特集「ALMAで迫る惑星科学」 HD 142527に付随する原始惑星系円盤の ガス・ダスト比

スン・カンロウ¹, 百瀬 宗武¹, 武藤 恭之², 塚越 崇³, 片岡 章雅³, 花輪 知幸⁴, 深川 美里³, 西合 一矢³, 芝井 広⁵

2019年6月15日受領, 査読を経て2019年8月15日受理.

(要旨) 多くの原始惑星系円盤のガスとダストが異なる空間分布を持つことがアルマ望遠鏡によって明らかにされた。本研究は,一つのケーススタディとして若い星 HD 142527に付随する原始惑星系円盤のガスとダストの質量比,ガス・ダスト比の空間分布を明らかにする。本稿の最初ではまず,若い星 HD 142527に付随する原始惑星系円盤のアルマ望遠鏡の観測結果を紹介する。対象は98.5 GHz と336 GHz のダスト連続波放射と, 13 CO と 18 O の回転遷移 J=1 - 0 と J=3 - 2 の輝線放射である。次に,これらの観測結果を用いて,局所熱力学平衡を仮定してガス面密度とダスト面密度を導出する。本研究で初めて,ガス・ダスト比は円盤の方位角方向に緩やかに変化することと,ガス面密度とダスト面密度との相関関係が見つかった。本稿の内容は Soon et al. (2019)[1]に基づく.

1. はじめに

1.1 原始惑星系円盤のガス・ダスト比

星形成は分子雲が重力崩壊し物質(ガスとダスト)が雲の中心に落ち込むことから始まる。角運動量の保存則に従い中心星に落ち込みきれない物質は、星周囲に円盤構造を作りケプラー回転する。これが原始惑星系円盤であり、惑星ができる場所だと考えられる。近年、南米チリのアタカマ高原にあるアルマ望遠鏡(ALMA)の高空間分解能観測により、原始惑星系円盤におけるガスとダストは異なる空間分布を示すことが明らかにされた。つまりガスとダストの質量の比、ガス・ダスト比は空間的に変動する。その原因には様々なシナリオが考えられる。例えば、ガスとの摩擦により比較的に大きなダストは角運動量を失い、ガスに比べ短いタイムスケールで中心星に落下する[2]。また、

ガスに渦¹があると、ダストはガス渦に捕獲されるため、ダスト円盤は中心星に対して非軸対称な構造として観測される[3].ほかにも、円盤に惑星が存在すると、惑星とダスト円盤との重力相互作用によってダスト円盤にギャップ(ダスト密度が著しく低い領域)が開く[6].

ガス・ダスト比が低い円盤領域では、小さいダスト同士の衝突頻度が高くなり大きいダストへ成長しやすくなる[8]だけではなく、ストリーミング不安定²によって微惑星が形成される可能性も示唆されている[9]. 従って、ガス・ダスト比の空間的な変動を引き起こす機構が特定できれば、惑星形成の引き金を解明できると期待される。そこで本研究は、一つのケーススタディとして、若い星HD 142527に付随する原始惑星円盤の観測に基づいて、円盤のガス・ダスト比と円盤の構造との関係を調べる.

^{1.} 茨城大学 理工学研究科

^{2.} 工学院大学 基礎·教養教育部門

^{3.} 国立天文台

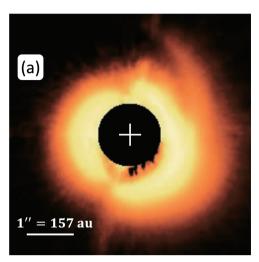
^{4.} 千葉大学 先進科学センター

^{5.} 大阪大学 理学研究科

kanglou.soon@gmail.com

^{1.} 高ガス圧領域のことである. 円盤内にポテンシャル渦度 (vortensity)が極小または極大になる領域(ガス密度のバンプ やギャップ)があると, ロスビー波不安定が起こりガス渦が できる[4,5].

^{2.} ガスとダストとの相対速度で決まる摩擦力の効果によりダストが濃集すると、ダストの濃集領域がさらに拡大する現象である[7]. ダスト密度が十分に高くなれば重力不安定を起こし 微惑星形成が起こると考えられている.



