## 日本惑星科学会誌 遊・星・人

## 第27巻 第1号

## 目 次

<b>巻頭言</b> 出村 裕英	
「2016年度最優秀研究者賞受賞記念論文」 高解像度観測が導く惑星系形成 秋山 永治	4
その場計測研究による衝突クレーター形成のスケーリング則に対する最新の理解 山本 聡,長谷川 直,鈴木 約子,松永 恒雄	
大気成分凝縮による巨大氷惑星の惑星放射強度と熱進化加速 黒崎 健二, 生駒 大洋	28
エポックメイキングな隕石たち その12 ~Monahans (1998)と Zag~太陽系最初期の水を取りこんだ岩塩を持つ隕石~ 馬上 謙────	40
一番星へ行こう!日本の金星探査機の挑戦 その33 ~金星雷の捜索は続く~ 高橋 幸弘,今井 正尭,佐藤 光輝	43
<b>遊星百景 その11 ~月の不可思議火山地形Ina-D~</b> 佐藤 広幸	46
「天体の衝突物理の解明(XIII) ~太陽系の進化過程におけるダストの役割~」参加報告 嶌生 有理	··· 49
New Faces 黑崎 健二, 仲内 悠祐, 嵩 由美子	53
JSPS Information	58

Contents				
Preface H. Demura	3			
Unveiling the formation of planetary system by high spatial resolution observations				
E. Akiyama	4			
Current understanding of scaling laws of impact cratering based on direct observationsS. Yamamoto, S. Hasegawa, A. Suzuki, and T. Matsunaga	17			
Luminosities and thermal evolutions of ice giants by condensation in early atmospheresK. Kurosaki and M. Ikoma	28			
Epoch-making meteorites (12)— Monahans (1998) and Zag - Primordial water from fluid inclusion bearing halite in the two chondrites — K. Bajo	40			
Road to the first star : Venus orbiter from Japan (33) — Lightning hunt in Venus, to be continued — Y. Takahashi, M. Imai, and M. Sato	43			
My favorite view in planetary sciences (11)— Lunar Enigmatic Volcanic Landforms: Ina DH. Sato	46			
Report on '13th Workshop on Collisional Physics of Planetary Bodies— Importance of Dust in the Solar System —'Y. Shimaki	49			
New Faces K. Kurosaki, Y. Nakauchi, Y. Daket	53			

2

**58** 

卷頭言

## 卷頭言

平成30年,2018年が始まりました.今年は学会にとっても節目の年で,なかなか忙しく, かつ今後を占う意味で重要な年になるでしょう.「はやぶさ2」小惑星ランデブーが今夏のハ イライトになるでしょう.

日本惑星科学会は、1992年に設立されて四半世紀を経ました、設立当時に学会をリードさ れていた方々からは世代交代が進み、当時はまだ掛け声ばかりだった月惑星探査も、「のぞみ」 「はやぶさ」「かぐや」の経験を踏まえて多くの学会員が「あかつき」「はやぶさ2」「火星衛星 サンプルリターン(MMX)」月探査や海外共同ミッション、そして小型深宇宙探査に関わる ようになりました。理論・実験(計算機実験を含む)・観測(探査を含む)の3本柱の最後の1本が。 実体を持って諸外国の深宇宙探査と並ぶようになったことは、学生の頃に入会した私から見る と本当に夢のような迫力です. 『惑星科学は探査という実践を伴う営為である.』 『日本の理論 研究者数の100倍以上、データを扱う研究者や工学研究者が増えるか、もしくは隣接分野から 巻き込むかしないと、探査を包含する実証的月惑星科学は回らない。」 『そこまで成長できれば 安定するね、日本もそうなるかな?』、と当時大学院生だった私に阿部豊先生がニコニコしな がら語ってくれたことを今更のように思い出します. 来たる10年, RFIとりまとめ, そして 日本学術会議の大型研究計画マスタープランの検討などを通じて、月惑星科学で解くべき課題 と今後についての議論が方々で行われ、深まりつつあります。今年3月に閣僚級政府間会合 ISEF(国際宇宙探査フォーラム)が東京で開かれ、ポスト国際宇宙ステーションの目玉として 米国主導の月探査や開発が中印と競争しつつ激しくなりそうですが、外野に振り回されずやる べきことをきちんとやり、本学会員をはじめとした日本の月惑星科学研究者が活躍する場面が 増えることを願っています.

2009年4月に発足し10周年を迎えようとしている会津大学ARC-Spaceは、惑星科学と情報 科学を融合する形で月惑星探査へ貢献してきています。今年は戊辰戦争150周年でもあり、何 かしら目立ってみたいな、と思っています。

出村 裕英(会津大学)

## 「2016年度最優秀研究者賞受賞記念論文」 高解像度観測が導く惑星系形成

## 秋山 永治

2017年9月19日受領, 査読を経て2017年11月27日受理.

(要旨)近年,技術の粋を結集したALMA望遠鏡やすばる望遠鏡によって,惑星系の母体天体である原始惑 星系円盤の精緻な画像が得られ,惑星形成の研究が急速に進歩している.様々な観測手段がある中,特に電 波と赤外線による観測は相補的で円盤の物理構造を調べるのに有効であり,双方の専門家からなるチームを 組織し,協力して科学成果を出す時代となっている.本稿では,筆者が所属する世界最大の電波望遠鏡 ALMA 国際プロジェクトと光・赤外線望遠鏡すばるを用いた系外惑星および星周円盤の戦略的探査プロジ ェクト (SEEDS)の成果を中心に,最新の観測結果と新たな問題点について言及する.最後に,次世代型望 遠鏡の到来を見据えた今後の展望について,現行する代表的な開発事例を織り交ぜながら見ていく.

## 1. はじめに

惑星科学の分野では、1994年から1995年にかけて 突出した観測成果が相次いで報告され. 観測的研究が 急速に飛躍した年と言える。歴史的な転換期として、 1983年のInfrared Astronomical Satellite (IRAS)によ る全天サーベイ観測が行われ、多くの赤外線点源に対 してエネルギースペクトル分布(SED)が取得されたこ とが挙げられる. その結果, 赤外線の波長領域で大き な超過が見られ、中心星からの光が吸収されず輝線と して検出された.これらの観測事実を背景に、若い星 の周囲に付随するガスやダスト(塵)は光学的には厚く 幾何学的には薄いと解釈され、円盤状に分布している と予言されていた. さらに, 幾つかの天体では近赤外 線波長域において赤外超過が見られないことから、中 心星の近傍領域では物質が消え去り(clearing). 重い 円盤から薄くて軽い円盤に遷移(transition)し,惑星 系が形成される前段階である可能性について議論され ている.これは、今日知られる遷移円盤の先駆けとな る観測結果である[1](円盤の幾何学的構造とSEDの形 状との関係については遊星人vol. 24, No. 3の橋本淳 氏の記事[2]を参照されたい). そして,光学系の修理 を終え鮮明な画像が得られるようになったHubble宇 宙望遠鏡(HST)によって,オリオン座にある星形成 領域で,明るい星雲を背にした惑星の形成現場である 原始惑星系円盤のシルエットが鮮明な姿で直接撮像さ れ,1994年の論文で報告された[3]<sup>1</sup>.HSTや後述する すばる望遠鏡等によって直接撮像で確認されるよりも 以前に,星・惑星系形成に関する情報や観測技術が限 られる中,理論モデルを駆使し,原始惑星系円盤の存 在のみならず,その構造までも予見した当時の研究者 の英知には深い感銘を覚える.その後,すばる望遠鏡、 Very Large Telescope (VLT),Gemini望遠鏡など地 上の大型望遠鏡による観測が進み,原始惑星系円盤に 付随するギャップ構造,渦状腕構造,非対称構造など, 複雑な構造まで明らかになってきた.

一方,1995年にペガスス座51番星の周りで,太陽 によく似た中心星を持つ系外惑星が初めて発見された [4]. それ以来,系外惑星探査が加速したことで,2017 年8月の時点で候補天体を含めると6000以上の系外惑 星が報告されている。そのうちの600天体以上が複数 の惑星で構成されている惑星系であることが確認され

<sup>1.</sup> 自然科学研究機構 国立天文台 チリ観測所

eiji.akiyama@nao.ac.jp

<sup>1.</sup> 修理以前にもHSTでシルエット円盤は撮像されていることに 注意されたい.



