

2023 年度
学士卒業論文

ALMA 望遠鏡データによる
HL Tauri を囲む原始惑星系円盤の物理量解析

茨城大学理学部理学科
学際理学コース
20S6012H 尾上慧美

2024 年 3 月 24 日

概要

原始惑星系円盤という天体の構造に着目する。原始惑星系円盤とは、形成途上の若い星々の周辺に存在する、星間物質から作られる円盤状の天体構造であり、惑星の母胎と言われる [1]。円盤構造において、ALMA で捉えられるような大きなダストはガスと比較して密度が大きいいため、ガスとは分離し、円盤の赤道面に沈殿していく。このダストは熱放射により、波長方向で連続した電磁波(連続波)を発生させる。これにより、円盤に存在しているダストサイズや光学的厚みなどを推定できる。

今回は ALMA 望遠鏡によって得られた、同心円状のリング構造が見られる HL Tauri を囲む原始惑星系円盤の画像データを用い、動径方向によってどのようなダストサイズの分布や光学的厚みの特徴を持っているのかを調べた。この際、温度の仮定によって求まる物理量が変わるため、どれがもっともらしい仮定であるかの推定を行なった。

結果としてまず、 τ の解が何箇所か求まっていないことから、輝度温度 T_b [K] を求め動径に対しプロットし、光学的に厚いと仮定した箇所でき乗近似し仮定された式が、仮定できる温度の最下限値であると解釈できた。また、50 au 以下でリングギャップの箇所のみ光学的に薄いと仮定すると、そこでは周囲と比較しこの箇所でのダストサイズは小さくなっていると推定できた。さらに、50 au 以降は光学的に薄いと仮定すれば、 β と Σ_d の値から小さいサイズのダストが単位面積あたりに多く存在していると考察できた。

目次

第 1 章	研究背景	2
第 2 章	天体の概要	4
2.1	天体の概要	4
2.2	観測データの概要	4
第 3 章	解析方法	6
3.1	式の導出	6
3.2	4 つの仮定温度	8
第 4 章	結果	11
第 5 章	考察と今後の展望	15
5.1	考察	15
5.2	今後の展望	16
付録 A	観測輝度の単位変換	18
参考文献		20

第 1 章

研究背景

原始惑星系円盤とは、形成途上の若い星々の周辺に存在する、星間物質から作られる円盤状の天体構造であり、惑星の母胎と言われる [1]。星間物質の成分にはガスとダスト (固体微粒子) の 2 種類があり、原始惑星系円盤の構造を理解するために、ガスとダストの振る舞いの違いを踏まえつつ、それぞれ何を解析することができるのかを説明していく。

ガスは温度を動径に依存するように与えると、円盤の赤道面付近にガス密度が多く分布するようになる。また、中心星からの半径距離 r でのガス円盤の膨らみ方は、 r に対して増加関数で表せられる。このことから、中心星から離れるほどガスは広がるように存在しており、赤道面で高密度になるように分布する。

ALMA で分子ガスの回転遷移による輝線を観測することで、ガスの物理状態を推定することができる。

一方ダストは、ガスと比べ密度が大きいため圧力勾配に起因する力は無視できることから、中心星からの重力のうち、赤道面方向へのはたらく力のみを受けることとなる。そのためダストはより高圧な領域である赤道面へ沈殿することとなる。

ガス抵抗に影響されるような小さいサイズのダストは、ガスと似たような分布をとることから円盤の表層付近に存在するが、ALMA で捉えられるような大きいサイズのダストは円盤の赤道面に沈殿していく。ダストは熱放射により、波長方向で連続した電磁波 (連続波) が発生するが、今回は、ALMA が捉えることのできる、赤道面付近のダストから発せられる連続波のデータを用いて、円盤に存在しているダストサイズや光学的厚みなどを推定する。

以下の図は簡易的な原始惑星系円盤の構造を表す。中心にあるオレンジの円は中心星、水色の部分はガスの分布、青色の円はダストの分布を示している。

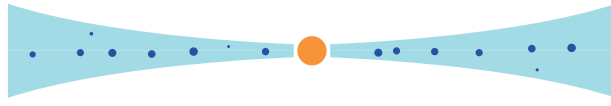


図 1.1: 原始惑星系円盤の構造

第 2 章

天体の概要

表 2.1 は解析の対象となった天体の情報、表 2.2 は ALMA が観測した 2 つの観測バンドに対応するデータに関する情報、図 2.1 はそれぞれ Band6、Band7 で観測された際に得られる二次元画像を示した。

