

修 士 学 位 論 文

Herbig Ae 型星 HD31648 の
星周ガス円盤 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0, 3 - 2)$ 観測

2007 年度
(平成 19 年度)

茨城大学大学院理工学研究科

自然機能科学専攻

06NM225L

嶋田 翔太

論文要旨

Herbig Ae 型星とは、質量が $1.5 - 3M_{\odot}$ の前主系列星であり、多くの場合、惑星の母胎と見られる星周円盤が付随していることが分かっている。HD31648 は、おうし座ぎょしゃ座暗黒星雲にある Herbig Ae 型星である。本研究では、野辺山 45m 電波望遠鏡を用いて、 $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ の観測を行った。検出される放射が星に直接付随する成分であることを確認するため、同時に周囲の 25 点を観測できる受信機 BEARS を用いた。約 9 時間の積分の結果、星方向だけに星周円盤起源と思われるダブルピーク成分を検出することに成功した。

$^{12}\text{CO}(J=1-0)$ プロファイルと ASTE 観測で得られた $^{12}\text{CO}(J=3-2)$ プロファイルからガス円盤物理量を導出するために、北村らが構築したケプラー回転円盤モデルを用いた。円盤外径、温度分布、面密度分布を変数としてモデルプロファイルの計算を行った結果、2 通りの仮定のもと、それぞれ異なる円盤パラメータ (Case1,2) でフィットすることができた。

Case1 では、円盤質量が過去のミリ波ダスト連続波からの推定値と一致するように面密度と外径に制限をかけた上で、各輝線を独立にフィットした。その結果、どちらもガス円盤が CO 放射に対して光学的に厚く、温度分布に関しては $^{12}\text{CO}(J=3-2)$ が $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ に比べて約 2 倍高い結果になった。これは、2 つの輝線で光学的に厚くなる表面が異なることにより、温度の鉛直構造を反映したものと解釈できる。しかしこの解釈が正しいとすると、 $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ から得られる温度分布がかなり低温でないと説明が付かない。従って、Case1 で得られた円盤モデルが妥当である可能性は低いと考えられる。

一方 Case2 では、円盤質量の制限を外し、 $^{12}\text{CO}(J=1-0, 3-2)$ を同時にフィットする円盤パラメータを調査した。その結果、ガス円盤が CO 放射に対して光学的に薄く、高温である、という従来考えられていない結果が得られた。この結果は、ガス円盤が散逸していると考えれば自然に説明することができる。もしこの解釈が正しいとすれば、ガス散逸の現場を詳細に調べる候補天体を確立したことになる。

目次

1	はじめに	1
1.1	惑星系形成と原始惑星系円盤	1
1.2	Herbig Ae/Be 型星の原始惑星系円盤	3
1.3	HD31648 とは	5
1.4	本研究の目的	7
2	観測	8
2.1	観測概要	8
2.2	データリダクション	11
3	結果	12
3.1	観測結果	12
3.2	ASTE 観測の結果	13
4	解析	15
4.1	ケプラー回転円盤モデル	15
4.2	モデルフィット	17
5	議論	23
5.1	Case1 (ガス円盤質量を固定し、各輝線を独立にフィッティング)	23
5.2	Case2 (ガス円盤質量を固定せず、両輝線を同時にフィッティング)	26
6	まとめ	28

1 はじめに

1.1 惑星系形成と原始惑星系円盤

星・惑星系形成は、分子雲と呼ばれる、星間空間の中でも密度が高く ($n(\text{H}) \geq 10^2 \text{cm}^{-3}$)、水素が分子の状態で存在する低温の領域で起こる。その中でも特に密度の高い分子雲コア ($n(\text{H}) = 10^4 - 10^5 \text{cm}^{-3}$) が重力崩壊を起こし、収縮を始め、原始星が誕生する。この収縮の際、分子雲コアが初期に持っている角運動量の影響により、原始星の周囲には円盤が形成される。この円盤は惑星の母胎と考えられており、原始惑星系円盤と呼ばれている。原始惑星系円盤は、主に水素分子や一酸化炭素分子などのガス成分と、質量比にして 1/100 程度の固体微粒子 (ダスト) 成分とから構成されることが考えられる。

原始惑星系円盤の標準モデルは、太陽系形成の理論モデルである京都モデルが基本となっている。このモデルは、現在の太陽系の姿から原始太陽系円盤の姿を復元する形で構築されたモデルである。京都モデルによると、

1. 原始惑星系円盤のダスト成分が中心面に沈殿する
2. ダスト成分が自己重力により収縮し、微惑星 (数 10 km サイズ) を形成する
3. 微惑星が衝突合体を繰り返し、原始惑星と呼ばれる惑星の素を形成する
4. 木星のようなガス惑星は、周囲のガス成分を引き寄せて大きくなる
5. 原始惑星系円盤のガス成分が散逸して、太陽系のような惑星系が形成される

という過程を経て、惑星が形成されたと考えられている (図 1)。

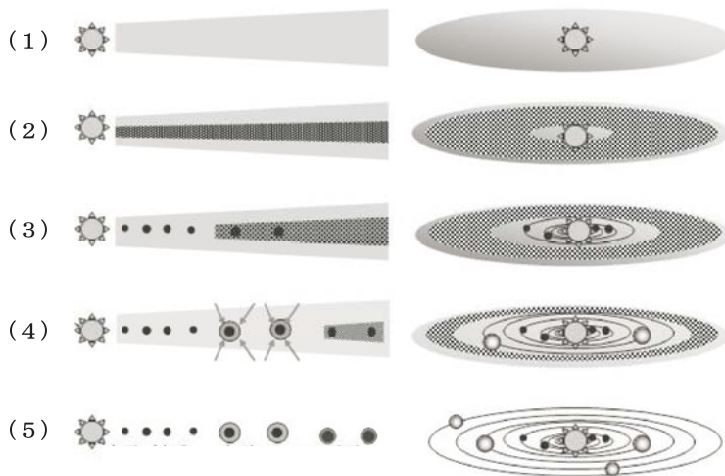


図 1 京都モデルによる惑星系形成過程 [1]

京都モデルの大きな特徴は、上記のような考察から導かれた原始太陽系星雲を初期条件として、現在の太陽系の姿 (5 AU 以内では岩石惑星、それ以遠ではガス惑星) を自然に説明できる点にあり

た。しかし 1995 年以降、多種多様な系外惑星が発見され、原始太陽系星雲の初期条件からは再現することのできない惑星が発見された。そのため、惑星形成を理解するには、原始惑星系円盤を観測し惑星形成の初期条件を明らかにすることが重要である。

原始惑星系円盤は、中心星質量が $1.5M_{\odot}$ 以下の T Tauri 型星や $1.5 - 8M_{\odot}$ の Herbig Ae/Be 型星のような前主系列星に付随していることが分かっている。原始惑星系円盤の観測によるアプローチが始まったのは、1980 年代後半で、赤外線天文衛星 (IRAS) の全天サーベイの成果がきっかけである。この観測により、多くの T Tauri 型星のエネルギースペクトル分布 (SED) に、円盤ダスト成分起源と見られる赤外線超過を示すことが明らかになった [2]。

Beckwith らは、面密度 ($\Sigma(r)$) と温度 ($T(r)$) が動径方向に対してべき乗分布に従う (式 (1)、(2)) と仮定し、赤外線領域の SED より円盤物理量を導出した [3]。

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 (r[AU])^{-p} \quad (1)$$

$$T(r) = T_0 (r[AU])^{-q} \quad (2)$$

ここで、 Σ_0 、 T_0 はそれぞれ 1 AU での値、 p 、 q はそれぞれのべき指数を示す。

彼らの計算に従うと、ダスト放射が局所熱力学平衡 (LTE) であることを仮定すれば、距離 d 、傾斜角 θ (観測者からの視線方向と円盤の回転軸のなす角) の円盤からの放射は、

$$F_{\nu} = \frac{\cos \theta}{d^2} \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} B_{\nu}(T(r)) \left[1 - e^{-\tau_{\nu}(r)/\cos \theta} \right] 2\pi r dr \quad (3)$$

と表すことができる。ただし、 r は円盤中心からの動径方向の距離 (r_{in} : 内径、 r_{out} : 外径)、 $B_{\nu}(T(r))$ は温度 $T(r)$ におけるプランク関数、 $\tau_{\nu}(r)$ はダスト放射に対する光学的厚みである。光学的厚みは、

$$\tau_{\nu}(r) = \kappa_{\nu} \Sigma(r) \quad (4)$$

と表すことができ、 κ_{ν} は吸収係数、 $\Sigma(r)$ はダストの面密度である。ダストの吸収係数には、Hildebrand によって導出された標準値である、

$$\kappa_{\nu} = 0.1(\nu/10^{12}[\text{Hz}])^{-\beta} \quad (5)$$

が用いられることが多い [4]。 β は粒子のサイズや形状によって決まるべき指数で、 β は 0 – 2 の値をとる。ダストの吸収係数が周波数に依存するため、低周波数成分の観測と高周波成分の観測とで、異なる円盤物理量を導出することができる。

高周波数成分を観測した場合、式 (4)、(5) より、ダスト放射の光学的厚みは大きくなる。すると、式 (3) で、 $1 - e^{-\tau_{\nu}(r)/\cos \theta} \sim 1$ となり、放射が円盤の面密度分布に依存せず、温度分布に大きく依存することが分かる。ここで、式 (3) にプランク関数の具体的な形を代入し、放射強度の周波数依存性に着目すると、 $\nu F_{\nu} \propto \nu^{4-2/q}$ となる。つまり、放射の周波数依存性 (SED) が分かると、温度分布のべき指数 q を決定することができる。図 2 に、T Tauri 型星周囲の円盤の温度べき指数の分布を示した。図 2 より、温度べき指数 q はおよそ 0.5 – 0.7 の値を持つことが分かった。

低周波数成分を観測した場合、高周波数成分と異なり、ダスト放射の光学的厚みは小さくなる。すると、式 (3) で、 $1 - e^{-\tau_\nu(r)/\cos\theta} \sim \tau_\nu(r)/\cos\theta = \kappa_\nu \Sigma(r)/\cos\theta$ となり、放射が面密度分布に依存するため、質量に関する情報が得られることが分かる。温度が一定であることを仮定し、式 (3) の動径方向の積分を実行すると、

$$F_\nu = \frac{\kappa_\nu B_\nu(T) M_d}{d^2} \quad (6)$$

となる。この式より、温度と吸収係数を仮定すれば、円盤質量 M_d を導出することができる。図 3 に、T Tauri 型星周囲の円盤の質量分布を示した。図 3 より、円盤質量は $0.001 - 0.1 M_\odot$ であることが分かった。