図1:太陽質量と同程度の中心星を持つ系外惑星の公転周期と 惑星質量の分布図. http://exoplanet.euで提供されている データから作成し,2017年8月時点で報告されている惑星 候補天体までが含まれている.データ点の大きさは中心星 質量を表し、参考のため、太陽系の地球、木星、海王星を プロットしている.

ており, TRAPPIST-1に代表されるような複数の地 球型惑星を持つと推測される惑星系も存在することが 明らかとなった[5]. 一方で,統計的解釈が進められ るようになり,観測結果を基に惑星の質量,サイズ, 軌道長半径などを調べると,我々の太陽系とは大きく 異る実に多種多様な惑星系が存在することも分かって きた. 図1は,系外惑星の公転周期と惑星質量の分布 図であり,太陽系の惑星と系外惑星の違いを可視化し, 両者を比較する上で基本的かつ重要な情報となってい る. 図1から,太陽系の惑星の分布はこれまで観測さ れた他の惑星系と比べると少数派に属する可能性が考 えられる.我々の太陽系は必ずしも平均的な惑星系で あると言えないことは,今日までの観測結果が示すと ころである.

筆者は、これまで惑星系形成メカニズムの解明をテ ーマに、観測的手法で原始惑星系円盤の物理構造の解 明に取り組んできた、そして、世界最大の電波望遠鏡 Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA)の国際プロジェクトと自然科学研究機構ア ストロバイオロジーセンターが推進する光・赤外線望 遠鏡すばるを用いた系外惑星探査プロジェクト (Strategic Explorations of Exoplanets and Disks with Subaru Telescope, SEEDS [6])に所属し、双方の観測

アプローチから惑星系形成の解明に取り組んでいる. 様々な観測手段がある中で、特に電波と赤外線を用い た観測は相補的で円盤の基本的な物理構造を調べるの に有効であり(電波と赤外線観測の特徴が武藤恭之氏 と田崎亮氏の参考文献[7][8]で詳説されているので参 考されたい).近年では双方の専門家からなるチーム を組織し、協力して科学成果を出す傾向にある、図2 はSEEDS プロジェクトの一環として近赤外線で撮像 された主な原始惑星系円盤画像の一覧である。中心星 から数10 AUから数100 AUに渡って渦状腕構造。 巨 大穴構造,非対称構造など,実に複雑で様々な構造を 持つことが明らかとなっている。これらの画像は主に 0.1-1 µmサイズのダストの散乱光を反映したもので あるが、約1mmサイズのダストの熱放射を反映した ALMAなどの電波観測においても同様の構造が多数 検出されている[9][10].また、後述するが同心円状に 構成される多重リングギャップ構造も検出され[11]. 少なからず惑星系の多様性に関連していると考えられ る. このような観測結果を基に惑星形成の理解にどう 繋げていき、次のステップとして観測的にどう踏み込 んでいくかが重要である、本稿では、筆者が関わって いるプロジェクトの共同研究として、ALMA望遠鏡 とすばる望遠鏡で得られた原始惑星系円盤の観測成果 を中心に、主なものについてできるだけ分かりやすく 紹介する.

## 原始惑星系円盤の物理構造:温度 密度の2次元分布

これまで地上と宇宙から様々な望遠鏡によって、ガ スとダストから構成され惑星の母体天体である原始惑 星系円盤が数多く観測されてきた.そして、SEDや 直接撮像によって円盤構造が分類できるようになり、 その描像が徐々に明らかになってきた.分類別に統計 的傾向を調べることも重要であるが、詳細な観測が可 能な天体を集中的に調査し、円盤の物理構造を明らか にする試みも重要である.さらに、惑星形成現場の基 本的な物理構造である温度と密度分布に関する情報は、 惑星形成や円盤の散逸機構を考える上で不可欠である. 筆者らは、太陽近傍で原始惑星系円盤が付随する明る いハービッグAe型星HD 163296の天体に対して、複 数のCO同位体分子と回転遷移の異なる輝線で観測し、 円盤の動径方向と鉛直方向の温度と密度分布を観測的



図2:SEEDSプロジェクトで撮像された原始惑星系円盤画像の一覧.国立天文台太陽系外惑星探査プロジェクト室提供.

に導くことを試みた<sup>2</sup>. ここでは,野辺山45 m鏡, ASTE 10 m望遠鏡,初期運用のALMA望遠鏡で得ら れたデータを基に,特に円盤の鉛直方向の温度分布に ついて詳しく説明する.

原始惑星系円盤の主な熱源は中心星からの放射であ る.中心星からの放射が直接照射される円盤表層は高 温になり,放射が届かない円盤赤道面付近では低温に なることで,円盤内で温度勾配が存在することが理論 的に示されている[12].温度の違いは回転遷移の異な る輝線を用いることで把握でき,一般的に高励起線ほ ど高温領域を反映する.つまり,回転遷移の異なるガ ス観測は,言わば温度計になるのである.また,温度 領域の位置について,動径方向においては放射の逆2 乗則から推測される通り,多くの場合温度は中心星か らの距離のべき乗で低くなると考えて良い.一方,鉛 直方向においては,複数の同位体分子輝線観測とモデ ル計算によって見積もることが可能である.即ち,各 輝線は光学的に十分に厚くなる円盤光球面 (photosphere)から放射されると考え,例えば各輝線 において光学的厚み( $\tau$ )が1となる層の柱密度を計算 する(詳細はScoville et al. (1986)のAppendixを参照 [13]).尚,円盤光球面の光学的厚みは厳密に $\tau = 2/3$ となるが,本研究では簡単のため $\tau = 1$ を適用して いる.さらに並行して,静水圧平衡を仮定した円盤で 得られる鉛直方向の面密度分布を計算し,両者を対比 させることで層状に分布する各同位体分子輝線の放射 領域を求める.最後にモデル計算から各同位体分子輝 線の観測プロファイルを再現する温度を割り出し,前 述した各輝線の鉛直方向に沿った円盤光球面の位置と 組み合わせることで,観測データを基にした鉛直方向 の温度分布を算出することが可能となる.

図3左は、CO同位体分子のJ = 2-1輝線で観測されたHD 163296の積分強度図と速度分布図である. ALMAの初期科学評価(Science Verification, SV)で得

<sup>2. 2012</sup>年12月に開催されたThe first year of ALMA science会議 にて発表.



図3: 左図は、ALMAの初期科学評価の一環として試験観測されたHD 163296の積分強度図と速度分布図である. 各パネルの左下 に記された楕円は、最終的に得られた合成ビームを表す. 右図上段は、観測で検出された円盤からのCO同位体分子輝線の 速度プロファイル(黒)とモデル計算の結果(緑)を表し、右図下段は上段の観測結果とモデル計算結果との残差を表す. 尚、 <sup>12</sup>CO(J=1-0)と<sup>13</sup>CO(J=1-0)は野辺山45 m鏡の観測で得られたデータ、<sup>12</sup>CO(J=2-1), <sup>13</sup>CO(J=2-1), C<sup>18</sup>O(J=2-1) のデータはALMAの初期科学評価データ、<sup>12</sup>CO(J=3-2)と<sup>13</sup>CO(J=3-2)はASTE 10m望遠鏡で得られたデータである.

られた公開データ<sup>3</sup>を再解析し、信号雑音比(S/N比) を向上させることが可能なセルフキャリブレーション を適用している、図3右は、観測とモデル計算で得ら れた輝線プロファイルを重ねたものとその両者の差を 表したものである. J=1-0輝線は野辺山45 m鏡で 得られた観測結果, J=2-1 輝線はALMAのSV公開 データ、J=3-2輝線はASTE 10 m 望遠鏡で得られ た観測結果である.尚, J=1-0やJ=3-2輝線プ ロファイルと比べ *I* = 2-1輝線プロファイルは滑ら かであるが、スムージング処理等は行っておらず通常 の校正後のデータである。単純に比較はできないもの の野辺山45 m鏡やASTE 10 m望遠鏡の観測データ の積分時間は数日であるのに対し、ALMAの観測で は初期運用にもかかわらず、たった2時間の積分時間 で野辺山45 m鏡やASTE 10 m望遠鏡の観測データ を遥かに上回るS/N比でデータが得られており、い

![](_page_6_Figure_5.jpeg)

図4: 各CO同位体分子輝線に対して光学的に厚くなる層の鉛直 方向分布. 横軸は中心星からの距離, 縦軸はスケールハイ トで規格化した円盤鉛直方向の距離を表す. [19]よりデー タの一部を転載.

