

# 「2024年度最優秀発表賞受賞論文」 惑星移動を考慮した微惑星からの自己無撞着 な大規模惑星形成N体シミュレーション

神野 天里<sup>1\*</sup>, 斎藤 貴之<sup>1</sup>, 船渡 陽子<sup>2</sup>, 牧野 淳一郎<sup>1</sup>

2026年3月17日受領, 査読を経て2026年4月13日受理

**Abstract** 標準的な惑星形成理論では、微惑星が暴走成長・寡占成長を経て原始惑星となり、形成領域近傍で惑星へ成長すると考えられてきた。しかしこのシナリオだけでは氷惑星の形成時間や多様な系外惑星系の存在を自然に説明することが難しい。惑星移動はこれらの問題を解く鍵であり、なかでも微惑星の重力散乱を通じて惑星が移動する微惑星駆動型移動(Planetesimal-Driven Migration: PDM)は惑星移動の有力なメカニズムの一つである。これまでもPDMによる惑星移動は数多く研究されてきたが、先行研究では初期に惑星の存在を仮定しており、PDMによる惑星移動が惑星形成過程に及ぼす効果は十分には検証されていない。そこで我々は、スーパーコンピュータ「富岳」を用いて、初期に惑星の存在を仮定しない微惑星円盤からの高解像度惑星形成N体シミュレーションを行い、惑星形成過程におけるPDMの効果を調べた。その結果、原始惑星は暴走成長段階から、PDMによって円盤内を内外へダイナミックに移動することがわかった。また、軌道反発とPDMの効果が組み合わさることで、原始惑星群は外側へ移動する群と内側へ移動する群に二極化する傾向が見られた。以上の結果は、地球型惑星や巨大氷惑星コアの形成において移動と成長が並行して進むことの重要性を示すとともに、標準的な原始惑星系円盤モデルにおいてもアドホックな仮説を必要とせずに、多様な系外惑星系の説明に必要な惑星移動を自然に再現し得ることを示唆している。

## 1. はじめに

古典的な惑星形成理論では、惑星は無数の微惑星が衝突・合体し形成されると考えられている[12, 13, 45]。具体的には、まず微惑星の暴走成長によって原始惑星が形成される[10, 15, 27, 52]。その後、寡占成長を経て[28]、形成位置に応じて地球型惑星、あるいはガス惑星・氷惑星のコアへと成長すると考えられている(図1a)。しかし、この「その場」形成シナリオにはいくつかの問題がある。例えば太陽系では、天王星・海王星を現在の軌道近傍で形成するには、太陽系年齢を超える形成時間を要することが古くから指摘されている[31, 48]。また、1995年の系

外惑星の発見[35]以降、ホットジュピターやスーパーアースを含む多数の系外惑星が発見されており、その多様性を古典的なその場形成シナリオのみで説明することは難しい。したがって、氷惑星コアの形成や多様な系外惑星系の起源を理解する上では、惑星が成長と並行して軌道移動し得ることを考慮することが重要である。

惑星の軌道移動を引き起こすメカニズムとしては、ガス抵抗や惑星-ガス円盤間の重力相互作用によるType-I惑星移動、惑星-微惑星間の重力相互作用によって生じる微惑星駆動型移動(以下、PDM)、さらに円盤ガス散逸後に生じる巨大惑星間の重力散乱による惑星移動などが挙げられる[2, 7, 16, 21, 24, 30, 37, 49, 51]。惑星移動が起こったことを示唆する例は太陽系内にも存在する。例えば、冥王星族天体の存在は、海王星がその形成過程あるいは形

1. 神戸大学大学院理学研究科惑星学専攻

2. 東京大学大学院総合文化研究科

223s415s@gsuite.kobe-u.ac.jp

成後に外向きに移動したことを示唆している[11, 33, 34]. この海王星の外向き移動の有力なメカニズムとしては, PDMや巨大惑星間の重力散乱による惑星移動(ニースモデル)が考えられている[16, 49].

我々は[21]において, 微惑星間の重力相互作用, ガス抵抗, およびType-I惑星移動を考慮した自己無撞着な $N$ 体シミュレーションを行い, PDMが原始惑星の急速な動径方向拡散メカニズムとして機能し得ることを示した. しかし, [21]では微惑星円盤中に単一の原始惑星を配置する初期条件を用いており, 複数の原始惑星が暴走成長・寡占成長を経て形成されるより現実的なシナリオ[28]への適用には限界があった. したがって, 惑星形成過程においてPDMによる惑星移動が実際に起こるのか, またそれが惑星形成にどのような影響を与えるのかは明らかになっていなかった.

そこで我々はスーパーコンピュータ「富岳」を用い, 惑星-ガス円盤間相互作用, 惑星-微惑星間重力相互作用, 微惑星間の重力相互作用, および微惑星同士の衝突合体をすべて考慮した微惑星円盤からの高解像度惑星形成 $N$ 体シミュレーションを行った. 本研究の目的は, 惑星形成過程において惑星移動がどのように生じ, それが太陽系や系外惑星系を含む多様な惑星系の形成にどのような影響を与えるかを調べることにある. そのため本研究では複数の原始惑星形成とその移動を調べるために, 先行研究[21, 37]で用いられている円盤モデルに則った最小質量円盤モデル(MMSN)[12]のダスト面密度を4倍にしたモデル( $4\times$ MMSN)を採用している. その結果, この古典的な円盤モデルでも惑星形成は「その場」では進行せず, 暴走成長の早い段階から原始惑星がPDMによって円盤内を内向き・外向き双方にダイナミックに移動することが明らかになった. この結果は, 惑星のその場形成という標準モデルの基本的な仮定と一線を画すものであり, PDMやType-I惑星移動を通じた動的な惑星移動が惑星系の形成において重要な役割を果たすことを示唆している(図1b).

我々のシミュレーションには, ガス抵抗, Type-I惑星移動, およびPDMの3つの移動メカニズムがすべて含まれているが, 本稿で主として議論するのはPDMである. ガス抵抗やType-I惑星移動について

は, その効果を記述するモデルが提案されており, その性質も先行研究でよく調べられている[2, 17, 47, 51]. これに対し, PDMは多数の微惑星との重力相互作用に起因するため解析的な取り扱いが難しく, その理解には大規模な $N$ 体シミュレーションが不可欠である. 実際, 惑星形成過程においてPDMを自己無撞着に再現するには, 多数の天体間の重力相互作用を直接計算する必要がある. 本研究はそのような計算を初めて実現したものである.

本稿では, これまでに我々が行ってきた研究[21, 22]の内容を基に, PDMによる惑星移動が惑星形成過程に与える影響を概説する. 構成は以下の通りである. 第2節でPDMによる惑星移動のメカニズムを説明し, 第3節でPDMの先行研究を簡単に紹介する. 第4節では本研究のシミュレーションモデルと数値手法を述べ, 第5節でシミュレーション結果を示す. そして第6節でまとめと今後の展望を述べる.