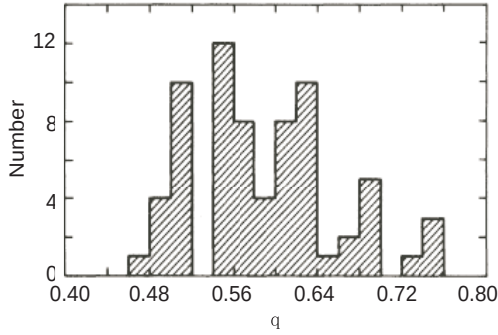


図 2 円盤温度べき指数の分布 [3]：横軸が温度べき指数、縦軸が個数を表す。

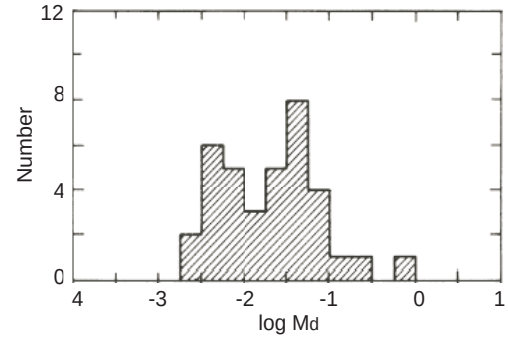


図 3 円盤質量の分布 [3]：横軸が円盤質量、縦軸が個数を表す。

最近では、ミリ波干渉計を用いて、T Tauri 型星周囲の円盤のダスト連続波のマッピング観測が行われており、円盤外径が $100 - 500 \text{ AU}$ 、面密度分布のべき指数 p が $0 - 1$ に分布することが分かった [5]。

上記で示した、観測で得られた円盤物理量は、京都モデルで導出された値に近い値を示しており、京都モデルがおおよそ正しいことを示唆している。

1.2 Herbig Ae/Be 型星の原始惑星系円盤

Herbig Ae/Be 型星とは、中心星質量が $1.5 - 8 M_\odot$ の前主系列星である。1960 年、Herbig が中質量の前主系列星の候補天体として、26 個の天体をまとめたのがこの天体の観測の始まりである [6]。1994 年には、The らによって Herbig Ae/Be 型星が新たにカタログ化された [7]。このカタログには、中心星質量： $1.5 - 8 M_\odot$ 、光度： $1 - 10^4 L_\odot$ 、有効温度： $8000 - 30000 \text{ K}$ 、年齢： $10^5 - 10^7$ 年の Herbig Ae/Be 型星、約 300 個がまとめられている。

Herbig Ae/Be 星には、T Tauri 型星同様に原始惑星系円盤が付随していることが多くの観測事実から明らかになってきた。Hillenbrand らは初めて系統的な可視光からミリ波に至る SED の解析を行い、Herbig Ae/Be 型星の多くが円盤ダスト成分起源の赤外線超過を示すことを明らかにした [8]。それに引き続く、ミリ波干渉計を用いた CO の回転遷移やダスト連続波の観測によっても、

ケプラー回転している数 100AU の円盤が確かめられた [9, 10]。

最近では、Infrared Space Observatory (ISO) を用いた観測により、Herbig Ae/Be 型星のより完全な SED の形状が明らかにされた結果、次の Group I と Group II に分類できることが分かった [11]。

- Group I：中間赤外線成分がべき乗成分+黒体成分で表され、強い遠赤外線成分を示すもの
- Group II：中間赤外線成分がべき乗成分だけで表され、遠赤外線成分が弱いもの

Dullemond らが行った、Chiang, Goldreich らの構築した円盤 2 層モデル [12] に中心星からの放射により生じる円盤内縁部の膨らみ (inner rim) を含めた計算によると、この SED の分類は次のようなダスト成分の円盤構造の違いを反映したものと説明できる [13]。図 4 に、この計算によって得ることのできた円盤を edge-on で見たときの様子を示した。



図 4 Group I・II の円盤モデル構造 [13]：左が Group I の円盤、右が Group II の円盤を表す。

Group I は flaring 構造を持つために、円盤外縁部が中心星からの放射を受けることになる (flared disk)。そのため、円盤外縁部は暖められて、中間から遠赤外線の放射が強くなる。それに対して、Group II は disk が flaring 構造を持たないために、円盤外縁部は inner rim の影に隠れてしまい、中心星からの放射が届かない (self-shadowed disk)。そのため、円盤外縁部は暖められず、中間から遠赤外線の放射が弱くなる。

また、Acke らが Herbig Ae 型星 26 個におけるミリ波の測光データを用いて、Group I・II 間のミリ波のスペクトル指数の系統的な比較を行った結果、Group 毎に異なる傾向を持つことが分かった [14]。図 5 に、Group I・II のミリ波スペクトル指数と $60\text{ }\mu\text{m}$ の Flux 超過量の関係を示した。

ミリ波のスペクトル指数は、ダスト吸収係数のスペクトル指数に依存するため、ダスト粒子サイズに依存する量である。具体的には、ミリ波のスペクトル指数が大きいほど、ダスト粒子サイズは小さくなる。図 5 より、Group I の方が Group II に比べてミリ波のスペクトル指数が大きいので、Group I の方がダスト粒子のサイズは小さいと考えられる。

1.1 節で示したとおり、京都モデルによる惑星形成過程では、ダスト成分は、円盤が進化するにつれて中心面に落下し、自己重力や衝突によりその大きさが徐々に大きくなる。このダスト成分の振る舞いを信じるとすれば、上記で示した、Group 毎の円盤構造の違いやダストサイズの違いを統一的に説明するシナリオとして、円盤は Group I (flared disk) からスタートして、時間を経て Group II (self-shadowed disk) になると解釈することができる。

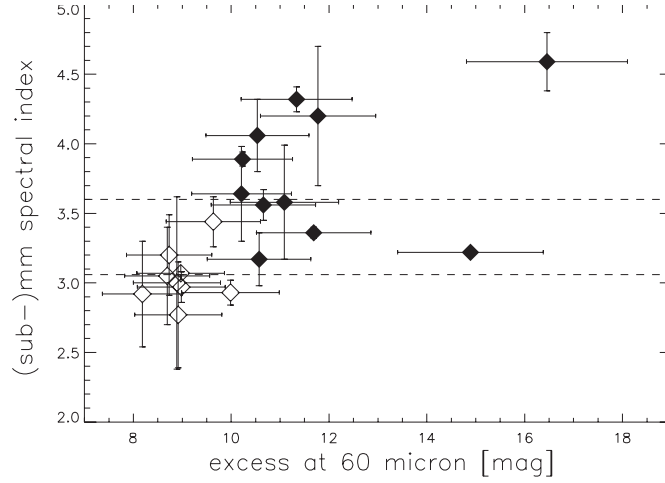


図5 Group I・II のミリ波スペクトル指数と $60\ \mu\text{m}$ の flux 超過量 [14]: 横軸が $60\ \mu\text{m}$ のフラックス超過量、縦軸がミリ波のスペクトル指数を表す。黒色の点が Group I の天体、白色の点が Group II の天体を示す。

1.3 HD31648 とは

HD31648 (MWC480) は、おうし座ぎょしゃ座暗黒星雲にある Herbig Ae 型星の 1 つで、これまでに赤外線や電波などで原始惑星系円盤の研究が行われている。これまでの観測で得られている星のパラメータを表 1 に示した [10, 15]。

表 1 HD31648 天体パラメータ

スペクトル型	距離	表面温度	半径	光度	質量	年齢
A3	140 pc	8890 K	$2.1 R_{\odot}$	$23.7 L_{\odot}$	$2.3 M_{\odot}$	6×10^6 年

以下に、本研究において参照した、HD31648 の原始惑星系円盤の観測結果を示す。

- Mannings & Sargent (1997) [10]

Owens Valley Radio Observatory (OVRO) 6 素子干渉計を用いて、 $2.7\ \text{mm}$ 連続波と $^{13}\text{CO}(J=1-0)$ 分子輝線のマッピング観測を行い、回転している原始惑星系円盤の成分検出に成功している。

ミリ波連続波が円盤に対して光学的に薄いと仮定すると、ミリ波のフラックス密度 (F_{ν}) とダスト円盤質量 (M_d) には式 (6) の関係があるので、円盤の典型的な温度を $40\ \text{K}$ と仮定した上で、ダスト円盤質量が $2.9 \times 10^{-4} M_{\odot}$ であることを導出している。さらに、星間空間でのガスとダストの質量比 (100:1) を仮定して、円盤ガス成分の質量 ($0.029 M_{\odot}$) を推定している。

本研究において、モデルフィットの際のガス円盤質量の値には、上記の手順で求められたガス円盤質量 ($0.029M_{\odot}$) を用いた。

- W.-F.Thi et al. (2004) [16]

Institut de Radio Astronomie Millimetrique (IRAM) の 30m 電波望遠鏡を用いて、CO, HCO^+ , CN, HCN などの分子の回転遷移の検出に成功している。

特に、 $^{12}\text{CO}(J=3-2)$ の観測プロファイルにモデルフィットを行い、円盤物理量を推定している。図 6 に観測プロファイルとモデルプロファイルを示した。

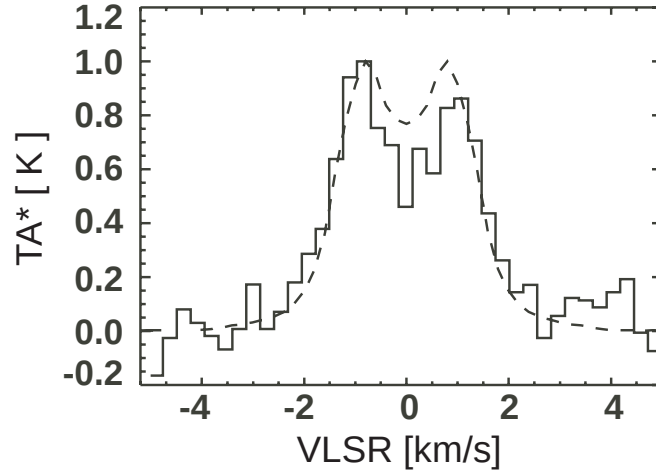


図 6 HD31648 星周ガス円盤 $^{12}\text{CO}(J=3-2)$ モデルフィット [16]: 横軸が局所標準座標系での視線速度、縦軸が電波強度を示すアンテナ温度を表す。実線が観測プロファイル、破線がモデルプロファイルを示す。

円盤内径や面密度分布を固定パラメータとして、円盤外径: $500 - 700 \text{ AU}$ 、円盤傾斜角: 30 度、温度分布: $T(r) = 170[r(\text{AU})]^{-0.5} \text{ K}$ を見積もっている。

本研究において、モデルフィットの際の円盤傾斜角の値には、上記の手順で求められた円盤傾斜角 (30 度) を用いた。

- Acke et al. (2004) [14]

HD31648 の測光観測のデータより、赤外線領域の SED を得ることに成功している (図 7)。図 7 より、中間赤外線成分がべき乗成分だけで表され、遠赤外線成分が弱いことから、HD31648 は Group II に分類されている。