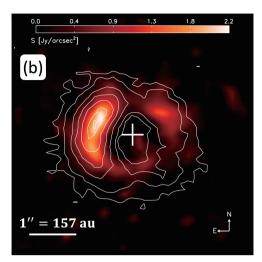


図1: 赤外線で見たHD 142527 に付随する原始惑星系円盤. (a) 近赤外線1.65 μmの偏波光. [14]より改変(Credit: Fukagawa et al., Near Infrared Images of Protoplanetary Disk Sur-rounding HD 142527, ApJ, 636, L153, 2006 January 10. ⓒAAS. Reproduced with permission.). (b) 中間赤外線の熱放射. カラーは18.72 μm, コントア は 24.5 μm. コントアレベルは(0.5, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 5.3) Jy arcsec². [13] より改変(Credit: Verhoeff et al., A&A, 528, A91, 2011, reproduced with permission ⓒESO.).

1.2 対象天体: HD 142527の星周円盤

HD 142527は,距離157 pc,年齢が約3百万年の前主系列の連星系である[10].主星のHD 142527Aは質量2.2 M_{\odot} のハービッグFe型星である[11].伴星のHD 142527Bは質量0.13 M_{\odot} のM型星であり,主星を軌道半径約15 auで公転している[12].

ここでは、赤外線での観測により明らかになった HD 142527に付随する原始惑星系円盤の構造についてまとめる。HD 142527を取り巻くダスト円盤は、内側円盤と外側円盤に分離されている[13]。内側円盤は、モデリング結果によると中心星から半径が約30 auまで広がっていると推測されている。半径30 auから100 auまでの円盤領域はダストが欠乏しており、観測では大きなギャップ構造として見える。外側円盤は、内径は約100 au、外径は約350 auのトーラス構造である[14]。

図1に近赤外線と中間赤外線で観測されたHD 142527の円盤を示した。近赤外線では散乱光を見ており、ダスト円盤の南西方向が北東方向より明るいものの、比較的に軸対称である。一方、中間赤外線ではダストの熱放射を見ているが、近赤外線の場合とは真逆で北東方向が南西方向より明るく、ダスト円盤は強い非軸対称性を示す構造である。円盤の幾何学構造と

ダストの光学特性を用いてこの両波長での観測が説明できる。すなわち、近赤外線ではダストの前方散乱が後方散乱より卓越するため、観測者にとって円盤の北東方向は遠い側、南西方向は近い側のように傾いていれば、南西方向の方が明るくなることが説明できる。同時に、中心星に面している円盤の壁、つまりダスト温度が比較的に高い内壁の熱放射は北東方向では観測者に見えているが、南東方向ではダスト円盤自身によって隠される。その結果、中間赤外線では北西方向のダスト円盤が明るく観測される。後述のALMAで得られたガスの速度場の観測より、円盤の傾斜角はi=27°、円盤の長軸は位置角P.A.=161°と導出されている[11]。

2. HD 142527のALMA観測

ALMAの観測バンド 3(周波数100 GHz帯) および バンド 7(周波数330 GHz帯) で捉えたHD 142527の星 周円盤のガスとダスト構造を説明する.

2.1 ミリ波・サブミリ波帯のダスト連続波

図2(a)と2(b)に98.5 GHzと336 GHzでのダスト連続波放射(熱放射)を示した。放射強度は輝度温度 T_B (ケルビン単位)で表した。本稿で登場する全ての

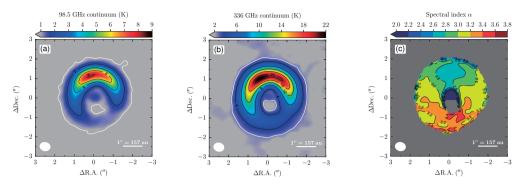


図2: HD 142527に付随する原始惑星系円盤のALMA観測結果、各図の左下にALMAの合成ビーム(半値幅0."54×0."44, 長軸 P.A. = 78.1°) を描いた. (a) 98.5 GHzのダスト連続波放射を輝度温度で表した. 単位はケルビン(K). 白実線はノイズレベルの5σ = 0.91 K. (b) 336 GHzのダスト連続波放射. 白実線はノイズレベル5σ = 2.63 K. (c) ダスト連続波放射のスペクトル指数 σ.