かにALMAの感度が優れているか実感できる.

図4は、静水圧平衡並びに局所熱力学平衡を仮定し た円盤において、上述のScovilleらが示したCO輝線 における柱密度と光学的厚みの関係式を用いて、円盤

<sup>3.</sup> ALMA国際プロジェクトでは、望遠鏡およびその制御システムが適切に動作し正しい科学データが取得されているか評価するため、過去の観測で素性が既知の天体を幾つか選定し試験観測を実施している。その試験観測で得られた観測データは一部公開されており、個人研究など様々な用途での使用が許されている。

赤道面から各CO同位体分子輝線が光学的に厚くなる 層(τ = 1となる層)までの鉛直方向の距離を計算した 結果を表す、従って、この図は観測データを示すもの ではなく、円盤モデルを用いた推定値を示しているこ とに注意されたい。尚、100 AU以遠の領域では中心 星からの放射が弱く温度が低くなり、高いエネルギー 準位に十分に励起されないため. 高励起線の光学的に 厚くなる層が低励起線の層よりも低くなっている。モ デルフィットの結果、CO(I = 3 - 2)の主な放射領 域であるスケールハイトの2-3倍の高さでは温度が 約50 K. C<sup>18</sup>O(I = 2-1)の主な放射領域である赤道 面付近の温度は15 K以下となり、円盤の鉛直方向に 温度勾配があることが明らかとなった.ここで、CO の昇華温度は約20 Kであるため、導かれた15 Kの温 度環境下ではCOは固体として存在することが考えら れる. しかし. HD 163296 では亜音速の乱流が発生し ていることが報告されており[14]. ダスト吸着の抑制 や円盤上層の温かいガス成分とよく混合されることで、 昇華温度以下でもCOが気体として存在しているもの と推測される[15]. 同様の観測結果がDM Tauの原始 惑星系円盤でも報告されており、赤道面付近の温度が 13 Kと見積もられているが、強いCOの輝線放射が観 測で検出されている[16].

一方、動径方向の密度構造に関して、中心星からの 距離に応じて面密度がべき乗で減少する経験則を基に したべき乗則モデルと、粘性進化を考慮した理論的に 導かれる相似解モデル[17]で検証した.その結果、べ き乗則モデルでは速度プロファイルのピーク値と高速 度成分の整合性が悪く、観測とモデル計算で得たプロ ファイル間の残差が大きくなり、双方が両立する密度 分布を導くことができなかった.しかし、相似解モデ ルでは観測結果の再現性が良く、円盤の外側領域では 円盤が粘性進化し、徐々にガスが散逸している可能性 が示された[18]. また, 別のハービッグAe型星であ るMWC 480に対しても、我々は同様の結果を得てい る[19]<sup>4</sup>.本質的には円盤モデルで適用されている密 度分布が過剰に簡略されていたことが原因であるが、 従来の観測機器で得られたデータでは相似解モデルを 検証するだけの精度が足りなかったことも原因の一つ であると考えられる。

本研究によって、COとその同位体分子輝線を多数 組み合わせた観測によって、円盤表層から円盤赤道面 近傍に向かって温度が低くなる温度勾配が確認された. また、観測結果の再現性を評価した結果、多くのガス 輝線観測で相似解モデルの有効性が確認された. さら に、円盤の動径方向の密度分布、特に円盤外縁部で指 数関数的に密度が低くなる構造が確認され、角運動量 輸送による粘性拡散を支持する結果が示された.

## 3. 多重リングギャップ構造

惑星や惑星系の形成および進化過程を理解するには 惑星系の形成現場である原始惑星系円盤を観測し,そ の詳細な物理・化学的構造を詳しく調べ,それらの起 源を一つ一つ解明していくことが有効かつ確実なアプ ローチである.そのため,以前から多くの原始惑星系 円盤が電波干渉計や光・赤外線望遠鏡によって観測さ れている.その中でもうみへび座TW星(TW Hya)と おうし座HL星(HL Tau)の観測的研究は古く,近年 詳細な物理的化学的構造が明らかとなり,より一層精 力的な観測が行われている[20][21].ここでは筆者が 関連したTW HyaとHL Tauに付随する原始惑星円盤 について,特に多重リングギャップ構造に焦点を絞っ て紹介する.

#### 3.1 うみへび座TW星の多重リングギャップ構造

小質量星TW Hya(中心星質量0.55 M<sub>o</sub>, 距離54 pc)<sup>5</sup>に付随する原始惑星系円盤は,太陽近傍に位置す るため詳細な観測が可能であり,太陽系の成り立ちを 理解する上で数多くの情報を与えてきた. 図5はこれ までに観測された代表的なTW Hyaの撮像画像を示 す.過去のHSTによる波長1.71  $\mu$ mの観測によって, 主星から80 AUの位置にリング状のギャップ(以下, リングギャップと称す)の存在が示された[22](図5左). 筆者らは,すばる望遠鏡/HiCIAO+AO188を用いて, Hバンド(波長1.6  $\mu$ m)で高コントラスト観測を可能 とする偏光差分撮像(PDI)モード(参考文献[2]の図2 で詳説されているので参考されたい)を導入し,HST では観測できなかった,中心星近傍領域の観測に成功

<sup>4.</sup> 野辺山観測所プレスリリースでも詳説しているので参照されたい.

 <sup>5. 2016</sup>年GaiaのミッションでTW Hyaまでの距離が59.5 pcと修 正されたが、ここでは2007年にHipparcosの測定で得られた距 離54 pcを採用する。

![](_page_8_Figure_1.jpeg)

図5:TW Hyaのダスト円盤の画像. 左:Hubble宇宙望遠鏡による波長1.71 μmの散乱光画像(Debes et al. 2013),中央: すばる望遠鏡による波長1.6 μmの散乱光画像(Akiyama et al. 2015),右:ALMA望遠鏡による波長870 μmのダスト 連続波画像(Andrews et al. 2016).すばる望遠鏡の撮像画像の中心は半径0.2"(約11 AU)のソフトウェアマスクで隠 している.すばる観測所およびALMA観測所プレスリリース図を改編.

した. その結果、主星からの距離11 AUから80 AU の領域において面輝度分布が明らかとなり、主星から 約20 AUの位置に新たなリングギャップが存在する 可能性が示された[23](図5中央)。尚、リングギャッ プ構造を鮮明に映すために、双方の画像とも各ピクセ ルに中心星からの距離の2乗を乗じている。さらに近 年、ALMA望遠鏡による波長870 µmのダスト連続 波長基線観測で、半径22 AUのリングギャップが確 認され、我々のすばる望遠鏡による観測結果と一致す る結果が得られている[21](図5右).また、地球のよ うな惑星の形成領域まで観測範囲を拡張することに成 功し、主星から1 AUの距離にギャップ構造の存在も 確認された.加えて、新たに中心星から37 AUと43 AU の距離にもリングギャップ構造が確認され、1 AUか ら80 AUにかけてギャップ構造やリングギャップ構 造が多数存在することが明らかとなった.

Jang-CondellとTurnerらは、もしリングギャップ が惑星によって形成された場合、散乱光でギャップ部 分は暗くなるが、ギャップの外側の壁では中心星から の直射により明るくなると指摘している.同時に光が 直射され続けることでギャップ壁が膨らみ、いわゆる puff-up構造が形成され、ギャップ壁以遠では陰影効 果によって散乱光では暗くなると予想している[24]. この描像は中心星からの距離に応じた面輝度の変化率 として観測で直接確認することが可能である.即ち、

![](_page_8_Figure_5.jpeg)

図6:TW Hyaの面輝度プロファイル (P.A. = 335 deg.). 赤, 緑, 青の線はそれぞれ図中の動径方向の領域 1, 2, 3における 傾きを表す. [23]より引用・改編.

