

# 遊



日本惑星科学会誌

**Planetary  
People 1**

March 2022 vol31 no

# 星

# 人

- 特集「新・惑星形成論」その1
- 金星大気初のデータ同化への挑戦

# 日本惑星科学会誌「遊・星・人」投稿規定

日本惑星科学会

## 1. 投稿可能な記事

- ①学会誌に投稿できる記事内容は、
  - (a) 原著論文：惑星科学に関する研究のオリジナルな報告
  - (b) 解説論文：専門外の人にも分かりやすく解説した研究成果の総説や論説
  - (c) 解説記事：広く会員の関心をひく事柄についての解説
  - (d) 報告記事：学科、研究所、海外機関等の紹介、国内外の研究会の報告、New Face (博士号取得者の自己紹介)、インタビュー記事
  - (e) 情報記事：各種の情報記事
  - (f) エッセイ：上記の形式にとらわれず、惑星科学に関する話題を論じた文章など、広く会員の知的好奇心をみたすもの。
- ②投稿記事の長さについてはとくに制限をもうけない。ただし、標準的には上記 (a)～(c) については6～8ページ (1ページ2000字とし、タイトル、300字程度の概要、図表を含めたページ数)、(d) については4～6ページ、(e)、(f) は1ページとする。

## 2. 投稿資格者

日本惑星科学会会員及び編集委員会が適当と認めた者。

## 3. 投稿原稿及びその送付

- ①原則として、投稿原稿はワープロなどにより電子的に作成されたものであること。  
また、原稿のファイル形式については「学会誌原稿作成の手引」に従うこと。
- ②投稿に際しては、原稿を日本惑星科学会編集専門委員会委員長宛に送付すること。(連絡先は「学会誌原稿作成の手引」参照。) 送付方法は、E-mail による送付が望ましい。但し、プリントアウトした原稿2部の郵送による送付も可とする。なお郵送された原稿は原則として返却しない。
- ③編集委員会が原稿を受領すれば、その日を受領日として、受領した旨投稿者に通知される。

## 4. 査読及びその後の取扱い

- ①投稿原稿は編集専門委員長が受領した後、原著論文や解説論文または編集専門委員会が必要と認めた記事については査読者が選定され査読に付される。

- ②査読終了後、査読者の意見を参考に編集専門委員会が掲載の可否を決定する。その際編集専門委員会は投稿者に論文の修正を求めることができる。
- ③査読に付されない記事についても、編集専門委員会が掲載の可否を決定し、必要があれば投稿者に修正を求めることができる。
- ④掲載が決定すれば直ちにその旨投稿者に通知される。
- ⑤編集専門委員会の求める修正が完了した最終稿は、WORD、PDF、テキストファイル、いずれかのファイル形式にて、E-mail などにより編集幹事宛に送付すること。(図表については、「学会誌原稿作成の手引」参照)
- ⑥査読に付された掲載記事については、査読を経た旨記事内に記載される (vol.24, no.3から適用)。

## 5. 校正

校正は投稿者の責任において行う、また、校正は原則として誤植の訂正に限る。

## 6. 別刷り

論文の PDF ファイルを提供する。

## 7. 著作権

投稿された記事の著作権は、会誌に掲載された時点で、著者から日本惑星科学会に移転されるものとする。

## 8. 倫理規定

学会誌に掲載される全ての記事は、「遊星人の記事掲載にあたっての倫理規定」について原稿投稿時に念書を提出し編集専門委員会に了承されなければならない (念書は投稿原稿送り状に記載)。

## 9. 投稿料・出版費

原則として無料。

ただし、カラーページの印刷を希望する場合は、著者が印刷費を負担する。なお、著者が希望し、かつ編集委員会が認めたものについては、印刷費用を学会が負担する。カラー印刷の希望が無い場合、カラーの図は白黒印刷される。電子版は費用負担無しでカラーの図を掲載する。

---

---

# 日本惑星科学会誌 遊・星・人

## 第31巻 第1号

### 目次

---

---

巻頭言 小久保 英一郎 .....	3
<hr/>	
特集「新・惑星形成論」の紹介	
奥住 聡 .....	4
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 .....	6
初期太陽系内の二つの加熱現象: コンドリュール形成と微惑星熱進化	
脇田 茂 .....	18
新・地球型惑星形成論	
荻原 正博 .....	31
木星・土星の最新の内部構造と形成シナリオ	
堀 安範 .....	42
原始太陽系星雲における同位体不均質性から読み解く微惑星・惑星形成史	
荒川 創太, 深井 稜汰, 本間 和明 .....	50
円盤ミリ波観測から制約する惑星形成論	
植田 高啓 .....	68
デブリ円盤に付随するガスの起源 - その解明へ向けて	
樋口 あや .....	78
<hr/>	
一番星へ行こう!日本の金星探査機の挑戦 その49 ～金星大気初のデータ同化への挑戦:あかつき観測と数値計算の融合～	
杉本 憲彦, 藤澤 由貴子, 安藤 紘基, 高木 征弘, AFES-Venusチーム, ALEDAS-Vチーム .....	88
<hr/>	
太陽系天体若手研究会2021(SSBW2021)開催報告	
荒木 亮太郎, 荒川 創太, 于 賢洋, 鈴木 雄大, 紅山 仁, 前田 夏穂 .....	94
「天体の衝突物理の解明(XVII)～小天体進化における圧密過程の役割～」参加報告	
木内 真人 .....	98
JSPS Information .....	102

---

---

---

# Contents

---

<b>Preface</b>	E. Kokubo	<b>3</b>
<hr/>		
<b>Special Issue “New Theories of Planet Formation”: Overview</b>	S. Okuzumi	<b>4</b>
<b>Formation and early evolution of protoplanetary disk determined by the interaction between magnetic field and weakly ionized plasma</b>	Y. Tsukamoto	<b>6</b>
<b>Two heating processes in the early solar system: Chondrule formation and thermal evolution of planetesimals</b>	S. Wakita	<b>18</b>
<b>New theory of terrestrial planet formation</b>	M. Ogihara	<b>31</b>
<b>The challenge of forming inhomogeneous interiors of jupiter and saturn</b>	Y. Hori	<b>42</b>
<b>Planet formation history revealed by the isotopic heterogeneity in the solar nebula</b>	S. Arakawa, R. Fukai, K. A. Homma	<b>50</b>
<b>Planet formation theories constrained by millimeter disk observations</b>	T. Ueda	<b>68</b>
<b>Toward understanding the origin of gas in debris disks</b>	A. Higuchi	<b>78</b>
<hr/>		
<b>Road to the first star: Venus orbiter from Japan (49) – first challenges to data assimilation for the Venus atmosphere: Combination of Akatsuki observations and numerical simulations –</b>	N. Sugimoto, Y. Fujisawa, H. Ando, M. Takagi, AFES-Venus team, ALEDAS-V team	<b>88</b>
<hr/>		
<b>Report on Solar System Bodies Workshop for Youngers 2021 (SSBW2021)</b>	R. Araki, S. Arakawa, K. U. Y. Suzuki, J. Beniyama, N. Maeda	<b>94</b>
<b>Report on “17th workshop on collisional physics of planetary bodies”</b>	M. Kiuchi	<b>98</b>
<b>JSPS Information</b>		<b>102</b>



## 巻頭言

探検は知的情熱の肉体的表現である。

**Exploration is the physical expression of the intellectual passion.**

Apsley Cherry-Garrard (1886-1959)

子供のころから、本やテレビで知った探検家という存在に憧れていた。高校で山に登り始め、大学で海に潜り始めたが、これらは僕にとっての探検だった。ポスドクのころには、年間に100本以上も海に潜った年もあった。そのころに海の師匠が「探検は知的情熱の肉体的表現である」という言葉を教えてくれた。1911-12年のスコット南極探検隊に参加した動物学者 Cherry-Garrard の言葉である。この言葉に出会い、自分がなぜ山に潜るのか、海に潜るのか、そして旅に出るのか、自分の行動原理がすっきりと腑に落ちたように感じた。この言葉はそのまま研究についても当てはまる。「探検 Exploration」は「研究」と読み換えることができる。脳も肉体である。何かを知りたい、明らかにしたいという知的な思いが、自分の体を動かす、これが研究の本質だ。当たり前のことだが、Cherry-Garrard の言葉はそれを簡潔に力強く表現している。

宇宙を相手にしては直接そこに行って探検することは難しい。だから僕らは望遠鏡を使ったり、探査機を送ったり、計算機を使って、間接的に探検を行う。僕は計算機を使って惑星を作る実験(シミュレーション)をしている。理論を確認するためのシミュレーションも重要だが、どのような現象が起きるのか調べる発見的なシミュレーションは特に楽しい。結果が出るのをわくわくしながら待つ。ときには予期していなかった不思議な結果が出ることもあって、ほとんどの場合はモデルが不適切だったり計算間違いのためだが、まれにこれまで気がついていなかった新しい何かであることがある。そんな発見が何よりも楽しい。

探検が進むほどに新たに好奇心が掻き立てられていく。僕が大学院生のころは全く顧みられていなかったようなモデルや物理の重要性が明らかになり、探検すべき新しい世界が広がっていく。そんな新世界を自分の足で歩める探検家でありたい。

小久保 英一郎(国立天文台)

## 特集「新・惑星形成論」の紹介

奥住 聡<sup>1</sup>

2010年代は惑星形成に関わる多くの発見に恵まれた10年であった。系外惑星探査からは地球ないし海王星サイズの短周期惑星が宇宙にありふれて存在することが明らかになり、原始惑星系円盤の観測からは惑星の形成や存在を想起させる円盤の豊かな詳細構造が続々と検出された。隕石の高精度同位体分析からは同位体組成の二分性が発見され、太陽系形成解明の新しい鍵として注目を集めている。

このような天文学・隕石学上の発見に加えて、惑星形成の理論研究にも過去10年で大きな進展があった。ペブル(小石)集積と呼ばれる固体天体成長の新機構が理論的に発見されたほか、多様な素過程を考慮した流体シミュレーションによって原始惑星系円盤の形成と進化の描像が大きく刷新された。円盤の詳細構造に関する理論研究が爆発的に進み、円盤観測と系外惑星探査を繋げるような議論も行われるようになってきている。太陽系形成に関しては、太陽系天体の軌道・組成分布や同位体二分性を説明しようとするモデルが次々と提案されている。

本特集の目的は、上述のように新たな展開を迎えた惑星形成論の現状を整理することにある。2019年の遊星人特集「ALMAで迫る惑星科学」では原始惑星系円盤の観測がテーマであったが、今回の特集は惑星形成の理論的な話題に重心を置いている。また、系外惑星研究の重要性を認識しつつ、太陽系形成により焦点を当てたのも本特集の特徴である。執

筆者の方々には、惑星形成論を専門としない読者に向けて、惑星形成の最新の話題をわかりやすく紹介することを心がけていただいた。さらに招待執筆者の方々には、事前に執筆予定内容について情報共有していただき、各論文の位置付けと関連を意識していただいた。分野外の研究者の方々はもちろんのこと、惑星形成に興味を持つ学生の皆さんにも本特集論文を活用してもらえることを心から願っている。

以下では本号に掲載されている特集論文を簡単に紹介する。塚本裕介氏(鹿児島大学)は、惑星形成の初期条件を規定する原始惑星系円盤の形成と初期進化について、磁場の重要性に焦点を当てながら解説している。星・円盤形成の研究は理論・観測の両面から大きく進展しており、星・円盤・惑星の形成を継ぎ目なく理解できるようになるまであと一歩のところ

に到達していることがわかるだろう。脇田茂氏(マサチューセッツ工科大学)は、太陽系形成期における固体の進化を理解する上で重要となる、コンドリュール形成と微惑星熱進化という2つの加熱現象について解説している。コンドリュール形成の新説として近年注目を集める、微惑星衝突形成モデルについても詳しく紹介している。

荻原正博氏(東京工業大学地球生命研究所)は、太陽系地球型惑星形成の最新モデルについて解説している。近年大きな注目を集めるグランドタックモデルの特徴と問題点を詳しく議論し、さらに荻原氏らの提唱する磁気円盤風を考慮した形成モデルについても紹介している。

1. 東京工業大学 地球惑星科学系  
okuzumi@eps.sci.titech.ac.jp

堀安範氏(アストロバイオロジーセンター)は、探査機Cassini およびJuno の観測などによって理解の進展した太陽系巨大ガス惑星の組成・内部構造と、これらの惑星の形成シナリオについて解説している。グランドタックモデルやペブル集積についても言及しており、関連する萩原氏と小林氏の特集論文を併せて読むことをお勧めしたい。

荒川創太氏(国立天文台)、深井稜汰(JAXA)、本間和明氏(東京工業大学)は、隕石の分析から明らかになった原始太陽系星雲の同位体不均質性・二分性と、その理論的解釈について解説している。同位体二分性については深井氏の2020年の遊星人論文でも紹介されているが、今回の論文はその起源により焦点を当てた内容となっている。

植田高啓氏(国立天文台)は、ALMA 望遠鏡による原始惑星系円盤の詳細構造の発見に端を発する惑星形成研究の進展を解説している。2030年代の大型電波干渉計による地球型惑星形成領域の観測可能性についても紹介がある。

樋口あや氏(東京電機大学)は、原始惑星系円盤の残骸であると考えられているデブリ円盤におけるガス成分の観測的発見とその理論的解釈を紹介している。このガスは微惑星や彗星によって供給された可能性があり、今後この観測が太陽系研究とどのように繋がっていくのか楽しみである。

本特集は次号以降も継続する。小林浩氏(名古屋大学)がペブル集積理論について、大野和正氏(カリフォルニア大学サンタクルーズ校)が木星の大気組成と形成過程を結びつける試みについて、道越秀吾氏(京都女子大学)が低密度ダストの層の重力不安定を通じた微惑星形成に関する研究についてそれぞれ解説記事を執筆中である。次号以降もぜひご期待いただきたい。

本特集は、三浦均・遊星人編集長から依頼を受けた奥住がゲストエディターを担当した。三浦編集長から本特集企画の依頼をいただいたとき、まず初めに思ったことは「この特集をProtostars and Planets のレビュー論文集の日本版のようなものにしたかった」ということであった。Protostars and Planets とは、星・惑星形成の研究分野における最

も権威のある国際会議であり、第7回大会が2023年内に京都で開催される予定である<sup>1</sup>。この国際会議シリーズでは、大会開催のたびに第一線の研究者らがレビュー論文を執筆し、その論文をまとめた本が出版される。このレビュー論文集は星・惑星形成分野において、過去数年の研究の進展を整理する極めて重要な役割を果たしている。遊星人において同様の趣旨の日本語論文集を掲載することは、日本における惑星科学の発展、特に若手の育成のために大きな意義があると信じている。このような貴重な機会を与えてくださった三浦編集長に厚くお礼を申し上げる。

三浦編集長からは当初、2021年12月号への特集掲載を打診していただいたが、奥住の個人的な都合により2022年3月号での掲載とさせていただいた。これにより、原稿投稿・査読・原稿改訂の時期が年末年始の大変忙しい時期に重なる事態となってしまった。このような厳しいスケジュールのなか論文執筆に取り組んでくださった執筆者各位と、正月休み直前の査読依頼に快く応じてくださった査読者各位に心から感謝したい。

<sup>1</sup>当初は2021年4月に開催される予定であったが、コロナ禍のため延期された。

# 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 $10-100\text{ }\mu\text{G}$ 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



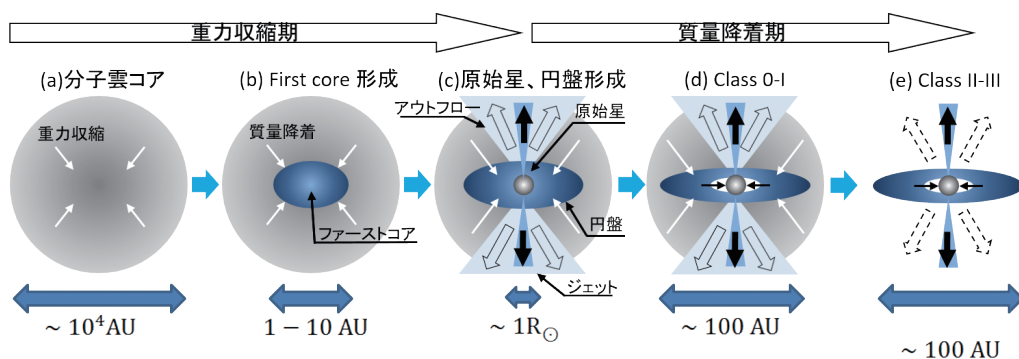


図1: 原始星と原始惑星系円盤の形成進化の概念図.

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

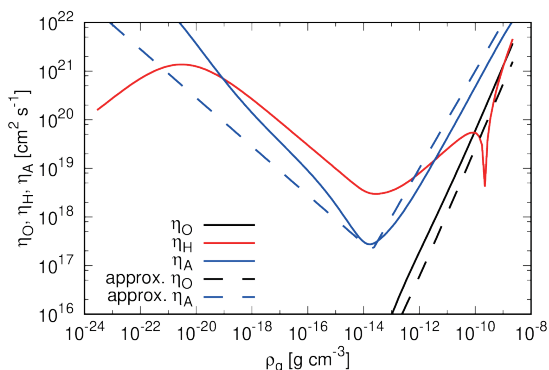


図2: 解析モデル(Tsukamoto & Okuzumi in prep)から計算された $\eta_0$  (黒実線),  $\eta_H$  (赤実線),  $\eta_A$  (青実線). 黒, 青点線はそれぞれ式(4)と(5)で表された $\eta_0$  (黒実線),  $\eta_A$  (青実線)の近似式.

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。引き続きして $2 \times 10^3$  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

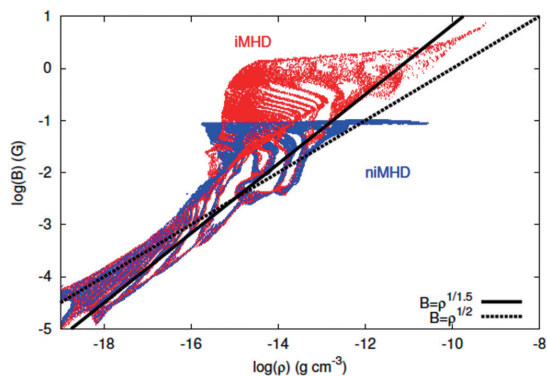


図3: ファーストコア形成時の磁場強度の理想MHD(赤)と非理想MHD(青)と計算の比較[6]. 非理想MHD計算では磁場が $0.1 \text{ G}$ を上限値としてそれ以上増幅されていないことがわかる。

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

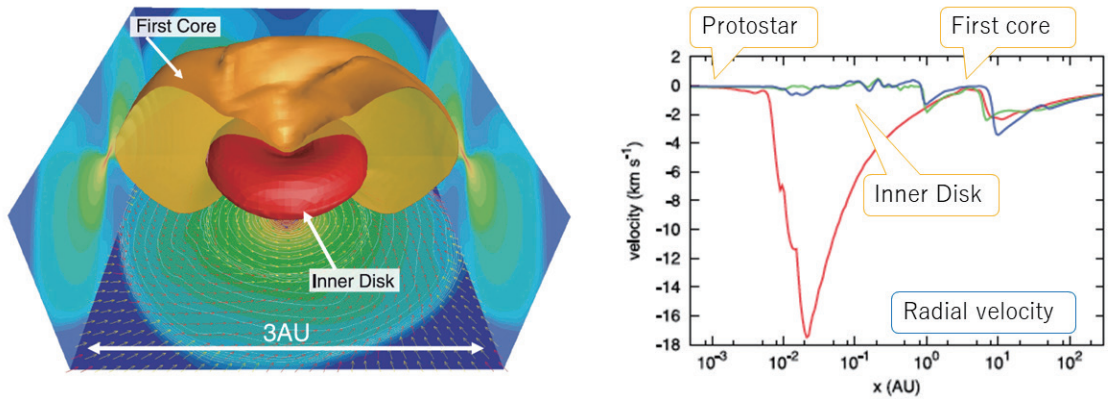


図4: 左図は, 原始星形成から $t = 1.7$ 年後のファーストコア(黄土色の等密度面)と内側の円盤(赤色の等密度面)の鳥瞰図。 $x = 0, y = 0, z = 0$ 平面上の密度分布をそれぞれの側面に投影している。初期の回転軸の方向を $z$ 軸方向に取っている。また, $z = 0$ 面上の速度ベクトルを底面に投影している[22]。右図は, 原始星形成直後の動径速度を示している。赤, 緑, 青の線は, それぞれ理想MHD, オーム拡散を伴う非理想MHD, オーム拡散と両極性拡散を伴う非理想MHDでの動径速度を示している[5]。

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

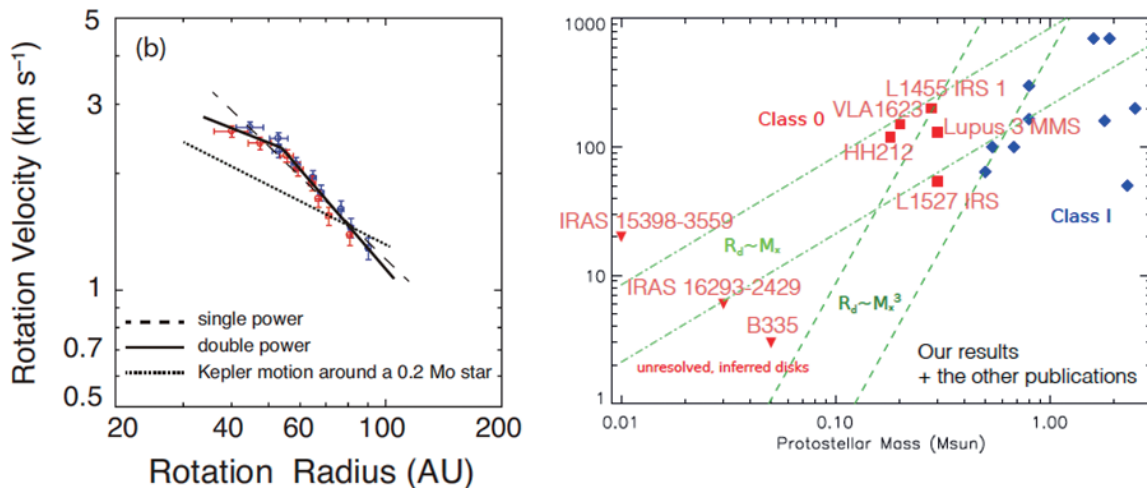


図5: 左図はClass 0 段階原始星L1527 IRS のC<sup>18</sup>O の輝線観測から得られた回転速度プロファイルを表す。ケプラー回転( $v_{\text{rot}} \propto r^{-0.5}$ ) から自由落下( $v_{\text{rot}} \propto r^1$ ) への遷移が $r_d \sim 50$  AU で起きていることがわかる[23]。このような輝線観測から得られたClass 0/I 段階にある円盤半径をまとめたものが右図である[24, 25]。

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.

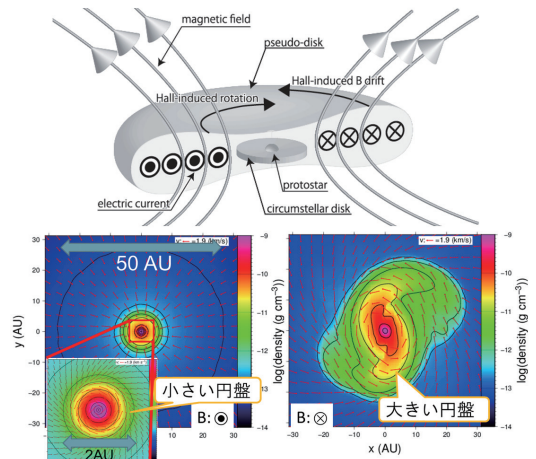


図6: 上図はClass 0/I 段階の構造を示す. エンベロープの内部にトロイダル電流が流れていることがわかる. 下図はホール効果を考慮したシミュレーションにおける円盤形成の様子の様子を示している[18].

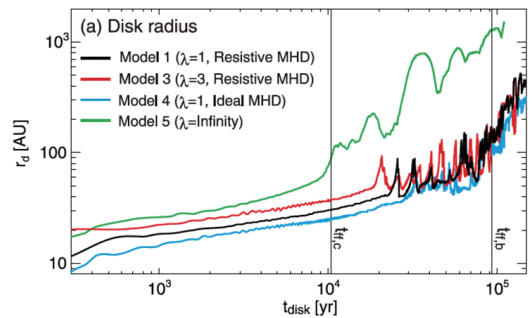


図7: 円盤のサイズの時間進化. 黒, 赤線は非理想MHDシミュレーション, 青線は理想MHDシミュレーション, 緑線は磁場なしのシミュレーションの結果を表す[26]. 横軸は原始星形成からの経過時間を表す.

### 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

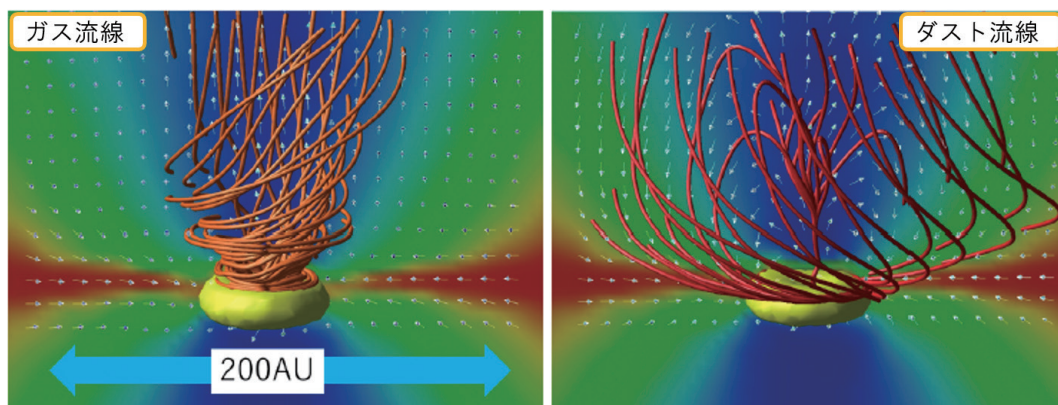


図8: 左図は原始惑星系円盤(黄色)上層から噴出するアウトフロー内のガスの流線を表す[46]. ガスは回転しながら星間空間まで噴出する. 左図は円盤から噴出するダストの流線を表す. ダストはアウトフロー内でガスとdecoupleして遠心力によってはじき出され, エンベロープを経由して円盤に再降着している.

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.

特集「新・惑星形成論」

# 初期太陽系内の二つの加熱現象： コンドリュール形成と微惑星熱進化

脇田 茂<sup>1</sup>

2021年12月21日受領, 査読を経て2022年1月13日受理

(要旨) 始原的な隕石に含まれるコンドリュールと呼ばれる粒径物質がある。この形成には初期太陽系星雲内での瞬間的な加熱現象が必須である。これとは異なる加熱現象が同時期に存在した小天体、微惑星内部では長期間に渡って続く。本稿では初期太陽系内の二つの加熱現象に関するこれまでの研究を簡単に紹介することを試みた。微惑星の熱進化にはその形成年代が非常に重要である一方で、コンドリュールを形成するような加熱現象には微惑星が関わる説が主流となりつつある。コンドリュールを含んだ微惑星の進化過程の解明には、小惑星からのリターンサンプルの分析やより幅広い視点を取り込んだ研究が望まれる。

## 1. 隕石とコンドリュール

地球とは異なる場所から飛来した地球外物質は隕石と呼ばれる。隕石はその発見場所に基づいて名前が決められており、例えば2020年夏に千葉県に落下した石は習志野隕石と名付けられた<sup>1</sup>。ただ、このように人の生活圏内で見つかることは稀であり、主だった隕石は(地球の石がほぼ存在しない)南極や砂漠などで発見されている。隕石は化学的特徴に基づいて分類される[1]。ここでは大分類として2種類紹介する。まず、地球のようなコアをもつ天体から飛来した隕石は分化隕石と呼ばれる。日本刀の製作にも使われる(?)鉄隕石や<sup>2,3</sup>、小惑星帯にある天体の中で二番目に大きい(直径500 km)の小惑星ベスタが起源と考えられているHowardite-Eucrite-Diogenite(HED)隕石と総称される隕石、さらには月や火星から飛来した隕石もこの分化隕石に分類される。一方、小惑星イトカワや小惑星リュウグウのようにコアを持たない天体を起源とする隕石は未分化隕石と呼ばれる。地球に飛来する隕石の大部分(9

割以上)を占めるコンドライト隕石はこちらに属する[2]。写真は過去の遊星人連載“エポックメイキングな隕石たち”をご参照いただきたい。

『コンドライト』(chondrite)と呼ばれる隕石に含まれる物質の中で、最も特徴的な含有物が本稿のテーマの一つである『コンドリュール』(chondrule)である[3]。語源は古代ギリシャ語で粒を意味する“ $\chi\acute{o}\nu\delta\rho\omicron\varsigma$  (chondros)”であり、その名の通り(二次元写真でも三次元X線顕微鏡画像でも)ほぼ球形に見える。球状を保持していることから、一度溶けた岩石が急冷してできたものと考えられている。もし小惑星の内側で他の鉱物に囲まれた状態で溶けた場合には球形にならないため、宇宙空間すなわち太陽系星雲内で形成されたと考えられている。コンドリュールの形成時期に関しては数多くの研究から、太陽系誕生から100~500万年以内に形成されたことがわかっている[4-6]。なお、太陽系誕生年は最初

<sup>1</sup><https://www.kahaku.go.jp/procedure/press/pdf/503253.pdf>

<sup>2</sup><https://www.tsm.toyama.toyama.jp/?tid=101911>

<sup>3</sup><https://cit-skytree.jp/exhibitions/%e5%a4%a9%e9%89%84%e5%88%80/>

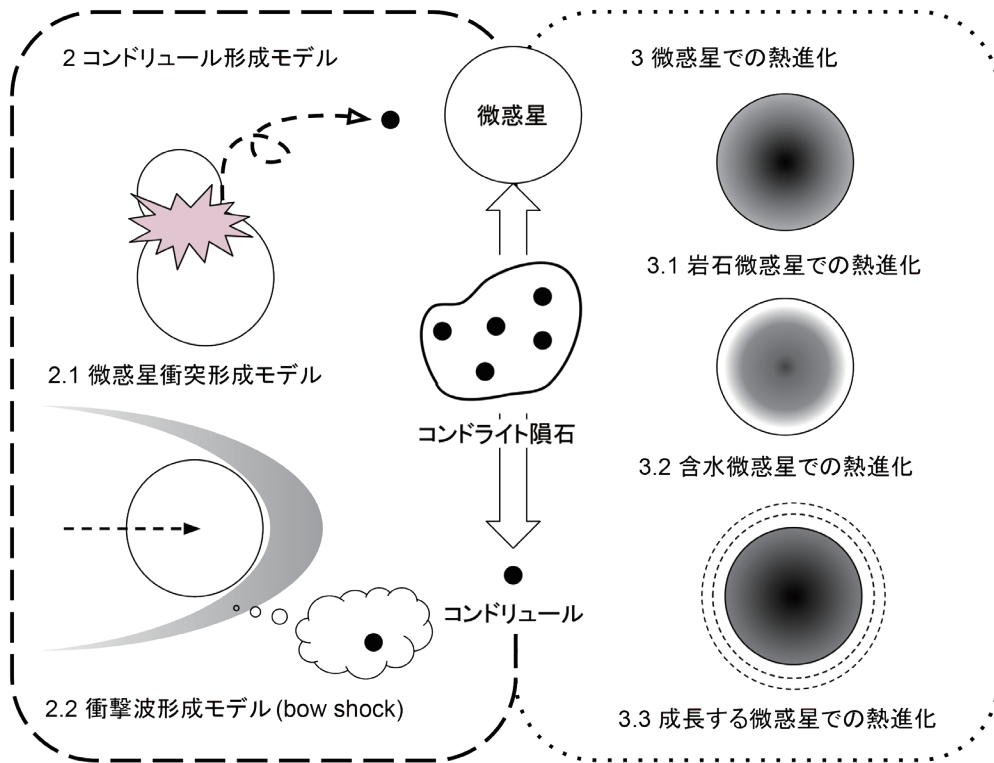


図1: 本稿で紹介するモデル等の概要図。色が黒い物体は高温を経験したことを示し(例: 黒丸は加熱溶融を経験したコンドリュール), 灰色や白色は高温を未経験であることを表す(例: 含水微惑星での表面付近や成長する微惑星で点線で示される新しく追加された表層)。

に高温ガスから凝縮したとされる難揮発性物質(Ca-Al-rich inclusions; CAIs)の年代測定から、45.67億年前であることがわかっている[7]。コンドリュールを含むコンドライト隕石は初期太陽系の情報を保持しており、太陽系の歴史を紐解く重要な化石といえよう。

太陽系形成の謎に迫る重要な隕石であるコンドライト隕石は、様々な角度からの数多くの研究がなされてきた。例えば、コンドライト隕石の9割を占める『普通』コンドライト隕石は、飛来元、もしくはさらに以前の元あった天体(隕石母天体)の中で加熱による変成を経験した痕跡を持つことが多い。一方、『炭素質』コンドライト隕石は同時に水も存在していた環境に居た痕跡を持つことがある。すなわち、鉱物の層の間に水を含む層状珪酸塩や、水溶液中から析出したと考えられる炭酸塩鉱物などである。このように、隕石母天体中で経験した何らかの変成・変質作用を

受けた痕跡をもつ物質のことを二次鉱物と呼ぶ。この鉱物を調べることで、形成当時の環境を推測することが可能となる。さらには、その変成が起こった時期を特定することもできるため、初期太陽系に存在した大昔の小惑星内の環境を調べることができる。なお、普通コンドライト隕石と炭素質コンドライト隕石は化学組成(揮発性物質の存在度や酸素同位体組成など)によって分類される。前述のように前者は熱による変成、後者は水の痕跡を示すことが多い。

本稿では、太陽系星雲内でどうやってコンドリュールができたかの研究を紹介する。その後、コンドリュールはそれ以外の粒子(石基)と一緒に集まることでコンドライト隕石母天体が形成される(小林浩氏の本特集論文を参照)。さらに、コンドライト隕石を含む初期太陽系に存在した始原的な小天体内部では、どのように温まってどういうことが起こっていたかを、現在の隕石との比較を交えながら簡単に紹



介する。図1に本稿で紹介する事項の概念図を示す。コンドリュールとコンドライト隕石、そして微惑星がどう関連するかに注目していただきたい。興味がある節だけを読めるように、なるべく独立させて書いている。どうしても関連する事項は、節をまたいでお読み頂けると幸いである。

## 2. コンドリュール形成モデル

コンドリュールは普通コンドライト隕石の体積の6割~8割を占めている[2]。このため、コンドリュールが普通コンドライト隕石そのものであると言っても過言ではない。普通コンドライト隕石が形成された時代の太陽系では、コンドリュール形成は普遍的に起こっていたと考えるのが自然である。しかしながら、コンドリュールを形成するためには、岩石を溶かすほどまでの高温に達する現象が必要である。なお、コンドリュール同士が癒着している、コンパウンドコンドリュールは普通コンドライト隕石や炭素質コンドライト隕石で見つかっている[8, 9]。

コンドリュールを構成する主な鉱物は珪酸塩鉱物であるカンラン石や輝石である。ちなみに緑色で特にきれいなカンラン石は、ペリドットと呼ばれる宝石となる。珪酸塩鉱物を全部溶かすために必要な温度は1200度である。身近そうなものと比べるとマッチ、ライター、ろうそくなどの炎が数100度から1000度程度であるようだ。さて、どうやって太陽系星雲内でこれらの炎に相当するような高温現象を発生させるかを少し考えてもらいたい。

- A. 火打石のように何かをおつけければ良いのではないかといい考えです。2.1 微惑星衝突モデルにお進みください(図1左上)。
- B. 木をこすり合わせて火を起こすのは? 着眼点として面白いです。2.2 衝撃波形成モデルに近い(?)説が載っています(図1左下)。
- C. 野火のような自然現象でも発生するのは? 確かにそうです。2.3 その他のモデルで少しだけ様々な説を紹介しています。

上記のように大まかに分けた上で、本節では未だに有力だと考えられ、検討や研究が続いている説を紹介する(2010年以降でも論文発表があるものを主とする)。なお、これまでに様々な仮説が立てられてき

たが、残念ながら誰もが納得できる説は未だにない。

コンドリュール形成モデルとみなせるかどうかには様々な条件がつく[10]。決して欠かすことのできない条件は『岩石の融点に達して急冷する』ことである。溶けたとしても徐冷した場合には、観察されているような球形を形成することができないからである。そこで、形成モデルでは上記の条件を満たすかどうか議論の主点がおかれている。その他にも、コンドリュールに含まれる鉄や貴ガス、同位体組成比、などなど化学分析結果から示唆される制約は多い。しかしながら、形成モデルを構築する上で、これらの条件は初期条件に左右されやすく扱うことが難しい。このため、学会などで形成モデルを話すときに実際にコンドリュールを『観ている』研究者から『怒られる』こともある。ぜひとも、読者の方々は寛大な目で下記の説を『見て』頂きたい。

### 2.1 微惑星衝突形成モデル

初期太陽系で必ず起こっていたであろう現象の一つが天体同士の衝突である。例えば、微惑星同士による衝突で地球型惑星が形成されたであろうし[11]、惑星表面上のクレーター形成にも天体衝突が欠かせない[12]。衝突時には天体表面が加熱され、衝突速度によっては岩石が溶融したり蒸発したりする温度にまで達する。天体同士の衝突の際にコンドリュールができたのではないかと考えるのが、『微惑星衝突形成モデル』である(図1右上)。なお、コンドリュール程度の大きさのダスト同士が衝突した場合には破壊が生じ[13]、たとえ溶融できたとしても更に小さくなるのでコンドリュール形成には向かない。

衝突前の微惑星(被衝突体)がどのような場合だとコンドリュールができるだろうか? 天体衝突や内部加熱(3節参照)などによって、微惑星表面は高温になりうる。すでに表面が高温、場合によっては溶融している微惑星に別の微惑星が衝突した場合には、衝突による放出物は容易に岩石の融点を超えることができる[14-16]。高温(溶融)微惑星の衝突であれば、コンドリュール形成に必要な条件、岩石融点に達することができる上に、その衝突速度は低速度でも構わない。さらには同時に放出される蒸気や微惑星のまわりにある非溶融のダストとの混合などは、コンドリュールの組成を説明するのにも役立ちそうであ



る[17, 18]. その一方で、溶融している微惑星は分化している可能性があるため、未分化隕石にあるコンドリュールの組成を再現するには向かない懸念もある(3節参照).

一方、低温状態の微惑星は衝突したとしてもコンドリュールはできないのであろうか? そうではない. 低温の微惑星が衝突した場合であっても、岩石の融点を超える物質を放出可能なことが数値計算によってわかってきた[19, 20]. 微惑星が未分化の状態かつ低温のままであってもコンドリュールは形成可能で、形成されたコンドリュールのサイズや冷却速度も測定値とよく合いそうである[19]. こちらの場合でも同時に蒸気を放出しうるため、コンドリュール組成の説明にも向いている[21]. 高温(溶融)微惑星における低速の衝突では放出物のサイズが大きくなってしまふ問題点も回避できる. しかしながら、溶融した放出物を形成するための衝突速度(2.5 km/s)は初期太陽系内では達成しにくいという問題点もある. 微惑星同士は少なくとも脱出速度以上で衝突する. 脱出速度は天体の大きさに依存し、直径100 kmでは数百 m/s、直径1000 kmで数 km/s程度となる(1000 kmの天体を微惑星と呼ぶには議論があると思うが、それはさておき). 低温微惑星でのコンドリュール形成に必要な衝突速度 2.5 km/sを超えるには、原始惑星の存在が必要そうである[19, 22, 23]. この微惑星衝突モデルによる一回の衝突で形成可能なコンドリュールの量は、衝突天体質量の1%程度である[19, 20]. 少量に思えるかもしれないが、長い目でみると衝突回数が多く小惑星の全質量に匹敵する量を形成可能であるし[19, 22]、角度のある衝突条件ではより多くの量(最大6%程度)を形成しうることもわかってきた[24].

さて、微惑星衝突形成モデルでの最大の懸念事項は、衝突の時期である. コンドリュールの形成年代は同位体測定によって、太陽系誕生時からおよそ100から500万年以内とわかっている[3-6]. それより前に微惑星が形成している必要があるが、微惑星自体の形成過程とその時期は未だに不明である. 仮に、コンドリュール形成前に微惑星ができていたとした場合、その微惑星は内部熱源を多く持つため高温に達ししやすい(3節参照). 高温微惑星の衝突形成モデルによく合いそうに見える一方で、やはり『分

化』してしまう可能性を持ち合わせている. 分化天体の衝突だと、形成される放出物の化学組成は『未分化』隕石に含まれるコンドリュールとは異なってしまふだろう. もし未分化の物質が表面を占めている状態であれば、内部の分化によらずコンドリュールの組成は説明可能であろう. 『未分化』のまま存在できるような時期に形成された微惑星はどうであろうか? 一般的には太陽系形成200万年後以降に形成された微惑星は『未分化』であり(3節参照)、低温微惑星の衝突形成モデルにあいそうである. 溶融した球形の鉄と隕石中で共存しているようなコンドリュールの形成は形成年代も遅く[25, 26]、微惑星衝突モデルと合いそうである[27, 28]. しかしながら、こちらのモデルでは太陽系形成から200万年以前に形成されたコンドリュールを説明することはどうあってもできない. 微惑星衝突形成モデルにおいては、微惑星の熱進化と合わせての研究が今後は欠かせなくなるであろう.

## 2.2 衝撃波形成モデル

初期太陽系星雲内にmm程度の大きさを持つ未溶融の固体物質(以下、ダスト)が星雲ガス中に漂っている状況は、微惑星が形成される前の描像である. まさにこのようなガスとダストをもつ原始惑星系円盤をALMA望遠鏡は観測している[29, 30]. 微惑星形成後であってもその周辺には、まだ微惑星に取り込まれていないダストが存在しうる. そのようなダストがコンドリュールになる前の物質(前駆物質)だとすると、ダストを溶かすために必要な高温に達するためには何が起これば良いだろうか. もし、なにかしらの要因によって、ガス中に衝撃波が発生すればガスはダストよりも高速で動くことになる. すると、ガスとダストとの相対速度が大きくなるために、ガスとの摩擦によってダストが高温になる. ダストが溶融できるほどの高温に達することができればコンドリュールが形成される、と考えるのが衝撃波モデルである[31]. 流星はこの加熱機構に比較的近い現象である(動く対象が逆であるが、高速で飛来するダストが地球大気との摩擦により高温になって発光している).