ALMAの画像は、ビームの長軸と短軸がそれぞれ 0."54と0."44であり(157 pcに位置するHD 142527で は84.8 au×69.1 auに相当する), かつビームの長軸 はP.A.=78.1°方向にある. ミリ波・サブミリ波帯の HD 142527 に付随するダスト円盤は赤外線の場合と同 様、内側円盤と外側円盤に分かれている。ただし、内 側円盤の空間構造は分解できていない。外側円盤のダ ストは、半径がr≈94 au - 314 au トーラス状に分布 している。円盤は北側は明るく、南側は暗く、非軸対 称な構造である. この分布は図1(b)に示した中間赤 外線で見た円盤とよく似ているが[15, 13], 中間赤外 線ではダスト放射が光学的に厚く、観測された非軸対 称な放射分布はダスト面密度ではなくダスト温度をよ くトレースしている。一方、ミリ波・サブミリ波では ダスト放射の光学的厚みは中間赤外線のそれよりも小 さく、円盤の裏側まで見通すことができるため、その 放射強度の分布はダスト面密度も反映している. 従っ て、ALMAの観測によって初めて、ダストは北側に 濃集していることが明らかにされた.

外側円盤の北側の輝度温度は、98.5 GHzでは最大で $T_B \approx 8$ Kに対して、336 GHzでは $T_B \approx 22$ Kである。この違いは、336 GHzでのダスト放射は98.5 GHzのそれより光学的に厚いことを意味する。さらに、周波数間での違いは北側での放射分布にも現れる。 $P.A. \approx 0$ °で336 GHzの放射強度が低くなっており、放射分布の方位角方向に"凹み"のような構造が見られる。これは内側円盤が中心星の光を遮って、外側円盤に影ができると温度が低くなると推測されている[16]。98.5

GHzの放射分布に"凹み"が観測されなかったのは、放射が光学的に薄くダスト面密度をよりトレースしているからである。

図2(c)にダストの放射スペクトル指数 α を示した. α は

$$\alpha \equiv \log \left[\frac{F_{336 \text{ GHz}}}{F_{98.5 \text{ GHz}}} \right] / \log \left[\frac{336 \text{ GHz}}{98.5 \text{ GHz}} \right]$$
 (1)

で定義される. 外側円盤の方位角にわたり α は滑らかに変化する. 北側では $\alpha \approx 2.8$, 南側では $\alpha \approx 3.4$ である. 観測周波数が低くレイリージーンズ近似 が有効であるとき, α はダストのオパシティ指数 β と $\alpha = 2+\beta$ の関係にある. β については 3.1 節で詳しく説明するが, ダストが成長すると β は小さくなる. 従って, α の空間分布から, 円盤の北側のダストは南側よりも大きくなっていることを示唆する.

2.2 CO分子同位体の輝線放射

多くの場合、中心星の放射から見積もられるガス温度は中心星から数十au離れた場所では数十Kである.円盤のガス主成分である水素分子 H_2 は、このような低温領域では最低準位間の回転遷移でも十分に励起できず,放射強度が弱く検出が困難である.そこで、円盤ガスの構造と質量を調べるため 12 C 16 O分子とその同位体である 13 C 16 Oと 12 C 18 O(以後 13 COと 18 Oと略す)の輝線がよく観測される.CO同位体の回転遷移 13 の準位エネルギーは温度にして数 13 Cの数十 13 Cである

^{3.} 厳密には観測周波数 v と温度Tが $hv \ll kT$ を満たすとき. hとkはそれぞれプランク定数とボルツマン定数である.

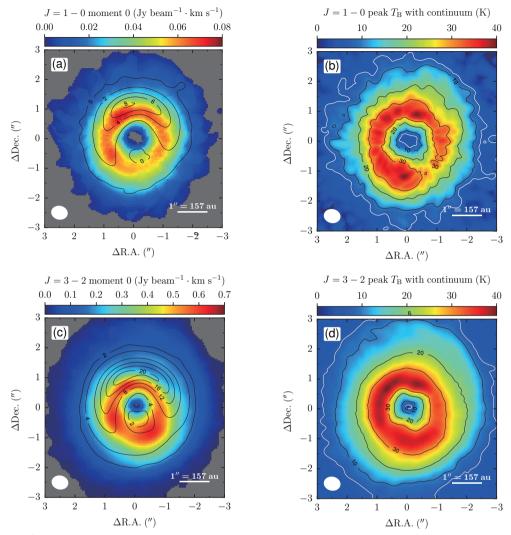


図3: 13 COの積分強度(左列)と連続波を含めたピーク輝線強度(右列). 上段はJ=1-0遷移,下段はJ=3-2遷移のマップである. (a) と (c) のコントアはそれぞれ98.5 GHz と336 GHz のダスト連続波強度を表している(図2aと図2b参照). (b) と (d) の白実線はそれぞれノイズレベルの3.5 σ =6.74 Kと5 σ =6.97 Kを表している.