また、ミリ波の測光データのフィッティングによると、ミリ波帯のスペクトル指数は 3.44 である。1.2 節で述べたように、ミリ波帯のスペクトル指数は円盤のダスト粒子のサイズに依存している。他の Group II 天体のスペクトル指数同様、Group I 天体のスペクトル指数 ($3.5 - 4.5$) に比べてスペクトル指数が小さいことから、ダスト粒子サイズが、Group I に比べて成長していると考えられる。

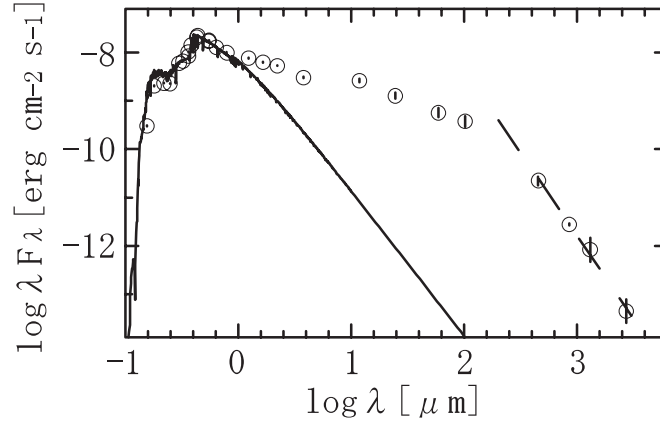


図 7 HD31648 の赤外線領域の SED [14]: 横軸が波長、縦軸が赤外線強度を表す。実線は星の表面温度を仮定した時の黒体放射のプロファイルで、白い丸が測光観測により得られた赤外線放射強度を示す。破線はミリ波帯の測光データをフィッティングした直線を示す。

1.4 本研究の目的

1.2 節で紹介したとおり、Herbig Ae 型星はダスト成分の分布の違いにより、2 つの Group に分類される。この 2 つの Group 間で、ガス成分の違いがあるのかは非常に興味深い問題である。

百瀬らによる Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE) を用いた観測では、ガス成分の化学組成がダスト成分の違いとどう関連しているのかの解明を目指している。具体的には、赤道面付近のいわゆる“分子領域”に含まれると期待される中性分子の輝線 ($^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}(J = 3 - 2)$) と、“Atomosphere 領域”に含まれると期待される、光解離領域特有のガス種 ($\text{CN}(3\frac{7}{2} - 2\frac{5}{2})$) の観測を行い、Group I・II 間で系統的な比較を試みようとしている。一方、ガス成分の物理状態の違いに関しても、ダスト成分の違いとどう関連しているのか調べる必要がある。

また、惑星系形成の理解において、ガス成分の散逸過程を明らかにすることは重要なテーマの 1 つである。散逸過程は、最終的な惑星系の姿や形成の時間尺度を決定するための要因と考えられているが、散逸機構や散逸時期など、不明な点が多いのが現状である。1.3 節で見たとおり、過去のダスト成分の観測結果より、HD31648 周囲の円盤は、形成後ある程度時間の経った円盤だと考えられるため、ガス成分の散逸が始まっているかもしれない。従って、HD31648 周囲のガス円盤の物理状態を探ることにより、ガス成分の散逸機構、散逸過程を探る手がかりを得ることができるかもしれない。

ASTE 観測では、HD31648 の $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ のデータが得られているが、ガス成分の物理状態をより精度よく求めるには、異なる励起状態の遷移の観測も必要である。そこで、本研究では野辺山 45m 電波望遠鏡を用いて、 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ の観測を行い、 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0, 3 - 2)$ 複数輝線間の関係に基づいた解析を行うことにより、原始惑星系円盤のガス成分の物理量を導出する。

2 観測

2.1 観測概要

2.1.1 観測設定

野辺山 45m 電波望遠鏡 (図 8) を用いて、2007 年 2 月 22 日,23 日,24 日、3 月 22 日,23 日の 5 日間に合計約 45 時間をかけて、HD31648 の $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ 輝線の観測を実施した。



図 8 野辺山 45m 電波望遠鏡 [17]

CO 分子は星間空間で水素分子の次に多い分子で、原始惑星系円盤をとりまく分子雲にも豊富に存在しており、CO の回転遷移は星形成領域の至る場所で検出される。そこで、検出される CO 放射強度が分子雲や星・円盤系をとりまく外層部 (エンベロープ) の成分と円盤起源の成分とを区別するため、天体周囲の放射の様子も明らかにする必要がある。そこで今回は、同時に周囲の 25 点が観測できるマルチビーム受信機 25-BEam Array Receiver System (BEARS) を用いた (図 9)。



図 9 BEARS [17]

図 10 に BEARS を用いた時のビームの天球面上での配置を示した。45m 望遠鏡の 115 GHz で

のビームの半値幅は $16''$ である。HD31648 の距離 (140 pc) において、これは 2200 AU に相当し、円盤の典型的スケール (数 100 AU) から考えて、これを空間分解することはできない。一方、BEARS のビーム間角距離は $41.1''$ で、これにより約 2.2×10^4 AU 四方の範囲の放射をとらえることができる。

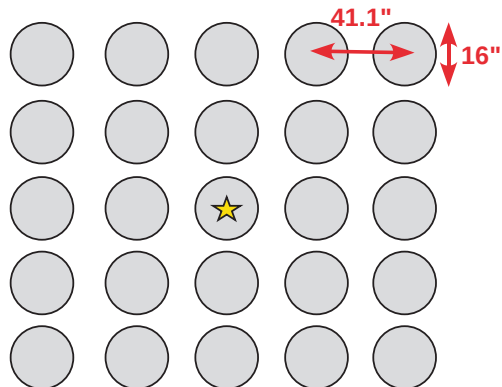


図 10 BEARS を用いた時のビームの天球面上での配置：中央が星方向である。

検出された信号はデジタル分光計 MAC で処理した。MAC は周波数帯域幅の設定により、速度分解能を選択することができる。今回は回転速度による輝線プロファイルが十分な精度でとらえられるように、周波数分解能を 46 kHz (0.12 km/s)、帯域幅を 16 MHz (42 km/s) で観測した。

表 2 に、観測パラメータをまとめた。

表 2 NRO45m 鏡観測パラメータ

観測パラメータ	
観測分子	$^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$
観測周波数	115.271204 [GHz]
ビーム半値幅	$16''$
周波数分解能	46 [kHz]
周波数帯域幅	16 [MHz]
システム雑音温度	290 – 670 [K]

2.1.2 強度較正 (キャリブレーション)

大気からの放射、吸収を補正するためにポジションスイッチング法 (天体方向 (on 点) に向けた時の出力と空 (off 点) に向けた時の出力との差を取る方法)、振幅の較正のためにチョッパホイール法 (吸収体出力と off 点の出力の比較から空の吸収量を見積もる方法) を用いた。

ポジションスイッチング法を用いる場合、off 点にはできるだけ宇宙からの放射がない領域を選

ぶ必要がある。そこで今回は、東京学芸大学の暗黒星雲検索システム (Atlas and Catlog of Dark Clouds) [18] を利用して、星間減光 (A_V) の小さい領域、つまりダストの少ない領域を観測天体付近で探して off 点とした。

CO 放射は A_V が小さい領域でも検出される恐れがあるうえに、本観測で検出したい信号は非常に微弱である。そこで、実際の観測システムで、rms ノイズレベルがある程度小さくなるまで off 点の観測を行った。図 11 に、off 点で約 1 時間の積分で得ることのできた観測プロファイルを示した。

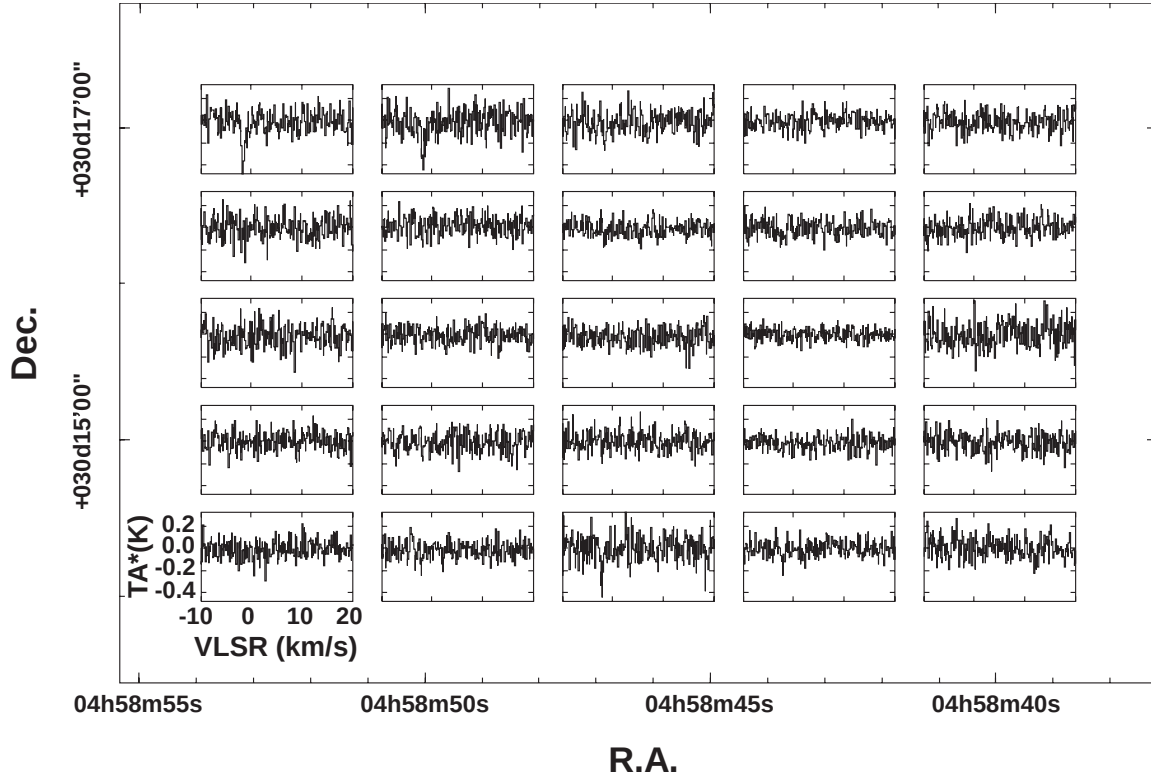


図 11 $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ off 点 25 点プロファイル：横軸が赤経、縦軸が赤緯を表す。各パネルの横軸は局所標準座標系での視線速度、縦軸は電波強度を示すアンテナ温度を表す。

