日本惑星科学会誌遊・星・人

第25巻 第2号

目 次

「2014年度最優秀研究者賞受賞記念論文」

原始發星金円盛り高脾塚畏儭測から流み脾く物理状態。 武藤 恭之	《円盤の高解像度観測から読み解く物理状態 武藤 恭之	:
---------------------------------	-----------------------------------	---

「2015年度最優秀発表賞受賞論文」

磁気流体波動がガス惑星の大気散逸と大気構造に与える影響

田中 佑希,鈴木 建,犬塚 修一郎	46	3
-------------------	----	---

エポックメイキングな隕石たち その8 ~Tenham隕石~小惑星から探る地球マントル物質~~~64 富岡 尚敬

一番星へ行こう!日本の金星探査機の挑戦 その27

~金星の新しい姿をとらえる「あかつき」IR2,本格始動!~

佐藤 毅彦,	中村 正人,	上野 宗孝,	上水 和典,	鈴木 睦,	今村 剛,	山崎 敦,	他6名6	8

「サイズ分布ビッグピクチャー研究会」開催報告

長谷川 直,野沢 貴也,平下 博之,中村 昭子,臼井 文彦,和田 浩二,大坪 貴文------74

2016年度日本惑星科学会秋季講演会のお知らせ はしもと じょーじ 79

JSPS Information 84

表紙デザイン:BROOKS

Contents					
Preface	T. Nakamoto	35			
Physical properties of protoplanetary disks from high-res observations	olution imaging T. Muto				
Impact of magnetohydrodynamic waves on the atmospher structures of gaseous planets Y. A. Tanaka, T. K. Suzuki,	ic escape and and S-i. Inutsuka	46			
Epoch-making meteorites (8) —Tenham meteorite – the earth's mantle mineralogy deduced from a	asteroidal materials — N. Tomioka	64			
Road to the first star : Venus orbiter from Japan (27) —IR2 onboard Akatsuki started to reveal new looks of Venus T. Satoh, M. Nakamura, M. Ueno, K. Uemizu, M. Suzu	enus — ıki, and 8 authors	68			
My favorite topography (4) —Asteroid 25143 Itokawa—	H. Demura	72			
Report of workshop for size distribution S. Hasegawa, T. Nozawa, H. Hirashita, A. Nakamu	ıra, and 3 authors	74			
Announcement for 2016 annual meeting	G. L. Hashimoto	79			
Recent theses in planetary sciences		81			
JSPS Information		84			

卷頭言

以前,友人との会話の中で,織り姫星(ベガ)と海王星とどっちが我々に近いと思うかと,問 いかけたことがあった.なんでそんな話になったのかはよく覚えていないが,明らかなことが らを強調するためのたとえのつもりだったような気がする.ともかくそう聞いた.すると彼は, 「そりゃ,織り姫星だろう.」と言う.予想外の答えに,僕はまた問う.なぜそう思うか.彼曰く, 「だって織り姫星は見たことがあるけど,海王星は見たことがない.そんなに暗いのは,遠い からだろ?」彼は昔から理科が嫌いで関心もない人だが,論理的に考えられる人である.僕は 感心し,次の言葉につまった.

私たちの直感は、私達の経験に基づいている.深く考察せず、軽い労力で物事を理解したつ もりになるには直感は便利であり、実際、日々の生活を送る上ではそれで十分なことが多い. しかし、惑星に関わることがらは私たちの日常とは大いに異なる現象であり、直感はなかなか うまく働かない.暗いから遠いとは限らない.探査機や望遠鏡で写真を撮って「見る」ことが 出来たとしても、その現象を直感的に理解できるとも限らない.当たり前のことだが、現象の 本質を正しく理解しようとしたら、いろいろな視点から多くの観測データをとって注意深く調 べ、すべての観測データを合理的に解釈できるような理解にまでいたる必要がある.一方で、 対象が複雑な現象であればあるほど、観測データそのものも、複数の観測データ間の関係も複 雑になり、謎解きが難しくなっていく.このあたりが、この科学の難しいところであり、面白 いところでもあるのだろう.なぜだかわからないが、この頃、改めてこのようなことを感じて いる.

友人との会話はその後,星までの距離について僕が説明する流れになったのだが,彼が余り 関心を示さなかったので,ちゃんと理解してもらうことはできなかった.ところで,できるこ とならこうした人々にも,星までの距離を求めること,科学することの意義を理解してもらい, 応援してもらえることが望ましい.それにはどうしたらよいか.これはまた,難しい問題であ る.あるいは,おもしろい問題でもあるのかも知れないけれど.

中本 泰史(東京工業大学)

「2014年度最優秀研究者賞受賞記念論文」 原始惑星系円盤の高解像度観測から読み解く 物理状態

武藤 恭之

2015年9月16日受領, 査読を経て2016年4月25日受理.

(要旨) 原始惑星系円盤は惑星形成の現場である.近年,すばる望遠鏡やALMA 望遠鏡など,地上の大型 望遠鏡を用いた観測によって原始惑星系円盤の観測が大きく進展し,その新たな一面が明らかになってきた. 特に,原始惑星系円盤は,一般に「円盤」という時に考えるようななめらかな構造を持っているのではなく, 様々なスケールでの構造を持っていることがわかってきた.このような構造から何を読み取っていくか,様々 な研究が進められている.本稿では,原始惑星系円盤の観測に関する基本的な事項をまとめた上で,筆者自 身の関わった研究を中心に,観測によって明らかになってきた円盤構造とその解釈について紹介する.

1. はじめに

原始惑星系円盤は,生まれたての星の周囲に存在す る,ガスとダスト(塵)からなる円盤である.原始惑星 系円盤の中でダストが集積し,原始惑星や惑星が形成 される.また,質量の大きな原始惑星は,周囲のガス を捕獲することでガス惑星となる.この一連の過程を 明らかにすることが,惑星形成研究の大きな目標であ る.

惑星形成における大きな問題の一つとして,原始惑 星系円盤の姿がどのようなものか,理論的な指標が存 在しないということがある.惑星形成は星形成からつ づく一貫した過程であり,原始惑星系円盤は,星形成 (分子雲コアの自己重力的な収縮)の副産物として自然 に形成される.この意味では,原始惑星系円盤は理論 的には確実に存在するはずであるが,一方で,星形成 の立場からすると,原始惑星系円盤や惑星は「残りか す」にすぎない.太陽系で最も重い惑星である木星で さえ,太陽の質量のわずか1/1000である.もし,星 形成から惑星形成過程までを首尾一貫して追おうとす れば,0.1光年程度の拡がりを持つ分子雲コアから出 発し,星の長さスケールまでの全ての長さスケールを 分解しながら,かつ星の周囲で質量が星のわずか1% に満たない原始惑星系円盤も正確に解かなければなら ない.このような計算は(いずれ解決すべき問題では あるが)大変な困難を伴う計算である.そこで,惑星 形成の理論的研究においては,原始惑星系円盤の姿(物 理的状態)を何らかの形で仮定したうえで論を展開す るという手法がなされてきた.例えば,現在の太陽系 における固体成分の分布をもとにした最小質量円盤モ デル[レビューとして1]は,多くの研究の標準的モデ ルとして利用されてきている.

一方で、観測的に直接原始惑星系円盤の姿を探るという研究も盛んに行われている。1980年代、若い星のスペクトルエネルギー分布(SED)が、赤外線から電波の領域にかけて明らかな放射の超過を持っているというところから、原始惑星系円盤の存在が確認され [2]、その後SEDの分類[例えば3]によって円盤の進化を議論する、といったような研究が進められてきた。

近年では、観測技術の向上により、宇宙に存在する 原始惑星系円盤を、直接に画像として得ることが可能 になってきた、原始惑星系円盤は、星形成領域に多く 存在する、その典型的な距離は、おおむね140パーセ ク¹程度であり、例えば大きさ100天文単位程度の原

^{1.} 工学院大学 基礎・教養教育部門 muto@cc. kogakuin. ac. jp

^{1.1}パーセクは3×10¹⁸cmであり,銀河系内の星どうしの間隔が, おおむねパーセク程度の大きさである.

始惑星系円盤を空間的に分解しようとすると、少なく とも0.数秒角程度、より詳しく原始惑星系円盤を観 測しようとすれば、0.1秒角かそれを切る程度の空間 分解能は必要になる.

もし、近赤外線(波長1 ミクロン程度)において回折 限界像が達成されたとすると、原始惑星系円盤を空間 的に分解して観測するためには、少なくとも口径2 m 程度の望遠鏡が必要になり、またさらに構造を詳しく 調べようとすればより大型の望遠鏡が必要になる。可 視光から近赤外線にかけての波長域では、1990年代 より、大気の影響を受けないハッブル宇宙望遠鏡を用 いたり、地上の大型望遠鏡に補償光学装置を搭載した りすることで原始惑星系円盤を空間的に分解して観測 することが可能になった[例えば4].

また,サブミリ波などの電波領域における観測によって円盤を空間的に分解しようとすると、単純には口 径数100メートル程度かそれ以上の大きさの望遠鏡が 必要になりそうである.しかし、必ずしもそれは必要 ではなく、電波干渉計の技術を用いることで、空間分 解した観測が可能になっている.

こういった,直接に原始惑星系円盤の写真を取るという観測技術が発展してきた結果,原始惑星系円盤のおおまかな構造のみではく,様々な小さな構造が見えてきている.また,ガス成分が確かに存在していることも確認され,視線方向のガス速度の解析をもとに,原始惑星系円盤が(ほぼ)ケプラー回転をしていることも明確になってきた[例えば5,6].

本稿では、まず2節で原始惑星系円盤とそこからの 放射に関する基礎事項をまとめる.その後3節と4節で、 すばる望遠鏡で得られた結果とALMA望遠鏡で得ら れた観測結果について、筆者の関係する共同研究を中 心に、簡単に紹介していきたい.

2. 原始惑星系円盤からの放射

原始惑星系円盤からの放射を大別すると,以下の三 種類に分類される:

- 円盤ダストからの熱放射
- 円盤ガスを構成する分子からの輝線放射
- 円盤ダストによる散乱光

本節では、それぞれについて簡単に基本的な事項をま とめる、円盤の放射を理解するためには、その温度・ 密度構造について知っておく必要がある. そこでまず は, 原始惑星系円盤の物理構造(温度・密度構造)につ いてまとめた後, 円盤からの放射についてまとめる.

2.1 円盤の大局的な物理構造

原始惑星系円盤の質量は,非常に不定性が大きいが, 星形成の副産物として出来るものであるから,少なく とも中心星の質量よりは小さいはずであろう. Hayashi et al. [1]による最小質量円盤モデルでは,ガ ス面密度は中心星から1天文単位の場所でおよそ1700 g/cm²であり,半径の1.5乗に従って面密度は小さく なっていく.この場合,もし円盤が半径100天文単位 程度にまで拡がっていたとすると,その質量はおよそ 0.02太陽質量程度となる.

次に、原始惑星系円盤の温度は、中心星からの輻射 による加熱と、原始惑星系円盤の表面からの熱放射の つり合いによって決まる.おおむね輻射平衡温度によ って円盤の温度が決まっていると考えると、中心星か ら1天文単位程度離れた場所で300 K程度となる。中 心星から遠いほど温度は下がることになるが、輻射平 衡温度と考えると、半径の0.5 乗程度で温度が落ちて いく. ここから、ある半径での音速(300 Kでおよそ1 km/s程度)はその場でのケプラー回転の速さ(中心星 から1 天文単位の位置で、中心星が1太陽質量程度の ときに30 km/s)に比べて十分に遅いということがわ かる.円盤の厚みは、中心星の重力と円盤の高さ方向 の圧力勾配力のつり合いで決まり、その大きさは音速 をケプラー角速度で割った程度の量であるから、円盤 の半径に対する厚みの比(アスペクト比)は、およそ音 速とケプラー速度の比の大きさ程度の量になる。した がって、円盤のアスペクト比は1より十分に小さく、 円盤は幾何学的に薄いということが分かる.

2.2 円盤ダストからの熱放射

原始惑星系円盤中にあるダスト粒子は、その温度に 応じて熱放射を出す。先述のように、原始惑星系円盤 の温度は中心の星に近いほど高く、およそ数100-1000 K程度以上(1天文単位より内側)から、数10 K 程度(100天文単位程度)に渡っている。したがって、 円盤の中で中心星に近い場所ほど短波長で光ることに なる。赤外線で円盤全体の明るさを(空間分解せずに) 観測した場合、温度の高い、中心星に近い領域からや ってくる放射が最も強い.一方,波長の長い電波で円 盤全体の明るさを(空間分解せずに)観測すると,その 放射の大部分は温度の低い外側円盤から放射されてい る.つまり,原始惑星系円盤全体の明るさを様々な波 長で観測してSEDを求めることで,円盤の大まかな 構造を推定することができる.質量あたりの放射量と いう点では短波長の方が大きいが,一方で外側の円盤 ほど放射領域の空間的な拡がりは大きくなる.そのた めに,原始惑星系円盤は電波でもそれなりの放射量が ある.

ダストからの熱放射を考える上で重要なのは、ダス トの吸収係数(放射係数)である.これはダストの組成 や温度、また大きさによって様々な値を取り、そのた めに現実の原始惑星系円盤の物理的構造を観測的に調 べるためには大きな不定性がある。大まかな値として は、可視光から赤外線の領域ではダスト質量あたりの 質量吸収係数で $10^3 - 10^4 \text{ cm}^2/g程度の値を持ち, ま$ た電波の領域では1-10 cm²/g程度の値を持ってい る[例えば7]. したがって、最小質量円盤において中 心星から数10天文単位以上程度離れた場所で考える と、原始惑星系円盤は近赤外線から中間赤外線では光 学的に厚く、電波領域まで波長が長くなると光学的に 薄いということになる. 原始惑星系円盤におけるダス トの量は、円盤全体を見通すことができる電波を用い て推定されることが多い. また, 円盤面密度の動径分 布のベキがr⁻²より浅い場合には,外側ほど大きな質 量を持つことになるので、この点からも円盤のダスト 量を電波の観測を用いて推定することは理にかなって いる.ただし、もともとダストの量が多い、あるいは 円盤にダストが集まっているような場所があったりす ると、電波の領域でもダスト熱放射が光学的に厚くな ることがありうる.

2.3 円盤ガスからの輝線放射

原始惑星系円盤のガスは,輝線放射を出す. どのよ うなガスがどのような温度で存在するかによって, 様々な輝線放射が様々な波長で観測される.温度の高 い中心星の近傍からは,分子の振動回転輝線が,主に 赤外線の領域で観測される.また,温度の低い円盤の 外側の領域では,分子の回転輝線が,主に電波の領域 で観測される.分子の振動回転輝線を空間的に分解し て観測することは難しいが,分子の回転輝線であれば 電波干渉計を用い,空間分解して観測することが可能 である.

ガス輝線は、そもそもガス成分がダストとは独立な 原始惑星系円盤の構成物質であるという点のみでなく、 連続波では得られない、円盤の速度に関する情報を持 っているという点からも重要である.原始惑星系円盤 のガスの視線方向の速度成分に応じて、ドップラー効 果によってガス輝線の中心波長はずれるから、輝線の 観測によって、ガス円盤の存在のみではなく、その円 盤の回転運動の様子も知ることができる.ここから、 円盤が天球面に対してなしている角度や、回転運動に 基づいた中心星の質量の推定などをすることができる.

原始惑星系円盤からのガス放射は様々な分子で見つ けられているが、最も代表的なものは一酸化炭素 (CO)とその同位体の輝線である.同位体が異なれば 円盤の中の分子の存在量が異なるため、光学的厚みも 大きく異なる.したがって、様々なガスの同位体を観 測することにより、原始惑星系円盤のガスの温度や密 度を推定することが可能になる.

2.4 円盤ダストによる散乱光

先述の通り, 原始惑星系円盤は可視光や赤外線の領 域では光学的に厚い.一方で,中心星は温度が高いの で,これらの波長で明るいが,中心星の光は原始惑星 系円盤の表面にある円盤ダストによって吸収・散乱さ れる.原始惑星系円盤に吸収された光のエネルギーは, 原始惑星系円盤の加熱に使われる.また,円盤表面で 散乱された光のうち,観測者の視線方向に入った光は 実際に観測することができる.中心星は主に可視光か ら近赤外線で放射をするから,散乱光もこれらの波長 で主に観測されることになる.

円盤ダストによる散乱光を観測するためには、すぐ 近くにある中心星からの放射の影響を出来る限り低減 させなければいけない.そこで、中心星の光を隠すた めのコロナグラフや、星像を可能な限り安定させる補 償光学装置を用いた観測が行われる.また、中心星の 光は偏光していないが、散乱光は偏光しているという 性質を用いた偏光差分撮像の手法により、近赤外線の 領域で、非常に解像度の高い原始惑星系円盤の観測が なされ、様々な原始惑星系円盤の構造が明らかになっ てきた.



図1: 原始惑星系円盤で観測される放射を表す概念的な図. 空間 分解能は、現状で得られている近赤外線および電波干渉計 観測の典型的な空間分解能を示している.

2.5 多波長観測による原始惑星系円盤構造の解明

図1は、原始惑星系円盤からの放射をまとめた概念 的な図を表す.基本的に、原始惑星系円盤の内側から 外側にかけて、より長い波長で放射するということで まとめられるが、近赤外線の散乱光観測だけは例外で、 中心星から100天文単位程度離れた場所からも放射が ある.図1から、原始惑星系円盤の全体像を知るため には、いくつかの波長の観測を組み合わせなければな らないということが分かるだろう. 本稿では、特に原始惑星系円盤の空間構造やそこか ら得られる円盤の物理量について議論する.現状での 空間分解能は、可視光から近赤外線の領域の大型望遠 鏡による0.1秒程度が最も良く、それと同程度の空間 分解能がALMA望遠鏡によって、サブミリ波の領域 で達成されつつある.そこで、以下の節では、すばる 望遠鏡を用いた原始惑星系円盤の観測と、ALMA望 遠鏡による観測について、特に筆者の関係した研究を 中心に紹介する.

すばる望遠鏡によって明らかになった原始惑星系円盤の詳細構造

すばる望遠鏡は、ハワイ島のマウナケア山頂にある 口径82 mの光学赤外線望遠鏡である.すばる戦略枠 プロジェクト『SEEDS』では、HiCIAO/AO188と呼ば れる、大気の揺らぎを補正する補償光学装置と、中心 星の光を遮るコロナグラフ装置とを搭載し、原始惑星 系円盤や惑星の直接撮像観測が集中的に行われた.こ のプロジェクトは2009年より観測が行われ、現在、 ほぼ全ての観測が終了した段階である.

筆者は、SEEDS プロジェクトに関わり、いくつか の原始惑星系円盤の観測について、主にデータの解釈 に携わった、図2には、SEEDSプロジェクトによっ て取得された原始惑星系円盤の画像の一部を載せてい



図2: すばる望遠鏡のSEEDSプロジェクトで得られた,様々な原始惑星系円盤の画像.国立天文台プレスリリースより.



図3: すばる望遠鏡のSEEDSプロジェクトで得られた, SAO 206462周囲の原始惑星系円盤の様子と,密度波理論による 渦巻き構造モデルのフィット.国立天文台プレスリリース より.

る. この図からわかるように,中心星から数10天文 単位程度の場所で,空隙や渦巻きなど,様々な構造が 見えているということがわかる.すばる望遠鏡で取得 できるのは主に近赤外線のデータであるから,この画 像は原始惑星系円盤の表面からの散乱光の分布を表し ているという点には注意が必要だが,原始惑星系円盤 は,それまでに考えられてきた(仮定されてきた)よう な,なめらかな円盤ではなく,非常に構造に富んだ存 在であるということが明らかになってきた.そこで, こういった構造から何を読み取っていくかということ が問題になる.

SEEDS プロジェクトの中で, 筆者が特に深くかか わった観測として, 原始惑星系円盤の渦巻き構造[8] について簡単に紹介する.

図3は、すばる望遠鏡によって得られたSAO 206462という星の周囲の原始惑星系円盤の画像であ る.この星は、地球からおよそ距離140パーセクの位 置にある、1.7太陽質量程度の星(Herbig F型と呼ばれ る種族の星である)で、年齢が800万年程度と推定さ れている.すばる望遠鏡の観測により、SAO 206462 周囲の円盤には、数10天文単位のスケールでの渦巻 き状の構造が観測された.このような構造が何を意味 しているのか、様々な可能性がありうると思われるが、 一つの可能性として、円盤に立っている密度波だった とするとどうだろうか,という視点から考察してみよう.

密度波とは、原始惑星系円盤のような、差動回転す る円盤に立つ定常な音波である.この性質については、 古くから様々な研究がなされてきており、標準的な教 科書にも解説がされている[例えば10].また、日本天 文学会の『天文月報』の拙著[9]も参照にしていただけ れば幸いである.