ため、円盤の低温領域でも十分に励起される.

図3と図4にそれぞれ 13 COと 18 Oの観測結果を示した。各図の $^{(a)}$ と $^{(c)}$ は輝線の積分強度, $^{(b)}$ と $^{(d)}$ は連続波レベルを加えたピーク輝線強度のマップを示した。 13 COの $^{(d)}$ $^$

い動径範囲しか放射が観測されない(図4a). これは C^{18} O のJ=1 -0 の放射は弱く、ほかの輝線に比べ光学的に薄いからである.

北側の積分強度に注目する. $^{13}CO \& C^{18}O o J = 3 - 2$ の積分強度はダスト連続波が強い場所で弱くなっており、強度の"凹み"が見られる(図 $3c \& 2 \otimes 4c$). その理由は、これらの輝線の中心周波数、つまり $330 \ GHz$ 帯でのダスト放射が光学的に厚く、分子輝線の放射を吸収してしまうからである. $100 \ GHz$ 帯のダスト連続波放射は光学的に薄いため、ダストによる吸収が小さ

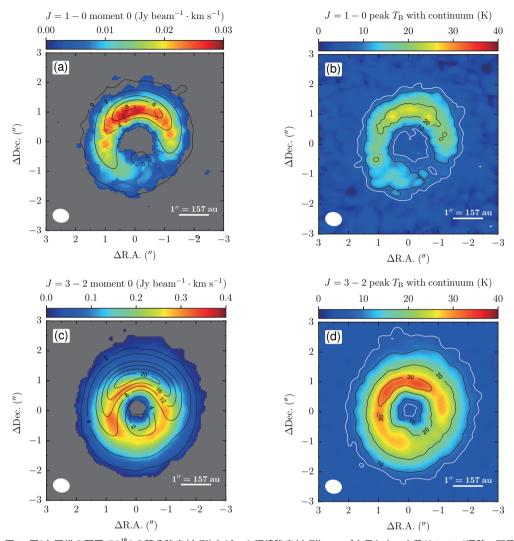


図4:図3と同様の配置で C^{18} Oの積分強度(左列)とピーク輝線強度(右列)マップを示した。上段はJ=1-0遷移,下段はJ=3-2遷移のマップである。(b)と(d)の白実線はそれぞれノイズレベルの3.5 σ =6.70 Kと5 σ = 6.38 K を表している。

くこの"凹み"は 13 COと 18 OのJ=1-0の積分強度では見られない(図3aと図4a).

次はピーク輝線強度について説明する。各P.A.方向で最大の輝線ピーク強度は、 13 COのJ=1-0とJ=3-2は約40 Kである(図3bと図3d)、 C^{18} OのJ=3-2は北側では約35 Kと高いが、P.A.= $180^{\circ}-240^{\circ}$ では約25 K(図4d)、 C^{18} OのJ=1-0に関しては全てのP.A.方向で25 K以下である(図4b)、 13 COのJ=3-2は光学的に厚く、その輝線ピーク強度が円盤の物理温度を反映していると考えられる。 C^{18} Oの励起温度が

 13 COのJ=3-2のピーク強度に等しいと考えると、 C^{18} OのJ=1-0は 円 盤 全 体、 C^{18} OのJ=3-2は P.A.= $180^{\circ}-240^{\circ}$ で光学的に薄く、これらの C^{18} Oの輝線強度はガス面密度を反映する。

図5は 13 COのJ=3-2の観測から得られた円盤の速度場である。この速度場は中心質量 $2.2~M_{\odot}$ のケプラー回転とよく一致している[11]. この速度場と円盤の傾き(円盤北東が遠い側、南西が近い側)に加え、天球面上では円盤は時計回りに回転していることが明らかになった。

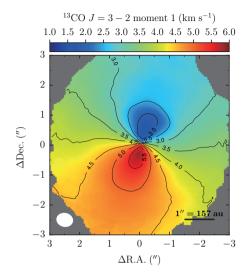


図5: ¹³COのJ=3-2の観測で得られたHD142527の星周円盤の 平均速度場.