## 2. PDMによる惑星移動メカニズム

微惑星駆動型移動(PDM)とは, 惑星-微惑星間の重力相互作用によって惑星近傍の微惑星分布が変化し, その結果として惑星-微惑星間の角運動量輸送に非対称性が生じることで, 惑星が動径方向に移動する現象である. 惑星は周囲の微惑星を重力的に散乱し, そのたびに角運動量をやり取りするが, 内側から散乱される微惑星と外側から散乱される微惑星の寄与が釣り合わない場合, 惑星は正味のトルクを受けて円盤内向きまたは外向きに移動する.

PDMの鍵となるのは, 惑星の近接散乱領域内の微惑星が散乱されることで生じる惑星-微惑星間の角運動量交換である. ここで, 近接散乱領域は, 微惑星の軌道長半径 $a$ と惑星の軌道長半径 $a_p$ の差を惑星のヒル半径 $R_{\text{Hill}}^1$ で規格化した

$$b \equiv \frac{a - a_p}{R_{\text{Hill}}}$$

<sup>1</sup>ヒル半径は

$$R_{\text{Hill}} = \left( \frac{m_p}{3M_*} \right)^{1/3} a_p$$

で定義される. ここで $a_p$ は惑星の軌道長半径,  $m_p$ は惑星質量,  $M_*$ は中心星質量である.

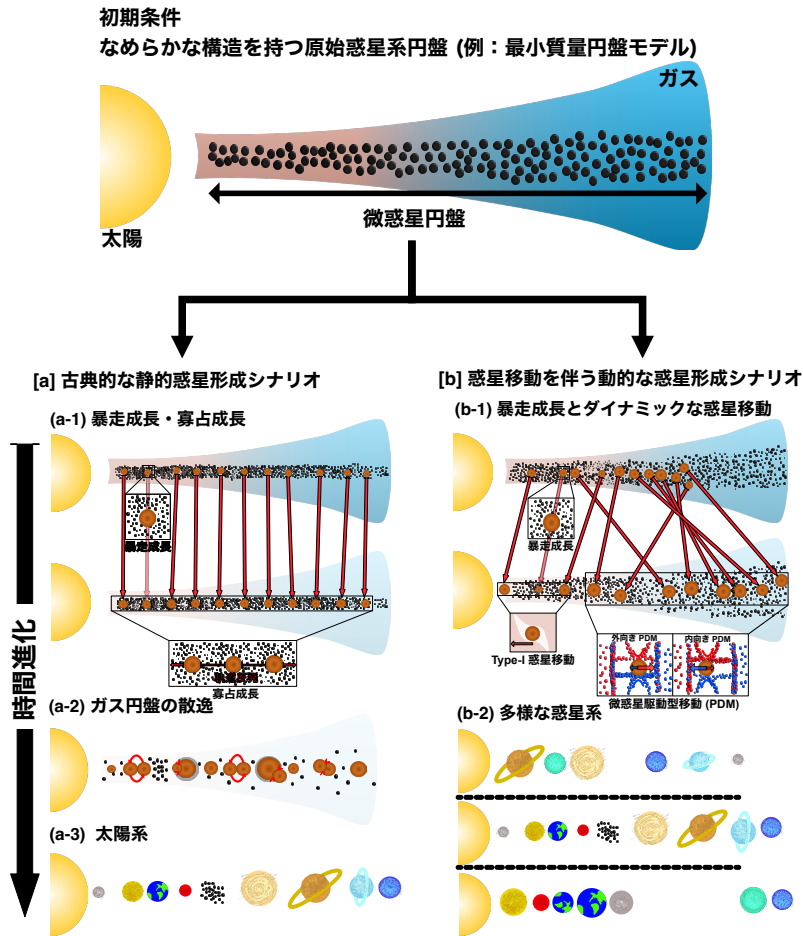


図1: 同じ原始惑星系円盤からの異なる惑星形成シナリオ。[a] 太陽系の形成を描いた古典的シナリオ[12, 13, 45]: 微惑星の暴走成長によって原始惑星が形成され、軌道反発によりその場で寡占成長する(a-1)。その後、円盤ガスの散逸に伴い軌道交差・巨大衝突・ガス集積が起こり、最終的に太陽系が形成される(a-2, a-3)。[b] 多様な惑星系の形成を描いた動的な惑星形成シナリオ(本研究): 暴走成長で形成された原始惑星が、外向き・内向きのPDMおよびType-I 惑星移動により円盤内を移動する(b-1)。最終的に、惑星移動を通じて多様な惑星系が形成される(b-2)。Jinno et al. [22] を元に改変して掲載。

を用いると、概ね  $1.3 \lesssim |b| \lesssim 3.1$  の範囲で特徴づけられる[16]。この領域では微惑星が惑星によって強く摂動され、散乱に伴う角運動量輸送の変化量が大きくなる。したがって、内側・外側いずれか一方からの近接散乱がわずかに優勢になったただけでも、惑星は動径方向の移動を開始し得る。

PDMの重要な特徴は、一度移動が始まると惑星が単調に移動し続ける点にある。惑星が動径方向に移動を始めると、惑星は散乱相手となる微惑星集団へ次々と突っ込む形になり、微惑星分布の非対称性(内側と外側の散乱効率の差)が維持されやすくな

る。この正のフィードバックにより、惑星の単調な移動が維持される(図2)。

惑星のPDMによる移動方向は、初期に惑星よりも内側に存在する微惑星と惑星よりも外側に存在する微惑星のうち、どちらとの散乱が相対的に強いかで決まる。例えば、最小質量円盤モデルのように内側ほど面密度が高い円盤では、一般に内側の微惑星との相互作用が相対的に強くなりやすい。その場合、惑星は正味に角運動量を失って内向きに移動する。ただし、内側ほど面密度が高い円盤でも局所的な微惑星分布や散乱の確率的な揺らぎによって、外

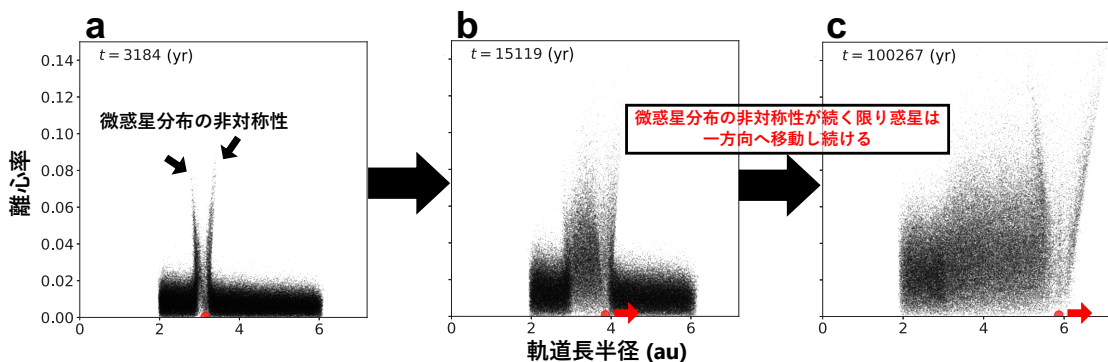


図2: PDMによる惑星移動の様子. 赤点・黒点はそれぞれ原始惑星と微惑星を示している. 原始惑星による重力散乱によって, 惑星の内側と外側で微惑星分布に非対称性が生じる(パネルa). この非対称性が維持される限り, 惑星は正味のトルクを受け続け, 一方方向へ移動し続ける(パネルb, c). Jinno et al. [21] の結果を元に作成.