2.1 天体の概要

表 2.1: HL Tauri の天体情報

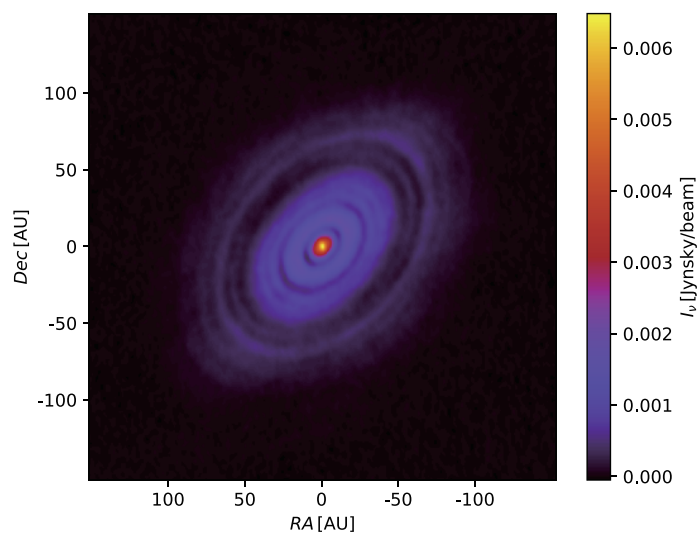
光度 [8]	距離 [9]	i [9]	PA[9]
$10.7L_{\odot}$	140 pc	46.72°	138.02°

ここで、inclination を意味する i について解説する。視線方向に対して円盤を正面から見る場合は face-on と呼べるが、この円盤はその対称軸と視線とのなす角が 46.72° となるように傾いているため、円盤を正面からみたときに正円と仮定した場合、楕円として見るようになる。よって正確な動径方向に対する輝度の分布を得るために、 $(\cos i)^{-1}$ を円盤の短軸方向の輝度成分にかける必要がある。

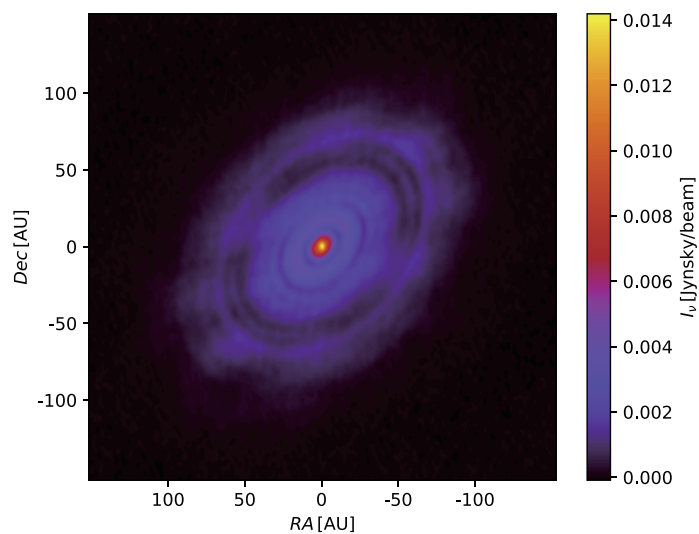
2.2 観測データの概要

表 2.2: HL Tauri の観測データ [6]

観測バンド	周波数 [GHz]	画像サイズ [px]	ビームサイズ [mas]	観測日時
Band6	233	1600×1600	35.1×21.8	2014/10/24
Band7	343	1600×1600	35.1×21.8	2014/10/30



(a) Band6 の二次元画像



(b) Band7 の二次元画像

図 2.1: Band6 と Band7 の二次元画像

図 2.1 からわかるように、それぞれの観測で同心円状のリング構造が見られることが確認できた。

また、項目の観測バンドとは、ALMA 望遠鏡が持つ観測できる周波数帯のことである。Band1 から Band10 まであり、今回は Band6(211 から 275 GHz) と Band7(275 から 375 GHz) の周波数帯で観測されたデータを使用する。

第 3 章

解析方法

$I_\nu [\text{W m}^{-1} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}]$ とは放射強度と呼ばれ、単位立体角、単位周波数幅、単位面積、単位時間幅あたりに運ばれるエネルギーのことであり、光の線 1 つ 1 つの持つ強さと解釈することができる。観測情報から得られる表面輝度 $I_\nu [\text{Jy/beam}]$ のうち、長軸を 0° とした方位角方向に $\pm 15^\circ$ の範囲にある I_ν を、動径方向に 1 au 毎に平均した輝度を利用して、各物理量を導出した。