ギャップや渦状腕など複雑な構造を持たない円盤の面 輝度は中心星からの距離に応じてべき乗で減少するが [25],もしギャップが存在すると散乱体の少ないギャ ップでは面輝度が急激に減少し,ギャップ壁で緩やか な減少もしくはほとんど変化せず同じ面輝度を維持す る.一方ギャップ壁の後方では,ギャップ壁が作る影 によって散乱が起こらず面輝度は再び急激な減少に転 じることになる.

図6は,我々の観測で得られたTW Hyaの面輝度分 布である.図中の赤,緑,青の線で示すように,面輝 度分布は動径方向の距離によって傾きが異なり, 階段 状のプロファイルを持つことが分かる. その結果, Jang-CondellとTurnerらが示す, 惑星によって形成 されるリングギャップから定性的に導かれる類似した 面輝度プロファイルが確認され, 観測プロファイルの 形状から木星質量以下の惑星でリングギャップが形成 されている可能性が示された. その後, Rapsonらに よるGemini望遠鏡のJバンド(波長1.24 μm)とK1バ ンド(波長2.05 μm)の観測によって, 同リングギャッ プに木星質量の0.2倍の惑星が存在する可能性が示さ れた[26]. Debesらは, Jang-Condell & Turner (2012) の軸対称円盤を仮定した放射輸送モデル[24]を用いて, 近赤外線で得られた面輝度プロファイルを再現するこ とでより詳細な構造について調査した[27]. 彼らは,

動径方向の面密度分布に中心星から30 AUと80 AU の距離にギャップを設けて、モデルと観測結果の整合 を図る試みを行っている。その結果、30 AU以遠の面 輝度プロファイルはよく再現するものの、我々や Rapsonらの観測で得られた中心星から20 AU付近の ギャップを含めた10 AUから20 AUの領域では、観 測結果を再現しないことが分かった.原因として中心 星から20 AU以内の領域の構造がモデルに反映され ていないことが考えられる。暫定的な結果ではあるが、 AndrewsらのALMA 長基線観測では中心星から12 AUの距離にリングギャップの存在が指摘されている [21]. また、Debesらのモデルフィットによれば、30 AUのギャップのみよりも30 AUと80 AUのギャッ プで構成されるモデルの方が再現性が改善する([27] の図1左を参照).従って、面密度分布に中心星から 12 AUや20 AUのギャップを考慮したモデルで検証 できれば、モデルとの整合性が改善するものと推測さ れる.

さらに我々は、ガスとダストは鉛直方向にガウス分 布していると考え、観測で得られたHバンドの面輝 度分布の傾きとダストのスケールハイトの半径依存性 を比較し、上述の惑星の可能性に加え、ダスト成長の 可能性についても調査した.その結果、円盤の内側で はダストが成長している可能性が得られ、中心星から およそ10 AUから40 AUの領域ではダストの平均サ イズが10倍ほど異なることが示された.他のグルー プで得られた電波干渉計Submillimeter Array (SMA)やVery Large Array (VLA)のミリ波やセン チ波の観測結果とも一致していることから,惑星とは いえないまでも、ダストが大きく成長し微惑星やその 基となる天体が形成されている可能性が示された、ギ ャップ構造の形成メカニズムには、円盤と惑星との重 力相互作用、光蒸発、ダスト成長、dust filterationな ど諸説あるが、本研究によって観測で得られた面輝度 分布の特徴が、惑星を起源とするJang-Condellと Turnerらのギャップ形成の理論モデルで定性的に理 解できることが分かった、加えてダスト成長の可能性 も示唆されることから、本観測とHSTの観測で発見 された、半径20 AUと80 AUで構成される同心円状 の多重リングギャップ構造の起源に関する説明の一つ として、惑星形成が同時多発的に進行している可能性 が示された.

最近の別のALMAの観測で、ミリ波帯(波長2 mm と1.3 mm)で多波長連続波観測がされ、波長間の強度 変化率であるスペクトル指数(α)の2次元分布図を算 出し、リングギャップ内外のダストサイズについて議 論されている[28]. その報告によると、半径22 AUの リングギャップの外側でミリメートルサイズのダスト が多く存在する可能性が示されている.また、観測結 果を基に半径22 AUのリングギャップに海王星より やや重い惑星が存在する可能性が示されている.これ らの結果は、Hバンドの散乱光偏光観測から推測され た結果とも一致しており、電波と近赤外線の観測を組 み合わせエビデンスを積み重ねた良い例である.

ー方ガス観測では、<sup>13</sup>COとC<sup>18</sup>O分子輝線から、CO ガスがCOのスノーラインの内側でも非常に少ないこ とが明らかとなり、ガス分子の化学進化に新たな課題 が見出された[29]. 原始惑星系円盤のガスは直接的あ るいは間接的に惑星に取り込まれ、惑星大気の主な構 成要素となる.そのため、COスノーラインの内側で ガスが枯渇している結果は、惑星大気の研究に大きな 情報を与える.現在、誕生直後の惑星大気は、従来考 えられていたCH<sub>4</sub>やNH<sub>3</sub>などを多く含む強還元型で はなく、N<sub>2</sub>やCO<sub>2</sub>を主成分とし微量のCOやCH<sub>4</sub>が加 わった弱還元型であったと考えられている[30].そし て近年、COが微量であっても高エネルギー粒子線照 射によってアミノ酸の前駆体が生成し得ることが実験 的に示されている<sup>6</sup>.様々な分子種を用いた原始惑星

<sup>6.</sup>日本惑星科学会2017年秋季講演会,小林憲正氏,青木亮平氏 の講演発表.

![](_page_10_Figure_1.jpeg)

37.波長0.87 mmダスト連続波画像の広戦、左、冉胜竹後の画像、右、ALMA公開テーダ画像、杏 ネルの左下にそれぞれの合成ビームを白色の楕円形で記す. [35]より引用・改編.

系円盤のガス観測は,惑星大気の成分や形成メカニズ ムなどに制限を与えたり,生命に関連する有機物生成 の手掛かりを得る手段として重要視されている.今後 の惑星大気の研究に関して,実験と観測的証拠を基に 大きな進展が期待される.

#### 3.2 おうし座HL星の多重リングギャップ構造

ALMAの長基線試験観測でHL Tauの革命的な画 像が得られ[20], 多重リングギャップ構造の詳細な描 像が明らかとなった現在. 観測されている原始惑星系 円盤の構造についてどこまで物理的に制限を与えられ るかや、観測で得られた情報から何をどこまで導ける かについて議論することは極めて重要である.様々な 理論研究によって惑星は円盤との重力相互作用で周囲 の物質を飛ばし、惑星軌道に沿ってリング状に密度が 減少したギャップ構造を形成することが示されている [31]. 従って、惑星は観測されているリングギャップ 構造の起源を説明する有力な候補である. さらに. 長 基線試験観測で得られたデータを詳細に解析した結果. リングギャップ内は光学的に薄く、リングの中心位置 と中心星の位置が有意にずれていることからリングは 離心率を持ち、軌道長半径が大きくなるにつれ離心率 が大きくなり、内側から4つのリングギャップは1:4: 6:8の軌道共鳴の位置関係にあることが明らかとなっ た、よって、これらの観測結果から惑星の存在につい

て議論され,惑星形成が進行している可能性が示されている.

長基線試験観測では多周波合成法(Multi-frequency synthesis method, MFS [34]) を適用し、233.0 GHz( $\lambda$ = 1.3 mm)と343.5 GHz( $\lambda$  = 0.87 mm)の連続波デー タを組み合わせて高品質のイメージを作成している. しかし多周波合成法では、合成されるイメージの中心 周波数が適用される2つのデータの中間周波数である 287.2 GHz(λ = 1.04 mm)となるため、最終的な合 成ビームサイズは343.5 GHzデータ単体のイメージの ものよりも大きくなり空間分解能は悪くなる、よって、 空間分解能を追い求める場合、基本的には高い周波数 のデータ単体でイメージを作成した方が良い. 筆者ら はすでに公開されているおうし座HL星のデータに対 して、電波干渉計の測定信号から真の信号を復元する deconvolutionの一般的な手法であるCLEANの適用 法. S/N比を向上させることが可能なセルフキャリブ レーションのパラメータの最適化. 観測データの良不 良を選別するフラグの条件などを見直し,再度解析を 行った、その結果、国際共同計画として正式に発表さ れた成果画像の品質をより向上させることに成功した [35]. 図7は0.87 mmの連続波画像の改善前(右)と改 善後の画像(左)を示す.多重リングギャップ構造の輪 郭がより鮮明になったため、その位置やサイズ、円盤 全体の面輝度分布がより高い精度で求めることが可能

![](_page_11_Figure_1.jpeg)

図8:パネル(a)はKwon et al. (2011)モデル[33]の面密度分布 (実線)と重力不安定性を誘発するのに必要なガスの最小面 密度(Σgmin,破線)を示す.パネル(b)はべき乗分布で与え られた動径方向の温度分布(実線)と重力不安定性を誘発す るのに必要な冷却条件を満たす円盤の最小温度分布(Tmin, 破線)を示す.灰色で示したパネル(a)と(b)の領域は重力 不安定性の発生条件を満たした領域を示す.[35]より引用.

