/\tau_2$ とすれば式 (C.3) より観測したアンテナ温度から各超微細構造線の光学的厚みが求まる。今回は $\text{N}_2\text{H}^+(J=1-0)$ の輝線強度比として、表 5.3 の値を用いている。導出した光学的厚みを式 C.2 に代入することで励起温度 T_{ex} を求めることができる。

C.2 CLASS によるフィッティング

微細構造線スペクトルの性質から光学的厚みと励起温度を計算するソフトウェア CLASS について説明する。CLASS では以下の 3 つの仮定を用いている。

- 全ての微細構造線で励起温度は共通

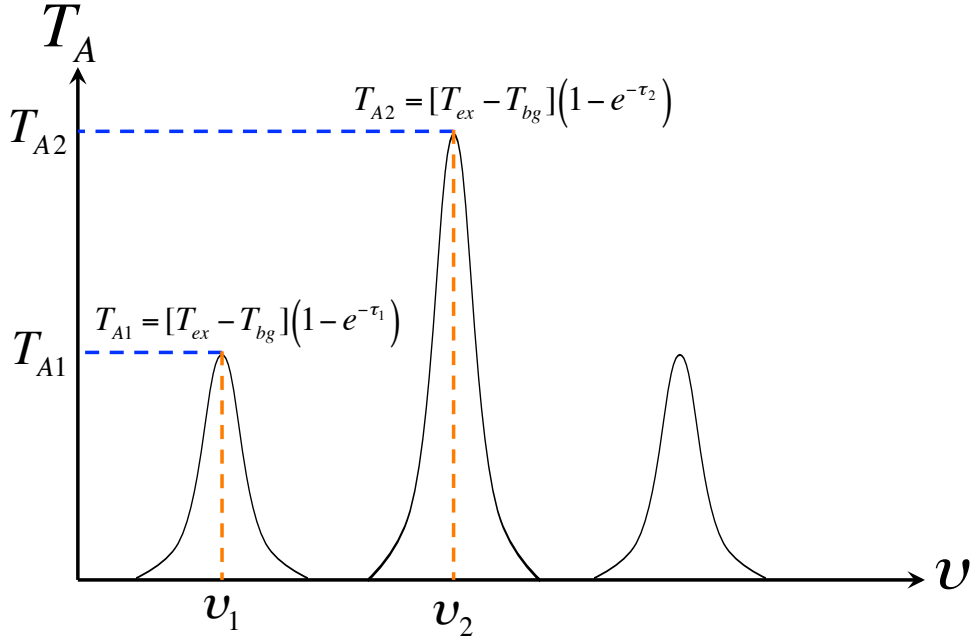


図 C.1: 超微細構造線スペクトルの概念図。

- 全ての微細構造線で輝線幅は共通
- 光学的厚みはガウシアン形状で、周波数 (速度) の関数

フィッティングを行うパラメータを p_1 、 p_2 、 p_3 、 p_4 とする。 i 番目の輝線の光学的厚み $\tau_i(v)$ は、基準となる輝線の中心速度からのずれを v_i 、LSR velocity を p_2 、半値幅を p_3 とすると

$$\tau_i(v) = p_4 r_i \cdot \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{v - v_i - p_2}{p_3} \right)^2 \right] \quad (\text{C.4})$$

と表される。また、アンテナ温度 T_A は

$$T_A = \eta^{-1} (T_{\text{ex}} - T_{\text{bg}}) (1 - e^{-\tau}) \equiv \frac{p_1}{p_4} (1 - e^{\tau(v)}) \quad (\text{C.5})$$

とする。ここで r_i は i 番目の輝線の相対強度で、任意の値である。 r_i 、 v_i についてはフィッティングの際 CLASS に読み込ませる必要があるため、Keto E. & Rybicki G.(2010) の結果 [16] を用いた。図 C.2 に実際のフィッティング例と、各パラメータがフィッティングにどのように影響しているかを表した。

フィッティングによって得られたパラメータより、光学的厚みと励起温度を導出する。式 (C.5) より

$$\frac{p_1}{p_4} = \eta^{-1} (T_{\text{ex}} - T_{\text{bg}}) \quad (\text{C.6})$$