向き移動が駆動される場合もあり得る.

### 3. PDMの先行研究

PDMによる惑星移動は, これまでに多くの研究で調べられてきた[7, 16, 24, 25, 30, 37]. 本節では, これら先行研究の概要を整理した上で, 先行研究に対する我々の研究の位置付けを示す.

#### 3.1 PDMによる原始海王星の外向き移動[16]

Ida et al.[16] は, PDMによる原始海王星の軌道進化をモンテカルロシミュレーションによって調べた. 同研究では微惑星-原始海王星間の重力相互作用を考慮し, 微惑星分布の非対称性により原始海王星が外向きPDMを起こし得ることを示した. さらに, この非対称性が散乱と原始海王星の移動を通じて自律的に維持されることを明らかにした. 加えて, 微惑星散乱に伴う正味の角運動量輸送を評価し, PDMによる惑星移動速度を導出した. 一方, 微惑星間の重力相互作用は無視され, またガスのない環境が仮定されているため, ガス抵抗やType-I惑星移動の効果は取り入れられていない.

#### 3.2 PDMのパラメータ依存性[24, 25]

Kirsh et al. [24, 25]は,  $N$ 体シミュレーションコードSyMBA[8]を用いてPDMによる惑星移動を調べた. 彼らの研究の特徴は, 原始惑星質量, 微惑星離心率, 馬蹄軌道内微惑星総質量, 原始惑星の

初期軌道長半径, 円盤面密度分布など, 幅広いパラメータ空間で系統的な調査を行った点にある. その結果, 微惑星の速度分散が低い「冷たい」円盤, かつ近接散乱領域内に存在する微惑星の総質量が惑星質量を上回る場合に, PDMが駆動されやすいことを明らかにした. また, 外向きPDMは内向きPDMに比べて移動速度が遅いことも示されている. これは, 円盤内側の微惑星ほど遭遇周期が短く, 面密度も高いため, 内側の微惑星との散乱が相対的に強くなることで説明される. ただし, SyMBAではガス抵抗やType-I惑星移動は考慮されておらず, 微惑星間の重力相互作用も無視されている. なお, 彼らの研究では外向きPDMについての結果が詳述されておらず, 外向きPDMの傾向は十分に整理されていない.

#### 3.3 ガス抵抗とType-I 惑星移動を考慮したPDM[7]

Capobianco et al.[7]は, これまで無視されてきたガス抵抗とType-I移動を取り入れたPDMの $N$ 体シミュレーションを行った点に特徴がある. 彼らの研究によって, ガス抵抗が微惑星の散乱を抑制し, PDMによる惑星移動に大きな影響を与えることが示された. 具体的には, 微惑星サイズが十分に大きい場合あるいは十分に小さい場合には惑星は一般に内向きに移動する一方で, 微惑星サイズが0.5 – 5 kmの範囲では外向き移動がより一般的であることを見出した. ただし, 彼らもまたSyMBAをベースと

する $N$ 体シミュレーションコードを用いているため微惑星間の重力相互作用は無視されている。さらに質量分解能の制約から、各粒子を超粒子として扱い、それに対応してガス抵抗を人工的に強めた設定を採用している。

### 3.4 複数原始惑星系でのPDM[37]

Minton & Levison[37]は、地球型惑星形成領域におけるPDMの効果を調べた。本研究の特徴は、PDMの駆動条件を詳細に整理した点にある。また、モンテカルロシミュレーションで構築した複数の原始惑星を含む微惑星円盤を初期条件として用いることで、単一惑星を仮定した先行研究に比べ、より現実的な系におけるPDMの挙動を検証した。ただし、ガスのない環境を仮定しているため、ガス抵抗やType-I惑星移動は考慮されておらず、また微惑星間の重力相互作用も無視されている。

### 3.5 微惑星間の重力相互作用を考慮したPDM[30]

Kominami et al.[30]は、スーパーコンピュータ「京」向けに最適化された $N$ 体シミュレーションコードKninjaを用いて、世界で初めて微惑星間の重力相互作用を考慮したPDMの $N$ 体シミュレーションを行った先駆的な研究である。同研究により、微惑星間の重力相互作用に伴う粘性攪拌が円盤全体を加熱し、PDMによる惑星移動を抑制し得ることが示された。ただし、同研究も多くの先行研究と同様にガスのない環境を仮定しているため、ガス抵抗やType-I惑星移動の効果は考慮されていない。また、微惑星間の重力相互作用は計算コストが高いことからシミュレーション回数は4回に限られ、PDMの詳細な傾向を系統的に調べるには至っていない。

### 3.6 先行研究との比較

これまでに紹介した先行研究には、主に二つの課題が残されていた。

第一に、微惑星間の重力相互作用の取り扱いである。Kominami et al.[30]を除くすべての先行研究では微惑星間の重力相互作用が無視されている。微惑星間の重力相互作用によって生じる粘性攪拌は微惑星の速度分散を増加させ、惑星との近接遭遇頻度

を低下させることでPDMを抑制し得る重要な効果であるにもかかわらず、その影響は十分に検証されてこなかった。一方、Kominami et al.[30]は微惑星間重力相互作用を考慮した先駆的研究であるが、計算コストの制約から少数のシミュレーションに限られ、PDMの系統的傾向を明らかにするには至っていない。

第二に、ガス円盤の効果である。Capobianco et al.[7]を除く先行研究ではガスのない環境が仮定され、ガス抵抗やType-I惑星移動は考慮されていない。ガス抵抗は微惑星の速度分散の増加を抑制し、その結果としてPDMを促進し得る一方、Type-I惑星移動は惑星に内向きのトルクを与えるため、両者はPDMの振る舞いに大きな影響を及ぼす。

これらの課題に対し、我々は[21]において、先行研究では扱われていなかった微惑星間の重力相互作用とガス円盤の効果を同時に取り入れ、PDMを自己無撞着に検証できるシミュレーションを実現した。具体的には、微惑星間の重力相互作用、最小質量円盤モデルに基づく現実的なガス抵抗、およびType-I惑星移動のすべてを考慮した自己無撞着な $N$ 体シミュレーションを合計1,770回行い、広いパラメータ空間でPDMによる惑星移動の傾向を包括的に調べた。その結果、PDMが原始惑星の急速な動径方向拡散メカニズムとして機能し得ることを示した。しかし、[21]では単一の原始惑星を微惑星円盤中に配置した初期条件を用いており、複数の原始惑星が暴走成長・寡占成長する現実的な惑星形成過程[28]でPDMがどのように作用するかは未解明であった。そこで[22]では、スーパーコンピュータ「富岳」を用いて、初期に原始惑星を配置しない微惑星円盤からの大規模自己無撞着 $N$ 体シミュレーションを行い、惑星形成過程におけるPDMの役割を調べた。次節以降では、[22]で行ったシミュレーションのモデル・手法および結果を詳述する。