となった. 故に我々は、リングギャップの起源が惑星 であるとした仮定の下,角運動量輸送とギャップの深 さからギャップに内在する惑星の質量を見積もる手法 [32]を適用し,内側から4つの顕著なギャップに対し てそれぞれに対応する惑星の質量を見積もった.その 結果,4つ全てのギャップで木星質量程度の惑星が存 在する可能性が示された.

しかし,HL Tauの年齢はおそよ100万年と推定さ れており,形成時間に1000万年程度を要する惑星形 成標準理論のコア集積モデルでは説明ができない問題 が生じていた.そこで,短い時間で惑星形成が可能な 円盤の重力不安定性による惑星形成の可能性を検証す るため,その発生条件であるToomreのQ値と冷却効 果について調査した.その結果を図8に示す.図8上 は重力不安定性を誘発するのに必要なガスの最小面密 度(Σgmin,破線),図8下は冷却条件を満たす円盤の最 小温度分布(Tmin,破線)を表し,両者の条件が同時に 満たされた時,重力不安定性が発生し得ることを示す. モデル計算の詳細な説明はここでは割愛するが,HL Tauの面密度分布にはKwon et al. (2011)で示されて いる面密度モデルを使用し,観測で得られた最新の物 理量を適用して導出している[33]. また,動径方向の 温度分布は中心星からの距離に応じてべき乗で減少す るべき乗則を採用している.図8から分かるように, 中心星から52 AU以遠の領域では双方の条件が同時 に満たされ,重力不安定の発現を許容する領域がある ことが判明した.他の理論研究においても重力不安定 は主に円盤の外側の領域で起こる傾向が示されており, 今回の観測で示される結果とも一致している.

しかしながら、HL Tauの場合、中心星から52 AU 以遠のリングギャップに関しては重力不安定性で説明 できるものの、13 AUや32 AUのリングギャップに ついては重力不安定性だけで説明をすることができな い. よって、我々は内向きの惑星移動を考え、円盤と の重力相互作用による惑星移動の可能性とその形態に ついて調査した. ガス円盤の密度分布が惑星の重力に よって動径方向に変化する場合とそうでない場合とで は、軌道進化が異なることが理論研究によって示され ている[36][37]. 詳細な説明は専門書に譲るが、定性 的には惑星質量が小さい場合、円盤の構造が維持され たまま円盤のガスとの重力相互作用によって惑星の角 運動量がガス円盤に輸送される. その結果. 軌道が内 側へと移動するが、このような軌道移動はType I軌 道移動として知られている。一方、惑星質量が大きい 場合,惑星自身の重力によってガス円盤にギャップを 開け,惑星軌道はギャップ内に固定される.円盤自身 は中心星へ少しずつ降着するため、それに伴い円盤と 共に惑星軌道が内側へ移動していく. このような軌道 移動はType II軌道移動と呼ばれる。我々は、ヒル半 径から見積もられるギャップ形成に必要な惑星質量と、 上述の角運動量輸送とギャップの深さから求めた惑星 質量とを比較した結果、木星程度の惑星質量であれば、 付随するガス円盤に対してリングギャップを形成する のに十分な質量であることが分かり、ギャップと共に 中心星へと移動する Type II 軌道移動を支持する結果 が得られた。故に、HL Tau 円盤に付随する多重リン グギャップ構造の解釈の一つとして、天体の年齢など を考慮すると、惑星は重力不安定によって短時間で円 盤の外側で形成され, Type II軌道移動によって円盤 の内側領域へと移動し、現在観測される形態になった 可能性が考えられる、しかし、仮に円盤で一時的に重 力不安定が起きたとしても粒子間の衝突率が低い場合. 惑星や微惑星は形成されず渦状腕構造のみが誘起され、 その後徐々に密度の濃淡が緩和状態となってスムーズ な密度分布を持つ円盤になるという理論報告もある<sup>7</sup>. よって、単純に重力不安定が発生すれば惑星ができる わけではなく、惑星形成に関して考慮すべき要因の精 査が必要であり、一つずつ観測で明らかにするべき点 である.

多重リングギャップ構造の形成については,惑星起 源の他にガスとダスト間で働く摩擦によって不安定モ ードが誘起される永年重力不安定性(Secular Gravitational Instability, SGI)がある. Takahashi & Inutsuka (2014)のSGIモデルでは,太陽系を想定し たパラメータでモデル計算を行っており,観測以前か ら半径13 AUのリングギャップ構造を予言していた [38]. さらにSGIで惑星が形成される合理的なメカニ ズムが描写されており,SGIと惑星の組み合わせで多 重リングギャップ構造の形成が十分に可能であること も示されている[39]. さらに,離心率を持つ軌道を説 明することは困難であるが,焼結や様々な分子種のス ノーラインで効率的にダストが合体成長することでも リングギャップ構造の説明として提案されている [40][41].

## 4. 円盤内のダスト成長

微惑星形成の第一歩は原始惑星系円盤内に存在する ダストが合体成長することで始まる. 圧力の高いとこ ろではダストが捕獲され、局所的に集中して存在する ようになり、ダストの合体成長が促進すると考えられ ている. 筆者らはSEEDSプロジェクトの一環として. 円盤中心に大きな穴構造を持つ遷移円盤LkHα 330に 対して、すばる望遠鏡によるHバンド高解像度高感 度偏光観測とSMAによる波長0.87 mmの連続波観測 で、赤外線と電波の両面からダストの空間分布を調査 した[42]. その結果, Hバンド偏光観測では1組の渦 状腕構造が検出され。0.87 mm連続波では円盤の東西 方向に沿って非対称構造が確認された. 図9はHバン ドで観測されたPDI 偏光強度画像(カラー) に0.87 mm 連続波画像(コントア)を重ねた図である。連続波観測 では十分な空間分解能が得られていないものの、検出 された非対称構造はHバンドで得られた渦状腕構造 に沿って南北に伸びていることから、0.87 mm連続波

7. 日本天文学会2017年秋季年会,道越秀吾氏の講演発表.

![](_page_12_Figure_6.jpeg)

図9:観測天体LkHa 330のHバンド偏光強度画像(カラー)と SMA 0.87 mm連続波画像(コントア)の重ね図.連続波画 像の最初のコントアは8σを表し、2σの間隔で最大20σの 放射を表している.画像中央には半径0.2"(約50 AU)のマ スクを付しており、画像左下の楕円は合成ビームを表す. [42]より引用.

においてもミリメートルサイズのダストで構成された 渦状腕構造が円盤の赤道面近傍にも存在する可能性が 観測的に示された.その後、PérezらはALMAの1.3 mm連続波でElias 2-27の原始惑星系円盤に付随する1 対の渦状腕を検出し、ミリメートルサイズのダスト円 盤においても渦状腕構造が形成されることを示した [10].一方、非対称性を伴った渦状腕構造は、質量の 大きな惑星によって誘起されることがシミュレーショ ンで確認されており、すでに惑星が形成されている可 能性が高いことが示された[43].

ダスト成長を調べるのに有効な方法として、ダスト のオパシティの波長依存性を表したべき数(β)<sup>8</sup>から ダストサイズを見積もる方法がある.星間空間の典型 的なβ値は1.7であり[44], D'Alessioらはダストの最 大サイズがおよそ30 μm以下であれば、β値は1.7の まま維持されると報告している[45].βは波長が異な る複数の連続波データから求めることができるので、 観測的にダストサイズを制限することが可能である. 従って、非対称構造を誘発するダスト捕獲とそれに伴 なうダスト成長を調べるため、我々と他のグループの 観測で得られている連続波データを組み合わせ[46] [47]、ダストサイズの指標となる非対称領域のβを調

8.3.1節で扱われた $\alpha$ と $\beta$ には $\alpha = \beta + 2$ の関係がある.