原始惑星系円盤の回転がケプラー回転であるような 場合, 密度波の形状は解析的に計算することができる。 その形は波の励起位置(半径と角度の2パラメータ)・ 励起位置における円盤の音速・音速の動径方向分布の ベキ指数の計4パラメータに依存する式として表され る、逆にいえば、波の形状をフィットすることで、こ れらのパラメータに対して制限が付けられるというこ とになる。今回観測されたSAO 206462の場合。 波の 励起位置は、観測された渦巻きの位置よりも中心星か ら遠い場所にあり、また、円盤の厚みと半径の比(ア スペクト比)は0.1~0.2程度であろうという推定をす ることが出来た、円盤の厚みは、何らかの方法によっ て温度を測定することが出来れば、そこから求めるこ とのできる量であるが、今回用いた方法は、それらと は全く独立に、差動回転円盤の力学の理論に基づいて いるということに注意しておきたい.

SAO 206462の場合,円盤の厚みに関しては他の観 測とは矛盾の無い値であった.また,波の励起位置が 分かれば,ここから波のパターンが今後どのように回 転していくかを予想することができる.つまり,密度 波理論の予測と合うかどうか,長期間の構造の変化を 調べることで,原理的には決着を付けられるはずであ る.

SAO 206462の観測論文で,密度波理論に基づく渦 巻き構造の解析的な公式を提示した.この式は,純粋 に理論的な研究の中では昔から知られていたものであ ったが[12],実際の観測に適用したのはこれが初めて である.その後,他にも渦巻き状の構造を持つ原始惑 星系円盤が発見され[13,14],同様の解析が行われる と同時に,モデルパラメータの縮退の様子に関する解 析[15]や,より詳しい波の形状の研究なども進んでき た[16].

我々の研究で提示した,密度波理論に基づく波形の 式は,厳密なことを言えば,原始惑星系円盤の中心面 のガスの観測に対して適用されるべきものである.こ れを,散乱光の観測に対して用いるということは,暗 に中心面と円盤表面が同じ構造であることを仮定して いる(例えば,静水圧平衡のような状況が成り立って いる)し,また円盤のダストの観測に対して適用して いるということは,ガスとダストが同じように運動し ている(つまり,ガスとダストの間の摩擦が強い)こと を仮定している.これらの仮定は,理論的な計算や他 の波長での観測によって,今後検証されていかなけれ ばならない.

他の観測を組み合わせることで,そもそもこの構造 が密度波であるかどうかに加え,(密度波だとすれば) その起源にも迫っていくことができるだろう.すばる 望遠鏡のデータを出版した時は,他にこれだけの空間 分解能での観測が無かったこともあり,観測された渦 巻き構造が密度波(=原始惑星系円盤中の音波)であっ たとしたらどのようなことを言えるのかということを, 出来る限り観測データを直接使えるような形で解析し た.

密度波は、本質的には音波であるから、その成因と しては、円盤乱流や円盤中の惑星など、いくつかの可 能性がある. 渦巻き構造の起源を特定するためには、 この構造の特徴を、別の波長の観測なども含めて多角 的に捉えていく必要がある. すばる望遠鏡での観測の 後、他の望遠鏡・波長での観測もなされており、例え ばALMA望遠鏡(後述)を用いた観測からは、この円 盤の南側にダストが集まっている領域が存在している ことが示唆されており[17]、その構造とすばる望遠鏡 で見えた渦巻き構造との対応が見えることが報告され ている. もしかすると、円盤内の非軸対称な物質の分 布が、密度波を励起しているのかもしれない.

4. ALMA望遠鏡によって明らかに なった原始惑星系円盤の構造

4.1 ALMA望遠鏡の概要

ALMA 望遠鏡は、南米チリのアタカマ高地に建設 された大型の電波干渉計である. ALMAは、口径12 mのアンテナと7mのアンテナを組み合わせ、これま でにない空間解像度と感度を達成することが可能であ る.現在、ALMAは全てのアンテナの建設が終了し

ており、装置性能の評価が行われている段階であるが、 一部のアンテナや機能を用いた初期科学観測運用が 2011年からすでに開始されている。初期科学観測運 用の最初の段階(サイクル0運用)であっても、その空 間分解能は既存の電波干渉計と同程度、感度はそれを 遥かに凌ぐほどの性能があり、多くの科学的成果を導 いた、そして、2014年には長基線のキャンペーン観 測が行われ、0.02秒角から0.03秒角という、光赤外の 望遠鏡に匹敵するほどの高空間分解能を、サブミリ波 の観測で達成した。ALMA望遠鏡のデータは、科学 性能実証のための観測によって得られたものであれば、 データの質保証が確認されるとほぼ即時に、また通常 の共同利用観測によって得られたものであっても、PI に対してデータが配信された一年後には、全世界に対 してデータがアーカイブとして公開される. 通常の共 同利用観測に加え、アーカイブを用いた研究も活発に なってきている.

ここでは、ALMAのサイクル0観測において筆者 が特に関わったHD 142527という星の周囲の原始惑 星系円盤のガスやダストの構造、また、長基線キャン ペーン観測によって得られたHL Tauという星の周囲 の高解像度のダスト連続波観測について紹介しよう.

4.2 HD 142527周囲の原始惑星系円盤に おけるガス・ダストの構造

HD 142527は、年齢500万年程度の中質量星(およ そ2.2太陽質量)であり、周囲に非常に特徴的な構造を 持った原始惑星系円盤を持っている.この円盤は、こ れまでに多くの観測がされている.この天体の原始惑 星系円盤は、数100天文単位程度にまで拡がっており、 近赤外線の散乱光で大きなスパイラル状の構造が見え ている[18].また、半径100天文単位程度の、ダスト がほとんど存在しないと思われる「穴」が存在しており、 中心星のごく近傍にはまた小さな円盤が存在している ものと考えられている[19].穴やスパイラルとの関係 は不明だが、中心星から13天文単位程度の距離に、 M型星と思われる伴星が存在することが、観測的に 示唆されている[20].

この天体のALMAによるサイクル0運用の観測は, チリのグループ[21]と日本のグループ[22]において独 立に行われ,データ解析などもそれぞれ独立に行われ た.二つのグループでは,観測波長や輝線の種類が異



図4: HD 142527周囲の原始惑星系円盤の観測によって得られたダスト連続波(左)と¹³CO輝線(右)の 分布. [22]より引用・改変.

なっている.日本グループが取得したデータは,主に 340 GHz帯におけるダスト連続波・¹³CO・C¹⁸Oの輝 線データなどから成っており,ここでは特にこれらの データについて述べる.

図4には、観測されたダスト連続波および¹³COガス 輝線の分布を示す、観測の結果、ダスト連続波には明 るさの強い非対称性が見られた.また、動径方向の明 るさ分布も、天球面上で中心星からおよそ160天文単 位程度離れた位置にピークを持つガウシアン状の構造 をしており、「円盤」というよりも「リング」といった 方がふさわしいような構造であった.一方で、ガス輝 線の方には強い非対称性は見られず、また動径方向に もより拡がった構造をしていた.原始惑星系円盤がこ こまでの顕著な非対称性を持ち、またガスとダストで 大きく異なる分布をしているということは、ALMA によって初めて明らかになったことである.似たよう な構造は、他の円盤でも観測されており[23, 17]、こ こでも原始惑星系円盤は決してなめらかな構造ばかり ではないということが分かってきた.

ALMAによって、非常に質の良いガスとダストの データが得られたので、この観測を再現するようなダ ストやガスの分布はどのようになっているのか、モデ ルを作って調べた[24].しかし、非軸対称な円盤のモ デルをいきなり作るのは大変な作業であるので、円盤 の北側でダスト連続波が最も明るい方向と、円盤の南 側でダスト連続波が最も暗い方向との二方向に焦点を



図5: HD 142527周囲の原始惑星系円盤のガス・ダスト分布のモ デル. [24]より引用・改変.

絞った.そして、それぞれの明るさ動径分布を再現す るような、軸対称のダストとガスの分布は何か、とい うことに注目し、HD 142527の周囲の原始惑星系円盤 の非対称性に関する示唆を得ることを目標とした.図 5には、モデル計算の結果得られた円盤の描像を示す. モデル計算の結果、北側のダストが明るい方向では、 ダスト連続波も光学的に厚くなるほどにダストが多く 集まっており、ダストの面密度にして南側の70倍も の量が集まっているということが示唆された.一方、 ガスの分布に関しては、円盤の北側と南側で、面密度 にそこまで大きな非対称性は無く、北側の方が南側に 比較して3倍程度のガスが集まっていれば観測を再現 できるということが分かった.また、ダストは動径方 向に幅50天文単位程度の狭い領域に集まっているの に対し、ガスは100天文単位以上に渡る広い領域に分 布しているということも分かった。特に、ダスト連続 波がほとんど見えなくなっている。中心星から100天 文単位の場所より内側の領域にも、ある程度のガスが 残っていなければならない. ガスとダストの量の比は、 星間空間では質量比でおよそ100:1程度であると言 われているのに対し、この円盤の場合、北側の最もダ ストの集まっている場所では1:1に近くなっている ということも示唆された、そして、今回の計算で得ら れたモデルをもとに、円盤全体でのガス・ダストの総 量を見積もってみると、星間空間に比較してガスに対 するダストの量の割合が多くなっているということが 示唆された。つまり、HD 142527 周囲の原始惑星系円 盤においては、何らかの形ですでにガスの散逸が起こ っており、円盤進化の後期段階にあるのではないかと いうことが示唆された、この段階で、円盤の北側の部 分にダストが強く濃集している場所があるということ は興味深く、このような場所で、もしかすると惑星が 形成されつつあるのかもしれない.

HL Tau周囲の原始惑星系円盤に見出され たギャップ構造

2014年に、ALMA望遠鏡の高空間解像度観測の実 効性を試験するため、長基線のキャンペーン観測が行 われた[25]. その中で、HL Tauという星の周囲の原 始惑星系円盤の観測が行われ、0.03秒(HL Tauの距離 140 pcでは、4 天文単位程度の長さスケールに相当す る)を切るような高空間解像度のダスト連続波画像の 取得に成功した[26]. その結果、図6に示すような多 重リング構造が発見された. このデータは2015年2 月に全世界に公開された. それ以来、関連する論文が 数多く出版・投稿されている. 日本のグループでも、 データ公開と同時に、即座に筆者自身を含めた共同研 究のグループを立ち上げ、様々な議論を行った. ここ では、筆者が関係したものとして、原始惑星系円盤と 惑星の重力相互作用によるギャップ形成について簡単 に紹介しよう.

原始惑星系円盤中に存在する惑星は,周囲の円盤と の重力的な相互作用によって円盤内に様々な構造を作



図6: HL Tau周囲の原始惑星系円盤に発見された多重リング構造.内側から2番目の細いリングが、中心星からおよそ30 天文単位の位置にある.国立天文台プレスリリースより引用.

り出す.特に,木星質量程度の惑星の場合,その軌道 の周囲のガスやダストを跳ね飛ばし,密度の薄い領域 (ギャップ構造)を作る.円盤と惑星の相互作用によっ て出来るギャップの深さや幅が,惑星の質量や円盤の 物理量とどのように関係しているのか,様々な計算が これまでになされてきたが,議論があまり収束してい ない状況であった.

ギャップ形成は、原始惑星系円盤と惑星の間の、重 力を介した角運動量交換の過程と捉えることができる。 そこで、数値シミュレーションの結果を参考にしつつ、 多くのパラメータを振った数値計算と角運動量保存則 に基づいて、ギャップの構造を改めて見直すというこ とが、シュチェチン大学の金川和弘研究員(研究実施 当時は北海道大学所属)を中心として行われた[27,28]. その結果、惑星があけるギャップの深さや幅は、惑星 質量と中心星質量の比・円盤のアスペクト比・乱流粘 性の三つのパラメータの適当な組み合わせによって表 されるということが見出され、ギャップの深さや幅を 非常に簡単な式で表すことができた。

HL Tauの観測では、図6の上でギャップに見えて いるような場所でも、実際には放射は観測されている. つまり、ギャップの底からやってくる放射も観測され ている.また、異なる周波数帯のデータ(230 GHz帯 と345 GHz帯. 実際はさらに100 GHz帯のデータが あるが, 今回は使っていない)があるため, ダストの 性質を仮定すると、比較的簡単にダストの面密度や温 度を見積もることができる、ALMAの観測データから、 中心星から30天文単位程度にあるギャップについて その深さを見積もるとおよそ1/3から1/7程度となっ た、ギャップの深さと惑星質量との間の関係式を用い ると、このギャップがもし惑星によって形成されたと 仮定するならば、その惑星の質量は少なくとも0.3木 星質量よりも大きくなければならない. という制限を 与えることができた. さらに、ギャップの幅から推定 される惑星質量についても、深さから与えられる制限 と無矛盾であることもわかった。ただし、これらの論 文においても、ダストの空間分布とガスの空間分布は 同じであるという大きな仮定をしているという点は注 意しておきたい.

なお,ここでは惑星によるギャップ形成に注目した 議論を行ったが,HL Tau周囲の円盤の構造について は,力学的不安定性が起源となるという考え[31]や, いくつかの分子の状態変化に関連付けるアイディア [32,33]もあり,決着はついていない問題である.

5. まとめと今後の課題

本稿では、原始惑星系円盤の高解像度観測から実際 の円盤の物理状態をどのように見出していくか、自身 の関わった課題を中心にいくつかの例を紹介した.具 体的には、渦巻き構造から円盤の厚み(温度)に関する 情報を引き出すためのモデルや、ギャップ構造から惑 星の質量や円盤の厚みに関する情報を引き出すための 手法を簡単に紹介した.

高解像度観測によって,原始惑星系円盤の様々な構 造が見えてきている.そして,このような構造を作る ような物理としては,円盤における力学的過程が一つ の有力な可能性として挙げられるだろう.これまで, 数値シミュレーションに頼るしかなかった原始惑星系 円盤の力学的過程について,現実の円盤と比較できる レベルの観測データが出てきているという点は特筆す べきである.

その一方で, 観測に応用しやすいモデルという点か らすると, 不十分を感じることが多い. 例えば, うま くパラメータを選んで一つの観測を再現したという類 のモデルでは、その仮定の多さゆえ、結果としてどの ようなことが分かったのかが不明確であることが多い. 円盤構造のどの部分に注目するとどのようなことが言 えるのか、(ある程度の)汎用性と簡便さ、そして何よ りも予測可能性を持ったモデルの構築が必要である. また、様々な構造を持つ円盤が見つかった時、どの構 造に注目して何を捨てるか、といったセンスも要求さ れる.

本稿で紹介した,原始惑星系円盤の渦巻き構造やギ ャップ構造のモデルについては,観測データへの応用 のしやすさという点に特に注意を払いながら作られた モデルであるが,その分で仮定も多く,気をつけて使 わなければならない.例えば,原始惑星系系円盤は, ガスとダストの二成分の系であるが,本稿で紹介した モデルは基本的にはガスの(面)密度分布に対して成立 するものである.実際の観測は,現状ではダストの観 測が主であるから,このモデルを適用する際には注意 深い議論が必要になる(実際,Kanagawa et al.(2016) [28]では,モデルの適用可能性や他研究との比較に多 くの紙幅を費やしている).現状のモデルの制限を外し, より現実的なモデルを構築していくことが今後の一つ の方向性となるであろう.

ALMA望遠鏡の登場によって電波の領域で原始惑 星系円盤の非常に良い観測が得られるようになりつつ ある. ALMAは、今後の運用で高解像度観測も多く 行われる予定であり、電波領域でのデータや天体数は 増えていくだろう.また、近赤外線の領域でも、さら に技術が進み、VLT 望遠鏡やGemini 望遠鏡において、 良いデータが取得されている[15, 29, 30]. これからの 課題として、このような多くの観測データをまとめあ げ、「多波長・高解像度」の情報から得られる原始惑 星系円盤の一般的な性質を引き出し、惑星形成の現場 としての原始惑星系円盤の姿を明らかにしていくこと が必要になるであろう. ALMAのデータはアーカイ ブが非常に充実しているとともに、データ解析のツー ルも提供がされている. また, Gemini望遠鏡のデー タなども、比較的使いやすい解析ツールが提供されて おり、これまでに観測の経験が少なくても、参入しや すい環境があると言える.理論の知識を背景に、最新 の観測事実に基づき、惑星系形成の謎に迫っていきた いと考えている.

本稿は、日本惑星科学会2014年度最優秀研究者賞

受賞記念論文として執筆しました. 推薦書を執筆して いただいた井田茂氏、また大学院時代の指導教員であ った犬塚修一郎氏には、特に感謝を申し上げます、こ れまでの研究は、数多くの方との共同研究無くしては は成し得なかったものです.本稿で紹介した研究に関 する主な共同研究者だけでも、橋本淳氏, Carol A. Gradv 氏, 深川美里氏, 田村元秀氏, 百瀬宗武氏, 塚 越崇氏, 花輪知幸氏, 西合一矢氏, 金川和弘氏, 竹内 拓氏, 谷川享行氏他, 多数の方の協力によって成り立 っています.また.筆者の遅筆ゆえに,編集長の和田 浩二氏には大変なご迷惑をおかけしたことを、深くお 詫び申し上げます.また.査読者の奥住聡氏には.有 益なコメントをいただきました. 筆者はこれまでに, 日本学術振興会科研費特別研究員奨励費(07J02409, 10J02942),研究活動スタート支援(24840037),若手 研究B(26800106). 文部科学省科研費新学術領域研 究(23103004)他の助成を受けました。

参考文献

- Hayashi, C. et al., 1985, in Protostars and Planets II, University of Arizona Press, 1100.
- [2] Rucinski, S. M., 1985, Astron. J. 90, 2321.
- [3] Meeus, G. et al., 2001, Astron. & Astrophys. 365, 476.
- [4] Burrows, C. J. et al., 1996, Astrophys. J. 473, 437.
- [5] Koerner, D. W. et al. 1993, Icarus 106, 2.
- [6] Dutrey, A. et al., 1994, Astron. & Astrophys. 286, 149.
- [7] D'Alessio, P. et al., 2001, Astrophys. J. 553, 321.
- [8] Muto, T. et al., 2012, Astrophys. J. Let. 748, L22.
- [9] 武藤恭之他, 2013, 天文月報 106, 195.
- [10] Binney, J. and Tremaine, S., 2008, Galactic Dynamics: Second Edition (Princeton University Press)
- [11] Landau, L D. and Lifshitz, E. M., 1959, Fluid Mechanics (Oxford: Pergamon Press)
- [12] Rakov, R. R., 2002, Astrophys. J. 569, 997.
- [13] Grady, C. A. et al., 2013, Astrophys. J. 762, 48.
- [14] Boccaletti, A. et al., 2013, Astron. & Astrophys. 560, A20.
- [15] Benisty, M. et al., 2015, Astron. & Astrophys. 578, L6.
- [16] Zhu, Z. et al. 2015, Astrophys. J. 813, 88.
- [17] Perez, L. M. et al., 2014, Astrophys. J. Let. 783, L13.
- [18] Fukagawa, M. et al., 2006, Astrophys. J. Let. 636,

L153.

- [19] Verhoeff, A. P. et al., 2011, Astron. & Astrophys. 528, A91.
- [20] Biller, B. et al., 2012, Astrophys. J. Let. 753, L38.
- [21] Casassus, S. et al. 2013, Nature 493, 191.
- [22] Fukagawa, M. et al., 2013, Publ. Astron. Soc. Japan 65, L14.
- [23] van der Marel, N. et al., 2013, Science 340, 1199.
- [24] Muto, T. et al., 2015, Publ. Astron. Soc. Japan 67, 122.
- [25] ALMA Partnership, 2015, Astrophys. J. Let. 808, L1.
- [26] ALMA Partnership, 2015, Astrophys. J. Let. 808, L3.
- [27] Kanagawa, K. D. et al., 2015, Astrophys. J. Let. 806, L15.
- [28] Kanagawa, K. D. et al., 2016, Puble. Astron. Soc. J., accepted.
- [29] Garu, A. et al., 2013, Astron. & Astrophys. 560, A105.
- [30] Rodigas, T. J. et al., 2014, Astrophys. J. Let. 791, L37.
- [31] Takahashi, S. Z. and Inutsuka, S., 2014, Astrophys. J. 794, 55.
- [32] Zhang, Ke et al., 2015, Astrophys. J. Let. 806, L7.
- [33] Okuzumi, S. et al., 2016, Astrophys. J. 821, 82.

「2015年度最優秀発表賞受賞論文」 磁気流体波動がガス惑星の大気散逸と大気構造 に与える影響

田中 佑希^{1,2}, 鈴木 建^{1,3}, 犬塚 修一郎¹

2016年3月29日受領, 査読を経て2016年4月26日受理.

(要旨) ホットジュピターのような短周期ガス惑星では、大量の質量放出が発生していることが紫外線での トランジット観測から明らかになっているが、その詳細なメカニズムについてはまだ解決されていない点が 多く残されている. 我々はガス惑星大気中での磁気流体波動の伝播とその散逸によって、惑星からの大気の 流体力学的な流出が駆動されるというモデルを提案し、磁気流体力学シミュレーションを行うことによって そのモデルの検証を行った. その結果、磁気流体波動の散逸によってガス惑星の高層大気は高温に加熱され、 大気の乱流が一定の強度以上であれば、観測されている値と整合的な質量放出率が得られることが判明した. さらに質量放出率と大気構造の、惑星質量や半径などのパラメータ依存性についても議論し、質量放出率は 大気の圧力スケールハイトに強く依存している事を示した. またこのモデルを大気散逸が観測されている惑 星GJ 436b に対して適用した結果、従来の大気散逸駆動モデルでは説明が困難であった観測的特徴を説明出 来るパラメータが存在することが判明した. 我々の研究は、ガス惑星大気中での磁気流体波動は大気散逸や 大気構造に大きな影響を与える事を意味するものである.