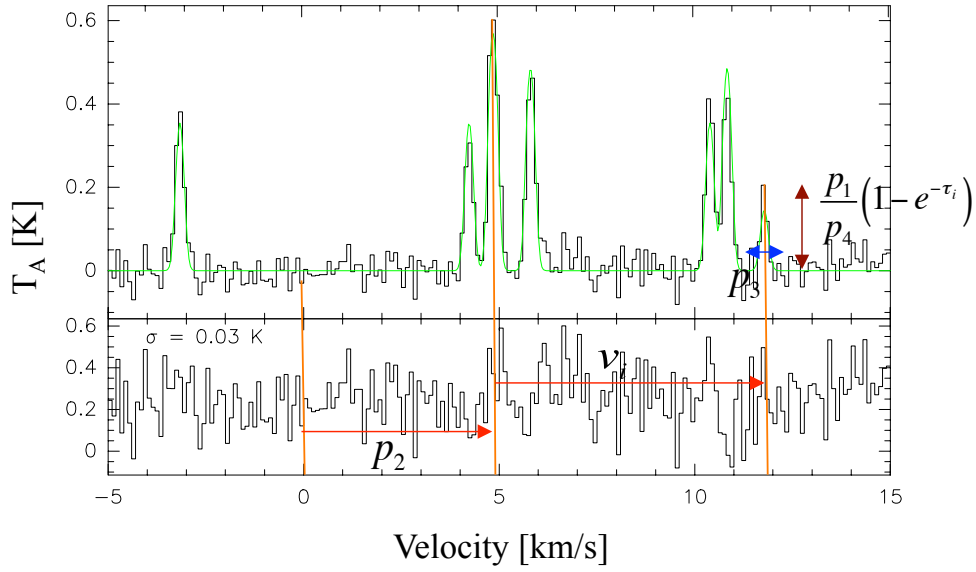


図 C.2: 実際のフィッティング例と各パラメータの関係。

となる。ここから励起温度 T_{ex} を導出できる。また、各輝線の中心速度を $\tilde{v}$ 、各輝線の合計の光学的厚みを τ_{tot} とすると

$$\tau_{\text{tot}} = \sum_i \tau_i(\tilde{v}) = p_4 \sum_i r_i \cdot \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{\tilde{v} - v_i - p_2}{p_3} \right)^2 \right] \quad (\text{C.7})$$

$$= p_4 \sum_i r_i \quad (\text{C.8})$$

となる。これより光学的厚み τ_{tot} を導出することができる。

付 録 D $\text{H}_2\text{D}^+(1_{10} - 1_{11})$ 輝線の観測

D.1 観測

我々は南米チリのアタカマ山脈に設置されている ASTE (Atacama Submillimeter Telescope Experiment) 望遠鏡を使用して FeSt1-457 ダストコア中心部に対して $\text{H}_2\text{D}^+(1_{10}-1_{11}, 372.42138[\text{GHz}])$ 輝線についてポジションスイッチング観測を行った。観測日は 2013 年 9 月 16 日から 9 月 19 日である。16 日から 17 日は悪天候の影響で常時 $T_{\text{sys}} > 4000[\text{K}]@370[\text{GHz}]$ であり観測を断念している。18 日は $T_{\text{sys}} \sim 1600[\text{K}]$ で 80 分間、19 日は $T_{\text{sys}} \sim 700[\text{K}]$ で 50 分間の観測を行った。



図 D.1: ASTE 電波望遠鏡全体図 (国立天文台提供)。

表 D.1: ASTE 望遠鏡によって行った今回の観測パラメータ。

受信機	分光計	ビームサイズ (HPBW)	帯域幅	周波数分解能
CATS345	MAC	22["]	128[MHz]	0.125[MHz]

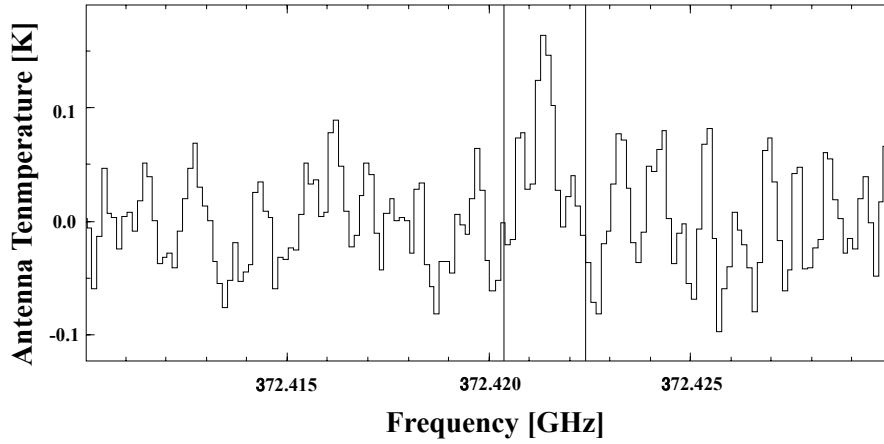


図 D.2: 得られた H_2D^+ のスペクトル。

表 D.2: 得られた H_2D^+ スペクトルのパラメータ。

RMS	ピークアンテナ温度	ピーク周波数	積分強度
0.044[K]	0.164[K]	372.42134[GHz]	0.067[K·km/s]