各々のプロファイルの rms ノイズレベルは約 0.1 K であった。図 11 より、顕著な CO 放射は検出されなかったため、この点を off 点として採用した。所々のプロファイルに -2 km/s 成分の吸収が見られるが、このプロファイルは off 点の放射から別の off 点の放射を差し引いたものであるため、別の off 点の放射が吸収になって現れているだけだと考えられる。その上、ASTE 観測で検出された星周円盤起源の放射は、 5 km/s 成分に見られることが分かっていたので、この吸収成分は解析には影響しない。

2.1.3 位置補正 (ポインティング)

観測中は定期的にアンテナ指向性の確認を行う必要がある。本観測では、約 1 時間 30 分毎に 40GHz 帯の受信機 (S40) を用いて、SiO メーザー源である NML-Tau、U-Aur をマッピング観測することにより行った。その結果、典型的に 5" のポインティング精度を得ることができた。

2.2 データリダクション

観測データから天体のスペクトルを得るためには、データ処理をしなければならない。野辺山 45m 電波望遠鏡で得られたスペクトル・データ処理には、専用のアプリケーションソフト “NEWSTAR” が用意されているので、本研究でもこれを用いてデータ処理を行った。データ処理の手順を以下に示す。

1. 不良データの削除 (FLAG)

観測中に機器の不安定性によりスプリアスと呼ばれる非常に強いノイズが入ってしまうことがある。また、強風のためにアンテナの向きが観測天体の方向と違う方向を向いてしまい、観測天体以外の放射を観測してしまう恐れがある。そのため、そのような不良データは削除する必要がある。本観測では高いポインティング精度が求められるので、風速が 10 m/s 以上の時の観測データは削除した。

2. ビーム毎の強度補正 (GCONV)

本観測では、マルチビーム受信機 BEARS を用いているので、ビーム毎の受信機の性能が少しずつ異なる。そのため、ビーム毎に強度補正を行ってから、ビーム毎の強度比較を行う必要がある。強度補正項には、野辺山宇宙電波観測所の提供している、受信機 S100 を用いて求められた Calibration Data を用いた [17]。

3. ベースラインフィット (BASELINE)

生データのベースラインは必ずしも、アンテナ温度で 0 K になっていない。また、傾いている場合もある。これを補正するためにベースラインフィットを行う必要がある。ベースラインフィットを終えたスペクトルデータは、アンテナ温度スケールでの天体からの正しいスペクトルである。

4. スペクトルの足し合わせ (Auto SP sum)

各観測毎のスペクトルを足し合わせて、全観測時間でのスペクトルを求める。ノイズに対する信号の強度比 (S/N 比) は $\sqrt{t}$ に比例するので、積分時間 t を増やすことにより、rms ノイズレベルを下げて S/N 比を上げることができる。

3 結果

3.1 観測結果

2 章で紹介した観測設定のもと、8 時間 47 分 50 秒の積分で得ることのできた観測プロフィールを図 12 (25 点)、図 13 (星方向のみ) に示した。

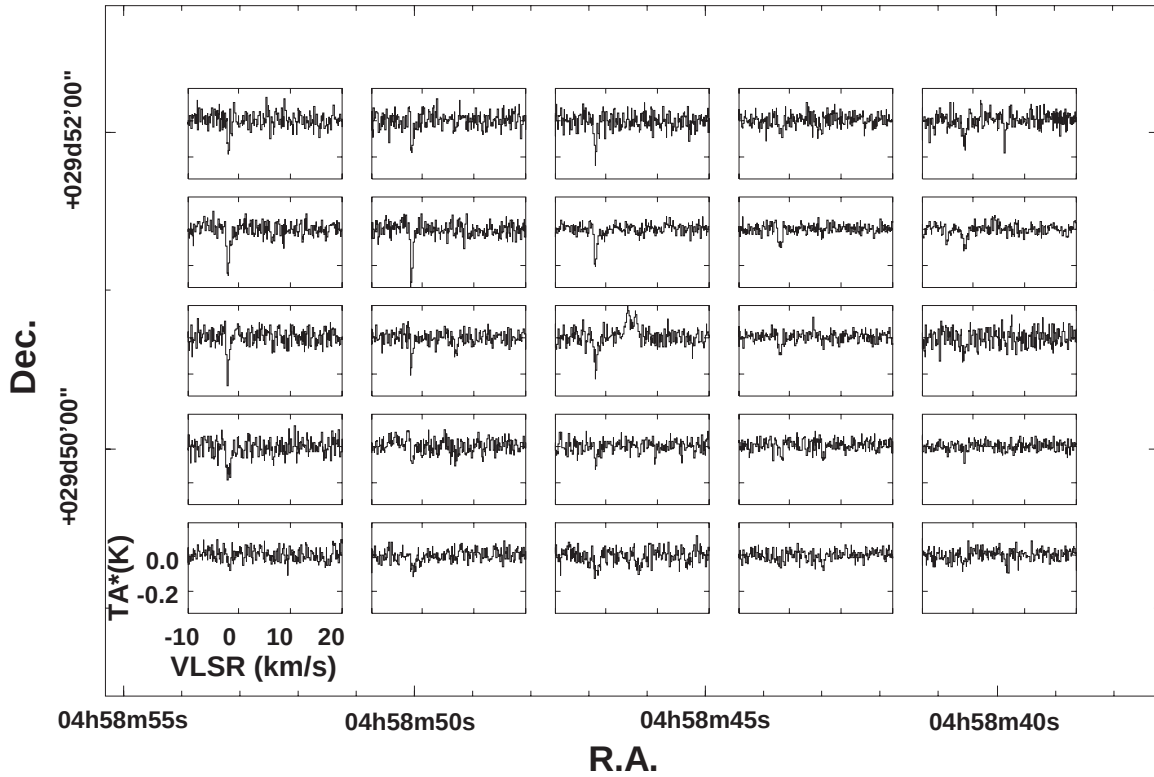


図 12 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ 観測点 25 点プロフィール：横軸が赤経、縦軸が赤緯を表す。各パネルの横軸は局所標準座標系での視線速度、縦軸はアンテナ温度を表す。中央が星方向のプロフィールである。

25 点プロフィールの中央が星方向のものである。各々のプロフィールにおける rms ノイズレベルは、0.024 – 0.046 K であった。

図 12、13 から分かる通り、星方向のプロフィールだけに 5 km/s 成分にダブルピーク成分を検出することに成功した。rms ノイズレベルは約 0.0373 K で、S/N 比は約 4.5 であった。

これまでの T Tauri 型星 (GG Tau など) 周囲のガス円盤の CO 放射の観測などにより、ケプラー回転しているガス円盤からの CO 放射はダブルピーク成分を持つことが分かっている [19]。これは、ガス円盤からの CO 放射は一般的に光学的に厚いため、観測プロフィールの速度成分ごとの放射強度は、その速度成分で回転している円盤領域を見込む立体角の大きさに比例することに起因している [20]。本観測プロフィールにおいて、天体方向だけにダブルピーク成分を検出できたこと

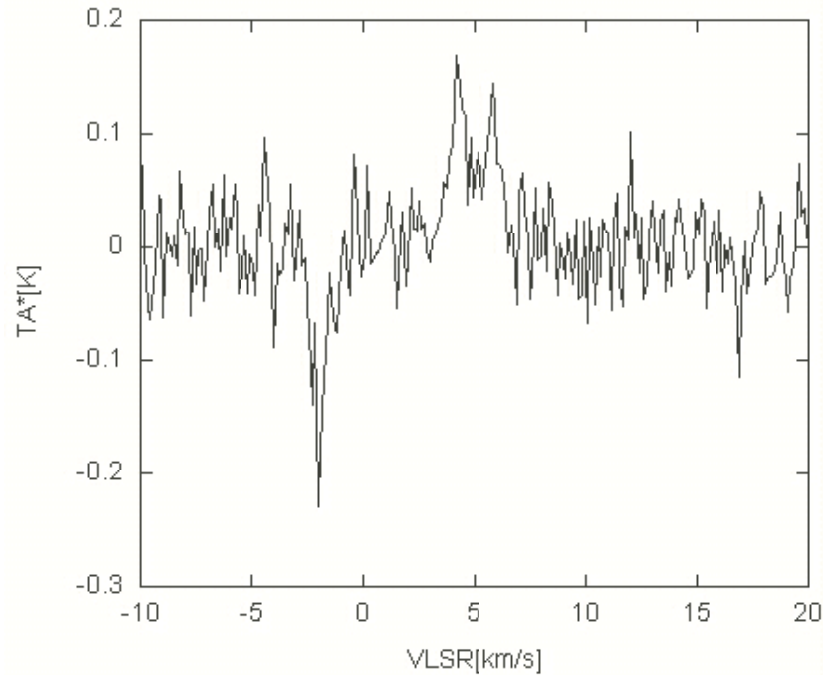


図 13 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ 星方向プロファイル：横軸が局所標準座標系での視線速度、縦軸がアンテナ温度を表す。

から、原始惑星系円盤のガス成分の検出に成功したと考えられる。

図 12 には、図 11 同様、所々のプロファイルに -2 km/s 成分の吸収が見られるが、 5 km/s の成分と大きくずれており、ダブルピークプロファイルと重なっていないために、解析には影響しない。

3.2 ASTE 観測の結果

百瀬らが 2005 年 8 月に ASTE を用いて行った、HD31648 の $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ の観測結果を紹介する。観測パラメータを表 3 に示した。

表 3 ASTE 観測パラメータ

観測パラメータ	
観測分子	$^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$
観測周波数	345.795990 [GHz]
ビーム半値幅	$22''$
周波数分解能	122 [kHz]
周波数帯域幅	128 [MHz]

この観測パラメータのもと、48 分の積分で得ることのできた観測プロファイルを図 14 に示した。

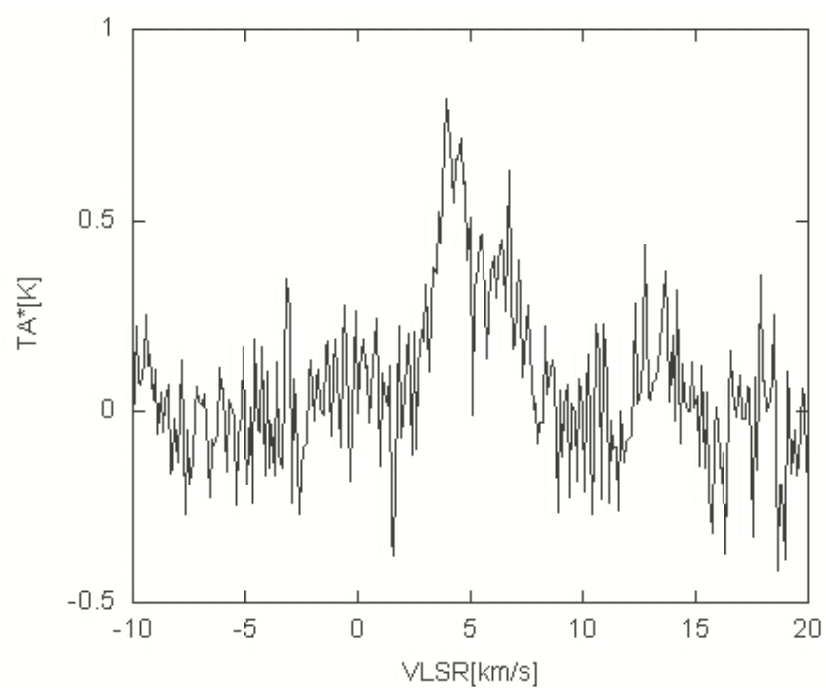


図 14 $^{12}\text{CO}(J=3-2)$ 星方向プロファイル：横軸が局所標準座標系での視線速度、縦軸がアンテナ温度を表す。

この観測プロファイルの rms ノイズレベルは 0.158 K で、S/N 比は約 5.2 であった。図 14 から分かる通り、5km/s 成分にダブルピーク成分を検出することに成功している。同時に観測を行った、22'' 離れた周囲の 4 点からは顕著な CO 放射が見られなかったことから、このダブルピーク成分は、野辺山 45m 鏡の $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ の観測結果同様、原始惑星系円盤のガス成分を検出したものと考えられる。