さて、初期太陽系内でガス中に衝撃波を発生させる要因は何があるであろうか? これまでには二つの説がある. 一つは、円盤内で大規模な不安定性が励

起された場合には起こりうると考えている。重力不安定などによる衝撃波モデルである[32, 33]。もう一つは、微惑星が円盤ガス中を高速で移動する際に生じる衝撃波で形成されるとする説である(その形状からbow shockモデルと呼ばれることが多い、図1左下参照)[34, 35]。通常であれば、太陽の周りを円軌道を描きながら公転運動している天体の速度は一定であるため衝撃波は発生しない。しかしながら、木星などの巨大ガス惑星(コア)によって、円軌道が乱されて楕円軌道になった場合には衝撃波を発生可能な速度にまで達することができる(例えば軌道離心率が0.3-0.5など[36])。どちらの説であっても、ある密度を持つ円盤ガスに対してコンドリュール前駆物質の相対速度が妥当な値を超えることができれば溶融が可能となる(例えば、 $10^{-9}$  g/ccだと7 km/s [34, 35])。

コンドリュールの物質化学的証拠から、ガスの存在下で凝縮したことが示唆されている。必ずガスに囲まれた状況で発生する衝撃波モデルは有力そうである。特に、衝撃波通過前後ではガスの密度も異なるため冷却時間も短くなり、コンドリュールの観察結果からわかっている冷却率を幅広い範囲で再現が可能である[35]。同位体組成の観点からも衝撃波モデルは支持されている[37]。さらには、原始惑星系円盤の観測結果などからは標準的な円盤ガスの持続時間は数100万年とされており、コンドリュールの形成中もまだガスが存在しているため衝撃波も発生しそうである。不安定性によるものは円盤の初期、bow shockは天体形成後の後期と、長期に渡ってコンドリュール形成が可能になるため、衝撃波モデルも良い説に思える。その一方で、高温に達するためには円盤のガス密度もある程度必要であるため(前述の $10^{-9}$  g/ccは円盤内側(数 au)に相当)、円盤外側での形成には向かない[10]。また、そもそも衝撃波が発生するかどうかが懸念事項となる。ある限られた条件下で不安定性が発生する必要があったり、微惑星とそれを揺り動かす巨大惑星が必要であったりする。前者に関しては本稿の主題を大いに超えるので、詳しくは[38]などを参照していただきたい。後者のコンドリュール形成に木星が関わっていたかどうかは、未だに議論が行われている[39]。隕石の同位体比測定からわかっている二分化の観点もあり

[40]、今後の研究の発展に期待したい。

### 2.3 その他のモデル

コンドリュール形成条件となる高温加熱現象として、微惑星衝突モデルと衝撃波モデルを本節では紹介してきた。他のモデルについても簡単に紹介する。表面がマグマオーシャン状態の微惑星であれば、そもそも微惑星をぶつけずとも放射による加熱で近くにあるダストを高温にすることができるというモデルがある[41]。マグマオーシャンを持つ微惑星はおそらくガスも放出しているの、ガスの存在下でコンドリュールが形成される。その後は、放出されたガスの流れに乗るために高温状態の微惑星に落ちることもない。しかし、どれだけ長期間マグマオーシャンを保持できるのか、その時期がコンドリュール形成時期と合うかなど疑問は付きにくい。他にも太陽系星雲内で発生した雷によって形成するというモデルもある[42, 43]。そもそも雷が発生しうるかという条件に関しては、 $^{26}\text{Al}$ の壊変時に発生する電子が有力な候補になるうることが示された[44]。ただし、こちらも他のモデルと同様にコンドリュール形成前に微惑星ができていなければならない。その一方で、国際宇宙ステーションでは雷モデルを模擬したコンドリュール形成実験が試みられているようで非常に興味深い[45]。本稿で最後に紹介するモデルとして、微惑星によらないモデルを紹介したい。原始惑星系円盤内で磁気乱流を駆動源とする円盤風と呼ばれる機構がある[46]。この円盤風によって鉛直方向に持ち上げられている際に加熱されて、コンドリュールができるというモデルがある[47]。コンドリュール形成に必要な条件を満たしそうな起点は1-3 au(地球から太陽の距離が1 au)と太陽系でも内側となるが、到着点が外側であればうまく外側でできたであろうコンドライト隕石母天体に取り込まれるし、内側由来の酸素同位体組成を外側でも保持できる可能性もある[48]。本節では著者の知りうる限りのモデルを散発的に紹介してきた。以前は検討されていたが近年ではあまり見かけなくなった説の行く末を知りたい読者や、コンドリュール形成史を紐解きたい熱心な読者には、レビュー論文として[10]や[49]などがお薦めである。

### 3. 微惑星での熱進化

隕石はコンドリュール以外にも多様な鉱物から構成されているが、熱による変成を経験した鉱物を含むこともある[1]. コンドリュールがその形成後に到達する隕石母天体中で生じた熱は、コンドリュール形成とは別となる初期太陽系で起こったもう一つの加熱現象によるものである。隕石内の鉱物の多様性は、飛来元である天体や隕石母天体の形成進化過程や場所にもよる。水質変質や熱変成によって生じた二次鉱物を調べることで、隕石が経験した当時の環境を推測することが可能となる[2]. 隕石母天体内部で変成が生じたということは、何らかの原因によって加熱を受けたことを意味する。本節では、隕石母天体内での加熱過程、微惑星の熱進化に触れる。

隕石の飛来元となった天体を推理することは難しいが、サンプルリターンミッションにおいてはその限りではない。はやぶさミッションによって採取された小惑星イトカワの微粒子を分析した結果、普通コンドライト隕石に近いことがわかっている[50]. はやぶさ2ミッションによって得られた小惑星リュウグウの微粒子は初期分析中であるが(本稿執筆2021年12月時点)、探査機によるリモートセンシング観測結果から炭素質コンドライト隕石に近いであろうと思われる[51]. サンプルリターンミッションで対象となったどちらの小惑星も直径が1 km未満と小さい上、再集積してできた小惑星(ラブルパイル天体)であることから、元になった天体はより大きかったものと考えられる。本節では、これらの微粒子や隕石の飛来元になった母天体の大きさを推測する試みにも触れる。

微惑星(隕石母天体)の主要な熱源として考えられているものは、短寿命放射性核種の壊変熱である。とある不安定な同位体元素は別の元素に壊変することが知られており、そのような元素は放射性元素と呼ばれている。壊変の際に放出されるエネルギー(熱)が微惑星の内部加熱の要因だと考えられている[52]. 放射性元素が壊変して半分になる時間のことを半減期と呼ぶが、その長さに応じて短寿命と長寿命の2種類に分類される。本節での微惑星の熱進化が対象とする時期は初期太陽系の数100万年間であるため、短寿命放射性元素による加熱の方が長寿

命放射性元素の加熱よりも効く[53]. 短寿命放射性核種の中でもその存在量などから $^{26}\text{Al}$ による加熱が有力であると考えられている。なお、衝突による加熱の痕跡も隕石中に確認されるが、局所的なものに留まるため微惑星の熱進化としては本節では取り扱わない。微惑星の形成時期や大きさに応じた熱進化過程の違いを順に紹介していく。3.1節では一般的な微惑星の熱進化、3.2節ではより複雑な微惑星の熱進化、3.3節で成長を考慮した微惑星、をそれぞれ取り扱う(図1右側参照)。

#### 3.1 微惑星の熱進化と拡散方程式

なにもない空間にポツンと存在する球を思い描いて頂きたい。それが本節で扱う微惑星、初期太陽系に存在した天体の姿である(図1). 外部からの影響を受けず、内部からの熱源のみで温まって冷えていく。微惑星の形成過程が未解明であり最初の形状が不明なことから、微惑星の熱進化を考える際には球対称の固体天体として扱うことが多い。このため、比較的簡単な式で解くことができる。本節では岩石のみからできている岩石微惑星に関する熱進化について述べる(水氷を含んだ場合は3.2節にて)。

さて、ほんの少しだけ物理数学の話をするので、就学していた頃を思い出して頂きたい。ここに一本の棒があったとして、棒の真ん中の温度が両端の温度よりも高いとする。さて、棒はどうやって冷えていくのであろうか。棒の大きさはどのくらいですか? その棒の物性値は何ですか? 温度条件はどうなっているのですか? こういった疑問が湧いてくる方は是非、微惑星の熱進化の研究にも手をつけていただきたい。微惑星の場合での先程の疑問に対する誰もが納得できる答えはない。なぜなら、誰も見たことがないからである。今後、微惑星の熱進化の研究に触れる際には注意してもらいたい。ちなみに、棒の冷却過程は拡散方程式と呼ばれる式を解くことでわかる。

微惑星の熱源として有力な短寿命放射性核種である $^{26}\text{Al}$ は半減期72万年で $^{26}\text{Mg}$ へと壊変する。この際に放出されるエネルギーが全て熱に変わると仮定することで、ようやく微惑星を温めることができる。先述の拡散方程式に壊変熱の加熱に関する項を一つ加えるだけで良く、ある条件下であれば解析的に解くこともできる[54]. 前述のように微惑星が未



知という点が問題となるため、実際には数値計算を用いることが多い。微惑星の大きさがわからないなら様々に仮定して解けば良く、物性値や温度条件も同様である(パラメータとして解く、という)。さらには、重要な熱源である $^{26}\text{Al}$ の量(初生比 $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ )、最初にどれだけの熱源を持っていたかは微惑星が形成された時期で決まる。微惑星の大きさ以上に形成時期が不明であるため、こちらもパラメーターとして数値計算で調べる必要が出てくる。

CAIsから推定されている初期太陽系での初生比と合わせて(CAIsは1節参照)、なぜ短寿命核種の中でも $^{26}\text{Al}$ が熱源なのかという疑問にここで答えたい[e.g., 55]。比較としてここでは $^{60}\text{Fe}$ をあげる。 $^{60}\text{Fe}$ も半減期260万年で $^{56}\text{Fe}$ へと壊変する短寿命放射性核種であり、壊変時の原子1個当たりのエネルギーは $^{26}\text{Al}$ と同程度である。太陽系元素存在度からFeの存在比はAlよりも10倍程度大きい。しかしながら、初期太陽系での $^{60}\text{Fe}/^{56}\text{Fe}$ の初生比は大きく見積もっても $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ の100分の1以下である。結果として、 $^{26}\text{Al}$ の壊変熱の方が卓越するため $^{60}\text{Fe}$ を考慮することは少ない[55]。

微惑星熱進化から微惑星の大きさを探った研究はいくつかある。ここでは一例として小惑星イトカワの母天体に関連した研究をとりあげる[56]。彼らはイトカワ微粒子が経験した温度と時間を再現するために必要な母天体の姿を明らかにするために拡散方程式を数値計算で解いた。イトカワ微粒子が普通コンドライト隕石に近いことから、その隕石の物性値を仮定した。800度以上1000度未満を経験しつつ、太陽系形成から760万年後にも700度を保っていたというイトカワ微粒子の観察結果がある。これを満たすためには、太陽系形成から約200万年後に半径20 km以上の大きさでイトカワ母天体が形成されていたことがわかった。イトカワ母天体の大きさの最小値にしか言及できていないのは、これ以上大きくとも中心の温度、微惑星の最高到達温度には差は出てこないからである<sup>4</sup>。一般的な普通コンドライト隕石の物性値を使った場合、微惑星内部の最高到達

温度に影響が出てくる微惑星の半径は20–30 kmである。これ以上大きい天体の熱進化で違いが出てくる点は天体内部の冷却速度ぐらいである。大きな天体のほうが熱を内部に維持できる期間が長くなるというのは、同じ温度だとしても浴槽のお湯が冷えにくくコップの中のコーヒーが冷めやすいのと同様である。冷却のタイミングは微惑星の内部でも深さによって異なる。このことを用いて、隕石中の二次鉱物の年代とその形成温度を対応させることで、隕石母天体の大きさだけではなく形成時の深さまで特定することが可能となる[57, 58]。

太陽系形成直後に形成された微惑星の内部温度は岩石が溶融するほどの高温に達することができる。このような微惑星では、溶融した物質が内部に沈み込みコアを形成して分化すると考えられている[59–61]。前述のように加熱の重要な鍵となるのは形成時期であるため、微惑星の大きさが数 kmであっても(部分)溶融の可能性はある[62]。早期に形成されて分化した微惑星というのは、机上の空論ではない。鉄ニッケル合金を主成分とする鉄隕石が存在しているが、鉄隕石を作るためには鉄隕石母天体が分化していたと考えられている。分析結果からは分化した時期(鉄コア形成の時期)は太陽系形成から70–290万年後と幅はあるものの、最も早く分化するためには10–30万年後頃には鉄隕石母天体が形成されたと推測されている[60, 61]。普通コンドライト隕石に近いイトカワ母天体の形成よりだいぶ前に、鉄隕石母天体が形成されていたことになる。

このように微惑星の大きさや形成時期( $^{26}\text{Al}$ の量)で熱進化過程は様々に変化する。とはいえ、一次元熱拡散方程式を解くだけであれば、もう熱進化の研究は終わったのでは? やる意味はないのでは? 実際にそう言ってくる方もいたし、疲れたときの著者ですらそう思うこともある。そう思わない読者は是非次節以降も読んで頂きたい。隕石との関連や微惑星の成長過程から、もう少しだけ微惑星の熱進化ではやるべきことが残っている、と疲れていないときの著者は考える。

### 3.2 含水微惑星での熱進化

初期太陽系で微惑星は $^{26}\text{Al}$ の壊変熱による加熱で温まって冷えていく。これが微惑星の熱進化の基

<sup>4</sup>熱拡散を無視できる極限を想定すると微惑星が到達可能な温度(最高到達温度, K)は、微惑星が形成した際の単位質量あたりの $^{26}\text{Al}$ の壊変熱(J/s/kg)を比熱(J/kg/K)で割った値に時間の項(s, ~100万年)を適切に掛けることで得ることができる。

礎であるが、前節で取り扱わなかった熱に関する重要な項目が二つある。一つは水氷の存在、もう一つが化学反応である。後者の中でも水質変質では、液体の水と岩石の反応や液体の水からの析出によって二次鉱物が生じる。これらは炭素質コンドライト隕石には普遍的に見られる鉱物であり、以前は水氷を含んでいたであろう小惑星(リュウグウやベヌーなどのC型小惑星)との関連性を考える上では欠かせない。そこで本節では水氷を含む含水微惑星に関する熱進化について述べる。

初期太陽系のある時期に形成された同じ大きさ(体積)の微惑星として、含水微惑星と岩石のみから構成される岩石微惑星を考えてみる。含水微惑星では水氷を含むために岩石の体積が岩石微惑星に比べて少ないため、結果として<sup>26</sup>Alの量も少なくなる(Alを含む水氷は考えにくいので、Alは岩石にのみ含まれると仮定している)。このために到達できる温度は含水微惑星よりも岩石微惑星の方が高くなる。たとえ、含水微惑星の内部で氷が融ける温度(圧力による融点の違いを無視すれば摂氏0度)にまで達することができたとしても、ここで氷を融かすために熱が使われてしまう(水氷の潜熱)。氷の溶融にどの程度の熱が使用されるかは含水微惑星に含まれている水氷の量(含水量)にもよるが、総じて含水微惑星の方が岩石微惑星よりも低い温度にまでしか達することができない(図1右側参照)。

氷と岩石は接していても反応しないが、液体の水と岩石では化学反応が生じることがある。実例を示すために、少しだけ炭素質コンドライト隕石中の鉱物に触れる。コンドライトの主成分でもある珪酸塩鉱物は、コンドライト隕石でも主要鉱物であり石基中にも多い。液体の水と接して水質変質を経験すると異なる鉱物、(鉱物の層と層の中に水分子を含む)層状珪酸塩鉱物へと置き換わる。水質変質を経験した炭素質コンドライト隕石中ではよく見られる鉱物であり、水質変質の程度が大きいとコンドライトもその形状のみを残して二次鉱物に置き換わることもある[63]。さて、珪酸塩鉱物が層状珪酸塩へと置き換わった際の化学反応を推測すると、その水質変質は発熱反応だとわかる[55, 64, 65]。含水微惑星内で水質変質が生じると、新たな熱源となって内部の温度が上昇するのである。ここで注意したい点

は、すべての化学反応が温度上昇に寄与するわけではない。例えば、更に温度が上昇して600度近くに達した場合には、層状珪酸塩鉱物から水が抜ける脱水反応が生じる[66]。こちらの化学反応は吸熱反応となるため、逆に温度上昇を妨げる役割を果たす[55]。

含水微惑星の熱進化では、氷の溶融のために温度上昇が抑制される一方、液体の水によって水質変質が生じた場合には温度上昇に貢献が得られる。温度上昇が継続してしまうと脱水反応によって再び温度上昇が抑制されるため、含水微惑星の熱進化は一筋縄ではいかない。さらに付け加えると、変成を受けた隕石中の二次鉱物は多岐にわたるため、実際の系はさらに複雑である。そもそも実際の鉱物の大きさ(マイクロメートルからミリメートル)と比べてもだいぶ大きいスケール(どんなに頑張ってもメートルまで)でしか計算できない微惑星の熱進化では、二次鉱物の再現には困難が付きまとう。しかしながら、二次鉱物が生成した際の温度と時期を測定によって知ることが可能なため、微惑星の熱進化を用いて隕石母天体の形成時期を制約することができる。ここでは一例として、炭素質コンドライト隕石に含まれる炭酸塩鉱物についての研究をとりあげる[67]。放射性同位体元素を用いた年代測定から太陽系形成から430-570万年後に炭酸塩鉱物が形成されたこと、その形成には20度~120度以上が必要ことがわかった。この温度と時期を同時に達成可能な含水微惑星は太陽系形成から300万年後に形成される必要があることを微惑星の熱進化の計算から突き止めた[67]。同様の研究は別の炭素質コンドライト隕石中の二次鉱物に対しても行われている[68]。炭素質コンドライト隕石母天体の形成年代を推測するという重要な研究を行う上で、含水微惑星の熱進化はまだまだ欠かせない。

### 3.3 成長する微惑星での熱進化

前節までは微惑星が瞬間的に形成されたという仮定をおいた上での熱進化を紹介してきた。その理由の一つが、熱進化で取り扱う時間スケールが数100万年単位であるためである。もしも微惑星が初期太陽系星雲内での不安定性によって形成された場合には、太陽の周りを一周する程度の時間(一周

期; 地球の場所であれば1年, 木星の場所であれば12年)で形成される[69]. 熱進化の時間スケールに比べると非常に短いため, 微惑星の熱進化では形成された微惑星を考慮することが多い. 微惑星の形成過程がよくわかっていないとはいえ大雑把な仮定ではある. 本節では, 微惑星が形成しながら熱進化をした場合はどうなるかを考慮した研究について簡単に触れたい.

成長過程を考慮した微惑星の熱進化であっても, 基本的には前節までと変わらず球対称な微惑星を取り扱う. そのため, 単位時間当たりの微惑星の半径がどれだけ増加していくかが新たなパラメーターとして加えられる(布団の中で温まろうとしている最中に上から冷たい毛布が追加されることを想像してもらいたい, 図1右下参照). 熱進化の途中である微惑星表面にある温度の質量(体積)と熱源( $^{26}\text{Al}$ )が増えていったとしても, 半径30 km以上の大きさを持つ微惑星では内部の最高到達温度は変わらない(3.1節参照). 微惑星の大きさが大きいほど, その後の成長過程は内部の温度進化には影響しなくなる. しかしながら, 初期微惑星の半径が小さかった場合には, 成長過程を考慮することで熱進化には大きな影響があり[70], 鉄コアの形成などの分化を考慮する際には重要となる[62, 71]. ちなみに, 鉄コア形成によって初期に保持していた空隙が減ったり焼結が生じたりした場合には, 微惑星の全体の大きさが縮むことになり, このことはその後の熱進化に影響を与える[58, 62].

成長中の微惑星表面に追加された物質に対しては, 鉄コアの有無が重要になってくる. 地球の鉄コアでのダイナモと同じ原理で磁場が発生した場合は特にそうである. 岩石の溶融が起こるほどの高温に達した微惑星内では鉄のコアが形成されて分化が起き, その状況によっては磁場を発生させる可能性がある[72-74]. 微惑星の成長を考慮した場合には, その成長速度に応じて鉄コアの大きさが異なるため, 磁場の強さに大きな影響がでることがわかってきた[71]. このような天体由来磁場の痕跡を保持しているのは鉄隕石だけではない[75]. 未分化のコアをもたない天体由来だと考えられている(た)コンドライト隕石でも確認されている[74, 76, 77]. もし鉄コアによる磁場を保持している微惑星が成長を続けてい

た場合には, 降り積もった未分化の物質は磁場を記録できるようになる[78, 79]. 磁場の起源が鉄コアであった場合には, 成長する微惑星での熱進化と隕石から測定された磁場の強さを考慮することで, 隕石母天体の成長過程に制約を与えることができるようになってきた.

## 4. コンドリュール・微惑星から隕石・小惑星まで

本稿ではコンドリュール形成モデルと微惑星の熱進化モデルと, 初期太陽系星雲内の二つの加熱現象を簡単に紹介してきた. 最後の本節では両者を結ぶために必要な時間や形成場所の話題, 隕石・小惑星へと至る過程について触れる. もうしばらくお付き合いいただければ幸いである.

まずは, コンドリュール形成と隕石母天体(微惑星)の形成時間の話から始めよう. 本稿で出てきた時間( $t$ )に関する話を太陽系生成時=CAIs形成時を基準にまとめると, 以下のようになる(図2).

- (a)  $t = 0$ ; CAIs形成(現在から45.67億年前)
  - (b)  $t = 10\text{--}30$ 万年後; 分化隕石母天体形成
  - (c)  $t = 100\text{--}500$ 万年後; コンドリュール形成期間
  - (d)  $t = 200$ 万年後; 未分化隕石母天体形成
  - (e)  $t = 400$ 万年後; 隕石母天体内での二次鉱物形成
- コンドリュール形成に微惑星が関わっている可能性はあるようにもみえるし, ないようにもみえる. 早期に形成された微惑星は高温になっている可能性が高いため(3.1節), 高温(溶融)微惑星の衝突には都合が良いようにも見える(2.1節). その一方で, コンドリュールは未分化の隕石から見つかっているため(未分化隕石母天体由来), 分化している可能性をもつ早期形成の微惑星は好ましくない可能性も残る. もしも, 微惑星の表面が未分化のままの状態であったり, 未分化物質が降り積もっている状態であったりする場合は微惑星衝突であればコンドリュール形成も可能である[19]. 低温状態で未分化の微惑星同士の衝突の方がコンドリュール形成には好ましい[19, 20, 24].

隕石中の同位体比測定により, 初期太陽系星雲がなんらかのメカニズムで二分化されていたことが示唆されている[40]. もし, 巨大ガス惑星(コア)によ



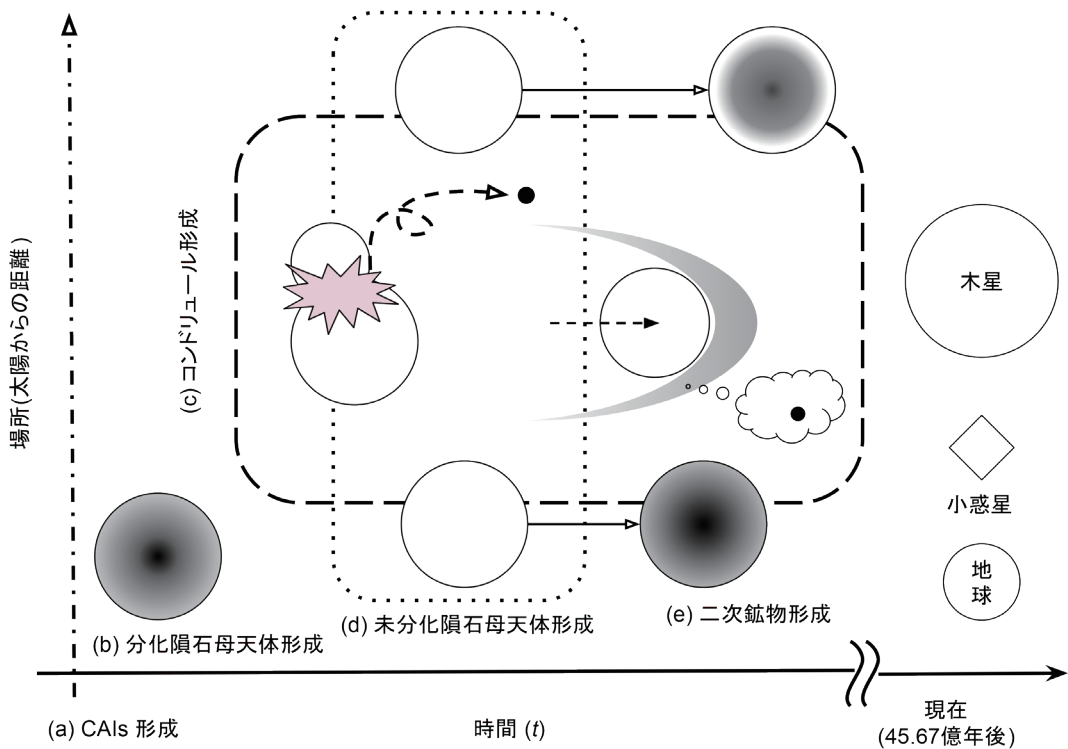


図2: コンドリュール形成と微惑星熱進化の時間と場所の概要図(4節)。横軸は時間、縦軸は場所を表している(天体の大きさなどはスケール通りではない)。

て太陽系内物質が二分されていた場合には、二分された後で隕石母天体が形成されると隕石の同位体比を説明可能である。コンドリュール形成の前までに巨大ガス惑星のコアが形成されていた場合には、微惑星の分化・未分化の状態に関わらず衝撃波モデル(bow shock)によるコンドリュール形成も可能となる[34–36]。二分化された時期とその機構が明らかになれば、より詳しいコンドリュール形成と微惑星形成の描像が明らかになるであろう。

コンドリュールが初期太陽系星雲内のなんらかの加熱過程で形成されたとしよう。その後、未分化隕石の母天体に取り込まれるまでには時間が空いている。コンドリュールの年代測定の結果[4–7]、熱進化計算から示された二次鉱物を形成するための隕石母天体の形成時期[67, 68]、この二つから推測するに少なくとも100万年間の時間が空いている[80]。さらには、一つのコンドライト隕石中でも幅広い年代を示すコンドリュールが含まれることもある[26]。し

かしながら、100万年間もコンドリュールが太陽系星雲内に留まれるのかは甚だ怪しい。原始惑星系円盤中での1 mmサイズのダスト粒子は10万年程度の時間で動径方向に移動する [81]。せっかく形成されたコンドリュールは動径方向に移動して、微惑星に取り込まれる前に太陽に向かって移動していく可能性が高い。コンドリュールの酸素同位体組成の測定結果からは同じような組成を持つ場所で形成されて、異なる場所で形成されたものは混ざっていないとも示唆されている[82]。もし動径方向への移動があったとしても同じ大きさの物質であれば同じような時間スケールに動くため、どこか一か所に留める機構があれば良いことになる。例えば、円盤での乱流が弱かったり円盤構造が比較的平らだったり条件によってはコンドリュールを太陽系星雲内に100万年間留めておくことが可能そうである[83]。その後、コンドリュールは一つのダストとして振る舞って微惑星を形成したり[69]、既存の微惑星表面に降り積もった

りすることになるであろう[84].

大雑把な時間的な視点からは、微惑星ができてコンドリュールができて、それが微惑星に取り込まれて隕石母天体となってから小惑星へと進化していった(図2). と簡単に書けるが、ここには場所という視点が抜けているので、少し補強を試みる。コンドリュールと微惑星の形成場所を議論するために、ここでは磁場を取り上げてみる。強い磁石にクリップをくっつけるとクリップ自体が磁石になる。これと似たような仕組みで、磁場の存在下では特定の鉱物(磁鉄鉱)は磁場の情報を記憶することができる。この情報は残留磁化と呼ばれ、その鉱物がある温度(キュリー温度)付近を下回った際に獲得できる。もう一度その温度を経験すると以前の情報は消えてしまうことには注意が必要である。3.3節で述べたように、未分化隕石であるコンドライト隕石中の鉱物でも残留磁化を示す鉱物が発見されており[74, 76, 77], その強度や向きから微惑星内での磁場を発生させる鉄コアの存在を示唆するものもある[75, 78]. その一方で、コンドリュールの残留磁化は明確に初期太陽系星雲内での磁場の存在を示すものと言える[85].

コンドリュールが残留磁化を獲得できそうな場所と時間は、初期太陽系星雲内でコンドリュールが加熱形成された時であろう。このことが確かめられた上、示唆された原始太陽系星雲内の磁場の強さは炭素質コンドライト隕石中のコンドリュールと普通コンドライト隕石中のコンドリュールで同程度であった[85]. 普通コンドライト隕石と炭素質コンドライト隕石は形成場所が異なっていたであろうことが同位体組成から指摘されている[40]. もしコンドリュールの形成年代と初期太陽系の磁場の強さ(太陽系内ガスの散逸過程に由来)を同時に測定できれば、コンドリュールはもちろんのことコンドライト隕石母天体の形成場所も明らかにすることができる可能性が高い。ただし、前段落で述べたようにコンドリュールの形成時期とコンドライト隕石母天体の形成年代に差はあるため、形成場所が同じとは限らないことには注意が必要であろう。とはいうものの、別のコンドライト隕石中で発見されたコンドリュール以外の鉱物も、微惑星の鉄コア起源の磁場よりも初期太陽系星雲内での磁場の存在を支持している[86]. コンドリュールと微惑星は似たような磁場の強さの場所で

形成された可能性もあるため、半径数10 km以上の隕石母天体の内部にまで影響を及ぼすことができる初期太陽系の磁場の強さがわかれば、コンドリュールと隕石母天体の形成場所も明らかになるかもしれない。その一方で、現時点では小惑星の磁場の情報はほとんどないため[87], 今後の探査ミッションにも期待したい。

本稿ではコンドリュールの形成過程や隕石母天体の熱進化過程に関する研究を述べてきた。過去の情報が完全ではないため仕方がないことではあるが、どちらの過程でも様々な仮定をおいている。少しでも仮定を減らすことができればさらなる研究の進展が望める。コンドライト隕石は初期太陽系の情報を持つ貴重な化石である一方で飛来元の天体が不明であるという欠点がある。サンプルリターンミッションでは小惑星とリターンサンプルの両方の情報が得られる重要な機会であるため、今後も継続してもらいたい。現在分析中であるリュウグウや今後分析されるであろうバヌーのサンプル分析の結果から、元になった天体の進化過程が明らかになると著者は大いに期待している。ただ、どちらも再集積した小惑星にみえるため大元になった天体を探るためにはいくつかの仮定を置く必要があるであろう。本稿で述べたようにコンドライト隕石は必ずしも太陽系内で最初にできた天体から飛来しているものではなくさそうである。もしも、最初にできた微惑星を見つけることができれば、さらなる研究の発展が望めるのではなからうか?そのような試みが達成されることを強く願う。

最後に、ここまで読んでいただいた読者の方々、本稿の執筆の声掛けをくださったゲストエディターの奥住聡氏、初稿の確認などをくださった遊星人編集長の三浦均氏、そして本稿を査読くださった城野信一氏に感謝します。

## 引用文献

- [1] Krot, A. N. et al., 2014, in *Meteorites and Cosmochemical Processes*, 1.
- [2] Scott, E. R. D. and Krot, A. N., 2014, in *Meteorites and Cosmochemical Processes*, 65.
- [3] 牛久保孝行, 2016, *遊星人* 25, 8.

- [4] Kita, N. T. and Ushikubo, T., 2012, MAPS 47, 1108.
- [5] Nagashima, K. et al., 2017, GCA 201, 303.
- [6] Pape, J. et al., 2019, GCA 244, 416.
- [7] Connelly, J. N. et al., 2012, Science 338, 651.
- [8] Wasson, J. T. et al., 1995, GCA 59, 1847.
- [9] Akaki, T. et al., 2007, ApJL 656, L29.
- [10] Desch, S. J. et al., 2012, MAPS 47, 1139.
- [11] Kokubo, E. and Ida, S., 2000, Icarus 143, 15.
- [12] Melosh, H. J., 1989, Impact Cratering (Oxford Univ. Press, New York).
- [13] Ueda, T. et al., 2001., Earth Planets Space 53, 927.
- [14] Asphaug, E. et al., 2011, EPSL 308, 369.
- [15] Sanders, I. S. and Scott, E. R. D., 2012, MAPS 47, 2107.
- [16] Sanders, I. S. and Scott, E. R. D., 2018, in Chondrules: Records of Protoplanetary Disk Processes, 361.
- [17] Alexander C. M. O. 'D. et al., 2008, Science 320, 1617.
- [18] Budde, G. et al., 2016, PNAS 113, 2886.
- [19] Johnson, B. C. et al., 2015, Nature 517, 339.
- [20] Wakita, S. et al., 2017, ApJ 834, 125.
- [21] Dullemond, C. P. et al., 2016, ApJ 832, 91.
- [22] Hasegawa, Y. et al., 2016, ApJ 816, 8.
- [23] Oshino, S. et al., 2019, ApJ 884, 37.
- [24] Wakita, S. et al., 2021, Icarus 360, 114365.
- [25] Krot, A. N. et al., 2005, Nature 436, 989.
- [26] Bollard, J. et al., 2017, Science Advances 3, e1700407.
- [27] Fedkin, A. V. et al., 2015, GCA 164, 236.
- [28] Oulton, J. et al., 2016, GCA 177, 254.
- [29] 武藤恭之, 2019, 遊星人 28, 190.
- [30] 野村英子, 2019, 遊星人 28, 200.
- [31] 三浦均, 2005, 遊星人 14, 4.
- [32] Boss, A. P. and Durisen, R. H., 2005, ApJL 621, L137.
- [33] Morris, M. A. et al., 2016, MAPS 51, 870.
- [34] Boley, A. C. et al., 2013, ApJ 706, 101.
- [35] Mann, C. R. et al., 2016, ApJ 818, 103.
- [36] Hood, L. L. et al., 2009, MAPS 44, 327.
- [37] Nie, N. X. et al., 2021, Science Advances 7, eabl3929.
- [38] Boss, A. P., 2017, ApJ 836, 53.
- [39] Bodenan, J.-D. et al., 2020, ApJ 901, 60.
- [40] Kruijer, T. S. et al., 2017, PNAS 114, 6712.
- [41] Herbst, W. and Greenwood, J. P., 2016, Icarus 267, 364.
- [42] Desch, S. J. and Cuzzi, J. N., 2000, Icarus 143, 87.
- [43] Güttler, C. et al., 2008, Icarus 195, 504.
- [44] Johannsen, A. and Okuzumi, S., 2016, A&A 609, A31.
- [45] Koch, T. E., et al., 2021, MAPS 56, 1669.
- [46] 鈴木建, 2009, 遊星人 18, 147.
- [47] Salmeron, R. and Ireland, T. R., 2012, EPSL 327, 61.
- [48] Ireland, T. R. et al., 2016, MetSoc 79, 6240.
- [49] Connolly, H. C. and Jones, R. H., 2016, JGR 121, 1885.
- [50] Nakamura, T. et al., 2011, Science 333, 1113.
- [51] Sugita, S. et al., 2019, Science 364, 6437.
- [52] Gail, H.-P. et al., 2014, in Protostars and Planets VI, 571.
- [53] Gail, H.-P. and Tieloff, M., 2019, A&A 628, A77.
- [54] Carslaw, H. S. and Jager, J. C., 1959, Conduction of heat in solids (Oxford: Clarendon Press).
- [55] Wakita, S. and Sekiya, M., 2011, EPS 63, 1193.
- [56] Wakita, S. et al., 2014, MAPS 49, 228.
- [57] Harrison, K. P. and Grimm, R. E., 2010, GCA 74, 5410.
- [58] Henke, S. et al., 2012, A&A 545, A135.
- [59] Kruijer, T. S. et al., 2013, EPSL 361, 162.
- [60] Kruijer, T. S. et al., 2014, Science 344, 6188.
- [61] Neumann, W. et al., 2018, JGR 123, 421.
- [62] Neumann, W. et al., 2012, A&A 543, A141.
- [63] Brearley, A. J., 2006, in Meteorites and the Early Solar System II, 584.
- [64] Grimm, R. E. and McSween, H. Y., 1989, Icarus 82, 244.
- [65] Cohen, B. A. and Coker, R. F., 2000, Icarus 145, 369.

- [66] Nozaki, W. et al., 2006, MAPS 41, 1095.
- [67] 藤谷 渉 ほか, 2012, 遊星人 21, 350.
- [68] Doyle, P. M. et al., 2015, Nature Communications 6, 1.
- [69] Johansen, A. et al., 2014, in Protostars and Planets VI, 547.
- [70] Merk, R. et al., 2002, Icarus 159, 183.
- [71] Dodds, K. H. et al., 2021, JGR 126, e2020JE006704.
- [72] Weiss, B. P. et al., 2021, Science Advances 7, eaba5967.
- [73] Bryson, J. F. J. et al., 2019, EPSL 521, 68.
- [74] Bryson, J. F. J. et al., 2019, JGR 124, 1880.
- [75] Maurel, C. et al., 2021, GRL 48, e2020GL091917.
- [76] Carporzen, L. et al., 2011, PNAS 108, 6386.
- [77] Shah, J. et al., 2017, EPSL 475, 106.
- [78] Elkins-Tanton, L. T. et al. 2011, EPSL 305, 1.
- [79] Weiss, B. P. and Elkins-Tanton, L. T., 2013, Annual Review of Earth and Planetary Sciences 41, 529.
- [80] Desch, S. J. et al., 2018, ApJS 238, 11.
- [81] Nakagawa, Y. et al., 1986, Icarus 67, 475.
- [82] Herwig, A. T. et al., 2019, GCA 253, 111.
- [83] Taki, T. and Wakita, S., 2021, submitted.
- [84] Matsumoto, Y. et al., 2017, ApJ 837, 103.
- [85] Borlina, C. S. et al., 2021, Science Advances 7, eabj6928.
- [86] Fu, R. R. et al., 2021, AGU advances 2, e2021AV000486.
- [87] Henrick, D. et al., 2020, JGR 125, e2019JE006035.

# 特集「新・惑星形成論」 新・地球型惑星形成論

荻原 正博<sup>1</sup>

2021年12月16日受領, 査読を経て2022年1月13日受理

(概要) 系外惑星観測や原始惑星系円盤観測の進展に後押しされ, 惑星形成理論は大きな進展を果たし, また地球型惑星形成の理論研究も重要な進歩を遂げた. 本稿ではまず, 太陽系地球型惑星形成理論モデルの構築にあたり, 太陽系のどのような特徴を説明する必要があるのかを簡単に整理する. 次に, これまでの地球型惑星形成モデルでは何が説明できているのか, そして新たな惑星形成モデル(主にグラントラックモデルおよび円盤風を考慮した円盤進化モデル)で何が説明できるようになったのかを概括する. 更に, 太陽系地球型惑星と太陽系外惑星の特徴を比較し, 相違点を含めた特徴を説明可能な汎惑星形成理論の構築に向けた今後の展望についても議論する.

## 1. はじめに

地球型惑星形成は太陽系形成理論において核となる部分の一つであり, 1960-1970年代に太陽系形成理論の構築が開始されたときから検討されてきた. 本格的な惑星形成 $N$ 体計算が開始された1990-2000年代以降には, 軌道進化や惑星成長が詳細に議論できるようになり, 微惑星からの地球型惑星形成の基本的な描像が明らかになった. そして2010年代になると, 惑星形成理論研究にいくつかの大きな進展があった. 地球型惑星形成に関連する過去10年の重要な発展として, グラントラックモデル・円盤風を考慮した円盤進化モデル・ペブル集積モデルの提案が挙げられる. 本稿では主にこれらに注目した上で, 惑星形成理論が専門でない方々に読んでいただくことを念頭に, 最新の地球型惑星形成理論を概観したい<sup>1</sup>.

1. 東京工業大学 地球生命研究所  
ogihara@nagoya-u.jp

1. 上海交通大学 李政道研究所

1. 国立天文台 科学研究部

## 2. 太陽系地球型惑星の特徴

太陽系地球型惑星の特徴についてまとめる. 地球型惑星形成理論の構築にあたっては, 惑星形成 $N$ 体計算によって系の特徴を再現し得るか否かが重要な指標となる. その特徴として, 軌道長半径や質量及び個数といった基本的なものに加えて, 以下の特徴も重要視される.

### (a) 軌道離心率と軌道傾斜角

軌道離心率は軌道状態を表す重要な指標である. 惑星それぞれの離心率(水星=0.2, 金星=0.007, 地球=0.02, 火星=0.1)に加え, 以下の式で表されるAMD(Angular Momentum Deficit)が軌道の励起状態を定量的に示す指標として用いられる[3].

$$AMD = \frac{\sum_j m_j \sqrt{a_j} (1 - \sqrt{1 - e_j^2} \cos i_j)}{\sum_j m_j \sqrt{a_j}}. \quad (1)$$

<sup>1</sup>それ以前の研究については他の日本語の解説[1, 2]を参照いただき, それらにはほとんど立ち入らないことをご容赦いただきたい.



ここで  $m$ ,  $a$ ,  $e$ ,  $i$  はそれぞれ質量, 軌道長半径, 軌道離心率, 軌道傾斜角である. この指標は, 全ての惑星が円軌道かつ同一平面軌道を持つ場合と比較してどの程度系が力学的に励起されているかを表す. 太陽系地球型惑星は  $AMD=0.0018$  と小さい.

### (b) 質量分布

太陽系地球型惑星の特徴として, 太陽からの距離 1 au 付近に質量が集中している点がよく注目される. 質量集中度合いを表す指標として RMC (Radial Mass Concentration) が用いられる [4].

$$RMC = \max \left( \frac{\sum_j m_j}{\sum_j m_j (\log_{10} \sqrt{a/a_j})^2} \right). \quad (2)$$

右辺の括弧内は  $a$  についての関数であり, RMC の値は  $a$  を変化させた上での最大値である<sup>2</sup>. 太陽系地球型惑星は  $RMC=89.9$  と大きな値をとる. 一方, 等質量の惑星が  $a = 0.5 - 2$  au の間に等間隔で存在する場合 (即ち, 局在していない場合) には, RMC が 20 以下 (値は配置にも依る) とより小さくなる. RMC の大きさにも表れていることだが, 金星 (0.8 地球質量) と地球 (1 地球質量) と比較して水星 (0.06 地球質量) と火星 (0.1 地球質量) の質量が小さいことを説明することも必要となる. 更に, 水星軌道以内や火星軌道以遠に惑星が存在しないことも質量分布の特徴である.

### (c) 形成年代

月の石や隕石などの同位体分析によって, 惑星の形成年代が見積もられている. 月を形成した巨大衝突のタイミングは, W 同位体分析などにより CAI 形成後およそ 50–150 Myr と比較的遅かったと考えられている [6–8]<sup>3</sup>. また Hf–W 同位体分析によって, 火星の形成は 2 Myr 以内には完了したとされる [9].

### (d) 組成

惑星それぞれの組成情報も惑星形成計算の成功

条件としてしばしば参照される. 地球の組成としては, 水量が一つの指標になる. コアやマントル中に海水量の数倍から数十倍の水 (もしくは水素) が存在している可能性が指摘されているが [10], まだ統一した見解には至っていない. 従って, 多くの惑星形成計算では, 少なくとも海水量程度 (地球質量の 0.023%) の水が形成中もしくは形成後に地球に供給される必要があり, また形成後の供給が海水量を大きく上回ってはならないという制限を考える. またマントル中の強新鉄性元素 (HSE) の量も指標となる. 現在の地殻やマントルに存在する強親鉄性元素は, コアとマントルが分離後に地球に集積したと考えられる. これにより, 最後の巨大衝突後に生じる後期集積で地球にもたらされる質量は地球質量の 0.1–1% 程度であるとする見積りがある [11]. 他の惑星の組成としては, 水星の大きな金属コアが目すべき特徴である. 更に, 最近の惑星形成論においては隕石の同位体二分性が注目されているが, こちらは荒川氏らによる同特集記事を参照されたい.

### (e) 小惑星帯

地球型惑星形成理論では, 小惑星帯の特徴を同時に説明し得るかという点も重要視されている. 最も大きな特徴は, 小惑星は質量が欠乏しているという点である. 地球型惑星や巨大惑星のコアをならして作成された太陽系最小質量円盤と比較すると, 固体面密度で 1000 倍程度枯渇している. このように面密度が枯渇していて小惑星同士の散乱 (viscous stirring) が効きにくいにも関わらず, 小惑星の離心率や軌道傾斜角は平均 0.2 程度と大きいことも謎である. また, 太陽に近い軌道から離れるにつれて特定のスペクトル型が存在 (ゾーニング) している. 特徴的なのは, 太陽に近い軌道に S 型が, 離れた軌道には含水鉱物を含む小惑星である C 型が分布している点である.

## 3. 地球型惑星形成の従来描像

1990 年代より実行されてきた惑星形成を追う  $N$  体計算により, およそ以下のような描像で地球型惑星形成が進行すると考えられてきた. 図 1 にこれの概観を示す.

<sup>2</sup>この式が分かりづらい場合には [4] の図 14 も参考になる.

<sup>3</sup>CAI 形成後 30 Myr という見積りもある [5].

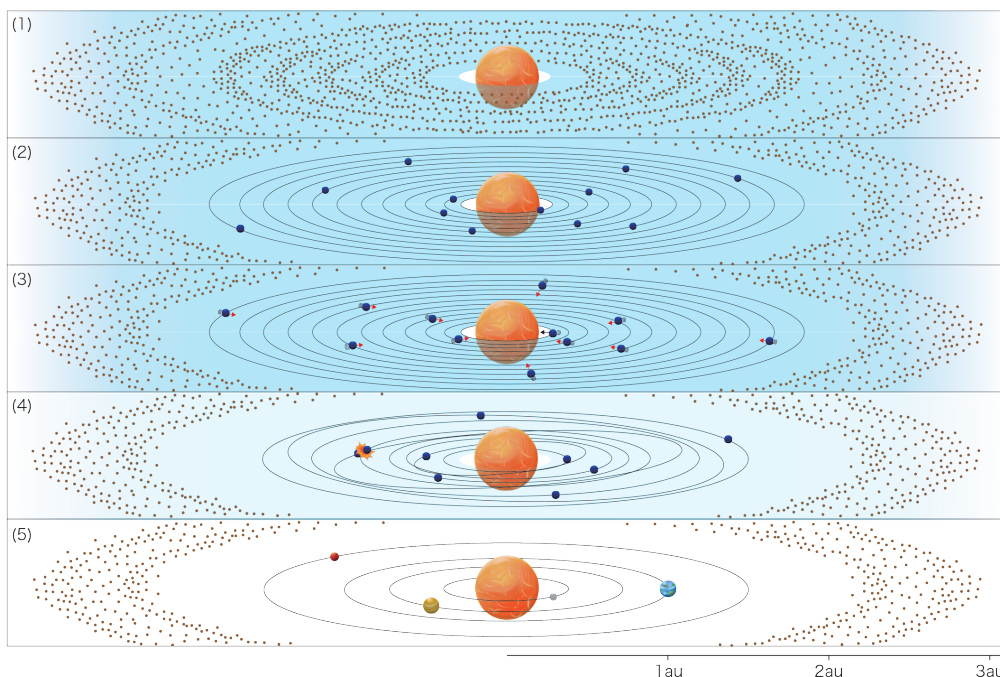


図1: 地球型惑星形成の概観. (1) 微惑星の形成, (2) 原始惑星の形成, (3) 原始惑星/惑星のタイプI 軌道移動, (4) 円盤散逸とともに軌道不安定および巨大衝突, (5) 軌道の安定化および後期集積.

- (1) 1–100 km程度のサイズの微惑星が形成する。最近では主にストリーミング不安定による微惑星形成が支持されているが、惑星形成 $N$ 体計算においては微惑星の存在は仮定する。
- (2) 微惑星が暴走成長/寡占成長を経て、原始惑星まで成長する。原始惑星の質量は微惑星や原始惑星の軌道移動が無視できる場合には孤立質量で決まり、太陽系最小質量円盤ではおよそ火星質量程度と考えられる。
- (3) 火星質量程度まで成長した原始惑星は、周囲の円盤ガスとの重力相互作用により、タイプI軌道移動<sup>4</sup>を経験する。一般的には10万年程度の短い時間スケールで内向き移動が生じ、これは太陽系地球型惑星の軌道分布を説明する大きな障害となる(惑星落下問題)。
- (4) 原始惑星系円盤の寿命である数100万年程度で原始惑星系円盤ガスが散逸し、次第に惑星同士の軌道が交差する軌道不安定状態となる。この

<sup>4</sup>火星質量程度から数倍の地球質量程度の惑星が軌道移動する物理現象。

結果、原始惑星同士が巨大衝突を起こし、同時に月が形成される。

- (5) 衝突によって惑星同士の軌道間隔が十分に(およそ10–20ヒル半径以上)拡がると、それ以上の衝突が生じない安定な軌道となる。その後、残存円盤ガスや周囲に残った微惑星からの力学的摩擦によって軌道離心率が下げられる。また、小惑星帯などに残った微惑星が惑星へ集積(後期集積)する。

以上の惑星形成プロセスを真面目に $N$ 体計算で追うと、それぞれの段階で(大規模並列計算機を使用しても)数週間から数ヶ月程度の計算時間を要する場合が多い。これが惑星形成 $N$ 体計算に取り組む一つのハードルとなる。これまでに行われた $N$ 体計算(主に円盤散逸後の(4)と(5)の段階の計算)によって、従来の地球型惑星形成モデルでは2節に記したいいくつかの特徴が再現可能であることがわかっている。

(a) 小さなAMDについては、(5)軌道不安定後の長時間進化で微惑星やガスによって離心率を減少

させることができる[12, 13]. (b)質量分布については, (4)軌道不安定の前段階で原始惑星が局所的に集中している分布が作られれば, 大きなRMCや小さな水星や火星を説明できる[14]<sup>5</sup>. 一方で, どのように局所的な分布を作るかは大きな問題である. (c)月の形成年代については, (4)軌道不安定段階を追った計算では巨大衝突は10–200 Myrの間に生じることがわかっている. 従って, 一定の確率で遅い月形成衝突を説明できるとされる[15]. (d)地球の海水量については, (5)軌道不安定後の後期集積で地球の海水量程度の水を小惑星帯にある含水微惑星から供給できると議論されている[16]. (e)小惑星帯の枯渇や軌道励起については, 例えば永年共鳴の移動によって説明できる可能性がある<sup>6</sup>とされる[17, 18]. 一方で, そのような励起を達成するにはやや恣意的な条件設定が必要とも言われている[19].

このように, 従来の惑星形成モデルにおいても複数の特徴の起源を説明できている. 一方で, (b)質量分布や(e)小惑星帯の特徴についてはうまく説明できていない, もしくは大胆な仮定に依存している. これらの問題を解決することを目指した惑星形成モデルが最近提案されており, 次節からはそれらの最新モデルを紹介する.

## 4. グランドタックモデル

グランドタックモデルとは, 原始惑星系円盤ガスが存在している段階で木星と土星が内向きに軌道移動し, 木星軌道が $a = 1.5$  au程度まで近づいた後に外向き移動へと移動の方向を転換したとする仮説である[20]. 図2に軌道移動の様子を示す. 状況設定がやや恣意的である(後述)ものの, 木星の内向き移動・土星の速い内向き移動・木星と土星の外向き移動[21]というそれぞれの素過程は流体計算によって特定の条件下で生じることが確かめられている. 太陽系最大惑星の木星が $a = 1.5 - 5.2$  auの領域を通過することによって, 現在の地球型惑星領域や小惑星帯に大きな影響を及ぼす.