3. 円盤面密度の導出過程

ここではHD 142527の星周円盤のガスとダストの面密度の導出過程をまとめる。導出する範囲は外側円盤の全方位角で、中心星から半径 $r \approx 94$ auから $r \approx 314$ auまでの領域である。ガスとダストの温度T は図3(d)に示した ^{13}CO のJ=3-2の連続波を含めたピーク輝線強度と同様であることを仮定した。これは、 ^{13}CO のJ=3-2の放射は光学的に厚く、円盤の物理温度を反映していると考えられるからである。

3.1 ダスト面密度

ダスト面密度の導出には98.5 GHzと336 GHzのダスト連続波放射を使用する. ダスト連続波放射の輻射輸送方程式

$$I_{\rm d} = [B_{\nu}(T) - B_{\nu}(T_{\rm bg})] [1 - \exp(-\tau_{\rm d})] \tag{2}$$

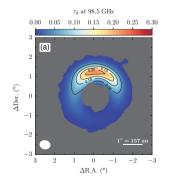
から、98.5 GHz と336 GHz でのダスト放射の光学的 厚み $\tau_{\rm d}$ を求める、 $T_{\rm bg}$ = 2.7 K は宇宙背景放射、 $B_{\rm v}$ は プランクの式を意味する、光学的厚みの結果は図6 (a) と 6(b) に示した、98.5 GHz では円盤全体で光学的 に薄く、 $\tau_{\rm d} \lesssim 0.25$ である。336 GHz では、南側では 光学的に薄いが、北側では光学的に厚く、 $\tau_{\rm d} \approx 0.8$ である。図6(c) にダストのオパシティ指数 β を示した。 β は

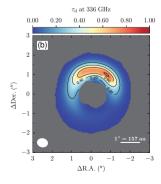
$$\beta \equiv \log \left[\frac{\tau_{\rm d,336~GHz}}{\tau_{\rm d,98.5~GHz}} \right] / \log \left[\frac{336~{\rm GHz}}{98.5~{\rm GHz}} \right] \tag{3}$$

で定義される. β はダストのサイズを示す指標と考えられる. $\beta \approx 1.7$ なら分子雲内の典型的なサイズである0.1 μ m -1 μ m程度であり, $\beta \approx 1$ ならサイズが~100 μ m $-\sim 1$ mmだと考えられる. 円盤の方位角方向にわたり β は緩やかに変化し,南側では $\beta \approx 1.7$ 、北側の $\beta \approx 1.0$ である. つまり,ダストのサイズは円盤内では一様ではなく,北側ではサイズが大きなダストが集まっている可能性が高い.

ダスト放射が光学的に薄いとき、 τ_d はダスト面密度 Σ_a と

$$\tau_{\rm d} = \kappa_{\rm d} \Sigma_{\rm d} \tag{4}$$





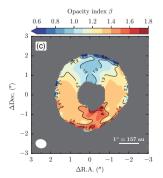


図6: (a) と (b) にそれぞれ98.5 GHzと336 GHzのダスト連続波放射の光学的厚みを示した. (c) ダストオパシティ指数.

の関係にある。ここで κ_d はダスト吸収オパシティであり、それをわかれば直ちに Σ_d が求められる。実際には観測された円盤輝度はダストの吸収だけではなく散乱からの寄与もあるはずだが、この天体では散乱の効果が大きくないとみられる[17]. 従って、本研究では散乱を考慮せず、原始惑星系円盤内のダスト吸収オパシティとしてよく使われる

$$\kappa_{\rm d} = 10 \left(\frac{\nu}{10^{12} \text{ Hz}} \right)^{\beta} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$$
 (5)

を採用する[18]. β は図6(c)のように円盤内で変化するため、 κ_d もそれに従い空間的に変化する.

3.2 ガス面密度

ガス面密度は C^{18} OのJ=1-0の輝線放射から導出する。ただし、円盤の $P.A.=180^{\circ}-240^{\circ}$ (南西方向)では C^{18} OのJ=1-0の放射が弱いため、この方向で光学的薄い C^{18} OのJ=3-2の輝線放射からガス面密度を求める。ガス輝線の輻射輸送方程式

$$I_{\rm g} = [B_{\nu}(T) - B_{\nu}(T_{\rm bg})] [1 - \exp(-\tau_{\rm g})] \exp(-\tau_{\rm d})$$
 (6)