4 解析

4.1 ケプラー回転円盤モデル

$^{12}\text{CO}(J = 1 - 0, 3 - 2)$ の観測プロファイルからガス円盤物理量を求めるために、北村らが構築したケプラー回転円盤モデルを用いた [21, 22]。以下に、この円盤モデルの特徴を紹介する。

この円盤モデルは軸対称を仮定している。そのため、物理量は全て、回転軸を中心とした動径方向の位置 (r) と赤道面からの鉛直方向の高さ (z) で決まるものとする。

京都モデルでは、円盤の面密度分布、温度分布は動径方向のべき乗に比例することを仮定しており、この仮定をもとにした円盤モデルが T Tauri 型星周囲の円盤の SED によくフィットできている [3, 5]。そこで、このケプラー回転円盤モデルにおいても、面密度分布、温度分布は動径方向のべき乗に比例することを仮定している (式 (1)、(2))。

鉛直方向には静水圧平衡を仮定しており、中心星からの重力と圧力勾配による力の釣り合いは

$$\frac{GM_*}{r^2 + z^2} \frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}} = -\frac{1}{\rho(r, z)} \frac{\partial p(r, z)}{\partial z} \quad (7)$$

と表すことができる。 G は重力定数で、 M_* は中心星質量、 ρ は質量密度、 p は圧力である。ただしこの時、円盤の自己重力は無視している。密度と圧力の関係は気体の状態方程式より

$$p(r, z) = \frac{k_B T(r)}{\mu m_H} \rho(r, z) \quad (8)$$

と表すことができ、 k_B はボルツマン定数、 $T(r)$ はガスの温度、 μ はガス成分の平均分子量、 m_H は水素原子の質量である。式 (7) の微分方程式を式 (8) を用いて解くことにより、鉛直方向の密度構造は

$$\rho(r, z) = \rho(r, 0) \exp \left[-\left(\frac{z}{H(r)} \right)^2 \right] \quad (9)$$

となる。ここで、 $H(r)$ は円盤の厚みの指標となる、スケールハイトと呼ばれる量で、

$$H(r) = \sqrt{\frac{2r^3 k_B T(r)}{GM_* \mu m_H}} \quad (10)$$

となる。

円盤の面密度は式 (9) を鉛直方向に積分して、

$$\Sigma(r) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(r, z) dz \quad (11)$$

で与えることができる。

温度の鉛直方向の分布に関しては、田中らによって円盤の時間経過に伴うダスト成分の成長や赤道面への降着を考慮した計算が行われている [23]。彼らの計算結果を図 15 に示した。

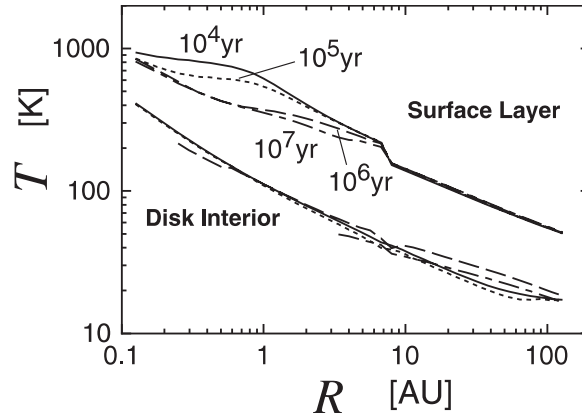


図 15 円盤内部と円盤表層部の温度の動径方向依存性 [23]：横軸が円盤中心から動径方向の距離、縦軸が温度を表す。

図 15 より、円盤表面層の温度が円盤内部の温度より約 3 倍高くなることが分かる。この温度差は、円盤内部は中心星からの放射が届かず、円盤表面からの再放射によってのみ加熱されることにより生じると考えられている。

本研究においても温度の鉛直方向の構造が再現できるよう、スケールハイト $H(r)$ より上空の温度が、赤道面に比べて 3 倍になるように設定した (式 (12))。

$$T(r) = \begin{cases} T(r) & (z < H(r) \text{ の時}) \\ 3T(r) & (z \geq H(r) \text{ の時}) \end{cases} \quad (12)$$

円盤の運動に関しては、中心星を中心にケプラー回転していると仮定しているので、中心星からの重力と遠心力の釣り合いより、回転速度を

$$V(r) = \sqrt{\frac{GM_*}{r}} \quad (13)$$

と表すことができる。

ガスの密度から CO の密度を求める際には、円盤中に含まれる CO の存在比に星間空間での典型値である 9×10^{-4} を仮定している。また、ガス円盤のような高密度な状況では水素分子と一酸化炭素分子の衝突が頻繁に起こると考えられる。そのため、CO 放射は LTE を仮定することができるので、励起温度 (T_{ex}) は円盤の温度 (T) に等しいとしている。

上記で仮定した円盤モデルにおいて円盤からの CO 放射を計算する。CO 放射は LTE を仮定しているので、式 (3) で与えることができる。ただしこの時、 $\tau_\nu(r)$ は CO 放射に対する光学的厚みである。

式 (3) で得られるフラックス密度をアンテナ温度 T_A^* に換算すると、

$$T_A^* = \frac{A_e}{2k_B} F_\nu \quad (14)$$

と表すことができる。 A_e はアンテナの有効開口面積と呼ばれる、アンテナが電波を集める能力を表す指標となる量で、

$$A_e = A_p \eta_A \quad (15)$$

と表される。 A_p はアンテナの物理面積で、 η_A はアンテナ開口能率である。

上記の計算をガスの速度成分ごとに行い、横軸を速度、縦軸をアンテナ温度でプロットするとダブルピークプロファイルを得ることができる。

4.2 モデルフィット

モデルプロファイルを計算する際に重要な円盤パラメータは、円盤内径 (r_{in})、円盤外径 (r_{out})、円盤傾斜角 (θ)、面密度分布 ($\Sigma_0(r[\text{AU}])^{-p}$)、温度分布 ($T_0(r[\text{AU}])^{-q}$) の5つである。

円盤内径部は、円盤外径部に比べて見込む立体角が小さいためプロファイルに寄与する放射が小さく、さらに回転速度 (式 (13)) が非常に大きいため、モデルプロファイルにはほとんど影響しない。これを確かめるために、円盤内径を $0.1 - 10 \text{ AU}$ まで変化させてみたところ、モデルプロファイルはほとんど変化しなかったため、円盤内径は 0.1 AU で固定した。

面密度分布のべき指数、温度分布のべき指数に関しては、京都モデルにより推定されている、 $p = 1.5, q = 0.5$ という値を用いた。この値は、1.1 節で示した T Tauri 型星周囲の円盤の典型値に近く、信用できる値だと考えられる。

円盤傾斜角に関しては、1.3 節で示した通り、Thi らが 30 度という値を推定している。また、Mannings らが OVRO 6 素子干渉計を用いて、 $^{12}\text{CO}(J = 2 - 1)$ 分子輝線のマッピング観測の結果をモデルフィットすることによっても、同様の傾斜角を得ており、これは信頼できる値だと考えられる [9]。よって、円盤傾斜角は 30 度で固定した。

最終的に残った、円盤外径 (r_{out})、面密度 (Σ_0)、温度 (T_0)、の3つを変数としてモデルフィットを行った。表 4 にモデルフィットに用いた円盤パラメータをまとめる。

表 4 HD31648 円盤パラメータ

r_{in}	r_{out}	θ	Σ_0	p	T_0	q
0.1	変数	30 度	変数	1.5	変数	0.5

モデルプロファイルを計算するために必要な情報である、中心星のパラメータ (天体までの距離、中心星質量) や望遠鏡のパラメータ (アンテナ口径、ビームサイズ) に関しては、表 1–3 の値を用いた。

モデルフィッティングの際、変数パラメータとした3つの円盤パラメータ (r_{out} 、 Σ_0 、 T_0) とモデルプロファイルに以下のような関係があることを考慮してフィッティングを行った。

- 円盤外径： r_{out}

外径の変化により、ピーク強度に寄与するガス成分の動径方向の距離が変わる。式 (13) より、円盤の回転速度は円盤の動径方向の距離に依存するので、ピーク強度に寄与するガス成分の速度が変化することになる。つまり、外径の変化に伴い、プロファイルのピーク強度の速度が変化する。具体的には、円盤外径を大きくすると、ピーク強度の速度が円盤の静止速度に近づく。

- 面密度： Σ_0

1.1 節で見たとおり、光学的に薄い放射の場合に限り、円盤からの放射は面密度に比例する。よって、面密度を大きくすればプロファイルの放射強度は大きくなる。しかし、光学的に厚い放射の場合、CO 放射は面密度に依存しないため、面密度を変化させてもプロファイルに影響を及ぼさない。

- 温度： T_0

このモデルでは、CO 放射が LTE であることを仮定しているので、温度が変化することにより、CO 放射強度を決めるプランク関数の大きさ、CO の回転遷移のエネルギー分布、の 2 つが変化することになる。よって、温度を変化することにより、プロファイルの放射強度が変化する。

フィットパラメータを決定する時は、計算によって得られたモデルプロファイルと観測プロファイルの差を取り、その差の 2 乗和が最小になる時のモデルプロファイルのパラメータを採用した。その結果、以下で示す 2 通りの仮定のもと、それぞれ異なる円盤パラメータ (Case1,2) でフィットすることができた。

4.2.1 Case1 (ガス円盤質量を固定し、各輝線を独立にフィッティング)

1.3 節で示した通り、Mannings らが 2.7 mm 連続波観測の結果より、星間空間でのガスとダストの存在比 (100:1) の仮定のもとでガス円盤質量 ($0.029 M_\odot$) を推定した [10]。そこで、円盤質量がこの推定値と一致するように面密度分布と円盤の外径に制限をかけた上で、各輝線を独立にモデルフィットを行った。