1. はじめに

現在までに多数の太陽系外惑星が様々な検出手法に よって発見されており、その個数は2000個を超える. 特に、宇宙望遠鏡であるケプラーによるトランジット 観測によって、惑星の検出個数は飛躍的に増加した [1]. 最近では、軌道長半径や惑星の質量といった基本 的な物理量のみならず、惑星の組成や構造といった情 報も明らかにされつつあり、系外惑星は非常に多様性 に富んでいる事も分かっている.このような多様な姿 をした惑星系がどのように形成され、どのように進化 してきたのかという点は、惑星科学や天文学における 非常に重要な研究課題の一つである.また、惑星系の 形成や進化を考える上では、個別の惑星がどのような 特性を持っているかを知ることも重要であり、観測、 理論の両面から多くの研究が行われている. 系外惑星は、その軌道長半径や質量などの特徴によ って様々に分類される。その一例が、本稿で着目する ホットジュピターと呼ばれるタイプの惑星である。ホ ットジュピターとは、主星に極めて近い位置を公転し ている巨大ガス惑星のことであり、主星からの強い輻 射を受けているため、名前の通り表面温度は1000 K を超える高温となっている。ホットジュピターは、質 量や半径、軌道長半径的に比較的検出や観測が行いや すい惑星であり、初めて存在が確認された主系列星ま わりの系外惑星であるペガスス座51番星bも、ホッ トジュピターに分類される惑星である[2]. 系外惑星 探査の黎明期には、このようなホットジュピターが多 く発見された.

系外惑星の特性を探る上で非常に重要な手法がトラ ンジット法である.地球から見て惑星が主星の手前を 横切る位置関係になる場合,主星からの光が惑星によ って遮られる事によってわずかに減光を起こす.この 減光を捉えることによって惑星を検出する事ができ, また減光率と主星の半径から惑星の半径を決定するこ

^{1.} 名古屋大学理学研究科 2. 国立天文台 3. 東京大学大学院総合文化研究科 yuki, tanaka@nao, ac, jp

とが可能となる.同じく主要な系外惑星の検出手法で ある視線速度法と組み合わせることによって惑星の質 量を決定することが出来るため、惑星の平均密度が判 明し、惑星の組成に関する重要な情報が与えられる。 さらに惑星がトランジットを起こしている時は、主星 からの放射の一部は惑星の大気を通過してやってくる ことになる、そのため、惑星がトランジットしている 時としていない時のスペクトルの変化から、惑星の大 気の情報を引き出すこともでき、このような観測(ト ランジット分光観測)も近年盛んに行われている。例 えば、可視光、近赤外線領域では、惑星大気中のアル カリ金属や分子種の検出、大気の温度構造の推定など が行われており、また近紫外線領域も含めた広い波長 帯での観測からは、大気中におけるレイリー散乱やエ アロゾルによる散乱, 雲やヘイズの有無といった様々 な大気特性が明らかにされつつある[e.g., 3].

このように、系外惑星の多波長でのトランジット観 測からは非常に興味深い情報を得ることができ、様々 な惑星の現在の様子や進化を理解する上で重要な手段 である. さらに波長の短い紫外線領域でのトランジッ ト観測も同様に重要である。紫外線は吸収断面積が比 較的大きく、惑星の希薄な高層大気を探るのに適して いる、これまでに行われた紫外線のトランジット観測 からは、惑星の高層大気や散逸していく大気に関する 非常に興味深い結果が得られている[e.g., 4]. ホット ジュピターのようないくつかの短周期惑星では、大量 の大気散逸が発生している事を示唆する観測が得られ ており、このような大気散逸現象を説明するための理 論的モデルも提案されている[e.g., 5]. しかし既存の 理論では説明が難しい現象も報告されており、よく理 解されているとは言えないのが現状である.本研究で は磁気流体力学(MHD)計算を用いて、これまでに提 案されてきた大気散逸駆動機構とは異なる.惑星大気 中での磁気流体波動が関与する質量放出機構について 考察を行ったので、その内容について報告する、本稿 ではまず、過去のホットジュピターの紫外線トランジ ット観測から明らかになった惑星の高層大気や大気散 逸、これまでに提案されている大気散逸の駆動機構に ついて簡単に触れる. 続いて本研究でのモデルについ て説明し、その結果と応用について述べる。

短周期ガス惑星の大気散逸と 大気構造

2.1 短周期ガス惑星の紫外線トランジット

上述のように、短周期惑星、特にホットジュピター の紫外線領域でのトランジット観測から、惑星の高層 大気と大気散逸の様子を探ることが可能となる. 初め ての紫外線トランジット観測は、2003年にホットジ ュピター HD 209458b に対して行われた[4]. この観測 では水素のライマンアルファ線での強い吸収が観測さ れている、非常に興味深いのは、紫外線でのトランジ ット時の減光率が、可視光での減光率と比べてずっと 大きかったということである. HD 209458bの可視光 線でのトランジット減光率は~1.5%であるのに対し. 紫外線(ライマンアルファ線) での減光率は~15%で あった. トランジットの減光率は惑星の大きさと対応 しているため、各波長でトランジットの減光率が異な るということは、異なる波長で見た時の惑星の見かけ の大きさが大きく異なるという事になる. 可視光での 減光率は、この惑星の半径が~1.38 R_Iであることに 対応している(R₁は木星半径).一方で紫外線でのト ランジット深さは、半径に焼き直すと~4.3 R₁に対応 し. 可視光と比べて遥かに大きな値になる事が分かる. この観測結果は、このホットジュピターが可視光での 半径よりもずっと大きく広がった、希薄で高温の水素 からなる高層大気を持っている事を示している[4].

ホットジュピターの紫外線トランジット観測はこれ までに複数の惑星系で行われており,HD 209458bの 他に,HD 189733b[6].WASP-12b[7],かに座55番星 b[8]で,紫外線領域での可視光よりも深いトランジッ トが観測されている.とりわけ,かに座55番星bの 場合は,可視光ではトランジットを起こしていないに も関わらず,広がった高層大気の部分が主星をかすめ るようにトランジットを起こすため,紫外線領域での みトランジットを観測できているという特異なケース となっている.また,最近ではホットジュピターより も小さいサイズの短周期惑星の紫外線トランジット観 測も行われており,海王星程度の質量とサイズを持つ 短周期惑星,いわゆるホットネプチューンと呼ばれる タイプの惑星であるGJ 436bにおいても,可視光より も遥かに深い紫外線での減光が観測されている[9]. 紫外線における大きな減光率は,単に惑星が広がった 高層大気を持っているということだけを意味するので はなく,大気が散逸している事も示唆している.例え ば先述のHD 209458bの場合,この惑星のロッシュロ ーブの半径は~3.6R」と紫外線で見た時の見かけの半 径よりも小さい[4]. そのため,高層大気の外部領域 は惑星の重力が支配的でない領域にまで広がっている 事になる.

さらに紫外線でのトランジットでは、光度曲線の形 状が非対称になる場合があることが知られている。惑 星が主星の手前を横切ることによる光度の時間変化を 示すトランジット光度曲線は、可視光や近赤外線の場 合は概ね対称な形状となる.しかしいくつかの紫外線 トランジットでは、可視光、近赤外線でのトランジッ トよりも長い時間減光が続くことが知られている[e.g., 4). これは、散逸していく希薄な大気が惑星の進行方 向の後方に彗星の尾のような構造を形成し、この構造 が主星からの紫外線を吸収するために発生していると 解釈することが出来る.惑星本体がトランジットを終 えた後も、散逸する大気によって主星が隠されるため、 紫外線で観測した場合は減光がまだ続いているという ことである.従って、トランジット光度曲線の非対称 な形状は、惑星からの大気散逸を強く示唆するもので ある.

紫外線トランジット時の分光観測からは、散逸する 大気の力学や成分に関する情報が得られている. 散逸 する大気によるライマンアルファ線の吸収は青方偏移 しており、この青方偏移の大きさから、HD 209458b から散逸していく大気の視線方向の速度は~100 km s⁻¹, HD 189733b の場合は~230 km s⁻¹とどちら も音速を大きく超える速度に達していることが分かっ ている[4,6].また水素原子以外の重い元素による吸 収線も検出されており, 散逸する大気中には水素だけ ではなく酸素や炭素、ケイ素、マグネシウムが含まれ ていることが示されている[e.g., 10-12], 大気散逸を起 こしている惑星はどの程度の質量放出率を持つのかと いう見積もりも数多くなされており、観測結果と散逸 していく大気のモデリングからは、初めて紫外線のト ランジット観測が行われたHD 209458bにおいては少 なくとも10¹⁰ g s⁻¹の質量放出率であると推定されて いる[4]. 惑星や用いるモデルによって違いはあるも のの、ホットジュピターからの質量放出率は10¹⁰g s⁻¹かそれ以上であると考えられている[e.g., 6].

2.2 大気散逸の駆動機構

観測から推定される大量の質量放出率や、超音速に まで加速された散逸大気、大気中に含まれる重元素と いった特徴は、ホットジュピターからの大気散逸現象 はジーンズ散逸のような大気の"蒸発"ではなく、流体 力学的な"流出"(ハイドロダイナミックエスケープ) であることを強く示唆している. ガス惑星の高層大気 からのハイドロダイナミックエスケープを駆動する機 構として有力視されているのが、主星からのX線と極 端紫外線(XUV)による加熱が大気散逸を駆動すると いうモデルである[e.g., 5]. このモデルでは, 主星か らのXUV 輻射の一部がホットジュピターの高層大気 中で光解離や光電離を介して熱化され、それによって ハイドロダイナミックエスケープが駆動されるとして いる、このモデルにおいては、惑星が受け取った XUVのエネルギーのうちどれだけの割合が大気散逸 の駆動に使われるかを表す加熱効率が重要なパラメー タとなっている. このモデルに基づいたホットジュピ ターの高層大気の数値シミュレーションも多数行われ ており、その多くが観測から推定されている質量放出 率である $\geq 10^{10}$ g s⁻¹を再現するものとなっている. 例として、Yelle(2004)では、大気中での化学反応を 含んだ1次元のシミュレーションを行い、大気中での H₃⁺分子による冷却が効くことによって加熱効率が下 がることや、典型的なホットジュピターからの質量放 出率は~10¹⁰ - 10¹¹ g s⁻¹程度になる事が示されてい る[13]. さらに、散逸していく大気を加速するための 機構として, 主星の輻射による輻射圧や, 高温の恒星 風中の陽子との電荷交換が重要であるという指摘もな されている[14,15].

惑星からの大気散逸の駆動については、XUVの加 熱を考慮した数値計算が多く行われ理解が進んでいる. しかし未だに解決されていなかったり,理解が不十分 であると考えられたりする点は複数残されている.例 えば,ホットジュピターからの質量放出率や高層大気 構造の大きな時間変動性がその一例として挙げられる [16]. 先述のように,短周期惑星からの大気散逸や高 層大気構造は紫外線でのトランジット観測を用いて探 られているが,同じホットジュピターの紫外線トラン ジットの結果が異なる時期の観測で大きく異なってい たという報告が存在する.これは,そのホットジュピ ターの高層大気の構造や質量放出率が一定ではなく, 非常に大きな変動を伴う現象であることを強く示唆す る結果である.変動を起こしうる要因としては主星か らのXUV放射の大きな変動が考えられており,恒星 フレアや彩層活動,コロナ活動などによってXUV光 度が大きく変動した場合は,それに対する応答として ホットジュピターの高層大気構造や大気散逸の様子も 変動する可能性がある.しかし,観測された時間変動 が主星のXUV光度と相関があるかについてはあまり 理解が進んでいないのが現状である.

また、散逸する大気を高速に加速する機構の理解も 不十分である.既存のXUVによる加熱によって部分 的に説明は可能であるが,一部の天体においては既存 のモデルでは観測を説明できるほどの速度までガスを 加速出来ない事が指摘されている[16].さらには、惑 星が持つ磁場の効果を考慮した大気散逸のモデル化や シミュレーションはあまり行われていない.電離した 散逸大気が惑星の磁力線に捕らえられて質量放出率を 下げる効果を含んだモデルや,電離圏内でのMHD計 算を行った先行研究はあるが[17],惑星の磁場そのも のが大気散逸現象に関与することに関しての研究はこ れまでに存在しなかった.そこで我々は、惑星大気内 でのMHD計算を用いて、惑星の磁気的活動が関与す る大気散逸の駆動の可能性を検証し、未解決の問題を 解決出来るかについて検討を行った.

2.3 系外惑星の磁場

大気散逸現象からはやや話が逸れるが,後に述べる 我々が提案している大気散逸の駆動モデルにおいて重 要であるため,我々のモデルの説明に入る前に系外惑 星の磁場についてもここで簡単に紹介しておきたい.

現在のところ系外惑星の磁場の直接の観測的な証拠 は存在しないが、磁場の存在を示唆する観測や、磁場 の強度に制限を与えようという観測が行われている. その一例が、多数のホットジュピターに対する150 MHzの電波での二次食の観測である[18, 19]. 二次食 とは、惑星が主星を隠すトランジットとは逆で、観測 者から見て惑星が主星の背後に回ることで惑星からの 放射光や反射光が見えなくなる現象のことである. 可 視光や近赤外線での二次食観測はこれまでに盛んに行 われており、惑星表面での反射光や熱放射の検出、大 気構造や大気循環への示唆などを与える重要な観測的 手段の一つとなっている.惑星が強い磁気圏を持ち、 それに由来する電波放射がある場合は、二次食の最中 にその電波放射が遮られ弱くなることで惑星からの電 波放射を検出することが可能となる、これまでに行わ れた150 MHzでの電波の二次食観測では、ごく一部 を除くほとんどのホットジュピターでは二次食は検出 限界以下であり、この波長帯における電波放射は弱い という結果が得られている. また二次食と思われる減 光が検出された一部についても、惑星磁気圏由来の電 波放射かどうかは未確定である.これらの観測からは、 多くのホットジュピターにおける磁場の上限値は~50 Gであるという制限が付けられている[18, 19]. 惑星磁 気圏からの電波放射の典型的な波長は磁場の強度に依 存するため、SKA などを用いた今後の電波観測によ って、将来的には系外惑星の磁気圏からの電波放射の 検出が期待されている.

その他には、ホットジュピターの紫外線トランジッ ト観測と大気散逸のモデリングとの組み合わせから、 ホットジュピターの磁気モーメントの大きさを推定し た研究も存在する. これによると, HD 209458bの磁 気モーメントの大きさは木星の~10%と推定されて おり、自転周期が潮汐固定されているホットジュピタ ーは木星より弱い磁場を持つという複数の理論的な予 測を支持する結果となっている[20]. さらに、近紫外 線でのトランジット光度曲線の特異な形状を、ホット ジュピターの持つ磁気圏と恒星風の相互作用によって 形成されたバウショックによって説明を試みた理論モ デルも存在する、このモデルは、惑星の公転の先行方 向にバウショックが形成され、その部分に物質が集ま って近紫外線に対して不透明になるために、近紫外線 でのトランジットの開始が可視光よりも早くなるとい うものであり、これによってWASP-12bの近紫外線 トランジットの光度曲線が説明出来るとしている[21]. ただし近紫外線での光度曲線の形状をバウショックで 説明するモデルには異論も存在し[22]、今のところ明 確な結論は出ていない。

3. 磁気流体波動が駆動する質量放出

ここでは,我々が提案している磁気流体波動による 質量放出の駆動モデルについて紹介する.ガス惑星大



図1:磁気流体波動による質量放出モデルの模式図.図中のr軸 は天体中心からの動径方向を示している.天体が磁場を 持っており、表面に一定の強さの乱流が存在する場合、表 面で磁気流体波動が励起されて上空へ伝播する.上空で波 動が散逸してガスを加熱し、またガス流を駆動することで 質量放出が駆動される.

気中における磁気流体波動の大気構造と大気散逸への 影響を定量的に評価するため、我々は太陽風加速とコ ロナ加熱に関する数値計算モデルのガス惑星への拡張 を行った[23, 24]. 磁場を持つ天体の表面に乱流が存 在する場合 様々な種類の磁気流体波動が励起される [25] 磁気流体波動とは電離したプラズマの中を伝播 する波動のことであり、磁場の効果を考慮した磁気流 体力学において重要な役割を果たす.磁気流体波動に はその特徴に応じて様々な種類があるが、ここで特に 重要になるのは磁力線に沿って伝播するアルフヴェン 波である. アルフヴェン波は磁気張力を復元力として 伝わる非圧縮波であり、イメージとしては磁力線上を 伝わっていく横波である.磁場を持つ天体の表面に擾 乱が存在する場合、磁力線にも擾乱が与えられ、アル フヴェン波を含む磁気流体波動が生まれることとなる. このような状況下では、アルフヴェン波が様々な散逸 過程を介してエネルギーを上空へ運ぶことによって上 空を加熱し、天体からの質量放出を駆動することが知 られている[e.g. 26]. 太陽のような中小質量星の場合 は表面対流層に由来する乱流が存在し、対流層のエネ ルギーが磁気流体波動の散逸を介して上空へ伝わるこ とによって質量放出が駆動,加速されていると考えら れている.図1が我々のモデルの模式図である.磁場 を持つ天体の表面に何らかの理由による乱流が存在す る場合、磁力線に磁気流体波動が励起され、それが上 空へ伝播して散逸している様子を表現している.

天体の表面で励起された磁気流体波動は大気中を伝 播するが、大気は成層構造を成しており、上空に行く につれて密度は大きく減少している. そのため大気中 でのアルフヴェン速度は上空になるにつれ急激に大き くなり、上空へ向かう波動の大部分は反射してしまう ことになる、どの程度の波動が反射し、どの程度が透 過できるかは大気構造や磁場の特徴に依存するが.例 えば我々の惑星大気中での数値シミュレーションにお いては、外向きのアルフヴェン波のうちのわずか数% のみが上空へ透過して高層大気の加熱や質量放出の駆 動に寄与し、残りのほとんどは反射されるということ が分かっている[24]. さらに、上空に透過したアルフ ヴェン波は縦波による磁気音波を励起する.励起され た音波はすぐに衝撃波を生じ、磁気流体波動の持つエ ネルギーが熱エネルギーとして高層大気に与えられ, またガスが加速される、結果として、天体表面の乱流 のエネルギーが磁気流体波動を介して上空へ伝わり. 高層大気の急激な加熱や質量放出の駆動を引き起こす という現象が発生する.

我々は,数値シミュレーションを用いて,1次元の 磁束管内における磁気流体波動の伝播と散逸,それに よって引き起こされるガスの加熱の時間発展を追った. 磁束管の形状は図1に示したように上空で大きく開い た形状を仮定している.磁束の保存より,以下の関係 式が成り立つ.

$$B_r r^2 f(r) = B_{r,0} r_0^2 f_0.$$
(1)

ここで,rは動径方向の座標,B,は磁場の動径方向の 成分,f(r)は動径方向の座標rにおける開いた磁束管 のフィリングファクターを表している.また,添字の 0は表面での値であることを示している.式(1)中の 磁束管のフィリングファクターf(r)は,簡単に言えば 磁束管の形状を表すものであり,ここでは以下の関係 式を用いている[27].

$$f(r) = \frac{\exp\left(\frac{r-r_0-h_1}{h_1}\right) + f_0 - (1-f_0)/e}{\exp\left(\frac{r-r_0-h_1}{h_1}\right) + 1}.$$
 (2)

ここで, h₁は閉じた磁気ループ構造の典型的な高さである.

式(2)で表される球対称1次元の開いた磁束管にお ける MHD の基礎方程式は以下のとおりである.

$$\frac{d\rho}{dt} + \frac{\rho}{r^2 f} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 f v_r \right) = 0, \qquad (3)$$

$$\rho \frac{dv_r}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial r} - \frac{1}{8\pi r^2 f} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 f B_{\perp}^2 \right) \\
+ \frac{\rho v_{\perp}^2}{2r^2 f} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 f \right) - \rho \frac{GM_{\rm p}}{r^2}, \quad (4)$$

$$\rho \frac{d}{dt} \left(r \sqrt{f} v_{\perp} \right) = \frac{B_r}{4\pi} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \sqrt{f} B_{\perp} \right), \tag{5}$$

$$\rho \frac{d}{dt} \left(e + \frac{v^2}{2} + \frac{B^2}{8\pi\rho} - \frac{GM_{\rm p}}{r} \right) + \frac{1}{r^2 f} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 f \left\{ \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) v_r - \frac{B_r}{4\pi} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{v}) \right\} \right] + \frac{1}{r^2 f} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 f F_{\rm c} \right) + q_{\rm R} = 0,$$
(6)

$$\frac{\partial B_{\perp}}{\partial t} = \frac{1}{r\sqrt{f}} \frac{\partial}{\partial r} \left[r\sqrt{f} \left(v_{\perp} B_r - v_r B_{\perp} \right) \right].$$
(7)

これらの式中のp, v, p, e, Bはそれぞれ, ガスの 密度,速度,圧力,単位質量あたりのエネルギー,磁 場強度である.添字の $r \ge \bot$ は各変数の動径方向と垂 直方向の成分を示している.また,d/dtはラグラン ジュ微分, $\partial/\partial t$ はオイラー微分を表している.Gは 万有引力定数, M_p は惑星の質量である.開いた磁束 管の形状の効果は方程式中に $r\sqrt{f}$ の項として現れて おり,f = 1とすると通常の球対称1次元の座標系とな る.式(6)のエネルギー保存の方程式中の F_c は熱伝導 フラックスを表す項であり,ここでは以下の関係式を 用いている.

$$F_{\rm c} = \kappa_0 T^{5/2} \left(\frac{dT}{dr}\right). \tag{8}$$

ここで*T*はガスの温度であり、 κ_0 はCGS単位系で $\kappa_0 \approx 10^{-6}$ である.また、 q_R は輻射冷却もしくは加熱を 表す項であり、ここでは大気中での輻射輸送を二流近 似を用いて計算した結果から導出している.