![](_page_13_Figure_1.jpeg)

図10: 木星の衛星イオのHバンド画像. 左からKeck望遠鏡+AOのシミュレーション画像, TMT/ IRIS+AOのシミュレーション画像, 木星探査機Galileoによる撮像画像を表す. TMTウェブサイ ト (http://www.tmt.org/gallery/miscellaneous/iris-simulation-io-observations)の画像を改編.

査した. その結果, 円盤の東側ではβ = 2.0±0.5と なり星間空間の典型値であったが、 円盤の西側では  $\beta = 0.7^{+0.5}_{-0.4}$ となり、東側よりも小さい値となった、こ の結果はダストサイズが円盤の東側と西側では異なる ことを示唆し, 西側ではミリメートルサイズ以上のダ ストが多くダストが成長していると考えられ(Dranie は特にβが1以下の場合、ダストがミクロンサイズか らミリメートルサイズに成長していると報告している [48]) 東側では近赤外の放射が強く0.87 mm 連続波放 射が弱いため、0.1-1 µm程度のダストが多く存在す ると推測される. また. 大小様々のダストが混在する 円盤中で圧力の高い領域が発生し、その領域に大きい ダストのみが選択的に集中している可能性も考えられ るが、現段階ではこれ以上の制限は困難である.しか し、センチ波帯の連続波やガスの観測によってダスト の成長度や圧力に関する情報が取得できるので、それ らのデータが加われば非対称構造の起源についてより 強い制限を与えることが可能となる.

近年,電波の多波長偏光観測からダストサイズを求 める新たな方法が提案された.そしてALMAによる HL Tauの偏光観測では,これまで考えられていたダ ストサイズよりも1桁ほど小さい100 μm程度である と報告されている[49].従来のβからダストサイズを 見積もる手法に加え新たな手法が開発されたことによ り,異なる手法でダストサイズを算出することが可能 となるので,精度や信頼性が向上すると考えられる. 惑星は基本的に円盤赤道面で形成するので,その領域 を反映するダスト連続波のデータは直接的に惑星形成 の物理量を与える面で重宝される.今後は多波長によ る連続波観測と偏光観測の両面でダストサイズを導き 整合化を図っていくことが,惑星形成の発端を理解す る上で益々重要になってくる.

## 5. 今後の観測装置の開発と将来展望

これまで議論してきたギャップ、非対称構造、渦状 腕、または他の観測で報告されているワープ構造など が惑星形成に深く関連していたとしも、これらの構造 は惑星形成過程の中でもたらせた円盤形態であるので 間接的証拠である。より決定的な証拠を得るには形成 中を含めた惑星そのものを直接観測することが重要で あり、そのためハビタブルな地球型惑星を含めた惑星 の直接検出が可能な次世代型の望遠鏡が構想されてい る、そのうち幾つかは具体的に開発が進められており、 その一つにThirty Meter Telescope (TMT)がある. TMTは補償光学装置(AO)を用いると解像度が8ミリ 秒角まで到達し、すばる望遠鏡と比べ感度が約180倍 向上する.図10はTMTに搭載されるAOの性能をシ ミュレーションした結果である. Keck 望遠鏡よりも 遥かに改善されており、真の画像である探査機で得ら れた画像とほぼ同等の画像品質が得られていることが 分かる.

星・惑星形成に関する研究では、スノーラインを含 めた星周円盤の詳細構造、磁場構造、ガス散逸機構な どの未解決な点を観測で明らかにするべき点が多くあ る.一方、今日では宇宙生命に関して科学的に議論が できるようになり、2015年に自然科学研究機構にア ストロバイオロジーセンターが新たに創設されるなど、 行政からも重要性が認識されている.宇宙生命は今後 の惑星科学の重要な研究テーマであり、ALMAでも3 大研究テーマの一つとなっている. よってALMAで は星・惑星形成領域において生命に関連する有機物の 探査など、宇宙生命を視野に入れた研究が精力的に行 われている。また、ALMAは今後30年最先端の研究 を担う望遠鏡として運用される計画であり、新しい周 波数帯の受信機開発や最大基線長を数100 kmに伸ば した拡張 ALMA 計画が構想されている。その初期検 討として現在の最大基線長である18 kmから拡張し、 最大基線長を50 kmと想定したアレイでシミュレー ション評価を行った結果,230 GHz帯でアレイの中心 から15-25 kmの位置に9台のアンテナを追加するこ とで、5ミリ秒の解像度を達成できることが示された。 また、米国を中心として最大基線長300 km,アンテナ 300台を持つNext Generation Very Large Array (ng-VLA)のサイエンスが検討され、その実現性について 議論が進み始めている.

一方,TMTによる観測ではハビタブルな第2の地 球や系外惑星の大気から生命の確認が可能と言われる 酸素やメタン,さらに生命に関連する有機物の直接検 出が可能となる.将来装置の一つに干渉技術を導入し たSecond Earth Imager for TMT (SEIT)の開発が計 画されており,太陽系近傍に多く存在するK,M型星 周りのハビタブルな地球型惑星の探査が主な研究対象 となっている.そして,すばる望遠鏡などの8m口径 クラスの大型望遠鏡や近年打ち上げが予定されている トランジット系外惑星探索衛星(Transiting Exoplanet Survey Satellite, TESS)との連携も考えられ,膨大な サンプルから有望天体を抽出しTMTで詳細を調べる など様々なシナジー効果が期待されている.

現在ALMAは本格的に稼働し,我々に衝撃的な観 測事実を与え研究を飛躍させている.しかし干渉計は 広範囲に渡った天体のサーベイには不向きであること や,一度に分光可能な周波数帯域が狭いという問題を 抱えている.そのような問題を克服するため単一電波 望遠鏡の開発構想も進められており,口径50 mの大 型サブミリ波望遠鏡(Large Submillimeter Telescope, LST)が検討されている[50].LSTには最先端の超電 導電波検出器(Microwave Kinetic Inductance Detector, MKID)を導入した分光装置DESHIMA[51]の後継 機を搭載する計画であり,実現すれば70-420 GHz帯 を一度にカバーし,ALMAと比較すると集光面積0.4

9. 日本天文学会2017年秋季年会,斎藤俊貴氏の講演発表.

×視野5×周波数幅13 = 26倍の効率でサーベイ観測 が可能となる.さらに, 偏光観測機能も検討しており 広範囲の周波数帯域を利用すれば, 1度の観測で円盤 を巨視的に見た場合のダストサイズを高い精度で制限 ができ, その後ALMAなどの高空間分解能を有する 望遠鏡を用いた, 惑星形成の初期段階であるダストの

ALMAやすばる望遠鏡はこれまでになく原始惑星 系円盤の詳細な描像を明らかにし,惑星科学を進歩さ せたことは疑いの余地もない.惑星形成を追求してい く重要性は言うまでもないが,次世代望遠鏡の到来に 向けて,アストロバイオロジーとの関連性を考慮した 研究も求められる.生物学的観点から観測に適した新 たなバイオマーカー(生命の兆候)の研究も重要であり, 生物学の専門家との協力も視野に研究を進めていく必 要がある.今後は,宇宙生命と関連した惑星形成とし て,天文学と生物学が融合した惑星科学の発展が期待 される.

成長現場の詳細観測へと繋げていくことが可能となる.