その結果、表 5 に示すパラメータで、それぞれの輝線をフィッティングすることができた。

表 5 Case1 フィットパラメータ

	$^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$	$^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$
r_{out} [AU]	790	790
$\Sigma(r)$ [g/cm^2]	$740(r[\text{AU}])^{-1.5}$	$740(r[\text{AU}])^{-1.5}$
$T(r)$ [K] ($z < H$)	$60(r[\text{AU}])^{-0.5}$	$130(r[\text{AU}])^{-0.5}$
$T(r)$ [K] ($z \geq H$)	$180(r[\text{AU}])^{-0.5}$	$390(r[\text{AU}])^{-0.5}$

図 16、17 にそれぞれの輝線の観測プロファイルとモデルプロファイルを示した。このフィット

パラメータは、ガス円盤が CO 放射に対して光学的に厚い場合に対応している。

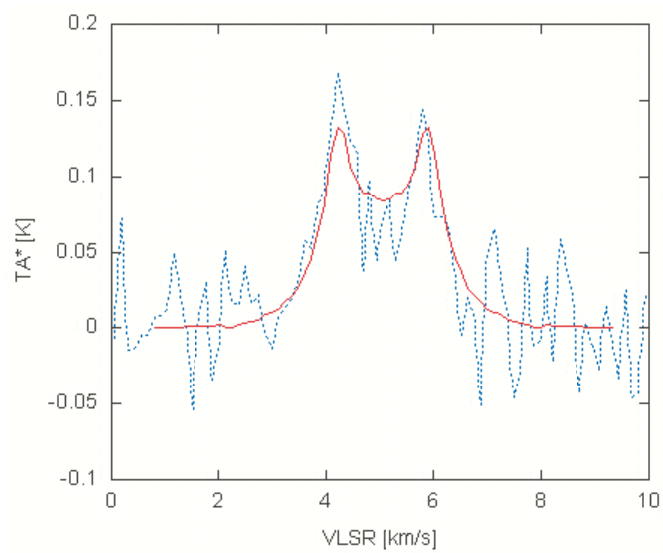


図 16 Case1 の $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ モデルフィット：青色が観測プロファイル、赤色がモデルプロファイルを示す。

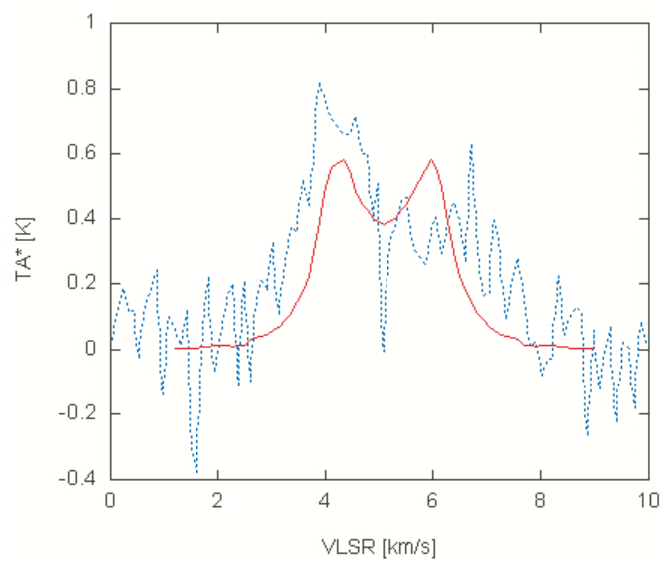


図 17 Case1 の $^{12}\text{CO}(J=3-2)$ モデルフィット：青色が観測プロファイル、赤色がモデルプロファイルを示す。

4.2.2 Case2 (ガス円盤質量を固定せず。両輝線を同時にフィッティング)

林修論 [24] によると、本研究と同じケプラー回転円盤モデルを用いたモデルフィット調査を行った結果、Herbig Ae 型星 HD163296 の星周ガス円盤において、円盤質量の制限を外すことにより、 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0, 3 - 2)$ を同時にフィットするパラメータが存在することが示されている。具体的なフィットパラメータとして、 $r_{\text{out}} : 1200 \text{ AU}$ 、 $\Sigma(r) : 3.8(r[\text{AU}])^{-1.5} \text{ g/cm}^2$ 、 $T(r) : 1100(r[\text{AU}])^{-0.5} \text{ K}$ の時に観測プロファイルにフィットすることが示されている。本研究の観測天体 HD31648 の星周ガス円盤に関しても、円盤質量の制限を外した上で、 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0, 3 - 2)$ を同時にフィットするパラメータが存在するかを調査した。

そこで、ケプラー回転円盤モデルを用いて、プロファイルの $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)/^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ ピーク強度比が、面密度と温度にどのように依存するかをまず調査した。それぞれの輝線のピーク強度を計算するにあたり、 r_{out} を 500 AU で固定し、 Σ_0 を $0.01 - 10000 \text{ g/cm}^2$ まで、 T_0 を $100 - 1000 \text{ K}$ まで変化させた。ただし、ここでは円盤鉛直方向の温度構造 (スケールハイトより上空の温度は赤道面の温度の 3 倍) という仮定は置かずに計算した。

また、望遠鏡の空間分解能とアンテナ開口能率を両輝線で一致させることにより、望遠鏡の特性の依存性をなくし、円盤の特性にだけ依存するように計算を行った。空間分解能は観測波長を λ 、アンテナ口径を D とすると λ/D に比例する。 $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ の遷移波長は $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ の遷移波長に比べて約 $1/3$ 倍なので、空間分解能を一致させるために $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ の場合のアンテナ口径は $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ の $1/3$ 倍に設定した。アンテナ開口能率は $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ と $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ に同じ値を用いた。

モデルプロファイルの計算に必要なその他のパラメータに関しては、表 1-4 で示したパラメータを用いた。

以上の仮定のもと計算した、 $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)/^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ ピーク強度比の等高線を図 18 に示した。図 18 より、Case1 でフィットした時のモデルプロファイルの $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)/^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ ピーク強度比等高線 (4.4) と $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ ピーク強度等高線 (0.13 K) がただ 1 つの点で交わることが分かる。つまり、Case1 のモデルプロファイルの $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ と $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ のピーク強度を同時に満たす、面密度分布と温度分布の組み合わせがただ 1 つだけ存在することを意味している。

この交点の周囲を、円盤質量の制限を外しモデルフィット調査した結果、表 6 に示すパラメータで両輝線を同時にフィットすることができた。

図 19、20 に、それぞれの輝線の観測プロファイルとモデルプロファイルを示した。このフィットパラメータは、Case1 と異なり、ガス円盤が CO 放射に対して光学的に薄く、高温な場合に対応している。

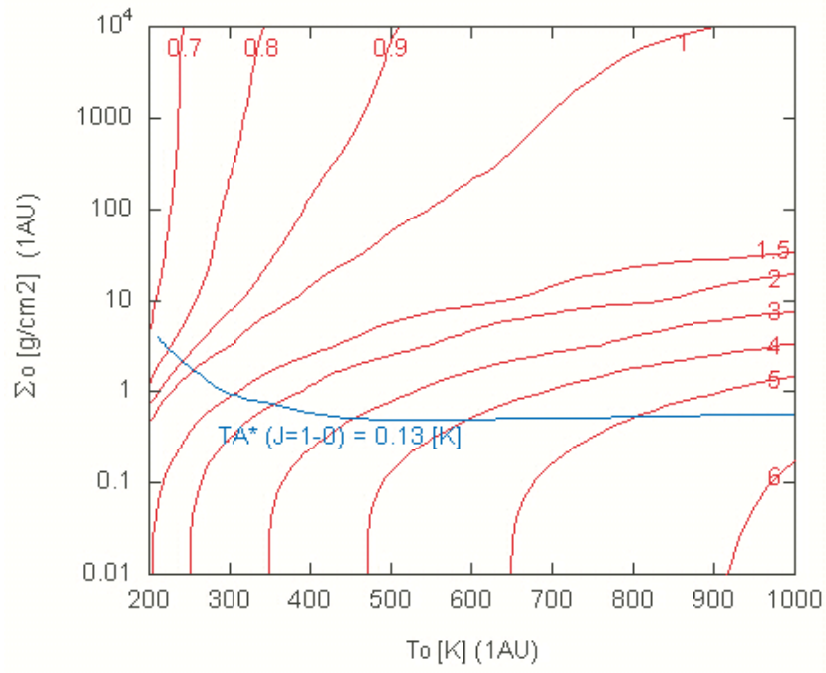


図18 $^{12}\text{CO}(J=3-2)/^{12}\text{CO}(J=1-0)$ ピーク強度比の等高線:横軸が1 AU での温度 (T_0) で、縦軸が1 AU での面密度 (Σ_0) を表す。赤色の曲線が $^{12}\text{CO}(J=3-2)/^{12}\text{CO}(J=1-0)$ ピーク強度比の等高線、青色の曲線が Case1 の $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ モデルプロファイルのピーク強度 (0.13 K) の等高線を示す。

表 6 Case2 フィットパラメータ

$^{12}\text{CO}(J=1-0, 3-2)$	
r_{out} [AU]	790
$\Sigma(r)$ [g/cm ²]	$1.8(r[\text{AU}])^{-1.5}$
$T(r)$ [K] ($z < H$)	$640(r[\text{AU}])^{-0.5}$
$T(r)$ [K] ($z \geq H$)	$1920(r[\text{AU}])^{-0.5}$

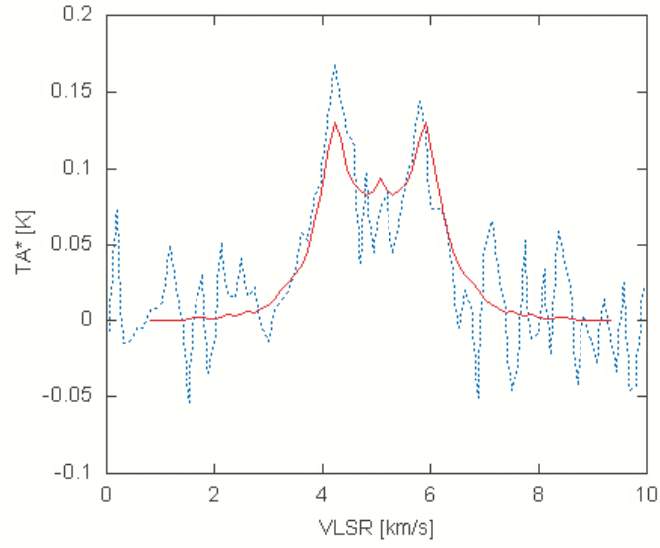


図 19 Case2 の $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ モデルフィット：青色が観測プロファイル、赤色がモデルプロファイルを示す。