から,輝線スペクトルの各速度成分vでの C^{18} Oの光学的厚み τ_g を求める.ダストに吸収されたガスの輝線放射を補正するため式に $\exp(-\tau_d)$ を入れた.ここでの τ_d は, C^{18} OのJ=1-0とJ=3-2のそれぞれの中心周波数付近のダスト連続波放射の光学的厚みを意味する

局所熱力学平衡の仮定より、 τ_g から C^{18} Oの個数面密度 N_{tot} を

$$N_{\text{tot}} = \frac{3h}{8\pi^{3}\mu^{2}J_{u}} \left(\frac{kT_{\text{ex}}}{hB_{0}} + \frac{1}{3}\right) \exp\left(\frac{E_{J_{u}}}{kT_{\text{ex}}}\right) \times \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT_{\text{ex}}}\right) - 1\right]^{-1} \int \tau_{\text{g}}dv \quad \text{cm}^{-2}$$

$$(7)$$

から求める。hはプランク定数,kはボルツマン定数である。 μ , J_u , E_{J_u} , B_0 , はそれぞれ,電気双極子モーメント,上準位の回転量子数,上準位の回転エネルギーと回転定数である[19]. $T_{\rm ex}$ は回転遷移の励起温度で,円盤の温度と同じ $T_{\rm ex}$ =Tとする。星間空間の C^{18} Oと H_2 との存在比を χ (C^{18} O/ H_2)= 1.79×10^{-7} と仮定して、円盤の H_2 ガス面密度 Σ_g は

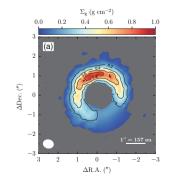
$$\Sigma_{\rm g} = m_{\rm H_2} N_{\rm tot} / \chi \tag{8}$$

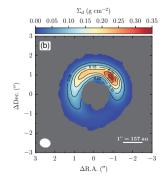
のように求まる。 m_{Ho} は水素分子の質量である。

4. 結果•考察

4.1 円盤の面密度とダスト・ガス比

3節の過程に従い導出した円盤の面密度を図7に示した。図8は同様の結果を極座標で表した。ガスとダストの面密度はともに円盤の北側では高く、 $\Sigma_g \approx 0.9$ g cm $^{-2}$, $\Sigma_d \approx 0.3$ g cm $^{-2}$ である。南側では面密度が低く、 $\Sigma_g \approx 0.2$ g cm $^{-2}$, $\Sigma_d \approx 0.01$ g cm $^{-2}$ である。北側と南側との面密度比は、 Σ_g では約5、 Σ_d では約33である。これは、北側の高ガス面密度領域がガス渦であれば、比較的に小さな非軸対称性を持つガス円盤であれば、比較的に小さな非軸対称性を持つガス円盤である[3]。また、ガス渦に濃集したダストが成長していると考えると、図6(c)に示したように北方向では





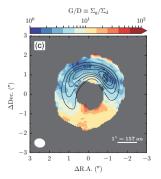


図7: (a) と (b) に本研究で求めたガス面密度 Σ_s とダスト面密度 Σ_d を示した. (c) にガス・ダスト比G/D をカラー、 Σ_d をコント アで示した.

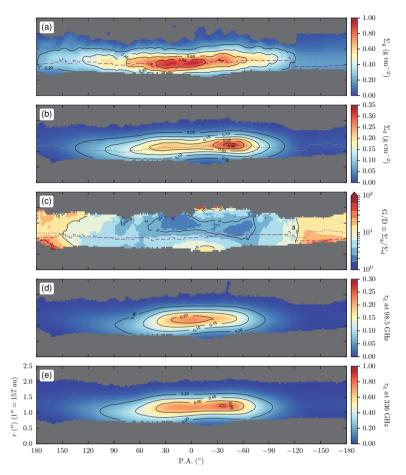


図8: 図7の結果を極座標(方位角P.A., 半径r) で示した. P.A. = 0 は真北, 値がプラスなら東, マイナスなら西の半分を意味する. (a) の紫色の破線と(b) の灰色の点線は,それぞれ各P.A.で最大の Σ_s と Σ_s を繋いだ線である. (c) には上記破線と点線もプロットしている. (d) と(e) にはそれぞれ98.5 GHzと336 GHzダスト連続波放射の光学的厚みを示した.