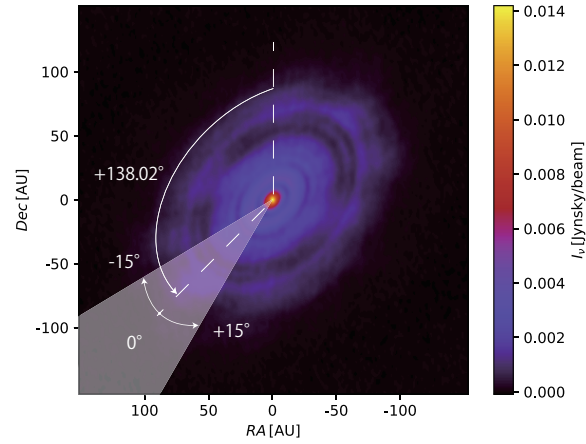


図 3.1: Band7 における平均した範囲のイメージ

3.1 式の導出

今回使用する主な式は次の 4 つである。

$$I_\nu = [1 - \exp(-\tau)] B_\nu(T) \quad (3.1)$$

$$\beta = \frac{\ln \tau_7 - \ln \tau_6}{\ln \nu_7 - \ln \nu_6} \quad (3.2)$$

$$\kappa = 10 \left(\frac{\nu}{10^{12} \text{ Hz}} \right)^\beta \quad (3.3)$$

$$\tau = \kappa \Sigma_d \quad (3.4)$$

以下、4つの式に使用されている物理量の説明を行う。 τ は電磁波にとっての物質の不透明度を意味し、光学的厚みと呼ばれる。また物体が温度 T [K] で熱平衡にある場合の放射は黒体放射と呼ばれ、そのスペクトルはプランク関数 B_ν [$\text{W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$] で表す。 β はスペクトル指数と呼ばれ、波長と比較した際のダストサイズの推定をすることができる。例えば、光学的に厚い場合、つまり $\tau \gg 1$ の時は0を示す一方、光学的に薄い場合、つまり $\tau \ll 1$ の時は0から2までの値を取り、ダストサイズが小さいほど2に近づく [1]。添字の数字は、表 2.2 に記載した2つの観測バンドで得たデータのうち、どちらのデータを使ったのかをそのバンドの番号で示している。 κ は吸収係数 [cm^2/g]、 Σ_d は柱密度 [g/cm^2] を示している。また、式 (3.4) は光学的厚みに影響されことなく成り立つ。

実際に物理量を導出する過程は、次の通りとなる。

- (i) 温度を仮定し、 B_ν を決める。

B_ν はプランクの法則より、次式で表せる。

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[\exp \left(\frac{h\nu}{k_b T} \right) - 1 \right]^{-1}$$

ここで h はプランク定数、 c は光速、 k_b はボルツマン定数である。 ν は観測での周波数を使うため、 B_ν は温度に依存することがわかる。

- (ii) 式 (3.1) から、 τ を求める。

$$\tau = -\ln \left[1 - \frac{I_\nu}{B_\nu(T)} \right]$$

ここで、角括弧の中身が0以下となると τ は解なしとなる。つまり、仮定した T に基づく B_ν が I_ν よりも低くなるような温度仮定をすると、 τ は求まらなくなる。

- (iii) 式 (3.2) から、2つ以上の周波数帯での観測データを用いて比をとることで β を求める。

β の導出について、今回解析対象とした HL Tauri という天体は、円盤の内側が光学的に厚いことが読み取れる [6]。よって式 (3.4) の Σ_d は一定であると仮定し、以下のように変形し

β を導いた。

$$\begin{aligned}
\frac{\tau_7}{\tau_6} &= \frac{\kappa_7 \Sigma_d}{\kappa_6 \Sigma_d} \\
&= \frac{10 \left(\frac{\nu_7}{10^{12}} \right)^\beta \Sigma_d}{10 \left(\frac{\nu_6}{10^{12}} \right)^\beta \Sigma_d} \\
&= \left(\frac{\nu_7}{\nu_6} \right)^\beta \\
\beta &= \frac{\ln \tau_7 - \ln \tau_6}{\ln \nu_7 - \ln \nu_6}
\end{aligned}$$

ちなみに、円盤が光学的に薄い ($\tau \ll 1$) 場合は、次のように導出された β が使われる。

$$\begin{aligned}
I_\nu &= [1 - \exp(-\tau)] B_\nu(T) \\
&\approx \tau B_\nu(T) \\
&= \kappa \Sigma_d \frac{2k_b T}{c^2} \nu^2 \\
&= 10 \left(\frac{\nu}{10^{12}} \right)^\beta \Sigma_d \frac{2k_b T}{c^2} \nu^2 \\
&= A \nu^{2+\beta} \quad (A \equiv 10 \left(\frac{1}{10^{12}} \right)^\beta \Sigma_d \frac{2k_b T}{c^2})
\end{aligned}$$

