

# 磁場と弱電離ガスの相互作用が規定する 原始惑星系円盤の形成と初期進化

塚本 裕介<sup>1</sup>

2021年12月17日受領, 査読を経て2022年1月24日受理

(概要) 2010年代において原始惑星系円盤の形成と初期進化の理解は急速に進展した。ALMA 望遠鏡を中心としたサブミリ波帯での観測が大きく進展し、形成段階にある円盤やその周囲のエンベロープの詳細な構造が明らかになった。この観測の急速な発展に触発され、観測事実を整合的に説明する理論として弱電離ガスと磁場の適切なスケールでの結合、脱結合、再結合過程の重要性が近年認識されてきた。本稿では、この磁場と弱電離ガスが織りなす原始惑星系円盤の形成と初期進化について基礎的な部分から記述する。

## 1. はじめに

本稿では、原始星の形成、原始惑星系円盤の形成と初期進化について近年得られた新しい理論的描像を包括的に説明する。

2010年代にはいって、原始星の母体となる分子雲コアの内側を探索するサブミリ波領域の観測が盛んに行われてきた。特に JCMT, SMA, そして ALMA 望遠鏡などによる高感度・高解像度観測は、星形成の初期条件である「分子雲コア」から円盤までの磁場構造、若い原始惑星系円盤の特性、ジェットやアウトフローの立ち上がる領域などを明らかにした。また、円盤やその周辺のダストの性質についても重要な情報が得られ、理論モデルにこれまでにない制約を与えることになった。

一方2010年代においてスーパーコンピュータとシミュレーション技術が急速に発展し、非理想磁気流体力学過程など重要な物理過程を考慮した大規模シミュレーションによって原始星と原始惑星系円盤形成過程が盛んに研究されてきた。その結果、分子雲コア( $10^4$  AU) から原始星( $10^{-2}$  AU) までの広い

空間スケールと、分子雲コアの重力崩壊の始まりから原始星形成後  $10^5$  年までの長い時間スケールをカバーする包括的なシミュレーションが可能になってきた。このような観測と理論の同時並行的な進歩は、原始星と原始惑星系円盤の初期進化における磁場の重要な役割を浮き彫りにし、我々の原始惑星系円盤の形成進化過程の理解に変革をもたらした。

このレビューでは、観測に動機づけられた近年の原始惑星系円盤形成と初期進化の理論研究を、円盤形成期における非理想磁気流体力学効果の重要性を強調しながら解説する。また、惑星形成の最初期段階であるダストの成長とその3次元ダイナミクスに関する最新の研究についても言及する。

## 2. 原始星と原始惑星系円盤形成 進化過程の理論的理解

### 2.1 原始星、原始惑星系円盤の 形成進化過程の概要

まず初めに原始星とその周囲の原始惑星系円盤の形成進化過程を概観する。同時に今後用いる用語

<sup>1</sup>鹿児島大学 理工学研究科 物理・宇宙プログラム  
tsukamoto.yusuke@sci.kagoshima-u.ac.jp

(ファーストコア, セカンドコア, Class 0-III 段階など)についても本節で導入する。星形成に詳しい読者は本節は読み飛ばしていただきたい。

図1に星の母体となる分子雲から惑星形成の舞台と考えられているClass II 段階原始星までの形成進化過程の概念図を示す。

星は分子雲の内部の比較的密度が濃い領域「分子雲コア」(図1(a))で誕生する。分子雲コアの物理量は典型的には密度 $n=10^3-10^4 \text{ cm}^{-3}$ , 温度10K, 磁場強度 $10-100 \mu\text{G}$ である。分子雲コアの自己重力にガス圧および磁気圧が耐え切れなくなると, 自己重力による崩壊が始まる。この収縮によって分子雲コアは急激に内部密度を高め, 10万年程度でその中心に半径1-10AU 程度の「ファーストコア」と呼ばれる, 圧力で支えられたガス球が形成される(図1(b))。その後100 - 1000年程度の進化を経てファーストコアの内部に「セカンドコア」すなわち原始星が誕生する。原始星が形成された後, その周囲に取り残された分子雲コアの残りは「原始星エンベロープ」と呼ばれる。このエンベロープからのガス降着によって原始惑星系円盤が進化すると共に円盤からの降着によって原始星が質量を獲得していく。このエンベロープからの降着を伴う進化段階のうち, エンベロープに深く埋もれ, 原始星からの可視, 赤外放射が観測できないものをClass 0段階原始星と呼び, エンベロープが薄くなり原始星からの可視, 赤外放射とエンベロープからの放射が共に観測できるものをClass I 段階原始星と呼ぶ。この段階の原始星の多くが円盤の回転軸方向へのガスの噴出, アウトフロー(双極分子流)を持つことが知られている。Class 0, I 段階原始星の寿命はそれぞれ, 10万年, 100万年程度と考えられている。

更に進化が進みエンベロープが消失し, 原始星と原始惑星系円盤のみからなる段階をClass II 天体とよぶ。この段階は古典的Tタウリ型星に対応する。さらに進化が進み原始惑星系円盤から原始星への降着が極めて弱くなった段階をClass III 天体と呼ぶ。この段階は弱輝線Tタウリ型星に対応する。本稿では, 「Class X段階」, 「Class X段階原始星」, 「原始星系」という用語は原始星とその周囲の円盤やエンベロープを含む系全体を表すこととする。

この全体の原始星系の進化において原始惑星系

円盤がどのように形成し, 進化するか, そして, その際に中心となる物理メカニズムを説明することが本稿の目的である。原始惑星系円盤が遠心力と重力の釣り合いによって存在することを考えると, ガスの角運動量が分子雲コアの崩壊と共にどのように進化するかを理解することが本質的である。

この角運動量の進化には磁場が重要な働きを果たす。磁場はガスの回転によってねじられるとそのねじりを解消しようと(回転を止める方向に)磁気張力をおよぼす。これによってガスの角運動量が磁場によって抜き取られ円盤から星間空間へ角運動量が輸送される。このような過程を「磁気ブレーキング」と呼び円盤の形成進化を考える上で本質的な物理過程である。

## 2.2 円盤形成進化を決める物理: 非理想磁気流体力学過程

この節では, 原始惑星系円盤の形成進化を理解する上で重要となる物理過程, 非理想磁気流体力学(MHD)過程について解説する。前節の最後に指摘したように原始惑星系円盤の進化には, 磁場による角運動量輸送が本質的な役割を果たす。そのため分子雲コア内でガスと磁場がどの程度互いに結合しているかを明らかにすることが円盤進化を定量的に理解する上で必要となる。

星形成の母体となる分子雲コアはその大部分が中性の水素分子からなる弱電離プラズマであり(その典型的な電離度は $10^{-7}$ 以下), 有限の電気伝導度を持つ。そのため電気伝導度無限大の近似である理想MHD 近似は一般には成り立たない。