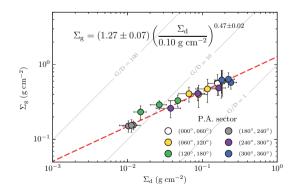


図9: ガス面密度 Σ_s とダスト面密度 Σ_d との相関関係. エラーバー は平均値の標準偏差. 赤い破線は打点を回帰分析で得られ たべき乗則の関数を表している. 打点のP.A.方向は色づけで示している.

βが小さいことと一致する.

図7(c)にガス・ダスト比G/D = Σ_{g}/Σ_{d} を示した. G/D は北側では~3, 南側では~20である. ここで導出した結果は先行研究[20, 21]のモデリング結果とよく一致しているが, 先行研究ではP.A.=21°と P.A.=221°を中心とした方位角方向 4 のみについて面密度を導出した. 一方, 本研究はHD 142527の外側円盤全領域の面密度の導出に成功しただけではなく, 円盤のガス・ダスト比が方位角方向に沿って変化することも明らかにした.

図9に Σ_g と Σ_d のプロットを示した。ここでの Σ_g と Σ_d の値は、各P.A. 方向で Σ_d が最大となる半径の±40

P.A. = 21° と P.A. = 221° はそれぞれ336 GHz ダスト連続波放射の動径ピーク最大と最小の領域に当たる P.A.方向である。

au領域内の平均値である。このプロットは指数が0.47 のべき乗則でよく説明されている。つまり,方位角方向に沿って,HD 142527の外側円盤では $\Sigma_g \propto \Sigma_d^{0.47}$,ガス・ダスト比で書きなおすと $G/D \propto \Sigma_d^{-0.53}$,という相関関係が見つかった。近年のシミュレーションにより,方位角方向でのダスト濃集は必ずしもガス渦による結果ではなく,連星系と円盤の相互作用でも可能である結果が得られた[22]。従って,ここで見つかった相関関係は,理論研究にとってHD 142527 におけるダスト濃集の原因を突き詰める重要な検証材料となるだろう。

4.2 ΣgとΣdのピークの相対位置

図8(a) と図8(b) を比較すると、 Σ_g と Σ_d のピーク位置がP.A. 方向で約20°ずれている。すでに述べたように、円盤は天球面上で時計回りで回転している。従って、 Σ_d のピーク (P.A. \approx 3°) の下流に位置することになる。

ここでまず、 Σ_g のピークがガス渦に対応していると仮定し、北側にダストが濃集するのはこのガス渦による効果と考える。ストークス数が $\operatorname{St} \ll 1$ のような小さなダストはガスの運動にすぐなじむため、ガス渦の中心に集まる。一方、 $\operatorname{St} \approx 1$ のような大きなダストはガス渦の重力により馬蹄型軌道をとり、ガス渦の下流に集まることが理論シミュレーションで予測されている[23]。つまり、本研究で導出した Σ_g と Σ_d とのピークの相対位置は後者を示唆する結果である。[23]からダストサイズと St を関連づける式

$$s \approx 4.67 \left(\frac{\text{St}}{1}\right) \left(\frac{\rho_{\text{pc}}}{1 \text{ g cm}^{-3}}\right)^{-1} \times \left(\frac{\Sigma_{\text{g}}}{0.7 \text{ g cm}^{-2}}\right) \text{ mm}$$
 (9)

を用いると、 $St \ge 1$ であるためにはダストサイズは $s \ge 5$ mmと推測できる。ここで、 Σ_d のピークでは Σ_g $\approx 0.7~g~cm^{-2}$ であり、ダスト粒子の密度は $\rho_{pc}=1~g~cm^{-3}$ と仮定した。このダストサイズは、北側の β ≈ 1 と矛盾のない結果である。

一方、図8(a)、図8(d)と図8(e)に示したように、 $\tau_{d,98.5~GHz}$ と Σ_g のピーク位置がよく一致しているのに対して、 $\tau_{d,336~GHz}$ のピークはそれらからより下流側にずれている。98.5 GHzの連続は放射が336 GHzに比べてより大きなサイズのダストが寄与していると考える

と、大きなダストはガス渦に濃集していると解釈され、 上記の理論シミュレーションの予測と合わない.これ らの議論をより確かなものにしていくためには、より 高い分解能での観測や多波長の偏波観測などでダスト サイズの空間分布を明らかにしなければいけない。

5. まとめと今後の展望

本稿はALMA望遠鏡で取得したHD 142527に付随する原始惑星系円盤の観測結果と、その観測データを用いて求めた外側円盤のガスとダスト面密度、およびガス・ダスト比の解析結果について紹介した。