2 つ以上の周波数帯での観測データを用い、 A は共通であるとして、

$$\begin{aligned}
\frac{I_\nu}{I'_\nu} &= \frac{A \nu^{2+\beta}}{A \nu'^{2+\beta}} \\
\ln \left(\frac{I_\nu}{I'_\nu} \right) &= \ln \left(\frac{\nu}{\nu'} \right)^{2+\beta} \\
\beta &= \frac{\ln I_\nu - \ln I'_\nu}{\ln \nu - \ln \nu'} - 2
\end{aligned}$$

(iv) 式 (3.3) から、 κ を求める。

求めた β から、動径方向に対応する κ を求めた。

(v) 式 (3.4) から Σ_d を求める。

求めた κ から、動径方向に対応する Σ_d を求めた。

3.2 4 つの仮定温度

これまでの説明から、 T を仮定しなければその他の物理量が求まらないことがわかる。

物理量の推定をする中で、式 (3.5) から式 (3.8) のうち、どれがもっともらしい温度分布 T の仮定となるかを調べた。

$$T = 267 \left(\frac{r}{1 \text{ au}} \right)^{-0.4} [\text{K}] \quad (3.5)$$

$$T = 310 \left(\frac{r}{1 \text{ au}} \right)^{-0.57} [\text{K}] \quad (3.6)$$

$$T = 506 \left(\frac{r}{1 \text{ au}} \right)^{-0.5} [\text{K}] \quad (3.7)$$

$$T = 665 \left(\frac{r}{1 \text{ au}} \right)^{-0.6} [\text{K}] \quad (3.8)$$

この4つの式は仮定したモデルの違いにより異なっている。以下に詳細な説明を載せる。

- 式 (3.5) は円盤が光学的に厚いと仮定した際、円盤表面を黒体の壁で近似した場合に考えられる温度であり、円盤内部の温度も円盤面に垂直な z 方向には表面温度と同じとしている [4]。
- 式 (3.6) は Band7 の観測データの輝度 I_ν より、輝度温度 T_b [K] を求め動径に対しプロットし、光学的に厚いと仮定した明るいリング部分が存在する 0, 20, 40 au の箇所でべき乗近似し求められた式である [7]。

ここで、輝度温度 T_b に関して解説する [2]。レイリー・ジーンズ近似 ($h\nu \ll k_b T$) が成り立つと、 B_ν は次のように変形できる。

$$\begin{aligned} B_\nu(T) &= \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[\exp\left(\frac{h\nu}{k_b T}\right) - 1 \right]^{-1} \\ &\approx \frac{2k_b \nu^2}{c^2} T \end{aligned}$$

ここから B_ν は ν を決めると T に対してのみ単調増加することがわかる。よって、 ν を決めると黒体放射に限らず放射の輻射強度 I_ν に対応する温度が一つだけ決まる。

$$T_b = \frac{c^2}{2k_b \nu^2} I_\nu$$

この時の温度を黒体温度 T_b と呼ぶ。

- 式 (3.7) は、光度 L_* の光源周囲に存在するガスやダストを黒体球と見做し、その黒体の輻射平均温度を円盤内の温度分布としている。
- 式 (3.8) は HL Tauri 周りのエンベロープ物質からの寄与もありうる全赤外線放射を、円盤起源であると仮定した場合であるため、仮定温度が最も高い [9]。