## 謝 辞

本稿は筆者が博士課程で取り組んだ研究内容を含み、 現在進めている研究の礎にもなっています。基礎から ご指導して頂いた百瀬宗武氏に心から感謝申し上げま す. SEEDSプロジェクトの総責任者である田村元秀 氏およびSEEDSプロジェクト関係の皆様からは、す ばる望遠鏡の観測に参加させて頂きながら近赤外線観 測の基礎を教えて頂きました. その上, 貴重なデータ を惜しみなく提供してくださり、多くの成果を出すこ とができました. 心からお礼申し上げます. そして. ALMA国際プロジェクトの井口聖氏からは干渉計解 析について基礎から指導して頂き、また世界でも有数 の規模である ALMA 国際プロジェクトで、品質保証 システム開発の東アジア代表に抜擢して頂くなど、多 くの貴重な経験を積ませて頂いていることに深く感謝 申し上げます. 塚越崇氏とCrystal L. Brogan氏から も解析手法について実際的な助言や議論をさせて頂き ましたことを心からお礼申し上げます. 最後に長年, 研究面とALMA国際プロジェクト業務の両面でサポ ートして頂いた林正彦氏に心から感謝申し上げます. 本研究は、大学共同利用機関法人自然科学研究機構ア ストロバイオロジーセンターのプロジェクト

(AB281013)と科学研究費助成事業 学術研究助成基金 助成金 基盤研究C(17K05399)の助成を受けています.

## 参考文献

- [1] Strom, K. M. et al., 1989, AJ 97, 1451.
- [2] 橋本淳, 2015, 遊星人 24, 282.
- [3] O'Dell, C. R. and Wen, Z., 1994, ApJ 436, 194.
- [4] Mayor, M. and Queloz, D., 1995, Nature 378, 355.
- [5] Gillon, M. et al., 2017, Nature, 542, 456.
- [6] 葛原昌幸,田村元秀, 2013,遊星人 22, 255.
- [7] 武藤恭之, 2016,遊星人 25, 36.
- [8] 田崎亮, 2017, 遊星人 26, 46.
- [9] Ansdell, M. et al., 2016, ApJ 828, 46.
- [10] Pérez, L. M. et al., 2017, Science 353, 1519.
- [11] Isella, A. et al., 2016, Phys. Rev. Lett. 117, 251101.
- [12] Chiang, E. I. and Goldreich, P., 1997, ApJ 490, 368.
- [13] Scoville, N. Z. et al., 1986, ApJ 303, 416.
- [14] Hughes, A. M. et al., 2011, ApJ 727, 85.
- [15] Aikawa, Y., 2007, ApJL 656, L93.
- [16] Dartois, E. et al., 2003, Astron. Astrophys. 399, 773.
- [17] Lynden-Bell, D., and Pringle, J. E. 1974, MNRAS 168, 603.
- [18] Akiyama, E. et al., 2015, Revolution in Astronomy with ALMA: The Third Year, ASP Conference Series 499, 291.
- [19] Akiyama, E. et al., 2013, PASJ 65, 123.
- [20] ALMA Partnership et al., 2015, ApJL 808, L3.
- [21] Andrews, S. M. et al., 2016, ApJL 820, L40.
- [22] Debes, J. H. et al., 2013, ApJ 771, 45.
- [23] Akiyama, E. et al., 2015, ApJL 802, L17.
- [24] Jang-Condell, H. and Turner, N. J., 2012, ApJ 749, 153.
- [25] Inoue, A. K. et al., 2008, PASJ 60, 557.
- [26] Rapson, V. A. et al., 2015, ApJL 815, L26.
- [27] Debes, J. H. et al., 2016, ApJL 819, L1.
- [28] Tsukagoshi, T. et al., 2016, ApJL 829, L35.
- [29] Nomura, H. et al., 2016, ApJL 819, L7.
- [30] Kasting, J. F., 1993, Science 259, 920.
- [31] Kley, W. et al., 2001, ApJ 547, 457.
- [32] 金川和弘, 2015, 遊星人 24, 332.
- [33] Kwon, W. et al., 2011, ApJ 741, 3.

- [34] Conway, J. E. et al., 1990, MNRAS 246, 490.
- [35] Akiyama, E. et al., 2016, ApJ 818, 158.
- [36] Ward, W. R. and Hahn, J. M., 2000, in Protostars and Planets IV, ed. V. Mannings, A. P. Boss, and S. S. Russell (Tucson: University of Arizona), 1135.
- [37] 井田茂, 2007, 系外惑星, 東京大学出版会.
- [38] Takahashi, S. Z. and Inutsuka, S., 2014, ApJ 794, 55.
- [39] Takahashi, S. Z. and Inutsuka, S., 2016, ApJ 152, 184.
- [40] Okuzumi, S. et al., 2016, ApJ 821, 82.
- [41] Zhang, K. et al., 2015, ApJL 806, L7.
- [42] Akiyama, E. et al., 2016, AJ 152, 222.
- [43] Dong, R. et al., 2015, ApJL 809, L5.
- [44] Finkbeiner, D. P. et al., 1999, ApJ 524, 867.
- [45] D'Alessio, P. et al., 2001, ApJ 553, 321.
- [46] Brown, J. M. et al., 2008, ApJ 675, L109.
- [47] Isella, A. et al., 2013, ApJ 775, 30.
- [48] Draine, E. T. 2006, ApJ 636, 1114.
- [49] Kataoka, A. et al., 2017, ApJL 844, L5.
- [50] Kawabe, R. et al., 2017, arXiv:1707.07407.
- [51] Endo, A. et al., 2012, Journal of Low Temperature Physics 167, 341.

# その場計測研究による衝突クレーター形成のスケーリング則に対する最新の理解

## 山本 聪<sup>1</sup>, 長谷川 直<sup>2</sup>, 鈴木 絢子<sup>2</sup>, 松永 恒雄<sup>1</sup>

2017年10月6日受領,査読を経て2017年11月16日受理.

(要旨) 惑星科学研究でよく用いられる衝突クレーターに対する標準スケーリング則の一つとして, πスケーリングが挙げられる.このπスケーリングは, 点源近似と呼ばれる仮定を基に定式化されている.一方, 最新のレーザー測距計を使った高速衝突条件下における掘削流の定量観測によれば, この点源近似は実際の クレーター形成過程においては厳密に成り立っていないことが報告されている.本稿では, この最新結果に ついて紹介するとともに, 衝突クレーターのスケーリング則の一つである水谷スケーリングに基づいて, π スケーリングに対する新しい解釈についての議論を展開する.

## 1. はじめに

太陽系天体の起源と進化において、天体衝突がどの ような役割を果たしてきたかを考える上では、 天体衝 突によってクレーターがどのように形成されるかを理 解することが重要である、そのためには、衝突クレー ターの大きさや形状が、衝突天体の質量・サイズ・密 度、またターゲット天体の重力や物質強度等とどのよ うに関連付けられるかを知る必要がある、そのような 関係式を与えてくれる基本方程式を、衝突クレーター のスケーリング則(以下では単にスケーリング則)と呼 ぶ[1-4]. 惑星科学分野で一般的に使われている標準ス ケーリング則の一つとして、 πスケーリングが挙げ られる.このπスケーリングでは、点源近似と呼ば れる仮定を基に定式化されている.この点源近似では, 衝突クレーター形成が、衝突天体の質量、サイズ、密 度などの変数に対してそれぞれ依存するのではなく、 これらの変数を組み合わせた「結合変数」C(coupling parameter)にのみ依存し、クレーター形成に関する 様々な物理量(衝撃波の圧力,掘削流の粒子速度等)は Cの冪乗則に従うものと解釈される.