98.5 GHz と 336 GHz でみた円盤のダスト連続波放射は中心半径が約94 auから314 auまでのトーラス状に分布している。放射強度の空間分布は非軸対称で、円盤の北側は南側よりも明るい。北側にダストが濃集しているためである。 13 COの回転遷移J=1-0とJ=3-2の輝線放射はダスト連続波放射より広い範囲(中心星から半径が約470 auまで)で分布しているが、ダストのトーラス部分では光学的に厚く、そのピーク輝度温度は最大で約40 Kである。 18 OのJ=3-2は円盤の南西方向(P.A.= $180^{\circ}-250^{\circ}$)を除いて、 13 COと同様光学的に厚い。 13 COは 14 J=1-0は円盤全体をわたり光学的に薄く、その強度分布はダスト連続波放射の非軸対称な構造と似ている。

熱力学的平衡と、円盤の温度が 13 COのJ=3-2のピーク輝度温度と同様であることを仮定して、円盤の面密度を導出した。ガス面密度 Σ_g は C18 OのJ=1-0とJ=3-2の放射から、ダスト面密度 Σ_d は $^{98.5}$ GHzと 336 GHzのダスト連続波から求めた。その結果、ガスとダスト面密度はともに北側では高く、南側では低い。ガス・ダスト比は円盤の方位角方向にわたり緩やかに変化し、北側では約 3 、南側では約 20 である。北側の低いガス・ダスト比は、円盤中にできた渦によりダストが濃集した結果と考えられる。ダスト密度の高いところではダストが成長しやすく、微惑星の形成が促進されると期待される。また、外側円盤では Σ_g \times Σ_d^{047} という相関関係が見つかった。この相関関係は円盤内のダスト濃集の理論研究に重要な検証材料になるだるう

ただし、ダスト面密度の導出に仮定したダストオパシティーに不確定性がある。ダストの散乱特性がダス

トの大きさや構造に強く依存するため、本研究ではダストの吸収のみを考慮し、散乱を無視した。円盤内のダスト散乱の性質を明らかにするため、多波長の偏波観測が有効だと考えられる[24]. 今後は、本研究で明らかになったガスとダスト面密度の相関関係をほかの非軸対称なダスト円盤について調べ、この関係は普遍的なのかHD 142527の円盤に限られるのかを検証していきたい。

謝辞

査読者により有益な意見を頂いたことに感謝します.

参考文献

- [1] Soon, K.-L. et al., 2019, PASJ, 111.
- [2] Weidenschilling, S. J., 1977, MNRAS 180, 57.
- [3] Birnstiel, T. et al., 2013, A&A 550, L8.
- [4] Ono, T. et al., 2016, ApJ 823, 84.
- [5] Ono, T. et al., 2018, ApJ 864, 70.
- [6] Dipierro, G. et al., 2016, MNRAS 459, L1.
- [7] Youdin, A. N. and Goodman, J., 2005, ApJ 620, 459.
- [8] Brauer, F. et al., 2008, A&A 480, 859.
- [9] Raettig, N. et al., 2015, ApJ 804, 35.
- [10] Arun, R. et al., 2019, AJ 157, 159.
- [11] Fukagawa, M. et al., 2013, PASJ 65, L14.
- [12] Close, L. M. et al., 2014, ApJL 781, L30.
- [13] Verhoeff, A. P. et al., 2011, A&A 528, A91.
- [14] Fukagawa, M. et al., 2006, ApJL 636, L153.
- [15] Fujiwara, H. et al., 2006, ApJL 644, L133.
- [16] Marino, S. et al., 2015, ApJL 798, L44.
- [17] Soon, K.-L. et al., 2017, PASJ 69, 34.
- [18] Beckwith, S. V. W. et al., 1990, AJ 99, 924.
- [19] Mangum, J. G. and Shirley, Y. L., 2015, PASP 127, 266.
- [20] Muto, T. et al., 2015, PASJ 67, 122.
- [21] Boehler, Y. et al., 2017, ApJ 840, 60.
- [22] Price, D. J. et al., 2018, MNRAS 477, 1270.
- [23] Baruteau, C. and Zhu, Z., 2016, MNRAS 458, 3927.
- [24] Kataoka, A. et al., 2015, ApJ 809, 78.