4つの温度の仮定を、両対数グラフで表示した。青、緑、赤、黒色の順に式 (3.5)、式 (3.6)、式 (3.7)、式 (3.8) によって描かれたグラフとなる。

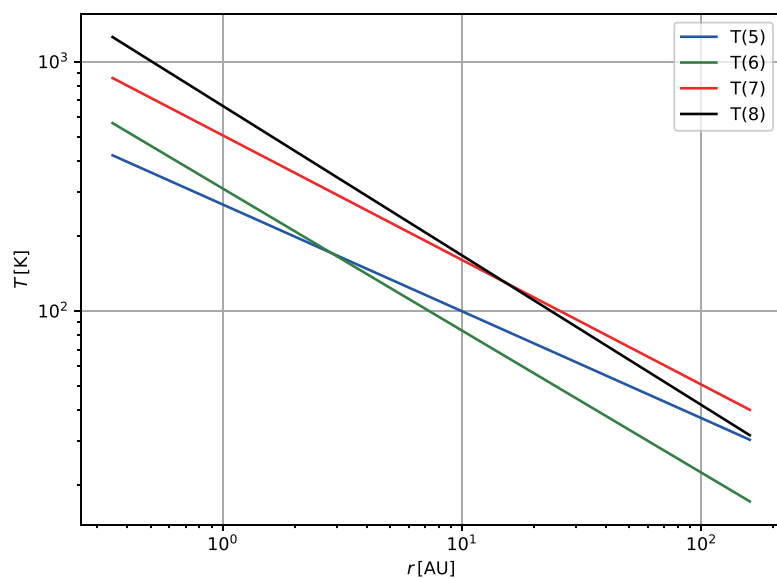


図 3.2: 仮定した T 分布

ここで、式 (3.6) は係数は小さいが指数が大きいため、約 3 au 以降では、4 つの式の中で最も低い値をとることを留意する。

第 4 章

結果

ここでは、各物理量を、動径方向に対する 1 次元グラフとして結果を示す。オレンジ色の線は 50 au 以下でリングギャップの箇所、青色の帯線は 50 au 以降の輝度の変化は小さいが他の物理量の変化は大きい箇所に引いた。