## 4. シミュレーションモデルと数値手法

本節では、[22]で用いたシミュレーションモデルと数値手法の概要を述べる。詳細は[21, 22]を参照されたい。

#### 4.1 円盤モデル

本研究では円盤モデルとして、最小質量円盤モデル[12]に則ったモデルを採用する。したがって、ダスト面密度 $\Sigma_{\text{dust}}$ 、ガス面密度 $\Sigma_{\text{gas}}$ 、およびガス円盤温度 $T$ を中心星からの距離 $r$ の関数として次のように定義する:

$$\Sigma_{\text{dust}} = 10f_{\text{dust}}\eta_{\text{ice}} \left(\frac{r}{1 \text{ AU}}\right)^p \text{ g cm}^{-2}, \quad (1)$$

$$\Sigma_{\text{gas}} = 2400f_{\text{gas}} \left(\frac{r}{1 \text{ AU}}\right)^p \exp\left(-\frac{t}{1 \text{ Myr}}\right) \text{ g cm}^{-2}, \quad (2)$$

$$T = 2.8 \times 10^2 \left(\frac{r}{1 \text{ AU}}\right)^\beta \text{ K}. \quad (3)$$

ここで $f_{\text{dust}}$ 、 $f_{\text{gas}}$ はスケーリング係数、 $\eta_{\text{ice}}$ は氷の凝縮による固体量の増加を表す(雪線内側で $\eta_{\text{ice}} = 1$ 、外側で $\eta_{\text{ice}} = 4.2$ )。太陽の初期進化とガス円盤の粘性降着を考慮し、雪線は2 auとした[30, 43]。動径方向のべき指数は $p = -3/2$ 、 $\beta = -1/2$ とし[12]、ガスの散逸は時定数1 Myrの指数関数的減衰でモデル化している。本研究では、先行研究[21, 37]に従い、最小質量円盤モデルの4倍のダスト面密度を採用した。ダスト面密度を増加させることで原始惑星の成長タイムスケールが短縮され、限られた計算時間・計算資源で複数の原始惑星の形成とその移動を追跡することが可能となる。

#### 4.2 ガス抵抗・Type-I 惑星移動モデル

ガス抵抗力は[2]に基づき、以下の式で与えられる:

$$\mathbf{F}_{\text{drag}} = -\frac{1}{2m_{\text{p}}} C_{\text{D}} \pi r_{\text{p}}^2 \rho_{\text{gas}} |\Delta \mathbf{v}| \Delta \mathbf{v}. \quad (4)$$

ここで $C_{\text{D}}$ はガス抵抗係数、 $\rho_{\text{gas}}$ はガス密度、 $\Delta \mathbf{v}$ は微惑星とガスの相対速度、 $m_{\text{p}}$ と $r_{\text{p}}$ は微惑星の質量と半径である。本研究で扱う微惑星の質量範囲では $C_{\text{D}} \approx 1$ となる[2]。ガス密度 $\rho_{\text{gas}}$ は

$$\rho_{\text{gas}} = 1.4 \times 10^{-9} f_{\text{gas}} \left(\frac{r}{1 \text{ AU}}\right)^\alpha \text{ g cm}^{-3} \quad (5)$$

で与えられ、 $\alpha = -11/4$ である。ガスの円運動速度は $v_{\text{gas}} = v_{\text{K}}(1 - |\eta|)$ で与えられ[2]、ここで $v_{\text{K}}$ はケプラー速度、 $\eta$ はガス円盤の圧力勾配を特徴づける無次元量である。

本研究における微惑星初期質量は $4.9 \times 10^{-4} M_{\oplus}$ であり、微惑星の内部密度を $\rho_{\text{p}} = 2 \text{ g cm}^{-3}$ と仮定する

と、対応する微惑星半径は約700 kmとなる。これは現実的な微惑星サイズ[9, 23, 38]と比べて1-2桁大きく、微惑星間の重力相互作用による加熱が過大となる一方で、ガス抵抗による冷却は過小となる。この人工的な効果を補償するため、ガス密度の増強パラメータ $\mathcal{F}$ を導入した修正ガス抵抗を用いる[22]:

$$\mathbf{F}_{\text{drag}} = -\frac{1}{2m} C_{\text{D}} \pi r_{\text{p}}^2 \mathcal{F} f_{\text{MMSN}} \rho_{\text{dust}} |\Delta \mathbf{v}| \Delta \mathbf{v}. \quad (6)$$

ここで $\rho_{\text{dust}}$ は固体密度、 $f_{\text{MMSN}}$ は最小質量円盤モデルにおけるガス-ダスト比であり、 $\rho_{\text{dust}} = \rho_{\text{gas}}/f_{\text{g/d}} = 4\rho_{\text{gas}}/f_{\text{MMSN}}$ と表される( $f_{\text{g/d}}$ はガス-ダスト比である)。 $\mathcal{F}$ の値は最小質量円盤モデルの50-1000倍に相当する範囲で変化させた( $\mathcal{F} = 12.5-250$ )。この範囲は実効的な微惑星半径として数km-100 km程度に対応する。

また、微惑星の暴走成長によって形成される原始惑星は円盤ガスと重力的に相互作用することで密度波を励起し、軌道長半径・離心率・軌道傾斜角が減衰する[47, 50]。この軌道長半径の減衰はType-I惑星移動と呼ばれる。本研究では[17]のType-I惑星移動モデルを採用する:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{v_{\text{K}}}{2\tau_a} \mathbf{e}_\theta - \frac{v_r}{\tau_e} \mathbf{e}_r - \frac{v_\theta - v_{\text{K}}}{\tau_e} \mathbf{e}_\theta - \frac{v_z}{\tau_i} \mathbf{e}_z. \quad (7)$$

ここで $\tau_a$ 、 $\tau_e$ 、 $\tau_i$ はそれぞれ軌道長半径、離心率、軌道傾斜角の減衰タイムスケールであり、 $\mathbf{e}_r$ 、 $\mathbf{e}_\theta$ 、 $\mathbf{e}_z$ は動径・方位角・鉛直方向の単位ベクトルである。各タイムスケールの詳細な式については[21]を参照されたい。

#### 4.3 数値手法

本研究では、スーパーコンピュータ「富岳」向けに最適化されている大規模並列惑星形成*N*体シミュレーションコードGPLUM[18]を使用した。GPLUMは、大規模並列粒子法シミュレーションのための汎用高性能ライブラリFDPS[19, 39]を用いて実装されており、領域分割・粒子の再配分・データ交換などの並列化処理をFDPSが担うことで、高い並列スケラビリティを実現している。