本モデルの元となっている太陽風や恒星風の計算に おいては、天体の光球面を計算の内側境界としている [28, 29]. ここでは、ガス惑星大気の圧力が0.1 barと なる場所を表面とし($p_0 = 0.1$ bar)、そこを計算の内 側境界とした.またその場所での温度を惑星の表面温 度とし、与えられた表面温度で p_0 となるようなガス密 度を計算の内側境界での密度 poとした.外側境界は 惑星半径の約360倍の位置まで取り,計算格子数は 6000とした.格子間隔は内側で細かくなるように取 っており,最も内側の領域では格子間隔は惑星半径の 1万分の1に固定し,表面からの距離が大きくなるに 連れて徐々に格子間隔も大きくなるように設定した. 数値計算には,非線形磁気流体ゴドノフ法と特性曲線 法を用いている[30].このスキームにおいては,アル フヴェン波によって励起された圧縮性波動が,衝撃波 を経て熱化される過程が自然に含まれるため,基礎方 程式に特別な散逸項を含むことなく磁気流体波動の伝 播と散逸を取り扱うことが出来る.

先述のように系外惑星の磁場の詳細については不明 であり、大きな不定性がある.そのためここでは開い た磁束管の特徴は太陽磁場の観測結果を参考としてい る.太陽の場合、磁束管は表面付近では細いが、上空 へ行くに従って断面積は1000倍程度と大きく広がる 形状をしている[e.g., 31].そのため光球面におけるフ ィリングファクターは1/1000のオーダーとなる.本 研究のモデルにおいては、惑星全体で平均した磁場強 度は木星と同程度とし、磁束管の根本では断面積が小 さくなり、フィリングファクターに応じた強い磁場領 域が存在すると仮定した.ここでは表面における磁場 の動径方向の大きさを*Bro*=1.59 kGとし、フィリング ファクターは*f*o=1/1600としている.そのため、開い た磁束管領域によってもたらされる平均の磁場強度は、 おおむね1 G程度となる.

温度の境界条件として、ホットジュピターに典型的 な値と考えられる T_0 =1000 Kを我々のモデルにおけ る標準値としている.ただし惑星の表面温度は主星か らの距離や主星の光度によって大きく変わるため、こ れをパラメータとして変化させることも可能である. 惑星表面で磁力線に与える擾乱は、ガスに一定の大き さの速度分散を与えることで表現している.標準値と しては δv_0 = 0.2 c_{s0} を与えている.ただし δv_0 は惑星 表面での大気ガスの速度分散、 c_{s0} は表面での音速で ある.また、 δv_0 のスペクトルは周波数の逆数に比例 させる形で与えている.結果の項で紹介するように、 この値をパラメータとして標準値から変化させること で、惑星大気構造や質量放出率の乱流強度への依存性 を調べることが出来る.式(2)で表されている磁力線 の形状について、磁気ループの典型的な高さは h_1 = 0.5r₀としている.この高さは、磁束管が急速に拡大す る高度に対応している.この値はその他のパラメータ に依存して変化するが、ここでは大気の圧力スケール ハイトに依存して変化すると仮定している.そのため、 例えば惑星の表面温度を変化させた場合は、h₁は表面 温度に比例して変化する.

天体表面における乱流の起源に関して、太陽のよう な中小質量星の光球面の場合は表面対流層によって引 き起こされる乱流が存在する.太陽表面の場合は、乱 流による音速の20-30%の大きさの速度分散が存在 することが分かっている[32]. しかしホットジュピタ ーのような系外惑星大気中での速度分散は不明であり、 観測的に確認することも困難である。またホットジュ ピターでは、輻射層と対流層の境界は非常に深い場所 に存在する事が理論的に示されている[33,34]. これ は主星からの強い加熱によって境界面が押し下げられ ることが原因であり、このためホットジュピターは表 面に厚い輻射層を持つことになる. しかしこのような 場合でも、対流のオーバーシュートや対流層からの波 動の伝播がガス惑星表層の速度分散の起源となる可能 性はある、また、対流層起源ではない乱流も存在する と考えられる、その一例が、ガス惑星大気の強い流れ や循環によるものである。最近のガス惑星大気、特に ホットジュピターのような環境の惑星大気の3次元モ デルからは、ガス惑星は強い経度方向の大気循環を持 つことが示唆されている[e.g., 35]. この強い大気循環 の流速は2-5 km s⁻¹と音速を超える流れになる事も あると予測されており、ホットジュピター大気中の強 い大気循環の存在を支持する観測結果も得られている [e.g., 36]. そのため、このような強い大気の流れに起 源を持つ乱流によって、惑星大気が一定の大きさの速 度分散を持つことは自然であると考えられる.

4. 結果

4.1 速度分散依存性

まずは惑星の大気構造や質量放出率の,惑星表面で の乱流の強度への依存性について述べる.本モデルで は,惑星表面の乱流によって磁力線にMHD 波動が励 起されるという状況を考えているため,乱流が強く大 きな速度分散を持つ場合ほど,より多くのエネルギー



図2: 惑星表面での速度分散の大きさと惑星からの質量放出率の 関係. 横軸は惑星表面での速度分散を音速で規格化したも の,縦軸は質量放出率である.この計算では,惑星のパラ メータは木星質量,木星半径とし,表面温度は1000 Kに固 定している.また磁場強度は木星と同じ値を与えている.

が磁力線に注入されているということになる.図2は, ガス惑星からの質量放出率の速度分散依存性を示して いる.表面での速度分散が大きいほど,つまり磁力線 に注入されるエネルギーが大きいほど,質量放出率も 増加していることが分かる.特に速度分散が小さい範 囲では,質量放出率の速度分散への依存性は非常に大 きくなっている.一方で速度分散が大きい範囲では, 質量放出率の変化は鈍くなっている.これはより多く のエネルギーが注入されることで上空へ持ち上げられ るガスの量が大きくなり,散逸していく大気が加速さ れにくくなることや,上空での大気密度が大きくなる ことによって輻射冷却によるエネルギーの損失が大き くなることによって引き起こされている.

質量放出率は、表面での速度分散が音速の10%の 時は2.6×10¹⁰g s⁻¹、音速の20%の時は5.9×10¹¹g s⁻¹ であった. 観測から推定されているホットジュピター からの質量放出率は $\geq 10^{10}$ g s⁻¹であるため、惑星表 面で音速の~10%程度かそれ以上の速度分散が存在 する場合、観測からの示唆と整合的な量の質量放出率 を得られるという事が分かる.そのため、我々が提案 している磁気流体波動が駆動するガス惑星からの質量 放出モデルでは、観測値を十分に説明するだけの質量 放出を駆動することが出来るという事が判明した.さ らに、この値は従来提案されていたXUV加熱による 大気散逸の駆動のモデルと同程度か、あるいはそれを 上回る値を取りうるという事も分かる.従って、この 大気散逸の駆動機構は、これまでに提案されてきた



図3: 大気構造の速度分散への依存性.(A)は大気の温度構造, (B)は密度分布,(C)は動径方向の速度分布の時間平均を示している.横軸は,惑星表面からの距離を惑星の半径で規格化したものであり,対数スケールで示している.温度構造と密度分布については縦軸は対数スケールで示している.実線,破線,点線はそれぞれ,表面での速度分散が音速の10%,20%,30%の時を表している.

XUV 駆動の大気散逸と並んで重要な大気散逸の駆動 源である可能性がある。

次に大気構造の速度分散依存性を紹介する.図3は, 大気の温度構造,密度分布と動径方向の速度分布の時

間平均を示したグラフである.まず大気の温度構造 (A) を見ると、大気の下層部分では温度はほぼ等温 になっていることが分かる. 大気の下層部分でも MHD 波動の散逸は発生しているものの、まだガスの 密度・圧力が高く、MHD 波動の散逸によるエネルギ ーの解放が大気に与える影響は限定的である。しかし ガス圧が低下する上空では急激に加熱が効きはじめ、 数千Kの高温層が形成されている事が分かる.惑星の 表面で励起されたMHD波動が大気の下層部を通過し て高層大気に到達して散逸することにより、このよう な急激な加熱が発生している。従って、惑星大気中の 磁気流体波動はガス惑星の大気構造。特に高層大気の 温度構造に非常に大きな影響を与えることが示された. 次に密度分布(B)を見ると、どのケースも上空で密度 分布の傾きが緩やかになっていることが分かる、これ はMHD波動の散逸によって大気が上方へ持ち上げら れていることを意味している.また表面での速度分散 を大きくした場合は、高層大気の密度が大きく上昇し ていることも分かる.惑星表面で与えた速度分散が音 速の30%の場合、高層大気の密度は速度分散が10% の場合よりも2-3桁ほど大きくなっている。より多 くのエネルギーがMHD波動として注入されているた め、より多くの大気を散逸させることが出来るという ことを示している.一方で大気の動径方向の速度分布 (C)では、速度分散を大きくするにつれて高層大気は 低速になっている。惑星表面での速度分散が大きい場 合は, 密度分布の図から分かるように大気高層部分の 密度が大きくなる、そのため、大気を加速させづらく なっていることが、速度分散を大きくすると散逸して いく大気の速度が低下する理由の一つである。さらに 高層大気の密度が大きい場合は、ガスからの輻射冷却 によるエネルギーの損失も大きくなる. 散逸して解放 された MHD 波動のエネルギーの一部は散逸していく 大気の運動エネルギーへと変化するが、高層大気が比 較的高密度の場合は輻射で損失してしまう割合も増加 するため、結果的にエネルギーの注入量を多くしても 大気の加速には使われないという結果を示している。 しかしいずれのケースにおいても、ガスは音速を超え る速度にまで急激に加速されていることが分かる。ホ ットジュピターの紫外線トランジット観測からは、散 逸していく大気は超音速にまで加速されていることが 分かっているが[4,6]、この結果は磁気流体波動は散



図4: 質量放出率の時間依存性. 横軸は計算開始からの経過時間 で単位は時間,縦軸は質量放出率を示している.実線(下), 破線(中), 点線(上)はそれぞれ表面での速度分散が音速の 10%, 20%, 30% の時の質量放出率の時間変動を示してい る.全てのケースにおいて,惑星の半径と質量は木星と同 じ値とし,表面温度は1000 Kに固定している.

逸する大気を加速する機構としても有望であるという ことを意味している.また、(C)で大気の急激な加速 が始まっている高度周辺は,温度構造(A)では温度の 低下が発生している高度に対応している.これはガス 流の急激な加速によって大気が断熱膨張することによ って温度が低下することが原因である.また,速度分 散が大きい場合は散逸する大気の速度が小さくなるた め、断熱膨張による温度低下の影響は小さくなる.

図2と図3では、それぞれ質量放出率と大気構造は 十分長い時間で平均した結果を示した. しかしこの現 象は、惑星大気中における MHD 波動の非線形な散逸 過程によって非常に大きな時間変動性を示す. 図4は. 質量放出率の時間変動を表したグラフである、表面で の速度分散が音速の10%の場合(実線)、およそ数時 間の周期の変動が見られ、その変動の幅は最大で1桁 程度になっている、そのため、磁気流体波動が駆動す る質量放出現象では、質量放出率はしばしば短いタイ ムスケールで大きな変動を起こしうることが予言され る. 表面での速度擾乱が大きい場合は質量放出率が大 きくなるが(破線、点線)、時間変動の振幅は小さくな る. しかし数時間程度のタイムスケールでの質量放出 率の変動が起きていることが分かる.この質量放出率 の時間変動性は、より大きな速度分散を与えた場合で も同様に発生することをシミュレーションによって確 認することが出来た.図5は大気構造のスナップショ



図5: 大気構造のスナップショット.(A)が大気の温度構造,(B) が密度分布,(C)が動径方向の速度分布を示している.こ れらのグラフは,惑星表面での速度分散を音速の20%とし た時の計算結果を示している.実線,破線,点線,一点鎖 線はそれぞれ,計算の開始からの経過時間がt = 3.00, 3.50, 4.00, 4.50の時の大気構造である.なおこの経過時間は惑 星の横断時間で規格化してある.

ットを示したグラフである.ここでは大気の密度構造 と動径方向の速度分布を載せている.図中の時刻は, 計算開始からの経過時間を示したものであり,経過時



図6: 大気構造の惑星半径依存性.(A)は大気構造,(B)は密度 分布,(C)は動径方向の速度分布である.点線,実線,破線, 一点鎖線はそれぞれ,惑星半径を木星半径の0.8,1.0,1.6,2.0 倍にしたときの大気構造を示している.ここでは惑星質量 は1.0M」とし、表面での速度分散は音速の20%,表面温度 は1000 Kとしている.

間は惑星の横断時間 $t_{cross}=R_p/c_s$ で規格化したものである. このグラフの計算におけるセットアップでは, $t_{cross}=1.0$ は実時間にすると \sim 7.4時間に対応している.

図7: 大気構造の惑星質量依存性.(A)は大気構造,(B)は密度 分布,(C)は動径方向の速度分布である. 点線,二点鎖線, 破線,実線,一点鎖線はそれぞれ,惑星質量を木星質量の 0.3,0.5,0.8,1.0,1.5 倍にしたときの大気構造を示して いる.ここでは惑星半径は1.0R」とし,表面での速度分散 は音速の20%,表面温度は1000 Kとしている.

従って、グラフ中の実線、破線、点線、一点鎖線はそ れぞれ計算開始から22.2時間、25.9時間、29.6時間、 33.3時間に対応している.温度構造、密度分布、動径 方向の速度分布のどれも、MHD 波動の散逸が発生し ている大気高層部で大きな変動性を持っていることが 分かる. 高層大気での温度(A)はおおむね~1000 K から~7000 Kの範囲を激しく変動しているが、急激 な大気の加速に伴う断熱膨張による冷却によって、数 百K 程度にまで温度が低下する層がしばしば出現す ることが分かる。時間平均した大気構造を示した図3 (A)では高層大気の温度は~3000 Kかそれを下回る 程度の温度になっていたが、時間変動まで見るとより 高温の層が形成されていることが分かる。また高層大 気の温度は一様ではなく、高温領域と比較的低温の領 域が複雑に存在していることを示す結果となった. (B)の密度分布では、高層大気の密度は短いタイムス ケールで2桁程度の変動を示していることが分かる. このことから、MHD波動の散逸によって駆動される 質量放出は定常的に流れていくものではなく、大きな 変動性を持ってクランプ状に流れていくということが 分かる.これが、図4で示した短いタイムスケールで の質量放出率の時間変動を引き起こす原因となってい る. さらに、(C)の動径方向の速度分布も同様に非常 に大きな時間変動性を持つ. 全体的な傾向としては、 時間平均した分布と同様に高度が上がるに従って速度 も大きくなっているが、スナップショットではその中 でさらに大きな変動があることが分かる。散逸してい く大気の速度はおおむね0-100 km s⁻¹の間を激しく 変動し、時には小さいながらも負の値、すなわち一時 的な降着を起こすことがあるということが読み取れる. これらの、質量放出率や高層大気構造における大きな 時間変動性は、磁気流体波動の散逸によって駆動され るガス惑星からの質量放出現象の特徴の一つである.

4.2 半径·質量依存性

次に,惑星の半径と質量に対する依存性について述 べる.これまでに発見されているホットジュピターの 半径や質量は多様性に富んでいるが,これらの違いは 大気構造や質量放出率に大きく影響を及ぼすと考えら れる.ここでは、ガス惑星の半径を0.8*R*Jから2*R*Jまで, 質量を0.3*M*Jから1.5*M*J(*M*Jは木星質量)まで変化させ てシミュレーションを行った.

まずは惑星の半径を変えた時の大気構造の変化から 紹介する.図6は惑星の半径を変化させたときの大気 構造を示している,温度構造(A)を見ると、どのケー



図8:惑星の半径・質量と惑星からの質量放出率の関係、横軸は 惑星半径を木星半径で規格化したもの,縦軸は質量放出率 である. 点線,二点鎖線,破線,実線,一点鎖線はそれぞ れ惑星質量を木星質量の0.3,0.5,0.8,1.0,1.5 倍にした ときの質量放出率を表している.この計算では,惑星表面 での速度分散を音速の20%とし,表面温度は1000 Kに固定 している.また磁場強度は木星と同じ値を与えている.

スにおいてもMHD波動の散逸によって高層大気は高 温に加熱されていることが分かる.しかし加熱が急激 に効き始める高度はそれぞれ異なり,惑星半径が大き い場合は温度が上昇し始める高度は高くなる傾向があ る.密度分布(B)はどのケースも似た形状をしている が,惑星半径が大きいほど上空での密度が大きくなっ ている.動径方向の速度分布(C)も同様に似た形状を しているが,惑星半径が大きくなるに連れて高層大気 での速度は僅かに低下していることが分かる.惑星半 径が大きいときに温度が上昇し始める高度が高くなる のは,高層大気の密度が大きくなり,加熱しづらくな ることが原因である.また同じ理由により,密度の高 い高層大気は加速しづらくなるため,動径方向の速度 も僅かではあるが低下する.

次に,惑星半径を固定し,惑星質量を変えた時の大 気構造の変化を紹介する.図7は惑星の質量を変化さ せた時の大気構造である.全体的な振る舞いは図6と 類似していることが分かる.惑星質量が重い場合は温 度が急激に上昇する高度は低く,また上空での密度も 小さくなる.また,その場合の散逸する大気の動径方 向の速度は高速になっている.この場合の大気構造の 振る舞いも惑星半径を変化させた場合の振る舞いと同 様に解釈することができ,惑星質量が軽い場合は上空 の密度が大きくなるため加熱が比較的効きづらくなり, 加速もされづらくなる. 図8は、惑星からの質量放出率の惑星半径と質量へ の依存性を示したグラフである.この結果からは、重 く小さいガス惑星からの質量放出率は小さく、軽く大 きなガス惑星からは大量の質量放出が発生するという 明確な関係性を読み取ることができる.これは直感的 にも理解しやすい結果である.

図6や図7,図8の結果から、大気構造や質量放出 率の惑星半径・質量への依存性は、惑星大気の圧力ス ケールハイトに依存していることが推測される。圧力 スケールハイトの惑星半径・質量への依存性と、散逸 する大気のエネルギー収支を考慮すると、質量放出率 の惑星半径・質量への依存性の大まかな依存性を導出 することが出来る。質量放出率には、次のような依存 性があると考えられる。

$$\frac{1}{2}\dot{M}v_{\rm esc}^2 \propto 4\pi R_{\rm p}^2 \rho(r_{\rm c}) v_{\rm A} \langle \delta v^2 \rangle.$$
(9)

ここで \dot{N} は質量放出率, v_{esc} , v_A , δv はそれぞれ表面 での脱出速度, アルフヴェン速度,表面での速度分散 である.また r_c は,MHD波動の散逸によって大気が 急激に加速され始める場所である.式(9)の左辺は単 位時間あたりに惑星から散逸していく大気が運ぶ運動 エネルギー,右辺は r_c の位置でのエネルギーフラック スを意味する.質量放出率は,惑星からの質量放出が 駆動されている高度での密度が大きい方がより大きく なる.すなわちここでの r_c の位置での密度が質量放出 率を大きく左右することになる.ここで,静水圧平衡 と等温大気を仮定した場合の大気の密度分布は

$$\rho(r) = \rho_0 \exp\left(-\frac{r - R_{\rm p}}{H_0} \frac{R_{\rm p}}{r}\right) \tag{10}$$

となる. ただしH₀は大気の圧力スケールハイトである. ホットジュピターからの大気散逸現象は流体力学的で あり, さらに我々のモデルである磁気流体波動の散逸 による質量放出の駆動の場合は散逸する大気は激しい 時間変動性を持っているため,大気の高層部分はもは や静水圧平衡でも等温でもない.しかし,質量放出が 駆動されている高度より下の領域では,大気は十分に 静水圧平衡で近似でき,またほとんど等温であるとみ なすことが出来る.そのため,質量放出が駆動されて いる高度の大気密度を求めるときに式(10)を用いるこ とが出来る.式(9)と(10)より,質量放出率のパラメ ータ依存性は次のように表すことが出来る.

$$\dot{M} \propto \frac{R_{\rm p}^3}{M_{\rm p}} \exp\left(-\frac{G}{c^2} \frac{r_{\rm c} - R_{\rm p}}{r_{\rm c}} \frac{M_{\rm p}}{R_{\rm p}}\right). \tag{11}$$

これが,ガス惑星からの質量放出率の,惑星の半径・ 質量への依存性を表す関係式である.この部分に関す るより詳細な記述は,我々の論文[23]を参照されたい.