図 4.1 は、方位角方向で平均した輝度 I_ν の分布を示す。

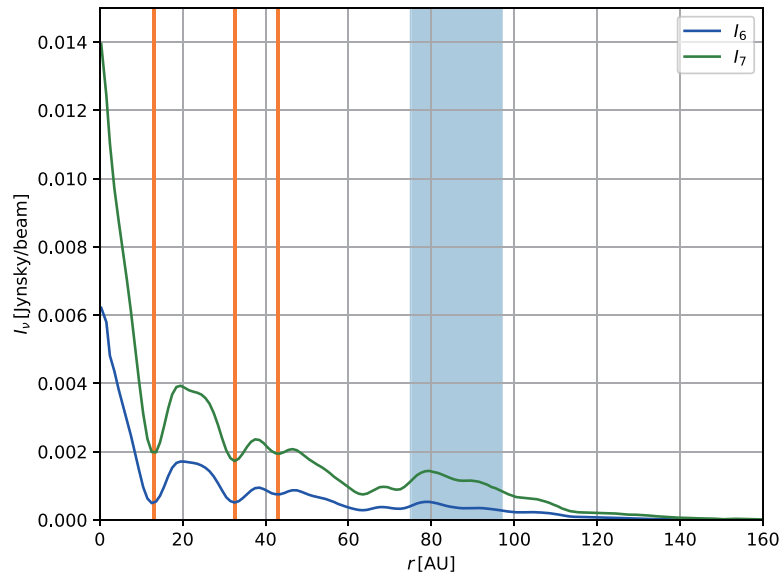


図 4.1: I_ν の分布

ここから式 (3.1) を用いて各 Band での τ を求めた結果を、図 4.2 と図 4.3 に示す。

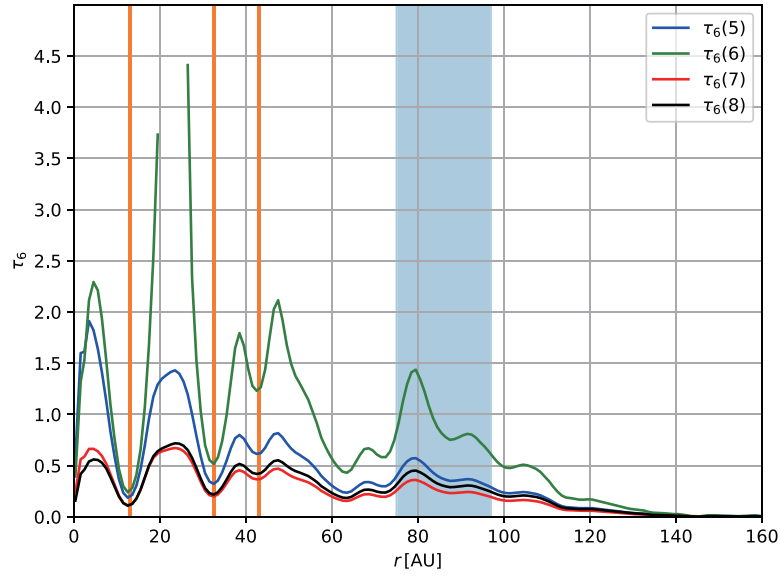


図 4.2: τ_6 の分布

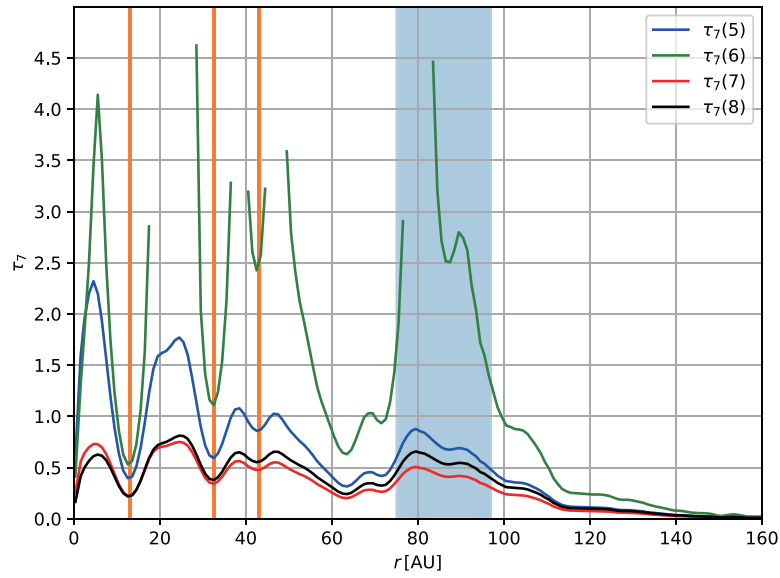


図 4.3: τ_7 の分布

ここで緑色のプロット、すなわち式 (6) の温度仮定では、図 4.4 から図 4.6 で何箇所かプロットされない箇所があるが、これは観測された輝度 I_ν が、温度仮定によって求めた B_ν を超えてしまうことによるものである。