GPLUMは計算手法にParticle-Particle Particle-Tree (P<sup>3</sup>T) 法[44]を採用している。P<sup>3</sup>T 法はハミルトニアン分割に基づくハイブリッド積分法であり、粒子間の重力相互作用をカットオフ半径によってハード

パートとソフトパートに分割する。ハードパート(近距離相互作用)の積分には4次エルミート法[32]と独立時間刻み[1, 36]を、ソフトパート(遠距離相互作用)にはFDPSが提供するBarnes-Hut ツリー法[6]を用いている。

さらに、GPLUMはカットオフ半径を粒子対ごとに設定する独立カットオフ法[18]を用いている。従来のP<sup>3</sup>T法の実装(例: PENTACLE[20])では最大質量粒子のヒル半径に基づく共通カットオフが使用されていたが、この方法では多くの粒子対でカットオフ半径が過大となり、ハミルトニアン分割の効率が低下する。独立カットオフ法はこの問題を解決し、粒子数が10<sup>5</sup>を超える大規模な微惑星円盤においても、微惑星間の重力相互作用を効率的に計算することを可能にする。

本研究では、ガス抵抗(式6)とType-I惑星移動(式7)をP<sup>3</sup>T法の積分ステップに以下のように組み込んだ:

$$G^{\Delta t/2} \mathcal{K}^{\Delta t/2} \mathcal{D}^{\Delta t} \mathcal{K}^{\Delta t/2} G^{\Delta t/2}. \quad (8)$$

ここで $\Delta t$ は時間刻み、 $\mathcal{D}$ はハードパートの時間積分演算子、 $\mathcal{K}$ はソフトパートによる速度キック演算子、 $G$ はガス抵抗およびType-I惑星移動による速度キック演算子である。 $G$ は $\mathcal{D}$ の前後に半ステップずつ適用される。また、天体同士の衝突は完全合体を仮定し、破壊の効果は無視している。

#### 4.4 初期条件

本研究では、式(1)に基づく軸対称な面密度分布に従い、2-12 auの範囲に237,520個の微惑星(初期質量 $m_p = 4.9 \times 10^{-4} M_{\oplus}$ )を配置した。ガス抵抗の増強パラメータは $\mathcal{F} = 200$ とし、これは実効的な微惑星半径約3.5 kmに相当する。微惑星の初期離心率・軌道傾斜角はガウス分布 $\langle e^2 \rangle^{1/2} = 2 \langle i^2 \rangle^{1/2} = 2R_{\text{Hill}}/a$ に従うものとした[14]。

時間刻みについては、Barnes-Hutツリー法によるソフトパートの計算に固定時間刻み $\Delta t = 2^{-4} \text{yr}/2\pi \approx 10^{-2} \text{yr}$ を用い、4次エルミート法によるハードパートには独立時間刻みを採用し、最小時間刻みを $\Delta t_{\text{min}} = 2^{-30} \text{yr}/2\pi \approx 1.5 \times 10^{-10} \text{yr}$ とした。すべての微惑星にガス抵抗と微惑星間重力相互作用を適用し、質量が $10^{-2} M_{\oplus}$ を超えた天体には

Type-I惑星移動も適用する。シミュレーション時間は2.5 Myrとした。<sup>2</sup>

## 5. 微惑星円盤からの大規模N体シミュレーション

### 5.1 原始惑星の形成と軌道進化

図3および図4に、形成された原始惑星の軌道長半径と質量の時間進化をそれぞれ示す。これらの図から、次の二つの顕著な特徴が見て取れる:

- 0.5 Myr頃および1 Myr頃に、3つの原始惑星が外向きPDMによって急速に外側へ移動する。この結果は、PDMが惑星の急速な外向き移動を駆動し得ることを示している。これらの原始惑星は最終的に微惑星円盤外縁で折り返すが、円盤がさらに遠方まで広がっていれば、外向き移動を継続し得る。
- 上述した急速な外向き移動を示さない原始惑星についても、その軌道長半径は広い範囲に分散する。大半の原始惑星は初期に2-4 au付近で暴走成長を開始するにもかかわらず、2.5 Myr時点では最大で約12 auまでその軌道が拡散する。

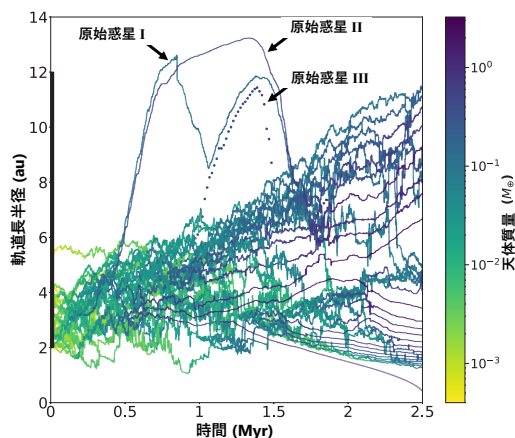


図3: 2.5 Myr時点の質量上位30天体の軌道長半径の時間進化(約1.87 Myrに他天体と衝突した天体を点線で示す)。各線の色は天体質量を表す。左側の黒ハッチ領域は初期の微惑星円盤サイズを表している。Jinno et al. [22] を元に改変して掲載。

<sup>2</sup>Jinno et al. [22] では、ガス抵抗の増強パラメータ $\mathcal{F}$ や微惑星円盤の外縁半径、質量分解能を変化させたシミュレーションも実施している。詳細は同論文を参照されたい。

以下、これらの特徴について詳しく議論する。

図3から、3つの原始惑星が急速な外向き移動を経験することが分かる。本研究で考慮しているガス抵抗およびType-I惑星移動はいずれも惑星を動径方向内向きに移動させる効果をもつため、これらの原始惑星が示す単調な外向き移動はPDMによるものと解釈できる。図中の2つの原始惑星(以下、原始惑星I, II)は0.5 Myr頃に誕生領域(2 - 4 au)から離脱して外向き移動を開始し、それぞれ0.73 Myrおよび0.83 Myrまでに円盤外縁(12 au)に到達する。円盤外縁を超えると、重力散乱に寄与する微惑星の供給が途絶えるため、原始惑星の移動速度は低下する。0.85 Myr時点で、原始惑星Iは内向きPDMおよびType-I惑星移動の効果により原始惑星IIと軌道交差を起こし、移動方向が内向きに反転する。その後、点線で示す別の原始惑星(原始惑星III)との遭遇によって移動方向が再度反転し、原始惑星Iは1.35 Myrには11.8 auまで移動する。続いて、原始惑星I, II, IIIはいずれも内向きPDMにより内向き移動を開始するが、ほどなくして円盤内側から外向きに移動してきた原始惑星群と遭遇し、移動方向は再び反転する。2.5 Myr時点で、原始惑星IおよびIIの軌道長半径はそれぞれ11 au, 9.2 auに達する。一方、原始惑星IIIは1.87 Myr頃に軌道長半径7.4 auで別の原始惑星と衝突する。