ではグランドタックモデルを考えた場合に2節で見た太陽系地球型惑星の特徴は再現可能なのかをま

とめる. (a)軌道離心率やAMDが小さい点については, 従来モデル(3節)と同様に, 巨大衝突後に残った原始惑星系円盤ガスや微惑星によって説明することが可能である. 実際, 微惑星の力学的摩擦によって小さなAMDを説明できる場合があることが示されている[22]. (b)質量分布については, 木星が $a = 1.5$  auまで軌道移動することによって, 1.5 au以遠に存在する原始惑星は木星に集積・内側軌道への掃き集め・遠方への散乱のいずれかを経験し, 結果として原始惑星の集団の外側境界は1.5 au以内となる(図2(iii)参照). また原始惑星集団の内側境界が0.7 au程度であるという仮定を加えることで, 局所的な質量分布や火星が小さいことを説明することが可能である[20]. 実際に質量集中の指標でも, 初期の原始惑星分布を適当に仮定すれば, 現在の太陽系地球型惑星と類似のRMCが達成できる[22]. 但し, 水星の正確な質量までを再現するのはやや困難そうである[23]. (c)月や火星の形成年代についても, 従来モデルと同様におよそ説明可能である. 初期の原始惑星の分布によっては巨大衝突が早く完了してしまう可能性も指摘されている[23]が, 50 Myr以降の遅めの巨大衝突も一定割合で生じる. また, 火星の形成年代についても計算の設定によっては達成可能である[22]. (d)組成については, これも従来モデルと同様だが, マントル中のHSEの量を説明する計算結果が得られることが示されている[24]. 後期集積の量と最後の巨大衝突のタイミングには相関があることもわかっており, 地球マントル中のHSEの量と遅い月形成年代両方を説明できるパラメータが存在するようだ<sup>6</sup>. また巨大惑星の移動後に小惑星帯付近に残った微惑星の後期集積によって, 現在の地球海水量が説明できる[25]. (e)小惑星帯の特徴を再現することがグランドタックモデルの目的の一つである. まず, 木星が小惑星帯の領域を通過することでそこにいた微惑星を散乱及び集積することで, 質量欠乏と大きな離心率を同時に説明できる. 更に, 初期の木星軌道( $a = 3.5$  au)を境に内側軌道にS型小惑星, 外側軌道にC型小惑星を配置して計算を開始するが, 木星の移動によって小惑星帯で2つの物質が適度に混ざり, またS型小惑星とC型小

<sup>5</sup>尚, (4)軌道不安定・巨大衝突段階でRMCはあまり変化しないか, もしくは軌道散乱によってやや小さくなる.

<sup>6</sup>これらの再現が難しいという研究もある[23].

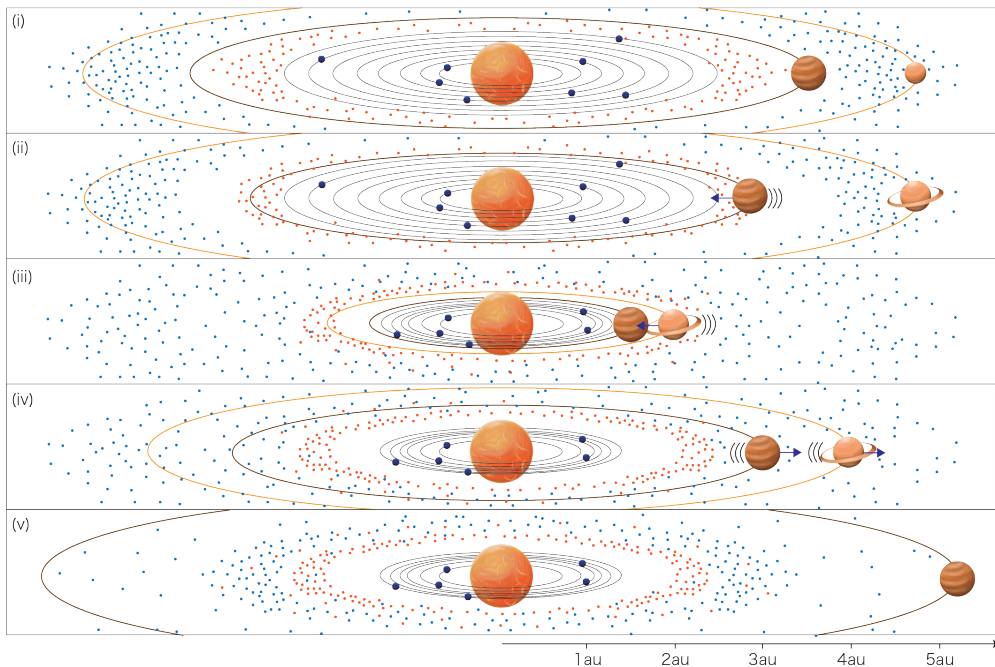


図2: グランドタックモデルの概観。(i) 木星が $a = 3.5$  auで形成する。この段階で木星の内側軌道にはS型小惑星(赤色)、外側軌道にはC型小惑星(青色)が分布していたと考える。(ii) 土星が成長する傍らで、木星は内向きに軌道移動する。(iii) 成長が完了した土星は素早い内向き移動を経験し、木星に追いつく。木星と土星が3:2の平均運動共鳴に捕獲された時に二つの惑星の内向き移動は終わる。この時、木星は $a = 1.5$  auあたりまで移動している。(iv) 木星と土星は3:2の平均運動共鳴を保ったまま外向きに移動する。(v) 木星が現在の軌道位置まで移動したところで移動を停止する。この後、ニースモデル(巨大惑星の軌道変化)が生じると考える場合もある。巨大惑星の移動によって、小惑星帯の欠乏と混合が説明できる。(i)から(v)の軌道進化は50万年程度の比較的短期間で生じるが、これは図1の(2)から(4)におよそ相当する。なおここでは円盤ガスの描写は省略している。

惑星のゾーニングも説明できる[20].

このようにグランドタックモデルは2節で挙げた多くの特徴(特に質量分布と小惑星帯の特徴)を再現可能であり、現在は有望な惑星形成モデルの一つとして考えられている。但しこのモデルでは、特定の設定を仮定していることに注意が必要である。まず(b)質量分布については、原始惑星が0.7 au以内には形成しないことを仮定することによって局所的な質量集中が説明できているが、このような分布が達成されるかどうかは明らかではない。また、原始惑星や惑星のタイプI軌道移動については無視しており、これを考えると形成した惑星は内向きに移動してしまい、現在の1 au付近の軌道を説明することは困難である。(d)組成については、巨大惑星の大規模な移動によって物質が混ざりすぎてしまうのではないかと指摘もある[26]。また、水星の組成や質量を説

明するためには、別のメカニズムが必要となる。更に(e)小惑星帯について、グランドタックモデルの初期条件では木星が形成した段階でS型とC型小惑星がきれいにわかれておりと仮定しているが、木星の成長段階にも外側軌道と内側軌道の微惑星が混ざることがわかっており[27, 28]、そもそも図2(i)のような初期条件が達成されない可能性もある。また、グランドタックモデルでは木星が形成した段階では小惑星帯付近の固体面密度は現在よりも桁で高かったと考えるが、この場合小惑星帯付近で微惑星は原始惑星まで成長する可能性がある。微惑星より大きな原始惑星は分化しやすく、リュウグウの様な始原的なC型小惑星の存在を説明するのは難しいかもしれない。

グランドタックモデルで仮定している力学進化が生じにくいという指摘もある。このモデルの肝である



木星と土星の外向き移動は、木星と土星が3:2の平均運動共鳴に捕獲されることを前提としているが、この為にはその前段階で2:1の共鳴に捕獲されないで通過する必要がある。このような条件を達成するにはパラメータのファインチューニングが必要かもしれない[29]。また、このモデルでは木星と土星の軌道移動の最中に惑星へのガス降着が殆ど生じないと仮定している。しかし、土星が外向き移動中にガス降着で成長した場合には外向き移動が抑制される可能性がある[30]。一方で、木星や土星の質量に達した際にガス降着による成長が終了している為には、円盤ガス面密度が低い必要があり、この場合には巨大惑星の十分な軌道移動が実現しないとも考えられる[31]。更に、木星や土星のコアの形成も仮定しているが、現在でも木星や土星のコアを素早く作るのは簡単ではない[32]。

## 5. 円盤風を考慮した円盤進化モデル

最近10年の惑星形成理論の発展として、円盤風を考慮した円盤進化モデルも重要である。従来の原始惑星系円盤モデルは、ガスの面密度や温度が太陽系最小質量円盤モデルのように半径方向にべき乗の分布で表されると考える場合が多かった(図3(a)灰色)。このような円盤モデルは惑星のタイプ I 軌道移動が非常に速く、移動後の惑星の軌道分布は太陽系や系外惑星系の軌道分布とあわないことが知られている(惑星落下問題)。従って、太陽系地球型惑星の軌道分布の再現を目指す研究では、軌道移動を無視するしかなかった[33, 34]。ところで、近年の磁気流体計算によって原始惑星系円盤から磁場を介して円盤ガスが主に円盤鉛直方向に向けて散逸する「磁気駆動円盤風」が発見され<sup>7</sup>、この効果を考慮した円盤進化モデルが提案されてきた[36, 37]。図3(a)が円盤風の効果を導入して行った円盤進化計算結果の模式図(橙色・青色)である[36, 38]。円盤風による質量損失及び円盤風駆動降着(円盤風が角運動量を取り除くことによって駆動される円盤ガス降着)が中心星に近いほど強くなるため[39, 40]、中

心星近傍ではガス面密度が従来モデルよりも桁で小さくなり得ること、また面密度の勾配が軌道半径に依存して変わることがポイントである。これらの影響により、惑星形成理論において最大の問題の一つである惑星落下問題を解決し、太陽系地球型惑星や系外スーパーアース系[41]の軌道分布を無理なく説明できる可能性がある。

太陽系地球型惑星の形成という文脈において、鈴木建氏らによって提案された円盤進化モデルの最大の利点は、(b)局所集中した質量分布を説明できる点にある。軌道半径1 au付近に圧力極大値が出現するような円盤の場合に、ダストや微惑星が受けるガス抵抗による動径方向移動(図3(b))の結果、1 au付近の局所領域に微惑星が偏在して形成/存在することが可能となる[42, 43]<sup>8</sup>。また1 au以内のガス面密度勾配が正になる場合には、正勾配の領域で原始惑星のタイプ I 軌道移動は外向き移動となるため、0.1 au 付近に形成した原始惑星の外向き移動によって原始惑星が1 au 付近に局在する軌道進化も達成可能である[42]。更に、面密度勾配が正にならずに平坦になる場合では、タイプ I 移動が強く抑制され、微惑星や原始惑星の形成段階で局所的に集中した質量分布が作られれば、その局所分布が長時間保たれる。これらのメカニズムによって十分に大きなRMCが達成可能であり[43, 44]、また水星や火星が小さいことも説明できる。更に、グランドタックモデルでは仮定の一つであった、水星より内側軌道に惑星が存在しないことも説明できるのである。

なお、質量分布以外の特徴についても、グランドタックモデルや従来モデルと同様に説明できる特徴も多い。具体例として、(a)軌道離心率に関して、小さなAMDは微惑星や残存ガスによって離心率が下がる。(c)形成年代についても、およそ説明可能であることがN体計算結果で見られている[44]。

一方で、円盤風モデルで十分に説明されていない特徴もある。具体的には、後期集積時に供給されるHSEの量が説明されるか、また地球への水輸送が適切な量だけもたらされるかなどの(d)組成の特徴や、(e)小惑星帯の諸性質の再現可能性については、

<sup>7</sup>円盤風研究で最も重要な貢献を果たした鈴木建氏による遊星人の解説記事[35]も参照されたい。

<sup>8</sup>但し、10 km以上のサイズの微惑星は十分に動径方向移動しない為[42]、微惑星形成の段階か惑星のタイプ I 移動で局所分布を作る方が適切かもしれない。

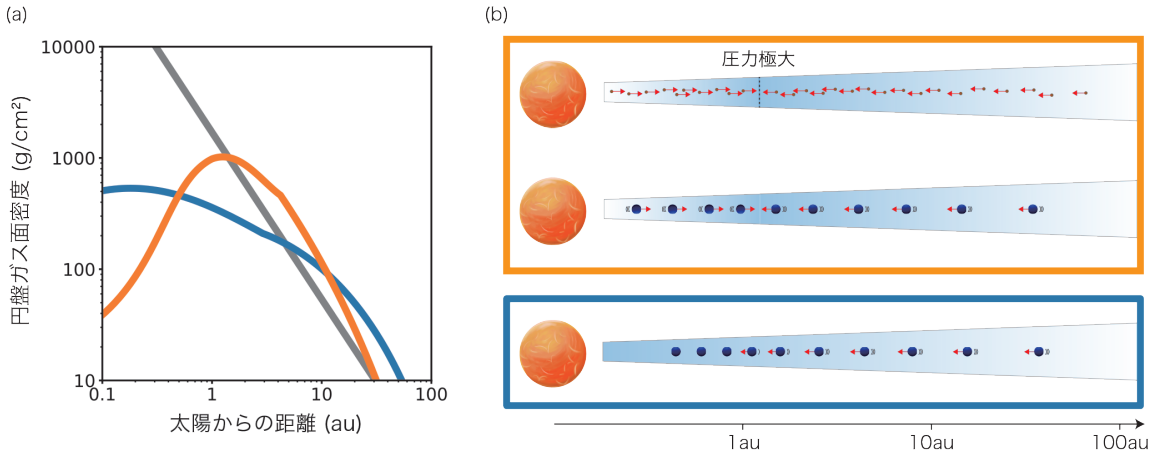


図3: 円盤風を考慮した円盤進化モデルを導入した惑星形成理論の要点. (a) 太陽系最小質量円盤モデル(灰色)と円盤風を考慮した円盤モデル(橙色・青色)の比較. 円盤進化計算のパラメータによっては, 1 au付近で圧力/面密度極大値を取る面密度分布となる(橙色). また1 auより内側で面密度勾配が平坦になる場合もある(青色). 何れにせよ, 従来のべき分布とは大きく異なる. (b) 円盤風を考慮した円盤中でダスト/微惑星と原始惑星/惑星の軌道進化の概念図. 太陽系最小質量円盤のようなべき分布モデルを用いた場合には, 固体は一方的に太陽に向かって落下していく. 一方で, 1 au付近に圧力極大値が出現する場合(橙色)には, ダストや微惑星の動径方向移動および原始惑星や惑星のタイプI 軌道移動によって1 au付近に物質が集中し得る. 1 auより内側で面密度勾配が平坦になる場合(青色)には, 原始惑星や惑星のタイプI 移動が1 au以内で強く抑制される.

これまでに検討されていない. 円盤風モデルとグランドタックモデルが共存することでより多くの特徴を再現できるモデルとなる可能性もあり, これらのモデルの共存可能性についても検討が必要である. また, 円盤風モデルでは磁気流体計算結果を元に行っているものの, それらの計算ではパラメータ(例: 磁場強度やその分布)の設定が必要であり, 実際にパラメータとして設定した値がどのように時間進化するかについてはよくわかっていない(塚本氏による同特集記事も参照). 従って, 太陽系地球型惑星の特徴をうまく再現できるパラメータが実際に実現するかは明らかではない.

## 6. その他のモデル

これまでにグランドタックモデルと円盤風を考慮した円盤進化モデルについて概説した. これ以外にも過去10年で地球型惑星形成についてのモデルはいくつか検討されており, それらの一部にも簡単に触れておく.

### 6.1 ペブル集積モデル

ペブル集積についての研究が進展し(詳細は小林氏による同特集記事を参照), これを用いた系外

惑星研究は大きな注目を集めてきた. 太陽系地球型惑星の形成においてもペブル集積が取り入れられており, 現在その中で注目している研究の一つがJohansen氏らによるものである[45].

この研究では, 金星・地球・テア(月を形成する巨大衝突をおこした原始惑星)・火星のもととなる原始惑星は, スノーラインが約1.6 auに存在している時に順々に形成したと考える. それらの原始惑星がペブル集積で成長しながらタイプI軌道移動で現在の軌道まで移動したとする. 従来のモデルから大きく異なることは, テアが地球に巨大衝突することを仮定するものの, その他の惑星は原始惑星から現在の惑星サイズに成長するまでに巨大衝突を経験しないという点である. このモデルでは金星・地球・火星の質量と軌道位置に加え, (d)組成に関連する特徴である「地球と火星の組成の違い」「地球の水と炭素量の起源」が説明できると主張されている<sup>9</sup>.

2節でみたその他の特徴については,  $N$ 体計算で十分に調べられていない為なんとも言いえない. (a)小

<sup>9</sup>但し, 詳細な同位体組成の分析に基づいた最新の研究では, 地球や火星は非炭素質グループの物質から形成したことを示唆しており, 遠方領域から炭素質グループの物質がペブルで輸送されるモデルを否定している[46]. 非炭素質グループ, 炭素質グループの定義については荒川氏らの同特集記事を参照.

さいAMDや(c)月の形成年代については説明可能に思える一方で、従来モデルで考えていた(4)軌道不安定段階を経ないため、水星や火星の高い離心率を説明することが難しいと考えられる。また、(b)小さい水星の形成や(d)水星の組成については別の仮定が必要となる。更に、(e)小惑星帯の特徴が説明可能なのかについても今後の検討が必要である。

## 6.2 小惑星帯欠乏モデル

小さな火星や小惑星帯の欠乏を説明するために、局所的な質量分布が都合が良いと考えられている点についてはこれまで触れてきた。この考えのもと、小惑星帯はもともと質量が枯渇していたとするモデル(low-mass asteroid belt model)も提唱されている[47, 48]。(グランドタックモデルは、小惑星帯の枯渇を木星の移動で説明していたが、このモデルでは木星は現在の軌道から移動しないとす。 )原始惑星は現在の地球型惑星領域に局所的に存在すると仮定することから、(b)小さな火星や(e)小惑星帯の枯渇を説明できる。またこのモデルでは、 $a = 5.2$  auで木星コアがガス降着によって成長することで、木星よりも外側軌道に存在していたC型小惑星が現在の小惑星帯に流入し、S型とC型のゾーニングや混合も説明できる[49]。但し細かくみると、火星の大きな離心率や十分に高いRMCなどを全て同時に説明できるわけではないという指摘もある[23]。

小さな火星や小惑星帯の枯渇を説明する別のモデルとして、early instability modelも提案されている[50]。このモデルは円盤ガス散逸後から1-5 Myrにニースモデルで考える巨大惑星の不安定が生じたとするものである。この不安定により小惑星帯が力学的に影響を受け、low-mass asteroid belt modelに類似した小惑星帯が枯渇した状態になる。このモデルでは、火星の成長を阻害し、また小惑星帯の組成分布も説明できるとされる。一方で火星の形成年代や十分に高いRMCを得られるかなど、その他の特徴の再現可能性については、詳しく検討される必要がある。

## 7. 系外惑星との比較

太陽系形成を考える際には「太陽系は特殊なのか」という問いに向き合う必要がある。系外惑星観測の進展により、太陽系以外の惑星系の性質について多種多様な情報が得られてきており、それらと太陽系の特徴を比較することでこの問いへの答えを探ることが可能になってきた。本節ではごく簡単に系外惑星系と太陽系の特徴を比較する。

現在の観測技術では、軌道長半径が1 au程度・質量が1地球質量程度の惑星(即ち太陽系地球型惑星)を観測することはできないが、系外惑星系において遍く存在している固体惑星であるスーパーアースと比較することは意味がある。スーパーアースとは質量がおよそ1-4地球質量程度の惑星であり(それよりもやや大きなサブネプチューンと呼ばれる惑星を含めても軌道の特徴はほとんど変わらない)、太陽型星のおよそ30-50%に存在すると見積もられている、系外惑星において大多数を占める惑星である。スーパーアースがどのような特徴を持つかについては、筆者らによる解説記事も参照されたい[52, 53]。

まずスーパーアース系と太陽系地球型惑星で類似している特徴としては以下が挙げられる。(a)軌道離心率については、スーパーアースはおよそ0.02-0.05程度と考えられており[54]、太陽系地球型惑星の離心率とも合っている。また系内の惑星の相互軌道傾斜角も太陽系と同様に小さい( $\sim 0.02$ ) [55]。(b)質量分布については、具体的な指標で比較されたものではないが、スーパーアース系はコンパクトな系であることが多いかもしれない(Weiss et al. 2018 の図1を参照[56])。隣り合う惑星同士の軌道間隔は10-30ヒル半径程度であり[56]、金星-地球-火星の値(26-40ヒル半径)と比較しても似ている。また、大部分のスーパーアース系は隣り合う惑星同士で平均運動共鳴の関係を持っていない[57]。この2つの特徴から、スーパーアース系も太陽系地球型惑星と同様に円盤ガス散逸の段階で軌道不安定および巨大衝突を経験している可能性が高い[58]。

一方で、太陽系地球型惑星には無い特徴も明らかになっている。明確な違いとして、最も内側軌道の惑星の位置が挙げられる。太陽系には水星( $a = 0.38$  au)以内に惑星は存在しないが、多数のスーパーアース

スが $a = 0.1$  au以内の近接軌道に存在している。別の特徴として、コールドジュピターとの共存関係がある。ベイズ推定により、コールドジュピター(軌道長半径がおよそ1 au以上かつ質量が0.3木星質量以上)が存在する系には90%以上の高い確率でスーパーアースが存在するということがわかっている[59, 60]。一方で、太陽系にはコールドジュピター(木星)が存在するにも関わらず、スーパーアースが存在していない。

これらの類似点および相違点を包括的に説明する惑星形成理論を構築する必要がある。相違点を説明する一案として、軌道分布の違いは、スーパーアース系がより早く成長したことでタイプI軌道移動の影響をより強く受けたことで説明する案がある[61]。また、円盤進化の違いによって軌道分布の違いが説明できる可能性もある[58]。コールドジュピターとの共存関係については、今のところ惑星の材料物質の総量の違いによって説明するしかない[62, 63]。これらの議論は開始されたばかりでありまだ明確な答えには至っていない。これらの謎を解くことが太陽系地球型惑星とスーパーアース系の両方の形成を説明する惑星形成理論構築の緒になることだろう。

## 8. おわりに

本稿では、太陽系地球型惑星の特徴を概観し、それらが従来の惑星形成モデルや新たな惑星形成モデルで説明可能かについて、現状の理解をまとめた。2011年に提案されたグランドタックモデルは有望なモデルではあるものの、これだけで全ての特徴が説明できるわけではない。また円盤風を考慮した円盤進化モデルが提案され、これも有望そうなモデルではあるが、まだ十分に惑星形成に応用されてはならず、今後より深い検討が必要である。

今後の地球型惑星形成研究の発展についてポイントになり得ることを2点挙げておく。まずは組成についての議論がより重要度を増すことになるだろう。今後の探査や分析によって、太陽系内の物質の組成情報が引き続き得られる。例えば、リュウグウの始原的な特徴が明らかになってきた[64]。地球型惑星形成モデルとしては、それらの分析結果をうまく説明することが必須条件となる。そのために、地球化学

的アプローチと比較可能な、組成を考慮した惑星形成 $N$ 体計算の発展が必要不可欠となるだろう。組成を考慮するためには、原始惑星系円盤の温度進化計算を導入した惑星形成 $N$ 体計算の改良が必要となる。また、系外惑星との比較も引き続き重要である。今後も新たな系外惑星の発見が続き、またそれらの特徴の情報も次々に明らかになってくる。例えば2022年中頃から開始されるJWSTのCycle 1観測では、海王星サイズ以下の低質量惑星の特徴付けを狙う観測提案が10個程度採択されている。系外惑星系と太陽系の形成を同時に説明可能な惑星形成理論の構築が、今後の大きな目標となるだろう。

以上のような研究を行っていく上で、(筆者としては)大々的に惑星形成モデルを提案することにも注意していきたい。本稿で紹介したグランドタックモデルや2000年代に提案されたニースモデルは、惑星形成研究業界においてインパクトを持って受け止められた。注目を集めたことによって、否定的な研究を含め様々な角度から検討され、それらは惑星形成理論の進展につながった。今後は、素過程の研究の重要性も忘れない上で、より大局的な視点で惑星形成モデルの提案を行うことも目指したい。そのために筆者がまず行うべきことは、円盤風を考慮した円盤進化モデルを用いた惑星形成理論の確立であろう。本稿5節で紹介した円盤進化モデルは、(モデルに内在するパラメータに自由度があるためでもあるが)惑星形成における様々な問題を解決し得る優れたモデルである。円盤風の効果は最近数年は世界で特に注目され始めている一方で、本稿で紹介した主に日本人研究者が提案した円盤風を考慮した円盤進化モデルが十分に認知されている状況ではまだない。この円盤進化モデルを用いたより大局的な惑星形成理論を組み立て、これを効果的に宣伝することを近い将来の目標にすべきと感じている。

本稿では言及しなかったが、地球型惑星形成研究の肝である惑星形成 $N$ 体計算も進化している。国内でも、大規模計算機(京・富岳・アテルイ)の利用や計算コードの開発(例:GPLUM)が進展している[65, 66]。惑星形成 $N$ 体計算コードの開発や実行は骨の折れる作業ではあるが、これらの進展も引き続き重要であることを付言して、本稿を閉じることにする。



## 謝辞

本稿を丁寧に査読して頂いた田中秀和氏、及び本稿の執筆の機会を与えて頂いた奥住聡氏に感謝いたします。執筆が進まないことでご迷惑をおかけしましたが、締め切り直前の2週間は(運良く?)中国入国直後で隔離されていましたため執筆の時間を確保できました。また、日頃から研究の相談にのっていただいている共同研究者の方々および様々な刺激をいただいている東工大や国立天文台の学生の皆様にもお礼申し上げます。

## 参考文献

- [1] 小久保英一郎, 井田茂, 1996, 天文月報 96, 215.
- [2] 森島龍司, 2010, CPS セミナー.
- [3] Laskar, J., 1997, A&A 317, L75.
- [4] Chambers, J. E., 2001, Icarus 152, 205.
- [5] Jacobsen, S. B., 2005, Annu. Rev. Earth Planet. Sci. 33, 531.
- [6] Touboul, M. et al., 2007, Nature 450, 1206.
- [7] Allégre, C. J. et al., 2008, EPSL 267, 386.
- [8] Thiemens, M. M. et al., 2019, Nature Geoscience 12, 696.
- [9] Dauphas, N. and Pourmand, A., 2011, Nature 473, 489.
- [10] Tagawa, S. et al., 2021, Nature Communications 12, 2588.
- [11] Bottke, W. F. et al., 2010, Science 330, 1527.
- [12] Kominami, J. and Ida, S., 2002, Icarus 157, 43.
- [13] O'Brien, D. P. et al., 2006, Icarus 184, 39.
- [14] Hansen, B. M., 2009, ApJ 703, 1131.
- [15] Morishima, R. et al., 2010, Icarus 207, 517.
- [16] Raymond, S. N. et al., 2004, Icarus 168, 1.
- [17] Nagasawa, M. et al., 2000, AJ 119, 1480.
- [18] Nagasawa, M. et al., 2005, ApJ 635, 578.
- [19] O'Brien, D. P. et al., 2007, Icarus 191, 434.
- [20] Walsh, K. J. et al., 2011, Nature 475, 206.
- [21] Masset, F. and Snellgrove M., 2001, MNRAS 320, L55.
- [22] Jacobson, S. A. and Morbidelli, A., 2014, Phil. Trans. R. Soc. A 372, 0174.
- [23] Lykawka, P. S. and Ito, T., 2019, ApJ 883, 130.
- [24] Jacobson, S. A. et al., 2014, Nature 508, 84.
- [25] O'Brien D. P. et al., 2014, Icarus 239, 74.
- [26] Woo, J. M. Y. et al., 2018, A&A 617, A17.
- [27] Raymond, S. A. and Izidoro, A., 2017, Icarus 297, 134.
- [28] 萩原正博ほか, 2021, 日本惑星科学会2021年秋季講演会, P02-03.
- [29] Chametla, R. et al., 2020, MNRAS 492, 6007.
- [30] D'Angelo, G. and Marzari, F., 2012, ApJ 757, 50.
- [31] Tanaka, H. et al., 2020, ApJ 891, 143.
- [32] Johansen, A. and Bitsch, B., 2019, A&A 631, A70.
- [33] Kominami, J. and Ida, S., 2004, Icarus 167, 231.
- [34] Ogihara, M. et al., 2007, Icarus 188, 522.
- [35] 鈴木建ほか, 2009, 遊星人 18, 147.
- [36] Suzuki, T. K. et al., 2016, A&A 596, A74.
- [37] Tabone, B. et al., 2021, MNRAS, stab3442.
- [38] Kunitomo, M. et al., 2020, MNRAS 492, 3849.
- [39] Suzuki, T. K. et al., 2010, ApJ 718, 1289.
- [40] Bai, S., 2013, ApJ 772, 96.
- [41] Ogihara, M. et al., 2018, A&A 615, A63.
- [42] Ogihara, M. et al., 2018, A&A 612, L5.
- [43] Ueda, T. et al., 2021, ApJL 921, L5.
- [44] Ogihara, M. et al., 2018, A&A 579, A65.
- [45] Johansen, A. et al., 2021, Science Advances 7, eabc0444.
- [46] Burkhardt, C. et al., 2021, Science Advances 7, eabj7601.
- [47] Izidoro, A. et al., 2014, ApJ 782, 31.
- [48] Izidoro, A. et al., 2015, MNRAS 453, 3619.
- [49] Raymond, S. N. and Izidoro, A., 2017, Science Advances 3, e1701138.
- [50] Clement, M. et al., 2018, Icarus 311, 340.
- [51] Clement, M. et al., 2019, Icarus 321, 778.
- [52] 萩原正博, 2018, 遊星人 27, 235.
- [53] 萩原正博, 堀安範, 2019, 天文月報 112, 906.
- [54] Hadden, S. and Lithwick, Y., 2017, AJ 154, 5.
- [55] He, M. et al., 2020, AJ 160, 276.
- [56] Weiss, L. M. et al., 2018, AJ 155, 48.
- [57] Lissauer, J. J. et al., 2011, APJS 197, 8.
- [58] Ogihara, M. et al., 2018, A&A 615, A63.

- [59] Zhu, W. and Wu, Y., 2018, AJ 156, 92.
- [60] Bryan, M. L. et al., 2019, AJ 157, 52.
- [61] Lambrechts, M. et al., 2019, A&A 627, A83.
- [62] 萩原正博, 原川紘季, 2020, JpGU-AGU Joint Meeting, PAE22-P14.
- [63] Chanchan, Y. et al., 2022, ApJ 926, 62.
- [64] Yada, T. et al., 2021, Nature Astronomy 6, 214.
- [65] Ishigaki, Y. et al., 2021, PASJ 73, 660.
- [66] Shibata, T. et al., 2021, ApJ 921, 163.

## 特集「新・惑星形成論」

## 木星・土星の最新の内部構造と形成シナリオ

堀 安範<sup>1,2</sup>

2021年12月24日受領, 査読を経て2022年1月25日受理

(要旨) 探査機 CassiniおよびJunoのその場観測によって、木星および土星の大気構造や組成、内部構造に関する理解が深化した。短周期ガス惑星の存在や直接撮像による遠方ガス惑星の発見とともに、Type II型惑星移動、そして円盤不安定シナリオの再考と小石集積モデルの台頭に見られるように、木星および土星の形成および軌道進化に対する理論も急速に進展している。そこで、本稿では、最新の観測結果から明らかになった木星および土星の姿を紹介しながら、太陽系のガス惑星形成の現状および未解決な諸問題を整理する。

## 1. 木星および土星

太陽系最大の惑星、木星と土星。太陽系の惑星全体の質量の90%以上を担う木星と土星は、水素およびヘリウムを主成分とするガス惑星である。木星には特徴的な大赤斑・白斑が見られ、4つの巨大なガリレオ衛星が存在している。土星は衛星タイタンと巨大なリング構造を持つ。異なる衛星環境や環構造を有する木星・土星は、これまでにPioneer 10号、11号、Voyager1号、2号、Ulysses、New Horizonsのフライバイ、Galileo、Cassini、Juno探査機によるその場観測が実施されている。

## 1.1 大気組成

木星および土星に代表されるガス惑星は、水素・ヘリウム主体の外層(エンベロープ)と氷(例:  $H_2O$ ,  $CH_4$ ,  $NH_3$ ) および岩石成分(鉄やシリケート)の中心核(コア)から構成される。水素・ヘリウムの外層

では、対流圏界面が0.1-1bar付近に位置し<sup>1</sup>[1]、木星・土星内部はほぼ対流層となっている。JunoおよびCassini探査機による重力場情報(奇数次の重力モーメント:  $J_3, J_5, J_7, J_9$ )から、木星および土星を特徴づける東西方向の帯状風はおよそ $10^5$  bar、大気の深さで3000km [3]、9000km [4]まで広がっていると推定されている。

大気組成に関する情報は1-100bar付近の深さまでに限定されるが、木星・土星の大気は原始太陽系星雲の元素組成に比べて、重元素(H, He以外の元素)に富むと示唆されている。Voyager IRAS、Galileo Probe 質量分光計そして Junoマイクロ波分光計のデータから、木星大気はC, N, S, P, 希ガス(He, Neは除く)が太陽組成に比べて、およそ2-5倍豊富である[5]。Galileo探査機が異常に乾燥した領域に突入したため、 $H_2O$ 存在量を正確に決定出来ていなかったが、探査機Junoのマイクロ波観測によって、赤道域での $H_2O$ 存在度すなわちO/H

1.アストロバイオロジーセンター

2.国立天文台 ハワイ観測所  
yasunori.hori@nao.ac.jp<sup>1</sup>短周期ガス惑星の場合では、対流圏界面はより深い場所まで及んでおり、100-1000bar付近に位置しており、それより上空は等温領域が広がる[2]。

比が原始太陽系星雲の元素組成に比べて約2.7倍高いことがわかった[6]. 一方, 探査機による直接測定がなく, 土星の大気組成に対する理解は木星大気に比べて乏しいが, 地上からの赤外・電波観測でC, N, P, Sは太陽組成に比べて, 数倍程度多いとされている<sup>2</sup>. 木星大気中のH(D/H), C(<sup>13</sup>C/<sup>12</sup>C), N(<sup>15</sup>N/<sup>14</sup>N), 希ガスHe(<sup>3</sup>He/<sup>4</sup>He), Ne(<sup>20</sup>Ne/<sup>22</sup>Ne), Ar(<sup>36</sup>Ar/<sup>38</sup>Ar), Xe(<sup>128-134,136</sup>Xe/Xe)の同位体比は太陽組成に近い値を示している. 土星に関してはH, C, N(上限値)の同位体比のみ決定されているが, 木星同様に太陽組成に近い値となっている[7].

## 1.2 水素・ヘリウム外層と金属水素

木星・土星の内部は超高压(1-100Mbar)かつ高温(数 $10^3$ - $10^4$  K)環境にあるため, 水素およびヘリウムの高压物性(warm dense matterと呼ばれる)が重要となる. とりわけ, 水素は圧力電離して, 金属水素として振る舞う. 金属水素の存在は古くから理論的に予言されていた[8]. 二段ガス銃[9,10], 爆縮実験[11]やレーザー誘起衝撃波圧縮による高压実験[12]および第一原理計算に基づいた分子動力学計算[13,14]から, 水素はおおよそ100GPa以上, 数1000Kで1次相転移(プラズマ相転移)し, 金属化するとされている<sup>3</sup>. 木星および土星は双極子成分が卓越した固有磁場を有している([16]のFig.1参照). ガス惑星内部では, コア中の氷成分(例. H<sub>2</sub>Oはイオン水状態)もダイナモ駆動の磁場生成に寄与するが, 導電性流体の金属水素が対流運動によって, ダイナモを誘発することで磁場生成を担っている. 現在の木星の表面磁場強度は, Junoの観測から2-20 Gauss[17], 一方の土星はCassiniの磁力計データから, 0.21 Gauss程度と推定されている[18].

ガス惑星内部では, 水素とヘリウムは一樣混合しているわけではない[19]. 数100GPa以上の高压下では, 水素とヘリウムの混和状態は熱力学的に不安定となり, 相分離が起きる[20,21]. 水素・ヘリウムの混合層が不混和状態となると, 水素と分離したヘリウムは液滴として沈降する. この時, Ne, Ar, Kr, Xe

といった希ガスのうち, 沈降するHe液滴へNeが選択的に溶解するため[22], 上層大気でNeの枯渇が起きる[23]. 実際, Galileo探査機の測定から木星大気中のHeやNeの存在度は太陽組成に比べて低い[24]. また, Voyager赤外分光計の観測データから, 土星大気でもHe存在度が太陽組成より低いとされている[25].

He液滴の沈降に伴って解放される重力ポテンシャルエネルギーはガス惑星の内部熱源候補と考えられている[26]. ガス惑星は輻射で宇宙空間へ熱を放出することで, 時間とともに冷却していく. 冷却に伴い, ガス惑星の大気は重力収縮(ケルビン・ホルムヘルツ収縮)する. 現在の土星はこの標準的な熱進化モデルの予想よりも高い光度を維持しており, 熱史の矛盾を解決するアイデアとしてH/He分離が有力視されている[27-30]. 他には, 土星内部の二重拡散対流<sup>4</sup>の存在が土星の冷却を遅くした可能性も提案されている[31]. 近年, ガス惑星内部は全対流ではなく, 二重拡散対流が卓越している可能性が示唆されており[32-34], 二重拡散対流を適用した木星および土星の熱進化の検討が進んでいる[35,36].

表1: 木星のコア質量および重元素量

モデル	コア質量	外層の重元素量	総重元素量	状態方程式
Wahl et al. (2017)[46]	10-23	5-15	24-33	[41,43]
Debras & Chabrier (2019)[47]	-	-	25-30 (40-45)	[44]
Miguel et al.(2016)[42]	8-16	20-34	-	[43]
-	11-17	2-7	-	[41]

各値の単位は地球質量. 論文中で未掲載の値は - とした. 前者の2つのモデルは巨大な低密度コア, 後者は従来のコアモデルのケースに対応.

## 1.3 木星および土星のコア

木星および土星の重力場(重力モーメント)は, 内部の密度分布を知る手掛かりとなる[37]. 低次の重力モーメントは物質の中心集中度, すなわち中心核(コア)の情報, そして高次項は外側の密度情報を反映する. とりわけ, 木星および土星のコア質量の決定精度は, 重力モーメントの観測精度と高压下での水素・ヘリウムの状態方程式(例. 温度・圧力の関数でのエントロピー, 密度, 自由エネルギー)の不定性に依

<sup>2</sup>天王星や海王星の大気については, CH<sub>4</sub>でのC/H比のみ決定されている.

<sup>3</sup>水素の金属化は一次相転移ではなく, 連続的な変化であると主張する機械学習ベースの分子動力学計算の結果[15]もある.

<sup>4</sup>二重拡散対流とは, 温度勾配的には対流不安定であるが, 組成勾配の存在によって対流安定が維持され得る状態で, 組成勾配が小さい時に生じる対流現象である.



存している[38].

惑星形成理論の観点から、分厚い水素-ヘリウム外層を獲得するためには、木星や土星深部には、重力源となる大きなコアの存在(およそ地球質量の約10倍)が予想されていた[39]. 一方、内部構造理論から推定される木星のコア質量は近年、二転三転している。かつては、木星のコアは地球質量の8倍以下と推定された[40]. しかし近年、1.1節で述べたJunoによる重力場の高精度観測と1.2節で述べた水素・ヘリウムの状態方程式の理解の深化によって、地球質量の8-17倍の大きなコア説が優勢となってきた[41,42](表1参照). 一方、土星のコア質量はH/He分離が起きる圧力条件および自転周期の決定精度に依るが、地球質量の5-20倍程度とされていた[45].

最近、探査機Junoでもたらされた高精度な重力場情報によって、木星内部には最大で木星半径の半分程度の巨大かつ低密度なコアが存在する可能性が示唆された[46,47](表1参照). また、土星内部の脈動(gモード)によって励起されたC環の波動パターンの解析から、土星内部でも同様に、土星半径の60%程度の低密度なコアが存在する可能性が指摘された[48].

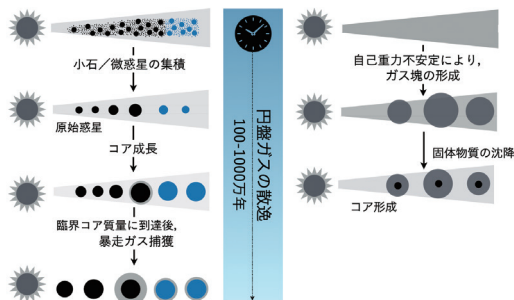


図1: ガス惑星の形成モデルの概念図。  
(左) コア集積モデル, (右) 円盤不安定シナリオ.

## 2. ガス惑星の形成モデル

ガス惑星の形成モデルとして、コア集積モデル(core-accretion)と円盤不安定シナリオ(disk instability)の2つが提唱されている。前者は種となるコア形成からガス集積のプロセスを辿るビルド・アップ型で、ガス惑星形成の標準シナリオとされている。後者は周囲の原始惑星系円盤ガスの重力不安定

から直接、ガス惑星を作り出すシナリオで、分子雲から原始星が誕生する状況と類似している。木星および土星の形成シナリオとしては、前者のコア集積モデルが広く受け入れられてきた。

### 2.1 コア集積モデル

コア集積モデルに関わるプロセスは、固体物質(微惑星または小石/塵)の降着と原始惑星系円盤ガス(水素・ヘリウムに富むガス)の獲得である。ガス惑星の形成領域は中心星から遠く離れた低温環境とされているため、岩石成分に加えて、雪線(揮発性分子が凝縮する温度環境となる中心星からの距離)以遠では水成分(例、 $H_2O$ や $CO_2$ )も固体材料として利用される。潤沢な材料物質(氷と岩石)を掻き集めることで、コア惑星の成長は促進される。

コア集積モデルではコアの成長に伴い、周囲の原始惑星系円盤ガスが降着し始める。円盤ガス由来の大気量はコア質量とともに増加する。この時、大気中を通過する微惑星または小石/塵をガス抵抗で減速させて効率的に捕獲することで、固体コアの成長はさらに加速する。やがて、コア質量が臨界値(臨界コア質量)に到達すると、周囲の円盤ガスを暴走的に捕獲し始める[49,50]。この臨界コア質量は典型的には地球質量の10倍程度とされている[39]。臨界コア質量は大気の熱的構造に左右されるため、円盤ガスの温度や密度、固体降着に伴う加熱およびオパシティに依存する[51]。暴走ガス捕獲段階では、獲得した大気自身の重力収縮が更なる円盤ガス降着を促し、大量の円盤ガスを獲得して分厚いエンベロープを持つガス惑星が誕生する。ガス惑星の最終質量は、自身の重力の影響で形成された周囲のガス円盤中の空隙によるガス流入の律速・停止[52]あるいはガス円盤自体の消失[53]に左右される。

近年、固体材料として小石サイズのダスト粒子(pebble)が目ざされている(詳細は小林浩氏の本特集記事参照)。ストリーミング不安定で形成された多数の微惑星と無数の小石が存在する状況では、ガス抵抗の影響を受けやすい小石サイズの固体粒子は大気を持つ微惑星に効率的に捕獲される。質量増加した微惑星はさらに大気を獲得し、より多くの小石を捕獲する。大気が存在が正のフィードバックをもたらし、微惑星は短時間で暴走成長そして寡占成長を

経て、大きなコアとなる。こうした形成シナリオは小石集積 (pebble accretion) モデルと呼ばれている [54].

## 2.2 円盤不安定シナリオ

円盤不安定シナリオでは、原始惑星系円盤のガスが圧力勾配や潮汐力に打ち勝ち、自己重力を介して、円盤ガスに生じた密度揺らぎが増幅される。やがて、密度波による渦状機構が生成され、渦状腕の高密度領域が自己重力で分裂そして崩壊することで、ガス塊が数千年から数万年という短期間で誕生する [55]. 円盤不安定シナリオで形成されるガス惑星は円盤ガスの組成を反映する。この時、密度波で掃き集められた固体微粒子がガス塊内部で合体成長して深部へ沈降 [56] し、コアを形成する [57]. 沈殿した重元素成分で形成されるコアの大きさは、材料のもととなる微惑星および固体塵サイズに依るが、重力崩壊で誕生するガス惑星で、地球質量の10倍以下のコアが形成され得る。重力不安定でもコアありのガス惑星形成が可能であることから、円盤不安定シナリオとコア集積モデルのハイブリッドによるガス惑星 (木星・土星) 形成 [58] やガス塊の潮汐剥ぎ取りによる巨大惑星形成 [57] も提案されている。直接撮像で発見された HR8799 周りの4つの遠方ガス惑星 [60, 61] はコア集積モデルでは説明困難であることから、円盤不安定起源説が有力と考えられている。また、近年、ALMAでの原始惑星系円盤のmm波連続光観測によって5au以遠でのギャップやリングの多重構造が発見されており [62], 遠方惑星の存在を示唆する証拠とされている。こうしたことから、遠方

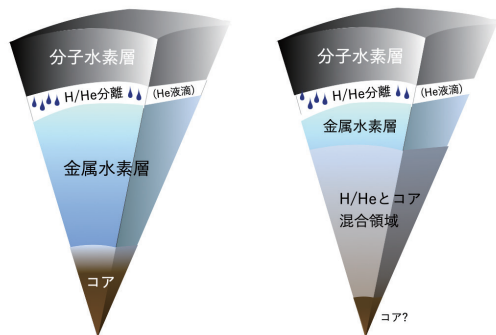


図2: 木星および土星の内部構造モデル。(左) 従来を描像, (右) 探査機 Juno および土星の環振動の観測結果 (1.3節) に基づいた最新の描像。

ガス惑星の形成モデルとしての円盤不安定シナリオに対する理解の重要性も高まっている。

## 3. 木星と土星の形成シナリオ

### 3.1 木星および土星の巨大な低密度コア?

木星および土星の内部構造は水素・ヘリウム主体の外層と氷および岩石成分のコアの層構造 (玉ねぎ構造) が慣習的に仮定されてきた [63]. 図2の左図は従来のガス惑星の内部構造モデルを表している。外側から中心に向かって、分子水素・ヘリウム層、金属水素層、そして氷および岩石のコアとなっている。水素の金属化付近では、H/He分離が起き、He液滴の沈降が起きているとされている。

従来の内部構造モデルに対して、1.3節で述べた通り、木星・土星ともに惑星半径の50%程度まで広がった巨大かつ低密度なコアの存在の可能性が指摘された (図2の右図参照)。コアの低密度化は氷・岩石成分のコア物質 (例、 $\text{H}_2\text{O}$  や珪酸塩鉱物) と水素・ヘリウム外層 (とりわけ金属水素層) の大規模混合を意味する。

コア-水素・ヘリウム外層の構造を持ったガス惑星内部での物質拡散によって、ガス成分の水素・ヘリウムとコア物質の部分的な混合自体は起きる。超高压 (>100 GPa)・高温環境 (>数1000K) では、圧力電離した水素は金属水素として振る舞う。分子動力学計算によると、木星や土星深部の圧力・温度条件 (>10,000 K) では、氷成分の  $\text{H}_2\text{O}$  [64] や岩石成分の  $\text{MgO}$  [63] および  $\text{SiO}_2$  ( $\text{MgSiO}_3 \rightarrow \text{MgO} + \text{SiO}_2$ ) [66], Fe [67] は金属水素に溶解する。金属水素と  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{MgO}$ ,  $\text{SiO}_2$ , Fe の混合は熱力学的に期待されるが、コア表面付近の圧力と温度条件で実現されるため、惑星半径の半分を覆う領域での熱力学的な物質混合はあまり期待できない。コア付近での水素・ヘリウムガスとコア物質の単純な混合だけでは、惑星半径の50%を占める巨大な汚れたコアの起源は説明困難といえる。

別のアイデアとして、形成の最終段階での原始ガス惑星への巨大な天体衝突によって、コア物質と水素・ヘリウム層が力学的に大規模混合し、広範囲に汚れたコアが誕生したというシナリオが提唱されて

いる[68,69]. 高速かつ巨大な衝突天体を想定すると, 探査機Junoによる重力場の観測データと整合的な木星の内部密度分布が再現され得る. しかし, 衝突起源説の懸案点として, 激しい天体衝突イベントの発生確率自体は高くないと予想される. 巨大で低密度なコア形成を引き起こす天体衝突が木星と土星の両方で起きる確率となると, さらに低くなる. そこで, 他のアイデアとして, 形成段階での固体物質とガスの共降着によって, ガスと重元素の混合した玉ねぎ型のコア構造が形成した可能性[70]が提案されている. ガス惑星内部の活発な対流活動でコア表面の組成勾配は均一化の影響を受けやすい[71,72]ため, 前述のアイデアのいずれかで誕生したとしても, 巨大な低密度なコア構造が数十億年間, 維持できるかが課題となる.