一般化オームの法則を用いることで, 磁場(B) と電流密度(J) を以下のように関係付けることができる。

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B}), \quad (1)$$

ここで,  $\mathbf{v}$  は中性ガスの速度,  $c$  は光速,  $\mathbf{E}$  は電場,  $\sigma$  は電気伝導度テンソル

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_P & -\sigma_H & 0 \\ \sigma_H & \sigma_P & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

である。  $\sigma_{\parallel}$ ,  $\sigma_P$ ,  $\sigma_H$  はそれぞれ, 平行, ペダーセ

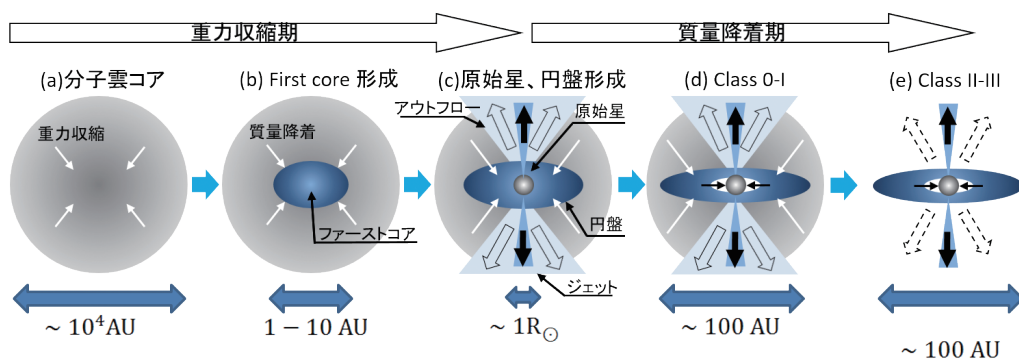


図1: 原始星と原始惑星系円盤の形成進化の概念図.

ン, ホール電気伝導度と呼ばれる. この一般化オームの法則を電場について解き直し, ファラデーの法則に代入することで磁場の誘導方程式は[e.g., 1],

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla \times \left\{ \eta_0 \nabla \times \mathbf{B} + \eta_H (\nabla \times \mathbf{B}) \times \frac{\mathbf{B}}{B} + \eta_A \frac{\mathbf{B}}{B} \times \left[ (\nabla \times \mathbf{B}) \times \frac{\mathbf{B}}{B} \right] \right\}, \quad (3)$$

となる. 中括弧内の3つの項が有限の電気伝導度(あるいは磁気抵抗)に由来する「非理想MHD効果」である. それぞれ, オーム拡散, ホール効果, 両極性拡散(通常のプラズマ物理の意味での「両極性拡散」とは異なる物理メカニズムだが, 宇宙物理の業界ではこの3項を両極性拡散と呼ぶ)と名付けられている.  $\eta_0$ ,  $\eta_H$ ,  $\eta_A$  は電気伝導度から計算される非理想MHD効果の強さを表す磁気抵抗値であり, それぞれオーム抵抗値, ホール抵抗値, 両極性拡散抵抗値と呼ぶ.

この非理想MHD効果がどの密度, 磁場強度, 温度領域で効果的に働くかが円盤の形成進化を理解する鍵である.

非理想MHD効果の強さを決める磁気抵抗値は分子雲や円盤内でのイオン化学反応によって決まる. このイオン化学反応の引き金は中性ガスを電離させる1GeV以下の「低エネルギー」宇宙線である. この電離反応と気相中でのイオン-電子再結合, ダスト粒子への荷電粒子の吸着のバランスによって気相の電離状態, そして, 磁気抵抗値が決まるのである.

例として, 近年筆者らが構築した解析的的化学反

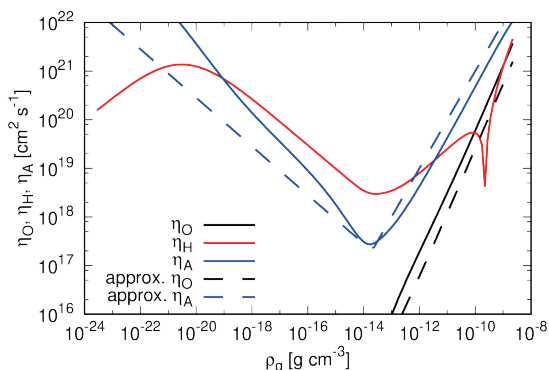


図2: 解析モデル(Tsukamoto & Okuzumi in prep)から計算された $\eta_0$  (黒実線),  $\eta_H$  (赤実線),  $\eta_A$  (青実線). 黒, 青点線はそれぞれ式(4)と(5)で表された $\eta_0$  (黒実線),  $\eta_A$  (青実線)の近似式.

応モデルによる磁気抵抗値の計算を図2に示す(Tsukamoto and Okuzumi, in prep). 次節で用いるオーム拡散, 両極性拡散の抵抗値の近似式を点線で示している.  $\eta_0$ の近似式は[1, 2]

$$\eta_0 \sim 1.6 \times 10^{13} \rho_g, 10^{-16} \text{ g cm}^{-3} \sqrt{T_{10\text{K}}} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}, \quad (4)$$

ここで $\rho_g$ と $T$ はガスの質量密度と温度である. また物理量に $f$ に対して $f_X$ は $f_X = (\frac{f}{X})$ を意味する.  $\eta_A$ の近似式は[3, 4]

$$\eta_A \sim 2 \times 10^{18} \begin{cases} \rho_g, 10^{-16} \text{ g cm}^{-3} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \\ (\rho_g < 10^{-14} \text{ g cm}^{-3}) \\ \rho_g, 10^{-13} \text{ g cm}^{-3} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \\ (10^{-14} \text{ g cm}^{-3} < \rho_g < 10^{-9} \text{ g cm}^{-3}) \end{cases} \quad (5)$$

である. $\eta_A$ は一般に磁場強度にも依存するが, 磁場の

数密度に対する依存性として  $B = 0.2n_{\text{H},1\text{cm}^{-3}}^{1/2} \mu\text{G}$  [1] を仮定した。これは、原始星ができるまではおおむね正しい近似である。

## 2.3 分子雲コアからの原始星, アウトフロー, 原始惑星系円盤の形成過程

### 2.3.1 等温収縮期

分子雲コアの重力収縮はその最初期はダストの熱放射による輻射冷却と圧縮加熱がバランスしながら、ガス温度 10 K を保ちながら等温的に進む。この場合、ガスの実効的な状態方程式のポリトロープ指数  $\Gamma_{\text{eff}}$  は  $\Gamma_{\text{eff}} = 1$  となる。ここで、ポリトロープ指数は  $P_{\text{gas}} = K\rho^{\Gamma_{\text{eff}}}$  と定義される。分子雲コアがガス圧勾配力によって自己重力と釣り合うためには  $\Gamma_{\text{eff}} > 4/3$  でなければならないことが知られている。 $\Gamma_{\text{eff}} = 1$  はこの臨界値  $4/3$  より小さいため、重力崩壊をガス圧勾配力で止めることができず、分子雲コアは自由落下時間の時間スケールで進化する。