また、 β の分布を図 4.4 に示す。

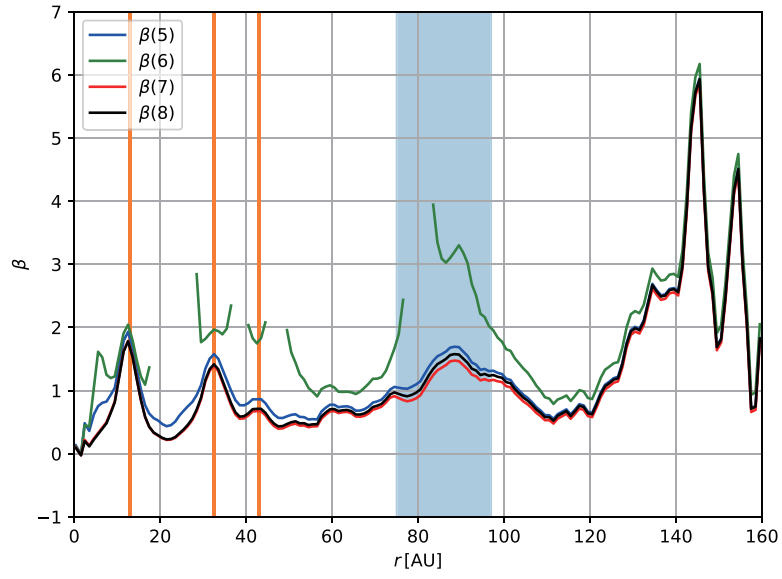


図 4.4: β の分布

式 (3.3)、式 (3.4) から求めた κ_7 と Σ_d を、それぞれ図 4.5 と図 4.6 に示す。

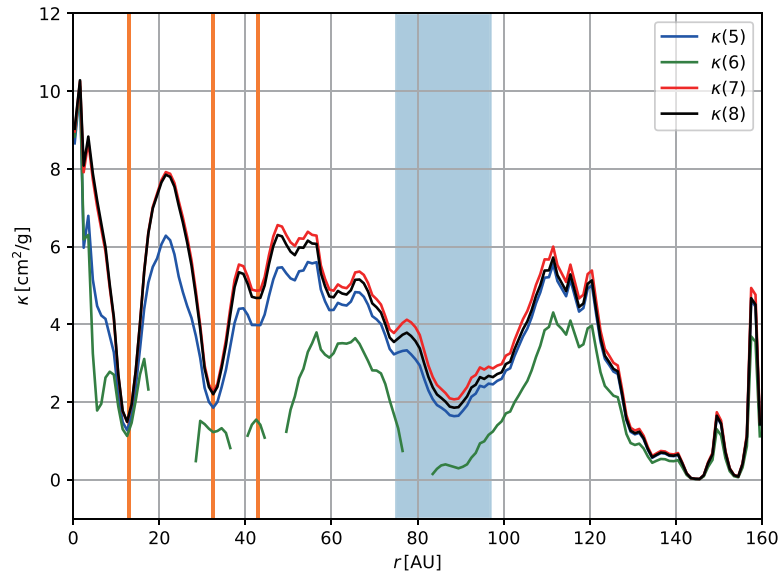


図 4.5: κ_7 の分布

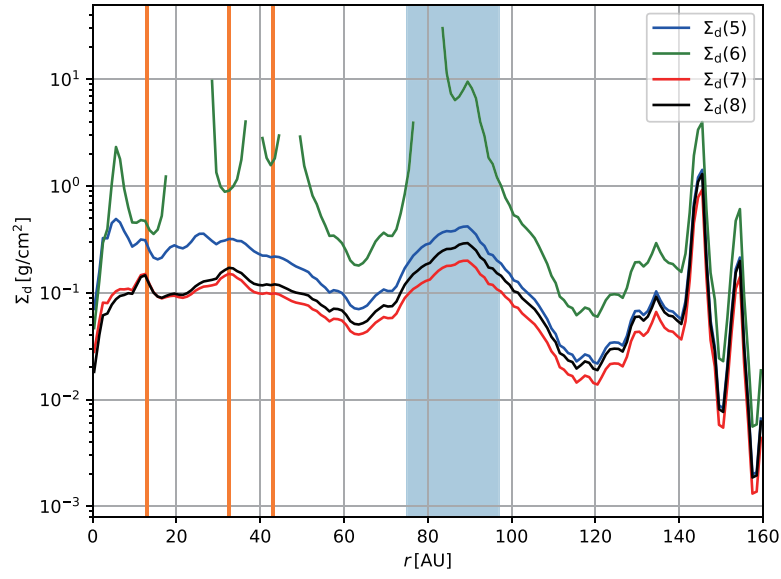


図 4.6: Σ_d の分布

これらの結果を踏まえて次のことが読み取れた。

- 3本のオレンジ色の線に注目する。動径が小さいほど顕著に、 I_ν が減少すると、光学的厚み τ と吸収係数 κ は小さく、 β は2に近い値をとることがわかる。
- 図 4.4 から図 4.6 を見ると、式 (3.6) とそれ以外で仮定した温度では振る舞いが異なることがわかった。

第 5 章

考察と今後の展望

5.1 考察

まず、4つの温度仮定のうち Band7 の観測において、 τ の解が何箇所か求まっていないことがわかる。これは、先述した通り、仮定した T に基づく B_ν が、観測輝度 I_ν よりも低くなってしまったことによる。これは、 B_ν は T に比例するためグラフの形も T と同様の冪乗をとることから、このグラフが冪乗に近い変化をしている観測輝度 I_ν よりも高くなってしまった場合に解なしとなる。このことから、式 (3.6) は仮定できる温度の最下限値であると解釈できる。そのためこれより高い温度を仮定すれば、綺麗にプロットはされるがそれが必ずしも実際の温度とは限らない、

以下、先行研究 [6] より、30 から 50 au まで $\tau \geq 1$ であることが予想されていることを踏まえる。50 au 以下でリングギャップの箇所のみ光学的に薄いと仮定すると、 β の数値は意味を持つようになる。ここでは 13 au に引かれているオレンジ色の線の箇所で、 $\beta = 2$ に近づくよう増加している。このことから、周囲と比較しこの箇所でのダストサイズは小さくなっていると推定できる。さらに、50 au 以降はすでに光学的に薄いと仮定すれば、例えば青色の帯線の箇所に注目すると、 β は特に青、黒、赤色の順に式 (3.5)、式 (3.8)、式 (3.7) では 2 に近い値を取っている一方、 Σ_d の値は大きくなっていることから、小さいサイズのダストが単位面積あたりにより大きな割合で存在していると解釈できる。

オレンジ色の線で示した、リングギャップでの Σ_d に関して、約 32 au と約 43 au における式 (3.6) での緑色のプロットから、1 本目のリングギャップにおける Σ_d の値も小さくなると予想できるが、実際は約 3 au ほど中心から離れた箇所にて値が小さくなったことが確認できた。これは実際の温度分布が r に対して単純な冪乗ではない可能性によるものであると考えられる。

5.2 今後の展望

どの温度の仮定がもっともらしいかは、プロットをただけの今回の解析内容では判別できない。実際の温度分布がどうなっているかより詳細に求めるには、別の周波数帯で観測されたデータを用いての解析や、先行研究方円盤の物理量の分布との比較、柱密度による円盤全体の質量の見積もりが考えられる。