以上から, 巨大な低密度コアを持つ木星および土星の内部構造の描像が正しいとすると, 木星・土星の形成シナリオ構築に対する大きな制約条件となる.

### 3.2 木星および土星の重元素リッチな大気

木星および土星大気は太陽組成と比較して, 揮発性元素(CNOPS)や希ガス(Ar, Kr, Xe)に富んでいる. 太陽組成は水素・ヘリウム主体の原始惑星系円盤ガス組成を反映するとみなすと, 太陽組成からのズレは形成過程による希ガスおよび揮発性元素の大気濃集を意味する. 反応性の乏しい希ガスを取り込むプロセスとして, 氷雪線以遠での揮発性元素の非晶質への吸着[73], 希ガスの結晶氷[74], 氷水のクラスレート[75,76]が挙げられる. 前者では大気での揮発性元素の均一な濃集, 後者の2つでは不均一な濃集が予想される. いずれのケースでも, 木星・土星の重元素リッチな大気を説明するためには, 現在の木星および土星軌道より遠方の低温環境( $N_2$ , Ar)の雪線以遠[77]で形成された氷水の供給が必要となる. 木星大気での酸素存在度が高い事実は揮発性元素の直接的あるいは間接的供給源が氷物質とみなす描像と整合的である. 但し, 探査機Junoで得られた赤道域のO/H比(太陽組成の約2.7倍[6])が木星全体の組成比を代表していると仮定すると, 氷水クラスレート起源説で期待される $H_2O$ 量よりは遥かに少ない[73]. 加えて, 大気中の重元素供給源の主な担い手が(小石ではなく)氷微惑星[78]とすると,

現在の木星エンベロープの重元素量を説明するためには, 初期に固体材料が豊富な原始惑星系円盤あるいは, 木星は初期に遠方領域で形成されて内側へ移動した可能性を考える必要がある[79].

別のアイデアとしては, 木星および土星の形成後期段階では, 周囲のOB型星からの遠紫外線や極端紫外線照射による円盤ガスの光蒸発が起きていたシナリオが提唱されている[80]. 低温環境で凝縮した希ガスの氷粒子が内側領域で昇華し, 円盤ガスに解放されるが, 光蒸発過程では水素やヘリウムの軽元素のみが選択的に逃げ出す. その結果, 木星や土星は, 重元素が残存した円盤ガスを降着することになったというアイデアである. 最近では, フレアアップしたガス円盤の影で生じた低温環境で木星や土星が誕生することで, 希ガスや揮発性元素に富む小石(または微惑星)を獲得したとするアイデアも提案されている[81](詳細は大野和正氏の本特集記事参照).

いずれのシナリオでも, 希ガスやその他の揮発性元素を含む氷生成と供給が重要な鍵を握る. 同時に, 土星や天王星, 海王星の大気での重元素汚染が期待され, 天王星および海王星では揮発性元素のより高い濃集が予想される[82]. 将来の土星(の主に希ガス)および氷惑星の大気組成の測定は, 太陽系の巨大惑星の形成場所および形成過程に迫る貴重な手がかりとなる.

### 3.3 木星および土星のその場形成と軌道移動

最初の太陽系外惑星の発見となったペガサス座51番星周りの惑星は, 公転周期が約4.2日の短周期ガス惑星(ホットジュピター)だった[83]. 中心星近傍でのガス惑星形成は困難なことから, ホットジュピターの存在は, ガス惑星の軌道移動を示唆する結果となった[84]. ガス惑星は自身の重力で周囲のガス円盤に空隙を作る. その結果, 中心星へ質量降着する円盤ガスに引き摺られながら, 中心星方向へ落下して行く[85]. これはタイプII型惑星移動(Type II migration)と呼ばれる.

太陽系の木星および土星も軌道移動を経験したかもしれないと言われている. 太陽系4つの巨大惑星が現在の位置で誕生したとすると, 天王星と海王星を作るには数億年から数十億年かかり, 大気獲得



する前に周囲のガス円盤が散逸してしまう。そこで、2つの氷惑星が太陽に近い場所で誕生した後、何らかの理由で現在の位置まで移動したアイデアが提案された。海王星の外向き移動は海王星以遠天体、とりわけ散乱天体の軌道分布や海王星と冥王星の公転周期が3:2平均運動共鳴の関係にある観測事実と整合的である。

4つの巨大惑星の軌道再配置のために考案されたのがニース・モデルである[86]。木星・土星はほぼ現在の位置に存在し、天王星・海王星は現在の天王星の軌道よりも内側で誕生した状況を想定する。近接した4つの巨大惑星の軌道は重力相互作用による摂動で振動する。やがて、木星と土星が2:1の平均運動共鳴の位置関係を通り過ぎる時、系は突然、力学的に不安定な状態へ移行する。木星や土星に比べて、質量の小さな天王星や海王星は外側へ弾き飛ばされる。小惑星帯や海王星以遠の小天体の一部も軌道不安定の影響で地球軌道付近まで運ばれる。この出来事は海王星の外側移動および約38億年前の月表面への小天体の大量衝突(後期重爆撃)を定性的に再現する[87]。ただし、ニース・モデルの大前提といえる、4つの巨大惑星の初期配置が恣意的である点が大きな懸念材料となっている。

4つの巨大惑星が狭い軌道間隔に並ぶ配置は、グランド・タック仮説の枠組みが提案されている[88] (詳細は萩原正博氏の本特集記事参照)。中心星方向へタイプII型惑星移動を開始した木星が火星軌道付近に到達した時、後方から追いついた土星に3:2の平均運動共鳴で捕獲されて、現在の位置まで引き戻されるというシナリオである。土星の外側では天王星・海王星の形成が進行しており、木星と土星のUターン後に4つの巨大惑星が狭い軌道間隔で整列することになる。木星よりも軽い土星はガス円盤に完全な空隙を開けきれず、タイプII型惑星移動よりも少し速いタイプIII型惑星移動[89]をするため、木星に追いつく。捕獲した木星と土星の空隙が重なり合う状態になることで、左右の円盤ガスから受ける重力トルクの釣り合いが崩れる。その結果、木星-土星ペアに外向きの力が働き、一緒に外側へ引き戻される[90]。グランド・タック仮説では、木星・土星の大移動の影響で火星移動付近の惑星の材料物質が枯渇し、従来の京都モデルで懸念された火星の形成

を説明が付く。しかし、そもそも、木星・土星ペアが外向き移動を開始して、現在の位置付近まで戻れるかどうかは円盤ガスの特性(例、粘性やスケールハイト)、土星の形成場所に強く依存する[91]。現実問題として、グランド・タック仮説で期待されるような木星・土星の軌道進化、そしてニース・モデルでの4つの巨大惑星の初期軌道配置が実現されるかは必ずしも自明とはいえない。

## 5. まとめと展望

最新の観測結果から、木星および土星は希ガスおよび揮発性元素に富む大気を持ち、惑星半径の約50%まで広がった巨大な低密度なコアを持つ可能性のあることがわかってきた。しかし、巨大な汚れたコアの起源については未だ謎に包まれており、水素・ヘリウムの状態方程式次第では汚れていない高密度コアの可能性も排除されない。木星・土星内部では、水素の金属化とそれに伴うダイナモ駆動の磁場生成、そしてH/He分離が起きている。金属水素の存在は、惑星の内部密度分布(とりわけ、コア質量推定)に影響を及ぼすため、水素の金属化の圧力・温度条件の決定と相転移の有無に対するさらなる実験的かつ理論的検証が必要といえる。H/He分離は間接的証拠として、大気中のNeの枯渇が観測されており、土星の内部熱源として寄与したことは間違いないだろう。一方で、木星および土星内部の熱輸送機構として、従来仮定されていた全対流ではなく、二重拡散対流が卓越している可能性があり、木星・土星の熱史の描像の修正が必要となっている。二重拡散対流の理解に向けては、木星および土星内部の超高圧・高温下での水素-ヘリウム層でのプラントル数や組成拡散率、さらには組成分布の情報が必要不可欠である。木星に比べて、土星の大気情報は限定的であり、天王星・海王星に至ってはVoyager 2号のフライバイ以降、探査機未到の惑星となっている。2つの氷惑星の重力場計測および大気組成は4つの巨大惑星の形成史を紐解く上で非常に貴重な情報といえる。天王星・海王星の探査として、2020年後半-30年代打ち上げ予定の探査機計画が複数提案されており(例、ODINUS, OCEANUS, MUSE, HORUS)、打ち上げからおよそ10年から15年かけて

天王星・海王星を目指すことになる。したがって、探査機によるその場観測による天王星・海王星の詳細な情報が得られるのは早くても2030年後半から40年代になるだろう。

## 謝辞

今回、本稿の執筆機会をくださった奥住聡氏に感謝いたします。また、原稿を注意深く読んでいただいた谷川享行氏に感謝いたします。

## 参考文献

- [1] Robinson, T. D. and Catling, D. C., 2014, *Nature Geoscience* 7, 12.
- [2] Fortney, J. J. et al., 2007, *ApJ* 659, 1661.
- [3] Kaspi, Y. et al., 2018, *Nature* 555, 223.
- [4] Kaspi, Y. et al., 2020, *Space Sci. Rev.* 216, id.84.
- [5] Atreya, S. K. et al., 2020, *Space Sci. Rev.* 216, id.18.
- [6] Li, C. et al., 2020, *Nature Astronomy* 4, 609.
- [7] Atreya, S. K. et al., 2016, arXiv:1606.04510.
- [8] Wigner, E. and Huntington, H. B., 1935, *J. Chem. Phys.* 3, 764.
- [9] Weir, S. T. et al., 1996, *Phys. Rev. Lett.* 76, 1860.
- [10] Nellis, W. J. et al., 1999, *Phys. Rev. B.* 59, 3434.
- [11] Knudson, M. D. et al., 2015, *Science* 348, 1455.
- [12] Loubeyre, P. et al., 2012, *Phys. Rev. B.* 86, 144115.
- [13] Mazzola, G. et al., 2018, *Phys. Rev. Lett.* 120, id.025701.
- [14] Hinz, J. et al., 2020, *Phys. Rev. Research* 2, id.032065.
- [15] Cheng, B. et al., 2020, *Nature* 585, 217.
- [16] Stanley, S. and Bloxham, J., 2006, *Icarus* 184, 556.
- [17] Connerney, J. E. P. et al., 2018, *Geophys. Res. Lett.* 45, 2590.
- [18] Dougherty, M. K. et al., 2018, *Science* 362, id.5434.
- [19] Stevenson, D. J. and Salpeter, E. E., 1977, *ApJS* 35, 239.
- [20] Schöttler, M. and Redmer, R., 2018, *Phys. Rev. Lett.* 120, 115703.
- [21] Brygoo, S. et al., 2021, *Nature* 593, 517.
- [22] Wilson, H. F. and Militzer, B., 2010, *Phys. Rev. Lett.* 104, 121101.
- [23] Roulston, M. S. and Stevenson, D. J., 1995, *EOS* 76, 343.
- [24] Niemann, H. B. et al., 1996, *Science* 272, 846.
- [25] Conrath, B. J. and Gautier, D., 2000, *Icarus* 144, 124.
- [26] Stevenson, D. J., 1980, *Science* 208, 746.
- [27] Hubbard, W. B. et al., 1999, *Planet. Space Sci.* 47, 1175.
- [28] Fortney, J. J. and Hubbard, W. B., 2003, *Icarus* 164, 1228.
- [29] Püstow, R. et al., 2016, *Icarus* 267, 323.
- [30] Mankovich, C. R. and Fortney, J. J., 2020, *ApJ* 889, id.51.
- [31] Leconte, J. and Chabrier, G., 2013, *Nature Geoscience* 6, 347.
- [32] Rosenblum, E. et al., 2011, *ApJ* 731, id.66.
- [33] Mirouh, G. M. et al., 2012, *ApJ* 750, id.61.
- [34] Wood, T. S. et al., 2013, *ApJ* 768, id.157.
- [35] Leconte, J. and Chabrier, G., 2012, *A&A* 540, id.A20.
- [36] Nettelmann, N. et al., 2015, *MNRAS* 447, 3422.
- [37] Zharkov, V. N. and Trubitsyn, V. P., 1978, *Astronomy and Astrophysics Series*, Tucson: Pachart, 1978.
- [38] Saumon, D. and Guillot, T., 2004, *ApJ* 609, 1170.
- [39] Mizuno, H., 1980, *Prog. Theor. Phys.* 64, 544.
- [40] Nettelmann, N. et al., 2012, *ApJ* 750, id.52.
- [41] Militzer, B. and Hubbard, W. B., 2013, *ApJ* 774, id.148.
- [42] Miguel, Y. et al., 2016, *A&A* 596, id.A114.
- [43] Becker, A. et al., 2014, *ApJS* 215, 21.
- [44] Chabrier, G. et al., 2019, *ApJ* 872, 51.
- [45] Helled, R. and Guillot, T., 2013, *ApJ* 767, id.113.
- [46] Wahl, S. M. et al., 2017, *Geophys. Res. Lett.* 44, 4649.
- [47] Debras, F. and Chabrier, G., 2019, *ApJ* 872, id.100.



- [48] Mankovich, C. R. and Fuller, J., 2021, *Nature Astronomy* 5, 1103.
- [49] Bodenheimer, P. and Pollack, J. B., 1986, *Icarus* 67, 391.
- [50] Pollack, J. B. et al., 1996, *Icarus* 124, 62.
- [51] Ikoma, M. et al., 2000, *ApJ* 537, 1013.
- [52] Ginzburg, S. and Chiang, E., 2019, *MNRAS* 487, 681.
- [53] Tanigawa, T. and Tanaka, H., 2016, *ApJ* 823, 48.
- [54] Lambrechts, M. and Johansen, A., 2012, *A&A* 544, id.A32.
- [55] Boss, A. P., 1997, *Science* 276, 1836.
- [56] Helled, R. and Schubert, G., 2008, *Icarus* 198, 156.
- [57] Helled, R. et al., 2008, *Icarus* 195, 863.
- [58] Inutsuka, S. et al., 2010, *ApJL* 718, L58.
- [59] Nayakshin, S., 2010, *MNRAS* 408, L36.
- [60] Marois, C. et al., 2008, *Science* 322, 1348.
- [61] Marois, C. et al., 2010, *Nature* 468, 1080.
- [62] Huang, J. et al., 2018, *ApJL* 869, L42
- [63] Stevenson, D. J., 1982, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* 10, 257.
- [64] Wilson, H. F. and Militzer, B., 2012, *ApJ* 745, id.54.
- [65] Wilson, H. F. and Militzer, B., 2012, *Phys. Rev. Lett.* 108, 111101.
- [66] Gonzalez-Cataldo, F. et al., 2014, *ApJ* 787, id.79.
- [67] Wahl, S. M. et al., 2013, *ApJ* 773, id.95.
- [68] Li, S. L. et al., 2010, *ApJ* 720, 1161.
- [69] Liu, S. -F. et al., 2019, *Nature* 572, 355.
- [70] Helled, R. and Stevenson, D., 2017, *ApJL* 840, L4.
- [71] Vazan, A. et al., 2016, *ApJ* 829, id.118.
- [72] Müller, S. et al., 2020, *A&A* 638, id.A121.
- [73] Owen, T. et al., 1999, *Nature* 402, 269.
- [74] Mousis, O. et al., 2009, *ApJ* 696, 1348.
- [75] Gautier, D. et al., 2001, *ApJL* 550, L227.
- [76] Hersant, F. et al., 2004, *Planet. Space Sci.* 52, 623.
- [77] Öberg, K. I. and Wordsworth, R., 2019, *AJ* 158, 194.
- [78] Podolak, M. et al., 1988, *Icarus* 73, 163.
- [79] Shibata, S. and Ikoma, M., 2019, *MNRAS* 487, 4510.
- [80] Guillot, T. and Hueso, R., 2006, *MNRAS* 367, L47.
- [81] Ohno, K. and Ueda, T., 2021, *A&A* 651, id. L2.
- [82] Mousis, O. et al., 2020, *Space Sci. Rev.* 216, id.77.
- [83] Mayor, M. and Queloz, D., 1995, *Nature* 378, 355.
- [84] Lin, D. N. C. et al., 1996, *Nature* 380, 606.
- [85] Lin, D. N. C. and Papaloizou, J. C. B., 1993, *Protostars and Planets III*, 749.
- [86] Tsiganis, K. et al., 2005, *Nature* 435, 459.
- [87] Gomes, R. et al., 2005, *Nature* 435, 466.
- [88] Walsh, K. J. et al., 2011, *Nature* 475, 206.
- [89] Masset, F. S. and Papaloizou, J. C. B., 2003, *ApJ* 588, 494.
- [90] Masset, F. and Snellgrove, M., 2001, *MNRAS* 320, L55.
- [91] Morbidelli, A. and Crida, A., 2007, *Icarus* 191, 158.

特集「新・惑星形成論」

# 原始太陽系星雲における同位体不均質性から読み解く微惑星・惑星形成史

荒川 創太<sup>1</sup>, 深井 稜汰<sup>2</sup>, 本間 和明<sup>3</sup>

2021年12月17日受領, 査読を経て2022年1月16日受理

(概要) 惑星形成論に物質的な制約を与えるという点で, 隕石学の情報は特別かつ重要である。近年, 質量分析技術の飛躍的な向上によって, 原始太陽系星雲に同位体不均質性・二分性が存在していたことが明らかになった。これは太陽系誕生後およそ100万年以内に微惑星形成領域が空間的に二分されていたことの証拠であると解釈されている。本稿では, 太陽系の同位体不均質性・二分性の起源について, 現在どのようなシナリオが考えられているのか紹介する。また, それらを理解するために必要となるダスト粒子の輸送プロセスおよび微惑星形成メカニズムについても議論する。

## 1. 隕石学と惑星形成論

2010年代以降の原始惑星系円盤・系外惑星の観測, そして惑星形成理論の進展により, 惑星形成論は基礎から大きく理解が変わりつつある。例えば, ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array) 望遠鏡による原始惑星系円盤の観測から, 形成間もない円盤においても活発に惑星形成が進展していることが明らかになってきた [1]。太陽系外の天文観測から惑星形成に関する証拠が積み重なる一方で, 我々の太陽系の過去の情報は小天体の情報を物質科学的に研究することで明らかにすることができる。このような研究は隕石学と呼ばれ, 主に化学的・鉱物学的手法によって種々の隕石を扱う。未分化な小惑星から飛来する隕石を一般にコンドライトと呼び, mmサイズの難揮発性包有物 (calcium-aluminum-rich inclusion; CAI) やコ

ンドルール, そしてそれらの隙間を埋める $\mu\text{m}$ サイズ以下のダスト粒子であるマトリックスから構成されている。

実際に隕石学は, 理論的研究に対して実証的な制約を与えるという点で, これまで惑星形成論に多くの貢献を果たしてきた。2010年以降においては, 地球外物質コレクションが目覚ましく増加したとは言えないが, 質量分析計の性能向上, 隕石学者達によるサンプル選択の工夫や分析精度・確度向上のための開発, 分野横断的な議論の積み重ねによって研究は進展し続けている。例えば, 原始惑星の生き残りと考えられる火星のハフニウム (Hf) とタングステン (W) の存在度比の精密な決定から, 原始太陽系星雲の非常に早い段階 (CAI形成後180万年程度) で火星 (原始惑星) が集積していたことが示された [2]。この結果をもとに太陽系内側領域の乱流強度および微惑星の初期サイズを推定することも試みられてきた [3]。また,  $^{26}\text{Al}$ - $^{26}\text{Mg}$ 年代測定 (半減期はおよそ70万年) やPb-Pb年代測定によってコンドライト中のコンドルールの形成年代が高精度で測定され, 同一のコンドライトグループに属する (同じ母天

1. 国立天文台 科学研究部

2. 宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所

3. 東京工業大学 理学院 地球惑星科学系

sota.arakawa@nao.ac.jp

体に由来すると考えられる) コンドライト中のコンドルールの形成年代 (CAI形成後数百万年) の分布から円盤中でのコンドルールの複数回加熱, 拡散, 集積過程などが議論されている [4, 5].<sup>1</sup> 一方, コンドライトの元素組成の研究からは, 炭素質コンドライト中のコンドルールとマトリックスの化学組成は太陽系平均に対して相補的な値を持つことが明らかになった. そのため, コンドルールとマトリックス粒子は同時期に共通の領域で形成され, 円盤中で拡散せずに隕石母天体に集積したという説が提唱されている [9]. 上で紹介した研究は, 太陽系においてダスト粒子から微惑星・惑星が形成されるプロセスはおそらく一方通行の単純なものではなく,  $\mu\text{m}$ サイズのダスト粒子,  $\text{mm}$ サイズのコンドルールから惑星に至る様々なサイズの天体が原始太陽系星雲中で同時期に形成されたことを示唆している.

円盤の物理構造として特に重要なものに, おうし座HL星まわりの円盤の観測によって発見されたリング・ギャップ構造がある [10]. 近年, 隕石に見られる同位体不均質の観点から, 初期太陽系にも空間的なギャップ構造があったのではないかと多くの研究者が考えるようになってきた.

古くから, コンドライト中に含まれるプレソーラー粒子が太陽系平均と大きく異なる同位体組成を持つことが知られており, 恒星内の核合成過程を反映していると考えられている [11]. しかし, こうした微粒子の大部分は星間空間や初期の原始太陽系星雲中で破壊・混合を経験するため, 惑星形成期には原始太陽系星雲は大局的には均質化したと考えられてきた.<sup>2</sup> ところが, 2000年代から重元素に対しても質量分析技術が飛躍的に向上したことで, 惑星・衛星・微惑星全球スケールを示す全岩試料にも地球の同位体組成との偏差 (核合成起源の同位体異常) が

あることが明らかになった. データの集積の末, チタン (Ti), クロム (Cr) 等の元素に見られる核合成起源の同位体異常は炭素質隕石 (carbonaceous meteorite: CC) と普通コンドライト・火星隕石・月隕石等を含む非炭素質隕石 (non-carbonaceous meteorite: NC) を分ける指標として重要な意味を持つことがわかった [13]. 加えて, NCグループとCCグループを分別する原因は隕石母天体が生まれた原始太陽系星雲の空間的な不均質, 二分性であると主張されるようになり, NCグループとCCグループの隕石母天体の形成領域は円盤のギャップ構造により空間的に分断されていたという観点が生まれた [14].

同位体二分性の議論においては, まず, どのような過程を経て円盤中に空間的な同位体不均質性が生じたのかを考える必要がある. また, あるプロセスによって同位体二分性が作られたと仮定すると, 同じプロセスによって同位体組成以外の隕石がもつ性質も説明できる可能性がある. 本稿では, 太陽系誕生時の同位体不均質性の起源 (3章), 円盤中でのダスト粒子の輸送過程 (4章), 同位体二分性の起源 (5章), 原始太陽系星雲のギャップ構造と揮発性物質・揮発性物質の空間分布 (6章), そして微惑星形成領域の推定を目指した取り組み (7章) についてレビューする. 同位体二分性に関する一連の研究において隕石学の知見がどのように惑星形成論の発展を加速させたのか, その経緯の一部を紹介したい.

## 2. 同位体二分性

### 2.1 Ti-Cr同位体比

同位体二分性の「発見」のタイミングをどこに置くかは議論が分かれる所ではあるが, この論文では2011年のWarren氏による報告 [13] を発起点としたい. この論文ではTi同位体比 ( $^{50}\text{Ti}/^{47}\text{Ti}$ ), Cr同位体比 ( $^{54}\text{Cr}/^{52}\text{Cr}$ ) のデータを用いて, 主に石質隕石における同位体二分性の存在を主張している. この論文で用いられた値の多くは, Trinquier氏らの論文 [15, 16] に基づいている. これらの論文で報告された同位体比の測定データは1990年代のものと比較すると非常に高精度であり, それはこの時期に質量分析計の技術開発が大幅に進んだことに由

<sup>1</sup>Bizzarro氏らのグループによって報告されているPb-Pb年代測定に基づくコンドルール形成年代の分布は, コンドルール形成はCAI形成とはほぼ同時に開始しその後数百万年間継続することを示している [6]. 一方で, 様々なコンドライトグループに含まれるコンドルールの $^{26}\text{Al}$ - $^{26}\text{Mg}$ 年代の分布からは, コンドルールの形成開始時刻とCAI形成時刻の間には100万年から200万年程度のギャップが存在するという結果が得られており [7, 8], Pb-Pb年代測定の結果とのあいだに不一致が存在する.

<sup>2</sup>例外は酸素同位体異常に代表される軽元素 (H, N, O など) の同位体不均質性だが, これらの元素の不均質性は主に分子の光解離反応や固相・気相間の同位体分別によって説明される [12].

来している。新型の質量分析計である多重検出器型 ICP-MS (Inductively Coupled Plasma Mass Spectrometer) やTIMS (Thermal Ionization Mass Spectrometer) は高性能なイオン検出器や光学系を備えており、同位体比の分析精度 ( $2\sigma$ :  $\sigma$  は標準偏差) はおおまかに  $\pm 50$ ppm 程度から  $\pm 10$ ppm のレベルにまで向上した。<sup>3</sup> そのため、隕石グループごとの小さな差分に着目できるようになった。

また、Warren 氏の論文 [13] では Ti-Cr および O-Cr の同位体比プロットにおいて最も明瞭に同位体二分性が示されることが主張されているが、裏を返せば元素の組み合わせによっては明瞭な同位体二分性・不均質性が見られないこともこの時点で明らかになりつつあった。2011年までに、ストロンチウム (Sr) [17]、ネオジム (Nd) [18]、オスミウム (Os) [19] 等の元素について隕石全岩の高精度同位体比測定の実績があった。しかし、一般に元素の原子番号が大きくなるほど同位体異常の程度が小さくなっていく傾向にあることが後に示された [20]。実際に、以下で紹介するモリブデン (Mo) を例外として、Sr 以降の重い元素には Ti-Cr 同位体比ほどの大きなバリエーションは見られない。結果として、現在でも Ti-Cr の二次元プロットが最も明瞭に同位体二分性を表すと考えられている。<sup>4</sup>

図1には隕石全岩の Ti-Cr 同位体比の二次元プロットを概念的に示した (論文 [13] の図1をもとに作成した)。図中で用いられる  $^{50}\text{Ti}$ 、 $^{54}\text{Cr}$  はそれぞれの元素の中でも重い (質量数の大きい) 同位体であり、超新星爆発等によって合成されることが知られている。これらの同位体に乏しい組成を示すのが NC グループである。NC グループは、ユレライト隕石から地球や月に向かう正のトレンドを持つ。一方、NC グループと比較して重い同位体に富んだ組成を持つのが CC グループである。ここで重要なのは、NC・CC グループ間に、これらの混合で作られ得る中間的な同位体組成の隕石が全く存在しないことであ

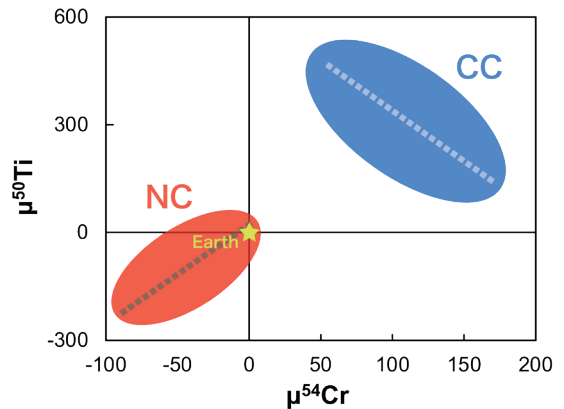


図1: 隕石全岩の Ti-Cr 同位体比の二次元プロットの概念図。ある元素 M の質量数  $i$  の同位体  $i$  の同位体異常の大きさは  $\mu^i M = (R_{met}/R_{tar} - 1) \times 10^6$  を用いて表現できる。  $R_{met}$ 、 $R_{tar}$  はそれぞれ隕石と標準試料における質量数  $i$  と  $j$  の同位体の存在量比である。実際には分母となる  $j$  の核合成由来も含んだ情報を持つ値だが、表記はされないことが多い。ここでは  $^{50}\text{Ti}/^{47}\text{Ti}$  と  $^{54}\text{Cr}/^{52}\text{Cr}$  の存在量比をプロットしている。CC グループは NC グループと比較して重い同位体 ( $^{50}\text{Ti}$ 、 $^{54}\text{Cr}$ ) に富み、また両者は異なるトレンド (直線の傾き) を持つ。加えて、NC・CC グループ間に、これらの混合で作られ得る中間的な同位体組成の隕石が存在しない (同位体二分性)。

る。加えて、CC グループは負のトレンドを持つため、Ti-Cr 同位体の不均質性は単一の物理化学過程では達成困難であると考えられ、同位体不均質性の起源を探る上で議論が必要となる。<sup>5</sup>

## 2.2 Mo 同位体比

Ti-Cr の同位体比プロットに続いて同位体二分性の議論を飛躍的に発展させることとなったのが、隕石全岩の Mo 同位体比測定である。Mo 同位体はその元素合成過程にユニークな特徴がある。Fe-peak 元素 (Cr, Fe, Ni など) 以降の原子番号の元素を作る元素合成過程は、漸近巨星分枝星 (AGB 星) 等で生じる s プロセス、重力崩壊型超新星爆発や中性子星合体で生じる r プロセス、そして超新星爆発等に由来し陽子過剰核種を生成する p プロセスの 3 種類で構成される [22, 23]。太陽系の Mo 同

<sup>3</sup>ここでは (同位体比の標準偏差/同位体比) を百万分率 (ppm: parts per million) で表している。

<sup>4</sup>ここで挙げた Cr, Sr, Nd, Os はいずれも年代学的にも重要な元素であるため、比較的研究が進みやすかったと考えられる。複数の安定同位体を持つ元素は 60 種以上天然に存在するため、どの元素に着目して研究するのかという選択が非常に重要である。

<sup>5</sup>同位体的に不均質な分子雲コアから原始太陽系雲を形成するシナリオにおいては、 $^{50}\text{Ti}$  と  $^{54}\text{Cr}$  の分子雲コア内での分布が異なれば円盤形成期のダスト粒子の移流・拡散のみで Ti-Cr 同位体のトレンドを説明可能であるという理論研究も存在する [21]。



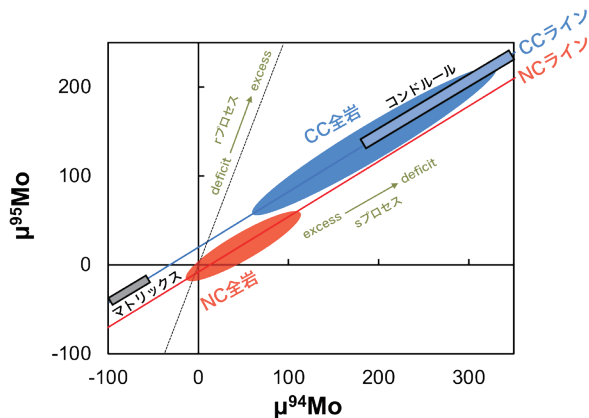


図2: 隕石全岩のMo同位体比の二次元プロットの概念図。ここでは $^{95}\text{Mo}/^{96}\text{Mo}$ と $^{94}\text{Mo}/^{96}\text{Mo}$ の存在量比をプロットしている。CCグループの隕石とNCグループの隕石のデータはそれぞれNCライン, CCライン上にプロットされ, それぞれのライン上でのばらつきはsプロセス核種の不均質性を, 両ラインの間隔はrプロセス核種の不均質性を表している。

位体比は3種の元素合成過程が概ね $s : r : p = 2 : 1 : 1$ 程度の割合で寄与したと考えると説明が付き[24], Mo同位体異常からそれぞれの元素合成過程の寄与のばらつきを判別することができる。言い換えると, 3種類の異なる担体(キャリア)の過剰および欠乏をMo同位体比のプロット上で表現することが可能である。

隕石のMo同位体比は多重検出器型ICP-MSにより測定され, TiやCrと同程度の同位体変動を示した[25]。この時点では, 偏差の小さいNCグループを正確に区別するには分析精度が不足しており, 二分性らしき特徴は指摘されていなかった。しかし, その後Allende隕石のコンドルール・マトリックスのMo同位体比測定において議論が進展した[26]。そもそも, Budde氏らによる論文[26]ではMo同位体比を用いて炭素質コンドライトにおけるコンドルールとマトリックスの相補性[9]を確かめることが主目的であった。結果として, Mo同位体比においてコンドルールとマトリックスの相補性が確認された上に, より重要ともいえる新たな知見が得られた。それは, コンドルール・マトリックスのMo同位体比の回帰直線が, 地球や普通コンドライト等の同位体比に相当する原点付近を通らないということである(図2)。さらに, Burkhardt氏らの論文[25]で報告された炭素質隕石全岩の同位体組成はこの回帰直線上にプ

ロットされる。この直線は「CCライン」と定義された。また, CCラインとはほぼ平行な傾きを持つ, 地球や普通コンドライトの同位体比を通る直線は「NCライン」と定義された。

図2にMo同位体比の二次元プロットを概念的に示した(詳細は論文[26]の図5と図6, および論文[27]の図1を参照されたい)。NCラインおよびCCラインの傾きは, sプロセスの担体の多寡によって得られる直線の傾きとよく一致しているため, NCライン及びCCライン上での変動はsプロセス核種の不均質性を表している。一方, NCラインとCCラインの間隔はrプロセス核種の不均質性を表しており, CCグループがよりrプロセス核種に富む組成を持っている。Ti-Cr同位体比のプロットと同様に, NCラインとCCラインの間に隕石のプロットが無い場合, 原始太陽系星雲における微惑星形成領域の時空間的な二分性の証拠であると考えられている。

Budde氏らによる論文[26]以降も, 複数の研究グループによって高精度の同位体比測定値が報告された。特に様々な鉄隕石のMo同位体比がNCラインおよびCCライン上にプロットされたことで, Ti-Crの結果では得られていなかった時間的制約も加わった[14]。<sup>6</sup>鉄隕石の母天体が原始太陽系星雲中で集積したのはCAI形成後およそ100万年以内である。一方, コンドールの形成年代から, 炭素質コンドライト母天体は鉄隕石の母天体の集積から数百万年後に形成したと考えられている。ゆえに, 原始太陽系星雲の空間的な二分性は円盤形成後約100万年以内に生じ, その後数百万年間維持される必要がある。

### 3. 同位体不均質の起源

核合成起源の同位体不均質性は, 太陽系の平均とは大きく異なる同位体組成を持つプレソーラー粒子が原始太陽系星雲中に時空間的に不均質に分布し, 微惑星に取り込まれたことに由来する[28]。で

<sup>6</sup>Kruijer氏の論文[14]ではMo同位体比測定に加えて, 半減期約900万年の<sup>182</sup>Hf-<sup>182</sup>W壊変系列を利用して母天体のコア・マントル分化年代を推定した。MoやWは親鉄元素であり, 鉄隕石に高濃度で含まれる元素である。一方でTiやCrの鉄隕石中の存在量は低く, 高精度の同位体比測定は進展していなかった。



は、プレソーラー粒子の不均質な分布はどのようなイベントを反映しているのだろうか? プレソーラー粒子は超新星やAGB星などから放出され、太陽系に取り込まれたのち現在まで生き残ったものである。コンドライト中のプレソーラー粒子の存在量はごく僅か(体積割合にして数十ppmから数百ppm程度)であり、これは大半のプレソーラー粒子が星間空間あるいは初期太陽系において混合、破壊、蒸発・再凝縮などのイベントを経験し同位体的に均質化されたためであると解釈されている [29]。一方で、太陽系物質に僅かながら核合成起源の同位体不均質性が見られることは、原始太陽系星雲スケールでの均質化イベント後に近傍の恒星から太陽系の平均的な同位体組成とは大きく異なる物質が注入された、あるいは均質化イベントが不完全であったことを示唆している。特に、近傍の大質量星からの物質注入は太陽系が星団の中で誕生する際に自然に発生し得るイベントである。<sup>7</sup>

### 3.1 初期太陽系へのプレソーラー粒子の注入

大多数の低質量星は星団中で大質量星を含む多数の星と一緒に形成されることが知られている [32]。そして、太陽系もこのような星団中で誕生したと考えられている。この仮説を支持する証拠として、初期太陽系において形成された隕石物質中の短寿命核種の娘核種の過剰や太陽系外縁天体の力学的な特徴などが挙げられる [33-35]。

このとき、同じ母星団中の大質量星が進化しダスト粒子を放出することで、初期太陽系にプレソーラー粒子が直接注入される可能性がある。この注入

<sup>7</sup>ここで、星団中での星形成の継続時間と大質量星の寿命の大小関係から、超新星爆発やウォルフ・ライエ星からの恒星風による注入イベントが実現可能かどうか簡単に議論する。重力崩壊型超新星は大質量星の寿命の最期に起こる爆発現象であり、20-100太陽質量の大質量星の主系列星としての寿命はおよそ1000万年から300万年程度である [30]。つまり、原始太陽系星雲が形成直前・直後に注入イベントを経験するためには、太陽の誕生に対して数百万年程度先行して同じ星団中で大質量星が形成される必要がある。一方、星団を形成する分子雲中での星形成の継続時間は、分子雲の自由落下時間および形成された大質量星が放出する紫外線、恒星風による分子雲の破壊の時間スケールの和で見積もることができる(分子雲の質量・半径などに依存するが数百万年程度) [31]。よって、星団中での星形成の継続時間と大質量星の寿命は同程度であり、注入イベントが実際に起きたかどうか今後より詳細に検討する必要があるだろう。

イベントのタイミングとして2つのシナリオを考えることができる(図3)。ひとつは太陽が誕生する前の分子雲コア段階、もうひとつは原始太陽系星雲段階での注入である。

#### 3.1.1 分子雲コアへの注入

近傍での重力崩壊型超新星爆発が分子雲コアを収縮させ、星形成をトリガーするというシナリオが古くから提唱されている [36]。このとき、同時に超新星由来のプレソーラー粒子が分子雲コア内部に注入される [37]。<sup>8</sup> 一方で、超新星爆発による衝撃波は分子雲を収縮させずむしろ破壊してしまう場合もあり [38]、注入イベントとして適切な超新星爆発のパラメータがどのようなものであるか、またそのようなイベントの発生確率がどの程度であるか、という観点からも同位体不均質の起源としてふさわしいかどうか議論する必要がある。

#### 3.1.2 原始太陽系星雲への注入

円盤形成後に近傍超新星からプレソーラー粒子が注入されるというシナリオも提案されている [39]。<sup>9</sup> 注入効率は超新星から放出されるダスト粒子のサイズに依存し、直径0.1-1  $\mu\text{m}$ 以上であれば円盤内に取り込まれることが衝撃波中でのダスト粒子の運動の計算から示されている [39]。<sup>10</sup>

ところで、原始惑星系円盤のごく近傍(0.5 pc程度以内、1 pcはおよそ $2 \times 10^5$  au)で超新星爆発が発生すると、超新星からダスト粒子が注入されるだけでなく輻射および衝撃波によって原始惑星系円盤が広範囲にわたって非常に高温(1200 K以上)に加熱され得る [42]。もしこの加熱イベントがCAIの形成と関係していた場合、CAIの形成年代は円盤形成の開始時刻と必ずしも対応しない。<sup>11</sup> これは太陽系における微惑星・惑星形成のタイミングを隕石の年代測定から解釈する際に重大な問題となり得る。

<sup>8</sup>同様の注入イベントは超新星爆発だけでなく、AGB星やウォルフ・ライエ星などによっても引き起こされ得る。

<sup>9</sup>分子雲コアへの注入の場合と同様に、円盤が破壊されてしまう可能性も議論されている [40]。

<sup>10</sup>超新星から放出されるダスト粒子のサイズ分布については野沢氏の記事 [41]などを参照されたい。

<sup>11</sup>なお、超新星からの物質注入およびCAI形成のタイミングについては三木氏らによる論文 [43]においても議論されている。

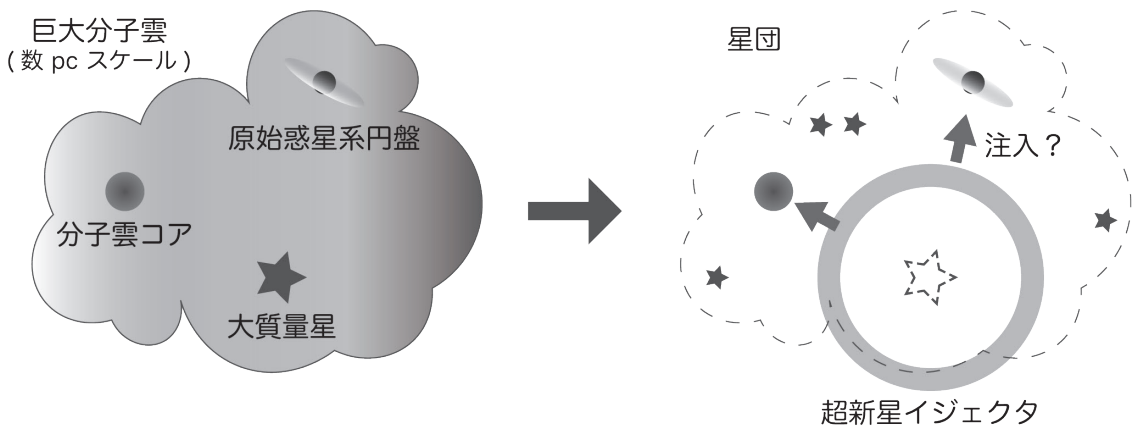


図3: 星団中での太陽系へのプレソーラー粒子の注入イベントの概念図. 星団中では大質量星から低質量星まで多数の星が数百万年の時間スケールで形成される. 大質量星は寿命が短く, 最期に大量の質量を周囲にばらまくことで, 近傍の分子雲コア, 原始惑星系円盤などに物質が注入され得る. 分子雲コアのサイズは0.1 pc程度, 原始惑星系円盤のサイズは10-100 au程度である.

### 3.1.3 直接注入イベントは存在したのか?

CAIの同位体分析から, 初期太陽系には $^{26}\text{Al}$ ,  $^{60}\text{Fe}$ ,  $^{10}\text{Be}$ など複数の短寿命核種が存在したことがわかっている. これらの短寿命核種の起源としては, 太陽系の材料物質にもともと含まれていた, 太陽系初期に近傍の恒星から注入された, あるいは太陽近傍での高エネルギー粒子線による核破砕反応で形成された, などの可能性が考えられている [43, 44]. 特に,  $^{60}\text{Fe}$ は大質量星内部でのみ大量に形成されるため, これは初期太陽系が近傍大質量星からの直接的な注入イベントを経験した証拠であるとみなされてきた. また,  $^{26}\text{Al}$ についても, 原始惑星系円盤の太陽近傍における宇宙線による核破砕反応での生成 [45] も議論されているが, 一般的には近傍大質量星からの供給を考えなければ初期太陽系における存在量を説明できないと考えられている.

しかしながら, 近年では $^{26}\text{Al}$ および $^{60}\text{Fe}$ の初期太陽系における存在量は特別な注入プロセスを必要としないという説も提示されている [46, 47]. これは, 星団を形成する巨大分子雲はその直前の世代の大質量星による恒星風や超新星爆発に由来する物質によって汚染されており, 星形成領域における典型的な短寿命核種の存在量はCAIなどから示唆される太陽系初期の存在量に匹敵し得るという議論に基づいている. また, 巨大分子雲 (pcスケール) から原始惑星系円盤 (auスケール) までを

連続的に取り扱い $^{26}\text{Al}$ および $^{60}\text{Fe}$ の時空間的不均質の程度を調べた研究 [48] によると, 誕生直後の原始星近傍においては1,000 auスケールで大質量星由来の物質が均質に分布していることが明らかになった. これは多くの細粒CAIがほぼ同一の $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ 比 ( $= 5.2 \times 10^{-5}$  [49]) を持っていたことを説明する上で好都合であろう.<sup>12</sup>

一方で, FUN CAI (CAI with fractionation and unidentified nuclear effects) や PLAC (platy hibonite crystal) など殆ど $^{26}\text{Al}$ 由来の $^{26}\text{Mg}$ の過剰を示さない高温凝縮物も存在する [50]. FUN CAIは太陽系に $^{26}\text{Al}$ が注入されるイベントの直前に形成された, あるいは初期太陽系の $^{26}\text{Al}$ の不均質な空間分布を反映していると一般には解釈されており [51, 52], 前世代からの汚染によって短寿命核種の存在量を説明するモデルにおいてはFUN CAIの存在を説明することが困難であるように思われる.

## 3.2 熱プロセスによるプレソーラー粒子の選択的破壊

3.1節では, 分子雲コアまたは原始惑星系円盤スケールの空間的な不均質性が隕石の同位体不均質

<sup>12</sup>また, 一部の円盤では原始星形成後20万年程度の段階で, 中心星から100 au以内の領域で $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ 比に2倍程度のばらつきが生じている. これは $^{50}\text{Ti}$ や $^{54}\text{Cr}$ などの超新星由来の核合成起源同位体の不均質性をも説明する可能性がある.

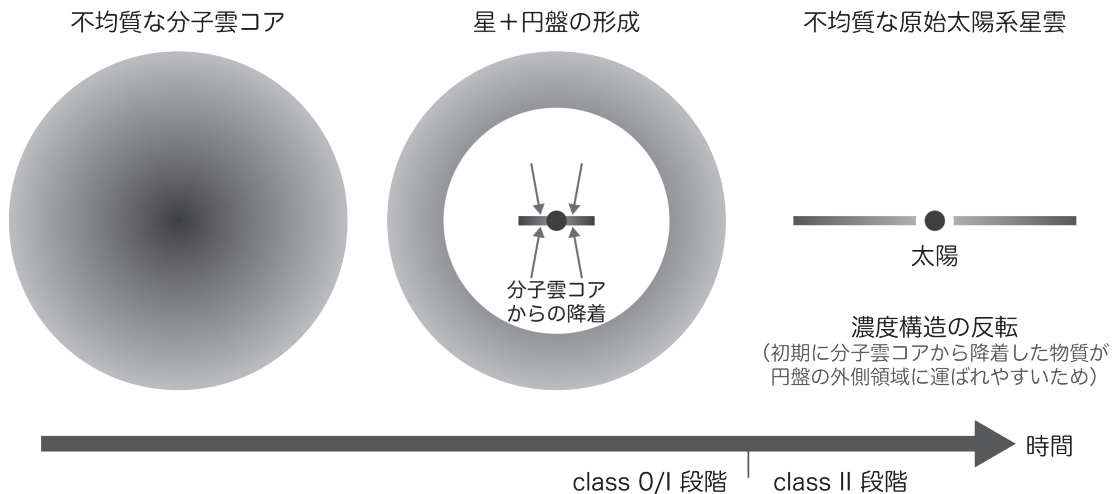


図4: 同位体組成が不均質な分子雲コアから形成される円盤の概念図. 本稿では分子雲コアから円盤への降着がある段階をclass 0/I, 降着が終了した後の円盤進化段階をclass IIと呼ぶ.

の起源であると仮定し, その起源を星形成環境の文脈から議論した. しかし, 隕石の同位体組成は, 微惑星が集積した場所, 時刻における原始太陽系星雲のダスト組成のみを反映するはずである. ゆえに, なにかしらの物理・化学過程によってダスト粒子の同位体組成が変化するならば, 円盤スケールでの不均質を仮定せずとも隕石種ごとに異なる同位体組成を持つことを説明可能である.

このようなプロセスとして, 同位体組成に大きな異常をもつ熱に弱い鉱物粒子が原始太陽系星雲中で選択的に破壊された, というシナリオが検討されている.<sup>13</sup> 例えば, sプロセスの不均質はs核種に富むプレソーラーSiC粒子<sup>14</sup>が熱破壊から選択的に生き残ることによって説明できると考えられている [53, 54]. 一方で, rプロセスの担体となるプレソーラー粒子は特定されておらず, また, その存在自体が明確ではな

い.<sup>15</sup> そのため, rプロセス由来の不均質に起因するMoの同位体二分性を熱プロセスの観点から議論することは現時点では困難であり, 研究の進展が待たれる.