この時、磁気拡散の時間スケールは自由落下時間に対して長く、(低電離状態にもかかわらず) 磁気拡散は効かないことを示すことができる。すなわち、分子雲コアの等温収縮段階では磁束はそのまま中心領域に持ち込まれるのである。これは最新の 3 次元シミュレーション研究とも整合的である [5, 6]。

一方、等温収縮段階でガスは初期に持っていた角運動量の 50% から 70% を磁気ブレーキングによって失うことが解析の見積もりやシミュレーションからわかっている [7-9]。

### 2.3.2 ファーストコアの形成とその内部での急激な磁気拡散

重力収縮が進み中心密度が上昇するにつれ、ガスの熱進化と磁場の進化に大きな変化が起こる。中心密度が  $\rho_g \sim 10^{-13} \text{ g cm}^{-3}$  に達するとガスはダストの熱放射にたいして光学的に厚くなり、圧縮加熱が輻射冷却を卓越するようになる。これにより、ガスは重力収縮に対して断熱的に進化しはじめ、実効的なポリトロープ指数は  $\Gamma_{\text{eff}} = 5/3$  に増加する。これは重力崩壊の臨界値  $4/3$  より大きいため、圧力勾配力が重力にバランスし始める。これによって圧力に支えられたガス球、「ファーストコア」が誕生する [10-16]。ファーストコアの質量と半径はおおむね

$M_f \sim 10^{-2} - 10^{-1}$  (太陽質量  $M_\odot$ )、 $r_f \sim 1 - 10$  (天文単位 AU) 程度である。

このファーストコアの内部では磁気拡散についても大きな変化が起きる。図 2 に示したように、オーム拡散の抵抗値が大きくなるとともに、両極性拡散の抵抗値も密度が  $\rho_g \geq 10^{-13} \text{ g cm}^{-3}$  に達したあたりから上昇を始める。これはダストがイオンと電子を吸着することによって引き起こされる。 $\eta_A > \eta_0$  であるため、ファーストコア内部での拡散時間は式 (5) を用いて

$$\frac{t_{\text{ff}}}{t_{\text{diff}}} \equiv \frac{\eta_A t_{\text{ff}}}{\lambda_J^2} \sim 2.2 \rho_g^{3/2}, 10^{-12} \text{ g cm}^{-3} \quad (6)$$

となり、 $\rho_g \geq 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$  で自由落下時間より短くなる。さらに、ガスが圧力勾配力によって支えられていることによってファーストコアの寿命は自由落下時間より長い。これらのことから、ファーストコア内部では磁気拡散が効果的に働き、星間空間から持ち込まれた磁束が抜けていく [5, 6, 17, 18]。同時に、磁場とガスの結合が弱まることでファーストコア内部では磁気ブレーキングによる角運動量の抜きとりが強く抑制される。その結果ファーストコアは角運動量を保ち回転し続けることができる。このことは原始惑星系円盤の形成に重要である。

近年の 3 次元シミュレーションによるとファーストコア内部での磁場強度は概ね一様に  $\sim 0.1\text{G}$  という値を取ることが明らかになってきた。この定量的な見積もりは  $\eta_A$  が磁場強度の増加関数であることに由来する。磁場の増幅に対して、 $\eta_A$  は増大するため両極性拡散が負のフィードバックとして働き、ファーストコア内部の磁場強度が一定になるのである [6, 18-20]。図 3 にファーストコア内の磁場強度の値の理想 MHD シミュレーションと両極性拡散を含んだ非理想 MHD シミュレーションの比較を示す。図から両極性拡散によって磁場強度が  $0.1\text{G}$  程度の上限值を取っていることがわかる。

また、ファーストコアの表面は比較的磁場とよく結合しているため、磁気圧および磁気遠心力によってファーストコアの表面からアウトフロー (双極分子流) が噴出し始める。

### 2.3.3 セカンドコラプスと原始星, 原始惑星系円盤の誕生

ここまで、ファーストコアの性質を詳細に記述してきたことには理由がある。それは、ファーストコアこそが原始惑星系円盤の前駆天体であり、その性質(質量, 半径, 磁場強度など)は誕生時の原始惑星系円盤に引き継がれるのである。

ファーストコアの中心が断熱的に圧縮され温度が上昇してくるとふたつの重要な変化が起こる。まず、中心温度がおよそ $10^3$  Kに達するとカリウムの熱電離によってガス層の電離度が急激に上がることで、理想MHD近似が成り立つようになる。引き続き $2 \times 10^3$  Kに達すると水素分子の解離反応が始まる。この解離反応は吸熱反応であり、実効的なポリトロップ指数は $\Gamma_{\text{eff}} \sim 1.1$ 程度まで減少する。この値は臨界値より小さいため、ガス圧によって重力を支えきれなくなり、重力崩壊がふたたび始まる。これがセカンドコラプスである。

このセカンドコラプスは中心密度が $10^2 \text{ g cm}^{-3}$ 程度に達して水素の解離が完全に終わるまで続き、そこで再びガス圧で支えられたコアを作る。これが原始星である。生まれたばかりの原始星の質量は $10^{-3}$ から $10^{-2} M_{\odot}$  [10, 21]程度である。

セカンドコラプスの際、ファーストコアのガスの大部分は原始星に直接は降り注がず、その周囲に分布する。これはファーストコアが磁気拡散によって磁気ブレーキングが抑制されたことにより十分な角運動量をもち、遠心力が重力に釣り合うためである。すなわち、ファーストコアの大部分がセカンドコラプス時に原始惑星系円盤に進化するのである。

図4にこの進化の様子を示す。左図は、原始星形成直後にファーストコア(黄土色の領域)が原始惑星系円盤(赤色の領域)に進化している様子を示している。右図は、原始星形成直後のファーストコア内部の動径速度である。理想MHDシミュレーション(赤線)では、ガスは原始星に直接降着している( $\sim 0.01 \text{ AU}$ )。これは、理想MHDシミュレーションではファーストコアが磁気ブレーキングによって回転を失い、ガスを支えられていないことを示している。一方、非理想的なMHDシミュレーションでは、ガスの降着は $1 \text{ AU}$ で止まっている。これは、ファーストコアが重力に抗うのに十分な回転を保ち $1 \text{ AU}$ で遠心力と