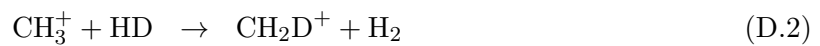
図 D.2 に今回の観測で得られた H_2D^+ のスペクトルを示す。これは 18 日と 19 日の観測から得られたスペクトルを時間で積分したものである。表 D.2 より、 H_2D^+ を $\sim 4\sigma$ で検出できたことがわかる。

D.2 重水素濃縮

分子雲内の化学組成の特徴として、重水素をもつ分子の存在度が高いことが知られている。重水素と水素の宇宙元素存在度比が 1.5×10^{-5} であるのに対し、普通の水素を含む分子とその一部を重水素で置換した分子の存在度比は $10^{-3} - 10^{-1}$ と桁違いに高い [24]。このような現象を重水素濃縮という。

重水素濃縮過程

重水素のほとんどは HD 分子として存在し、これが



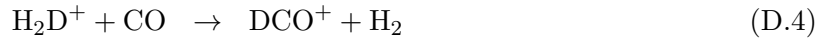
などの反応を起こす。重水素と水素の質量の違いにより重水素同位体は普通の分子よりもゼロ点振動エネルギーが低く、これらの交換反応は発熱反応となる。10[K] 程度の温度では逆反応 (吸熱反応) が起こらないので、 H_3^+ や CH_3^+ は高い重水素比を持つことになる。 H_3^+ は分子雲でおけるイ

オン-分子反応で中心的な存在であるから、 H_2D^+ を通して多くの分子が高い重水素比をもつこととなる。また H_2D^+ をはじめ重水素を含むイオン分子が電子と再結合すると、解離再結合によって重水素原子ができ重水素原子/水素原子比が高くなる。

星なしコアにおける重元素分子の凍結と重水素濃縮

星なしコアの中心部では周囲のガスよりも高い重水素比が観測された [24]。その例として L1544 というコアがある。このコアは中心密度が $n(\text{H}_2) = 1.5 \times 10^6 [\text{cm}^{-3}]$ と高いことから星形成直前のコアとして注目され多くの分子輝線で観測されている。一酸化炭素の輝線強度はコアの中心よりも周辺部で高く、分子の凍結 (depletion) が進んでいることを示している。

一酸化炭素の凍結により交換反応 (D.2) で高められた重水素比がさらに増幅されることが、理論モデルから理解できる。 H_2D^+ の破壊に最も効くのは以下の 5 つの反応である。



化学反応 (D.2)、(D.4)~(D.7) の反応の釣り合いを考えると $\text{H}_2\text{D}^+/\text{H}_3^+$ 比は

$$\frac{\text{H}_2\text{D}^+}{\text{H}_3^+} = \frac{k_1 n(\text{HD})}{k_2 n(\text{CO}) + k_3 n(\text{e})} \quad (\text{D.8})$$

となる。ここで k_1 、 k_2 、 k_3 は定数である。一酸化炭素ガスの減少に伴って比が高くなることがわかる。実際に L1544 では重水素濃縮過程において最も重要な H_2D^+ が観測されている。 H_2D^+ の存在度は理論の予想値 [1] と同程度 (10^{-9}) であり、これがコア中心での主要なイオンであることが示唆されている。

謝辞

本学位論文は多くの方々からのご指導や助言なきには完成させることはできませんでした。私の面倒をみていただいた百瀬研の皆様には心より感謝申し上げます。

私を百瀬研という非常に恵まれた環境で研究させていただける機会を与えて下さった百瀬 宗武教授には大変感謝しております。他大学から百瀬研を志望した私に対しても分け隔てなくご指導をして下さった懐の広さには感服いたしております。百瀬先生にはご指導、ご鞭撻の限りを尽くしていただきました。ありがとうございました。