## 4. 原始太陽系星雲におけるダスト輸送と同位体組成の均質化

3章では, 太陽系が大質量星を含む星団中で誕生したという観点から, 初期太陽系の核合成起源同位体の不均質の起源について考察した. 4章では, 分子雲コア段階もしくは原始惑星系円盤段階で同位体不均質が生じた場合に, 同位体組成の動径分布にどのような構造が形成され, 時間経過とともに均質化していくのかを説明する.

### 4.1 同位体的に不均質な分子雲コアから形成される円盤の同位体組成の動径分布

同位体組成の不均質な分子雲コアが存在した場合, そこから形成される原始惑星系円盤の同位体組成も時空間的に不均質になる [21, 55, 56]. 原始惑星系円盤の外側領域には初期に分子雲コアから降着してきた物質が円盤半径の拡大に伴って輸送される. そのため, 分子雲コアの内側領域が<sup>54</sup>Crに富んでいた場合, 形成される原始太陽系星雲の外側領域が<sup>54</sup>Crに富むことになり, 濃度構造の反転が発生す

<sup>13</sup>熱プロセスによって同位体異常を生み出すためには, 生き残ったダスト粒子が熱破壊された成分と空間的に分離される必要があるだろう. 例えば, 熱破壊されたダスト粒子が円盤風によって原始太陽系星雲から取り除かれた, あるいは熱破壊されたダスト粒子が再凝縮せずに生き残ったダスト粒子だけが微惑星へと成長した, といったシナリオを考えることができる.

<sup>14</sup>発見されているプレソーラーSiC粒子の90%程度は低質量のAGB星由来であり, AGB星ではsプロセスが進行することが知られている.

<sup>15</sup>この問題は注目しているrプロセス核種がどのような天体イベントに由来するのか (重力崩壊型超新星爆発なのか中性子星合体なのか) という問題と密接に結びついている.

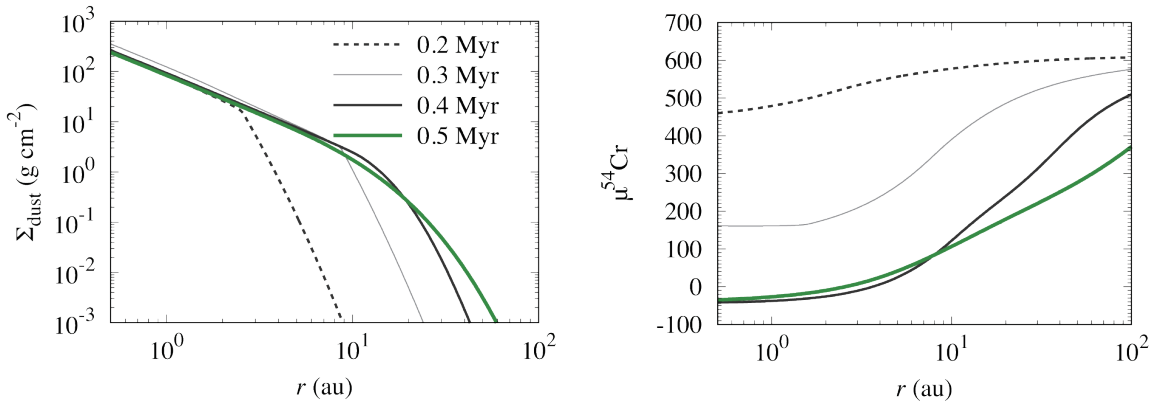


図5: 同位体組成が不均質な分子雲コアから形成される原始惑星系円盤の面密度と同位体不均質. 剛体回転する球対称な分子雲コアを初期条件として仮定し, 中心のCr 同位体組成を $\mu^{54}\text{Cr} = +700$ , 外縁の組成を $\mu^{54}\text{Cr} = -100$  とした場合の結果を示している. (左) 原始惑星系円盤のダスト面密度の時間進化. (右)  $^{54}\text{Cr}$ の同位体不均質の時間進化.

る (図4).

図5に, 不均質な分子雲コアから形成される原始惑星系円盤の同位体組成の動径分布の計算結果を示す. ここでは, (簡単のため) 球対称の剛体回転している分子雲コアが自己重力によって収縮し, 中心星とその周りの円盤が形成される過程を計算している [57, 58].<sup>16</sup> 円盤形成初期は分子雲コアの中心付近の物質 (ガスおよびダスト粒子) が降着し, 中心星近傍にコンパクトな円盤が形成される. このとき, 形成中の原始惑星系円盤の遠心力半径以内に分子雲コアからの降着が生じる. その後, 初期に分子雲コアの中心から離れた場所に位置していた物質も分子雲コアの自由落下時間以内に円盤へと降着するが, 一方で初期に円盤に降着したダスト粒子の一部は円盤半径の拡大に伴って遠心力半径よりも遠方に輸送されている.

よって, 分子雲コアからの降着が終了した直後において, 円盤外側領域の同位体組成は母体となる分子雲コアの内側領域の組成を反映することになる.

ただし, 形成直後の原始惑星系円盤は面密度が高く, 重力的に不安定である可能性がある. このとき, 円盤中の物質は円盤中に生じる非定常な渦状腕によって非常に効率的に輸送され, 数千年の時間スケールで原始太陽系星雲は同位体的に均質化されて

しまう可能性がある [60]. これは注入された短寿命核種が円盤中にほぼ均質に分布するという文脈でしばしば言及されるが,<sup>17</sup>  $^{54}\text{Cr}$ 等の安定同位体の空間的な不均質を議論する上でも重要である.

## 4.2 近傍超新星からの物質注入に由来する同位体不均質とその時間進化

今度は, 原始惑星系円盤形成後に注入イベントを経験した場合に, 同位体組成の動径分布がその直後にどのようになっているのかを考える. 原始惑星系円盤は多くの場合, 中心星から離れるほど面密度が下がる構造になっている. 一方, 超新星から注入される物質は (注入されるダスト粒子のサイズによるが) ほぼ均様な面密度で分布するとみなすことができる [39]. つまり, もとからの太陽系物質と超新星等から注入された物質の面密度比は円盤外側のほうが高くなると期待される (図6).<sup>17</sup>

原始惑星系円盤におけるダスト輸送過程には, 円盤上空での輸送プロセス (アウトフロー, 輻射圧, 光泳動など) および円盤内部での輸送プロセス (移

<sup>16</sup>ここで紹介する計算は古典的な円盤形成モデルに基づいている. 分子雲コアから原始星, 原始惑星系円盤が形成される過程については本特集の塚本氏による記事 [59] に最近の描像がまとめられている.

<sup>17</sup>一方で, 分子雲コア段階で注入イベントが発生した場合には, レイリー・テイラー不安定性によるフィンガー構造が発達し, 局所的な超新星物質の注入が起こると考えられている [61]. そのため, 杉浦氏らの計算においては超新星由来のダスト粒子は原始惑星系円盤の外側領域に局所的に注入されたと仮定している [62, 63]. このように, 注入されるダスト粒子の面密度分布は注入イベントの詳細に強く依存するため, 分子雲・星団スケールの天文学的な制約と同位体分析等に基づく隕石学的な制約の両面から尤もらしい注入イベントの起源天体とタイミングを推定していくことが重要であろう.



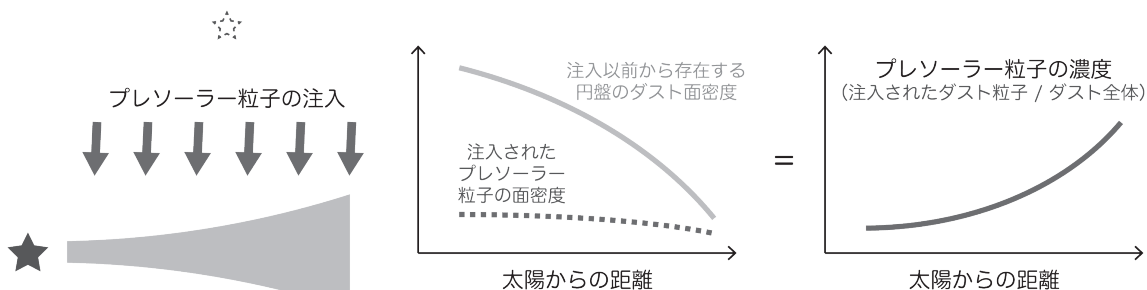


図6: 円盤に近傍超新星からダスト粒子が注入された場合の物質分布の概念図。

流, 拡散, ガス抵抗による動径方向のドリフト) がある。以下では特に円盤内部でのダスト輸送プロセスに注目し, 同位体組成の動径分布の時間進化を議論する。計算の詳細については著者らの論文 [64, 65] を参照されたい。

#### 4.2.1 移流・拡散によるダスト輸送

まず, ダスト粒子が十分小さく円盤ガスと力学的にカップルしている状況を考える。このとき, (定常な) 粘性降着円盤の中心星から距離  $r$  の場所におけるガスの降着速度  $v_{\text{acc}}$  は, 音速  $c_s$  とケプラー角速度  $\Omega_K$  を用いて

$$v_{\text{acc}} \simeq \frac{3\alpha_{\text{acc}} c_s^2}{2r\Omega_K} \quad (1)$$

と見積もることができる。よって, 移流 (ガスの流れによってダスト粒子が運ばれる現象) によって同位体組成が変化する時間スケールは

$$t_{\text{adv}} = \left| \frac{r}{v_{\text{acc}}} \right| \simeq \left| \frac{2r^2\Omega_K}{3\alpha_{\text{acc}} c_s^2} \right| \quad (2)$$

で与えられる。ここで,  $\alpha_{\text{acc}}$  は降着円盤の角運動量輸送効率を表す無次元パラメータである [66]。また, 注入されたダスト粒子とガスの面密度の比に空間的な不均質があるとき, 拡散によって均質化される [67]。拡散によって同位体組成が変化する時間スケールは

$$t_{\text{diff}} \simeq \left| \frac{r^2\Omega_K}{\alpha_{\text{diff}} c_s^2} \right| \quad (3)$$

程度である。ここで,  $\alpha_{\text{diff}}$  は円盤中での乱流による

拡散の強さを表す無次元パラメータである。拡散時間スケールは  $\alpha_{\text{diff}}$  に反比例し,  $\alpha_{\text{diff}} > 10^{-3}$  の場合には隕石母天体形成領域 (太陽から 10 au 以内) の同位体組成は 100 万年以内に均質化する。

図7に, 近傍超新星からダスト粒子が注入された場合の原始惑星系円盤の同位体不均質とその時間発展の計算結果を示す。注入直後のダスト粒子の動径分布は著者らの論文 [64] で仮定したものと同一である。円盤中での拡散が強い場合 (図7(a)), 拡散時間スケールに基づく議論から予想された通り原始太陽系星雲の隕石母天体形成領域は 200 万年以内に同位体的に均質化されていることがわかる。また, 拡散は弱い角運動量輸送は効率的な場合 (図7(b)), 移流によってダスト粒子が動径方向に輸送され, 結果として同位体不均質は数百万年の時間スケールで解消される。<sup>18</sup> これらの結果とは対照的に, 移流も拡散も弱い場合 (図7(c)), 円盤中の同位体不均質は数百万年間維持される。

#### 4.2.2 ガス抵抗による動径方向のドリフト運動

次に, ダスト粒子が円盤中での衝突合体等によって成長し, 円盤ガスの力学的なカップリングが不完全な状況を考える。このとき, ガス抵抗による動径方向のドリフト運動がダスト粒子の輸送において重要であることを確認する。<sup>19</sup>

<sup>18</sup> 今回の計算設定においては, 太陽から 5–10 au より内側ではガスは内向きに, それより外側では外向きに流れている。そのため, 5 au より内側では外側領域から  $\mu^{54}\text{Cr}$  の大きいダストが流入することで同位体組成が時間変化し, また, 10 au より外側では内側領域から  $\mu^{54}\text{Cr}$  の小さいダストが流入することで時間変化している。

<sup>19</sup> 本論文ではダスト粒子がガスと異なる速度を持って運動することをドリフトと呼ぶ。



圧力勾配が負の(通常の)円盤中では, ダスト粒子はガス抵抗を受けて角運動量を失い, 中心星方向に落下する.<sup>20</sup> ここで, 円盤ガスとダスト粒子の速度差から動径方向のドリフト運動の時間スケールを求めると

$$t_{\text{drift}} \simeq \left| \frac{1}{\text{St}\eta\Omega_K} \right| \quad (4)$$

となる. ここで,  $\eta$ は円盤の圧力勾配の大きさを表す無次元量, ストークス数Stはダスト粒子のガスとのカップリングの程度を表す無次元量である. Stはダスト粒子サイズの増加関数であり, したがってダスト粒子サイズを表す無次元量と見ることできる. ダスト粒子のストークス数は, 円盤中の乱流および動径方向のドリフト運動を考慮した際の典型的なダスト粒子間の衝突速度が限界付着速度 $v_{\text{frag}}$ と等しくなるように与えた [65]. 我々の計算設定(乱流強度は $\alpha_{\text{diff}} = 10^{-4}$ , 円盤ガス面密度は最小質量円盤 [71]と同程度)においては,  $v_{\text{frag}} = 0.1 \text{ m s}^{-1}$  のとき, 太陽から1-10 auの場所において $\text{St} = 10^{-4}$ 程度,  $v_{\text{frag}} = 0.3 \text{ m s}^{-1}$  のとき $\text{St} = 10^{-3}$ 程度である.<sup>21</sup> また, 太陽から1-10 auの位置におけるダスト粒子のドリフト運動の時間スケールは,  $v_{\text{frag}} = 0.1 \text{ m s}^{-1}$  のとき100万年から200万年程度,  $v_{\text{frag}} = 0.3 \text{ m s}^{-1}$  のとき10万年から30万年程度である.

図8に, ダスト落下を考慮した場合の円盤の同位体不均質とダスト面密度分布の時間進化を示す. ダスト粒子の限界付着速度が $v_{\text{frag}} = 0.1 \text{ m s}^{-1}$  の場合(図8(a)),  $\mu^{54}\text{Cr}$ およびダスト面密度の動径分布は計算開始から100万年の範囲ではほとんど変化していないことがわかる. 一方で,  $v_{\text{frag}} = 0.3 \text{ m s}^{-1}$  の場合(図8(b)),  $\mu^{54}\text{Cr}$ およびダスト面密度の動径分布は数十万年の時間スケールで大きく変化している.

<sup>20</sup>磁気駆動円盤風 [69, 70] などによって円盤内側領域の圧力勾配が正になっている場合にはダスト粒子は外側方向にドリフト運動することもある [65].

<sup>21</sup>ミクロンサイズの粒子からなるダスト凝集体の限界付着速度について, 室内実験と数値シミュレーションの両面から多数の研究が行われてきたが, 未だ共通の理解は得られていない. 室内実験においてはmm, cmサイズのダスト凝集体は $0.1 \text{ m s}^{-1}$ から $1 \text{ m s}^{-1}$ 程度の衝突速度で跳ね返ることが知られている [72, 73]. 一方で, 数値シミュレーションからは多孔質のダスト凝集体は衝突時に跳ね返らず,  $10 \text{ m s}^{-1}$ 程度以下の衝突速度においては合体成長する結果が得られている [74, 75].

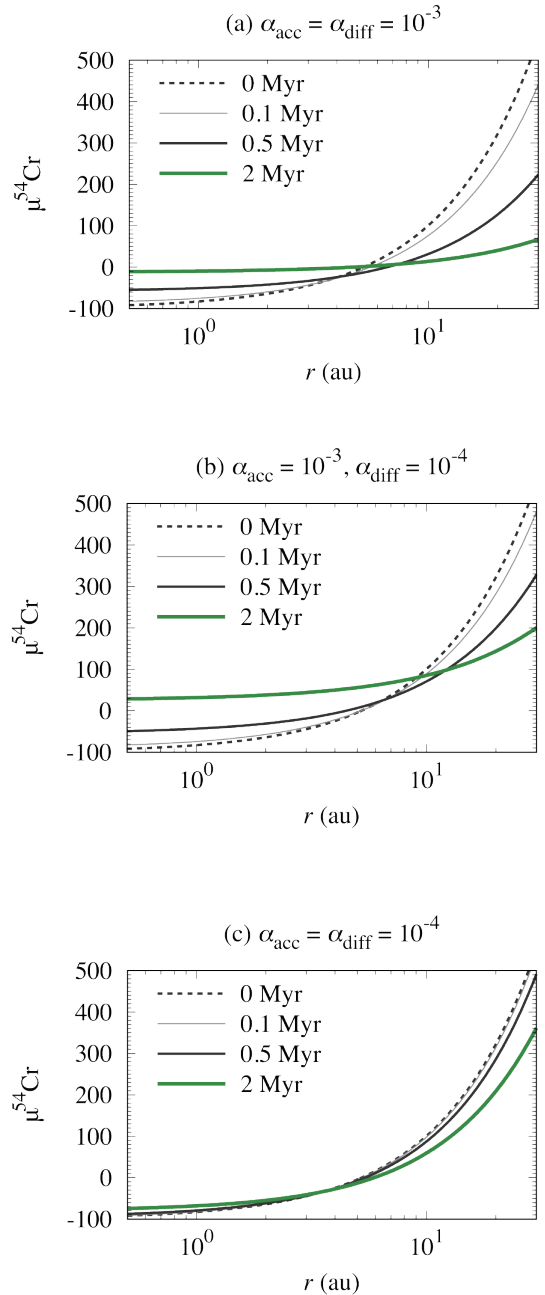


図7: 円盤に近傍超新星からダスト粒子が注入された場合の円盤の同位体不均質とその時間発展. 注入以前から円盤中に存在するダスト粒子のCr同位体組成を $\mu^{54}\text{Cr} = -100$ , 超新星由来のダスト粒子の組成を $\mu^{54}\text{Cr} = +2.5 \times 10^6$  [68], 注入する面密度を $\Sigma_{\text{inj}} = 2 \times 10^{-4} \text{ g cm}^{-2}$  とした. (a)  $\alpha_{\text{acc}} = \alpha_{\text{diff}} = 10^{-3}$  の場合. (b)  $\alpha_{\text{acc}} = 10^{-3}$  かつ $\alpha_{\text{diff}} = 10^{-4}$  の場合. (c)  $\alpha_{\text{acc}} = \alpha_{\text{diff}} = 10^{-4}$  の場合.

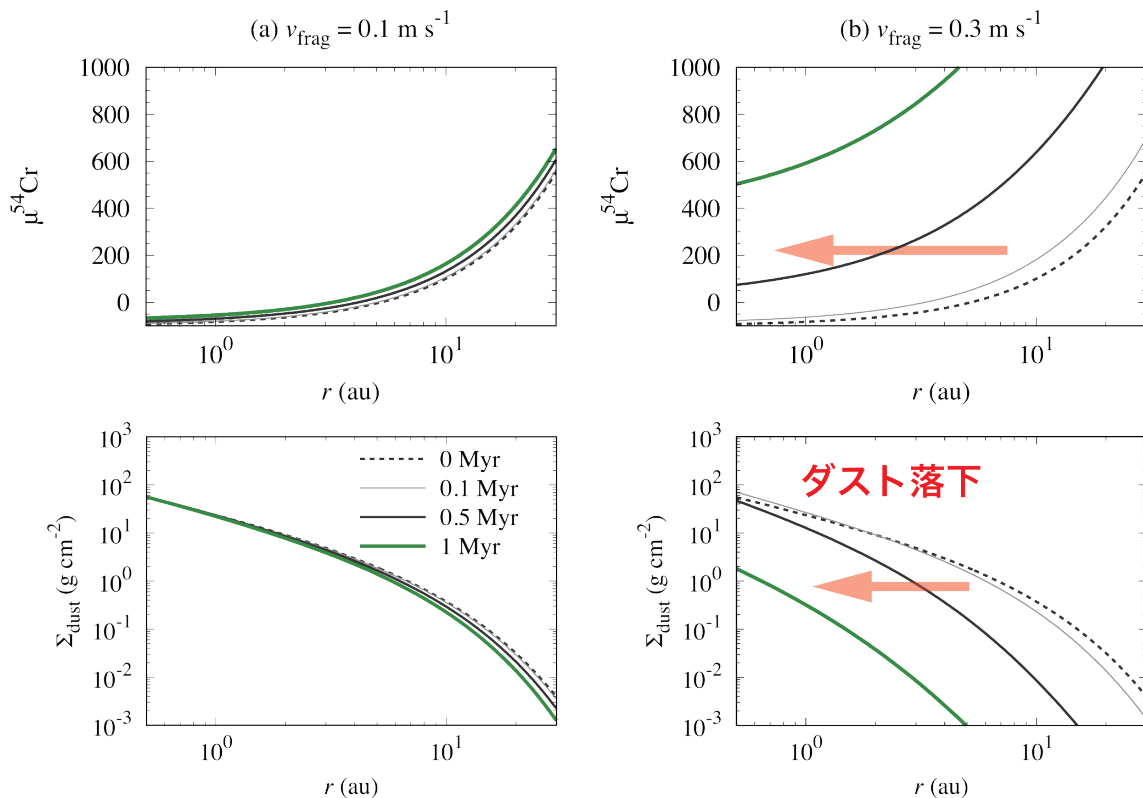


図8: ダスト落下を考慮した場合の円盤の同位体組成分布 (上) とダスト面密度分布 (下)。これらの計算においては  $\alpha_{\text{acc}} = \alpha_{\text{diff}} = 10^{-4}$  を仮定した。(a)  $v_{\text{frag}} = 0.1 \text{ m s}^{-1}$  ( $\text{St} \approx 10^{-4}$ ) の場合。(b)  $v_{\text{frag}} = 0.3 \text{ m s}^{-1}$  ( $\text{St} \approx 10^{-3}$ ) の場合。

これはダスト粒子のドリフト運動の時間スケールが  $v_{\text{frag}} = 0.3 \text{ m s}^{-1}$  のときには100万年より十分短く、ダスト粒子が太陽の方向に落下していることによって理解できる。また、外側領域から  $\mu^{54}\text{Cr}$  の値が高いダスト粒子が落下してくるため、同じ位置においては時間が経つと  $\mu^{54}\text{Cr}$  の値は上昇する。

以上、4.2節では同位体的に不均質な原始太陽系星雲が時間経過とともに均質化される過程を、ダスト粒子の輸送プロセスに基づき議論した。ここで明らかになった事柄は以下の2つである。

1. 円盤中の移流ないし拡散が強く、 $\alpha$ パラメータが  $10^{-3}$  程度またはそれ以上の場合、原始太陽系星雲の隕石母天体形成領域は100万年以内に均質化される。
2. ダスト粒子が衝突合体等によって成長しストークス数が  $10^{-3}$  程度以上になると、円盤ガスと力学

的にデカップルする。このとき、ダスト粒子は動径方向のドリフト運動によって中心星方向に落下し、円盤内側領域の同位体組成は外側から落下してきた物質によって大きく変えられてしまう。加えて、円盤のダスト面密度が100万年以内に桁で減少してしまい、隕石母天体を形成する材料(ダスト粒子)が円盤から失われてしまう。

これらの結果はいずれもダスト粒子の移流・拡散・ドリフト運動の時間スケールから理解することが可能である。また、CAIの形成から数百万年後に集積したCCの母天体(微惑星)が円盤中のダスト粒子から直接形成されたと考えるのであれば、隕石グループ毎に同位体組成が異なっていることを説明するためには弱乱流の原始太陽系星雲において付着成長しにくいダスト粒子から微惑星が形成されたと仮定する必要がある [64]。

一方で、これらの要請が原始惑星系円盤の天文

観測や微惑星形成の理論・数値計算と照らし合わせて現実的なものであるかどうかという観点からも隕石母天体の集積過程を検討しなければならない。例えば、ALMA望遠鏡による原始惑星円盤の観測から、原始惑星系円盤の赤道面でダスト粒子は0.1 mm以上のサイズに成長していることが示唆されている [76].<sup>22</sup> また、微惑星形成の有力なメカニズムのひとつであるストリーミング不安定性はある程度大きく成長したダスト粒子を必要とし [77]、直接合体成長による微惑星形成も（当然）ダスト粒子が円盤中で大きく成長することを要請する。

## 5. 同位体二分性の起源

隕石の同位体組成がNCグループとCCグループとに二分されることが明らかになると [13]、次の段階として、その原因は原始太陽系星雲の同位体組成の時間的な不均質なのか、それとも空間的な不均質なのか議論されるようになった。そして、Kruijer氏らによって鉄隕石のMo同位体比が測定され、CAI形成後約100万年以内に母天体が形成したと考えられる鉄隕石にもNCグループに属するものとCCグループに属するものの両方が存在することが明らかになった [14]。この発見は、原始太陽系星雲の空間的な不均質が同位体二分性の起源であり、NC的な組成を持つ物質が存在する領域（NC領域）とCC的な組成を持つ物質が存在する領域（CC領域）とがコンドライト母天体の集積時刻（CAI形成後数百万年）まで空間的に分断されていた証拠であると解釈されるようになった。

しかし、原始太陽系星雲の形成初期に同位体組成の二分性があったとしても、ダスト粒子がペブル<sup>23</sup>と呼ばれるサイズまで成長する場合には、ペブルの中心星方向への落下によって（NC的な組成を持つ）内側領域に（CC的な組成を持つ）外側領域由来のダスト粒子が100万年以内に混入してしまう。そのた

め、同位体組成の異なるNCとCCの領域が均質化されずに数百万年間維持されていたことは、円盤外側領域から内側領域へのペブルの落下が何かしらのメカニズムで妨げられていたことを意味する。5章では、このメカニズムの候補として現時点で提案されている2つのシナリオを紹介する。

### 5.1 惑星によって形成される原始太陽系星雲中のガスギャップ構造

ペブルの落下を堰き止めるメカニズムのひとつとして、原始太陽系星雲におけるガス圧力の極大点の形成がある [78, 79]。圧力勾配が円盤全体において負になっている場合、ペブルは中心星方向へとドリフトする。しかし、円盤中にガス圧力の極大点が存在する場合、その半径より内側において圧力勾配は正となり、ペブルは外向きにドリフトする。そのため、ガス圧力の極大点を持つ原始惑星系円盤において、ペブルは極大点付近に堰き止められる。<sup>24</sup>

原始惑星系円盤におけるガスの圧力構造の起源として、惑星によるガスギャップの形成が現在盛んに議論されている [80]。原始惑星系円盤中に惑星が存在すると、惑星重力によってガス円盤中に密度波が励起され、惑星と円盤が重力相互作用する [81]。惑星と円盤のあいだで角運動量が交換されることで円盤ガスが惑星近傍の軌道から取り除かれ、惑星軌道にガス面密度のギャップ構造が形成される [80, 82]。このとき、ギャップの外縁付近にガス圧力の急勾配が生じ、惑星の軌道より少し外側にガスの圧力の極大点形成される。<sup>25</sup>

以上の理論的背景から、同位体二分性の起源として（圧力の極大の形成条件を満たす）原始木星によるガスギャップ構造の形成というシナリオが提案されている [14]。原始太陽系星雲に原始木星が存在することで、地球のH<sub>2</sub>O含有量や炭素質コンドライト中に豊富に存在するCAIの含有量も説明できると

<sup>24</sup>内側領域のペブルと外側領域のペブルの混合を防ぐためには、圧力の極大点と極小点がセットで存在することが必要である。

<sup>25</sup>圧力極大点の形成によってペブルの流入を止めるためには惑星質量がある閾値を超えている必要があり、その値はペブル孤立質量と呼ばれている。ペブル孤立質量は $a_{\text{acc}}$ および円盤のアスペクト比（円盤ガスのスケールハイト $H$ と軌道半径 $r$ の比）に依存し、 $a_{\text{acc}} = 10^{-3}$  かつ  $H/r = 5.0 \times 10^{-2}$  の場合には25地球質量程度である [82]。

<sup>22</sup>ただし円盤内側の数auスケールの領域についてはあまりよくわかっていない。

<sup>23</sup>5章以降では、ある程度成長し、動径方向に顕著にドリフトするようになったダスト粒子を「ペブル」と呼ぶことにする。ペブルという単語は惑星形成の研究という狭い範囲においても文脈毎に異なる意味で用いられており、注意が必要である。

言われている [83, 84]. CAIは高い $\mu^{50}\text{Ti}$ ,  $\mu^{54}\text{Cr}$ 値, rプロセスに富むMo同位体組成を持っている. そのため, NCグループに対して大局的に高い $\mu^{50}\text{Ti}$ ,  $\mu^{54}\text{Cr}$ 値, rプロセスに富むMo同位体組成をもつCCグループを説明する担体の一つと考えられる [16, 26]. また, 天文観測によって明らかになった原始惑星系円盤のダストリング構造の普遍的な存在は, 円盤中で大きな惑星が早期に形成されることを示唆している.

## 5.2 スノーラインによる微惑星形成

ただし, 太陽系において実際に原始木星によって同位体二分性が達成されたかどうかは明らかではない. 原始木星の集積機構および形成時間スケールについては現在も理論研究が進展している途上であり [85], 鉄隕石に同位体二分性が存在することを説明できるほど早期に形成されたかどうかは未だ決着していない.<sup>26</sup>さらに, 各領域においてどのように微惑星が形成されたのかも現時点では不明である.<sup>27</sup>

原始木星説における課題を踏まえ, スノーライン近傍でのペブルとガスの共進化が同位体二分性を生み出すという新たなモデルも提案されている.<sup>28</sup> スノーラインの前後では水蒸気の発生やダスト粒子の

表面組成の変化により, 複雑なガス・ペブルの面密度進化が生じる [93]. 5.2節では, Lichtenberg氏らによって最近提唱されたスノーライン後方での微惑星形成説 [94] を紹介する. このシナリオは, 原始太陽系星雲における同位体二分性の起源のみならず微惑星の形成過程をも説明しようとしている点で新規性がある.

まず, スノーライン後方での微惑星形成の物理過程 [95] について3つの段階に分けて簡単に説明する.

1. 水ペブルがスノーラインを通過すると氷成分が昇華し, 水蒸気となる. 発生した水蒸気の一部は拡散によって再びスノーラインの外側へと輸送される. スノーラインの外側へ輸送された水蒸気は再凝縮し, 外側領域のペブル面密度を上昇させる.
2. 加えて, 氷ダスト粒子が岩石ダスト粒子よりも付着成長しやすいという仮定の下では, スノーラインを通過した水ペブルはより小さなサイズの岩石ダスト粒子に変化し, 落下速度が下がる.<sup>29</sup> ゆえに, ゆっくりと落下する岩石ダスト粒子は外から高速で落下する水ペブルの供給によって「渋滞」し, スノーラインの内側で岩石ダスト粒子の面密度が上昇する.<sup>30</sup>
3. サイズの小さい岩石ダスト粒子はガスと力学的にカップルしており, 乱流によって拡散される. そのため, スノーラインの内側で渋滞した岩石ダスト粒子の一部はスノーラインの外側後方へと再分配され, スノーラインの外側のダスト面密度をも上昇させる. これらの物理過程の組み合わせによってスノーラインの外側ではペブル面密度が上昇し, ストリーミング不安定による微惑星形成を引き起こすと考えられている.

この微惑星形成モデルを原始惑星系円盤の形成・進化と組み合わせることで, 微惑星形成が時空間的に異なる2つの段階で駆動されることがDrażkowska氏らによって示された [101]. まず, 分子雲コアからの物質降着が続くコンパクトで重い円

<sup>26</sup>ガス降着を引き起こす大きな質量を持つ固体コア (原始惑星) を円盤寿命以内に形成することは古典的な惑星形成論の枠組みにおいては困難であると考えられている [86, 87]. この問題を解決するために, ペブル集積という新しい固体コア集積メカニズムが注目されている [88]. 円盤形成期 (class 0/I段階) の50万年以内にペブル集積によって10地球質量程度の固体コアを形成可能であるという研究 [89] もあり, 原始太陽系星雲中に早期に惑星ギャップが形成される可能性がある. 一方で, ダスト粒子の直接合体成長およびその後の微惑星集積によるガス惑星の固体コアの形成を統一的に計算した研究 [90] においても, 木星コアは円盤形成後数十万年程度で形成され得ることが明らかになった. ペブル集積及び微惑星集積による木星コアの形成については本特集の小林氏による記事 [85] を参照されたい.

<sup>27</sup>原始木星より外側に位置するCC領域においては, 圧力極大点にペブルが堆積することでダスト面密度が上昇するため, 重力不安定などを經由しての微惑星形成が可能かもしれない. 一方で, NC領域の存在する内側領域には原始木星の存在に起因するダスト濃集構造は生じないため, 直接合体成長による微惑星形成 [91], あるいは弱乱流領域の内側境界に生じるダスト濃集領域での微惑星形成 [92] などを考える必要がある.

<sup>28</sup>スノーライン (雪線) とは原始惑星系円盤において氷が昇華・凝縮する位置のことである. 本稿では $\text{H}_2\text{O}$ 氷のスノーラインに注目する.

<sup>29</sup>岩石粒子及び氷粒子の付着力については現在も議論が続いている. 岩石粒子の付着力は従来考えられていたより大きく, 反対に氷粒子の付着力は小さいという報告もあり [96-98]. 共通の理解は得られていない.

<sup>30</sup>岩石ダスト面密度の上昇を利用し, スノーラインの内側で微惑星を形成するモデルも提案されている [99, 100].



盤を想定し，その状況下でのダスト面密度進化を考える．この段階においては円盤半径が増加することに伴い，ダスト粒子もガスの流れに乗って外向きに移流する．また，スノーライン近傍でのガスの拡散が効率的ならば，水蒸気の再凝縮によって氷ペブルの面密度が上昇し微惑星が形成される (class 0/I 段階での微惑星形成)<sup>31</sup>．その後，分子雲コアからの降着が終了し大きな円盤が形成されると，今度はスノーラインよりも遠方から氷ペブルが落下するようになる．氷ペブルがスノーラインまで落下することで上述のメカニズムによりスノーラインの外側のペブル面密度が上昇し，微惑星が形成される (class II 段階での微惑星形成)．

Lichtenberg氏らの論文 [94] ではこの2段階の微惑星形成と分子雲コア段階における同位体不均質性を仮定し (図4)，class 0/I 段階での微惑星がNCグループの隕石の母天体，class II 段階で形成される微惑星がCCグループの隕石母天体であると議論している<sup>32</sup>．同位体二分性を説明する上で特に重要なのは，class II 段階での微惑星形成が (円盤進化に伴い遠方へ移動した) スノーライン近傍で駆動されるという点である．円盤の外側領域から落下してきたCC的なペブルがスノーラインに流れ込むことでCC的な微惑星を形成する際，ペブルはスノーラインによって「濾し取られる」．そのため，(スノーラインよりも内側に位置する) NC的な微惑星の存在する領域への，その後に円盤外側から落下するCC的なペブルによる汚染は抑制される．

しかし，このスノーラインでの微惑星形成が同位体二分性の起源であるというシナリオにも未解決な問題が存在する．このシナリオにおいて，NC的な組成を持つ円盤形成期に生まれる微惑星の形成は円

盤形成開始からわずか50万年程度で終了する．そのため，NC的な組成をもつ微惑星はclass 0/I 段階に生まれ，豊富に存在する<sup>26</sup>Alの放射壊変熱によって微惑星内部が溶融し分化天体へと進化する事が期待される．一方で，NCグループには未分化の天体に由来すると考えられる普通コンドライトやエンスタタイトコンドライトが含まれている<sup>33</sup>．つまり，Lichtenberg氏らのシナリオにおいてNCグループに属するコンドライトの母天体がどのように形成されたのかは謎であり，<sup>26</sup>Alの放射壊変熱によって微惑星が分化する前に天体衝突によって破壊しその後破片を再集積する，あるいは微惑星のサイズが小さく放射壊変熱が天体内部にこもらなかった，などの可能性を検討する必要がある．

以上，同位体二分性の発見以降に主張された2つの有力視されている理論モデルを紹介した．今後，これらのモデルで実際に同位体二分性を保つことが可能かどうかを様々な観点から検証する必要がある．また，同位体二分性から予想される原始太陽系星雲における微惑星・惑星形成プロセスを太陽系外の円盤，惑星系の観測と照らし合わせることも重要である．

## 6. ガスギャップ構造とCAI含有量・揮発性元素存在度の関係

同位体二分性から示唆される原始惑星系星雲のギャップ構造は，隕石に見られる様々な化学的・鉱物学的特徴を説明する可能性がある．ここではまず，コンドライト中に含まれるCAIの含有量について議論する．CAIは太陽近傍で凝縮したと考えられる高温凝縮物である．CAIの形成年代は現状発見されている太陽系物質のなかで最も古く (45.67億年前 [6])，太陽系の最初期に凝縮した固体物質である．コンドライト中のCAI含有量は炭素質コンドライトが0.5-10 vol.%程度であり，一方で普通コンドライトおよびエンスタタイトコンドライトは0.1 vol.%程度以下である [103]．CAI等の含有量の違いから，CCグループはNCグループに比べ難揮発性元素が選択的に濃集している．

<sup>31</sup>このモデルにおいて，class 0/I 段階で形成される微惑星は集積直後には大量の水 (氷) を含むことが期待される．これは一見すると水に乏しい組成を持つNCグループの隕石の母天体として不適当なのではないかと思われるが，集積後の<sup>26</sup>Alの放射壊変熱による熱進化によって脱水可能であるとLichtenberg氏らは主張している [94]．

<sup>32</sup>さらに，このシナリオはNC，CCグループの鉄隕石の年代学的特徴 [14] を説明可能である点も魅力的である．この論文 [94] では<sup>26</sup>Alの放射壊変熱を考慮した微惑星内部の熱進化計算も行われており，NCおよびCCグループの鉄隕石の分化年代と整合的な結果が得られている．

<sup>33</sup>このシナリオにおけるNC的な組成をもつ微惑星の集積年代は，普通コンドライト中のコンドロールの<sup>26</sup>Al-<sup>26</sup>Mg年代 (CAI形成から約200万年後 [8, 102]) と矛盾する．

NC・CCグループ間の含有量の差から、太陽近傍で形成されたCAIは円盤外側領域まで輸送され、その後CC領域においてのみ（ダスト落下等を免れて）保存されていたと考えられる。CAIを円盤外側領域に輸送するメカニズムとしては、class 0/I段階における円盤半径の拡大に伴うダスト粒子の外側輸送 [104] などいくつかのモデルが提案されている。そして、CC領域に輸送されたCAIを保存することは原始木星が形成するギャップ構造などが存在すれば可能だろう。CAIは典型的にはmmサイズであり、圧力の極大点が存在しない円盤を仮定した場合、ペブルと同様に中心星方向に100万年以内に落下してしまう。5章で説明した通り、原始木星がギャップ構造を形成すると円盤外側のCC領域に存在したCAIを太陽に落下させずに円盤中に保存することができる。Desch氏らの論文 [84] では原始木星の存在を3 auに仮定し、コンドライトのCAI含有量およびそのバリエーションを再現した。同様の物理プロセスによって、炭素質コンドライトの揮発性元素欠乏のパターン等の化学的特徴も説明できる可能性があり、今後様々な検討がなされるだろう。

難揮発性元素の（外向きの）輸送過程が議論されている一方で、Birmingham氏らは特にCC領域から地球近傍への揮発性物質の輸送に着目し、ギャップ構造が与える影響について議論している [105]。原始太陽系星雲の温度構造と母天体の形成領域の位置関係から、CC領域はNC領域よりも揮発性元素に富むことが予想される。しかし、コンドライトグループのあいだには水素や炭素などの高い揮発性元素の存在度に明瞭な差があるとは必ずしも言えない。つまり、核合成起源の同位体異常の説明とは異なり、ギャップ構造が揮発性物質の内側への輸送を妨げたという明確な証拠は得られていない。

## 7. 微惑星形成領域の推定

近年の惑星形成モデルでは、小惑星の表面組成の違い（S型・C型）が考慮され、固体惑星の形成に加えて小惑星の分布の再現が試みられている [106, 107]。S型小惑星がある程度均質な表面組成をもつ一方で、C型小惑星のスペクトル型は多様であり、類似するものとしてX型やD型も存在する。これらの小

惑星は過去に衝突破壊を経験したと考えられるが、大局的な空間分布は小惑星族として観測することが出来る。現在の小惑星族分布を惑星形成モデルにおいて再現するには、微惑星の形成場所・時刻に関する情報が必要となる。

本稿でこれまで議論した通り、隕石に見られる同位体不均質性は初期太陽系に分布する微粒子の時間空間情報を表している。大局的に見れば、原始太陽系星雲の動径方向の不均質性はダスト粒子の集積によって誕生した微惑星に保持されていると考えられることができる。著者は、特にCC領域に注目し、異なるタイプの隕石が持つCr同位体比の違いから母天体形成領域を相対的に推定した [64]。そして、内側から順にCV, CM, Tagish Lake, CIコンドライトの母天体が3-10 au付近で形成されたという結果を得た。この結果は、CAI含有量および難揮発性元素の存在度から様々なコンドライトの母天体形成領域を求めた先行研究 [84] の結果とよく一致している。これらの研究以外にも、微惑星の形成領域を推定することは多数のグループによって試みられている。例えば、Tagish Lake隕石中の炭酸塩の炭素同位体比に基づく議論 [108] や、CO<sub>2</sub>に富む液体の水をSutter's Mill隕石という炭素質コンドライト中で発見したこと [109] に基づき、CO<sub>2</sub>やCOのスノーラインを用いて母天体形成領域が推定されている。さらに、物質分析によって推定された微惑星形成領域、時刻の情報を隕石に記録されている残留磁化強度と比較することで、初期太陽系の磁場の動径分布およびその起源を推定する試みもあり [110]、微惑星形成領域の推定は惑星科学において現在最もホットなトピックのひとつである。

微惑星の形成領域に関する研究は現在発展途上である。形成領域は年代測定のように絶対値から求められるものではなく、原始太陽系星雲の温度構造や乱流強度の情報が不可欠である。また、C型小惑星と炭素質コンドライトのスペクトル型の対応 [111] も、小惑星探査などを通して進展している途上である。

隕石データの解釈についても、説明出来ていない点はいくつも残されている。例えば、van Kooten氏らの研究 [112] では、コンドライトの<sup>54</sup>Crおよび<sup>26</sup>Alの娘核種である<sup>26</sup>Mgの同位体不均質性のトレンドを説明するために、CRコンドライト等の金属鉄

を多く含む炭素質コンドライトの母天体はCIコンドライト母天体よりも外側で形成されたと主張している。一方で、著者が提唱した隕石全岩のCr同位体不均質性に基づくモデルでは、CRコンドライト母天体はCIコンドライト母天体よりも内側で形成する必要がある。CRコンドライトに含まれるコンドルール・CAIの含有量や軽元素 (N・O) の同位体組成を含め、今後より多方面から検証する必要がある。

## 8. おわりに

我々の惑星形成プロセスに対する理解を深めるためには、天文観測からの制約に加え、太陽系内天体の探査、そして隕石学に基づく物質的な証拠に基づく議論が欠かせない。本稿では、原始太陽系星雲中の核合成起源同位体の不均質および二分性について、どのような物理化学過程に由来すると考えられているのかレビューした。特に、円盤の形成・進化、ダスト粒子の輸送、そして微惑星形成に関する物理過程について簡潔かつ丁寧に説明することを目指した。また、同位体二分性の存在から示唆される、原始太陽系星雲中に形成されたギャップ構造、あるいはスノーラインでの局所的な微惑星形成プロセスが、隕石物質のその他の特徴にどのような影響を及ぼし得ると期待されているのかについても最近の研究成果を紹介した。

同位体二分性に関する一連の研究は、隕石学の新たな知見が惑星形成の理論研究を加速させた好例である。とはいえ、現在提唱されているシナリオは隕石データを全て整合的に説明することには成功していない。また、本稿で述べた通り、太陽系が生まれた分子雲・星団の進化を研究することで、太陽系誕生時の同位体不均質の起源も明らかにする必要がある。急速に発展する各分野の知見を取り入れ続けることが、今後の惑星形成論の進展に必要不可欠であろう。

## 謝辞

本稿の査読者である藤谷渉博士には多くの有意義なコメントをいただきました。また、本論文を執筆する機会をくださった奥住聡博士に感謝いたし

ます。筆者の研究はJSPS科研費 (JP20J00698, JP20K14535) の助成を受けたものです。

## 参考文献

- [1] 植田高啓, 2022, 遊星人 31, 68.
- [2] Dauphas, N. and Pourmand, A., 2011, *Nature* 473, 489.
- [3] Kobayashi, H. and Dauphas, N., 2013, *Icarus* 225, 122.
- [4] Kita, N. T. and Ushikubo, T., 2012, *Meteorit. Planet. Sci.* 47, 1108.
- [5] Bollard, J. et al., 2017, *Sci. Adv.* 3, e1700407.
- [6] Connelly, J. N. et al., 2012, *Science* 338, 651.
- [7] Tenner, T. J. et al., 2019, *Geochim. Cosmochim. Acta* 260, 133.
- [8] Pape, J. et al., 2019, *Geochim. Cosmochim. Acta* 244, 416.
- [9] Hezel, D. C. and Palme, H., 2010, *Earth Planet. Sci. Lett.* 294, 85.
- [10] ALMA Partnership et al., 2015, *Astrophys. J. Lett.* 808, L3.
- [11] 甘利幸子, 1993, 遊星人 2, 73.
- [12] 古家健次, 2021, 遊星人 30, 4.
- [13] Warren, P. H., 2011, *Earth Planet. Sci. Lett.* 311, 93.
- [14] Kruijer, T. S. et al., 2017, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* 114, 6712.
- [15] Trinquier, A. et al., 2007, *Astrophys. J.* 655, 1179.
- [16] Trinquier, A. et al., 2009, *Science* 324, 374.
- [17] Moynier, F. et al., 2010, *Earth Planet. Sci. Lett.* 300, 359.
- [18] Boyet, M. and Carlson, R. W., 2005, *Science* 309, 576.
- [19] Yokoyama, T. et al., 2007, *Earth Planet. Sci. Lett.* 259, 567.
- [20] Yokoyama, T. and Walker, R. J., 2016, *Rev. Mineral. Geochem.* 81, 107.
- [21] Jacquet, E. et al., 2019, *Astrophys. J.* 884, 32.
- [22] Burbidge, E. M. et al., 1957, *Rev. Mod. Phys.* 29, 547.