5. 議論

5.1 ホットネプチューンGJ 436bへの応用

ここまでは,主にホットジュピターの高層大気構造 や大気散逸現象に磁気流体波動が及ぼす影響について



図9:惑星表面での速度分散と質量放出率の関係性. 横軸は速度 分散を表面での音速で規格化した値,縦軸は質量放出率で ある。



図10:質量放出率の時間変動性. 横軸が計算開始からの経過時 間,縦軸が質量放出率を表している. 実線,破線,点線 はそれぞれ表面での速度分散の値が音速の7%,8%,10% の場合の質量放出率の変化を表している.

の数値シミュレーションを行い,結果の考察を行った. ホットジュピターからの大気散逸現象はこれまでに数 例観測されているが,最近はさらに小さい惑星からの 大量の大気散逸の兆候を検出したという報告もある. ここでは,GJ 436bにおける大気散逸現象の観測結果 と従来の大気散逸の理論モデルの間の問題点について 概説したのち,この惑星へ我々のモデルである磁気流 体波動による質量放出の駆動機構を適用した結果につ いて紹介する.

GI 436b は太陽系から比較的近い位置にある M 型星 GI 436まわりにある、視線速度法によって発見され た惑星である[37]. 後にトランジットも検出されてお り[38], 質量や半径がよく調べられている惑星である. この惑星の質量は1.35海王星質量であり[9], 半径も 海王星とほぼ同程度である[39]. また, 軌道長半径は 0.029 AUと主星に非常に近い所を公転している惑星 であり、典型的な短周期惑星の一種である、そのため、 高温の海王星型惑星ということで"ホットネプチュー ン"と呼ばれることが多い.(主星の光度が小さいため 軌道長半径が小さいものの惑星の表面温度はやや低く、 "warm Neptune"と表現されることもある). 最近に なってGI 436bの紫外線でのトランジット観測が行わ れ、この惑星が大量の大気散逸を起こしていることや、 巨大な外気圏を持っていることが分かってきている [40, 9]. この惑星の可視光でのトランジット深さは, 惑星のサイズが小さいためわずか~0.69 %である.し かし、紫外線のライマンアルファ線でのトランジット 観測では、トランジット深さは可視光よりも遥かに深 い~56.2%という値を示したことが分かっている[9]. またトランジットへの入りは可視光よりも2時間ほど 早く、トランジット継続時間も遥かに長時間であった. さらに紫外線でのトランジット光度曲線は大きな非対 称性を持つことも明らかにされた。この特異な紫外線 トランジットの特徴は、この惑星から散逸していく大 気によって作られる。巨大な彗星の尾のような構造に よって引き起こされていると考えられている[9,41].

GJ 436bから散逸する大気の粒子シミュレーション がBourrierらによって行われており、散逸する大気 への主星からの輻射圧を考慮することによって彗星の 尾状の構造が形成されることが示され、またその構造 によって観測的な特徴を説明出来ることも分かってい る[41].彼らのモデルでは、惑星の重力圏外端を計算 の内側境界に取っており、その場所での物理量(質量 放出率や大気の動径方向の速度)は境界条件として手 で与えている.それによると、GJ 436bからの質量放 出率は10⁸ - 10⁹g s⁻¹,重力圏外端での動径方向の速 度が≥30 km s⁻¹であった場合、紫外線トランジット の観測的特徴を再現できるということが指摘されてい る.しかし、従来のXUV加熱による大気散逸駆動モ デルをこの惑星に適用した結果として得られる重力圏 外端における動径方向の速度は1 - 10 km s⁻¹であり, 観測結果を再現するのに必要な速度まで加速すること が出来ないということも指摘されている[41].さらに、 質量放出率や外気圏の構造に時間変動性があることも 示唆されているため、これらの特徴を説明するために は従来のモデルとは別の(あるいは追加の)メカニズ ムが必要であると考えられている.

我々はこの惑星のパラメータに合わせた MHD シミ ュレーションを行い. GI 436bの観測的特徴を説明す るための条件を実現できるかについて考察した.惑星 の半径と質量はGI 436bの値とし、表面温度は主星の 光度と軌道長半径から得られる平衡温度である800 K とした.惑星表面での速度分散(=乱流の強さ)は不 明であるため、これをパラメータとして扱い、惑星の 大気構造や質量放出率の依存性を調べた。また、磁場 強度は惑星全体で平均して~1Gとなるように設定し、 磁束管のフィリングファクターは3章で設定したもの と同じ値を用いている.3次元の大気モデルからは、 ホットジュピターの大気と同様に、ホットネプチュー ンの大気の場合も大気の金属量に関わりなく高速の大 気循環を持つことが示唆されている[42].従って、GJ 436bの大気にも強い大気循環に起因する一定の強度 の乱流が存在し、大気の速度分散があることが期待さ れる.

まずは質量放出率の結果から紹介する. 図9は惑星 表面での速度分散を変化させた時の質量放出率の依存 性を示したグラフである. これまでの結果と同様に, 速度分散を大きくすると惑星からの質量放出率も大き くなっていることが分かる. 観測から示唆されるGJ 436bからの質量放出率は10⁸ – 10⁹g s⁻¹であるため[9, 41],表面での速度分散が音速の~7 – 8 %の場合は, 質量放出率を説明することが出来るということが分か る. また図10は質量放出率の時間変動を示している. 図9で示した質量放出率は十分長い時間で平均を取っ



図11:動径方向の速度のスナップショット、横軸に惑星表面からの距離を惑星半径で規格化した値、縦軸に動径方向の速度を取っている.この図においては、グラフの右端が重力圏の外端に相当する位置になっている.図はそれぞれ、表面での速度分散が音速の7%、8%、10%の時のものである、また時刻は、計算開始からの経過時間を惑星の横断時間で規格化したものを表示している.

たものだが,時間変動を見ると1-2桁程度の質量放 出率の変動があることが分かる.表面での速度分散が 音速の7%の時は質量放出率は~10⁷-10⁹g s⁻¹の間



図12:重力圏外端における,散逸する大気の動径方向の速度の時間変動.横軸は計算開始からの経過時間を時間を単位として表しており,縦軸は重力圏外端での動径方向の速度である.実線,点線はそれぞれ表面での速度分散が音速の7%,8%の場合を表している.



図13:重力圏外端における動径方向の速度と、惑星表面での速度分散の依存性、横軸が惑星表面での速度分散を音速で規格化した値、縦軸が重力圏外端での散逸する大気の動径方向の速度である、黒の四角が、それぞれの速度分散の時の動径方向の速度の平均値を示したものであり、エラーバーの範囲は速度の変動の幅を示している、すなわち、エラーバーの上端はそれぞれの速度分散の時の動径方向の速度の最大値、下端は最小値を表している。

を変動し, 音速の8 %の時は~10⁸ - 10⁹g s⁻¹の間を 変動しており, おおむね観測から示唆される質量放出 率の範囲の値を取っている.

計算の結果, GJ 436bからの質量放出率は我々のモ デルを用いて説明出来るだけの値が得られることが分 かった.しかしもう一つの重要な要素は, 散逸してい く大気の重力圏外端における動径方向の速度である. まずは動径方向の速度分布の様々な時刻でのスナップ ショットを図11に示す.表面での速度分散が音速の7 %、8%、10%の場合の3種類の結果を示している. 時間は惑星の横断時間で規格化してあり、このセット アップの場合は、t = 1.0が~2.9時間に対応している. 全てのケースと時刻において、大気下層部ではほぼ静 水圧平衡状態にあり、速度もほぼ0 km s⁻¹である. 上空ではMHD波動の散逸によって大気が急激に加速 されていることが分かる.大気の動径方向の速度は時 間変動性が大きく、重力圏の外端に相当する位置(グ ラフの右端)での速度は、場合によっては~60 km s⁻¹ に到達することもあることが分かった.

さらに、重力圏外端での散逸していく大気の動径方 向の速度の時間変動を図12に示した。図11に現れて いるような、速度の激しい時間変動がこの図にも現れ ていることが分かる、重力圏外端における動径方向の 速度は、低速時は~10 km s⁻¹、高速時は~50 km s⁻¹ に達し、速度分散が音速の8%の時は最大で~60km s⁻¹に達することもあることが示された.速度の変動 は、1時間程度の短い周期での変動や、数時間周期の 長い周期での変動などがあり、速度が複雑に変動して いる様子が分かる.先行研究による大気散逸の粒子シ ミュレーションによると、観測結果の再現には重力圏 外端で≥ 30 km s⁻¹の速度が必要であったが, 磁気流 体波動の散逸を考慮した本モデルでは、時間変動はあ るものの動径方向の速度は30 km s⁻¹よりも十分高速 に加速され得るということが分かる. ここで強調して おきたいのは、図12に示されている、動径方向の速 度が十分高速に加速されている時は、質量放出率も観 測から示唆される値と整合的な値を取るという点であ る.これらの結果は、GI 436bからの大気散逸現象に おいては、惑星大気中での磁気流体波動の散逸によっ て質量放出が駆動され、同時に大気が高速に加速され ているという事を強く示唆している[43].

最後に, 散逸する大気の重力圏外端における動径方 向の速度の, 惑星表面での速度分散への依存性を示し たものが図13である. 質量放出率は表面での速度分 散の増大に対して単調に増加しているが, 散逸する大 気の速度の依存性は単調ではないことが分かる. 速度 分散が小さい領域では, 動径方向での速度は速度分散 が大きくなるにつれて速くなる. 速度分散が小さい場 合はMHD波動として注入されるエネルギーが小さい ことを意味しており, その分だけ大気の運動エネルギ ーに変換できるエネルギー自体が小さいことになる.

さらにこの場合, MHD 波動の散逸によって上空に持 ち上げられる大気が少ないため大気密度の減少が急に なる. このような大気の密度勾配が急な状況では. 大 気中でのMHD波動の反射が増幅されて上空に到達す るエネルギーが少なくなることにより、 散逸する大気 を十分に加速することができなくなる。そのため速度 分散が比較的小さい領域では、速度分散を大きくする と上空の速度はより大きくなる.一方で、さらに速度 分散を大きくすると今後は上空の速度が減少に転じる ことが分かる. 今回のGI 436bのパラメータで行った 計算においては、重力圏外端における動径方向の速度 の最大値(時間平均した値)は、表面での速度分散が 音速の8 %の時に最大値~30 km s⁻¹を取ることが判 明した.また.最高速度で見た場合にも.同じ速度分 散の時に最大値~60 km s⁻¹を取ることが分かる.速 度分散が大きい時はより多くのエネルギーがMHD波 動として注入されていることになり、より多くの大気 を持ち上げて大気散逸を促進することが出来る. その ため質量放出率は右肩上がりで増加していくが、上空 の大気密度が大きくなることによって逆に加速がしづ らくなるという現象が発生している。これは、密度が 高いために加速がしづらくなっているということと、 輻射損失によって失われるエネルギーが増加してしま う事に起因している、そのため、散逸する大気の動径 方向の速度という点では、最も加速がされやすいエネ ルギーの注入量というものが存在するということにな る.

これらの結果より,GJ 436bからの大気散逸現象に おいて,大気中の磁気流体波動の散逸によって駆動さ れる質量放出と散逸する大気の加速は重要な役割を果 たしていることが示唆される.惑星表面での速度分散 が音速の~7-8%の場合,観測から示唆されている 質量放出率と整合的な値が得られることが分かった. さらにその際に,従来のXUV加熱による大気散逸で は説明が困難であった,散逸する大気の動径方向の大 きな速度も同時に説明出来ることも示した[43].さら に我々のモデルでは大気構造や質量放出率には大きな 時間変動性があるため,観測から存在が示唆されてい る紫外線トランジットの時間変動についても,磁気流 体波動の散逸による質量放出の駆動によって説明が出 来る可能性がある.今後の更なる研究から,質量放出 率や大気構造などから,惑星表面での乱流や磁場の強 度などの物理量に制限をかけることが期待される.

5.2 磁気流体波動が駆動する質量放出の観測 的特徴

本稿で度々触れたように、ガス惑星からの質量放出 や高層大気構造は紫外線でのトランジット観測から探 ることが出来る.ここでは、磁気流体波動の散逸によ って駆動される質量放出現象の観測的特徴やその検出 可能性について簡単に議論したい.質量放出の駆動源 として有力視されているものは、主星からのXUV 加 熱による流体力学的流出の駆動であり、これによって 観測値を説明出来るだけの質量放出率(≥10¹⁰g s⁻¹) が得られることが分かっている[e.g., 5].しかし我々は、 磁気流体波動の散逸による質量放出の駆動によっても、 XUV 加熱による駆動と同程度の、あるいはそれを上 回る程度の質量放出率が得られることを示してきた [23]. そのため、これらの2つを質量放出率の値のみ から区別する事は困難だと考えられる.

しかし、質量放出率の値以外の特徴、例えば質量放 出率や大気構造の時間変動性は、両者を区別するため の手段となり得るかもしれない. XUV加熱による質 量放出の場合は、 質量放出率は主星からの XUV 輻射 の光度に依存する、主星からのXUV 光度は主星の性 質によって、短期的・長期的に変動しうる。例えば、 主星でのフレア現象や、彩層活動、コロナ活動による 変動などである. そのため、もしガス惑星からの質量 放出率や高層大気構造の時間変動が観測され、その変 動が主星のXUVにおける活動と相関がある場合は. その変動はXUV加熱起源である可能性が高い.しか し主星の光度変化が無いにも関わらず質量放出率や高 層大気構造の大きな時間変動が見られる場合、あるい はその変動が主星の変動との相関が見られない場合は、 XUV 加熱だけでは説明が困難である。このような場 合は,磁気流体波動の散逸による質量放出の駆動によ って大量の大気散逸が発生しており、またそれに伴う 大きな時間変動性が見えていることが示唆される.

さらに我々のモデルは、主星からの強いXUV照射 を受けていないガス惑星からでも大量の質量放出が発 生しうることを予言する。仮に、受け取るXUVのエ ネルギーが小さいにもかかわらず大量の大気散逸が発 生しているガス惑星が観測された場合は、その惑星で は磁気流体波駆動の大気散逸が起きているはずだと予 想できる.これまでの研究では主に、ホットジュピタ ーやホットネプチューンのような短周期ガス惑星の環 境を念頭に置いてシミュレーションを行っているが、 短周期惑星ばかりが高温であるわけではない.例えば、 形成直後のガス惑星は高温であり、また大きな半径を 持っていると考えられる.このような環境では、主星 からの距離が遠くXUVの照射は弱いものの、惑星が 磁場を持ち大気に一定の強度の乱流が存在すれば、磁 気流体波動が駆動する質量放出が発生する可能性があ る.半径が大きくスケールハイトも大きい分だけ質量 放出率も大きくなることが期待されるため、ガス惑星 の形成段階から形成直後の進化に影響を及ぼす可能性 も考えられる.もちろん、形成直後のガス惑星の磁場 の強度や形状、大気の乱流の様子などは未知数であり、 今後はその不定性も考慮したモデルも構築したい.

5.3 その他のパラメータ依存性

4章では、質量放出率や大気構造の速度分散依存性 と、惑星質量と半径への依存性について述べた.その 他に結果に影響を与えうる要素としては、惑星磁場の 強度や、磁束管のフィリングファクターなどが考えら れる.これらの依存性についても簡単に紹介したい.

磁場強度への依存性については、惑星表面で同じ大 きさの速度分散を与えた場合、定性的には磁場強度が 弱い場合は質量放出率が増加する傾向にある.これは、 磁場が弱い場合に磁気流体波動が大気中で散逸する効 率が上昇し、高層大気を加熱したり質量放出を駆動し たりするのに使われるエネルギーの割合が増加するこ とが原因である、先述の通り、惑星表面で注入された 磁気流体波動のエネルギーのうち大部分は大気中で反 射されて表面へと戻ってしまい、高層大気の加熱と質 量放出の駆動に使われるのはごく一部である.磁場が 弱い場合は磁気流体波動の散逸がより効率的に起きる ため、反射されずに散逸して質量放出に寄与できるエ ネルギーの割合が大きくなるため、質量放出率は大き く増加する. 逆に磁場が強い場合は磁気流体波動の散 逸の効率が悪くなるため、 質量放出率は減少する傾向 にある. どの磁場強度の範囲までこの傾向が見られる のかという点については、今後のさらなる計算で明ら かにしていきたい。

また磁束管のフィリングファクターは,惑星の持つ 磁場の強度や形状によって変化する.フィリングファ クターが小さく磁束管の開きが小さい場合は、大気中 での磁気流体波動の反射が増幅されるため上空へ通過 できるエネルギーが減少し、質量放出率は減少すると 考えられる.これらの磁場強度や磁場の形状への依存 性の定量的な理解も、今後の研究の中で追求していき たい.

6. まとめと今後の展望

本研究では、ガス惑星大気中における磁気流体波動 の散逸によって引き起こされる質量放出現象について、 MHDシミュレーションを行うことによって定量的な 評価を行った. ガス惑星が固有の磁場を持ち, 惑星表 面に乱流が存在する場合は、MHD 波動が励起されて 上空へ伝播し,高層大気でMHD 波動が散逸すること によって高層大気を加熱する. また高層大気からの流 体力学的流出を駆動して、大きな質量放出率が実現さ れることが分かった.ホットジュピターに典型的と考 えられるパラメータを用いてシミュレーションを行っ たところ、様々な紫外線トランジット観測から推定さ れているホットジュピターからの質量放出率である $10^{10} - 10^{12}$ g s⁻¹と整合的な値を取り得ることが分かっ た、またこの値は、これまでに提案されていた主星か らのXUV加熱による大気散逸の駆動モデルと同程度 になることも分かった. そのため,磁気流体波動の散 逸が駆動する質量放出は, XUV 加熱モデルと並んで ガス惑星からの主要な大気散逸の駆動機構になり得る ということが示された. さらに磁気流体波動の散逸に よって高層大気は数千K以上に加熱され、高層大気構 造や質量放出率は大きな時間変動性を持つということ も分かった、これは、ガス惑星大気中での磁気流体波 動は惑星の大気構造を考える上で無視できない影響を 及ぼすという事を意味している.

質量放出率や大気構造は、様々なパラメータに依存 する.ここでは惑星表面での大気の乱流の強度に対応 する、大気の速度分散への依存性と、惑星の半径と質 量への依存性について評価を行った.その結果、質量 放出率は速度分散が大きくなるに連れ増大し、また速 度分散が音速の10%程度より大きければ観測値を説 明できることが分かった.また、大きく軽い惑星では 質量放出率は大きく、小さく重い惑星では小さくなる. この特性は大気の加熱が起き、質量放出が駆動されて いる高度における大気の密度と密接に関係しており, 大気の圧力スケールハイトと散逸する大気のエネルギ ー収支から,質量放出率の惑星半径・質量への依存性 を解析的に導出することが出来た.

さらにこのモデルを,紫外線で特徴的なトランジッ トを示すホットネプチューンGJ 436bに適用した.そ の結果,表面での速度分散が音速の7-8%の時に観 測からの推定値と整合的な質量放出率が得られること が判明し,従来のモデルであるXUV加熱では説明が 困難だった,散逸する大気の動径方向の大きな速度も 我々のモデルによって説明できることも示した.その ため,この惑星からの大気散逸現象では,磁気流体波 動の散逸が駆動する質量放出現象が重要な役割を果た しているということが強く示唆される.

今後の展望としては、XUV加熱による大気散逸の 駆動と組み合わせたモデルを構築し、どのような環境 でどちらの大気散逸駆動機構が支配的になるかという 点や、その観測的特徴や観測可能性について追求して いきたい、我々のモデルでは、質量放出率、高層大気 構造共に、主星の活動との相関がない大きな時間変動 の存在を予言する、そのため、これらの時間変動の詳 細な観測と理論の組み合わせによって、ガス惑星での 質量放出の駆動機構についての理解が進むことが期待 される、また、ホットジュピターやホットネプチュー ン以外の惑星、例えばより低温のガス惑星であったり、 高温の大気を保持する岩石惑星などからの磁気流体波 動駆動の質量放出現象の可能性についても検討したい.

謝 辞

本研究の遂行や本稿の執筆に関して,名古屋大学の 小林浩氏に多くの有意義なコメントや助言を頂きまし た.また,東京工業大学の黒川宏之氏,名古屋大学の 國友正信氏には,本研究に関する様々な議論に付き合 って頂きました.この場を借りて皆さまに感謝いたし ます.本研究を遂行するにあたり,名古屋大学博士課 程教育リーディングプログラム「フロンティア宇宙開 拓リーダー養成プログラム」からの援助を頂きました.

参考文献

[1] Borucki, W. J. et al., 2010, Science 327, 977.