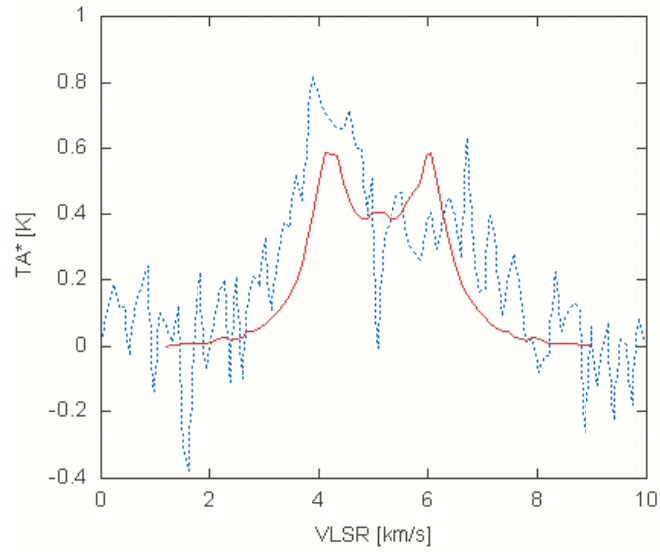


図 20 Case2 の $^{12}\text{CO}(J=3-2)$ モデルフィット：青色が観測プロファイル、赤色がモデルプロファイルを示す。

5 議論

4.2 節で示したように、2通りの仮定のもと、それぞれ異なる円盤パラメータ (Case1,2) で観測プロファイルをフィットすることができた。

円盤外径に関しては、Case1,2 において一致した。この値は、Mannings らが OVRO 6 素子干渉計を用いて、 $^{12}\text{CO}(J=2-1)$ 観測プロファイルをフィッティングすることにより得た外径 (695 AU) に比べて、約 100 AU 大きい [9]。しかし、干渉計を用いた観測では、広がった成分を落としてコンパクトな構造をトレースするため、取得できない強度 (missing flux) が存在してしまう。本観測では単一鏡を用いて観測を行ったため、Mannings らの観測で検出することのできなかった、円盤外縁部の放射まで検出できたと考えられる。

面密度分布と温度分布に関しては、Case1,2 でかなり異なる円盤パラメータが得られた。

- Case1：ガス円盤の面密度が大きいため、CO 放射に対して光学的に厚く、温度が低い。
- Case2：ガス円盤の面密度が小さいため、CO 放射に対して光学的に薄く、温度が高い。

ここでは、Case1,2 において得られた面密度分布と温度分布が物理的に矛盾していないか考察し、得られた物理量から考えられるガス円盤構造を議論する。

5.1 Case1 (ガス円盤質量を固定し、各輝線を独立にフィッティング)

得られた面密度分布は、CO 放射に対して光学的に厚い円盤に対応している。光学的に厚い場合の温度分布は、光学的に厚くなる面での値と解釈すべきである。本研究では、スケールハイトより上空では赤道面に比べて温度が 3 倍になる 2 層モデルを仮定しているため、高温層 ($z \geq H$) と低温層 ($z < H$) のどちらで光学的に厚くなるかを調査する必要がある。

Scoville らの計算によると、CO のような直線分子において、回転遷移のエネルギー準位が励起温度 T_{ex} のボルツマン分布に従うとすれば、 $J+1 \rightarrow J$ の遷移 (遷移周波数 ν_0) の光学的厚みは、

$$\tau_{\nu_0} = \frac{8\pi^3 B \mu^2}{3k_B T_{\text{ex}}} N(J+1) \exp\left(-\frac{hBJ(J+1)}{k_B T_{\text{ex}}}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_0}{k_B T_{\text{ex}}}\right)\right] \quad (16)$$

と表される [25]。 B は分子の回転定数、 μ は永久ダイポールモーメント、 N は分子の全エネルギーレベルの柱密度、 h はプランク定数である。

式 (16) を用いて、両輝線のフィットモデルにおける、高温層での光学的厚みを計算した結果、あらゆる半径において 1 より大きい値が得られた。よって、両輝線ともスケールハイトより上空の高温層で光学的に厚くなることが分かった。

得られた温度分布は、高温層、低温層とも、中心星の光度を $23.7L_{\odot}$ (表 1) と仮定して得られる、輻射平衡温度 ($610(r[\text{AU}])^{-0.5} \text{K}$) に比べてかなり低温である。しかしこれは、円盤が水平方向に対しても光学的に厚く、中心星からの放射が円盤外縁部まで届かないためだと解釈することが可能である。

上記で示した通り、各輝線のフィットモデルの面密度分布、温度分布をそれぞれ物理的に矛盾なく説明することはできる。しかし、温度分布に関しては、 $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ が $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ に比べて約 2.2 倍高い結果が得られている。従って、この温度差を 1 つの円盤モデルで説明できるか、つまり、この 2 つのフィットモデルの共存が可能か議論する必要がある。

本研究の円盤モデルでは、温度の鉛直方向の構造は非連続的であると仮定しているが、実際の円盤の場合、温度は鉛直方向に連続的に分布する。そこで、この温度分布の違いは、2 つの輝線で光学的に厚くなる表面が異なることによる、温度の鉛直方向の構造を反映したものと解釈することが可能である。 $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ フィット円盤モデルにおいて、 $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ が光学的に厚くなる面 ($\tau_{J=3-2}=1$) での $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ 光学的厚み ($\tau_{J=1-0}$) の半径依存性を調査した。その結果を図 21 に示した。

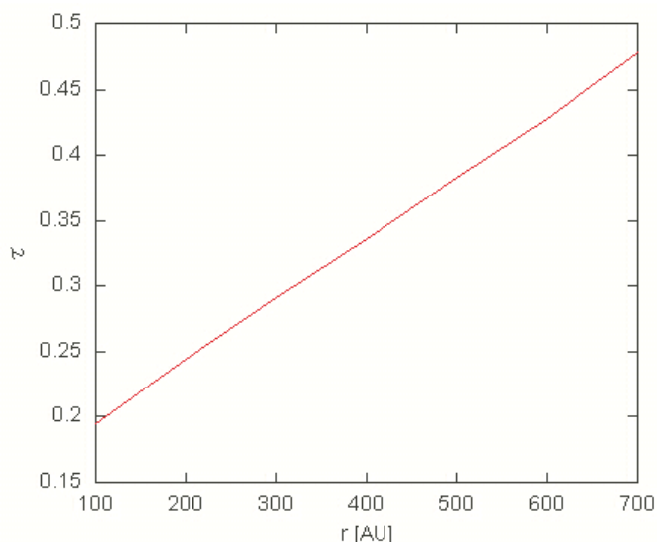


図 21 $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ フィット円盤モデルにおける、 $\tau_{J=3-2} = 1$ での $\tau_{J=1-0}$ の半径依存性：横軸が円盤中心からの動径方向の距離、縦軸が光学的厚みを表す。

図 21 より、 $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ が光学的に厚くなる面での $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ の光学的厚みは、あらゆる半径において 1 より小さい。よって、 $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ が光学的に厚くなる面は、 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ が光学的に厚くなる面に比べて上空にあることが分かる。従って、 $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ の放射は、 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ に比べて、上空に存在する高温の領域をトレースしていると解釈することができる (図 22)。

もし仮にこの解釈が正しいとするなら、 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ 放射強度が、 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ フィット円盤モデルの上層に $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ 放射を再現する円盤モデルが存在すると仮定した場合と、 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ フィット円盤モデル単独の場合とで一致しなければならない。 $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ フィット円盤モデルにおいて、 $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ が光学的に厚くなる面 ($\tau_{J=3-2} = 1$) までの厚みがあれば $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ の放射を再現できる。これを考慮した上で、各半径ごとの放射強度を比較した結果を図 23 に示した。

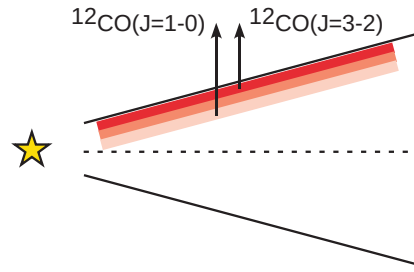


図 22 円盤の鉛直方向の温度構造模式図

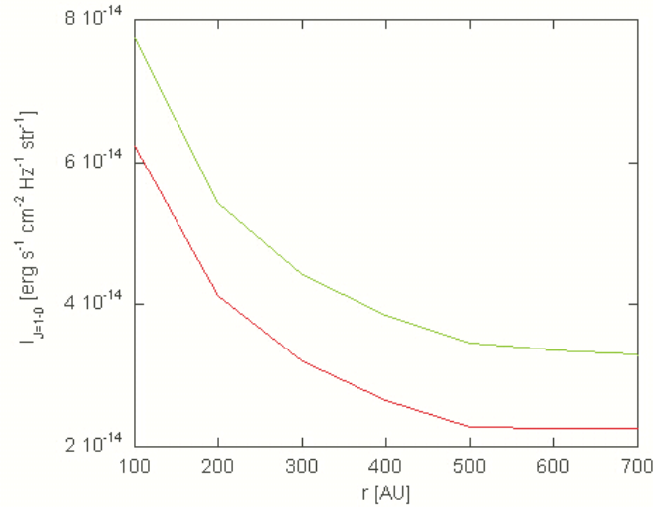


図 23 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ 放射強度の半径依存性：横軸が円盤中心からの動径方向の距離、縦軸が $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ の放射強度を表す。赤色が $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ フィット円盤モデルの強度、緑色が $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ フィット円盤モデル + $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ フィット円盤モデルの強度を示す。

図 23 より、 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ フィット円盤モデルの上層に $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ 放射を再現する円盤モデルが存在する場合、 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ フィット円盤モデル単独の場合よりも、 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ 放射強度が大きくなってしまふことが分かる。よって、単純に $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ フィット円盤モデルの上層に $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ 放射を再現する円盤モデルを重ねただけでは、 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ の放射強度を説明することはできない。しかし、 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ フィット円盤モデルの温度分布が、モデルフィットにより得られた温度分布に比べて低温である場合、この層からの $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ の放射が弱くなり、 $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ フィット円盤モデルが上層にあると仮定しても、 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ の放射強度を再現することが可能である。

よって、両輝線の温度差を、鉛直方向の構造を反映したものとして解釈するためには、 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ フィット円盤モデルの温度分布 $(180(r[\text{AU}])^{-0.5} \text{ K})$ をさらに低温に見積もる必要があり、ガス円盤がスケールハイト上空でこのような低温な状況になるのか疑問である。さらに、 $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ と $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ が光学的に厚くなる表面の間に、2.2 倍以上の鉛直方向の温

度差が生じることになる。上記で示したとおり、両輝線ともスケールハイトより上空で光学的に厚くなることが期待されるので、スケールハイト上空でこのような温度差が生じるとは考えにくい。従って、Case1 で得られた円盤モデルが妥当である可能性は低いと考えられる。