- [23] 和南城伸ほか, 2014, 天文月報 107, 7.
- [24] Arlandini, C. et al., 1999, *Astrophys. J.* 525, 886.
- [25] Burkhardt, C. et al., 2011, *Earth Planet. Sci. Lett.* 312, 390.
- [26] Budde, G. et al., 2016, *Earth Planet. Sci. Lett.* 454, 293.
- [27] Budde, G. et al., 2019, *Nat. Astron.* 3, 736.
- [28] 深井稜汰, 2020, 遊星人 29, 14.
- [29] 瀧川晶, 2020, 遊星人 29, 4.
- [30] Schaller, G. et al., 1992, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 96, 269.
- [31] Fukushima, H. et al., 2020, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 497, 3830.
- [32] Lada, C. J. and Lada, E. A., 2003, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 41, 57.
- [33] 小林浩, 2005, 遊星人 14, 44.
- [34] 小林浩, 2008, 遊星人 17, 22.
- [35] Adams, F. C., 2010, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 48, 47.
- [36] Cameron, A. G. W. and Truran, J. W., 1977, *Icarus* 30, 447.
- [37] Boss, A. P. et al., 2008, *Astrophys. J.* 686, L119.
- [38] Kinoshita, S. W. et al., 2021, *Astrophys. J.* 921, 150.
- [39] Ouellette, N. et al., 2010, *Astrophys. J.* 711, 597.
- [40] Close, J. L. and Pittard, J. M., 2017, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 469, 1117.
- [41] 野沢貴也, 2015, 天文月報 108, 274.
- [42] Portegies Zwart, S. et al., 2018, *Astron. Astrophys.* 616, A85.
- [43] 三木順哉ほか, 2007, 遊星人 16, 135.
- [44] 橘省吾, 2009, 地球化学 43, 213.
- [45] Gaches, B. A. L. et al., 2020, *Astrophys. J.* 898, 79.
- [46] Vasileiadis, A. et al., 2013, *Astrophys. J. Lett.* 769, L8.
- [47] Fujimoto, Y. et al., 2018, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 480, 4025.
- [48] Kuffmeier, M. et al., 2016, *Astrophys. J.* 826, 22.
- [49] MacPherson, G. J. et al., 2012, *Earth Planet. Sci. Lett.* 331, 43.
- [50] Wasserburg, G. J. et al., 1977, *Geophys. Res. Lett.* 4, 299.
- [51] Sahijpal, S. and Goswami, J. N., 1998, *Astrophys. J.* 509, L137.
- [52] Holst, J. C. et al., 2013, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* 110, 8819.
- [53] Fukai, R. and Yokoyama, T., 2017, *Earth Planet. Sci. Lett.* 474, 206.
- [54] Ek, M. et al., 2020, *Nat. Astron.* 4, 273.
- [55] Nakamoto, T. and Takeishi, A., 2016, *Lunar Planet. Sci. Conf.* 47, 2201.
- [56] Nanne, J. A. M. et al., 2019, *Earth Planet. Sci. Lett.* 511, 44.
- [57] Nakamoto, T. and Nakagawa, Y., 1994, *Astrophys. J.* 421, 640.
- [58] Hueso, R. and Guillot, T., 2005, *Astron. Astrophys.* 442, 703.
- [59] 塚本裕介, 2022, 遊星人 31, 6.
- [60] Boss, A. P., 2008, *Earth Planet. Sci. Lett.* 268, 102.
- [61] Vanhala, H. A. T. and Boss, A. P., 2002, *Astrophys. J.* 575, 1144.
- [62] 杉浦直治, 2013, 地球化学 47, 183.
- [63] Sugiura, N. and Fujiya, W., 2014, *Meteorit. Planet. Sci.* 49, 772.
- [64] Fukai, R. and Arakawa, S., 2021, *Astrophys. J.* 908, 64.
- [65] Arakawa, S. et al., 2021, *Astrophys. J.* 920, 27.
- [66] Shakura, N. I. and Sunyaev, R. A., 1973, *Astron. Astrophys.* 500, 33.
- [67] 永原裕子, 2020, 低温科学 78, 115.
- [68] Dauphas, N. et al., 2010, *Astrophys. J.* 720, 1577.
- [69] 鈴木建ほか, 2009, 遊星人 18, 147.
- [70] 鈴木建, 2015, 天文月報 108, 147.
- [71] Hayashi, C., 1981, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 70, 35.
- [72] Blum, J. and Wurm, G., 2008, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 46, 21.
- [73] Scharäpler, R. R. et al., 2022, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 509, 5641.
- [74] Wada, K. et al., 2011, *Astrophys. J.* 737, 36.
- [75] 和田浩二, 2015, 遊星人 24, 201.



- [76] 片岡章雅, 2017, 天文月報 110, 333.
- [77] Yang, C. -C. et al., 2017, *Astron. Astrophys.* 606, A80.
- [78] 橋本淳, 2015, 遊星人 24, 282.
- [79] Haghhighipour, N. and Boss, A. P., 2003, *Astrophys. J.* 583, 996.
- [80] 金川和弘, 2015, 遊星人 24, 4.
- [81] 武藤恭之, 2010, 天文月報 103, 688.
- [82] Bitsch, B. et al., 2018, *Astron. Astrophys.* 612, A30.
- [83] Morbidelli, A. et al. 2016, *Icarus* 267, 368.
- [84] Desch, S. J. et al., 2018, *Astrophys. J. Suppl.* 238, 11.
- [85] 小林浩, 2022, 遊星人, submitted.
- [86] Kokubo, E. and Ida, S., 2002, *Astrophys. J.* 581, 666.
- [87] 小林浩, 2011, 遊星人 20, 317.
- [88] Johansen, A. and Lambrechts, M., 2017, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* 45, 359.
- [89] Tanaka, Y. A. and Tsukamoto, Y., 2019, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 484, 1574.
- [90] Kobayashi, H. and Tanaka, H., 2021, *Astrophys. J.* 922, 16.
- [91] Homma, K. A. et al., 2019, *Astrophys. J.* 877, 128.
- [92] Ueda, T. et al., 2019, *Astrophys. J.* 871, 10.
- [93] 奥住聡, 2019, 遊星人 28, 285.
- [94] Lichtenberg, T. et al., 2021, *Science* 371, 365.
- [95] Drążkowska, J. and Alibert, Y., 2017, *Astron. Astrophys.* 608, A92.
- [96] Kimura, H. et al., 2015, *Astrophys. J.* 812, 67.
- [97] Steinpilz, T. et al., 2019, *Astrophys. J.* 874, 60.
- [98] Musiolik, G. and Wurm, G., 2019, *Astrophys. J.* 873, 58.
- [99] Ida, S. et al., 2021, *Astron. Astrophys.* 646, A13.
- [100] Hyodo, R. et al., 2021, *Astron. Astrophys.* 646, A14.
- [101] Drążkowska, J. and Dullemond, C. P., 2018, *Astron. Astrophys.* 6014, A62.
- [102] Siron, G. et al., 2021, *Geochim. Cosmochim. Acta* 293, 103.
- [103] Scott, E. R. D., 2007, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* 35, 577.
- [104] Yang, L. and Ciesla, F. J., 2012, *Meteorit. Planet. Sci.* 47, 99.
- [105] Bermingham, K. R., 2020, *Space Sci. Rev.* 216, 133.
- [106] Walsh, K. J. et al., 2011, *Nature* 475, 206.
- [107] Raymond, S. N. and Izidoro, A., 2017, *Sci. Adv.* 3, e1701138.
- [108] Fujiya, W. et al., 2019, *Nat. Astron.* 3, 910.
- [109] Tsuchiyama, A. et al., 2021, *Sci. Adv.* 7, eabg9707.
- [110] Weiss, B. P. et al., 2021, *Sci. Adv.* 7, eaba5967.
- [111] 廣井孝弘, 杉田精司, 2010, 遊星人 19, 36.
- [112] van Kooten, E. M. M. E. et al., 2016, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* 113, 2011.

特集「新・惑星形成論」

# 円盤ミリ波観測から制約する惑星形成論

植田 高啓<sup>1</sup>

2021年12月17日受領, 査読を経て2022年1月20日受理

(概要) ALMA望遠鏡によって、ミリ波帯での原始惑星系円盤観測が飛躍的に発展した。2014年の長基線観測運用開始の直後は、数auスケールの高空間分解能を生かし、多数の円盤詳細構造を発見し、個々の天体の特徴付けが行われた。ここ数年は、これに加え、高感度を生かした大規模サーベイ観測によって、円盤の統計データも得られてきている。特に、比較的大きな円盤では、ダスト円盤のリング・ギャップ構造が普遍的に存在することが明らかとなり、詳細構造と惑星形成論を結びつけられるようになってきた。また、ダスト円盤と系外惑星系の統計的比較が可能となったことで、これまで注目されてきた進化中後期(≥ 100万年)の円盤の質量が系外惑星系の典型的質量を下回ることが明らかとなり、惑星形成のスタート地点の理解に疑問を投げかけている。本稿では、ALMAによって得られたダスト円盤の統計データを中心に、円盤観測と惑星形成論の繋がりを概観し、今後のミリ波円盤観測の展望を述べる。

## 1. ミリ波で見る原始惑星系円盤

惑星系は、恒星の周りを回る原始惑星系円盤と呼ばれるガスとダストから成る円盤の中で形成される。主系列星周りの系外惑星が初めて発見された1995年以前、惑星形成論は、唯一の惑星系だった「太陽系」の成り立ちを理解するべく議論されてきた。しかし、1995年の系外惑星の発見以降、惑星形成論は、太陽系という1つの固有なシステムを理解するためのものから、「一般的にどのような惑星が形成されるのか」、「太陽系は宇宙の中でありふれた存在なのか、あるいは稀有なものなのか」を理解する方向へと変化した。特に、2009年に打ち上げられたケプラー宇宙望遠鏡によって、太陽系に存在しない非常に短周期で地球より重い惑星が宇宙に普遍的に存在することが明らかとなり、「より一般的な惑星形成論」の構築が試みられてきた。

このような惑星形成論の変遷の中で、惑星形成の舞台である原始惑星系円盤の理解も大きく変化して

きた。太陽系に基づいた古典的惑星形成論では、現在の太陽系の固体成分を動径方向距離の冪乗(-1.5乗) でばら撒いた「最小質量円盤モデル」が確立され、原始惑星系円盤の典型例として惑星形成論の礎となった[1]。観測的には、ミリメートル帯の波長(以下、ミリ波)を用いた円盤観測によって、ダスト円盤の特徴付けが行われてきた。円盤観測は、用いる波長によって観測できる領域が異なる。近赤外線では、円盤表面で散乱された中心星放射を見ることになるため、円盤表面の構造を捉えられる。一方、ミリ波では、中心星放射は暗いため、ダスト円盤の熱放射を捉えられ、より直接的にダスト円盤の情報を知ることができる。2010年以前は、ミリ波望遠鏡が達成していた空間分解能はせいぜい20au程度で、現在の海王星軌道(~ 30au)をようやく中心星から切り分けられる程度であった。ゆえに、ダスト円盤の動径分布は、概ね冪乗分布(と円盤外側で指数関数的に減少する包絡線をかけたもの)であると解釈されてきた[2]。

しかし、2014年に超高解像度イメージングを可能とする長基線の稼働が開始した大型電波干渉計

1. 国立天文台 科学研究部  
takahiro.ueda@nao.ac.jp

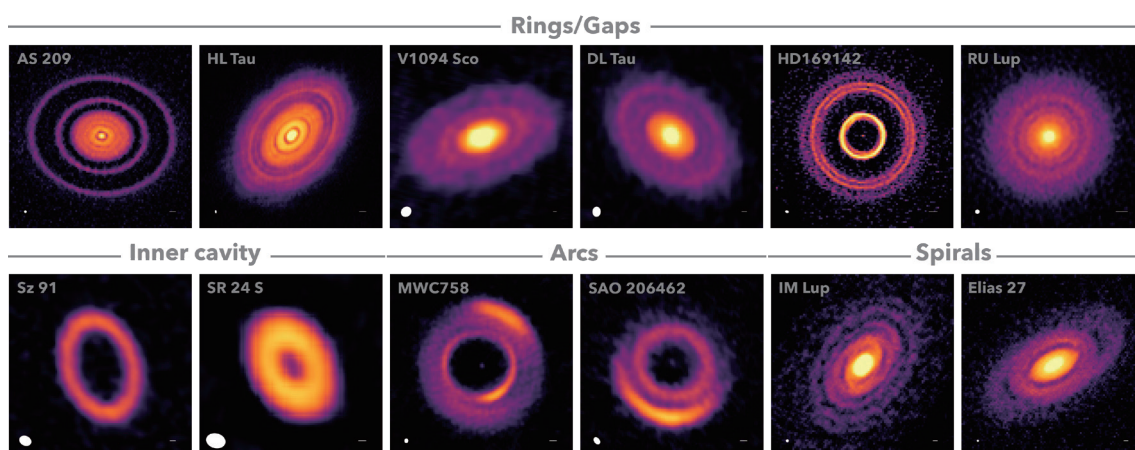


図1: ALMAによるダスト円盤観測の例([5]より改変). 各パネルの左下の白い楕円が空間分解能, 右下の白い実線が10auのスケールを表す.

Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA)によって, 原始惑星系円盤の描像は大きく変わった. ALMA望遠鏡は, ミリ波・サブミリ波(およそ0.3から3mm程度)の望遠鏡で, 最大16km程度離れた複数のアンテナを組み合わせることによって, 最高で0.02秒角程度の角度分解能を実現している. 太陽系から比較的近い代表的な星形成領域であるおうし座星形成領域までの距離はおおよそ140pc程度であるため, 0.02秒角の角度分解能は2.8auの空間分解能に相当する. ALMAはこの高い空間分解能によって, ダスト円盤はリングやギャップといった「詳細構造」を内包しており, 単純な冪乗分布ではないことを明らかにした[4]. 特に, 詳細構造の大規模観測を行なったALMA Large Program「The Disk Substructures at High Angular Resolution Project (DSHARP)」では, 比較的明るい(すなわち大きくてダスト量も豊富な)原始惑星系円盤20天体を5auスケールの空間分解能で観測し, 全ての天体で詳細構造を検出している[4]. 図1はダスト円盤の詳細構造観測の例である. 詳細構造は大きく分け「リング・ギャップ」, 「円盤内側領域の穴(inner cavity)」, 「弧状構造(arcs)」, 「渦状腕構造(spirals)」に分類される. 第5章でも述べる通り, 穴構造はリング・ギャップ構造の延長であると解釈されることが多い. リング・ギャップ構造は大きな円盤では普遍的に存在するのに対し, 弧状・渦状腕構造は比較的珍しいことがわかっている. 本稿では, こ

れ以降, 特に断りなく「詳細構造」と述べた時はリング・ギャップ構造のことを指すこととする. ALMAによる原始惑星系円盤観測の詳細については, 武藤氏が執筆された記事[3]も参照されたい.

ALMAは, この高い空間分解能に加え, 感度も非常に高く, 多くの天体を短時間ずつ観測する「サーベイ観測」でも目覚ましい成果を挙げている. Longらは, DSHARPが明るい天体のみに注目していることを考慮し, 暗い円盤も含むバイアスの少ないサーベイ観測(空間分解能16auで32天体)を行なった[6]. このサーベイから得られた重要な結論として特に2つの点が挙げられる. 第一に, 空間分解能に比べ十分大きい円盤(半径 $\geq 55$ au)の全てで詳細構造を検出した. これはDSHARPによって示された詳細構造の普遍性と整合的である. そして第二に, ダスト円盤の多くは半径が50auに満たないコンパクトなものであることが明らかとなった. Longらの観測では, これらのコンパクト円盤で詳細構造は検出されなかったが, それは単純に空間分解能が十分でなかった可能性がある. 実際, 近年, コンパクト円盤においても詳細構造が発見されてきている[7, 8]. 次章以降では, このような最新のミリ波ダスト円盤観測を概観するとともに, 観測の解釈および惑星形成論との繋がりについて議論していく.

## 2. 円盤詳細構造が示唆する遠方巨大惑星の普遍性

第1章で述べたように、原始惑星系円盤の遠方領域( $\geq 10\text{au}$ )のダスト熱放射分布にはリング・ギャップ構造が普遍的に存在する。この詳細構造は惑星形成に密接に関係していると考えられ、その起源を説明するアイデアが多数提唱されてきている。しかし、多くの場合、いずれのアイデアに対してもそれを決定づける証拠は得られておらず、その理解は混沌としている。

### 2.1 円盤詳細構造の惑星起源説

それらのアイデアの中で最もよく議論されているのが、「惑星起源説」である。惑星が10地球質量程度以上になると、円盤ガスとの重力的相互作用により、その軌道にガス・ダスト密度のギャップを形成する。ガス面密度にギャップがあると、ダストの動径方向落下がギャップ外端で止まり、リングを形成する。

詳細構造の惑星起源説を証明する最もストレートな方法は、ギャップ中に存在する惑星(あるいはその周りに形成される周惑星円盤)を観測的に検出することである。この検出方法としては、惑星(と周惑星円盤)に降着するガスが放出する水素原子の輝線や周惑星円盤のダスト熱放射を観測する方法がある。しかし、ギャップ中の惑星を検出することは現在の観測精度をもってしても容易ではなく、水素原子輝線と周惑星円盤の両方が検出されているのはPDS 70cのたった1例のみである(図2)。水素原子輝線の検出は他に数天体あるが、PDS70c、および同じ中心星に付随するもう一つの惑星候補PDS 70bほど惑星降着起源が確からしい検出例はない。ギャップはこれまでに50個以上も見つかっていることを考え

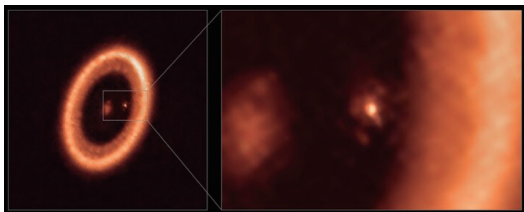


図2:PDS 70周りの原始惑星系円盤のダストギャップ中に検出されたPDS 70c周りの周惑星円盤の熱放射。Credit: ALMA(ESO/NAOJ/NRAO)/Benisty et al. 2021 [9].

ると、ギャップの起源が惑星であると簡単には言えないことがわかるだろう。

### 2.2 系外惑星観測と円盤詳細構造の比較

ここで、惑星起源説が正しいという立場を取ると、1つの疑問が生まれてくる。「ギャップを作っている惑星は今後、観測されている系外惑星のようになるのか?」。もし観測されている詳細構造が惑星によるものだとすれば、詳細構造の分布と系外惑星の分布を比較することで、惑星進化後期過程(ここではガス捕獲開始後のことを指す)を観測的に制約できると期待される。図3は、2022年1月12日時点までに検出されている系外惑星(質量、軌道長半径、中心星質量がわかっているもののみ)と、ギャップを作っていると予想される惑星候補の質量・軌道長半径を比較したものである[10, 11]。惑星は、質量が重いほど幅が広く深いギャップを開けるので、ギャップの幅・深さから惑星質量を推定することが可能である[12]。ただし、ギャップの幅・深さは、惑星質量のみでなく、ガス円盤の乱流強度やスケールハイト(ガス温度によって決まる)にも依存することに注意が必要である。図3を見て分かる通り、現在ALMAで検出されている詳細構造を作っていると仮定される惑星の多くは、これまで見つかっている系外惑星とは全く異なる。具体的には、軌道長半径が10から100au程度、質量が中心星の0.00001–0.001倍程度(中心星が太陽質量とすると、0.01–1木星質量程度)で、近年多数見つかった軌道長半径が数auで質量が1–10木星質量の惑星「コールドジュピター」に比べ、小さくて遠方に位置する。

この系外惑星と円盤詳細構造を作る惑星候補の質量・軌道分布の矛盾について、幾つかの要因が挙げられる。第一に、円盤詳細構造を作る惑星候補の質量・軌道領域は、系外惑星観測では検出困難であるという点である。詳細構造を作る惑星候補は、トランジット法や視線速度法で検出するには中心星から遠すぎ、直接撮像法や重力マイクロレンズ法で検出するには小さすぎる。言い換えると、系外惑星観測ではこれらの惑星を検出できていないだけで、実際には存在している可能性がある。しかし、この解釈は、ギャップを作っている惑星候補が「これ以上質量・軌道的に進化しない」ということを前提にしている。



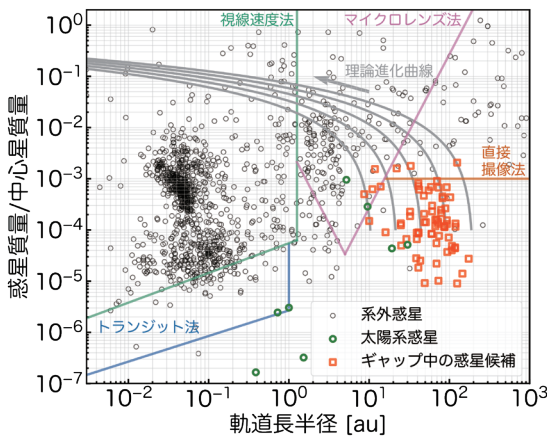


図3: 系外惑星とギャップ中の惑星候補の軌道-質量分布の比較 ([11]を基に作成). 灰色の実線は理論的に予想される軌道-質量進化[13]を示す. 視線速度法・トランジット法(ケプラー望遠鏡)・重力マイクロレンズ法・直接撮像法の惑星検出限界のおおよその目安[10]を実線でプロットした.

実際には、これらの惑星は今後、円盤ガスを捕獲して質量が増加し、さらには円盤との重力相互作用によって軌道進化すると予想される。

そこで次に考えられるのが、これらの惑星候補が今後成長し、これまで検出されている系外惑星のようになる可能性である。しかし、残念ながら、最新の惑星軌道移動・ガス捕獲モデルを用いると、これらの惑星候補は観測されている系外惑星とは大きく異なるものとなりそうである。図3に、円盤ギャップを作る惑星の理論進化曲線[13]を図示した。惑星は円盤ガスを捕獲して質量が増加すると同時に、円盤ガスとの重力相互作用によって円盤内側方向に移動すると考えられている。このような理論モデルを用いると、円盤中の惑星候補と中心星の質量比は、軌道長半径が数auのときに $10^{-2}$ (おおよそ10木星質量)、0.1auのときに $10^{-4}$ (おおよそ100木星質量)、というとても重い惑星になってしまうことがわかる。一部のコールドジュピターは理論曲線上に存在しているが、ギャップは普遍的に存在しているのに対し、コールドジュピターの存在頻度はせいぜい10%未満であるということにも注意したい[14]。

ここで重要なのが、この理論進化曲線は、ガス面密度に寄らないという点である。惑星のガス捕獲・軌道進化効率はガス面密度に依存するため、惑星の質量・軌道進化にはガス面密度由来の不定性が存在す

る。しかし、ガス捕獲効率も軌道進化効率も共にガス面密度の1乗に比例するため、質量-軌道長半径曲線はガス面密度に寄らないのである(この曲線上のどこで進化が止まるかは面密度による)[13]。すなわち、ガス円盤構造がどうであれ、この理論モデルでは、ギャップ中の惑星候補は見つかっている系外惑星より非常に重い惑星になりそうである。

実は、「ギャップを作る惑星候補のその後の進化」だけでなく、「ギャップを作る惑星候補に至るまでの進化」でも似た問題が見受けられる。Nayakshinらは、様々なガス捕獲モデルに基づいてガス惑星の成長計算を行い、ギャップを作る惑星候補の質量進化と観測されている円盤の年齢を比較した。その結果、惑星のガス捕獲効率を1桁程度意図的に下げないと、惑星がガスを捕獲しすぎてしまい、円盤年齢の頃には、ギャップから推定される質量よりも圧倒的に重くなってしまう可能性が明らかとなった[15]。

これらの矛盾から2つの可能性が考えられる、1つは、現在我々が考えているガス捕獲モデルおよび軌道移動モデルに何らかの問題があるということである。そして、もう1つの可能性は、ALMAで見つかった詳細構造は惑星起源ではないというものである。次章ではこの可能性について見ていきたい。

### 3. 惑星工場としての円盤詳細構造

ここまで、見つかった円盤詳細構造について、「惑星がギャップを空けその外端がリングとなる」という考えのもと話を進めてきた。一方、惑星が詳細構造を作るというより、むしろ、「詳細構造が惑星を作っている」のではないかという考え方も存在する。

#### 3.1 ダストの局所濃集による惑星形成

ダスト円盤のリング・ギャップ構造の存在は、ダストの運動を理解する上で重要な手がかりとなる。動径方向に滑らかな構造をもつ冪乗円盤中のガスは、中心ほど高温高密度であるため、中心星からの重力と遠心力に加え、内から外向きに圧力勾配力が働き、ケプラー速度よりも少し遅く回転する。一方ダストは、このガスの中をケプラー回転しているため、円盤ガスの向かい風を受けて角運動量を失い、中心星方向に落下する。この落下タイムスケールは非常に短

く、円盤中のダストの大部分は100万年を待たずにほとんどなくなってしまうと考えられ、「ダスト落下問題」として古くから知られている[16]。しかし、円盤ガスにギャップなどがあると、局所的な圧力極大地点が形成され、ダストは向かい風を受けずに落下が停止する。ダスト円盤中のリング・ギャップ構造は、このような圧力勾配力の変化によってダストの落下が止まっている領域があることを示唆している。ダストの落下が止まれば、その領域でダストの量が増加し、ストリーミング不安定性やダスト円盤の重力不安定性による微惑星形成が起こると期待される。このような背景から、円盤中のダストリングは、今まさに微惑星形成が起きている場所であると期待されている[17]。

また、リング構造は、微惑星形成のみならずそれ以降の進化においても重要な役割を担っていると期待される。円盤遠方領域( $\geq 10\text{au}$ )では、微惑星集積によるガス惑星コアの形成タイムスケールがガス円盤の寿命より長くなってしまい、ガス惑星が形成されないという問題が知られている。円盤リング構造は、局所的に固体成分を濃集させることで、このコア形成問題の解決に繋がる可能性がある。実際、原始木星によって形成されたギャップの外端で、ダストが堰き止められることで、そのリング内で土星のコアが効率よく形成される可能性が指摘されている[18]。

### 3.2 巨大惑星以外による円盤詳細構造の形成

しかし、この議論では、すでに形成された巨大惑星の存在が仮定されており、「その巨大惑星はどのようにして出来たのか?」という疑問が自然と生まれる。このような文脈から、これまで、巨大惑星を仮定せずにダストを局所濃集させる機構が多数提示されてきている。例えば、磁場と円盤ガスの相互作用によって生じる帯状流(zonal flow)が挙げられる[19]。円盤動径方向に鉛直磁場の密度ムラが存在すると、磁束密度の高い領域では、磁気圧によってガスが跳ね除けられる。これによって磁束密度の高い領域はガスの低密度領域となり、その外側に圧力極大値を形成するのである。また、乱流の弱い円盤であれば、数地球質量程度の固体惑星がガス円盤と角運動量をやり取りすることによってガス円盤にリング・ギャップ構造ができる、というアイデアもある[20]。

これらの機構は、ダストとガス円盤の両方にリング・ギャップが形成されるが、ガス構造が動径方向に滑らかであってもダスト円盤の詳細構造が形成される可能性もある。例えば、円盤中の様々な分子種の昇華線付近では、その分子の昇華や焼結によってダストの物性(特に付着効率)が変化することで詳細構造が形成される[21]。他にも、ダスト-ガス間の摩擦がダスト円盤の重力不安定を促進する永年重力不安定性なども挙げられる[22]。紙面の都合上、これらの機構について詳しくは触れないが、興味のある方は奥住氏および富永氏の遊・星・人記事[23, 24]等を参照してほしい。

このように、ダスト円盤の詳細構造を説明するアイデアは多数存在し、各々が惑星形成に密接に関連している可能性がある。これらを区別するには、ダスト円盤だけでなくガス円盤にも構造があるか、リングとギャップでダストサイズが異なるか、円盤乱流構造はどうなっているか等、多角的に分析する必要がある。

## 4. 惑星はいつ形成されるのか?

これまでダスト円盤の詳細構造の起源について触れてきた。もし詳細構造の起源が巨大惑星であるならば、その円盤の年齢までに巨大惑星が作られていることを意味する。一方、詳細構造が惑星を作っている現場ならば、寧ろその円盤の年齢が惑星形成のスタート地点であることを示唆する。このような観点から、円盤の時間進化に沿ったダスト円盤の理解が重要である。

原始惑星系円盤の進化は大雑把に言って、原始星がエンベロープに埋もれたClass 0 段階(～数万年)、エンベロープから円盤への降着は続いているが原始星が近赤外線を確認できるClass I 段階(～数十万年)、円盤への降着がなくなり星と円盤のみとなったClass II 段階(～数百万年)に大別される(詳細な分類は系のエネルギースペクトル分布によって決まるが、本稿では割愛する)。円盤時間進化の大部分はClass II 段階が占めるため、これまでALMAで観測されてきた円盤の多くはClass II 段階のものである。Class II 段階は、星・円盤形成に伴うエンベロープからのガス降着が終了し、円盤が静々と進化するフェーズであるため、しばしば惑星形成のス

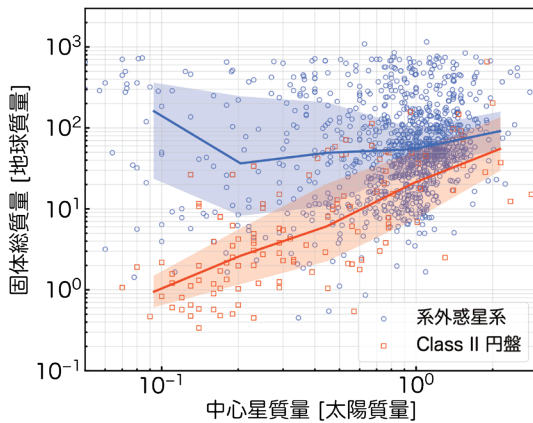


図4: 系外惑星系に含まれる固体総質量とClass II 円盤のダスト総質量の比較[25]を基に作成。実線は中央値、半透明で塗られた領域は四分位範囲を示す。

タート地点と考えられている。しかし、近年、惑星形成はこのようなClass II 段階ではなく、もっと早く(Class 0/I 段階)に起こっているという「早期惑星形成仮説」が注目されている。

#### 4.1 系外惑星系を作るのに必要な円盤質量

早期惑星形成仮説を裏付ける証拠の一つとして、「軽すぎるClass II 円盤の質量」が挙げられる。図4は、これまで発見されてきた系外惑星系の固体質量と、Class II 円盤のダスト質量を比較したものである。これを見ると、Class II 円盤のダスト総質量は、系外惑星系の固体質量より1桁弱以上小さいということがわかる[25]。この問題の1つの解釈は、円盤固体成分の多くはClass II 段階に入る前に微惑星・惑星へと成長している、というものである。実際、円盤質量のサーベイ観測をClass 0/I 円盤にまで広げると、平均的に、Class I 円盤では50地球質量程度、Class 0 円盤では150地球質量程度のダストが存在している可能性が指摘されており、Class 0/I 円盤の方がダスト質量という観点から惑星形成に望ましいと考えられる[26]。このような早期惑星形成は、Class II 円盤で普遍的に詳細構造が見つまっているという点とも整合的であると言える。

ただし、この考えに懐疑的な意見もある。例えば、系外惑星観測の検出バイアスが系外惑星の平均質量の過大評価につながっているという意見がある。図4では、これまで発見されてきた惑星の質量を比

較しているが、トランジット法や視線速度法は、質量の大きい惑星ほど検出しやすい。特に、ホットジュピターと呼ばれる非常に短周期の木星質量程度の惑星は、検出されている惑星の多くを占めるが、観測バイアスを考慮した存在頻度は1%未満であると考えられている。Muldersらは、このような観測バイアスを考慮してダスト円盤質量と系外惑星固体質量を比較し、これらの質量は同程度である可能性を示した[27]。しかしながら、観測バイアスを考慮しても両者の質量はせいぜい同程度であるため、もしClass II 円盤から惑星を作るとなると、固体成分を100%の効率で惑星にする必要があり、現実的であるとは言えないだろう。特に、近年惑星形成モデルとして有力視されているペブル集積モデルでは、ダスト質量の大部分を中心星落下によって失うため、惑星の固体質量の10倍以上のダスト質量が必要である。ペブル集積については本特集の小林氏の記事を参照して欲しい。

もう1つの解釈として、円盤の質量を大きく過小評価している可能性も指摘されている。円盤質量の見積もりには、円盤のミリ波フラックスが用いられる。円盤が光学的に薄いと仮定すると、このフラックスはダスト総質量とダストの吸収係数の積に比例するため、ダストの吸収係数を仮定することで円盤質量を求めることができる。しかし「円盤が光学的に薄い」という仮定は、暗に円盤はある程度軽いという仮定に対応しており論理的に矛盾をはらんでいる上、その裏付けもしばしば不十分である。近年の研究によって、ダストの熱放射を他のダストが散乱させる「ミリ波散乱」によって、円盤が見かけ上暗く見えることがわかってきた。この見かけ上暗く見える効果によって、光学的に厚いはずの円盤を光学的に薄いと勘違いしてしまう可能性がある。実際、筆者の研究では、ミリ波散乱を考慮することによって、TW Hya 周りの原始惑星系円盤の10au以内のダスト面密度が従来の予測の25倍ある可能性を示した[28]。また、ダストの吸収係数は、ダストのサイズ・組成によって大きく変わるため、その不定性も大きい。これらの効果を定量的に評価するには、ミリ波帯の複数波長(4波長以上)で高空間分解観測を行い、その波長依存性を調べる必要がある。しかし、そのような解析が行われた天体はごく限られている。今後、ALMAによる多波長高空間分解観測が出てくることで、よ



り現実的な円盤質量の統計的データが明らかとなってくるであろう。円盤中のダストサイズおよびミリ波の散乱については、片岡氏の次号掲載記事も是非参照してほしい。

## 4.2 若い円盤での惑星形成の可能性

また、早期惑星形成仮説を裏付けるかのように、近年のALMA観測によって、Class 0/I 円盤でも詳細構造が複数見つかってきている。特に、年齢が50万年より若いClass I 天体であるIRS 63では、5auの空間分解能で4本のリング・ギャップ構造が検出されている[29]。しかし、Class 0/I 天体はClass II に比べて数も少ないため、現時点でその統計的性質は明らかでない。ALMAのCycle 7では、このような若い天体の詳細構造をサーベイするLarge Programが行われている。今後、このようなプロジェクトをきっかけに、Class 0/I 天体での惑星形成の可能性について、統計的な議論が可能となるだろう。ただし、これまで述べてきたように、発見されている円盤詳細構造が惑星によって形成されているとは限らないことに注意が必要である。特に、Class 0/I 円盤は年齢が若いため、円盤形成時に生じた構造がまだ粘性拡散せずに残っている可能性がある。

このような早期惑星形成の可能性は、太陽系の隕石からも示唆されている。太陽系の炭素質・非炭素質コンドライトと呼ばれる2つの隕石グループは、Cr, Ti, Moなどの同位体組成が互いに大きく異なることが知られている。この同位体異常は、これらの隕石の母天体が、起源の異なるダストから形成されたことを示しており、炭素質・非炭素質コンドライトは円盤中の異なる領域で形成されたと予想される[30]。この同位体二分性は、鉄隕石でも見ついている。鉄隕石はタングステン同位体組成から形成年代が推定されており、非炭素質コンドライトと同じグループに属する鉄隕石は円盤形成から30–180万年、炭素質コンドライトのグループは220–280万年程度で形成されたとみられている[31]。この隕石の年代的・空間的分離を説明するアイデアとして、円盤形成から100万年程度で、木星コアが円盤にギャップを開け、その内と外で材料物質を分けた可能性が指摘されている。太陽系隕石研究の詳細については本特集の脇田氏・荒川氏らの記事を参照されたい。このように、

進化早期段階の円盤観測は太陽系を含めた惑星形成を理解する上で今後より一層重要になってくるだろう。

## 5. 観測的円盤進化仮説

これまで見てきたように、ALMAによって個々の円盤の特徴付けが行われただけでなく、統計的なデータも得られてきた。このような多数の観測データをもとに、近年、円盤の多様な詳細構造を、1つの時間進化モデルとしてまとめた「観測的円盤進化仮説」が提唱されている。図5はそのような観測的円盤進化仮説の1例をまとめたものである[32]。この仮説は、具体的に以下の5つの段階に分けられる。(i)星形成に伴い、動径方向になめらかな円盤が形成される。(ii)円盤の中で、帯状流などの何らかのメカニズムによってダストが動径方向に濃集し、リング・ギャップ構造が形成され、惑星形成が始まる。(iii)惑星が十分な質量を持つと、ガス円盤にギャップを開け、その外縁にダストが濃集し始める。(iv)ギャップによって円盤内側領域へのダスト供給がなくなり、穴が開く。(v)外側円盤のダストはギャップ外縁へ濃集し、リング状となる。この仮説は、リング・ギャップ構造や円盤内側の穴状構造の繋がりを、シンプルなダスト円盤進化モデルでうまく説明している。しかし、この仮説はあくまで、観測されている円盤詳細構造を「もっともらしく」繋ぎ合わせただけにすぎないことに注意したい。もしこの仮説が正しいとすると、若い円盤ほど図5の左側のような天体が多く、年離れた円盤ほど図5の右側のような天体が多い、といった特徴が出てくるはずである。今後、若い円盤の観測が進むことによって、このような仮説の妥当性も検証されるだろう。

## 6. 将来の円盤観測への期待

これまで見てきたように、ALMAによって、惑星形成に関して様々なことがわかってきたと同時に、新たな謎も生まれてきた。この章では、これまでの理解を踏まえ、今後のミリ波観測の展望を述べたい。



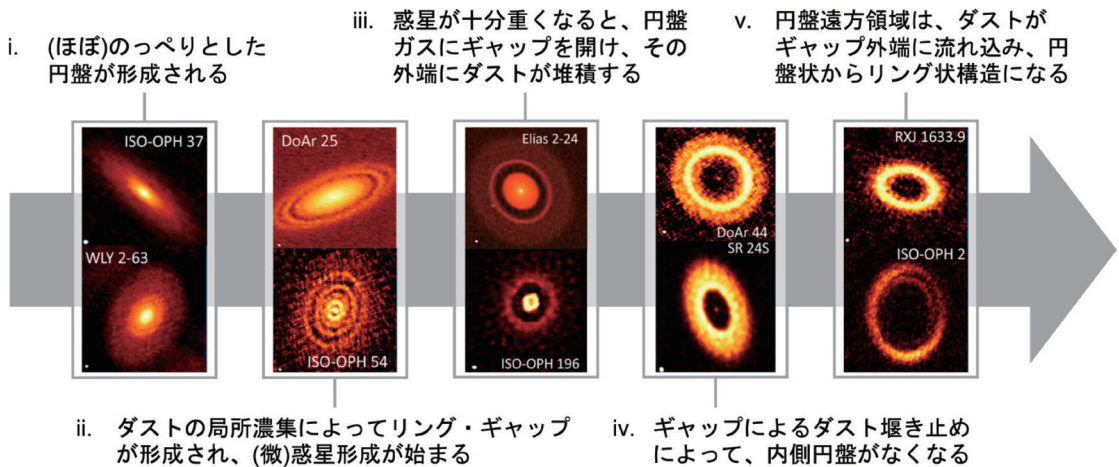


図5: ダスト円盤の構造進化の観測的解釈の例([32]より改変)。この解釈はあくまで複数の円盤観測を仮説に沿って並べただけであり、円盤の年齢などと整合性を保っているものではないことに注意したい。

## 6.1 円盤ガス構造の理解

本稿では主にダスト円盤のミリ波観測について紹介してきた。しかしながら、原始惑星系円盤を形作った材料である星間物質は、その質量の99%がガスであり、惑星形成を理解する上でガス円盤構造の理解は欠かせない。ダスト円盤の観測によってダストの絶対量やサイズについて制限が与えられてきたが、惑星形成論においては、「ダストのガスに対する量(ダストガス比)」や「ダストの流体力学的緩和時間(ストップタイム)」の方がより重要となることが多い。すなわち、ダスト円盤の理解のみでは、惑星形成は理解できないと言っても過言ではない。

ガス円盤構造を理解するには、ガス分子の輝線を観測すれば良いが、円盤ガスの大部分を占める水素分子の輝線は非常に微弱であるため、観測することは容易ではない。このような観点から、代わりとしてCOの同位体などが円盤ガス質量のトレーサーとしてよく用いられる。しかし、輝線観測には高い波長分解能が要求されるため、その代償として空間分解能や感度を失う。また、COの水素に対する存在量は、円盤内での化学反応によって時間的・空間的に変化するため、COの輝線から円盤質量を見積もるには、精度の良い理論モデルが必要不可欠である。このような課題から、ガス円盤の構造を理解することは容易ではない。2021年にリリースされ

たALMA Large Program「Molecules with ALMA at Planet-forming Scales (MAPS)」の一連の論文では、10auスケールでのガス分子分布の特徴付けが行われた[33]。これによって、ガス分子についてもダストと同様に多数の詳細構造が存在していることが明らかとなった。今後は、このようなガス分子の観測データが増え、理論モデルが整備されることによって、ガス円盤の理解が深まることに期待したい。

## 6.2 ngVLAが切り拓く地球型惑星形成

ALMAによって原始惑星系円盤の理解は大きく変化した。しかし、現在のALMAの空間分解能は高々数au程度であり、多くの観測は中心星から10au以遠の円盤遠方領域に着目しているということを忘れてはならない。太陽系の地球型惑星や木星形成の観点からは、より高解像度で円盤内側領域を観測することが必要不可欠である。円盤内側領域を観測する上で、空間分解能と同時に課題となるのが円盤の光学的厚みである。原始惑星系円盤は、内側ほどダスト量が多く、光学的に厚いと考えられる。もし、円盤鉛直方向の光学的厚みが1を超えると、我々は惑星形成が起きていると考えられる円盤赤道面を見ることができない。実際、最小質量円盤モデルのもとに、ALMAの波長(0.87mm; Band 7)での光学的厚みを計算すると、15au程度で光学的厚みが1を超

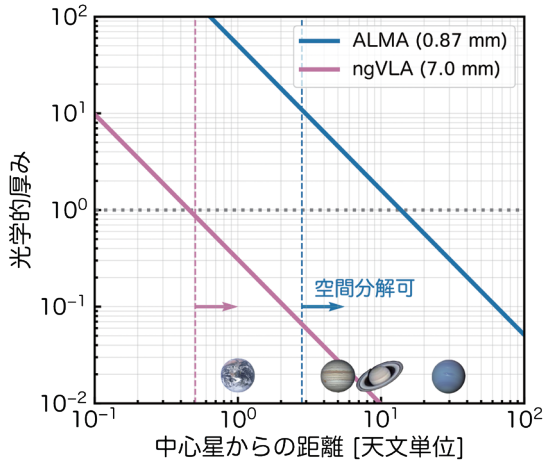


図6: 最小質量円盤をALMAおよびngVLAで観測した時の円盤の光学的厚み(実線)。ダストサイズは $100\mu\text{m}$ を仮定した。破線はALMAおよびngVLAの空間分解能の目安を示す(天体までの距離として140pcを仮定)。参考として現在の地球・木星・土星・海王星軌道をマークで示している。

え、地球軌道に至っては光学的厚みが50程度となってしまう(図6)。この空間分解能と光学的厚みの問題を克服し、地球型惑星形成現場の直接観測に期待がかかるのが、next generation Very Large Array (ngVLA)である。ngVLAは、現在運用されているKarl G. Jansky Very Large Arrayを拡張し、2030年代から運用開始予定の次世代大型干渉計である。ngVLAの観測波長はALMAよりも長い3mmから10cmで、空間分解能は(同じ波長で見た時に)ALMAの10倍ほど良い。図6を見ると分かる通り、この長い観測波長と高い空間分解能によって、ngVLAでは地球軌道の赤道面を空間分解して観測できると期待されている。

このngVLAの優れた性能を実演して見せたのが、図7である。図7は、原始太陽系円盤の中に存在する原始木星・土星・天王星・海王星がngVLAでどのように見えるか模擬観測したものである[34]。ngVLAによって、巨大ガス惑星が作るリング・ギャップ構造に加え、複数の局所的ダスト熱放射が検出されていることがわかる。この局所的ダスト熱放射は、原始太陽と巨大惑星のラグランジュ点に捕獲されたダストを示している。このように、ngVLAは、中心星のごく近傍を高分解能で観測でき、太陽系形成過程の解明に繋がると期待されている。

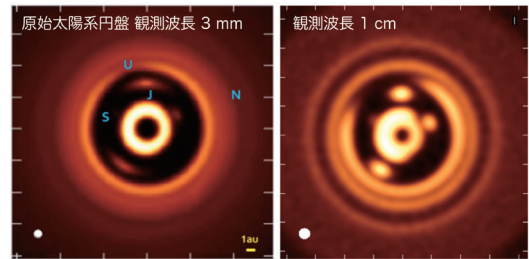


図7: 太陽系巨大惑星(木星, 土星, 天王星, 海王星)形成現場のngVLA 模擬観測イメージ([34]より引用)。

## 7. まとめ

本稿では、ALMAを中心とした原始惑星系円盤ミリ波観測について概観し、今後のミリ波観測の展望を議論した。ALMAの運用が開始してから数年は、観測しやすい明るく大きな天体の観測が中心となり、個々の詳細構造の特徴付けが行われてきた。詳細構造から、中心星から10au以遠に、海王星から木星質量程度の惑星が普遍的に存在することが示唆されるが、それらの惑星に惑星質量・軌道進化の理論モデルを当てはめると、これまで見つかってきている系外惑星とは異なる特徴を示すことが明らかとなってきている。この矛盾の原因として、(1)詳細構造はそもそも惑星起源ではない、(2)惑星進化モデルに何らかの間違ひがある、(3)観測バイアスのため系外惑星観測では検出されていない、などが考えられる。(3)については、今後の系外惑星観測の検出精度の向上を待つことになるが、(1),(2)については、観測・理論的研究によって理解を深めていくことが重要となるであろう。

近年は、個々の特徴付けだけでなく、大規模サーベイ観測によって、円盤の統計的性質が明らかとなってきた。どうやら、(空間分解能に比べて)ある程度大きい円盤にはリング・ギャップ構造がほぼ必ず存在するというの間違いのないようである。しかし、円盤の大多数は半径50au以下のコンパクトなものであるということも同時に明らかとなった。これまでの観測の多くは比較的大きな円盤に集中してきたが、現在のALMAの高い空間分解能を用いれば、コンパクト円盤の詳細構造も今後続々と明らかになると期待される。

円盤の大多数はコンパクトであるということは、その質量も小さい可能性を示唆する。円盤質量のサーベイ観測から、Class II 円盤のダスト質量は系外惑星系を作るのに不十分であることがわかった。これは、より早期のClass 0/I 段階での惑星形成の可能性を示唆している。このような観点から進化早期段階の円盤観測は急務であると言える。円盤進化早期段階での惑星形成は、太陽系の隕石試料からも示唆されており、系外惑星系のみならず太陽系の形成を理解する上でも重要である。

以上のように、ALMAによるミリ波観測によって、ダスト円盤の理解は大きく進展した。しかしながら、原始惑星系円盤の質量の大部分はガスであり、ダストおよび惑星の進化は、ガスの存在量に強く依存する。ガス円盤構造の理解は、観測的にも理論的にも非常に複雑である。ALMAによって今後ガス円盤の観測データが増えることで、理論モデルが発展し、ガス円盤の理解が深まることを期待したい。

2030年代にはngVLAの運用が予定されている。ngVLAはALMAより長い(サブ)センチメートルの波長で、ALMAの10倍近い分解能で円盤を観測できると期待される。この長い波長と高分解能によって、これまでALMAでは見ることができなかった、「地球型惑星形成領域の赤道面」を直接観測できるだろう。一方で熱放射の弱い円盤遠方領域の探索には短波長のALMAが威力を発揮する。今後はこのような、ALMAと他の望遠鏡を組み合わせた多波長分析も重要になってくるであろう。

## 謝辞

本稿の執筆の声掛けをしていただいた、遊・星・人ゲストエディターの奥住聡氏に感謝をいたします。また、本稿の執筆にあたりコメントを頂いた片岡章雅氏、荒川創太氏、図の作成にあたりデータを提供して頂いたCarlo F. Manara氏、Luca Ricci氏、および丁寧な査読をして頂いた百瀬宗武氏に感謝申し上げます。執筆者は、科学研究費補助金(JP19J01929)およびNINS-DAAD International Personal Exchange Programによる補助を受けています。

## 参考文献

- [1] Hayashi, C. et al., 1985, in *Protostars and Planets II*, 1100.
- [2] Williams, J. P. and Cieza, L. A., 2011, *ARA&A* 49, 67.
- [3] 武藤恭之, 2019, *遊星人* 28, 190.
- [4] Andrews, S. et al., 2018, *ApJL* 869, L41.
- [5] Andrews, S., 2020, *ARA&A* 58, 483.
- [6] Long, F. et al., 2019, *ApJ* 882, 49.
- [7] Yamaguchi, M. et al., 2021, *ApJ* 923, 121.
- [8] Ueda, T. et al., 2021, submitted.
- [9] Benisty, M. et al., 2021, *ApJL* 916, L2.
- [10] Bae, J. A. et al., 2018, *ApJ* 864, 26.
- [11] Wang, S. et al., 2021, *ApJ* 923, 165.
- [12] 金川和弘, 2015, *遊星人* 24, 332.
- [13] Tanaka, H. et al., 2020, *ApJ* 891, 143.
- [14] Wittenmyer, R. A. et al., 2020, *MNRAS* 492, 377.
- [15] Nayakshin, S. et al., 2019, *MNRAS* 488, 12.
- [16] Weidenschilling, S. J., 1977, *MNRAS* 180, 57.
- [17] Stammler, S. M. et al., 2019, *ApJL* 884, 5.
- [18] Kobayashi, H. et al., 2012, *ApJ* 756, 70.
- [19] Bai, X. and Stone, J. M., 2014, *ApJ* 796, 31.
- [20] Bae, J. A. et al., 2017, *ApJ* 850, 201.
- [21] Okuzumi, S. et al., 2016, *ApJ* 821, 8.
- [22] Takahashi, S. Z. and Inutsuka, S., 2014, *ApJ* 794, 55.
- [23] 奥住聡, 2019, *遊星人* 28, 286.
- [24] 富永遼佑ほか, 2019, *遊星人* 28, 172.
- [25] Manara, C. F. et al., 2018, *A&A* 618, 3.
- [26] Tychoniec, L. et al., 2020, *A&A* 640, 19.
- [27] Mulders, G. D. et al., 2021, *ApJ* 920, 66.
- [28] Ueda, T. et al., 2020, *ApJ* 893, 125.
- [29] Segura-Cox, D. M. et al., 2020, *Nature* 586, 228.
- [30] Budde, G., et al., 2016, *Earth and Planet Sci. Lett.* 454, 293.
- [31] Kruijer, T. S., et al., 2017, *PNAS* 114, 6712.
- [32] Cieza, L. A. et al., 2021, *MNRAS* 501, 2934.
- [33] Öberg, K. I. et al., 2021, *ApJS* 257, 1.
- [34] Ricci, L. et al., 2018, *Science with a Next Generation Very Large Array*, *ASP Conference Series* 517, 147.