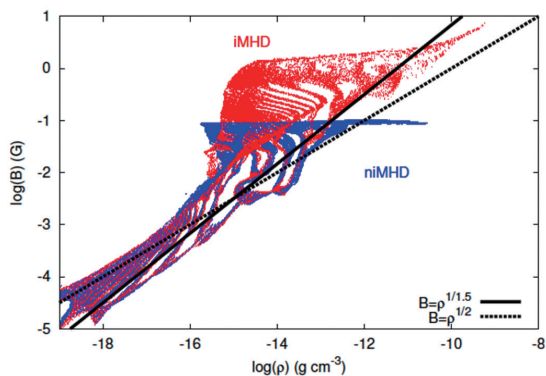


図3: ファーストコア形成時の磁場強度の理想MHD(赤)と非理想MHD(青)と計算の比較[6]. 非理想MHD計算では磁場が $0.1 \text{ G}$ を上限値としてそれ以上増幅されていないことがわかる。

重力が釣り合い、原始惑星系円盤が形成されていることを示している。

形成時の円盤の質量, 半径, 磁場強度はそれぞれファーストコアの値を引き継ぎ $10^{-2} - 10^{-1} M_{\odot}$ ,  $1 - 10 \text{ AU}$ ,  $0.1 \text{ G}$ 程度になると考えられている。

次の節ではこの生まれたばかりの円盤がエンベロープからの降着を受けながらどのように進化するのかについての最新の研究を解説する。

## 2.4 原始惑星系円盤の初期進化

前節で紹介したように原始惑星系円盤は $1 - 10 \text{ AU}$ 程度の比較的小さいサイズで生まれる。この小さな円盤がエンベロープ降着を受けながらどのように原始惑星系円盤が成長していくかを説明するのが本節の目的である。

Class 0/I段階における円盤の成長過程については、2010年代に理論的に多くの研究がなされ、論争の中心であった。2010年代初頭においては $0.1 \text{ G}$ という比較的強い磁場環境下では磁気ブレーキングによって、円盤の回転を保つことができず円盤が消失するという学説, Magnetic Braking Catastroph(MBC)が広く受け入れられていた。

一方で2010年代におけるALMA望遠鏡による観測によって、原始惑星系円盤はClass 0/I段階においても $10 \text{ AU}$ を超え、 $100 \text{ AU}$ に達するサイズの円盤が存在することが明らかになった(図5)。このことからMBC説は否定され、強磁場環境下でいかに

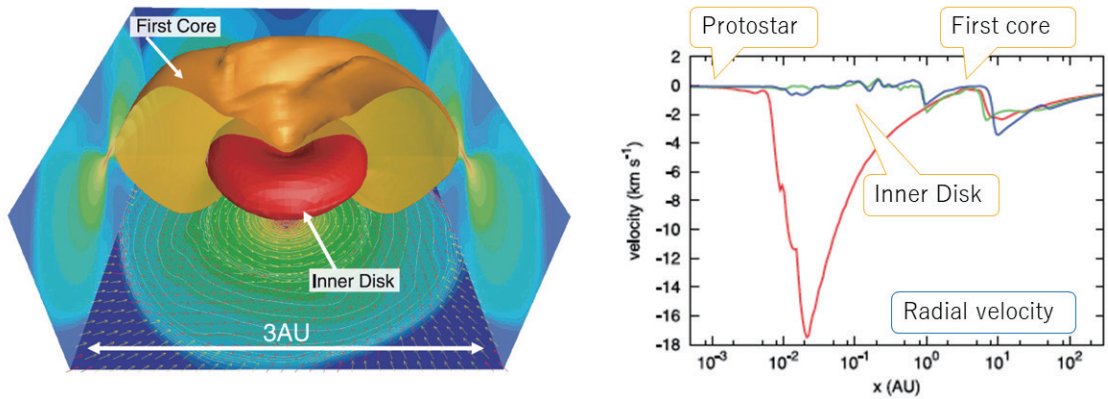


図4: 左図は, 原始星形成から $t = 1.7$ 年後のファーストコア(黄土色の等密度面)と内側の円盤(赤色の等密度面)の鳥瞰図。 $x = 0, y = 0, z = 0$ 平面上の密度分布をそれぞれの側面に投影している。初期の回転軸の方向を $z$ 軸方向に取っている。また, $z = 0$ 面上の速度ベクトルを底面に投影している[22]。右図は, 原始星形成直後の動径速度を示している。赤, 緑, 青の線は, それぞれ理想MHD, オーム拡散を伴う非理想MHD, オーム拡散と両極性拡散を伴う非理想MHDでの動径速度を示している[5]。

磁気ブレーキングによる円盤消失を回避し, 円盤が成長するかが理論研究の主眼となってきた。以下でClass 0/I 段階における円盤のサイズ進化モデルについて見ていく。

#### 2.4.1 磁気拡散によるClass 0 フェーズの円盤サイズ進化

Class 0/I 段階における円盤のサイズの進化においても非理想MHD 効果が重要な役割を果たす。

まずはオーム拡散の影響について見ていこう。オーム拡散は円盤内側の比較的密度の濃い領域 $\rho_g > 10^{-10} \text{ g cm}^{-3}$ で効果的に働く。町田[26]らによるオーム拡散を考慮した3次元シミュレーションによると円盤サイズ $r_d$ はClass 0 段階で $r_d \leq 10 \text{ AU}$ に留まることがわかっている。したがって, Class 0 段階においてはオーム拡散のみでは10AU 程度の円盤を維持することはできても, 観測でみられるような100AU サイズの円盤は形成されないと考えられている。

これに対して両極性拡散はより広いパラメータ範囲で効果的に働く。両極性拡散はオーム拡散に比べて以下の二つの重要な性質をもつ。ひとつは, $\eta_A$ は $\rho_g \sim 10^{-14} \text{ g cm}^{-3}$ を極小値として低密度側, 高密度側で共に大きな値を取ることである。このため, 円盤の1 AU より外側の領域では $\eta_A$ は $\eta_O$ よりも常に大きい。また, $\eta_A$ は磁場の増幅に対して増大し,

低密度側で密度の減少に対しても増大する。そのため, 円盤での磁場の増幅を抑えるとともに, 円盤とエンベロープの密度が低下するに従って円盤の磁束を星間空間に戻す効果がある。

両極性拡散を考慮した3次元シミュレーションによると, 原始星形成初期(原始星形成後 $t \sim 10^4$ 年)において比較的大きい数10AUの円盤が安定して存在できることが示された[6, 27, 28]。これは最新のClass 0段階原始星の観測と整合的である。この, 数10AU という円盤サイズは両極性拡散による磁気拡散の時間スケールと円盤回転によるトロイダル方向(回転方向)の磁場の生成率, 磁気ブレーキングによる円盤消失の時間スケールが同程度になるという仮定から解析的に見積もることもできる[29, 30]。

円盤内部(特に赤道面)では磁場とガスはほぼ結合していないため, 磁場による角運動量輸送, 質量降着は弱い。そのため円盤内にガスが滞留し, 円盤質量は円盤が自己重力不安定になり, 自らの重みで角運動量輸送が起こるようになるまで増大することが, 多くのシミュレーションから示唆されている。