- [2] Mayor, M. and Queloz, D., 1995, Nature 378, 355.
- [3] Charbonneau, D. et al., 2002, ApJ 568, 377.
- [4] Vidal-Madjar, A. et al., 2003, Nature 422, 143.
- [5] Lammer, H. et al., 2003, ApJL 598, L121.
- [6] Lecavelier des Etangs, A. et al., 2010, A&A 514, A72.
- [7] Fossati, L. et al., 2010, ApJL 714, L222.
- [8] Ehrenreich, D. et al., 2012, A&A 547, A18.
- [9] Ehrenreich, D. et al., 2015, Nature 522, 459.
- [10] Vidal-Madjar, A. et al., 2004, ApJL 604, L69.
- [11] Schlawin, E. et al., 2010, ApJL 722, L75.
- [12] Vidal-Madjar, A. et al., 2013, A&A 560, A54.
- [13] Yelle, R. V., 2004, Icarus 170, 167.
- [14] Holmström, M. et al., 2008, Nature 451, 970.
- [15] Ekenbäck, A. et al., 2010, ApJ 709, 670.
- [16] Lecavelier des Etangs, A. et al., 2012, A&A 543, L4.
- [17] Adams, F. C., 2011, ApJ 730, 27.
- [18] Lecavelier Des Etangs, A. et al., 2011, A&A 533, A50.
- [19] Sirothia, S. K. et al., 2014, A&A 562, A108.
- [20] Kislyakova, K. G. et al., 2014, Science 346, 981.
- [21] Vidotto, A. A. et al., 2010, ApJL 722, L168.
- [22] Alexander, R. D. et al., 2016, MNRAS 456, 2766.
- [23] Tanaka, Y. A. et al., 2014, ApJ 792, 18.
- [24] Tanaka, Y. A. et al., 2015, ApJ 809, 125.
- [25] Matsumoto, T. and Suzuki, T. K., 2012, ApJ 749, 8.
- [26] Goldstein, M. L., 1978, ApJ 219, 700.
- [27] Kopp, R. A. and Holzer, T. E., 1976, Solar Physics 49, 43.
- [28] Suzuki, T. K. and Inutsuka, S.-i., 2005, ApJL 632, L49.
- [29] Suzuki, T. K. and Inutsuka, S.-i., 2006, Journal of Geophysical Research (Space Physics) 111, 6101.
- [30] Sano, T. et al., 1999, Proceedings of the International Conference on Numerical Astrophysics 1998, 383.
- [31] Tsuneta, S. et al., 2008, ApJ 688, 1374.
- [32] Matsumoto, T. and Kitai, R., 2010, ApJL 716, L19.
- [33] Burrows, A. et al., 2003, ApJ 594, 545.
- [34] Fortney, J. J. et al., 2007, ApJ 659, 1661.
- [35] Showman, A. P. and Guillot, T., 2002, A&A 385, 166.
- [36] Knutson, H. A. et al., 2007, Nature 447, 183.
- [37] Butler, R. P. et al., 2004, ApJ 617, 580.
- [38] Gillon, M. et al., 2007, A&A 472, L13.
- [39] Knutson, H. A. et al., 2011, ApJ 735, 27.
- [40] Kulow, J. R. et al., 2014, ApJ 786, 132.

- [41] Bourrier, V. et al., 2015, A&A 573, A11.
- [42] Lewis, N. K. et al., 2010, ApJ 720, 344.
- [43] Bourrier, V. et al., 2016, A&A, accepted.

エポックメイキングな隕石たち(その8): ~Tenham隕石~小惑星から探る地球マントル物質~

富岡 尚敬

2016年2月5日受領, 査読を経て2016年4月4日受理.

(要旨)激しい衝撃変成を経験した隕石には、衝撃時の高温高圧下で形成された高圧鉱物が含まれている. これらの高圧鉱物は隕石の主要な母天体である小惑星における衝突現象についての情報のみならず、地球マ ントル物質の物理化学的性質にも様々な示唆を与えてくれる.

1. はじめに

今から一世紀以上前に遡る1879年、オーストラリ ア・クイーンズランド州のステップ地帯(25°44'S、 142°57'E)で流星雨が観察された.そこで多数発見さ れた石質隕石は、地名にちなんでTenham(テンハム) 隕石と名付けられた.このうち、大英博物館に所蔵さ れているコレクションは最大で、数量102個、総重量 約49 kgに及ぶ[1].Tenhamは普通コンドライトに分 類されており、一見しただけではありふれた隕石であ る.そのためか、その後90年近くもの間、Tenham が研究されることはなかった.しかし、1960年代の 終わりに始まった詳細な鉱物学的記載により、 Tenhamは数々の高圧鉱物を内包していることが明ら かとなり、衝撃変成の研究で最も有名な隕石の一つと なった.

2. 高圧鉱物の発見史

地球深部を構成する鉱物の多くはケイ酸塩や酸化物 の高圧相と考えられている。そのため、鉱物物理学者 はレーザー加熱ダイヤモンドアンビルセル、川井型マ ルチアンビル装置といった高温高圧発生技術を駆使し、 高圧相の安定領域を探る研究を1960年代より精力的 に続けている。その結果、主要な造岩鉱物組成におけ る高温高圧下での相関係が明らかとなった. 天然試料 については, 合成された試料から得られた結晶学的デ ータに基づいてキャラクタリゼーションが行われるケ ースが大半である. 当初は人工物でしかなかった石英 の高圧相が, 1960年代初めにコーサイト, スティシ ョバイトとしてアリゾナのバリンジャー隕石孔から発 見されたことで, 高圧鉱物は衝撃変成に伴う高温高圧 発生の直接的な証拠として一躍脚光を浴びることにな った. しかし, それら高圧鉱物の存在量は非常に小さ く, 隕石孔試料から高圧鉱物を抽出するには大量の砂 岩のフッ化水素酸処理という根気のいる作業が必要で あった.

一方,地球外物質である隕石からは、十数GPaを 越える超高圧下で安定なケイ酸塩高圧相が数々発見さ れている。中でも高圧鉱物について最も多くの報告が されている普通コンドライト隕石は、カンラン石、輝 石、斜長石、Fe-Ni金属、トロイライトを主要構成鉱 物とする。1969年にTenham中からカンラン石の化 学組成を持つスピネル構造相が天然で初めて発見され、 地球科学の巨人であるA. E. Ringwoodにちなんでリ ングウッダイトと名付けられた[2](表1).その翌年に は、Coorara隕石から輝石組成を持つ立方晶ガーネッ ト相が発見された(鉱物名:メージャライト)[3].強い 衝撃を受けた隕石中の高圧鉱物は隕石孔の試料と比べ ると生成率が高いが、それでも試料のごく限られた領 域にしか存在しない.また、隕石の鉱物組み合わせは 複雑であることが多いため、一般的な粉末X線回折に

^{1.} 海洋研究開発機構 高知コア研究所 tomioka@jamstec.go.jp

鉱物名	結晶構造	化学組成*	文献
wadsleyite	変形スピネル	Mg ₂ SiO ₄	Putnis and Price (1979) ^{\dagger}
ringwoodite	スピネル	Mg ₂ SiO ₄	Binns et al. (1969) ^{\dagger. \ddagger}
majorite	ガーネット(立方晶)	MgSiO ₃	Price et al.(1979)
majorite	ガーネット(正方晶)	MgSiO ₃	Xie and Sharp(2007) [†] , Tomioka et al.(2016)
akimotoite	イルメナイト	MgSiO ₃	Tomioka and Fujino(1997) [†] , Tomioka and Fujino(1999) [‡]
bridgmanite	ペロヴスカイト	MgSiO ₃	Tomioka and Fujino(1997) [†] , Tschauner et al.(2014) [‡]
lingunite	ホランダイト	NaAlSi ₃ O ₈	Tomioka et al.(2000) [†]

表1: Tenham隕石中の高圧鉱物.

*化学組成は端成分(主要成分)で表されている.

†天然試料として初めての記載を行った文献.

‡新鉱物として命名を行った文献.

よる結晶構造同定は容易ではない.しかし,1970年 代初頭から透過電子顕微鏡(TEM)が用いられるよう になったことで,サブミクロンスケールの微小な結晶 粒子一つ一つから,電子線回折パターンが取得できる ようになった.この技術革新により,Tenham中にカ ンラン石組成の変形スピネル相(鉱物名:ワズレイア イト)が新たに発見された(表1).

その後の20年近くは高圧鉱物の記載は忘れられた 感があったが、1990年代後半に入り、ドイツ・バイ ロイト大、米国・アリゾナ州立大、日本では筆者らの グループがエネルギー分散X線分光装置(EDS)付き の透過電子顕微鏡(ATEM)を、衝撃を受けた隕石の 研究に応用した。ATEMはサブミクロンスケールで 複数の鉱物が入り交じり合う試料において、個々の粒 子の結晶構造と化学組成の決定を可能にした.また、 放射光による高輝度X線を用いた微小試料の回折実 験が身近になったこともあり、現在に至るまで高圧鉱 物の発見と命名の激しい競争が繰り広げられている.

このような微細試料の分析技術の発展により,カン ラン石の高圧相以外でも,Tenhamからは輝石組成の イルメナイト相(アキモトアイト),ペロヴスカイト相 (ブリッジマナイト),斜長石組成のホランダイト相(リ ングンアイト)が次々に発見された(表1)[4].天然に 見出された鉱物は,その化学組成と結晶構造の組み合 わせが既知の鉱物と異なることが国際鉱物学連合 (IMA)に認められると,鉱物種として固有の名前が 与えられる.リングウッダイト同様,上記に示した高 圧鉱物の名前はいずれも高圧物性や高圧地球科学に貢 献のあった研究者に由来している.新鉱物としては承 認されていないが,最近,低 Ca 輝石組成をもつ低対称の正方晶ガーネット相(メージャライト)が,著者らの詳細なATEM観察により完全に記載された[5].

3. Tenhamの衝撃組織と高圧鉱物の産状

Tenhamは母天体の熱変成作用におけるコンドルー ルとマトリックスの組織的,化学的均質化が進んだ平 衡コンドライトであり(岩石学タイプ6),化学的グル ープはL型の普通コンドライトに属する.この隕石の 大きな特徴は,試料全体にわたって主要構成鉱物のケ イ酸塩鉱物に特徴的な割れや変形の組織が見られるこ とである.また局所的にも幅1 mm以下程度の黒色の 脈状組織(ショックベイン)(図1)や局所的な溶融組



図1: Tenhamコンドライト(L6)の衝撃溶融脈(ショックベイン) の光学顕微鏡写真. 脈中に見られる青い粒子はリングウッ ダイト[(Mg,Fe)₂SiO₄スピネル].



図2: Tenhamのショックベイン中に見られる高圧鉱物の透過電 子顕微鏡写真. Maj:メージャライト[(Mg,Fe,Ca) (Al,Si) O₃-立方晶ガーネット], Mw:マグネシオヴスタイト [(Mg,Fe)O]. 高圧下でのコンドライトメルトから結晶化 したメージャライトには, Fe-Ni-Sに富む球状の包有物が 多数含まれる.



図3: Tenhamのショックベイン中の岩片に見られるメージャラ イト[(Mg,Fe)SiO₃-正方晶ガーネット]集合体の透過電子顕 微鏡写真. 母岩中の低Ca輝石の固相転移により形成された.

織(メルトポケット)を持つ. これらの組織は, Tenhamがかつて強い衝撃変成に晒され,母岩のコンドライトが局所的に融解したことを示している. また, これらのメルト近傍を偏光顕微鏡で観察すると,カン ラン石が再結晶化していたり,斜長石が屈折率の高い 高密度ガラス(マスケリナイト)になっていることが分 かる.

高圧ケイ酸塩鉱物は2種類の産状を示す。一つはシ ョックベインやメルトポケットの里色部を構成する比 較的粗粒(数ミクロン以下)な粒子で、複数の種類の結 晶質ケイ酸塩、非晶質ケイ酸塩が混在している、また、 Fe-Ni-Sに富む物質やFe酸化物がケイ酸塩の粒間物質 や包有物として散在しているのが特徴である. Tenhamのショックベインでは、立方晶メージャライ トや単斜エンスタタイトが卓越する(図2).もう一つ は、ショックベインに取り込まれた母岩の破片として の産状である。粒形1ミクロンに満たない粒子からな り、その集合体の化学組成は母岩のケイ酸塩鉱物のも のとほぼ同じである。粒間には上記のFeに富む物質 は含まれない(図3). 前者は高圧下でのコンドライト メルトの急冷に伴う結晶化.後者は母岩の構成鉱物の 固相反応による相転移で形成されたと解釈されている [6].

4. 高圧鉱物研究の意義

衝撃圧縮では、衝撃波が鉱物粒子間を何度も反射し て圧力が平衡化するため、圧力の不均質は小さい、従 って、高圧鉱物の産状を相平衡実験の結果を比較する ことで、それぞれの隕石の衝撃圧力に関する情報を得 ることができる、例えば、ブリッジマナイトは約22 GPa以上の圧力で安定である、この圧力はTenhamが 経験した衝撃圧の下限を示している、また、隕石母天 体で生じた衝撃圧力は他の天体との相対衝突速度の関 数である、この隕石の物性値を主要な構成鉱物である カンラン石の値で近似することで衝突速度を見積もる と、Tenhamの母天体は約2 km/s以上の相対速度で 他の小天体と衝突をしたと推定される。

一方、衝撃による温度上昇は極めて不均質である. 特にずれ破壊による摩擦が生じやすい部分では、母岩 の平均的な衝撃温度より高い温度が生じる.ショック ベインが形成されるのはこのためである. Tenhamの ショックベイン自体の温度は、リキダス相(メルトの 冷却時に最初に晶出する相)である立方晶メージャラ イトの安定条件から約2000 ℃と見積もられる. ショ ックベインが形成された後の冷却プロセスは、非溶融 の母岩との間の熱伝導で制約される. 新たにショック ベイン中の岩片に発見された正方晶メージャライトの 結晶構造では、6配位サイト中の陽イオンの秩序度は、 冷却速度が高いほど小さくなると考えられている.そ こで、陽イオン秩序度に敏感な(101)結晶面の電子線 回折強度を合成試料のものと比較することで、溶融脈 の冷却速度は10³℃/秒をこえると見積られた[5].こ のように大きな冷却速度を達成するためには、衝撃圧 縮による Tenhamの平均的な温度上昇は約900℃を越 えないことも、熱拡散の計算から明らかになった[5].

衝撃圧縮による温度発生は、衝撃前のターゲット物 質の空隙率に大きく依存する.上記のように鉱物学的 に推定される隕石試料の平均的な衝撃温度と、衝撃の 状態方程式から理論的に得られた値を相互比較できれ ば、隕石の母天体を形成する物質の初期密度を知る手 がかりとなるに違いない.更に個々の隕石の温度圧力 履歴に加えて、アルゴンーアルゴン法などによる隕石 の衝撃年代が蓄積されれば、太陽系小天体の初期物性・ 衝突速度・衝突頻度の時間変遷を追うことができるよ うになることが期待される.

前述のとおり、隕石中の高圧鉱物は地球深部ではマ ントル遷移層(410-660 km)から下部マントル(660 - 2900 km) にかけての主要鉱物でもある. 惑星物質 としての高圧鉱物もまた,地球深部を理解する上で重 要な示唆を与えてくれる。高圧相の変形実験が一般的 でなかった1980年代初めには、透過電子顕微鏡によ り隕石中の高圧鉱物の欠陥組織の観察が行われた. Tenham においてもリングウッダイトの転位のすべり 系が決定され、マントル深部のレオロジーに関する議 論が行われている[7].また,隕石母岩の鉱物とその 高圧相の共生組織や結晶方位関係は、地球深部でのケ イ酸塩鉱物の相転移メカニズムを知る手掛かりともな る. Tenhamでは、低Ca輝石とその高圧相のアキモ トアイトとの間に特定の結晶方位関係をもつ互層組織 が発見され、その結果を元にマントルに沈み込む海洋 プレート内での輝石からアキモトアイトへの無拡散型 高圧相転移モデルが提案されている[8].

最後に余談になるが,筆者は大学院生であった 1990年代半ばに,指導教官にTenhamの試料を入手 していただいた.アメリカの隕石ディーラーから購入 したTenhamは,握りこぶし半分程度の大きさ(約 144g)でわずか5万円ほどの価格であった.これだけ の投資で,著者が関わった分だけでも多くの発見があ った.今後も長い付き合いになりそうな隕石である.

謝 辞

木村眞氏,野口高明氏,岡崎隆司氏には本稿執筆の 機会を与えて頂き,粗稿を読んで頂きました.久保友 明氏には高圧地球科学の立場から丁寧な査読をいただ きました.また,Tenham隕石の鉱物記載に関して, 藤野清志氏,森寛志氏,宮原正明氏,伊藤元雄氏とは 多くの議論をさせていただきました.これらの方々に この場を借りてお礼申し上げます.

参考文献

- [1] Spencer, L. J., 1937, Mineral. Mag. 24, 437.
- [2] Binns, R. A. et al., 1969, Nature 221, 943.
- [3] Smith, J. V. and Mason, B. 1970, Science 168, 832.
- [4] 例えば, Gillet, P. et al., 2000, Science 287, 1633.
- [5] Tomioka, N. et al., 2016, Sci. Adv. 2, e1501725.
- [6] Stöffler, D., 1997, Science 278, 1576.
- [7] Madon, M. and Poirier, J. P., 1980, Science 207, 66.
- [8] Tomioka, N., 2007, J. Mineral. Petrol. Sci. 102, 226.

一番星へ行こう! 日本の金星探査機の挑戦 その27 ~金星の新しい姿をとらえる「あかつき」IR2,本格始動!~ 佐藤 毅彦^{1,2},中村 正人¹,上野 宗孝³,上水 和典⁴,鈴木 睦¹, 今村 剛¹,山崎 敦¹,山田 学⁵,佐藤 隆雄¹,笠羽 康正⁶, はしもと じょーじ⁷,木股 雅章⁸,吉田 誠至⁹

(要旨) 2015年12月7日の金星周回軌道入り以来, IR2カメラによる金星観測は順風満帆というわけではなかった. 三ヶ月に及ぶ長い苦労の時期を乗り越えて, 2016年3月からはいよいよ本格的に金星撮像データを取得できるようになった.

1. はじめに

3月に発行の本誌(第25巻 第1号)に掲載された「そ の26」[1]では、「あかつき」が金星周回軌道に入ってす ぐに4台のカメラが撮影した金星ファーストライト画 像が紹介されています。その中で、IR2だけが他より 4日遅れで金星を撮像した理由を述べました。IR2は 一段スターリング冷凍機(住友重機械工業製)を使って PtSi検出素子(三菱電機製)を70 K以下にまで冷やす、 「一手間かかる」赤外線カメラ[2]であるため装置の立 ち上げに時間を要するわけです。万事がこの調子で、 周回軌道に入ってからの熱環境下で必要な冷却を得る のがまた大変でした、というのが今回のお話です。

2. 昼よりも夜がコワい理由(わけ)

オバケが出るから,ではありません.熱環境のこと であり,金星夜面の観測は苦労の連続だったという話

2. 総合研究大学院大学·物理科学研究科·宇宙科学専攻

- 4. 国立天文台チリ観測所(三鷹)
- 5. 千葉工業大学・惑星探査研究センター
- 6. 東北大学·大学院理学研究科·地球物理学専攻
- 7. 岡山大学・大学院自然科学研究科・地球生命物質科学専攻
- 8. 立命館大学・理工学部・機械工学科

です。金星の輝面が細くなり夜面が大きく見える位置 に「あかつき」がくると、IR2の波長1.735, 2.26, 2.32 μmフィルターの出番です。いわゆる金星大気の「窓」 [3]を利用し、雲層下の高温大気が発する熱放射を背 景とした雲のシルエットを撮像し、中下層大気のダイ ナミクスを調べるわけです。このとき大きな障壁とな るのが「太陽からの熱入射」です. 夜面の割合が大き いほど太陽と金星との見かけの離角は小さくなり、カ メラ開口部のある面(探査機 – X面)へ日光が正面近 くから当たります. こうなるとIR2への熱入力が大き くなって、必要な冷却が得にくくなります. IR2のス ターリング冷凍機は50 Wパワーで運転したとき、温 度が60 Kの冷凍機先端から約1.3 Wの熱を奪うこと ができます. 逆にいえば、これを上回る熱の流入が検 出器に対してあると、必要温度を保持できなくなって しまうのですね、そして設計上、平衡状態において冷 凍機が奪う熱の9割ほどがフィルターホイールを含む 光学系(ニコン製)からやってくることになっています [2]から、開口面側からの熱入力とそれに伴う光学系 の温度上昇は大問題となるわけです。

2016年1月15~17日の三日間,最初の金星夜面撮 像機会が訪れました.そのときのIR2冷凍機運転パワ ーは35W.地球との通信時,つまり高利得アンテナ (XHGA)のある探査機+Z面が地球を向いているとき の光学系温度は,約195 Kでした.これが金星観測姿 勢になると,10 K以上も上昇してしまい,それに引 きずられるように検出器温度も上がってしまったので

^{1.} 宇宙航空研究開発機構·宇宙科学研究所

^{3.} 神戸大学・大学院理学研究科・惑星科学研究センター

^{9.} 住友重機械工業株式会社·産業機器事業部 設計部 satoh@stp. isas. jaxa. jp



図1: 2016年1月17日のIR2各部温度履歴をプロットしたもので、時間(横軸)原点は金星観測姿勢ヘマヌーバ して最初の観測プログラム実行時刻を原点としている.上から3本はフード、コンプレッサ、コールドヘッ ド温度で、太陽光入射により2時間で最高温度に達している.いちばん下の光学系はそれに引きずられ て上昇を続け、真ん中の検出器温度も同様の傾向を見せている。

す(図1). ほぼすべての画像が熱電子でサチってしま い, 唯一17日の最初の一枚(検出器温度72.6 K)にお いて, 金星昼面から遠い方の夜側リムがかすかに視認 できるという,だいぶ落胆させられる結果でした. 「こ れは, もう少し運転パワーを上げなければ」と思って いた矢先, 次の試練が訪れたのです.