図4aは原始惑星の軌道長半径の時間進化を示している。各線に付した帯の幅は、原始惑星間の軌道反発の有効範囲 $\pm 5R_{\text{Hill}}$ [26]に対応する。この図から、初期に2 - 4 auで成長を開始した原始惑星が、2.5 Myrまでに1 - 12 auのより広い動径範囲へ拡散していくことが読み取れる。また、最大質量および第2位の原始惑星の質量はそれぞれ $3M_{\oplus}$ および $2M_{\oplus}$ に達する(図4b)。これは、ガス惑星・氷惑星コアへ成長し得る原始惑星に相当する質量である。この最大質量および第2位の原始惑星が2.1 Myr頃に軌道反発を起こし、これを契機として複数の原始惑星にPDMと軌道反発の複合効果が働く。具体的には、最大質量原始惑星より外側の原始惑星群は外向きに、第2位の原始惑星より内側の原始惑星群は内向きに押し出される。その結果、原始惑星の動径方向分布にギャップ構造(4 - 6 au)が形成される。

## 5.2 惑星形成過程の全体像

図5にシミュレーションの代表的な時刻における系の状態を示す。シミュレーション初期( $t = 0$  yr, パネルa)には、微惑星円盤は滑らかに分布している。円盤内では暴走成長により原始惑星が形成され、その一部は暴走成長の初期段階からPDMによって動径方向へ移動する(パネルb - f)。 $t = 2$  Myr(パネルg)時点で、5 au付近に位置する2つの地球質量サイズの原始惑星は、軌道反発とPDMの複合効果によって、それぞれ内向きおよび外向きの移動を開始する。その結果、両者の軌道の内側および外側に位置する隣接原始惑星は押し出され、原始惑星の動径方向分布に内外二極化構造が形成される。

図3から、すべての原始惑星は初期に2 - 6 auの範囲で暴走成長を開始し、その後PDM・軌道反発・Type-I惑星移動の複合効果によって円盤内を急速に動径方向へ拡散していくことがわかる。このような急速な拡散は、原始惑星が局所的な微惑星供給領域内の微惑星の大部分を集積した後、孤立質量で成長が停滞するという古典的理論[29]の前提と整合しない新たな惑星形成の描像を示唆する。すなわち、原始惑星は孤立質量で停滞せず、円盤内を移動しながら成長を継続する。

図4aから、シミュレーション終了時に6つの原始惑星が外向きPDMと軌道反発の複合効果により外向き移動を継続していることが読み取れる。図4bに示すように、外向きに移動する原始惑星の質量は、最大で $2M_{\oplus}$ を超え、最小でも約 $0.2M_{\oplus}$ に達する。したがって、これらの原始惑星はいずれも、氷惑星の岩石・氷コア形成に寄与し得るだけの質量を有していると考えられる。

以上の結果は、最小質量円盤モデルに基づく古典的な円盤の枠組みにおいても、標準的な惑星形成理論が想定するその場での惑星形成・成長が必ずしも成り立たないことを示唆している。むしろ、原始惑星はPDMとType-I惑星移動により円盤内を大きく動径方向に移動しながら成長し得る。したがって、惑星形成は惑星軌道近傍の局所過程としてではなく、原始惑星系円盤スケールの物質輸送と結び付いた動的過程として捉えることが重要となる。

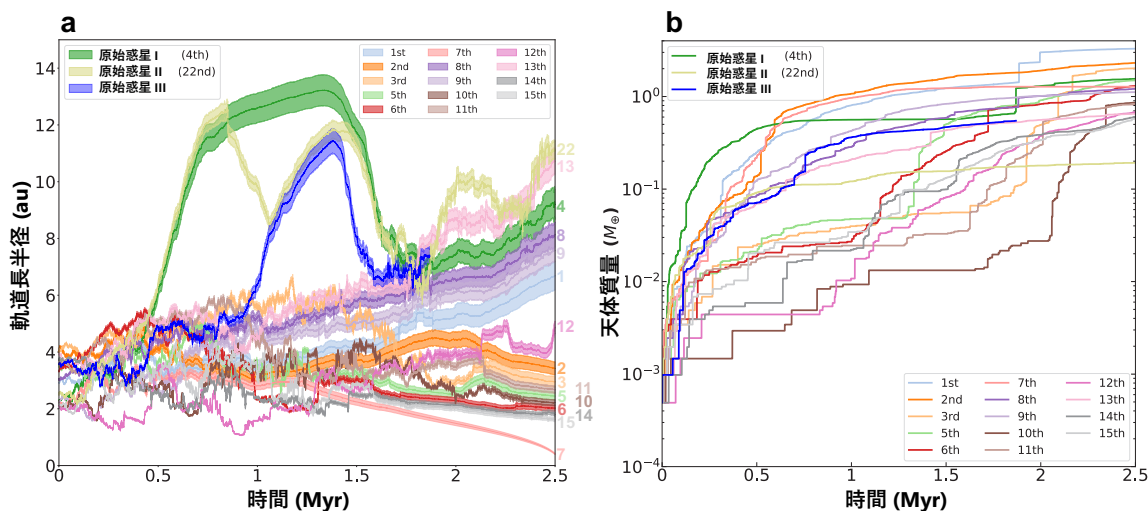


図4: 2.5 Myr時点での質量上位15天体の軌道長半径と質量の時間進化(原始惑星I(緑線), II(黄線), および約1.87 Myrに他天体と衝突した原始惑星III(青線)を含む)。(a)各線の帯幅は $a \pm 5R_{\text{III}}$ で計算した軌道反発の有効範囲を表す, パネル右側の数字は質量に基づく順位を示す。(b)各線の色はパネル(a)に示した順位に対応する, Jinno et al. [22]を元に改変して掲載。

## 6. まとめと今後の展望

本稿では, PDMによる惑星移動メカニズムとその先行研究を概説するとともに, 我々がスーパーコンピュータ「富岳」を用いて行った微惑星円盤からの大規模な惑星形成 $N$ 体シミュレーションの結果を紹介した。本研究の結果は, 原始惑星が形成領域近傍で「その場」成長とする古典的描像(図1a)に対し, 原始惑星がPDMおよびType-I惑星移動によって円盤内を大きく移動しながら成長する動的な形成シナリオ(図1b)を支持するものである。この結果は, 標準的な惑星のその場形成シナリオに再考を促すとともに, 移動と成長が並行して進む動的な形成過程を惑星形成の主要要素として考慮すべきであることを示唆する。

本研究では, 多くの先行研究[21, 29, 37]で広く用いられてきた最小質量円盤モデルに基づく滑らかな微惑星円盤を採用した。一方, 近年の原始惑星系円盤の観測から, ダスト面密度の動径方向分布は $\Sigma \propto r^{-1}$ あるいはそれより緩やかなべき乗則に従う可能性が示唆されている[4]。このような円盤では, 最小質量円盤に比べて固体物質が外側領域まで広