また, 円盤形成初期に分子雲コアから持ち込まれ, 円盤とその周囲のエンベロープに滞留する磁束はエンベロープの消失に従って(密度が下がり)両極性拡散が強くなることによって星間空間に帰っていく。その結果円盤の典型的な磁場は $10^5$ 年ほどの時間スケールで0.1 G から0.01 G 程度まで減少するこ

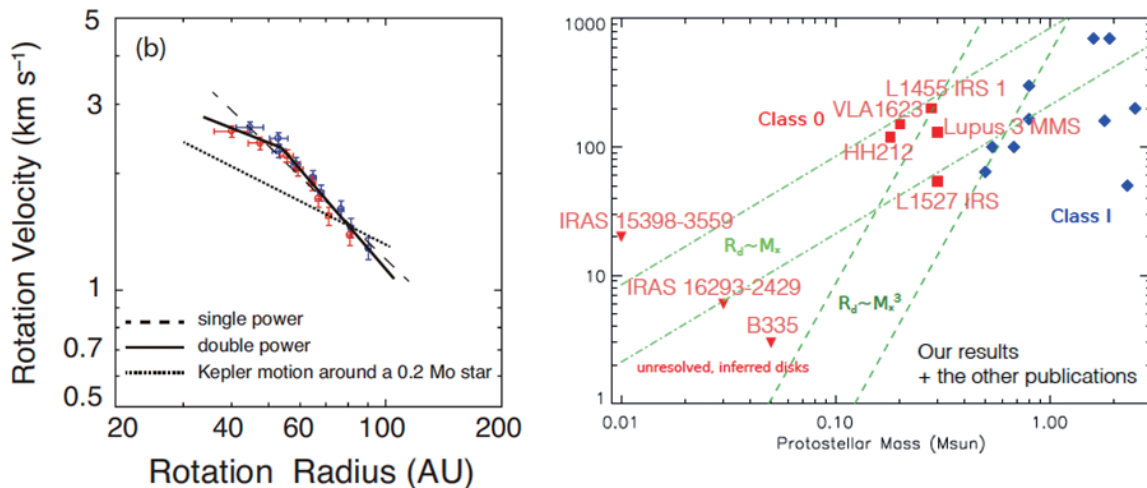


図5: 左図はClass 0 段階原始星L1527 IRS のC<sup>18</sup>O の輝線観測から得られた回転速度プロファイルを表す。ケプラー回転( $v_{\text{rot}} \propto r^{-0.5}$ ) から自由落下( $v_{\text{rot}} \propto r^1$ ) への遷移が $r_d \sim 50$  AU で起きていることがわかる[23]。このような輝線観測から得られたClass 0/I 段階にある円盤半径をまとめたものが右図である[24, 25]。

とも近年の研究から分かってきた[19]。

#### 2.4.2 ホール効果による円盤サイズの分化的進化

ここまで、非理想MHD 効果のうちでも磁気拡散、特に両極性拡散の重要性について強調してきた。では、残るもう一つの非理想MHD効果であるホール効果は円盤進化に影響を与えないのであろうか？実はホール効果は電流の方向に磁場を誘導し、ガスの回転を誘起するという、特筆すべき性質を持ち、円盤の初期進化において様々な興味深い現象を引き起こすことがわかっている。

図6上にClass 0/I 段階原始星の概念図を示す。崩壊する分子雲コア内では、(ガスの運動によって)磁場は中心方向に引きずられ、砂時計型のポロイダル(回転軸面内)の磁場が実現する。また、ガスは磁場に沿った方向にはローレンツ力が働かないためガスは沿って落下しやすい。その結果、分子雲コアの中心領域にはpseudo-disk(観測的にはflatten envelope)と呼ばれる扁平な構造が形成され、その中央面はちょうど砂時計の「首」の部分に一致する。さて、電流密度が $\mathbf{J} \propto \nabla \times \mathbf{B}$  で与えられるため、砂時計型配位では磁場が大きく曲がるpseudo-disk にトロイダルな電流シートが形成される。するとこの電流の方向に(トロイダル)磁場が誘導され、磁

気張力によってトロイダル方向のガスの運動、すなわち回転運動が誘導されるのである。

ホール効果が誘起する回転の方向は分子雲コア内の典型的な密度では大局的なポロイダル磁場の方向に対して左ネジの方向である。したがって、分子雲コアの角運動量ベクトルと磁場が平行の場合ホール効果が誘起する回転の方向は、初期の回転と逆方向である。そのためホール効果は磁気ブレーキングの効果を強める。一方で初期分子雲コアの角運動量ベクトルと磁場が反平行の場合、ホール効果が誘起する回転は初期の回転と同じ方向であり、全体として磁気ブレーキングの効果を弱める。このようにして、ホール効果によって大局的な磁場の方向という今まで重要視されてこなかった要素がガスの角運動量進化の違いをもたらすのである。

図6下にホール効果を考慮した塚本らによる世界初の3次元シミュレーションの結果を示す[31]。左のパネルに示した磁場と角運動量が平行な分子雲コア内では原始星形成直後に半径1 AU程度の円盤がその周囲に存在している。一方で磁場の方向を180度反転させた、磁場と角運動量が反平行な分子雲コアでは半径20AU程度の円盤が形成されている。この円盤に現れた非軸対称の構造は円盤の自己重力不安定性による渦状腕である。このように、分

子雲コア磁場の角運動量に対する平行/反平行性は原始星形成後の円盤進化に対して大きな影響を与えることがわかった。実際近年の観測から、原始星の質量が $\sim 0.1M_{\odot}$ と成長しているにも関わらず円盤サイズが5AU以下であるB335[32]や原始星の質量が $\sim 0.01M_{\odot}$ 。しかないにも関わらず円盤サイズが20AU 近くに達するIRAS 15398-3359[33]が発見されており、原始星系形成初期における円盤サイズの多様性が示唆されている。

### 2.4.3 エンベロープ消失時の円盤サイズの急激な成長

2.4.1 節で述べたように、磁気ブレーキングと両極性拡散のバランスにより、形成初期段階の円盤の大きさは20-30AU 程度に制限されると考えられている(ホール効果を考慮すると改善する可能性はあるが詳細は不明である)。では、Class 0 段階後期やクラスI 段階原始星(VLA 1623, L1455 IRS1, TMC 1-A, L1489 IRSなど)に見られる $\geq 100$ AUの円盤(図5参照)は、理論的にどのように説明できるのだろうか?分子雲コアからClass I 段階の終わりまでをカバーする超長期シミュレーションによってその答えが見えてきた[26]。