3. コンタミとの闘い

次の試練、それは1月20日の日陰が明けようとして いたときのこと、冷凍機運転が突然停止してしまった のです. 正確にいえば、駆動エレキ電源はONなので すがそれがハングしたような状態となり、消費電力は 正常値よりずっと低く、運転電圧・電流・電力もゼロ となってしまう状態に陥ったのです. そのメカニズム についてまだ完全な理解には至っていないものの. ど うも冷凍機本体の中に「水分」のコンタミのあること が一因となっているらしいことが分かりました. 復旧 を試みた2月の試験で今度は、駆動エレキはコンプレ ッサを動かす正弦波電流を流しているはずなのに冷却 が効かない、つまり冷凍機内部で「動くべきものが動 いていない」状態が発生したのです、どうやら、原因 究明の間しばらく運転せずにおいたため、水分が凍り ついてコールドヘッド内のディスプレーサをロックし てしまったらしいのです. 組み立て・作動ガス(ヘリ ウム)封入から6年以上が経過しています. 金属表面 からわずかずつ水分が作動ガス中に放出され, このよ うな状態になる(ある程度不可避な現象)わけで, これ と仲良く共存してゆく道を探らねばなりません.

まずは凍りつきの解消です.2月・3月は金星夜面 の観測機会が多くありましたから、このときカメラへ の熱入力が自然と増えます.それによる自然の温度上 昇に加えて、コンプレッサおよびコールドヘッドの保 温用ヒータ設定を20℃として全体を温めたのです.3 月10日、その効果を確かめるときがきました.

4. そしてひと山を越して

3月10日の運用は、吉田(IR2のメーカーである住 友重機械工業の技術者)立会いのもと、冷凍機運転開 始のコマンドを送信しました。すると冷凍機は、なに ごともなかったかのように、起動したのです!起動の 2.5時間後には最小の実用的運転パワーである30Wへ 到達させました(周回入り後のファーストライト画像 も30W運転での取得). この時期は「夜面の季節から 昼面の季節への移り変わり」に当たっていて、-X面 への太陽光入射が、1月中旬に比べれば緩和される方 向です. そのため、うまくすれば30Wでも夜面の画 像を取得できるのではないかとにらんだのです. そし て2016年3月13日、最初のまともな金星夜面画像が



図2:2016年3月13日に撮影した金星夜面画像(波長2.26 µm). 冷凍機運転の問題を解決しながら得た,夜面の実質ファー ストライト画像である(運転パワー30W). ハイパス・フィ ルター処理により,模様のコントラストを強調している.

得られました(図2). 金星周回が始まってすでに3ヶ 月以上も経ちましたが、3月31日に開催された「金星 探査機『あかつき』試験観測中間報告に関する説明会」 [4]にはかろうじて間に合ったのでした.

さて、冷凍機再始動の第一段階はこうしてうまくゆ き、次にはますますの安定運用と高い冷却性能を獲得 しなければなりません。そこで3月15日には再び冷凍 機をOFFとし、今度は「もう少し長い時間昇温を与え る」第二段階を開始したのです。これによって水分の コンタミが冷凍機内の一部に凝集するのではなく、作 動ガス全体に拡散することでトラブルを発生させにく くなる(あるいは,性能低下までの時間を長くとれる) ことを期待したわけです。ちょうど臼田局のメインテ ナンスによる運用休みがあったためその期間も利用し、 一週間近い保温状態としたのでした。3月22日の運用 開始前に、事前に仕込んだタイムライン・コマンドで 冷凍機運転を開始し、その日のうちに30Wを経て 40W運転へと到達させることができました。これが また「新しい世界」を開いてくれたのです。

5. 驚くべき金星夜面の姿

「あかつき」から地上へダウンリンクされた画像は データ蓄積に入り、いくつかのプロセスを経たのち、



図3:2016年3月25日に撮影した金星夜面画像(波長2.26 µm). 赤道面近くから全球の雲の複雑な様相をとらえた画像として、これまでで最も詳細なもの(冷凍機運転パワー 40W). ハイパス・フィルター処理により、模様のコントラストを 強調している.

われわれ機器チームが見られるようになります.3月 25日に比較的金星近くから撮った夜面の画像,これ は冷凍機40W運転を開始して最初の近傍撮像であっ たため大いに期待したところです.できれば31日の 記者説明会に滑り込みでと思っていたのですが,残念 ながらそれには間に合いませんでした.3月25日取得 画像がサーバ上でアクセス可能になったのは4月1日 の夜,それは英国オックスフォードで開催される国際 金星科学会議[5]へと出発する前々日のことであり, 急遽プレゼンの中にそれを仕込んでロンドンへと旅立 ったのです.

4月4日に始まった会議の3日目には「あかつき」セ ッションが設けられ、私はIR2の報告で上に述べたよ うな苦労を語ってゆきます。そして15分講演のいよ いよ最後、「3月25日の1枚(波長2.26 μm、金星から の距離約10万km)」をドーンと出したところ、まだ講 演終了前でしたが満場の拍手となったのです(取材に 来ていたNatureのニュース記者も、会場のこの反応 に驚きを隠しませんでした[6]).「あかつき」到着前に ミッションを終了した欧州Venus Express は極軌道 の上、搭載機器VIRTIS-M[7]から得られるこの波長の 観測画像は256×256 画素でしたから、赤道付近から の全球画像(直径約500 画素)でこれほど鮮明に、複雑 な雲の様相をとらえたのは、まさに史上初なのです.

71

15年以上の苦労が報われた瞬間ですね.

6. エピローグ

いえいえ,まだまだ序の口です。冷凍機を手なずけ る腕は上がり,本稿執筆時には46Wで運転中です. つまり,「あかつき」IR2はこれからますます鮮明に金 星の新しい姿をとらえ,何年もの間,世界を驚かして ゆくのです!

謝 辞

文中に述べたメーカーの他,高性能遮光フードは馬 越,フィルターはフジトク(製造はBarr Associates) のお世話になりました.冷凍機のトラブルシューティ ングは,中川貴雄(JAXA宇宙科学研究所),佐藤洋一 (JAXA研究開発部門)の両氏に貴重なご助言を頂きま した.また日々の衛星運用支援の方々には厚くお礼申 し上げます.

参考文献

- [1] 中村正人ほか, 2016, 遊星人 25, 4.
- [2] Satoh, T. et al., 2016, Earth, Planets, Space 68, 1.
- [3] Allen, D. and Crawford, J., 1984, Nature 307, 222.
- [4] http://www.isas.jaxa.jp/j/topics/topics/2016/0401.shtml
- [5] https://venus2016.uk/
- [6] News report by Elizabeth Gibney, 2016, Nature 532, 157.
- [7] Piccioni, G. et al., 2007, Nature 450, 637.

遊星百景「私のお気に入りの地形」その4 ~ Asteroid 25143 Itokawa ~

出村 裕英1

前号までを見ると、皆さん思い入れのある地形を選んでいますね.少し「地形」を拡大解釈して、私の思い入れある「形」、小惑星Itokawaの全球形状 [1]を取り上げたいと思います.

私が参加していた小惑星探査機「はやぶさ」が25143 Itokawaとのランデブーで世界を驚嘆させたのは約10 年前の2005年秋のことでした.これまで実データで は確かめられていなかったRubble Pile小惑星を,文 字通り手の届く距離で初めて明らかにし[2],その外 観がScience特集号の表紙を飾りました[3]. 高々500 メートル程度の本当に小さな天体で,地形を作る営力 も外的なもの(天体衝突)のみ.それにも関わらず,「い



図1:小惑星イトカワ立体視画像2組. ST_2422903667_v, ST_2422920034_v, ST_2423370577_v, ST_2423386961_v

1. 会津大学CAIST/ARC-Space demura@u-aizu.ac.jp かにも2つの小惑星が接合した形, Contact Binary」 に見え, 異なる地質履歴を示唆する領域が複数見られ るという, 複雑で斬新な姿で魅せてくれました.

図1は小惑星Itokawaの立体視画像2組で, 白線を またいで両方の写真を重ねるようにして観察できます. 不慣れな方は, 下敷などを白線上に立てて両目で見て ください. できれば, 電子版の方が綺麗に見えるでし ょう.

どうです?宙に浮いているContact Binaryの立体 感が凄いでしょう?しばし,お楽しみください.

岩塊で覆われ粗い表面の2つの大小の塊が接してい ますよね?小惑星イトカワはよくラッコに見立てられ. 小さい方をHead, 大きい方をBodyと呼ぶ人も. 特に 頭部で顕著ですが切り欠き面(facet)が幾つか見られ [1], 輪郭不明瞭な凹部のなかには衝突地形と解釈され るものもあります[4]. Bodyでは滑らかな領域がタス キのように伸びているのが見えます。 粗い表面は Rough Terrain, 滑らかな表面はSmooth Terrainと呼 ばれます. 前者には角が生えたようなもの(Pencil Boulder)や厚いブロック(Yoshinodai Boulder)など探 査機よりも大きくて目立つ岩塊が多数あり[5]. とう てい着地できそうにありませんでした. 後者は重力ポ テンシャルの小さい領域を占め、その後のクローズア ップ画像によって2-3センチの小石で敷き詰められ ていることが分かりました[6]. 神社の玉砂利を思い 浮かべてもらえると良いでしょう. Rough Terrain表 面に見られるよりも細かい粒径のレゴリスが動いて凹 部を埋め立てた結果だと解釈されています。クローズ アップ画像で粉体流動した構造が見られたりして、飽 きさせません.

他にも色々な議論がありますが、こんな箱庭みたい な「小世界」でも多様な地質履歴を辿る手がかりが「形」 から得られること、その面白さが少しでも伝われば嬉 しく思います。

参考文献

- [1] Demura, H. et al., 2006, Science 312, 1347.
- [2] Fujiwara, A. et al., 2006, Science 312, 1330.
- [3] "About The Cover" 2006, Science 312, http://science.sciencemag.org/content/312/5778.
- [4] Hirata, N. et al., 2009, Icarus 200, 468.

- [5] Saito, J. et al., 2006, Science 312, 1341.
- [6] Yano, H. et al., 2006, Science 312, 1350.



1. はじめに

2016年2月11日と2月12日の2日間にわたり,東 京スカイツリータウンソラマチ8階にある千葉工業大 学東京スカイツリータウンキャンパスにて,「サイズ 分布ビッグピクチャー研究会」を開催した.

我々の住む宇宙におけるさまざまな場,すなわち, 太陽系・系外惑星系・星間空間・星形成領域・銀河系・ 系外銀河・銀河間空間において,固体物質がどのよう な起源であり,どのように進化していくかを知ること は,宇宙・太陽系の形成進化史を理解する上で非常に 重要である.固体物質は,宇宙の環境に応じて様々な 特徴的サイズ・サイズ分布を持って存在するため,そ れらのサイズ分布からダスト・微惑星・小天体の起源 や進化に迫る手がかりが得られる.

比較的よく知られている太陽系の火星・木星間のメ インベルト領域については,直径1000 kmのケレスか ら10 nmのβメテオロイドサイズまで,固体物質が 連続的に存在している.しかしその範囲としては,直 径にして10¹⁴というダイナミックレンジを持つため, その計測方法は望遠鏡によるリモート観測から探査機 によるその場計測まで多岐にわたり,さらにサイズ分 布を表す単位すら異なっている.そのため,固体物質 のサイズ分布をひとつの線として繋ぐことができてお らず,太陽系科学の中でも研究分野として分断された 状態にある.そこで,まず研究会の柱の1つとして,

宇宙航空研究開発機構
 国立天文台
 台湾中央研究院
 神戸大学
 千葉工業大学
 東京大学
 hasehase@isas.jaxa.jp

太陽系内におけるダスト・小惑星のサイズ分布につい て,観測事実に関する統一的な描像を得ることを研究 会の1つの目的とした.

研究会のもう1つの柱は、サイズ分布を変化させる 要因としての、惑星の形成進化過程における衝突成長・ 破壊過程の最新の理論・室内実験の知見を取り入れる ことである. さらに太陽系をも飛び出して、星間物理 学や銀河進化学におけるダストサイズ分布の起源・進 化の理論・観測を俯瞰した議論を行うことも目的とし た. これによって、固体物質の進化に共通する物理過 程を洗い出し、星間空間ダスト生成から太陽系形成を 一つのシナリオで結びつけることができる. 太陽系内 におけるダスト・天体サイズ分布はどういう物理過程 を反映しているか、銀河・星間ダストと共通する物理 過程は何か、太陽系ダストの性質に星間ダストの進化 はどれくらい反映されるのか等、マルチスケールでの 分野横断的な議論も研究会の目的とした.

2. 講演内容

講演内容プログラムについて下記に示す(敬称略).

2月11日(木·祝)-

【太陽系内サイズ分布の観測】

- 吉田二美(国立天文台)
- ・小天体サイズ分布観測(近地球~TNOs各領域)
- **諸田智克**(名古屋大学)
- ・探査機による太陽系天体表面のクレーターサイズ分 布
- **石黒正晃**(ソウル大学校)
- ・光学観測による太陽系内ダスト観測

大坪貴文(東京大学)

・黄道ダスト・彗星ダストの中間遠赤外線観測

植田高啓(東京工業大学)

- ・黄道光の非対称性から推定する惑星間塵のサイズと その起源
- 平井隆之(宇宙航空研究開発機構)

・探査機によるダストその場サイズ分布計測

- **阿部新助**(日本大学)
- ・可視光・大型レーダー流星観測による太陽系メテオ ロイドのサイズ分布
- 家 正則(国立天文台)
- ・衝突励起禁制線の物理を用いた流星サイズの測定

【室内実験によるサイズ分布計測】

中村昭子(神戸大学)

- ・室内衝突破壊実験によるサイズ分布測定
- 西田政弘(名古屋工業大学)
- ・超高速飛翔体衝突時に発生する破片サイズ分布 道上達広(近畿大学)
- ・衝突破片形状分布~100 µmサイズから一枚岩の小
 惑星サイズ(100m)まで
- 門野敏彦(産業医科大学)
- ・衝突破壊による破片サイズ分布とクラック分布について
- 2月12日(金)—

【太陽系・惑星系のサイズ分布の理論・観測】 藤原英明(国立天文台)

- ・デブリ円盤ダストの観測
- 和田浩二(千葉工業大学)
- ・ダスト成長素過程とサイズ分布
- 小林 浩(名古屋大学)
- ・惑星形成における衝突過程により決まる天体のサイ ズ分布

【星間空間・超新星・銀河のサイズ分布観測】

尾中 敬(東京大学)

・星間ダストサイズ分布

- **木村 宏**(神戸大学)
- ・局所星間雲ダストのサイズ分布や物理特性 野沢貴也(国立天文台)
- ・超新星ダストのサイズ分布

平下博之(台湾中央研究院)

- ・銀河・星間空間ダストのサイズ分布進化
- **井上昭雄**(大阪産業大学)
- ・銀河間空間におけるダストサイズ分布

各講演内容について,下記に示す.

吉田二美(国立天文台)は小天体サイズ分布観測(近地球~TNOs各領域)について講演をした.特に2012年に新潟で開催されACM2012以降に進展のあった太陽系形成モデルの概略と2012年以降に進展のあった木星トロヤ群やTNOsのサイズ分布についての研究の紹介が行われた.サイズ分布と色の観点から木星・海王星トロヤ群や一部TNOsは同一起源の可能性が示唆されること,TNOsは各グループ内に色が同程度に分散されており力学的に混合されていると思われること,小惑星のQ-typeは小惑星帯領域でなく,近地球領域に来てから惑星との近接効果によって表層がリフレッシュされたものが多いと思われること等を紹介した.

諸田智克(名古屋大学)は探査機による太陽系天体表 面のクレーターサイズ分布について講演をした.クレ ーター記録の位置づけと基礎についてまず解説し,月・ 火星のクレーターサイズ分布から太陽系内側の衝突天 体は同一起源であり,過去40億年で衝突天体の起源 は変化していないこと,外惑星衛星のクレーターサイ ズ分布は内惑星と異なり,これは衝突天体の違いを反 映していると考えられていること等を紹介した.

石黒正晃(ソウル大学校)は光学観測による太陽系内 ダスト観測について講演をした.まず、ダスト雲形状 の光学観測による軌道決定法から彗星・崩壊小惑星か ら放出されたダストのサイズとその分布を推定する方 法を話した.また、当該手法を用いてのこれまでの研 究をまとめ、彗星から10 cm~µmサイズのダストが 放出されていること、それらの微分サイズ分布の冪が $\beta = 3.5$ に近いこと、崩壊小惑星のダスト供給で現在 の黄道光を説明することが難しいこと、ロゼッタ探査 機搭載カメラによる直接ダスト計測と光学観測による 推定法が一致すること等を紹介した.

大坪貴文(東京大学)は黄道ダスト・彗星ダストの中 間遠赤外線観測について講演をした.中間遠赤外線観 測によるアプローチから,彗星シリケイトダストの主 要なサイズはsub-µm程度であること,黄道光の構成 粒子は100 µm以上であること等を示した. 植田高啓(東京工業大学)は黄道光の非対称性から推 定する惑星間塵のサイズとその起源について講演をし た. 観測データと小惑星・彗星から放出されたダスト の軌道計算,温度プロファイルを付き合わせて,黄道 光放射は300 µm以上の彗星起源のダストが支配的で あることを示した.

平井隆之(宇宙航空研究開発機構)は直径数十µm以 下のダストを対象とした探査機によるその場サイズ分 布計測について講演をした.その場ダスト計測につい てその歴史を紹介し,過去の探査機・ダスト計測器の 種類について1つ1つ丁寧に紹介した.地球近傍での その場計測結果は,月サンプルからだけではわからな かった数µm以下のダスト分布に制約を与えた.一方, 惑星間空間でのその場計測は,10例に満たないもの の水星軌道から冥王星軌道まで幅広くカバーし,各領 域におけるダスト分布の構造を明らかにした.また, これまで計測されてきたその場ダスト計測器の短所を 打開する為の新たなる計測方法と,近い将来の探査機 に搭載されるダスト検出器によって行われる探査と期 待されるサイエンスの成果についても紹介した.

阿部新助(日本大学)は可視光・大型レーダー流星観 測による太陽系メテオロイドのサイズ分布について講 演をした.レーダー流星観測による計測方法を紹介し, 地球に飛び込んでくる0.1~10 mmのサイズの流星と その冪についての初期成果を紹介した.

家正則(国立天文台)は衝突励起禁制線の物理を用い た流星サイズの測定について講演をした. M31外部 ハロー領域を撮像中に偶然写った複数トラックを基に, 衝突励起の禁制線・流星速度・中性酸素原子密度から トラックの衝突断面積を求め. コラムの直径が数mm であることを明らかにした.

中村昭子(神戸大学)は室内衝突破壊実験によるサイ ズ分布測定について講演をした.室内実験による衝突 破片のサイズ分布の冪乗について、さまざまな物質・ 空隙率・衝突履歴・衝突条件の観点から過去の実験事 例を紹介した.サイズ分布の冪乗は複数回衝突でも冪 部分の形状はエネルギー密度が同じなら同様になるこ と、衝突速度があがると冪が急になる傾向にあること (秒速 1 km以下の衝突だと β が2.8程度,秒速4 km 程度だと β が3.5未満,秒速10 km以上だと β が3.5 以上になることもある)等について紹介した.

西田政弘(名古屋工業大学)は超高速飛翔体衝突時に 発生する破片サイズ分布について講演をした.特にア ルミニウム合金についてのサイズ分布が紹介された. 衝突速度・衝突角度・衝突材質によるサイズ分布の変 化について示した.

道上達広(近畿大学)は~100 µmサイズの天体表面 粒子から10 kmの小惑星サイズまでの衝突破片形状 分布について講演をした.室内実験の破片形状比と 100 µmから10 kmくらいまででの粒子~小惑星の形 状比が類似していること等を紹介した.

門野敏彦(産業医科大学)は、原理的な側面からなぜ 衝突破壊によってこれまで報告されているような破片 サイズ分布になるのかについて講演をした.衝突破片 のサイズ分布にはある特徴的な形があり、その形は指 数関数と冪乗の分布があること、指数関数はランダム 分割によるポアソン分布が起因であり、液体・リング 状・棒状・金属・高空隙率の破壊によく見られること、



図1:研究会の集合写真.