謝辞

本研究を進めるにあたって、指導教員である百瀬宗武教授にはゼミや研究を進める過程で生じた小さな疑問にも丁寧に指導してくださりました。また、米倉覚則教授はゼミの場でわかり辛い箇所も具体的に教えていただきました。博士後期課程である折原龍太さんには、コードの記述でわからないところを多く指導していただきました。また、よく研究室で声をかけていただき、疑問点解消のために解説をしてくださいました。共通の天体の研究を行った同期の平康あかりさんには、進捗の共有ゼミの場や、コードがわからなくなってしまった際、多く助けていただきました。また、同じ研究室の先輩方や同期の4年生はとても親身に相談に乗ってくださいました。この1年間、研究室で関わって下さったすべての方々に、この場をお借りして深く感謝申し上げます。ありがとうございました。

付録 A

観測輝度の単位変換

今回は ALMA 望遠鏡によって得られたデータの強度分布の単位は、[Jy/beam] である。[beam⁻¹] とは、合成ビームの立体角であり、これは観測によって異なる値をとるため、2 つのデータで輝度の比較ができるように [beam⁻¹] ではなく共通の単位の [sr⁻¹] に変換する必要がある。以下に変換の過程を記す [2]。

まず、beam の立体角を求める。最大値が 1 のガウス関数で、FWHM の長軸を θ_{maj} 、短軸を θ_{min} とおく。

ガウス関数の標準偏差 σ_{maj} , σ_{min} とは、

$$\begin{aligned}\theta_{\text{maj}} &= 2\sqrt{2\ln 2}\sigma_{\text{maj}} \\ \theta_{\text{min}} &= 2\sqrt{2\ln 2}\sigma_{\text{min}}\end{aligned}$$

という関係が成り立つため、ビーム立体角 Ω_{beam} は、次のように記述できる。

$$\begin{aligned}\Omega_{\text{beam}} &= 2\pi\sigma_{\text{maj}}\sigma_{\text{min}} \\ &= 2\pi\frac{\theta_{\text{maj}}}{2\sqrt{2\ln 2}}\frac{\theta_{\text{min}}}{2\sqrt{2\ln 2}} \\ &= \frac{\pi}{4\ln 2}\theta_{\text{maj}}\theta_{\text{min}} \\ &\approx 1.133\theta_{\text{maj}}\theta_{\text{min}}\end{aligned}$$

そして、FWHM は、asec もしくは masec で表示されることと、 $1\text{ rad} = \frac{180}{\pi} \times 3600\text{ asec}$ という関係を用いる。

$$\begin{aligned}\left[\frac{\Omega_{\text{beam}}}{sr}\right] &= \frac{\pi}{4 \ln 2} \theta_{\text{maj}} \theta_{\text{min}} [\text{as}]^2 \\ &= \frac{\pi}{4 \ln 2} \left(\frac{\pi}{180 \times 3600}\right)^2 \theta_{\text{maj}} \theta_{\text{min}} [\text{rad}]^2\end{aligned}$$

よって、輝度の単位変換は、

$$\left[\frac{I_\nu}{\text{Jy/beam}}\right] = \left[\frac{I_\nu}{\text{Jy/beam}}\right] \div \Omega_{\text{beam}}$$

また、 τ を求める際、 B_ν と同様の SI 単位に直すために

$$1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$$

であることを注意する。

参考文献

- [1] 百瀬 宗武. 原始惑星系円盤の電波観測入門 (1): 惑星系の母胎を探る, 日本惑星科学会誌遊星人.2019,28 巻,3 号,p.213-225.
- [2] 中井直正ほか 編. 宇宙の観測 II-電波天文学 [第 2 版] シリーズ現代の天文学 第 16 巻. 日本評論社,2020,383p.
- [3] 福井康雄ほか 編. 星間物質よ星形成 シリーズ現代の天文学 第 6 巻. 日本評論社,2009,325p.
- [4] 井田茂, 中本泰史. 基本法則から読み解く物理学最前線 惑星形成の物理—太陽系と系外惑星系の形成論入門.2015,p.130.
- [5] Weintraub,1995,ApJ,452,L141.
- [6] ALMA Partnership et al.,2015,ApJ 808,L3.
- [7] Okuzumi,2016,ApJ,821,82.
- [8] Tapia,2019.ApJ.887,244.
- [9] Zhang,2015,ApJL,806,L7.