図7は3次元非理想MHDシミュレーションによる円盤半径の長期進化(原始星形成後 $t \geq 10^5$ 年)を示している。原始星形成の初期( $t < 10^4$ 年)では、円盤半径は10AU程度であり、2.4.1 節の理論予測と整合的である。一方、エンベロープの質量が原始星と円盤の質量よりも小さくなる時期( $t > 10^4$ 年)までシミュレーションを進めると円盤半径は急激に増加し始め、 $t \sim 10^5$ 年では $r_d \geq 100$  AUに達する。

磁気ブレーキングは、円盤の角運動量をエンベロープに輸送するプロセスであるため、エンベロープが枯渇し角運動量を受け取る能力を失ってしまうと、磁気ブレーキングが働かなくなるのである。その結果、エンベロープの消失に伴い、円盤は $r_d \sim 100$ AUまで一気に成長すると考えられている。この円盤サイズ進化は、観測に見られるようなClass 0 後期からClass I 段階原始星の100AU 程度の円盤をよく説明する。

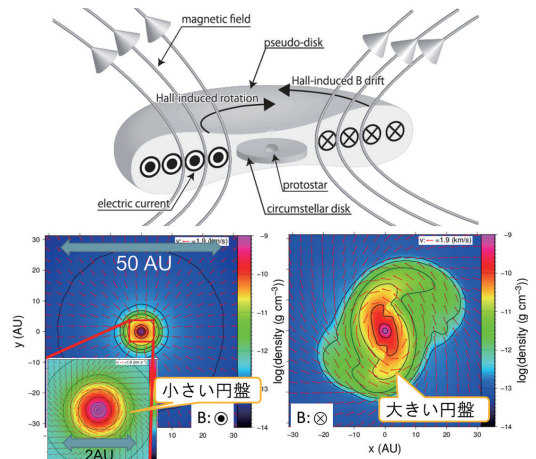


図6: 上図はClass 0/I 段階の構造を示す。エンベロープの内部にトロイダル電流が流れていることがわかる。下図はホール効果を考慮したシミュレーションにおける円盤形成の様子の様子を示している[18]。

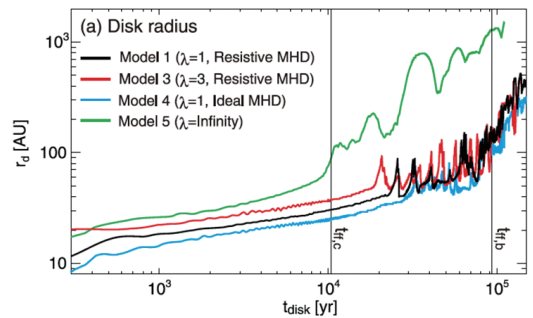


図7: 円盤のサイズの時間進化。黒、赤線は非理想MHDシミュレーション、青線は理想MHDシミュレーション、緑線は磁場なしのシミュレーションの結果を表す[26]。横軸は原始星形成からの経過時間を表す。

### 2.4.4 自己重力不安定な円盤の分裂とそれによる惑星形成の可能性について

ファーストコアの内部でセカンドコアが起きて原始星が誕生した時、ファーストコアの質量の大部分はそのまま円盤に進化することを上で述べた。そのため、形成初期の円盤は重たく自己重力的に不安定になると考えられている。さらに、近年の非理想MHDシミュレーションによるとこの円盤が重たい状



態は比較的長く(原始星形成後  $t \sim 10^5$  年) 続くことが示唆されている。また、近年の観測によってまだ数は少ないが大局的な渦状腕構造をもつ原始惑星系円盤が観測されてきた(Elias 2-27)[34]。円盤の自己重力不安定性はこのような渦状腕を作る一つの有力なメカニズムである。

この重力不安定性が引き起こす惑星形成、連星形成に関連する重要な現象が渦状腕の自己重力的分裂である。これは渦状腕が局所的に自らの重みに耐えきれずに分裂し、重力的に束縛された球状の天体が形成されるメカニズムである。実際ALMAの最近の観測によって渦状腕の分裂の瞬間がとらえられている。渦状腕の分裂過程は古くは木星などのガス惑星の形成過程として注目された(キャメロンモデル)[35]が太陽系のガス惑星の形成過程としては有力なメカニズムではないというのが標準的な理解である。一方で、コア集積モデルでは形成時間が長くなってしまふ「遠方惑星」系の形成メカニズム(例えばHR8799系)として有力視され、2000年代から2010年代に精力的に研究がなされた。

円盤分裂の研究で解き明かされるべき主要な問いは(1) 円盤分裂が起きる条件はなにか(2) 円盤分裂によって形成された分裂片は惑星になりうるかの2点である。

(1) について、2010年代までGammie条件と呼ばれる円盤の輻射冷却時間円盤分裂の条件が広く使われていた。Gammie[36]らは局所近似と局所冷却近似をもちいた2次元のシミュレーションによって自己重力不安定な円盤はその輻射冷却時間( $t_{\text{cool}}$ )が

$$t_{\text{cool}}\Omega \lesssim O(1) \quad (7)$$

の時に分裂すると提案した。その後、大局的な3次元シミュレーションなどによって、この条件の  $O(1)$  が幾つであるかといったことが盛んに研究された。

しかしながら、これらの研究では中心星などからの輻射による「加熱」は無視されてきており、Gammie条件が現実的な原始惑星系円盤の分裂条件として適用可能かは明らかでなかった。この点について塚本らの論文 [37] において、我々は3次元輻射流体力学計算を行い、大局的な輻射場によって温度構造が決まる現実に近い円盤では Gammie

条件が分裂条件として使えないことを明確に示した。さらに、新たな円盤分裂の条件として渦状腕の局所的な Toomre の  $Q$  値が 0.3程度まで下がるか否かによって円盤分裂が決まることを発見した。この分裂条件はその後、高橋ら [38] の線形解析と広いパラメータ範囲を網羅した 2D シミュレーションによって精緻化された。我々の新しい条件は、原始惑星系円盤だけでなく、磁化した銀河円盤や初代星周囲の円盤の分裂過程の研究など様々な天体にも広範に応用されている。

では、この分裂条件が満たされ、分裂が起きたとき、この分裂片はどのように進化するであろうか?特に、遠方惑星のような1-10木星質量の天体の形成を説明できるであろうか?この点、塚本らの論文 [37, 39] において詳細に検討された。まず分裂が起こった直後の分裂片の質量は分裂片が  $n \equiv 1(\Gamma_{\text{eff}} - 1) \sim 3$  のポリトロップ球でよく近似されることを用いて

$$\begin{aligned} M_{\text{min}} &= (n+1)^{3/2} \left[ \frac{k_{\text{B}}^3}{4\pi G\mu^3 m_{\text{H}}^3} \frac{T_{\text{c}}^3}{\rho_{\text{c}}} \right]^{1/2} \left[ -\xi^2 \frac{d\theta}{d\xi} \right]_{\xi=\xi_n} \\ &= 4.5 \\ &\times T_{\text{c},15\text{K}}^{1/4} \rho_{\text{ad},7.6 \times 10^{-14} \text{ g cm}^{-3}}^{-1/2} T_{\text{ad},15\text{K}}^{5/4} M_{\text{J}}, \end{aligned} \quad (8)$$