く分布し得るため, PDMによる外向き移動が効率的に駆動される領域も, 本研究が扱った範囲より外側へ拡張されると期待される。その結果, PDMによる外向き移動が最も効果的に駆動される領域は, 本シミュレーションがカバーした範囲よりもさらに外側に拡張されると期待される。実際, Kirsh et al.[24]は, 面密度プロファイルのべき指数が緩やかになるほど外向きPDMの発生頻度が増加することを示している。したがって, 観測に整合的な緩い面密度分布をもつ円盤では, 固体物質の外側輸送がより効率化され, 本研究で得られた以上にダイナミックな惑星移動が生じる可能性がある。また, ダスト面密度の増減はガス抵抗やType-I惑星移動に対するPDMの効果の相対的な強さにも影響を与える。したがって, この面密度依存性がPDMの定量的な振る舞いにどの程度影響するかについても今後の検討課題である。

さらに, ダスト連続波放射観測により, 原始惑星系円盤にはリング・ギャップ構造が高頻度で存在することが明らかになっている[3, 5]。これは, 固体物質分布が必ずしも滑らかではなく, 動径方向に強く構造化され得ることを示している。この場合, PDMは

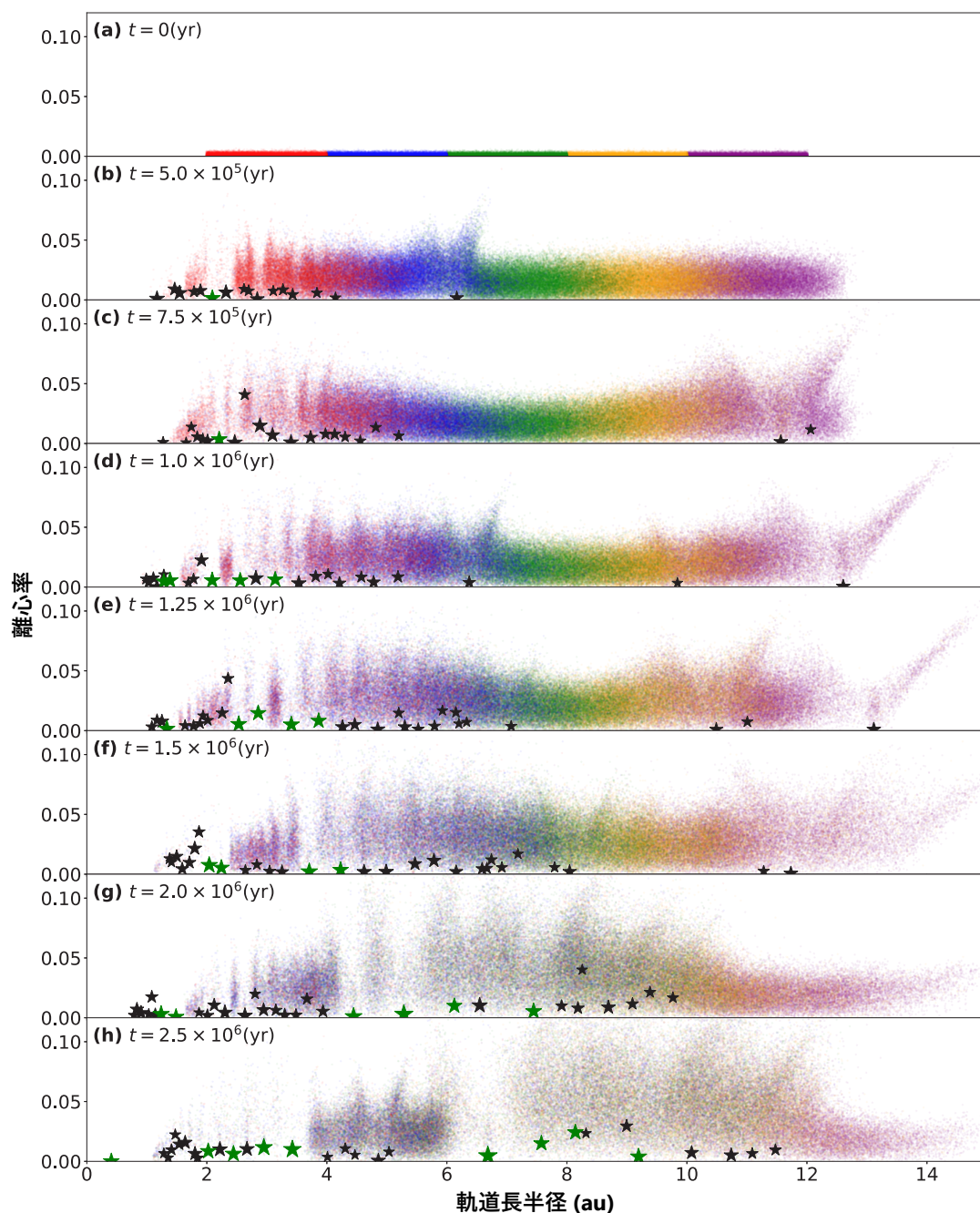


図5: 惑星形成過程のスナップショット。  $0.1 M_{\oplus} \leq M < 1 M_{\oplus}$  および  $M \geq 1 M_{\oplus}$  の天体をそれぞれ黒および緑の星印で示し、記号の大きさは天体サイズ  $M^{1/3}$  に比例させている。微惑星の色は初期の軌道長半径の範囲を表す(赤: 2-4 au, 青: 4-6 au, 緑: 6-8 au, 黄: 8-10 au, 紫: 10-12 au)。(a) 最小質量円盤モデルの4倍に相当する面密度分布に従う初期微惑星円盤 ( $t = 0$ )。 (b)  $t = 0.5$  Myrまでに、1つの原始惑星が約7 auまで外向きに移動する。(c)  $t = 0.75$  Myrまでに、2つの原始惑星が円盤外縁( $\sim 12$  au)に到達する。(d)  $t = 1$  Myrまでに、外縁へ到達した2つの原始惑星の一方は内向きに転じて10 au付近に達し、これと並行して内側円盤から新たな原始惑星が外向き移動を開始する。(e)  $t = 1.25$  Myrまでに、内向きに移動していた原始惑星が外向きに移動してきた原始惑星と遭遇し、両者は外向きに移動する。(f)  $t = 1.5$  Myrまでに、外向きに移動していた原始惑星はすべて内向きに転じる。(g)  $t = 2$  Myrまでに、内向きへ転じた原始惑星群が外向きに移動してきた原始惑星群と遭遇する。(h)  $t = 2.5$  Myrまでに、再び外向き移動が開始される。Jinno et al. [22]を元に改変して掲載。

リング内で原始惑星を拡散させるとともに、隣接リング間の物質輸送を促進し得る一方、リング内でのトラッピングが物質の大規模な再分配を抑制する可能性がある。したがって、正味の物質再分配は、PDMによる拡散とリング構造に伴うトラッピングの競合によって決まると考えられる。