特集「新・惑星形成論」

# デブリ円盤に付随するガスの起源 – その解明へ向けて

樋口 あや<sup>1</sup>

2021年12月14日受領, 査読を経て2022年1月23日受理

(要旨) 彗星や隕石の起源であるカイパーベルト天体は、太陽系内で惑星が形成された名残であると考えられており、太陽系の成り立ちを調べる上で重要な研究対象である。このため、隕石の分析や彗星のガス成分の観測、近年では、はやぶさ2によるリュウグウやOSIRIS-RExによるベヌスの調査、ロゼッタによる67P 彗星の直接調査など様々な研究が行われてきた。この塵・岩石で形成される天体群の起源は「デブリ(残骸)円盤」として知られている。デブリ円盤は、太陽系外の若い恒星周りで発見された、主に塵(サイズがマイクロメートルからミリメートル程度の固体微粒子)や岩石(サイズがメートルからキロメートル程度の大きな固体で、塵が集積し形成されたもの)から構成される円盤である。数10-数100天文単位(au)の半径を持つリング状構造をしたものが多く見つかっており、塵の空間分布や既に円盤内で形成された惑星の探査などの研究がなされてきた。しかし近年、デブリ円盤にはほとんどないと考えられてきた「ガス成分」が多くのデブリ円盤で検出され、その起源が注目されている。2013年からは、Atacama Large Millimeter/submillimeter Array(ALMA)望遠鏡による観測結果が続々と出版され、ガスの検出が報告されたデブリ円盤はこれまでに20天体にのぼる。本稿は、近年のデブリ円盤の観測研究の進展について、これまでの研究を振り返り、解説する。

## 2. 研究の背景

原始惑星系円盤とデブリ円盤を区別する指標として、典型的に原始惑星系円盤の寿命は数Myr程度と考えられていることを考慮し、ここでは中心星の年齢が10Myr以上の天体に対してデブリ円盤と呼ぶ。

### 2.1 デブリ円盤とは

生まれたばかりの星(原始星)は、周囲のガスを取り込んで成長し、太陽のような主系列星へと進化する。それと同時に、原始星の周りでは、惑星系のもととなるガスと塵からなる円盤(原始惑星系円盤)が成長する。その円盤内で塵の合体成長や微惑星形

成が起き、円盤のガス成分は、惑星系の形成が完了すると消失すると考えられてきた(図1参照)。形成したばかりの惑星系では、惑星などの天体ができる際に残った塵や、微惑星や惑星の衝突によって生じた岩石や氷からなる破片が円盤状に漂っている。この塵・岩石群は「デブリ円盤」と呼ばれ、惑星系形成の最終段階に見られることから、カイパーベルト天体の起源として注目されている。太陽系の最縁部にある「オールの雲」などもその名残である可能性が示唆されている [1]。これらからデブリ円盤は、惑星形成時の太陽系の姿であるとも言えるであろう。デブリ円盤は、非軸対称な構造が観測されているものも多く、惑星から重力の影響が要因であると考えられており、このことから、すでに惑星形成が完了した状態であるという理解がされている。

1.東京電機大学 理工学部 理学系  
aya.higuchi@mail.dendai.ac.jp



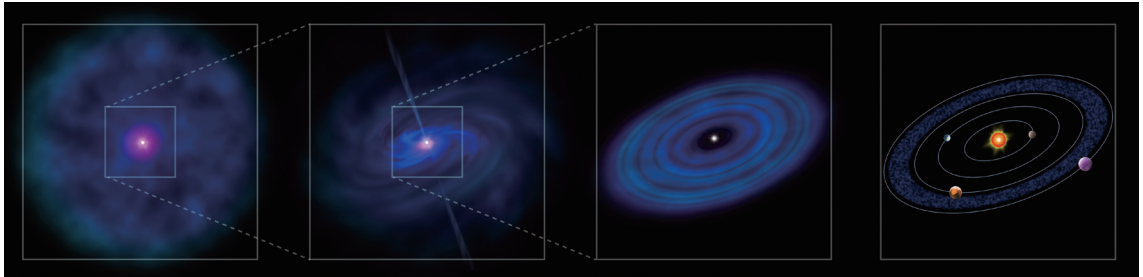


図1: 星・惑星形成過程の模式図. 分子雲の中で分子雲コアと呼ばれる高密度な領域が形成され, その中で原始星が生まれる. 原始星の周りにはガスと塵からなる原始惑星系円盤が形成され, 円盤内部で塵が衝突合体し惑星が生まれ, その後ガス成分は消失し惑星系が完成する. デブリ円盤はこの最終段階に相当する(イラスト:木下真一郎).

## 2.2 なぜガスが存在するのか?

太陽系形成論の古典的標準モデル(京都モデル)の枠組みの中では, 惑星形成が完了し, 残骸のみのデブリ円盤の状態になると, これまで原始惑星系円盤に付随していたガス成分はすでに散逸することが一般的な認識であった. つまり, 長らくデブリ円盤にはガス成分は存在しないと考えられてきた. ところが15年ほど前から, 一酸化炭素(CO), 炭素イオン(C<sup>+</sup>), 酸素原子(O)がガスとして存在していることが明らかになり, このガスの起源が惑星系形成過程との関連で大きな問題として提起されてきた. なぜなら, ガスがいつまで残存し, どのように散逸するかで, 形成される惑星系の形態が決まるからである. これまでの研究で, その起源について2つの考え方が提示されてきた. 一つは, 惑星系のもとになったガス成分が残存しているという「残存説」であり, もう一つは, 一度原始惑星系円盤のガスが消失した後, 残存した塵や岩石, また彗星からガス成分が新たに供給されているという「供給説」である. 原始惑星系円盤内のガスの主成分は, 中心星の形成時のガスの主成分である水素分子(H<sub>2</sub>)であるのに対し, 彗星などから放出されるガスの主成分は水(H<sub>2</sub>O)やCOなどの水素分子よりも重い分子である. 両者は, 塵とガスの空間分布の比較や, ガスの主成分が水素分

子であるか否かで判別できると考えられている. 塵とガスの空間分布がよく一致している場合は, 供給説と整合的ではあるが, 4章で議論するように, 塵からのガスの供給率については未だに理解されていない. 一方, ガスの主成分を調べようとしても, 水素分子は電波領域には放射を出さず, 直接観測ができない. そのことがガスの起源の理解の障害になっている. このような理由のため, ガスの起源については, 決着がついていないのが現状である. 我々はこれらの問題を乗り越えるために, 塵とガスの空間分布の比較に加えて, ガスの化学組成を調べるのが有効と考え, 特にCOが光解離して生成する中性炭素原子(C)に着目した. Cがガス中の化学反応でCOに戻るには, 水素分子の介在が必要なので, CとCOの両方を観測することで, 水素分子の量を間接的に見積もることを提案してきた(図2参照). しかし, 炭素原子の周波数帯は, 地球大気の影響で透過率が悪い帯域であるため, 地上からの観測は大変難しく, その手法がなかなか浸透していないのが現実であった.

## 3. 観測研究の進展

近年のデブリ円盤の観測事実は, これまでの我々のデブリ円盤への認識を大きく変えるものである. 現在ガスが検出されているデブリ円盤の割合は, 観

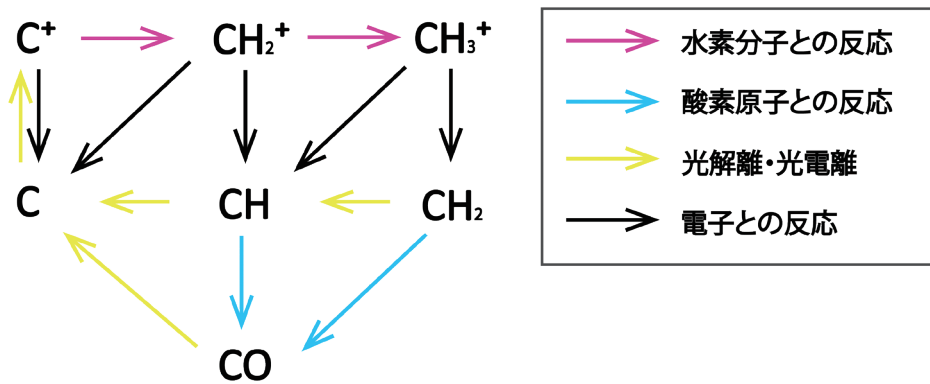


図2: 星間空間での一酸化炭素分子ガスの化学反応の経路。一酸化炭素分子(CO)は紫外線によって解離されて、炭素原子(C)、炭素原子イオン(C<sup>+</sup>)になる。水素分子がたくさんあれば(ピンクの矢印の反応が進めば)、炭素原子イオンが一酸化炭素分子に再び戻ることが分かる。  
Credit:理化学研究所(一部改訂)

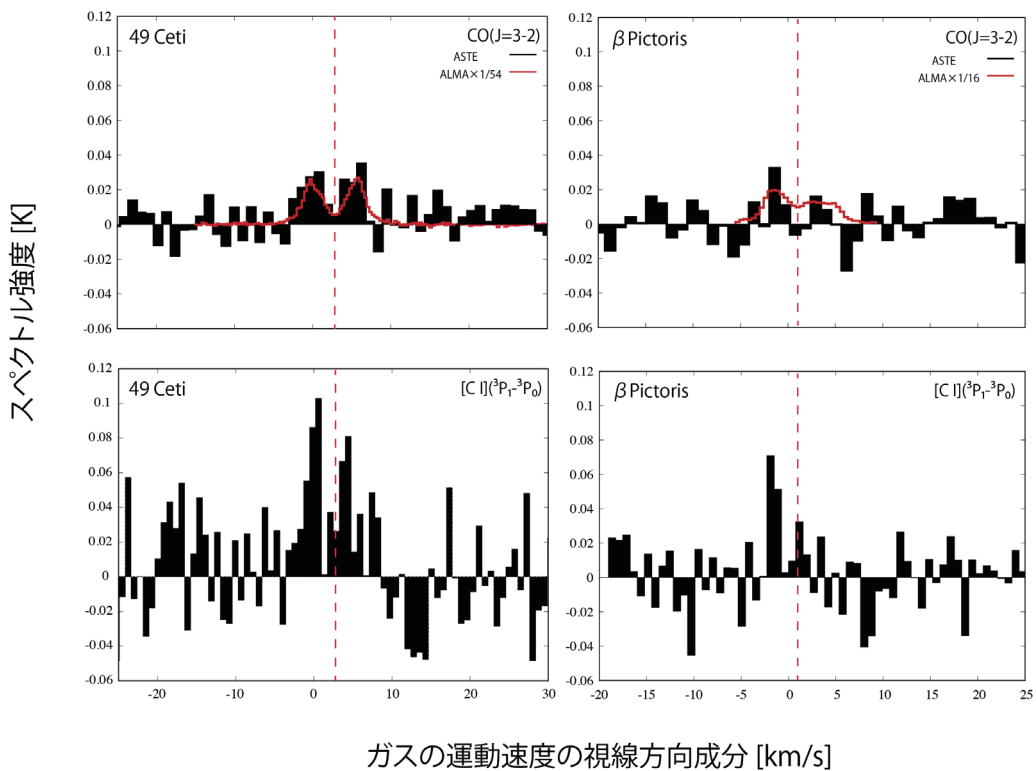


図3: 左:49 Ceti における一酸化炭素分子ガス(上)と炭素原子ガス(下)のスペクトル強度。  
 右:β Pic における一酸化炭素分子ガス(上)と炭素原子ガス(下)のスペクトル強度。  
 ガスの運動速度(km/s)を横軸としたときの、ガススペクトルの形状(ガスの運動の様子)を比較したもので、ともにASTEによって得られたもの。上段の一酸化炭素ガスのスペクトルにはALMA望遠鏡による観測データ(赤線)も含む。運動速度の視線方向成分とは、観測する天体が地球に対してどのように運動しているかを示す。赤の点線は中心速度で、それに対して遠ざかる方向(中心速度より速度が大きい)、近づいてくる方向(中心速度より速度が小さい)に動いていることを示す。  
 Credit:理化学研究所

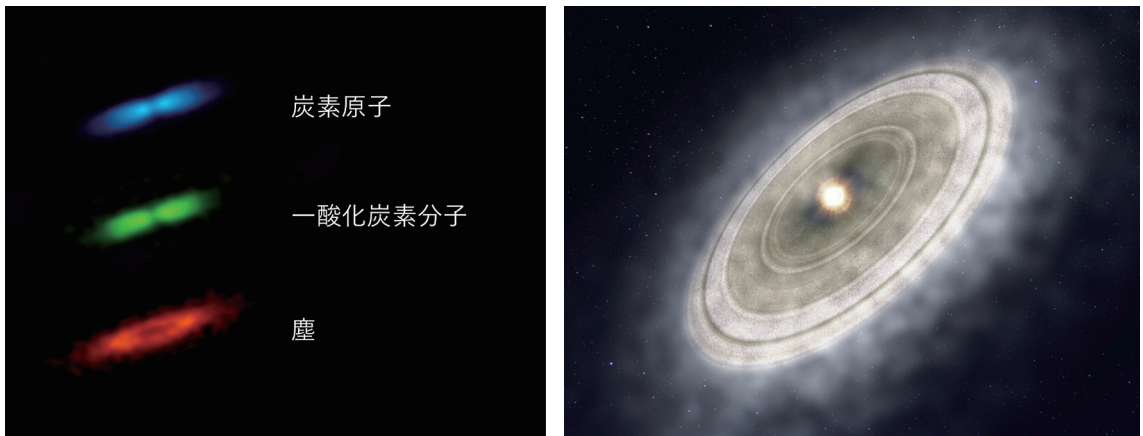


図4:左:ALMA 望遠鏡が捉えた49 Ceti のデブリ円盤における塵とガスの分布。塵を赤色, 一酸化炭素分子を緑色, 炭素原子を青色で表示。右:49 Ceti の想像図。星を取り巻く塵円盤があり, そのまわりを大量のガスが取り囲んでいる様子を表す。  
Credit: ALMA (ESO/NAOJ/NRAO)

測された天体のうち, およそ15%である ([2]を参考に導出)。もちろん中心星の年齢の見積りの誤差が大きく, 原始惑星系円盤に近い可能性があることも示唆されているが, ガスが検出されたデブリ円盤のスペクトルエネルギー分布 (Spectral Energy Distribution, 以後SED)<sup>1</sup>を調べると, 典型的なデブリ円盤と同じである<sup>2</sup>。これらから, 多くの研究者が, なぜガスが存在するのかという疑問に対して答えを得るため, 観測研究を続けている。ここでは, これまでのデブリ円盤周りのガス探査の歴史を振り返り, ALMA望遠鏡の稼働で一気に進展したガスの研究について概観する。以下のように, デブリ円盤からのガスの検出は, 最初は単一鏡による観測によって始まり, その後は干渉計を用いて, ガス成分を空間分解する試みがなされてきた。参考のために, ここで紹介する典型的な単一鏡の空間分解能は1000au, 干渉計の空間分解能は10au, また円盤のサイズは100auである。

<sup>1</sup>電磁波の強度を波長(周波数)の関数として表したもの。

<sup>2</sup>原始惑星系円盤のスペクトルエネルギー分布は中心星からの放射に加え赤外線領域に超過が見られる。一方デブリ円盤では, 中心星からの放射と円盤成分の放射の2つの成分が分かれて見られるようなスペクトルエネルギー分布を示す。

### 3.1 単一鏡による観測

デブリ円盤に付随するガスの存在が示唆されてきたのは, そもそもは可視光の吸収線(カルシウム・ナトリウムなど) [3] や遠赤外線領域の酸素原子や炭素イオンの輝線による観測 [4] からであった。電波領域の観測が始まったのは, ZuckermanやDentらによって行われた, IRAM 30m望遠鏡やJames Clerk Maxwell Telescope(JCMT) という単一鏡の望遠鏡による観測がきっかけであった。Zuckermanらの観測 [5] が報告されたのは1995年で, まだ原始惑星系円盤やデブリ円盤という区別なしに, 星周円盤のガスをサーベイするという観測が行われていた時期であった。それにより, くじら座49番星(以後, 49 Ceti)でCOのスペクトル線の検出が報告されたのである。その後DentらがJCMTを用いたサーベイ観測を行い [6], 近年では, MoórらがIRAM30m望遠鏡やAtacama Pathfinder Experiment (APEX)を用いて, HD21997 やHD131835 からのCOのスペクトル線を検出した [7]。

また日本の望遠鏡では, 長らくこのような観測は行われてこなかったが, 我々はAtacama

Submillimeter Telescope Experiment (ASTE) を用いて、49 Cetiと、がか座 $\beta$ 星(以後、 $\beta$  Pic)からのCのスペクトル線の初検出に成功した [8](図3参照)。49 Ceti と $\beta$  Pic は、いわゆるデブリ円盤としては、よく研究されている天体であったが、これまでにCのスペクトル線の検出は報告されていなかった。Kral らの論文 [9] でもAPEXを用いて $\beta$  Pic からのCのスペクトル線を検出しようと数時間程度の観測は実行されたようであるが、検出には至らず、輝線強度の上限値を報告するのみであった。ASTEやAPEXには、ALMA望遠鏡と同じBand8の受信機(周波数:385 - 500 GHz)が搭載されており、我々のCのスペクトル線の検出は、ALMA望遠鏡での観測を行うための準備段階の結果となったのである。これらの観測を行なった2016年には、49Cetiと $\beta$  Picの2天体において、ALMA望遠鏡でCOの空間分布はすでに導出されていた(49 Ceti:図4参照,  $\beta$  Pic:図5参照)ため、たとえCのスペクトル線が検出されなかったとしても、どれくらいの観測時間で、どの程度の上限値が得られるかといった参考資料になるため、あえて挑戦したという経緯もある。単一鏡の観測は、大変シンプルで観測手法としては容易であるが、観測の空間分解能が悪く、また感度も良くないため、ガス成分を検出するには、1天体に対してかなりの観測時間を要する。例えば、我々が行ったCとCOの観測について言えば、そもそもCに関しては、それが地球の大気の透過率が良くない周波数帯であることもあって、2天体で2輝線の総観測時間は100時間以上を要した。またCOの観測に関しても注意点がある。我々が観測した、49 Cetiや $\beta$  Picのように、孤立した天体であればあまり影響はないが、近くに分子雲などがある天体に関しては、円盤に付随するガス成分のみを検出したい場合、近くの分子雲の影響を考慮して観測をしないと、分子雲からのCOを引っ掛けてしまい、どこからの放射なのかの区別がつかなくなってしまう。以上の困難を克服するには、干渉計を用いて、高感度・高分解能の観測を行うことが必須であった。

### 3.2 ALMA 望遠鏡の稼働により

2011年からALMA望遠鏡が初期運用に入り、デブリ円盤のガス成分を高感度・高分解能で観測で

きる時代に突入した。もちろんこれまでに、既存の干渉計、例えばSubmillimeter Array(SMA)や Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy(CARMA)でも観測は行われてきた [10]。しかし、デブリ円盤のガス成分は原始惑星系円盤のものに比べて希薄であるため、そもそもの放射自体が微弱であり、高品質な画像を得ることが困難であった。そのため、デブリ円盤の研究を行ってきた人々にとって、ALMA望遠鏡は頼みの綱だったのである。実際、2013年からKóspálやMoórらによってHD21997 からの塵やCO、そしてCOの希少同位体である $^{13}\text{CO}$ ・ $\text{C}^{18}\text{O}$ といった分子輝線の検出・空間分解された画像が報告され [11, 12]、その後も $\beta$  Pic や49 Ceti, HD 32297 などからCOの空間分布の報告がなされてきた[13-15]。その結果、現在ではガスが付随するデブリ円盤は20天体にまで増えてきた [2]。これらは、ALMA望遠鏡の性能を最大限に活かすことができたおかげで、デブリ円盤の観測研究が進んだ大きな成果と言えよう。また、これまではCOの観測が主に行われてきたが、我々はCのスペクトル線観測も行い、初めて49 Cetiに付随するCの空間分布を得ることに成功し([16], 図4参照)、さらに炭素原子の希少同位体( $^{13}\text{C}$ )のスペクトル線の初検出にも成功した [17]。さらに、 $\beta$  PicやHD131835といった天体でも、Cの空間分布が得られるようになってきた [18-20]。

また付随するガスの性質についても、これまでの常識を覆す結果が出始めている。電波観測から導出されるデブリ円盤に付随するガスの温度は10K程度 [11, 21] であり、円盤に付随するガスの温度としてはかなり低温であるという結果が明らかになってきたのである。星が生まれる現場である分子雲は、10Kという低温な環境であることは知られているが、原始惑星系円盤など、すでに星が生まれている環境であれば、中心星の影響で、ガスの温度は20-50K程度になっていることが考えられている。実際デブリ円盤のSEDから導出される塵の温度は、60-100K程度である [4]。この結果は、ガスと塵の温度が一致せず、両者が局所熱平衡状態にはないことを示唆している。塵が成長していることによって光電効果による加熱の効率が下がり、周囲のガスが温まりにくくなっているのであろうという解釈もされてはいる



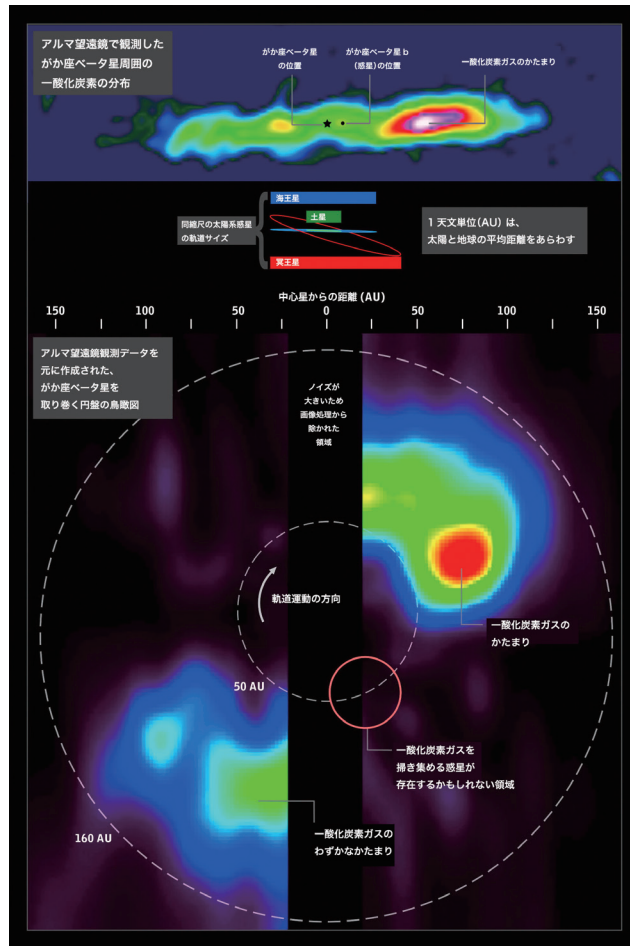


図5: 上:  $\beta$ Picを取り巻く円盤の一酸化炭素の強度分布.

下: 速度構造を手掛かりに構築した円盤内の一酸化炭素の分布の鳥瞰図. 一酸化炭素分子の大きなかたまりが2時方向に見える.

Credit: ALMA (ESO/NAOJ/NRAO) and NASA's Goddard Space Flight Center/F. Reddy

が [21]<sup>3</sup>, これはまだ議論の段階である. 以上から, 原始惑星系円盤で行われているような議論と同様の解釈ができないところも難しいところではある. 我々の結果でも, デブリ円盤のガスの温度が低すぎる件について議論しており, COが放射を出す機構について再検討しなければいけないのではとの提案をして

<sup>3</sup>円盤内に小さい塵が多く存在すると, 中心星や星間紫外線による光電効果でガスの加熱効率が良く, 温まりやすい. デブリ円盤では小さい塵の量が原始惑星系円盤よりも少なく, 光電効果によるガスの加熱が効きにくいという解釈.

いる [21]. 分子の回転スペクトルの放射が起こるのは, 分子がその周辺に存在する分子と衝突し回転励起され, 励起状態から基底状態へ戻るためである. 一般に原始惑星系円盤などでは, COはガスの主成分であるH<sub>2</sub>との衝突によって, 回転励起される. しかし, デブリ円盤では水素分子が少ない可能性があるため, 同様なメカニズムをもとにした解析はできない. つまりCOやC, そして電子など, 一般的にはH<sub>2</sub>よりも十分少ないと考えられている相手との衝突を考えて, スペクトル線強度を解析しなければなら

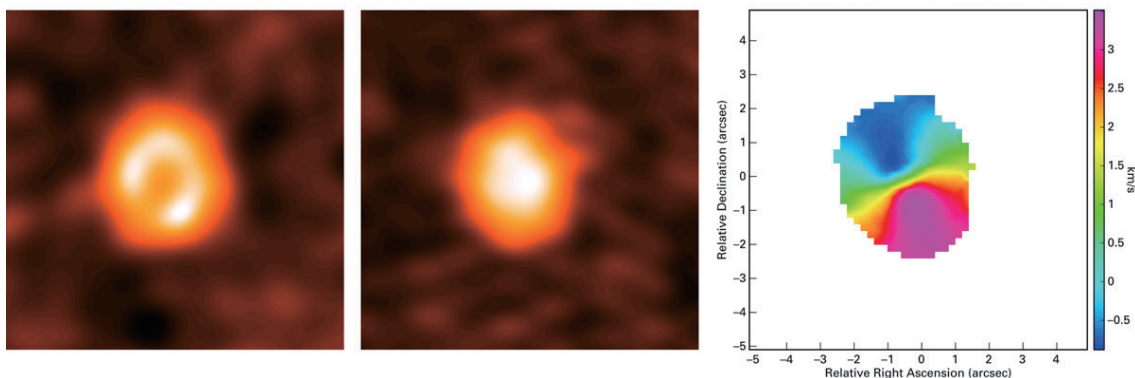


図6: ALMA望遠鏡により得られたHD 21997のデブリ円盤の画像(“左:塵の分布, 中央:一酸化炭素の積分強度図, 右:一酸化炭素の平均速度図, ”). 左の画像は, 星の周りに分布する塵の円盤, 真ん中の画像は一酸化炭素からの放射を示しており, ガスは塵よりも星の近くにあることを示す. 右の画像はガス velocity を示す. 赤色は遠ざかる成分, 青色は近づいてくる成分を表し, これはガスが中心星の周りを回転していることを示す.

Credit: Á. Kóspál (ESA) and A. Moór (Konkoly Observatory)

ないのである。このことが、電波領域の分子観測によるデブリ円盤研究の難しさの一つとして浮かび上がってきた [21]。このようにALMA望遠鏡による観測の進展で、デブリ円盤のガスの研究は大きく発展し、これまでの固定観念や先入観を大きく覆すことになった。なぜデブリ円盤にガス成分が存在するのか、そしてそのガスの性質の特殊性に対する議論は、さらに白熱することになるのである。

## 4. ガスの起源は何か

ここで問題になるのは、このガス成分はどのように存在するのか、そしてガスの成分がどのようなものであるかということである。これまでの惑星形成モデルであれば、すでに散逸してしまっているはずのガスがなぜ検出できるのか。しかも、 $^{13}\text{C}$ O,  $\text{C}^{18}\text{O}$ ,  $^{13}\text{C}$ などの希少同位体のスペクトル線まで検出されているということは、主同位体のスペクトル線は光学的に厚いこと(つまり飽和していること)を意味する。もし主同位体のスペクトル線が光学的に薄いと仮定してガスの量を求めていた場合、それよりもずっと多いガス成分が存在していることになる。 $\beta$  Picなどの非

軸対称な構造をしている天体と、HD21997などの空間的に対称な構造をしている天体では、対称な天体の方がガス質量は大きい傾向があるが、その要因は明らかではない。ここ数年の観測の進展にもかかわらず、このガスの起源についての議論は、いまだに解決されておらず、さらに混沌としてきている状態である。これを明らかにするとともに、ガスや塵の存在量を調べることは、デブリ円盤の起源のみならず、惑星大気の起源の理解において極めて重要である。また、ガスの起源はガスの組成とも関連していることも重要である。もし塵からの昇華ガスが起源だとすると、ガスの組成は系外彗星の組成を反映していることになるからである。

### 4.1 原始惑星系円盤からの残存ガス(残存説)

まず、ガスが検出される原因として大変シンプルな考え方であるが、原始惑星系円盤からの生き残りであることが考えられる。これまでの理論研究では、惑星系が形成されるとすぐにガス成分が散逸してしまうという考え方が一般的で、長い間ガス成分を保持することは難しいと言われてきた。近年では、仲谷らの計算 [22] により、長期間ガス成分を保持す

るメカニズムも提案されているが、まだ一般的ではない。ALMA望遠鏡によって得られたCOの観測結果を見ると、例えば49 CetiやHD21997、そしてHD32297では、そのガスの空間分布や円盤の広がり、運動の様子は原始惑星系円盤のそれとよく似ている（HD21997：図6参照）。もちろん、ガスや塵の質量は原始惑星系円盤より1桁は少ないため、時間進化によって減少していったという解釈は自然である。一方、 $\beta$  Picのガスは、比較的非軸対称に分布しているため（図5参照）、これと比較すると、49 Cetiなどのガスの分布は、これまでのデブリ円盤とはまったく違う描像である。

## 4.2 塵からの昇華ガス(供給説)

一方、惑星形成に使われなかった塵の残骸や破片から、COが昇華してくるという説が、デブリ円盤では長年提唱されてきた。2次ガス・脱ガスと言われているメカニズムである。例えば、Dentらによって報告されたALMA望遠鏡による $\beta$  Picの観測結果（図5参照）では、COと塵の分布の比較から供給説を提唱している。 $\beta$  Pic周りのガスの非軸対称性が高いことは、円盤内での特定の領域で、微惑星の衝突が起こった結果か、または連続的に衝突が起きている状況のいずれかを示唆しているとの解釈である[13]。このような微惑星同士の衝突による脱ガスは、デブリ円盤ガスの起源の一つとして考えられているが[23, 24]、現場を捉えた観測はなく、デブリ円盤のモニター観測を行うなどの継続的な観測が必要だと思われる。

彗星からのガスの放出も一つのメカニズムとして考えられている[25, 26]。基本的には、ハールボップ彗星からガスが放出される様子をモニター観測した研究[27]がベースとしてなっており、これらの現象がデブリ円盤でも起きているという考え方、つまり2次ガスを支持する研究者の方が世界的に見て多いように見受けられる。実際に観測されるガス総量を説明するには、ハールボップ彗星が1年間に800個到来すれば説明可能との見積もりを行っている（[13]の結果から見積もられた値）。このような環境が常にデブリ円盤内で再現可能なのか、その辺りの疑問はまだ未解決である。一方、HD 21997などのガスが豊富な天体と $\beta$  Picのガスの総量を比較すると、1桁以上質

量が違うため、ハールボップ彗星が年に6000個以上到来する必要がある（[11]の結果から見積もられた値）。そうすると、他のデブリ円盤のガスの質量を全て説明するのは難しいと思われる。実際にデブリ円盤のモニター観測により、ガスの放出が観測されたというような事実はまだ報告されていない。ガス中に放出された分子の寿命は、紫外線に暴露された場合は1000年未満と短いため[2]、検出が難しいことも追いつちをかけていると言えよう。

近年では、MoórやKóspálらが「ハイブリッド円盤」という概念を導入し[11]、原始惑星系円盤からの残存ガスと、塵からの供給ガスの両方の影響で、ガスが検出されているのではと解釈している。いずれにしろ、ガス成分が検出されているのは事実であり、残存説・供給説ともに、タイムスケールやそのメカニズムの現実性など、理論的な観点からの検証が益々求められる。

## 5. 今後の展開

ALMA望遠鏡の観測が進んだ結果、デブリ円盤のガスの組成の調査が可能になりつつある。実際にKlusmeyerらの観測では、49 Cetiにおいて、CO以外の分子の観測(CN, HCN, HCO<sup>+</sup>, SiO, CH<sub>3</sub>OH)を実行している[28]。残念ながら彼らの観測では、確実な検出は報告されていないが、今後空間分解能を高くし、積分時間を長くするなどの観測条件を向上させることで、このような分子輝線の検出は可能になるかもしれない。一方、4章で述べたように、デブリ円盤では光解離のタイムスケールが短いことが、分子輝線の検出を難しくしている一つの要因である。よってこれらの影響を受けない、酸素原子や炭素イオンの高感度観測も検討しなければいけない。これまでに酸素原子や炭素イオンは検出されている天体もあるが、成層圏赤外線天文台(The Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy, SOFIA)やJames Webb Space Telescope(JWST)による観測により、その検出確率の向上も期待される。

炭素原子の同位体種(<sup>13</sup>C)のスペクトル線までが検出されるような環境は、これまでに分子雲など、光学的に厚い領域では議論されてきたが、デブリ円盤

のような環境では検討されてこなかった。ここ10年余りで、観測は一気に進展しており、さらなる研究の発展には先入観を捨てた様々なアプローチで向き合うことがますます重要であろう。

## 6. 終わりに

ALMA望遠鏡が稼働してはや10年。デブリ円盤に対するガスの観測研究は大きく進展した。もはやガスの存在を疑う人はおらず、多くのデブリ円盤でガスが付随しているという描像は当たり前になってきた。そのうちのいくつかの天体では、希少同位体種のスペクトル線が検出されたこともあり、従来の認識のような希薄なガス成分ではないと、認識を改める必要が出てきた。これまでは原始惑星系円盤とデブリ円盤は、全く別物だという認識があったが、今後はさらに原始惑星系円盤の延長線上であると考えた議論と、かつ、まったく別物という観点の2方向から考えなければいけない。なぜなら、二次的なガス供給の現場を観測で捉えることは大変難しく、その存在を証明することは困難ではあるが、これらの存在を否定することも難しいからである。微惑星同士の衝突脱ガスや塵からの昇華の影響がどれくらい効くのか、またその効率はどれくらいなのか、今後は太陽系内の小惑星、隕石、彗星の研究を行なっている研究者を交えて、統計的な議論を進めていかなければならない。これらの問題は、我々が行っている観測天文学のみでは解決できず、太陽系内の探索との連携が必須であり、観測天文学と物質科学の融合が非常に重要な観点になるだろう。特に、はやぶさ2によるリュウグウやOSIRIS-RExによるベヌスの成分分析から何かヒントが得られるのか、彗星からのガスの放出機構がデブリ円盤で見ついているガスを再現できるほどの効果があるのか。もし、リュウグウやベヌスから有機分子を含めた様々な分子が見つければ、デブリ円盤と太陽系小天体とを繋ぐ大きなヒントになるのであろう。このように、デブリ円盤の観測結果を考慮した惑星系形成シナリオを構築するには、多様な観点からこれらの事実を見つめ直すことが必要である。そういった意味では、今後の天文学と惑星科学の橋渡しとしても、デブリ円盤は重要な役割を担っていると言えるだろう。

## 7. 謝辞

本稿は筆者が行ってきたデブリ円盤の観測研究も含めて、近年のデブリ円盤観測を振り返り、執筆したものである。紹介した筆者の研究は、科学研究費(18K03713/19H05090)の助成を受けており、紹介した筆者の研究結果は以下のALMA望遠鏡データ(ADS/JAO. ALMA#2011. 0. 00780. S, 2012. 1. 00195. S, 2016. 2. 00200. S, 2017. 0. 00467. S)を用いたものである。

## 参考文献

- [1] Portegies Zwart, S., 2021, *A&A* 647, 136.
- [2] Hughes, A. M., Duchêne, G. and Matthews, B. C., 2018, *ARAA* 56, 541.
- [3] Slettebak, A., 1975, *ApJ* 197, 137.
- [4] Roberge, A. et al., 2006, *Nature* 441, 724.
- [5] Zuckerman, B. et al., 1995, *Nature* 373, 494.
- [6] Dent, W. R. F. et al., 2005, *MNRAS* 359, 663.
- [7] Moór, A. et al., 2015, *ApJ* 814, 42.
- [8] Higuchi, A. E. et al., 2017, *ApJL* 839, 14.
- [9] Kral, Q. et al., 2016, *MNRAS* 461, 845.
- [10] Hughes, A. M. et al., 2008, *ApJ* 681, 626.
- [11] Kóspál, Á. et al., 2013, *ApJ* 776, 77.
- [12] Moór, A. et al., 2013, *ApJ* 777, L25.
- [13] Dent, W. R. F. et al., 2014, *Science* 343, 1490.
- [14] Hughes, A. M. et al., 2017, *ApJ* 839, 86.
- [15] Moór, A. et al., 2019, *ApJ* 884, 108.
- [16] Higuchi, A. E. et al., 2019, *ApJ* 883, 180.
- [17] Higuchi, A. E. et al., 2019, *ApJL* 885, 39.
- [18] Cataldi, G. et al., 2018, *ApJ* 861, 72.
- [19] Kral, Q. et al., 2019, *MNRAS* 489, 3670.
- [20] Cataldi, G. et al., 2020, *ApJ* 892, 99.
- [21] Higuchi, A. E. et al., 2020, *ApJ* 905, 122.
- [22] Nakatani, R. et al., 2021, *ApJ* 915, 90.
- [23] Czechowski, A. and Mann, I., 2007, *ApJ* 660, 1541.
- [24] Jackson, A. P. et al., 2014, *MNRAS* 440, 3757.
- [25] Beust, H. et al., 1990, *A&A* 236, 202.
- [26] Zuckerman, B. and Song, I., 2012, *ApJ* 758, 77.



デブリ円盤に付随するガスの起源 – その解明へ向けて／樋口

87

[27] Biver, N. et al., 1997, *Earth Moon and Planets*  
78, 5.

[28] Klusmeyer, J. et al., 2021, *ApJ* 921, 56.

# 一番星へ行こう!日本の金星探査機の挑戦 その49 ～金星大気初のデータ同化への挑戦:あかつき観測と数値計算の融合～

杉本 憲彦<sup>1,2</sup>, 藤澤 由貴子<sup>2</sup>, 安藤 紘基<sup>3</sup>, 高木 征弘<sup>3</sup>,  
AFES-Venusチーム, ALEDAS-Vチーム

(要旨) 金星探査機「あかつき」の観測データを最大限に活用するために、我々の研究グループでは金星大気の全球的な流れを地球シミュレータ上で計算する数値モデル「AFES-Venus」と、局所アンサンブルカルマンフィルタを用いて観測データをAFES-Venusへと同化するデータ同化システム「ALEDAS-V」を開発してきました。前回[1]からの進展として、AFES-Venusでは、超長時間積分による静止状態からのスーパーローテーションの再現、超高解像度計算による熱潮汐波からの大気重力波の自発的な放射の発見、雲物理過程の導入、低安定度層などの温度構造の再現、加熱や安定度の改良によるケルビン波や熱潮汐波の現実的な再現、などに成功しました。また、ALEDAS-Vでは、「あかつき」やVenus Expressの紫外画像で得られた水平風を同化し、金星大気初の現実的かつ時空間的に偏りのないデータセットの公開への準備が進めているほか、仮想的な観測データを同化することにより観測の「有効性」を検証するための観測システムシミュレーション実験なども実施しています。これらの成果を簡単に紹介し、今後の展望についての報告をしたいと思います。

## 1. はじめに

2015年12月に金星周回軌道に投入された金星探査機「あかつき」により、たくさんの興味深い観測成果が得られていることは、本シリーズのこれまでの記事でもよくご存知のことと思います。金星大気シミュレーションは、九州大学の山本勝さんの一連の研究[2,3等]をはじめとして、日本ではいくつかのグループで行われています。数値モデルも複数存在し、国内で相互比較ができるという、世界的に見てかなり活発な状況にあります。そのような中、我々の研究グループでは、あかつきが金星に到着する前から、金星大気の全球的な流れを地球シミュレータ上で計算する数値モデル「AFES-Venus」を開発してきま

した[4]。AFES-Venusは、放射による加熱・冷却の過程を単純化し、雲や化学物質等を含まない力学モデルですが、観測と統合的な大気の静的安定度を導入し、これまでよりも高い解像度での計算を行うことで、スーパーローテーションを含めた現実的な金星大気の循環を再現・維持することに成功してきました[5]。さらに、あかつきの観測データを最大限に活用すべく、局所アンサンブルカルマンフィルタを用いて観測データを取り入れ、AFES-Venusの計算結果を修正する、金星大気初のデータ同化システム「ALEDAS-V」の開発も進めており[6]、試行実験を続けています。本記事では、前回の榎村さんの報告[1]以降に得られた、AFES-VenusとALEDAS-Vの成果について簡単に紹介するとともに、今後の試みについても解説したいと思います。より詳しい研究成果については、参考文献に記載した各論文をご参照いただくと幸いです。

1.慶應義塾大学 法学部 日吉物理学教室

2.慶應義塾大学 自然科学研究教育センター

3.京都産業大学 理学部

nori@phys-h.keio.ac.jp

## 2. AFES-VenusとALEDAS-V

地球の気象や気候など、惑星全体の大気の流れを計算する数値モデルが、大気大循環モデル(GCM: General Circulation Model)です。通常の大気大循環モデルは、大気の運動、熱力学、状態方程式を計算する「力学」部分と、太陽放射や赤外放射などの放射伝達や、雲の凝結や化学物質の組成変化などを計算する「物理」部分からなります。AFES-Venusは、地球シミュレータ向けに最適化された地球の大気大循環モデルAFES(Atmospheric GCM For the Earth Simulator)[7]の力学部分を基に、諸定数を金星版に変更したものです。物理部分の多くを簡略化し、簡易的な太陽放射と赤外放射を計算することで、高分解能長時間計算に挑んできました。基本実験では、初期に理想的なスーパーローテーションを仮定し、それにバランスした(雲層の低安定度層を含む)温度場を導入しました。これにより、超長時間の数値計算を必要とする助走計算を行うことなく、現実的なスーパーローテーションが再現・維持することができ[5]、周極低温緯度帯(コールドカラー)[8]や熱潮汐波[9]など、観測と整合的な現象を得ることができました。地球シミュレータを駆使した高い空間解像度の計算では、あかつき近赤外カメラ(IR2)で観測された惑星規模の筋状構造の再現にも成功しています[10]。

観測と数値モデルの結果を見比べ、モデルの結果を修正する手法がデータ同化です。観測データは時空間的にまばらにしか存在しませんが、データ同化を行うことで、観測と整合的かつ時空間的に均質なデータセットの生成が可能になります。地球大気では、AFESでアンサンブル予報を行い、その予報誤差と観測誤差を見比べて、局所アンサンブルカルマンフィルタ(LETKF; Local Ensemble Transform Kalman Filter)によってデータ同化するシステムが開発されており、既に再解析データ(ALERA; AFES-LETKF experimental reanalysis of atmospheric data)も公開されています。これをAFES-Venusを使って金星化したのがALEDAS-V(AFES-LETKF Data Assimilation System

for Venus)です。これまで、モデルの出力で作成した疑似観測データや、欧州の金星探査機「Venus Express」の観測データを用いた同化テスト実験により、ALEDAS-Vが動作することを確認しています[6]。

## 3. 主要な成果

### 3.1 子午面循環によるスーパーローテーションの再現

AFES-Venusによる中解像度(128×64×60)の数値シミュレーションを、3000地球年というこれまでにない超長時間積分することで、静止状態からのスーパーローテーションの再現に成功しました[11]。これまで、現実的な太陽加熱を用いて、子午面循環による地表からの角運動量の供給で、スーパーローテーションを再現した例はありません。本研究では、熱潮汐波を励起させる太陽加熱の日変化成分を除き、子午面循環のみを駆動する太陽加熱の設定で実験を行いました。その結果、鉛直渦粘性をある程度小さく(0.02 m<sup>2</sup>/s以下に)した場合(従来は地球の成層圏での値が用いられてきました)のみ、超長時間積分によって高速のスーパーローテーションが発現しました。このため、これ以降のAFES-Venusの実験設定では、鉛直渦粘性を小さくする工夫が取り入れられています。

### 3.2 簡略化した雲モデルの導入と解析

金星の硫酸雲に対する大気運動の影響を調査するため、簡略化した雲物理過程をAFES-Venusに導入しました。ここでは、水蒸気と硫酸蒸気の生成・輸送過程と両者の凝結による硫酸雲の生成などを取り入れています[12]。その結果、地上望遠鏡や探査機による赤外観測で示された雲量や水蒸気混合比の緯度分布を再現しました。また、硫酸雲が短周期の擾乱によって極域で活発に生成される可能性を指摘しました(図1)。さらに、赤道域で観測される大規模な雲量の周期的な変化も再現し、雲層下部の赤道ケルビン波に伴う温度変化で生じることがわかりました[13]。

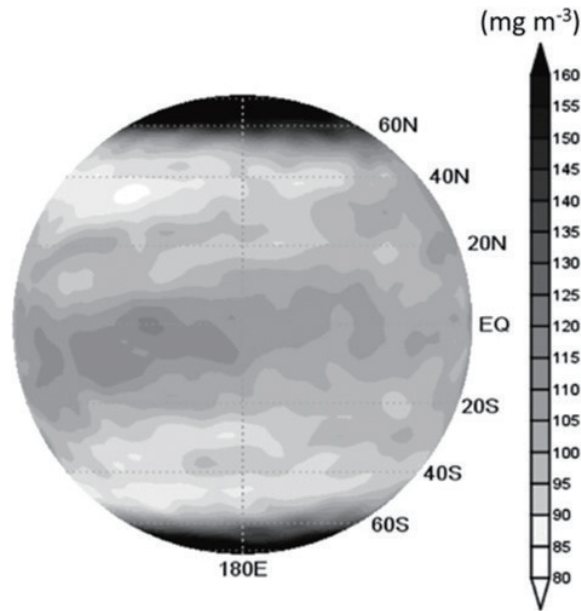


図1: AFES-Venusで再現された雲分布の様子[12]. 鉛直積算した雲密度の水平分布を示しています.