と見積もることができる。ここで  $T_{\text{c}}$  は分裂片の中心温度、 $\rho_{\text{ad}}$ 、 $T_{\text{ad}}$  は分裂片の中心エントロピーを決めるパラメータで、分裂片が断熱進化を始めた密度と温度である。この式から、分裂がおこった直後に分裂片はすでに数倍の木星質量を持つことがわかる。これは遠方惑星の質量の上限値と同程度である。さらに、分裂後の進化を3次元シミュレーションによって調べると分裂片は重たい円盤から盛んに質量降着をうけ、さらに重く成長する。また多くの分裂片は安定な軌道に入ることなく中心星に落下することが見出された。

このことから、分裂が起こったとしても、その分裂片がガス惑星に進化するためには、分裂後の質量降着による質量の増大と中心星落下問題を同時に解決する必要があるが、これらの課題に対する明確な解答はいまだ得られていないのが現状である。

## 2.5 円盤の初期進化におけるダストの成長と運動

本稿の最後に星形成と惑星形成をつなぐ最新の研究としての形成期の円盤内部でのダスト成長とその3次元的な運動に関する近年の筆者らの研究について紹介したい。

### 2.5.1 ダスト成長時間の見積もり

まず、原始惑星系におけるダストの成長時間を見積もってみる。乱流がダストの相対速度を決めているとすると、エンベロープ内でのダストの合体成長時間は[40],

$$t_{\text{growth}} = 1.7 \times 10^4 \Delta v_{L, 190 \text{ m s}^{-1}}^{-1} \rho_{\text{mat}, 2 \text{ g cm}^{-3}}^{1/2} a_{d, 1 \mu\text{m}}^{1/2} f_{0.01}^{-1} \rho_g^{-3/4} 10^{-16} \text{ g cm}^{-3} c_s^{-1/2} 190 \text{ m s}^{-1} \text{ 年}, \quad (9)$$

程度である。ここで、 $t_{\text{kol}} < t_{\text{stop}} < t_L$ ,  $t_L = t_{\text{ff}}$ ,  $t_{\text{stop}} = \rho_{\text{mat}} a_d / (v_{\text{therm}} \rho_g)$ ,  $t_{\text{growth}}$ ,  $\rho_d = f \rho_g$  を仮定した。 $f = 10^{-2}$  はダストガス質量比である。エンベロープの力学時間の目安である自由落下時間との比を取ると

$$\frac{t_{\text{growth}}}{t_{\text{ff}}} = 2.5 \Delta v_{L, 190 \text{ m s}^{-1}}^{-1} \rho_{\text{mat}, 2 \text{ g cm}^{-3}}^{1/2} a_{d, 1 \mu\text{m}}^{1/2} f_{0.01}^{-1} \rho_g^{-1/4} 10^{-16} \text{ g cm}^{-3} c_s^{-1/2} 190 \text{ m s}^{-1}. \quad (10)$$

となり、 $a_d > 1 \mu\text{m}$  であるダストに対して成長時間は自由落下時間より十分長い(ダストサイズの上昇と共に成長時間は長くなることに注意)。このことはエンベロープ内でダストを数mm まで成長させることが困難であることを示している。

では、円盤内部での成長時間はどの程度であろうか?  $t_{\text{kol}} < t_{\text{stop}} < t_L$ ,  $\Delta v_L = \sqrt{ac_s^2}$ ,  $t_L = \Omega^{-1}$  を仮定して同様に見積もると、

$$t_{\text{growth}} = 2.6 \times 10^3 \alpha_{10^{-2}}^{-1/2} \rho_{\text{mat}, 2 \text{ g cm}^{-3}}^{1/2} a_{d, 1 \text{ mm}}^{1/2} f_{0.01}^{-1} \rho_g^{-1/2} 10^{-12} \text{ g cm}^{-3} c_s^{-1/2} M_{*, 0.1 M_{\odot}}^{-1/4} r_{d, 10 \text{ AU}}^{3/4} \text{ year}. \quad (11)$$

となり、1 mm のダストであっても数千年という時間スケールで形成されることがわかる。

この見積もりは近年のClass 0/I 段階原始星の

円盤においてもダスト成長が起きているというさまざまな観測結果と整合的である。

## 2.6 アウトフローが駆動する原始惑星系円盤への降灰

さて、上の見積もりによると、エンベロープにおいて $1 \mu\text{m}$ 以上にダストが成長することは極めて困難であることがわかる。一方で近年の観測によって原始星エンベロープにおいて、 $100 \mu\text{m}$ から $1 \text{cm}$ 程度のダストが存在する兆候が得られている[例えば41, 42]。では観測から示唆されるエンベロープ中の成長したダストはどこからきたのであろうか?この疑問に対する一つの解答が円盤内で成長したダストがアウトフローによって噴出しエンベロープへと還流するというメカニズムである。

アウトフローはClass 0/I 段階原始星に普遍的にみられる現象 [Class II 天体にも付随するものがある 43]であり、円盤の差動回転によってねじられた磁場の磁気張力と磁気圧力によって円盤上層から分子ガスが噴出する機構である。ガスの噴出量は円盤内ガス降着の数10%程度、Class 0/I 段階では $10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ にも達すると考えられている [28, 43-45]。

我々は [46] においては世界初となるダストの成長を考慮したダスト-ガス 2 流体非理想磁気流体力学シミュレーションによって円盤進化におけるダストの成長とその3次元的な運動を解析した。図8にシミュレーション終了時の円盤周囲のガスとダストの流線を示す。左図はアウトフロー内のガスの流線を表し、磁場によって加速されたガスが回転しながら星間空間に吹き出している様子が見てとれる。一方右図は数mmまで成長したダストの流線を表している。ガスと共に円盤から巻き上がったダストは密度の薄いアウトフロー内でガスとの結合が切れ、遠心力によってアウトフローからはじき出される。そしてエンベロープを経由して、円盤外縁に再降着している様子が見てとれる。この巻き上がりエンベロープ経由の再降着によって古典的には円盤内部に局在していると考えられていた数mmのダストがエンベロープに供給されることがわかった。これによって上記の近年の観測を説明できる可能性がある。