加えて、近年の磁気流体力学シミュレーションに基づく円盤進化モデルから、磁気駆動型円盤風と粘性拡散の組み合わせにより、ガス面密度プロファイルが時間発展し、場合によっては円盤内側領域で面密度が外向きに増加する領域(正の動径勾配)が生じ得ることが示されている[46]。このような円盤では、内側領域のガス密度が最小質量円盤に比べて急激に低下し得るため、Type-I惑星移動の効率やガス抵抗の強さも同時に変化する[40–42]。したがって、今後は、近年の観測結果や円盤進化モデルと整合的な構造をもつ円盤へシミュレーションを拡張し、惑星移動が惑星形成過程に与える影響をさらに調べる必要がある。

円盤モデルに加えて、微惑星の衝突破壊も重要な課題である。本研究では、すべての衝突が完全合体となるモデルを採用しているため、微惑星は衝突合体によって効率よく成長する。一方、破壊過程を含めると、原始惑星の内外に微小破片が継続的に生成・供給される。これらの微小破片はガス抵抗の作用を受けやすく、速度分散が低く保たれやすい。その結果、破壊によって原始惑星の内外に散乱相手となる固体物質が蓄えられ、PDMを促進し得る。ただし、破壊を自己無撞着に組み込んだ $N$ 体シミュレーションは計算コストが非常に高く、今後の課題である。

また本研究では行っていないが、円盤ガス散逸後に相当するガスのない環境については、Type-I惑星移動やガス抵抗を除いた比較計算も有用である。本研究で用いた円盤モデルでは、Type-I惑星移動は一般に惑星に内向きのトルクを与えるため、これを除いた場合には外向きへ移動する惑星の割合が増加すると考えられる。実際、単一の原始惑星のPDMによる移動を調べた我々の先行研究[21]では、Type-I惑星移動を考慮しない場合の方が、考慮した場合に比べて、より多くの惑星が外向きPDMの傾向を示している。

## 7 謝辞

発表賞選考に携わって頂いた学会賞選考委員の方々に深く感謝致します。さらに、原稿提出に関して折に触れてご連絡・ご案内をいただいた「遊星人」編集長の三浦均氏にも深く感謝申し上げます。また、本稿の査読者である佐々木貴教氏の丁寧な査読と有益なコメントによって本稿の内容が大きく改善しました。

本研究は、文部科学省「富岳」成果創出加速プログラム(「シミュレーションとAIの融合で解明する宇宙の構造と進化」: 課題番号JPMXP1020230406)および日本学術振興会特別研究員(DC2)奨励費(25KJ1814)の支援を受けて実施しました。シミュレーションには、理化学研究所計算科学研究センター(R-CCS)のスーパーコンピュータ「富岳」(Project IDs: hp240219, hp240094, hp250056)を利用しました。さらに、本研究のテスト計算は、国立天文台(NAOJ) CfCAのCrayXC50およびXD2000システムを用いて実施しました。

## References

- [1] Aarseth, S. J., 1963, MNRAS 126, 223.
- [2] Adachi, I. et al., 1976, Progress of Theoretical Physics 56, 1756.
- [3] ALMA Partnership et al., 2015, ApJL 808, L3.
- [4] Andrews, S. M. et al., 2009, ApJ 700, 1502.
- [5] Andrews, S. M. et al., 2018, ApJL 869, L41.
- [6] Barnes, J. and Hut, P., 1986, Nature 324, 446.
- [7] Capobianco, C. C. et al., 2011, Icarus 211, 819.
- [8] Duncan, M. J. et al., 1998, AJ 116, 2067.
- [9] Goldreich, P. and Ward, W. R., 1973, ApJ 183, 1051.
- [10] Greenberg, R. et al., 1978, Icarus 35, 1.
- [11] Hahn, J. M. and Malhotra, R., 1999, AJ 117, 3041.
- [12] Hayashi, C., 1981, Progress of Theoretical Physics Supplement 70, 35.
- [13] Hayashi, C. et al., 1985, In Protostars and Planets II, 1100.
- [14] Ida, S. and Makino, J., 1992, Icarus 96, 107.
- [15] Ida, S. and Makino, J., 1993, Icarus 106, 210.

- [16] Ida, S. et al., 2000, ApJ 534, 428.
- [17] Ida, S. et al., 2020, MNRAS 494, 5666.
- [18] Ishigaki, Y. et al., 2021, PASJ 73, 660.
- [19] Iwasawa, M. et al., 2016, PASJ 68, 54.
- [20] Iwasawa, M. et al., 2017, PASJ 69, 81.
- [21] Jinno, T. et al., 2024, PASJ 76, 1309.
- [22] Jinno, T. et al., 2026, PASJ 78, 764.
- [23] Johansen, A. et al., 2015, Science Advances 1, 1500109.
- [24] Kirsh, D. R. et al., 2009, Icarus 199, 197.
- [25] Kirsh, D. R., 2007, Master's thesis, Queens University, Canada.
- [26] Kokubo, E. and Ida, S., 1995, Icarus 114, 247.
- [27] Kokubo, E. and Ida, S., 1996, Icarus 123, 180.
- [28] Kokubo, E. and Ida, S., 1998, Icarus 131, 171.
- [29] Kokubo, E. and Ida, S., 2002, ApJ 581, 666.
- [30] Kominami, J. D. et al., 2016, ApJ 819, 30.
- [31] Levison, H. F. and Stewart, G. R., 2001, Icarus 153, 224.
- [32] Makino, J., 1991, ApJ 369, 200.
- [33] Malhotra, R., 1993, Nature 365, 819.
- [34] Malhotra, R., 1995, AJ 110, 420.
- [35] Mayor, M. and Queloz, D., 1995, Nature 378, 355.
- [36] McMillan, S. L. W., 1986, In The Use of Supercomputers in Stellar Dynamics, 156.
- [37] Minton, D. A. and Levison, H. F., 2014, Icarus 232, 118.
- [38] Morbidelli, A. et al., 2009, Icarus 204, 558.
- [39] Namekata, D. et al., 2018, PASJ 70, 70.
- [40] Ogihara, M. et al., 2017, A&A 608, A74.
- [41] Ogihara, M. et al., 2018, A&A 612, L5.
- [42] Ogihara, M. et al., 2018, A&A 615, A63.
- [43] Oka, A. et al., 2011, ApJ 738, 141.
- [44] Oshino, S. et al., 2011, PASJ 63, 881.
- [45] Safronov, V. S., 1972, Israel Program for Scientific Translations, Jerusalem.
- [46] Suzuki, T. K. et al., 2016, A&A 596, A74.
- [47] Tanaka, H. et al., 2002, ApJ 565, 1257.
- [48] Thommes, E. W. et al., 2002, AJ 123, 2862.
- [49] Tsiganis, K. et al., 2005, Nature 435, 459.
- [50] Ward, W. R., 1986, Icarus 67, 164.
- [51] Weidenschilling, S. J., 1977, MNRAS 180, 57.
- [52] Wetherill, G. W. and Stewart, G. R., 1989, Icarus 77, 330.

---

## 著者紹介

---

### 神野 天里



神戸大学大学院理学研究科惑星学専攻博士課程後期課程3年  
専門：シミュレーション天文学 (惑星形成)  
日本惑星科学会, 日本天文学会,  
日本地球惑星科学連合