冪乗分布はクラック分布がフラクタル的に成長するこ とが起因と考えられること, 脆性材料のサイズ分布に ついては最大破片領域の指数関数部と微小破片領域の 冪乗分布部の組み合わせであることを紹介した.

藤原英明(国立天文台)はデブリ円盤ダストの観測に ついて講演をした.すばる望遠鏡やあかりで観測され たデブリ円盤について紹介し,それらのサイズ分布を 示した.系外デブリ円盤のTNOs域はμm-mmサイズ のダストが支配的であること,系外デブリ円盤でも小 惑星帯領域にダストを持つ天体がほとんど見つかって いないこと,小惑星帯領域にダストを持つ系外デブリ 円盤はFGK型だと1μmくらいのダストが地球領域く らいに存在すること(太陽系のサイズ分布とは矛盾は しないこと)等を示した.

和田浩二(千葉工業大学)はダスト成長素過程とサイ ズ分布について講演をした.まず微粒子合体の基本的 な物理について紹介し,それを踏まえた原始惑星系円 盤内の微粒子合体のシミュレーション結果について紹 介した.ダストサイズ分布の進化として,成長可能速 度ではダストのサイズ差は拡大し,破壊速度では逆に 拡大しないこと,ダストの成長において,まず低密度 で大きくなり,次にガス抵抗による圧縮,自己重力に よる圧縮で10 kmサイズまで成長ができることを紹 介した.

小林浩(名古屋大学)は惑星形成における多発衝突に より決まる天体のサイズ分布について講演をした.天 体の衝突断面積・惑星重力・太陽輻射圧・ポインティ ングロバートソン効果・ヤルコフスキー効果等が惑星 系内の衝突破壊進化で重要な役割を果たすことが示し, 具体的には太陽系小惑星帯において,100~1 km程 度で衝突断面積が,100 m~1 m程度でヤルコフスキ ー効果が,100~1 µmでポインティングロバートソ ン効果が,1 µm以下で太陽輻射圧がそのサイズ分布 に深く寄与することを紹介した.

尾中敬(東京大学)は、星間空間の減光から導出され る星間ダストサイズ分布について講演をした、星間空 間中には10 nm ~ 1 μ m サイズのダストが存在するこ と、10 nm ~ 0.1 μ m のダストのサイズ分布は β =3.2 - 3.6で、衝突カスケードによる分布と一致している こと、このサイズ分布をもつダストは超新星からは放 出されないので、星間空間での破壊によってもたらさ れるべきであることを示した. 木村宏(神戸大学)は局所星間雲ダストのサイズ分布 や物理特性について講演をした.ユリシーズ探査機で 計測された太陽系近傍にあるローカルバブル星間空間 起源のダストのサイズ分布を紹介し、また、その観測 されているダスト組成についての理論的な説明につい ても紹介した.

野沢貴也(国立天文台)は超新星内で生成されるダス トとそのサイズについての理論的な研究について講演 をした.超新星は宇宙空間に存在するダストの主要な ソースの一つであり,超新星でのダスト形成はガス濃 度に依存して数Åから数µmサイズのダストが形成さ れること,リバース衝撃波によっておよそ0.1µm以 下のサイズは破壊されるため,超新星からは0.1µm から数µmのダストが主に宇宙空間に放出されること を示した.

平下博之(台湾中央研究院天文及天文物理研究所)は 銀河・星間空間ダストのサイズ分布進化について講演 をした.講演者らのサイズ分布進化モデルを基に,濃 い星間物質(分子雲など)でのダストの成長・合体と, 星間物質の拡散成分でのダストの破壊・破砕が,ダス ト量だけでなく,ダストサイズ分布を決定づけている ことを紹介した.星形成と関連して,分子雲コアに μmサイズ以上のダストが存在する観測結果にも触れ た.

井上昭雄(大阪産業大学)は銀河間空間におけるダス トサイズ分布について講演をした.銀河間ダストの観 測状況と理論予測およびそのサイズについての紹介を おこなった.銀河間空間では0.1 µm以下のサイズの ダストは破壊され,存在しているのは0.1 µm以上の ダストであることを紹介した.

3. まとめ

今回は惑星科学・天文学・宇宙工学分野までさまざ まな背景を持つ人々が、サイズ分布というキーワード を元に参加した(図1).今回の研究会で、太陽系内に おけるサイズ分布について、観測事実に関する統一的 な描像を得ることができ、また、室内実験によるアプ ローチからサイズ分布についての現象そのものに迫る ことができ、宇宙におけるダスト生成から太陽系形成 後の固体物質のサイズ分布進化までの道筋を辿ること ができた。 特に、ダスト生成から星間空間のサイズは数nm~ 数µmのサイズであること、ダストが数µm以上に成 長するのは分子雲コア~原始太陽系円盤といった場所 であること、デブリ円盤では数mm程度のダストが存 在し、破壊による生成を考えるとmmサイズ以上のダ ストの存在の可能性があること、太陽系内のサイズ分 布計測においてその冪が一致していること、サイズ分 布には衝突だけでなく光子が塵や小天体に及ぼす力で も変化すること、衝突破壊のサイズ分布は指数関数+ 冪乗分布の形であらわすことができること、が主に研 究会を通して再確認した項目である。

研究会の資料はhttp://komatta.astron.s.u-tokyo. ac.jp/size_dist_ws/にある.パスワードの保護がされ ているため,研究会参加者以外でご興味のある方は研 究会世話人(size.dist.ws@gmail.com)までお問い合わ せくださるようお願いしたい.

研究会開催に際して,世話人の1人(長谷川)の細か い講演指定に応えて発表を行っていただいた講演者の 方々,研究会に参加し研究会を盛り上げてくださった 参加者の方々に心から感謝申し上げたい.また,千葉 工業大学惑星探査研究センターのご厚意により,東京 スカイツリーに隣接したアクセスなどに利便性の高い 魅力的な会場をお借りすることができたことと,大学 共同利用機関法人自然科学研究機構国立天文台研究集 会開催補助資金の補助をいただいたことも実り多い研 究会開催に本質的に重要であった.本研究会のウェブ ページ開設,および上述の研究会の資料の掲載には東 京大学大学院理学系研究科天文学専攻尾中研究室のウ ェブサーバをお借りした.これらの機関・補助にも深 く御礼申し上げる.

2016年度日本惑星科学会秋季講演会のお知らせ

2016年度日本惑星科学会秋季講演会実行委員長(岡山LOC)はしもとじょーじ1

2016年度の日本惑星科学会秋季講演会はノートル ダム清心女子大学において開催します.いまだ検討中 の事項もありますが,以下は,2016年5月末時点での 予定です.詳細については本会ホームページhttps:// www.wakusei.jp/をご参照ください.

1. 日程と会場

●日程

2016年9月12日(月)~9月14日(水)

9月13日(火)に総会と懇親会,および今年度の最優 秀研究者賞受賞講演会を予定しています.

●会場

ノートルダム清心女子大学 カリタスホール (受付とポスター会場は1階,講演会場は2階) http://www.ndsu.ac.jp/access/

●懇親会

ノートルダム清心女子大学ヨゼフホール(講演会場 となり)の1階ラウンジにて、9月13日(火)18:00頃 から行う予定です. 簡単な軽食と飲み物を用意する予 定です. 本格的な夕食が必要な方は岡山駅周辺に多数 の飲食店があるので、そちらでお楽しみください. な お、21:00までに会場から完全に退出する必要があり ます. 片付けを含め、ご協力よろしくお願いします.

2. 発表要項

●発表資格

著者に本会の会員を含むこと.

●発表形式とプログラム編成

口頭発表またはポスター発表. 申し込みは, 「1.ポ

スター希望」または「2.口頭発表希望」を選択して申し 込んでもらう予定です. なお, 2.については, 第一著 者としては1件までの申請とします. 発表の採否, 発 表形式の決定, およびプログラム編成については, 実 行委員会が決定します. あらかじめご了承下さい.

●口頭発表

1講演につき12分程度(質疑応答も含む)を予定して います.スクリーンを1面,液晶プロジェクターを一 台利用可能です.

●ポスター発表

ポスターセッションを設けます.ポスター会場は講 演会場と同じ建物になります.一人当たりのポスター スペースはA0用紙を縦張りできるサイズを予定して います.

●最優秀発表賞セッション

本講演において第一著者として発表する博士学位を 有していない学生会員は、最優秀発表賞に応募できま す.最優秀発表賞セッションに採択された発表者には 口頭発表とポスター発表の両方を行って頂きます.別 途定める今年度の要領に従ってください.詳細は本会 メーリングリスト(oml)および本会ホームページ 「2016年秋季講演会のお知らせ」でお知らせします.

●予稿原稿

本会ホームページ記載の指示に従ってください.

3. 参加および発表の申込み方法

本会ホームページよりお申込み下さい。事前参加申 し込み,発表申し込みは、すべて本会ホームページ上 で行います.これらの登録には、(1)本会の会員番号 もしくは非会員登録番号、(2)本会ホームページに会 員または非会員としてログインするためのパスワード、

^{1.} 岡山大学大学院自然科学研究科 aloc-ml@wakusei.jp

の両方が必要になります.本会への新規入会登録およ び非会員登録は本会ホームページから行ってください. なお,非会員登録には1日以上,新規入会登録には2 週間以上かかりますので,発表申込みを予定されてい る非会員の方は余裕を持って登録手続きを開始してく ださい.

4. 秋季講演会までの主なスケジュール(予定)

2016年6月15日(水)

事前参加申込・発表申込・事前支払の受付開始 2016年7月15日(木)正午

発表申込(最優秀発表賞申込を含む)の受付締切,最 優秀発表賞申込者の予稿原稿の提出締切

2016年7月29日(木)

プログラム発表

2016年8月24日(水)正午

予稿原稿(最優秀発表賞申込者を除く)の提出締切, 事前参加申込の受付締切,事前支払の振込期限

5. 予稿集について

予稿集の冊子体での販売は行いません. 講演会に先 立って本会ホームページに予稿集のPDFファイルを 用意し、ダウンロードできるようにする予定です.

6. 参加費用

費用	項目	事前支払	当日支払
	一般会員	3000 円	4000 円
参加費	学生会員	2000 円	3000 円
	非会員	5000円	6000 円
	一般会員	2500 円	4000 円
懇親会費※	学生会員	1500 円	3000 円
	非会員	2500 円	4000 円

※懇親会は軽食と飲み物を用意する予定です.

7. 交通手段・食事など

ノートルダム清心女子大学は岡山駅から徒歩約10
 分ほどの場所にあります(http://www.ndsu.ac.jp/access/).
 岡山駅周辺には飲食店や宿泊施設が多数あります。

8. その他

(1)乳幼児を同伴され保育サーヒビスのご利用を検討

されている方は、下記までお早めにご相談ください. 最寄りの保育施設などを紹介いたします.なお、保 育費用の一部を学会が補助します.また、受付締切 後も可能な範囲で対応いたしますので、ご連絡くだ さい.

受付締切:2016年8月24日(水)正午

担当e-mail:aloc-ml@wakusei.jp

(2)このお知らせの内容は変更される可能性があります、本会ホームページで最新の情報をご確認下さい。

学位論文タイトル紹介

惑星科学関連分野にて博士号または修士号を近年取得された会員の研究内容を学会員に広く知ってもらう目的で,論文タイトルを掲載いたします.項目は、(1)氏名、(2)論文タイトル(現題名)、(3)論文タイトル(和訳名)、(4)論文提出時の所属、(5)学位取得年・月、(6)次の所属、の順です。希望者は、論文の結果を最もよく表す図を1 枚掲載できます.

この記事に関するお問い合わせは編集長(chiefeditor@wakusei,jp)までお願いいたします。 ※毎年6月号に,過去3年まで遡って掲載可能.投稿方法等はomlにて案内いたします(2月頃).

博士論文

- (1) 金川和弘(かながわかずひろ)
- (2) Study on formation of gas giant planets in a protoplanetary disk
- (3) 原始惑星系円盤での巨大ガス惑星形成に関する研 究
- (4) 北海道大学理学院宇宙理学専攻
- (5) 2013年3月
- (6) University of Szczecin, Group of Astronomy and Astrophysics (2016年2月から)



- (1) 松本 徹(まつもと とおる)
- (2) Three-dimensional structure and surface micromorphology of regolith particles from asteroid Itokawa: Implication for space weathering of regolith
- (3) 小惑星イトカワのレゴリス粒子の3 次元構造及び

表面微細構造から探るレゴリスの宇宙風化

- (4) 大阪大学大学院理学研究科宇宙地球科学専攻
- (5) 2014年3月
- (6) 宇宙航空研究開発機構 地球外物質研究グループ
- (1) 岡本 尚也(おかもと たかや)
- (2) An experimental study on collisional evolution of highly porous small bodies
- (3) 空隙の大きな小天体の衝突進化に関する実験的研 究
- (4) 神戸大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻
- (5) 2015年3月
- (6) 千葉工業大学惑星探査研究センター



- (1) 國友正信(くにともまさのぶ)
- (2) Evolution of Pre-Main Sequence Stars and Its Environmental Impact on Their Circumstellar Disks

- (3) 前主系列星の進化と星周円盤への影響
- (4)東京工業大学大学院理工学研究科地球惑星科学専 攻
- (5) 2015年3月
- (6) 名古屋大学大学院理学研究科素粒子宇宙物理学専 攻



- (1) 藤井 悠里(ふじい ゆり)
- (2) Ionization Dynamics and Magnetorotational Instability in Protoplanetary and Circumplanetary Disks
- (3) 原始惑星系円盤及び周惑星円盤における電離度の ダイナミクスと磁気回転不安定性
- (4)名古屋大学大学院理学研究科素粒子宇宙物理学専 攻
- (5) 2015年3月
- (6) Niels Bohr International Academy, University of Copenhagen, Denmark



- (1) 石山謙(いしやま けん)
- (2) Study of lunar subsurface evolution based on the SELENE observation data and impact experiment
- (3) SELENE 観測データと衝突実験に基づく月表層 進化の研究
- (4) 東北大学大学院理学研究科地球物理学専攻
- (5) 2016年3月
- (6) 宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所
- (1) 巽 瑛理(たつみ えり)
- (2) Impact-induced resurfacing process on asteroid Itokawa inferred from impact experiments and reflectance spectroscopy analyses
- (3) 衝突実験と反射スペクトル解析による小惑星イト カワの衝突表面更新過程の解明
- (4)東京大学大学院新領域創成科学研究科複雑理工学 専攻
- (5) 2016年3月
- (6) 東京大学理学系研究科地球惑星科学専攻
- (1) 田中 佑希(たなか ゆうき)
- (2) Magnetohydrodynamical Mechanisms for Outflows from Hot Jupiters
- (3) 巨大灼熱惑星の磁気流体力学的質量放出機構
- (4)名古屋大学大学院理学研究科素粒子宇宙物理学専 攻
- (5) 2016年3月
- (6) 国立天文台

修士論文-

- (1) 加藤 伸祐(かとう しんすけ)
- (2) Thermal evolution of the Moon revealed from composition and topography of lunar maria
- (3)
- (4) 名古屋大学大学院環境学研究科地球環境科学専攻
- (5) 2015年3月
- (6) 名古屋大学大学院環境学研究科地球環境科学専攻
- (1) 大村 知美(おおむら ともみ)
- (2) 粉粒体天体内部の密度構造に関する実験的研究 (3)
- (4) 神戸大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻
- (5) 2016年3月
- (6) 神戸大学大学院理学研究科



天体構成粒子層の圧縮特性を与えることで,自己重力による天体内部 密度構造を推測する方法を提案した.構成粒子層の圧縮特性を海砂 (メジアン径13 μm、真密度2500 kg/m3)の圧縮実験で得られた結果 と同じであるとすると、各天体半径において上図のような密度構造を 推測できる.

- (1) 澤田 なつ季(さわだ なつき)
- (2) Formation process of linear gravity anomalies of the Moon
- (3)
- (4) 名古屋大学環境学研究科地球環境科学専攻
- (5) 2016 年3 月
- (6)

- (1) **松榮** 一直(まつえ かずま)
- (2) レゴリス層を模擬した粉粒体を伝播する衝突励起 地震に関する実験的研究
- (3)
- (4) 神戸大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻
- (5) 2016年3月
- (6) 神戸大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻



- (1) 森昇志(もりしょうじ)
- (2) The Effects of Electron Heating on the Magnetorotational Instability in Protoplanetary Disks
- (3)
- (4) 東京工業大学大学院理工学研究科地球惑星科学専 攻
- (5) 2016年3月
- (6) 東京工業大学



MRI乱流が発生しない → 円盤乱流を抑制

JSPS Information

◇日本惑星科学会替助会員名簿

◇日本惑星科学会主催・共催・協賛・後援の研究会情報

◇日本惑星科学会賛助会員名簿

2016年6月25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)

株式会社五藤光学研究所 有限会社テラパブ 株式会社ニュートンプレス

◇日本惑星科学会主催・共催・協賛・後援の研究会情報

(a)場所,(b)主催者,(c)ウェブページ/連絡先など. 転記ミス,原稿作成後に変更等があるかもしれません.各自でご確認ください.

2016/07

7/19-7/20 第44回可視化情報シンポジウム

(a)工学院大学新宿キャンパス,東京都新宿区

(b)一般社団法人 可視化情報学会

(c) http://www.visualization.jp/event/detail/symp2016

2016/08

8/7-8/12 第18回結晶成長国際会議(ICCGE-18)

(a)名古屋国際会議場, 愛知県名古屋市熱田区

- (b) The Japanese Association for Crystal Growth, The Japan Society of Applied Physics
- (c) http://www.iccge18.jp/index.html

2016/09

9/12-9/14 日本惑星科学会 秋季講演会

(a)ノートルダム清心女子大学 カリタスホール, 岡山県岡山市北区
(b)日本惑星科学会
(c)https://www.wakusei.jp/news/

9/26-9/28 日本流体力学会 年会2016

(a)名古屋工業大学 御器所キャンパス,愛知県名古屋市昭和区
(b)日本流体力学会
(c)http://www2.nagare.or.jp/nenkai2016/

2016/10

10/8-10/9 可視化情報全国講演会

(a)茨城大学 日立キャンパス,茨城県日立市
(b)可視化情報学会
(c)http://vsj2016.cis.ibaraki.ac.jp/vsj2016_hitachi.html

10/26-10/29 第57回高圧討論会

(a) 筑波大学大学会館,茨城県つくば市
(b) 日本高圧力学会
(c) http://www.highpressure.jp/new/57forum/

編集後記

惑星科学の研究をしていながら、じっくりと星空を眺めてみた ことがなかった私.最近購入したデジタル一眼レフを使って、夜 空の写真を撮ってみました.目標は、北極星を中心に星が円の軌 跡を描く星景写真.とりあえず練習とばかりに、晴れた日の夜、 5階のマンションのベランダに三脚とカメラを設置して、名古屋 の夜空を撮ってみました(けして犯罪行為をしていたわけではあ りません).拡大ライブビューで星にピントを合わせ、ISO感度 を3200に設定し、30秒露光で連続撮影.これを2時間ほど続けて、 撮りためた写真を比較明合成.WEB等で調べた情報をもとにか なりいい加減に設定したせいか、暗いはずの夜空がほぼ真っ白 に!都会の夜空は明るいんですねぇ….それでも、星の軌跡が 確認できる写真を合成することができました.こういう写真を自 らの手で撮ってみると、地球は本当に回っているんだなぁと実感 できますね.

さて、遊星人では、本号から新しい試みとして「学位論文紹介 ページ」のコーナーを始めました、惑星科学関連分野にて博士号 もしくは修士号を取得された会員の博士・修士論文タイトルを紹 介しています、同様のコーナーは他の学会誌にも見受けられます が、本誌では画像を1枚掲載できる点が特徴です、今回は13名(画 像は7枚)のエントリーがありました、ぜひご覧ください、今回 掲載を見送られた方も、過去3年まで遡って掲載できますので、 ぜひ次回に掲載を検討してください、なお、「私の血と汗と涙の 結晶を、たった1枚の絵で表せるわけねーだろ!」とお考えの方は、 ぜひ「New Face」にてその熱い思いを綴って頂ければ幸いです (例えば、本誌第22巻1-3号を参照).(三浦)

編集委員 和田 浩二 [編集長] 三浦 均 [編集幹事] 生駒 大洋, 上椙 真之, 岡崎 隆司, 奥地 拓生, 木村 勇気, 黒澤 耕介, 小久保 英一郎, 白石 浩章, 杉山 耕一朗, 関口 朋彦, 瀧川 晶, 田中 秀和, 谷川 享行, 成田 憲保, はしもと じょーじ, 本田 親寿, 諸田 智克, 山本 聡, 渡部 潤一

2016年6月25日発行

日本惑星科学会誌 遊・星・人 第25巻 第2号

定価 一部 1,750円(送料含む)
 編集人 和田 浩二(日本惑星科学会編集専門委員会委員長)
 印刷所 〒501-0476 岐阜県本巣市海老A&A日本印刷株式会社
 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.