さらに、この再降着は惑星形成にも重要な役割を

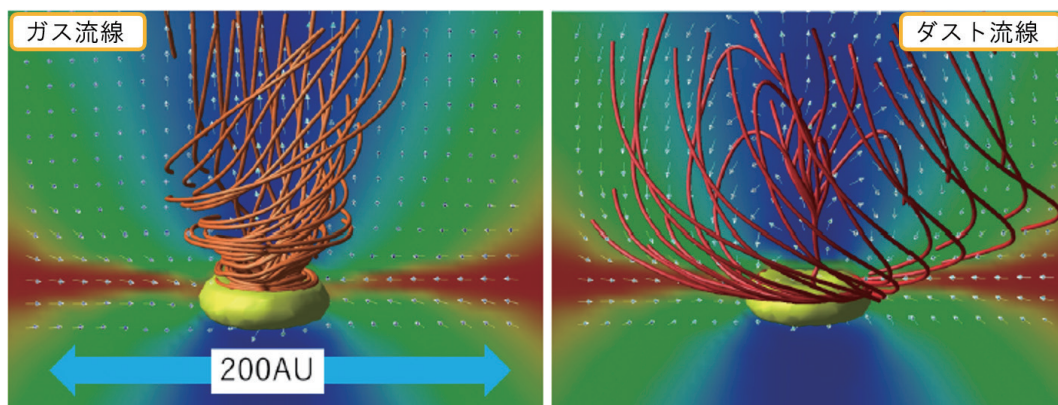


図8: 左図は原始惑星系円盤(黄色)上層から噴出するアウトフロー内のガスの流線を表す[46]. ガスは回転しながら星間空間まで噴出する. 左図は円盤から噴出するダストの流線を表す. ダストはアウトフロー内でガスとdecoupleして遠心力によってはじき出され, エンベロープを経由して円盤に再降着している.

果たす可能性がある. すなわち, 密度の薄い円盤の外縁(円盤外縁の面密度は指数関数的に減少していると考えられており, 極めて小さくなりうることに注意)にダストが落下することで, ダストがガスから受ける向かい風が弱くなり, 中心星へのダスト落下問題が回避される可能性がある. このようにして成長ダストの噴出現象は惑星形成にも影響を与えるかもしれない.

### 3. まとめと今後の展望

近年のシミュレーションとALMAによる革新的な観測によって円盤の形成過程の全体像が明らかになってきた. 特に, 円盤のサイズ, 質量, 磁場強度が理論的に明らかになってきたのは近年の大きな進展と呼べる.

一方で, このような進化する円盤内部におけるダストの成長や惑星形成過程についての研究ははじまったばかりと言える. 特に, 近年の若い円盤におけるギャップ構造の発見は, もしそれらが惑星によって作られたものであるとするならば, 中心星から数10AUに100万年以内に惑星を如何にして作るかという難題を惑星形成論に突きつけている.

2010年代の星, 惑星形成過程の研究は理論, 観測共に大きな進展を見た時代であった. 2020年代には最新の観測によってもたらされた円盤の驚くべき構造が星形成, 惑星形成といった垣根を取り払った学際的な研究によって統合的に説明されることを

期待して本稿を終えたい.

### 謝辞

本稿で紹介した研究のうち, 筆者の関わったものについて共同研究者の各氏にこの場を借りて感謝します. また, 遊星人特集「新・惑星形成論」を企画し, 執筆の機会をくださった奥住聡氏にもお礼申し上げます. 筆者の研究は JSPS 科研費 18H05437, 18K13581, 18K03703 の助成を受けたものです.

### 参考文献

- [1] Nakano, T. et al., 2002, ApJ 573, 199.
- [2] Machida, M. N. et al., 2007, ApJ 670, 1198.
- [3] Shu, F. H., 1983, ApJ 273, 202.
- [4] Zhao, B. et al., 2018, MNRAS 478(2), 2723.
- [5] Tsukamoto, Y. et al., 2015, MNRAS 452, 278.
- [6] Masson, J. et al., 2016, AAP 587, A32.
- [7] Basu, S. and Mouschovias, T. C., 1994, ApJ 432, 720.
- [8] Tomisaka, K., 2000, ApJL 528(1), L41.
- [9] Tsukamoto, Y. et al., 2018, ApJ 868(1), 22.
- [10] Larson, R. B., 1969, MNRAS 145, 271.
- [11] Masunaga, H. et al., 1998, ApJ 495, 346.
- [12] Commerçon, B. et al., 2011, AAP 530, A13.
- [13] Commerçon, B. et al., 2012, AAP 545, A98.

- [14] Tomida, K. et al., 2013, ApJ 763, 6.
- [15] Vaytet, N. and Haugblle, T., 2017, AAP 598, A116.
- [16] Bhandare, A. et al., 2018, AAP 618, A95.
- [17] Tomida, K. et al., 2015, ApJ 801, 117.
- [18] Tsukamoto, Y. et al., 2017, PASJ 69, 95.
- [19] Hennebelle, P. et al., 2020, AAP 635, A67.
- [20] Xu, W. and Kunz, M. W., 2021, MNRAS 502(4), 4911.
- [21] Masunaga, H. and Inutsuka, S., 2000, ApJ 531, 350.
- [22] Machida, M. N. and Matsumoto, T., 2011, MNRAS 413, 2767.
- [23] Ohashi, N. et al., 2014, ApJ 796, 131.
- [24] Yen, H.-W. et al., 2015, ApJ 799, 193.
- [25] Takakuwa, S. et al., 2017, arXiv, 1711, 00447.
- [26] Machida, M. N. et al., 2011, PASJ 63, 555.
- [27] Zhao, B. et al., 2018, MNRAS 473, 4868.
- [28] Tsukamoto, Y. et al., 2020, ApJ 896, 158.
- [29] Inutsuka, S., 2012, Progress of Theoretical and Experimental Physics 2012, 010000.
- [30] Hennebelle, P. et al., 2016, ApJL 830, L8.
- [31] Tsukamoto, Y. et al., 2015, ApJL 810, L26.
- [32] Yen, H.-W. et al., 2015, ApJ 812, 129.
- [33] Okoda, Y. et al., 2018, ApJL 864, L25.
- [34] Pérez, L. M. et al., 2016, Science 353, 1519.
- [35] Cameron, A. G. W., 1978, Moon and Planets 18, 5.
- [36] Gammie, C. F., 2001, ApJ 553, 174.
- [37] Tsukamoto, Y. et al., 2015, MNRAS 446, 1175.
- [38] Takahashi, S. Z. et al., 2016, MNRAS 458, 3597.
- [39] Tsukamoto, Y. et al., 2013, MNRAS 436, 1667.
- [40] Ormel, C. W. and Cuzzi, J. N., 2007, AAP 466, 413.
- [41] Kwon, W. et al., 2009, ApJ 696, 841.
- [42] Valdivia, V. et al., 2019, MNRAS 488, 4897.
- [43] Hartigan, P. et al., 1995, ApJ 452, 736.
- [44] Wu, Y. et al., 2004, AAP 426, 503.
- [45] Machida, M. N. and Hosokawa, T., 2013, MNRAS 431, 1719.
- [46] Tsukamoto, Y. et al., 2021, ApJL 920, L35.