塚越 崇研究員には電波天文学の基礎から議論の進め方に至るまで幅広くお世話になりました。塚越さんの助言や議論なしには研究を進めることは困難でした。学生に気さくに対応をしてくれたので、研究に関することだけでなく下らない話にも付き合ってくださいました。塚越さんのおかげで楽しい研究生活を送ることができました。ありがとうございました。

百瀬研の学生の方々は、外部から来た私を快く受け入れてくれました。皆様のおかげで研究室の輪に早く溶け込むことができましたし、短い期間でしたが共に過ごした2年間はかけがえのない宝物になりました。共に研究を進めてくれた FeSt チームの2人がいなければ研究は捗らなかったと思いますし、ここまでこれたのは力を合わせて頑張ってきたからだと思います。本当にありがとうございました。また、高萩チームのみなさまもアンテナについての知識を分けっていただきました。私の私生活の部分でも大きく関わってきた皆様には大変感謝しております。先輩、後輩のみなさまもこの2年間、様々な面で私のことを助けていただきました。研究室のみなさま、本当にありがとうございました。

最後にはなりますが、私を支えて下さった全ての方に感謝を申し上げます。

関連図書

- [1] Aikawa, Y. et al., 2005, ApJ, 620,330
- [2] Bergin E. A. et al, 2002, ASJ, 570:L101-L104
- [3] Caselli P. et al., 1995, ASJ, 455:L77-L80
- [4] Caselli P. et al, 2008, A & A, 403 (2003) L37-L42
- [5] Caselli P. et al, 2008, A & A, 492, 703-718
- [6] Caselli P. et al., 2002, ASJ, 572:238-263
- [7] Chen X. et al., 2010, ApJ, 715 1344
- [8] Chen X. et al., 2012, ApJ, 751 89
- [9] Daniel F. et al, 2006, ASJ, 648:461-471
- [10] Dauphas N. & Chaussidon M., 2011, Annu. Rev. Earth Planet. Sci. 39: 351-386
- [11] Devereux & Young, 1990, ASJ, 359:42-56
- [12] Dunham M. et al., 2011, ApJ, 742 1
- [13] Enoch M. L. et al., 2010 , ApJ, 722L 33E
- [14] Friesen R. K. et al., 2010, ASJ, 708:1002-1024
- [15] Kandori R. et al., 2005, ASJ, 130:2166-2184
- [16] Keto E. & Rybicki G. 2010, ApJ, 716 1315
- [17] Lada C. J., & Wilking B. A., 1984, ASJ, 287:610-621
- [18] Lada C. J., 1987, IAUS, 115 1L
- [19] Lippok N. et al, 2013, A & A, 560A, 41L
- [20] Millar T. J., te al., 1997, A & A, 121, 139-185
- [21] Pezzuto S. et al., 2012, A& A, 547, A54
- [22] Prasad S. S., et al., 1980, ApJ, 43:1-35

-
- [23] Qi et al., 2013, *Sci*, 341 630Q
- [24] Saito, S. et al., 2002, *ApJ*, 569:836—840
- [25] Schwab, F. R. 1984, in *Indirect Imaging*, J. A. Roberts, Ed., Cambridge Univ. Press, pp. 333
- [26] Tafalla M. et al., 2006, *A & A*, 455, 577-593
- [27] Thaddeus & Turner, 1975, *ApJ*, 201L, 25T
- [28] van Dishoeck, E. F., 1992, *Astrochemistry of Cosmic Phenomena*, IAUS..150..285V
- [29] Womack M. et al., 1992, *ASJ*, 387:417-429
- [30] 大友 雄造 修士論文「へびつかい座分子雲における分子雲コアの観測的研究」, 2013, 東京大学
- [31] 中井 直正, 坪井 昌人, 福井 康雄, シリーズ現代の天文学 16 宇宙の観測 (2) 電波天文学
- [32] 45m 観測マニュアル, 国立天文台野辺山電波観測所, 2003,
<http://www.atacama.jp/H24kansoku/45m-obs-manual.pdf>
- [33] The efficiencies of the 45-m radiotelescope 2012-2013,
<http://www.nro.nao.ac.jp/nro45mrt/html/prop/eff/eff2012.html>
- [34] CLASS Continuum and Line Analysis Single-dish Software, 2006,
<http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>
- [35] Cloud equilibrium and Stability, <http://www.astro.rug.nl/kamp/chapter3.pdf>