### 3.3 熱潮汐波からの自発的な重力波放射の発見

金星大気における小規模重力波の振る舞いを調べるために、世界最高解像度(1920×960×260)の数値実験を実施しました。熱潮汐波の有無による小規模重力波の発生の違いを検討するために、太陽加熱の設定を変更した2種類の実験を実施しました。その結果、熱潮汐波から重力波が自発的に放射されることを初めて発見し、スーパーローテーションの運動量の再分配を担っていることがわかりました(図2)。また、地球と同じように、ジェット出口での励起メカニズムが働いていることがわかりました[14]。あかつき電波掩蔽観測からも、雲層上部において重力波の存在が示唆されていますが、熱潮汐波から自発的に放射された重力波の可能性がります。

### 3.4 雲層下部の温度構造の調査

Venus Expressとあかつきの電波掩蔽観測から、低安定度層が極域で高度42 km程度まで深く広がっていることが示されています[15]。この傾向は、AFES-Venusの数値実験でも再現されており、観

測との比較やその成因の調査を行いました。その結果、大気大循環と波動による力学的な寄与が、この低安定度層の生成・維持に重要であることが示唆されました[16]。

### 3.5 加熱や成層度を変化させた感度実験

AFES-Venusでは雲層上端で観測される約4日周期のケルビン波がうまく再現できていませんでした。また、あかつきの中間赤外カメラ(LIR)画像から得られる熱潮汐波の位相にも大きなずれが存在しています。これらの波はスーパーローテーションの再現や構造の維持に重要な働きを持つと考えられているため、その再現性を高めるために、加熱分布や成層度を変更した感度実験を行いました。その結果、雲層上端に4日周期のケルビン波に相当する波が再現され、ロスビー波とケルビン波の結合によってもたらされるシア不安定で励起されることが明らかになりました[17]。また、熱潮汐波についても、観測とより整合的な位相構造を持つ再現結果が得られつつあります[18]。



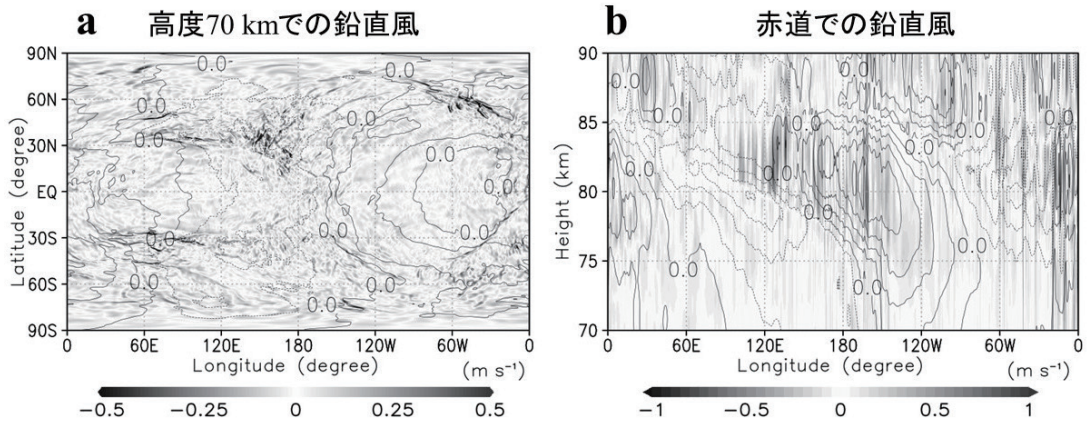


図2: AFES-Venusの超高解像度計算で得られた金星大気重力波の様子[14]. 鉛直速度をトーン, ジオポテンシャル偏差を等値線(間隔は1000[m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>])で示しています. (a)は高度70 kmでの水平分布, (b)は赤道での東西鉛直分布を示しています.

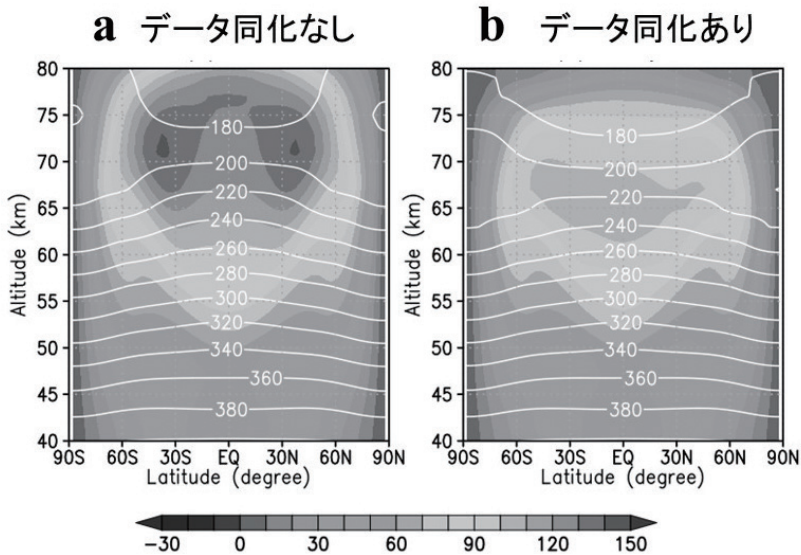


図3: ALEDAS-Vによって, あかつき紫外線観測画像から得られた水平風をデータ同化して得られた東西平均場の南北鉛直分布の様子[20]. (a)はデータ同化なし, (b)がデータ同化ありの結果で, 東西風をトーン [m/s], 温度を等値線[K]で示しています.

### 3.6 衛星観測で得られた風速のデータ同化

ALEDAS-Vを用いて, Venus Express の紫外カメラ(UV)画像の雲追跡によって導出された雲頂高度での風速データを同化しました. その結果, 熱潮汐波の位相構造が改善され, 全球の風速場も修正されました[19]. 次に, 赤道域かつ, より観測頻度

が高い, あかつきのいくつかの観測期間について, UV画像から得られる雲追跡風の同化を行いました. その結果, 熱潮汐波の位相構造が改善されただけでなく, 全球の風速や温度場も大きく修正されました[20] (図3). この結果はモデルが表現できていない構造を考察する上で大きな手掛かりを提供する, データ同化の大きな成果であると思っています. ま

た、ケルビン波やコールドカラーの再現性も高くなっていることがわかりました。現在、この世界初の金星客観解析の公開を目標に、データの整備を行っています。

### 3.7 観測システムシミュレーション実験 (OSSE)

ALEDAS-Vでは、観測データをモデルの出力から仮想的に作成し、それらを観測データとして同化した際に、どれくらいの改善がもたらされるかを調べる、観測システムシミュレーション実験(OSSE; Observing System Simulation Experiment)を行うことができます。まず、今後の金星探査で有望視されている小型衛星間の電波掩蔽観測を想定したOSSEを行いました。その結果、2-3機の極軌道の小型衛星を配置できれば、コールドカラーの再現が可能なることを発見しました[21]。現在、さらに実軌道へ拡張[22]したOSSEとその解析を行っています[23]。また、UV画像で得られる雲追跡風のOSSEを行い、データ同化でケルビン波やロスビー波を再現するために必要な観測条件を調べました。その結果、高度70 kmでの水平風速が6時間毎に存在すれば、ケルビン波が再現可能[24]であることがわかりました。現在、再現されたケルビン波がスーパーローテーションにもたらす、加速・減速効果の定量化[25]とロスビー波への拡張実験を行っています。

## 4. おわりに

ここまで、簡単にAFES-VenusとALEDAS-Vの最新の成果を紹介しました。金星大気中の放射伝達モデルや硫酸蒸気の生成・輸送・凝結過程のモデル開発も現在進行中です。また、あかつきの観測データを同化した、金星客観解析データでの個々の現象の解析も進みつつあります。あかつきの観測データが大量に蓄積されており、データ解析も進行しています。AFES-Venusのモデル開発と相互に連携することで、更なる研究の進展が期待できるでしょう。一方で、今後の金星探査計画の検討のためには、ALEDAS-Vのデータ同化を用いたOSSEの実施が必要不可欠になってくると考えています。我々AFES-Venus, ALEDAS-V両チームは、あかつき

の観測とより密接に連携しながら、金星大気モデルとデータ同化システムの精緻化をはかり、これからも金星大気の謎に挑んでいきたいと考えています。

## 謝辞

本研究は、地球シミュレータ利用課題『AFESを用いた地球型惑星の大気大循環シミュレーション』及び『AFESを用いた火星・金星大気の高解像度大循環シミュレーション』と文部科学省科学研究費補助金 基盤研究B(19H01971)『階層的数値モデルによる金星大気重力波の励起、伝播、散逸過程の解明』、基盤研究S(19H05605)『あかつきデータ同化が明らかにする金星大気循環の全貌』、基盤研究C(20K04064)『金星大気の衛星間電波掩蔽観測計画に向けた観測システムシミュレーション実験』の一環として実施しました。AFES-Venusの高解像度計算には、海洋研究開発機構の支援のもと地球シミュレータを使用しました。最後に、金星探査機あかつきに関わる全ての方に感謝申し上げます。

## 参考文献

- [1] 榎村博基ほか, 2018, 遊星人 27, 314.
- [2] Yamamoto, M. and Takahashi, M., 2003, *J. Atmos. Sci.* 60, 561.
- [3] Yamamoto, M. et al., 2021, *Icarus* 355, 114154.
- [4] Sugimoto, N. et al., 2014, *J. Geophys. Res.-Planets* 119, 1950.
- [5] Sugimoto, N. et al., 2014, *Geophys. Res. Lett.* 41, 7461.
- [6] Sugimoto, N. et al., 2017, *Sci. Rep.* 7, 9321.
- [7] Ohfuchi, W. et al., 2004, *J. Earth Simulator* 1, 8.
- [8] Ando, H. et al., 2016, *Nature Comm.* 7, 10398.
- [9] Takagi, M. et al., 2018, *J. Geophys. Res.-Planets* 123, 335.
- [10] Kashimura, H. et al., 2019, *Nature Comm.* 10, 23.
- [11] Sugimoto, N. et al., 2019, *Geophys. Res. Lett.* 46, 1776.
- [12] Ando, H. et al., 2020, *J. Geophys. Res.-Planets* 125, 6208.

- [13] Ando, H. et al., 2021, *J. Geophys. Res.-Planets* 126, 6781
- [14] Sugimoto, N. et al., 2021, *Nature Comm.* 12, 3682.
- [15] Ando, H. et al., 2020, *Sci. Rep.* 10, 3448.
- [16] Ando, H. et al., under minor revision, *J. Geophys. Res.-Planets*.
- [17] Takagi, M. et al., under minor revision, *J. Geophys. Res.-Planets*.
- [18] Suzuki, A. et al., submitted, *J. Geophys. Res.-Planets*.
- [19] Sugimoto, N. et al., 2019, *Geophys. Res. Lett.* 46, 4573.
- [20] Fujisawa, Y. et al., to be submitted, *Nature Geo.*
- [21] Sugimoto, N. et al., 2019, *J. JSCE (J. Applied Mech.)* 75, 477.
- [22] 山本智貴ほか, 2021, *日本航空宇宙学会論文集* 69, 179.
- [23] Fujisawa, Y. et al., under revision, *Icarus*.
- [24] Sugimoto, N. et al., 2021, *Atmosphere* 12, 14.
- [25] Sugimoto, N. et al., 2022, *Atmosphere* 13, 182.

# 太陽系天体若手研究会2021 (SSBW2021) 開催報告

荒木 亮太郎<sup>1</sup>, 荒川 創太<sup>2</sup>, 于 賢洋<sup>3</sup>, 鈴木 雄大<sup>4</sup>, 紅山 仁<sup>5</sup>,  
前田 夏穂<sup>6</sup>

## 1. はじめに

学会への参加というのは研究者にとって重要な議論・交流の場です。特に若手研究者や学生にとっては関連分野の知見を広げるだけでなく、研究テーマや将来の進路を考えるための貴重な機会になってきました。しかし2020年以降、新型コロナウイルス感染症の蔓延によって日本惑星科学会秋季講演会や日本地球惑星科学連合大会などはすべてオンラインでの開催を余儀なくされました。特に現在の大学院生には、対面での学会・研究会に参加した経験がなかったり、研究室外での同世代との交流機会を失った学生も多くいるだろうと思われます。そこで惑星科学系の若手研究者や学生同士が集まって、知識や情報を交換する機会を作ろうと考え、太陽系天体若手研究会を開催しました。本研究会は、太陽系内の惑星・衛星・小天体や、その形成進化を対象とした分野の若手研究会としては初めて開催されたものです。

本研究会は、惑星科学会のみならず、太陽系に関連した幅広い研究分野の学生が集まる若手研究会を作りたいという声から始まりました。近い分野では天文系の「天文・天体物理若手夏の学校」や、地球科学系の地球惑星科学NYSが主催する「地球惑星科学学生と若手の会」、地球電磁気・地球惑星圏学会

の「宇宙地球惑星科学若手会夏の学校」等々があります。これら研究会の隙間を埋めるような、太陽系の形成過程から惑星や衛星、小天体の科学までを広く包括する分野の若手研究会があってもよいのではないかと。そう考えた前田と于が構想を立ち上げたことで、学会の懇親会などの場で意気投合した他のメンバーも世話人に合流し、実施する運びとなりました。

世話人の多くは研究会を主催した経験がなく、運営は試行錯誤の連続でした。一口に太陽系天体といっても関連する分野は多様なため、どのような周知を行えばどのくらいの参加者が集まるのか、講演数は何件くらい集まるのか、どのようなスケジュールを作ればスムーズに進行するのか、といったカンもなかったため、最初の頃は今から考えると無茶と思えるようなパターンでも想定して準備を進めておりました。結果的には発表20件・参加登録90人という大盛況になり、参加者同士和気あいあいと意見交換するのにちょうどよい規模の研究会を実施できたと思います。

## 2. 実施概要

本研究会は2021年11月11日-12日にかけて実施されました。現状を鑑みてオンライン形式とし、発表は各セッションの口頭発表と質疑はZoomを、文字ベースでの議論やスライドの公開にはSlackを利用しました。また、懇親会や交流のためのツールとしてはSpatialChatというビデオチャットツールを用いました。

参加は発表・聴講いずれも無料であり、90人もの方に参加登録していただきました。講演中も20~50人程度は常時参加されており、大盛況でした(図1)。発

1.大阪大学 大学院理学研究科 宇宙地球科学専攻 博士1年

2.国立天文台 科学研究部 研究員

3.東京大学 大学院総合文化研究科 広域科学専攻

広域システム科学系 修士2年

4.東京大学 大学院理学系研究科 地球惑星科学専攻 博士2年

5.東京大学 大学院理学系研究科 天文学専攻 博士1年

6.神戸大学 大学院理学研究科 惑星学専攻 博士1年

r.araki@ess.sci.osaka-u.ac.jp



表件数は18件+招待講演2件で、2日間で議論を深めながら落ち着いて進めることができました。

発表形式は口頭発表15分+質疑応答5分、もしくはライトニングトーク5分のいずれかを選択できるようにしました。セッションの各テーマの最後に30分の議論タイムを設置したところ、積極的な意見交換が行われており、とても良い試みだったと思います。なお、月と小惑星のセッションは発表者が5名を超えたため、二つのセッションに分割しました。

参加者の身分について、参加申請時点で統計を取った内訳を図2に示します。若手では学部生からポスドク・助教の方まで、さらにはシニア研究者の方もおられるなど、幅広い方々にご参加いただきました。

### 3. 研究会の内容と雰囲気

発表は太陽系円盤、月、小惑星、衛星の各セッションがそれぞれ3-7件と、アウトリーチセッションの発表が1件といった内容で、バランスのよいテーマ構成で実施できました。招待講演には、カナリア天体物理研究所、東京大学の巽瑛理氏と宇宙科学研究所の深井稜汰氏にお願いいたしました。

巽氏には探査機はやぶさ2による小惑星リュウグウの最新の研究結果をお話いただきました。探査機ならではの高空間分解された表面スペクトルや明るい岩塊(bright boulder)に関するテーマに加えて、メインベルト小惑星のスペクトル型調査によるリュウグウの起源族推定といった最新の研究をご紹介いただき、非常に興味深い内容でした。

深井氏には小惑星の分類を通じた太陽系の形成について、ご講演いただきました。新たな隕石試料の分析手法を通じて、「隕石がどこでできたのか」、「どのように混ざるのか」、「小惑星の今の分布はどうであるか」、この3つを関連づけて太陽系形成論に迫ってゆくという、広い視点を持った研究紹介が印象的でした。お二方にはこの場をお借りして深く感謝の意を表します。

このように、当初の目的通り太陽系天体に関連するテーマを幅広くカバーした研究会を開催できました。

また、発表後の質問対応枠とは別に、各セッションの最後に30分の議論タイムを設置してみました。これによって参加者の皆様同士で積極的な意見交

換を行っていただくことができました。具体例を挙げますと、月セッションの後の議論タイムで月表層の地質と月内部進化を紐づける研究手法についての議論であるとか、太陽系形成理論の話題から水星や金星隕石は発見されないのかどうかといった議論がなされておりました。このような交流を通じて参加者同士お互いの分野への理解も進んだのではないかと思います。さらに、1日目終了後のオンライン懇親会には20名程度の方々にご参加いただきました。この研究会によって、自由闊達な研究交流・意見交換の場を提供できたことを嬉しく思います。

### 4. 総括

開催に当たって、反省点や課題点がいくつか浮かびました。本会の総括として、また今後同様の研究会を主催する上での教訓として、以下にまとめます。

まず、規模感をどうするかという点です。十分な交流や議論の時間を取りながら研究会を2日程度で実施するのであれば、今回くらいの規模がちょうどよかったといえるのでしょうか。実施後アンケートには、本研究会の規模がちょうどよかったという声と、中堅やシニアの研究者も加えて大規模化してはという意見の両方が見受けられました。一方で、若手同士の交流の機会を重視すると、むやみな規模拡大は経験の少ない学部生や修士学生の参加を萎縮させないかという懸念もあります。「より高度な学びが得られるような雰囲気」と「初心者安心して発言できる雰囲気」のバランスをどのように取るか、若手研究会を主催していく上で難しい課題だろうと思いました。

世話人の経験の少なさも反省点で、特に役割分担を決めていなかったことは要改善点として挙げられました。メンバーがそれぞれ思いついた順に準備作業をこなすような形になってしまったことで準備不足を招き、タイムキーパーや写真撮影などのタイミングで手間取るなど、参加者の方々にお見苦しいところを見せてしまいました。スムーズな運営のために発足当初より適切に作業を割り振って作業を分散・可視化させるべきでした。

このようにつたない司会進行となってしまいましたことをお詫びいたします。開催準備に際しては、2021年2月の「惑星系形成若手研究会」の世話人の一人で

ある九州大学理学府の古賀駿大氏にノウハウの共有やアドバイスを頂きました。特に、本研究会の形式等については大変参考にさせていただきました。この場をお借りして、参加・ご協力いただきましたすべての皆様に、深く感謝いたします。この会の実施によって、新たな研究の芽が生まれたり、研究の世界に足を踏み入れたばかりの学生の琴線に触れる何かを提供できたのであれば幸いです。

また、世話人一同、できれば今後も定期的に開催したいと考えておりますので、是非ともご理解・ご協力いただけましたら幸甚に存じます。お手伝いいただける世話人も随時募集しております。また、開催につきましてのご意見やご指摘等も大歓迎です。忌憚ない意見をぜひお寄せください。よろしくお願いいたします。



図1: 参加者集合写真(zoom画面スクリーンショットを連結, 名前は塗りつぶした).

SSBW2021 参加者身分内訳 (n = 90)

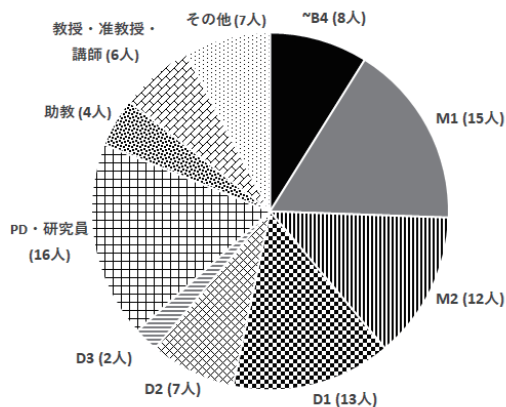


図2: 参加申し込み時点での参加者身分内訳(google フォームの統計より作図).

## 5. タイムテーブルとプログラム

### 研究会のタイムテーブル

- 11/11(木)
- 10:30 - 10:40 開会の挨拶
- 10:40 - 11:40 円盤セッション
- 11:40 - 12:10 円盤議論タイム
- 12:10 - 13:10 昼休み
- 13:10 - 13:50 月セッション1
- 14:05 - 14:50 月セッション2
- 14:50 - 15:20 月議論タイム・記念写真撮影
- 15:30 - 15:50 アウトリーチセッション
- 16:00 - 17:00 招待講演 『太陽系における小惑星リュウグウとは』 巽 瑛理(Instituto de Astrofísica de Canarias, 東京大学)
- 18:00 - 20:00 オンライン懇親会

- 11/12(金)
- 10:00 - 11:00 小惑星セッション1
- 11:10 - 12:00 小惑星セッション2
- 12:00 - 12:30 小惑星議論タイム
- 12:30 - 13:30 昼休み
- 13:30 - 14:30 招待講演 『小惑星ができた場所と、地球の材料』 深井 稜汰(宇宙科学研究所地球外物質研究グループ)
- 14:40 - 15:25 衛星セッション
- 15:25 - 15:55 衛星議論タイム
- 15:55 - 16:00 閉会の挨拶

### 研究会のプログラム

- 11/11
- 円盤セッション
- 10:40-11:00** 『H<sub>2</sub>O スノーライン以遠に影構造を持つ原始惑星系円盤の赤道面化学構造』 野津 翔太(理化学研究所開拓研究本部坂井星・惑星形成研究室)
- 11:00-11:20** 『原始惑星系円盤における分子ガス同位体比の新しい測定手法とそのTW Hya 円盤の<sup>12</sup>C/<sup>13</sup>C 比への応用』 吉田 有宏(総合研究大学院大学物理科学研究科天文科学専攻)

**11:20-11:40** 『夜空のフラウンホーファー線観測による黄道光の絶対輝度測定』

繁澤 政樹(関西学院大学大学院理工学研究科物理学専攻)

○ 月セッション1

**13:10-13:30** 『ARTEMIS による昼側月面から放出されるAuger電子と光電子ビームの観測』

加藤 正久(京都大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻)

**13:30-13:50** 『月の内部熱進化を駆動するマグマの生成・移動とそれに伴う放射性元素, 化学組成変遷の効果』

于 賢洋(東京大学総合文化研究科宇宙地球部会)

○ 月セッション2

**14:05-14:25** 『衝突数値計算を用いた月線状重力異常の構造・形成年代と月膨張史への制約』

西山 学(東京大学理学系研究科地球惑星科学専攻)

**14:25-14:45** 『月極域水探査のための鉱物種と粒径が異なる着氷鉱物粉体の近赤外分光観測』

荒木 亮太郎(大阪大学理学研究科宇宙地球科学専攻惑星物質学グループ)

**14:45-14:50** 『隕石衝突時の震動による月のポルダール崩れと斜面の崩壊過程』

池田 あやめ(名古屋大学環境学研究科)

○ アウトリーチセッション

**15:30-15:50** 『宇宙科学分野における学生・PD主体のアウトリーチ活動と中学・高校生との相互的なコミュニケーション』

于 賢洋(東京大学総合文化研究科宇宙地球部会)

○ 招待講演1

**16:00-17:00** 『太陽系における小惑星リュウグウとは』

巽 瑛理(Instituto de Astrofísica de Canarias, 東京大学)

11/12

○ 小惑星セッション1

**10:00-10:20** 『ダスト集合体の圧縮強度で探る彗星・小惑星形成過程』

辰馬 未沙子(東京大学/国立天文台)

**10:20-10:40** 『すばる望遠鏡Hyper Suprime-Camで得た表面カラーの異なるメインベルト小惑星

のサイズ分布比較』

前田 夏穂(神戸大学理学研究科惑星学専攻)

**10:40-11:00** 『即時多色同時撮像観測による微小地球接近小惑星の特徴づけ』

紅山 仁(東京大学)

○ 小惑星セッション2

**11:10-11:30** 『小惑星Ryuguの軌道と自転の進化』

金丸 仁明(宇宙航空研究開発機構・宇宙科学研究所)

**11:30-11:50** 『希薄大気保持天体の大気分布と表面組成分布の関係性』

鈴木 雄大(東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻)

**11:50-11:55** 『小惑星の熱履歴の制約を目指した炭素質コンドライト隕石の加熱脱水の反応速度論的研究』

鄭 夢妍(横浜国立大学理工学部)

**11:55-12:00** 『対地速度の異なる流星群における放射点の離散度調査』

土屋 智恵(国立天文台/多摩六都科学館)

○ 招待講演2

**13:30-14:30** 『小惑星ができた場所と, 地球の材料』

深井 稜汰(宇宙科学研究所地球外物質研究グループ)

○ 衛星セッション

**14:40-15:00** 『MMX MEGANEで得られる化学組成データの多変量解析による火星衛星Phobosの形成仮説の制約』

平田 佳織(東京大学理学系研究科地球惑星科学専攻)

**15:00-15:20** 『土星系リングの擾乱』

池谷 蓮(神戸大学大学院理学研究科惑星学専攻)

**15:20-15:25** 『太陽系外縁における衛星形成と潮汐進化:高い離心率をもつGonggong - Xiangliu系の起源について』

荒川 創太(国立天文台科学研究部)

# 「天体の衝突物理の解明(XVII)～小天体進化における圧密過程の役割～」参加報告

木内 真人<sup>1</sup>

## 1. はじめに

2021年11月24日から26日にかけて、第17回「天体の衝突物理の解明」が開催された。新型コロナウイルス感染症の流行により、昨年度に引き続きオンラインでの開催となり、口頭発表にはZoom、ポスター発表および懇親会にはRemoが用いられた。今年度のテーマは「小天体進化における圧密過程の役割」で、高田智史氏(東京農工大学)、中村昭子氏(神戸大学)、荒川創太氏(国立天文台)、松本恵氏(東北大学)を迎え、ご講演頂いた。研究会には延べ60名以上の研究者と学生が参加し(図1)、招待講演を含めて17件の口頭発表と6件のポスター発表が行われた。講演時間は招待講演が60分、一般講演が30分と一般的な学会よりも長い時間に設定されており、じっくりと研究内容を聴けることが本研究会の特徴である。また、講演中に随時質疑応答が行える点も特徴となっている。

本稿では講演の概要と研究会の様子をごく簡単に紹介する。各講演内容についてはあくまで筆者の理解の範囲内でまとめているが、より詳細な講演内容を知りたいという方は、研究会のwebページ (<http://www.impact-res.org/impact21/index.html>)にて公開されている要旨やスライドを参照して頂きたい。

1. 宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所  
kiuchi.masato@jaxa.jp

## 2. 講演概要

以下に研究会のプログラムを示す(敬称略)。

### <口頭講演>

#### ■11月24日(水)

吉田雄城(東京大)

「分子動力学で探るダストモノマー間相互作用」長谷川幸彦(東京大)

「低質量比のダストアグリゲイト間衝突による成長と破壊」

辰馬未沙子(東京大/国立天文台)

「ダスト集合体の圧縮強度で探る彗星・小惑星形成過程」

高田智史(東京農工大)

「粉体粒子の変形とレオロジー」【招待講演】

中村昭子(神戸大)

「塵・レゴリス模擬物の圧密実験」【招待講演】

#### ■11月25日(木)

荒川創太(国立天文台)

「ダストアグリゲイトの熱物性と密度進化」【招待講演】

松本恵(東北大)

「隕石中の氷の痕跡とその母天体進化」【招待講演】

塩本純平(神戸大)

「タギシュ・レイク隕石微小片及び模擬物(UTPS-TB)の衝突破壊実験」

大野遼(千葉工大)

「事前加熱玄武岩を用いた衝撃回収実験」

豊田優佳里(神戸大)

「土星リング粒子を模擬した多孔質氷球の低速度衝突



実験：反発係数に対する空隙率及び複数回衝突の影響」

鈴木宏二郎(東京大)

「準静的圧縮試験による砂の塑性ガス状態方程式モデルと衝突現象への応用」

黒崎健二(名古屋大)

「衝突シミュレーションから探る天体の自転軸変動と大気流出量」

黒澤耕介(千葉工大)

「天体衝突時に発生する高速放出物の特徴」

## ■11月26日(金)

前田夏穂(神戸大)

「すばる望遠鏡 Hyper Suprime-Camで得たC型/S型like小惑星のサイズ分布の比較」

野村啓太(神戸大)

「10km/s越高速度衝突による微小クレーター形成実験」

木内真人(ISAS/JAXA)

「模擬低重力下での高速度衝突クレーター形成実験II」

中澤風音(東工大)

「放出物カーテン内でのパターン形成 - クラスタ分析による粒子クラスタの追跡と解析モデルの作成 -」

## <ポスター講演>

江口裕樹(神戸大)

「熱進化した氷微惑星を模擬した圧密標的上のクレーター形成実験」

山口祐香理(神戸大)

「蛇紋岩・氷標的からの高速度エジェクタの観察」

黒澤耕介(千葉工大)

「天体衝突時に隕石のK-Ar同位体時計が初期化される条件」

黒澤耕介(千葉工大)

「iSALE users group in Japanの現状報告2021」

岡本尚也(千葉工大)

「DESTINY+搭載カメラTCAPとMCAPの地上光学校正計画」

金丸仁明(ISAS/JAXA)

「Yarkovsky効果を考慮した小惑星Ryuguの軌道進化」

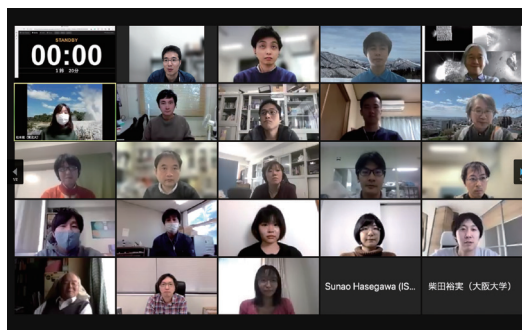


図1: 研究会の集合写真(Zoom画面のスクリーンショット).

## 2.1 招待講演

研究会初日の後半から2日目の前半にかけて、今年度のテーマである「小天体進化における圧密進化の役割」に関連した4件の招待講演が行われた。

高田智史氏は、粉体粒子の変形や破砕が粉体系のレオロジーに与える影響について講演された。破砕する粉体粒子のモデルを構成し、衝突や剪断力を加えるシミュレーションを行った結果、剪断率により破砕の様式が異なることが示された。また、粒径分布が冪分布を持つときのレオロジーについて調べた結果、応力や粘性率も冪分布を持つことがわかった。ただし、粘性率については現実の系との対応がつかず、今後の研究が必要であるということだった。また、溶媒中の粉体のレオロジーに関するシミュレーション結果についても紹介された。変形や破砕を伴う言わば現実的な粉体の物理に関して大変勉強になる内容であった。

中村昭子氏は、塵やレゴリスの圧密に関する実験的研究について講演された。小天体構成粒子を模擬した実験試料の紹介や粉体層の静的な圧縮試験の手法について解説が行われた。球シリカ粒子の圧縮試験より、単分散と多分散で結果が似ていることが示された。また、実験結果を応用してCVコンドライト母天体の内部充填率構造の推定が行われた。講演後半では粒子層の引張り強度の測定結果について紹介され、球状粒子では引張り強度が数値シミュレーション結果と調和的であることが示された。また、これまでの実験で用いられている不規則形状粒子は、サイズや強度・表面状態などが隕石構成粒子を模擬できていないという問題点が今後の課題とし

て挙げられた。実験的手法による粉体の扱いの難しさを改めて感じた一方、まだまだ手付かずの領域であるという可能性も感じられた。

荒川創太氏は、ダストアグリゲイトの熱物性と密度進化について講演された。まず原始惑星系円盤中のダストアグリゲイトの初期密度進化についてのレビューが行われ、構成粒子が同一粒径である場合とサイズ分布がある場合でアグリゲイトの成長様式が異なることが示された。次に、ダストアグリゲイトと微惑星の熱伝導率についてのレビューが行われ、粉体の熱伝導率の数値シミュレーション結果と実験結果についてそれぞれ解説された。最後に、焼結による微惑星の密度進化についてのレビューが行われ、「加圧焼結」による圧密の役割について詳しく解説された。個人的に、微惑星の進化の過程について非常にわかりやすいレビューを聴くことができて大変ありがたかった。

松本恵氏は、隕石の分析から得られた氷の痕跡と隕石母天体の進化の過程について講演された。最も始原的な炭素質コンドライトであるAcfer094隕石の内部を放射光X線CTによって観察した結果、非常に多孔質な岩相(UPL)を発見した。また、さらなる観察により、UPL中の空隙にはもともと氷が存在していたことを示した。この結果から、Acfer094隕石の母天体が雪線の外側から内側へ移動することによって形成されたというモデルが提案された。分析より得られる直接的な証拠から導かれる形成モデルには、やはり説得力を感じた。また、分析手法を細かく解説して頂けたのは、分野外の者にとっても非常に興味深く聴くことができた。

## 2.2 一般口頭講演

例年通り一般講演では、招待講演のテーマに限らず、天体の衝突現象に関する様々な分野の発表が行われた。以下では大まかな分野ごとにそれぞれ簡単に紹介する。

### (1) 数値計算・理論研究

今回の研究会のテーマと密接に関わる内容として、ダストに関する数値計算の結果を示した講演が以下のように行われた。吉田氏は、モノマー衝突の分子動力学計算を行い、サイズや衝突速度、温度の

影響を観察した。衝突速度を大きくするとモノマーが変形しやすくなり、この変形がJKR理論と室内実験の結果のズレの要因の一つであると考察している。長谷川氏は、質量比を持つダストアグリゲイトの斜め衝突に関してN体コードを用いた計算を行った。高質量比の場合、等質量比の場合と比べて臨界衝突破壊速度は小さくなるという結果を示した。辰馬氏は、ダスト付着N体計算により、ダスト集合体の高密度領域の圧縮強度を求めた。得られた圧縮強度より、彗星の形成はダストの直接付着成長で説明できる一方、小惑星の形成は直接付着成長では説明できないことを示した。

天体衝突に関する数値計算や衝突放出物に関する計算についても講演が行われた。黒崎氏は、原始惑星の巨大衝突による自転軸の傾斜角度の変動量に関して、標準SPH法を用いた衝突計算を行った。計算結果から、天王星の自転軸傾斜角が巨大衝突によってどのように形成されるかの検討を行った。黒澤氏は、非常に高い空間解像度を持つ3次元数値衝突計算の解析から、斜め衝突時の高速度放出物の方向分布を求められるかについて検討を行った。高速度放出物分布は球面調和関数展開を利用することで表現できる可能性を示した。

### (2) 室内実験

今回の研究会では実験に関する講演が最も多かったが、実験に加えて数値計算も行い比較検討している発表もいくつか見られた。

「衝突実験による物性理解」という枠組みでは以下の講演が行われた。塩本氏は、タギシュ・レイク隕石の微小片とその模擬物の衝突破壊実験を行い、普通コンドライトや炭素質コンドライトよりも壊れにくい可能性があることを示した。これは、D型小惑星の衝突進化の理解につながるデータであると考えられる。大野氏は、隕石の衝突変成履歴の理解を目的として、事前加熱した玄武岩に対する衝撃回収実験を行った。結果、常温での実験よりも溶融している組織が見られ、また数値計算によって到達温度と圧力の推定を行った。豊田氏は、土星リング粒子を模擬した多孔質氷球の低速度衝突実験を行った。多孔質氷球の反発係数は氷球の場合と異なり、衝突速度の増加とともに反発係数は下がり続けること、1回

目の衝突においては空隙率が大きいほど反発係数は低くなるのに対し、複数回衝突において空隙率依存性が見られないことを示した。また、実験結果より、土星リング粒子の空隙率を推定した。

「クレーター形成・放出物」という枠組みでは以下の講演が行われた。野村氏は、10 km/sを越える高速度衝突による微小クレーター形成実験を行った。斜め衝突時に放出される高速度破片を弾丸として扱うことで上記のような高速度衝突を可能としている。実験結果より、微小クレーター形状からインパクトの情報が得られるか検討を行った。木内は、強い固着力を持つ粉体層に対して模擬低重力下で高速度衝突実験を行い、重力支配域から強度支配域への遷移条件を制約した。また、実験で得られたクレーター直径の内部摩擦角依存性と空隙率依存性が数値計算の結果と異なることを示した。中澤氏は、衝突放出物のカーテンのパターン形成メカニズムを調べるため、衝突実験と数値計算をそれぞれ行った。実験結果から、パターンの形成がカーテン膨張のタイムスケールで起こっていることを示した。また、数値計算から解析モデルを構築し、形成するクラスターの最終サイズ等が予測可能であることを示した。

粉体の圧縮実験に関する講演も行われた。鈴木氏は、衝突によって生じる砂の挙動をマクロな流体力学的モデル(CNE)で記述できるか確かめるため、粉体の準静的圧縮実験を行った。結果、CNE流体モデルは粉体の圧縮モデルとしてある程度汎用性を持つことを示した。

### (3) 観測

観測分野では今回は1件のみの講演だった。前田氏は、すばる望遠鏡搭載の広視野撮像装置(Hyper Suprime-Cam)による観測で得た、3472個の小惑星データを用いて、直径0.4 - 5 kmの範囲でS型likeのカラーを持つ小惑星とC型likeのカラーを持つ小惑星のサイズ分布の比較を行った。S型小惑星とC型小惑星のサイズ分布の形状は、上記の直径の範囲においてよく一致し、組成の違いが衝突破壊程度にほとんど影響しないことを示した。

## 2.3 ポスター講演

研究会2日目の夕方にRemoを用いたポスター講演

が開催された。前年度に引き続き、学生のポスター講演については2分間のフラッシュトークが行われた。ポスター講演数は全6件と例年に比べ少なく、全体的にやや寂しい雰囲気ではあったが、各講演者の周りには人が集まり(画面上だが)、熱心に議論が繰り広げられていた。オンライン開催のポスター発表では発表資料をボード内に収める必要がないので、口頭発表と大差ない情報量が提供されているように感じた。

## 3. おわりに

今回は「小天体進化における圧密過程の役割」というテーマで、4人の招待講師を招いて開催された。筆者は本研究会の世話人としてテーマ選びにも参加したが、招待講師の皆様には理論・実験・分析の見地から興味深くわかりやすい講演をして頂き、一聴講演者として非常に満足しました。お忙しい中、招待講演を引き受けてくださったことを感謝いたします。一般講演でも様々な分野の方々に参加して頂き、初めて参加される方も少なくなかった。本研究会は必ずしも「衝突」を専門とされていない方でも気軽に参加可能であるので、興味を抱いた方はぜひ次の機会に参加してみたいと思う。

昨年度に引き続きオンライン開催となったが、オンライン環境に皆さん随分慣れたのか、非常にスムーズに進行された。質疑応答も全講演を通じて活発に行われたが、一方で対面での開催ではもっと熱量が多かったようにも感じる。また、懇親会では世話人がRemoの扱いに不慣れであったこともありシステムが落ちてしまい、ご迷惑をおかけした。上記の問題点については今後の課題とするが、やはり次回は実際に顔を合わせて議論できることを願って本報告記事を締めさせていただきます。

## 謝辞

Remoをご用意頂いた北海道大学の鎌田俊一氏、Zoomをご用意頂いた名古屋大学の黒崎健二氏にこの場を借りて感謝申し上げます。また、本稿執筆の機会と集合写真は宇宙航空研究開発機構の寫生有理氏から頂きました。重ねて感謝申し上げます。

## JSPS Information

### ◇日本惑星科学会賛助会員名簿

### ◇日本惑星科学会賛助会員名簿

2022年2月4日までに、賛助会員として本学会にご協力下さった団体は以下の通りです。社名等を掲載し、敬意と感謝の意を表します。(五十音順)

- ・Harris Geospatial 株式会社
- ・株式会社ナックイメージテクノロジー
- ・株式会社ノビテック



## 編集後記

特集「新・惑星形成論」はいかがでしたでしょうか。特集の紹介文でも少し触れましたが、この特集は惑星形成論を専門としない皆さん、あるいは学生の皆さんに読んでもらうことを目指しました。詳しくない分野のことについて勉強するときに、母国語で書かれた文章があるのはやはり便利です。私も普段から、自分の専門でない分野の事柄を勉強するときに、よく皆さんの書いた遊星人の記事を読ませてもらっています。自分の研究室に入ってきた卒研に研究テーマを紹介するときにも、遊星人の記事(あるいは他の国内学会誌)をよく紹介します。最近は機械翻訳サービスの性能がすごいので、「母国語で書かれた文章があるのは便利」という私の考えはちょっと古いかもしれません。とにか

く、この特集の記事に限らず、遊星人の記事が多くの人役に立つと良いなあと常日頃から思っています。そんなこともあって、いま私が委員長を務めている学会広報専門委員会では、2021年6月に学会公式Twitter アカウント ([https://twitter.com/wakusei\\_jp](https://twitter.com/wakusei_jp)) を立ち上げ、遊星人記事の情報(タイトル, 著者名, pdfリンク)を自動配信しています。初めは2004年以降の論文に限って情報発信していたのですが、いまは創刊号から現在に至るまでの論文を発信しています(広報委員の「中の人」が手でデータを打ち込みました!!)。学会員の皆さんもぜひ活用していただければと思います。(奥住「新・惑星形成論」特集ゲストエディター)

編集委員

三浦 均 [編集長]

瀧川 晶 [編集幹事]

荒川 創太, 上根 真之, 岡崎 隆司, 小川 和律, 鎌田 俊一, 木村 勇気, 黒澤 耕介, 小久保 英一郎, 坂谷 尚哉, 杉山 耕一郎, 関口 朋彦, 瀧 哲朗, 田中 秀和, 谷川 享行, 長 勇一郎, 成田 憲保, 野津 翔太, はしもと じょーじ, 濱野 景子, 本田 親寿, 諸田 智克, 山本 聡, 和田 浩二

2022年3月25日発行

**日本惑星科学会誌 遊・星・人 第31巻 第1号**

定 価 一部 1,925円(税込・送料込)

編集人 三浦 均(日本惑星科学会編集専門委員会委員長)

印刷所 〒224-0044 神奈川県横浜市都筑区川向町787-1 株式会社 シュービ

発行所 〒105-0012 東京都港区芝大門2-1-16 芝大門MF ビルB1階

株式会社イーサイド登録センター内 日本惑星科学会

e-mail : staff@wakusei.jp

TEL : 03-6435-8789 / FAX : 03-6435-8790

(連絡はできる限り電子メールをお使いいただきますようご協力お願いいたします)

本誌に掲載された寄稿等の著作権は日本惑星科学会が所有しています。

複写される方へ

本誌に掲載された著作物を個人的な使用の目的以外で複写したい方は、著作権者から複写等の行使の依託を受けている次の団体から許諾を受けて下さい。

〒107-0052 東京都港区赤坂9-6-41 乃木坂ビル 学術著作権協会

TEL : 03-3475-5618 / FAX : 03-3475-5619

e-mail : kammori@msh.biglobe.ne.jp

著作物の転載・翻訳のような複写以外の許諾は、直接日本惑星科学会へご連絡下さい。

## 1. 原稿の様式

### ○投稿原稿：

受領可能なファイルの形式は、MS WORD、PDF、またはテキストファイルである。原稿投稿時チェックリストを参照して作成すること。また、所定の投稿原稿送り状も提出すること。

### ○最終稿：

原稿の掲載が決定したら、最終原稿準備チェックリストを参照して必要なファイルを提出する。原稿のファイル形式は WORD、PDF、または、テキストファイル。図は別ファイルにて提出。そのファイル形式は tiff、eps、pdf、pict が望ましい。jpeg、png も可。

投稿原稿送り状の雛型および各チェックリストはウェブサイトで

(<https://www.wakusei.jp/book/pp/guide.html>) から取得できる。

## 2. タイトル

記事のタイトルは20字程度以内。また、タイトル、筆者名、及び所属を和文・英文両者で付す。

(注：著者人数に対する制限はなく、紙面本文タイトルにおいて著者全員の氏名が原則掲載されるが、著者が多数である場合、各号の目次においては紙面の都合上一部著者名を省略することがある。)

## 3. 要旨

研究報告の記事や解説記事については、(原稿タイトルと著者名の後に) 300字程度の要旨をつける。

## 4. セクション

セクションは1,2,..., サブセクションは1.1,1.2,..., 細区分は(1),(2)...., の記号を頭にして、左寄せ、行末改行とする。

- ・文中での区分けは(a), (b), (c)を用いる。
- ・これら記号はすべて半角文字を用いる。
- ・セクションタイトルは簡潔にすること。

## 5. 述語

専門用語はなるべく避けるか、十分な説明をつける。特に、対応する日本語がある場合、英語・英略語は使わない。

## 6. 字体

- －数字、英字は半角とする。また ( ) [ ] ; : など区切り記号も半角を用いる。
- －変数は斜体、ベクトルと行列は太字、を使う。

## 7. 句読点

句読点は全角の“,”と“.”を用いる。

## 8. 図・表

文中での図表の引用は“図1”、“図2”の形をとる。最終稿に図表の刷り上がり時の位置や大きさを指定のこと。他の文献から図表を転載する場合は、著者及び発行者より転載許可を得ること。また、出典を明記すること。

### 図作成のガイドライン：

原則として、電子ファイルとして作成すること。解像度は印刷時実寸で300dpi相当以上。ファイル形式は TIFF、EPS、PDF、JPEG、PNG が望ましい。

やむをえない場合に限り、写真も可とする。その際はL版サイズ以上の大きさで鮮明な写真を送付すること。送付された写真は原則として返却しない。カラーページは、著者の費用負担により可能。ただし、著者が希望し、かつ編集委員会が認めたものについては、印刷費用を学会が負担する。カラー印刷の希望が無い場合、電子版のみにカラー画像が掲載され、冊子体には白黒で印刷される。

## 9. 脚注

脚注は“1”などの記号をつける。

## 10. 文献の引用

引用文献は重要なものに限る。目安として20項目程度とする。ただし編集部が必要と認めた場合についてはこの限りではない。

本文中での引用は [1], [2] の形で通し番号をつけ、論文の末尾に一括してリストを載せる。

文献リストは題名は省略し、3人以上の著者は et al. と表記する。雑誌名などは一般に使われる略称を用い、ページについては開始ページのみを記すこととする。

### 参考文献

- [1] Wakusei, T. et al., 1989, *Astron. Astrophys.* 220, 293.
- [2] 惑星太郎, 1993, *天文月報* 86, 186.
- [3] Bohren, C. F. and Huffman, D. R., 1983, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles* (New York: Wiley).
- [4] Hayashi, C. et al., 1985, in *Protostars and Planets II*, 1100.

## 11. 投稿原稿送付先

遊星人編集長 三浦 均

e-mail : [chiefeditor@wakusei.jp](mailto:chiefeditor@wakusei.jp)

電子メールで送付できない場合は下記へ郵送

〒105-0012 東京都港区芝大門2-1-16

芝大門MFビルB 1階

株式会社イーサイド 登録センター内

日本惑星科学会事務局 遊星人編集長



**The Japanese Society for Planetary Sciences**