5.2 Case2 (ガス円盤質量を固定せず、両輝線を同時にフィッティング)

得られた面密度分布は、Case1 で得られた面密度分布に比べてかなり小さい。式 (16) を用いて、Case2 のフィットモデルにおける両輝線の光学的厚みを計算した。その結果を図 24 に示した。

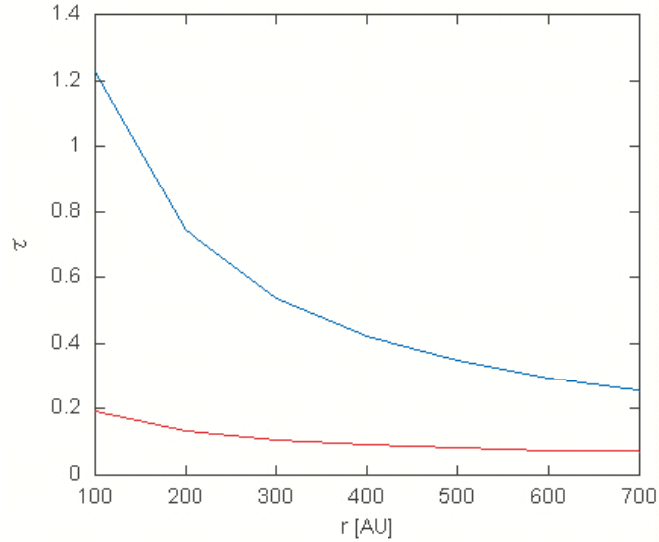


図 24 光学的厚みの半径依存性：横軸が円盤中心からの動径方向の距離、縦軸が光学的厚みを表す。赤色が $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ の光学的厚み、青色が $^{12}\text{CO}(J=3-2)$ の光学的厚みを示す。

図 24 より、この円盤モデルは両輝線に対して光学的に薄い ($\tau \leq 1$) ことが分かる。また、Case2 の面密度から推測される CO 密度は、Mannings らの観測で得られたダスト円盤質量から、星間空間でのガスとダストの質量比 (100:1) と、 H_2 に対する CO の存在比 (9×10^{-4}) を仮定して得られる CO 密度に比べて、約 1/400 にしか満たない。これは、星間空間でのダストと CO の典型的な質量比に比べて、CO が 1/400 近くまで枯渇していることを意味している。ガス円盤の CO が星間空間の典型値に比べて枯渇していることは、これまでの T Tauri 型星周囲のガス円盤の観測で確かめられている [26]。しかし、円盤の CO 放射が光学的に薄いという観測例は、これまでにほとんど存在しない。

このように CO が極端に枯渇している状況下で、CO 放射が主に寄与している層が、高温層と低温層のどちらであるかを確かめるために、式 (16) を用いて両輝線の高温層での光学的厚みを計算した。その結果を図 25 に示した。

図 25 から分かるように、両輝線とも、高温層での光学的厚みが円盤全体の光学的厚み (図 24) よりもはるかに小さいという結果が得られた。よって、Case1 とは異なり、高温層からの CO 放射

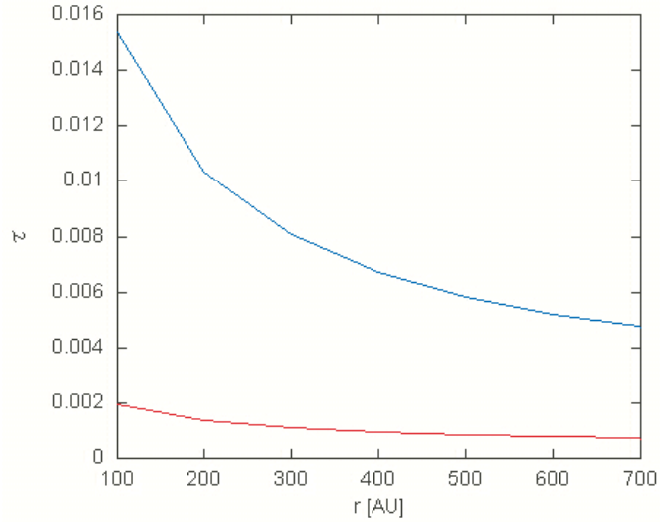


図 25 高温層の光学的厚みの半径依存性：横軸が円盤中心からの動径方向の距離、縦軸が光学的厚みを表す。赤色が $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ の光学的厚み、青色が $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ の光学的厚みを示す。

はほとんど寄与していないと考えられるため、高温層の存在を無視して、円盤を 1 層モデルとして解釈することが可能である。これは本研究のモデルフィットからは結論付けることはできないが、1.3 節で示した通り、HD31648 の円盤はダスト成分の赤道面への沈殿が進んでいることが予想されるので、ダスト成分の理論研究の結果を基に仮定していた、温度の 2 層構造を考慮する必要がなくなることに対応付けることができるかもしれない。

得られた低温層の温度分布は、中心星との輻射平衡温度 ($610(r[\text{AU}])^{-0.5} \text{K}$) に近い値を示す。これは、中心星からの放射が円盤外縁部まで届いていることを意味しており、ガス成分が散逸することにより、このような状況が生まれているのかもしれない。また、仮に高温層が存在するとすれば、高温層の温度分布は一見高すぎるように見える。しかし、最近の理論研究によると、ガス散逸期の円盤上層部のガス温度は、中心星からの紫外線放射などを考慮した厳密な計算の結果、非常に高温になることが分かっている [27]。

以上の考察より、Case2 で得られた面密度分布と温度分布は、ガス円盤が散逸していると考えれば自然に説明することができる。本研究では、この円盤モデルの解釈が正しいかを結論付けることは難しい。しかし、今後さらに、 $^{13}\text{CO}(J = 1 - 0)$ などの別の輝線を精度よく観測することができれば、より厳密な議論ができるはずである。もしガス円盤が散逸しているという解釈が正しいとすれば、ガス散逸の現場を詳細に調べる候補天体を確立したことになる。

6 まとめ

- 野辺山 45m 電波望遠鏡を用いて、Herbig Ae 型星 HD31648 の星周ガス円盤の $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ 観測を行った。検出される強度が星に直接付随する成分であることを確認するため、同時に周囲の 25 点が観測できる受信機 BEARS を用いた。約 9 時間の積分の結果、星方向だけに星周円盤起源と思われるダブルピーク成分を検出することに成功した。
- $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ プロファイルと ASTE 観測で得られた $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ プロファイルからガス円盤物理量を求めるために、北村らが構築したケプラー回転円盤モデルを用いた。円盤外径、温度分布、面密度分布を変数としてモデルプロファイルの計算を行った結果、2 通りの仮定のもと、それぞれ異なる円盤パラメータ (Case1,2) でフィットすることができた。
- 円盤質量が過去のミリ波ダスト連続波からの推定値と一致するように面密度と外径に制限をかけた上で、各輝線を独立にフィットした (Case1)。その結果、どちらもガス円盤が CO 放射に対して光学的に厚く、温度分布に関しては $^{12}\text{CO}(J = 3 - 2)$ が $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ に比べて約 2 倍高い結果になった。これは、2 つの輝線で光学的に厚くなる表面が異なることにより、温度の鉛直構造を反映したものと解釈できる。しかしこの解釈が正しいとすると、 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ から得られる温度分布がかなり低温でないと説明が付かない。従って、Case1 で得られた円盤モデルが妥当である可能性は低いと考えられる。
- 円盤質量の制限を外し、 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ を同時にフィットする円盤パラメータを調査した (Case2)。その結果、ガス円盤が CO 放射に対して光学的に薄く、高温である、という従来考えられていない結果が得られた。この結果は、ガス円盤が散逸していると考えれば自然に説明することができる。もしこの解釈が正しいとすれば、ガス散逸の現場を詳細に調べる候補天体を確立したことになる。
- 本研究では、Case1,2 の円盤モデルのどちらが正しいかを結論付けることは難しい。しかし、今後さらに、 $^{13}\text{CO}(J = 1 - 0)$ などの別の輝線を精度よく観測することができれば、より厳密な議論ができるはずである。

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々にお世話になりました。

研究テーマの選定から、観測、解析、論文の執筆に至るまで、終始ご指導いただいた百瀬宗武先生に心から感謝申し上げます。

また、観測を行うにあたり、観測設定やデータ解析に関する助言をいただいた野辺山電波宇宙観測所の方々に感謝申し上げます。

研究を進めるにあたり、多くの助言をいただいた宇宙観測研究室の岡本美子先生、先輩の方々、時には刺激しあい、時には励ましあった同輩・後輩の方々に感謝申し上げます。

最後に、いつも温かく見守ってくださった家族に感謝申し上げます。

参考文献

- [1] 異形の惑星 ～系外惑星形成理論から, 井田茂, NHK ブックス
- [2] S.M.Rucinski 1985, 90, 2321-2330
- [3] Beckwith et al. 1990, AJ, 99, 924-945
- [4] Hildebrand 1983, QJRAS, 24, 267-282
- [5] Kitamura et al. 2002, ApJ, 581, 357-380
- [6] Herbig G.H. 1960, ApJ, 4, 337-368
- [7] P.S.The et al. 1994, A&A, 104, 315-339
- [8] Hillenbrand et al. 1992, ApJ, 397, 613-643
- [9] Mannings, Koerner, & Sargent 1997, Nature, 388, 555-557
- [10] Mannings & Sargent 1997, ApJ, 490, 792-802
- [11] G.Meeus et al. 2001, A&A, 365, 476-490
- [12] Chiang and Goldreich 1997, ApJ, 490, 368-376
- [13] C.P.Dullemond and C.Dominik 2004, A&A, 417, 159-168
- [14] B.Acke et al. 2004, A&A, 422, 621-626
- [15] M.Jaschek et al. 1991, A&A, 250, 127-133
- [16] W.-F.Thi et al. 2004, 425, 955-972
- [17] 自然科学研究機構 国立天文台野辺山 <http://www.nro.nao.ac.jp>
- [18] 東京学芸大学 暗黒星雲検索システム <http://darkclouds.u-gakugei.ac.jp/main.html>
- [19] Skrutskie et al. 1993, ApJ, 409, 422-428
- [20] Beckwith & Sargent 1993, ApJ, 402, 280-291
- [21] Y.Kitamura et al. 1993, PASJ, 45, 27-32
- [22] Omodaka, Kitamura, & Kawazoe 1992, ApJ, 396, 87-90
- [23] Tanaka, Himeno, & Ida 2005, ApJ, 625, 414-426
- [24] 林洋行 修士論文 (茨城大学 2006 年度)
- [25] Scoville et al. 1986, ApJ, 303, 416-432
- [26] Handa et al. 1995, ApJ, 449, 894-899
- [27] Nomura & T.J.Millar 2005 A&A 438, 923-938