一方,実際の衝突クレーター形成では、この点源近 似が常に成り立つものではないことに注意が必要であ る、というのは、過去の数値シミュレーションや実験 から、クレーター形成過程は大きく3つの段階に分け られることが知られており、すべての段階においてこ の点源近似が成り立つわけではないからである[2]. 例えば、衝突体が標的に接触してから標的内に潜り込 むまでの段階は「接触・圧縮段階」と呼ばれ、この状 況下では、Cではなく衝突体の速度やサイズなどのそ れぞれの変数が重要となる.一方,二番目の「掘削段階」 では点源近似が有効となり、 Cが諸現象を決定づける 重要変数となる、実際に、この状況下では衝撃波や掘 削流の挙動は時間や距離に対する冪乗則に従うことが 実験的にも知られている[1,2]. しかし、掘削段階の 後半(3番目の段階に相当するが、特別な呼び方は付 けられてない)は衝撃波や掘削流強度が弱くなり重力 や強度が重要となるため、点源近似は成り立たないと 考えられている[1]. さらに言えば、これらの3段階 の境界は明確に定められるものではなく、ある段階か ら別の段階にどのように遷移するのかについては、実 験データや数値シミュレーションデータが乏しいこと から、まだよくわかっていない、

元々のπスケーリングの議論においては、これら の3段階については区別されており、点源近似の限界

<sup>1.</sup> 国立環境研究所 2. JAXA yamachan@gfd-dennou.org

について詳細な考察が成されている[1,2]. 例えば、π スケーリングの提唱者らによる放出物の速度分布に対 する議論[5]では、掘削段階の後半における低速度放 出物について、Cのべき乗からのずれを考慮した補正 式が提案されている、ところが、πスケーリングを 使った衝突実験データの整理やその解釈、また惑星科 学研究への応用においては、これらの3段階を区別す ることなく、点源近似は全ての段階において成立する と仮定して簡略化された関係式(以下ではπスケーリ ング関係式と呼ぶ)が多くの研究者に使用されてきた. もう少し具体的に述べると、πスケーリング関係式 の定式化においては、実験後に回収されたクレーター の最終形状(直径や深さ、プロファイル形状など)のデ ータを使って、 πスケーリングを基に導出されるク レーター直径と衝突エネルギーに関する無次元量に換 算する。そしてそれらの無次元量の冪乗関係からCを 推定するといった方法が用いられている. ところが. 上で述べたようにクレーター形成の最終段階は冪乗則 (つまり点源近似)が厳密には成り立たない. 実際にそ のようにして決定されたスケーリング関係式は、標的 の物性値や弾丸の物性値に対して依存することが知ら れている(スケーリング則不定性問題と呼ぶ)[6,7]. そ の為、点源近似における基本物理量であるCについて 検証を行うには、最終クレーター形状ではなく、掘削 段階に対する「その場観測」の結果に基づいた議論が 必要である.

これまでクレーター形成過程のその場観測はいくつ か試みられてきた. その先駆的観測としては. Quarter-space法(1/4空間法)によるものが挙げられ る [e.g., 7-10]. 通常の実験では半無限領域(half-space) の標的が使用されるのに対し、この手法ではそのクレ ーター形成過程の断面を観測するという意味で1/4空 間法という名前が付けられている(「断面撮像法」と呼 んだ方が分かりやすいのかもしれない).この方法では、 まず粉体標的の入れ物の一面を、外から直接観測が可 能なように透明板(例えばアクリル板)で作成し、その 透明板ギリギリに垂直に弾丸を打ち込む. そうするこ とで,透明板を通してクレーター形成過程の高速ビデ オカメラによる観測が可能になる。この方法は実験装 置への組み込みが簡単であることから、多くの衝突実 験に関わる研究で使用されてきた、しかし透明板と掘 削流の相互作用が無視できないことから、定量的評価

には適さないという問題も有る.実際に1/4空間法で 形成されるクレーター径は,通常の実験で形成される クレーターと比べて1~2割程小さくなることが報告 されている[8].

一方, 掘削流に影響を及ぼさない非接触方法として. レーザー光を用いた方法が提案されており、放出物の 挙動に着目した手法[11, 12]や、掘削段階の挙動に着 目した手法の開発が行なわれてきた[13, 14]. いずれ の方法もシート状のレーザー光を照射した状態で衝突 実験を行い、放出物や掘削領域の内面で反射されたレ ーザー光の変化の様子を高速ビデオカメラで観測する. 例えば[15]の研究では[13, 14]で開発された測定法(以 下レーザー反射光測定法と呼ぶ)を使って、様々な粉 体標的に対して掘削段階の定量測定が試みられており. 冪乗関係と冪乗からのズレを考慮した掘削流の時間発 展モデル式が提案されている。しかし、砂を使った衝 突実験では、放出物の跳ね返りの影響やガス避け(弾 丸加速に使われるガスがクレーター形成に直接影響を 与えるのを防ぐための装置。ガスを回避させる空間を 確保する為には、ある程度の大きさが必要となる)を 設置する必要がある事から、ある程度大きな真空チャ ンバーで実験をする必要がある. ところがレーザー反 射光測定法では、真空チャンバーの外側に急角度(表 面から60°-70°)で設置された高速ビデオカメラを使 って観測する必要がある為、空間分解能に対して大き な制約が生じるという問題が有る.また、レーザー反 射光測定法において高空間分解能で測定するためには, シート状レーザーの幅(レーザー幅)を可能な限り細く する必要があるが、レーザー幅を細くすると単位面積 辺りの反射光強度が弱まることから、掘削流の境界を 定めるのに十分なS/N(信号雑音比)が得られないとい った問題が生じる、その為、例えば望遠レンズなどを 使ったとしても、高い空間分解能での掘削流測定が難 しい. 実際に[13-15]では2本のレーザー光を重ね合わ せて光量を増加させるといった戦略が取られているが. その分レーザー幅が広がるため空間分解能が犠牲にさ れている. そこで直径1 cmの大きな弾丸を使い, 相 対的に大きなクレーターを形成することで、高い空間 分解能を実現する代わりに、衝突速度は300 m/s以下 の低速度領域に限られている(もし高速衝突に適用す る場合は、弾丸を小さくする必要があり、また放出物 やガスの影響を軽減するためにも、真空チャンバー自

![](_page_18_Figure_1.jpeg)

図1:レーザー変位計で取得されるプロファイルの例(衝突速度882 m/sの場合). 図中の数字は衝突から の時間t [ms].水平点線が衝突前の標的表面の平均高さ(y=0). 矢印が着弾中心点(着弾中心点を x=0).最終形状(衝突から4.6秒後)のプロファイルを太実線で示している.

![](_page_18_Figure_3.jpeg)

図2: クレーターの直径d(t)の時間発展. 破線はt=0.75ms~12.75msの範囲に対して冪乗フィットした結果 (冪指数e,=0.349). 曲線は式(1)によるモデル式を使ったフィット結果.

![](_page_19_Figure_1.jpeg)

![](_page_19_Figure_2.jpeg)

図3: (a) 様々な衝突速度における*d*(*t*)の時間発展. 点線は冪指数e,を自由変数としてフィットした結果. (b) 冪指数 をe,=0.286(µ=0.40に相当[10])に固定し, *t*=0.75ms~12.75msの範囲に対してフィットした場合(破線).

体を大きくする必要がある.その場合空間分解能がさらに悪くなるといった問題が生じる).一方,実際の 地球型惑星や月で起こる数km/s~10数km/sにおける天体現象を理解する上では,衝突速度1 km/s以上 における掘削流に対する定量測定を行い,点源近似の 冪乗関係について調べることが重要である.

そこで我々は宇宙航空研究開発機構の大学共同利用 施設である超高速衝突実験施設[16]において、数 km/s以上の高速度衝突条件下における掘削過程のそ の場観測を行うための新しい測定方法の開発に取り組 んできた[17, 18]. この方法では超高速レーザー変位 計を真空チャンバー内の衝突点近傍にまで接近させて 「その場」観測を行うことで、衝突直後の掘削流の時 間発展の様子を、高空間および高時間分解能で定量測 定するというものである. [18]ではこの方法を使って, 1~6 km/sの高速度衝突条件下における掘削過程の 定量測定を行い. Cの冪乗関係における衝突速度依存 性について新しい報告が成されている。本稿ではこの 最新のその場観測手法によって明らかにされたCの衝 突速度依存性について紹介し、従来の観測手法では分 からなかった、スケーリング則問題の新しい解釈につ いての議論を展開する。

## クレーター直径成長率における 衝突速度依存性

### 2.1 レーザー測距計を使った掘削領域のその 場観測

レーザー変位計によるその場観測手法[17, 18]では, 衝突によって形成される掘削領域の形状を,レーザー 変位計(Keyence超高速インラインプロファイル測定 器)を用いて2 kHzの時間分解能で一次元プロファイ ルを連続取得する.レーザー変位計による水平方向の 測定範囲は最大140 mm,高さに対する分解能は約0.3 mmの精度である.レーザー変位計を標的の上面にま で張り出す形で設置し,衝突点の近傍から観測するこ とで高空間分解能による測定を実現している.衝突実 験は超高速衝突実験施設[16]に設置されている新型の 縦型二段式軽ガス銃を用いて行われた.衝突速度は 0.7~6 km/s,弾丸は球形ポリカーボネイト(質量0.06 g,直径4.76 mm),ターゲットは直径60 cm,深さ20 cmの容器に入れた乾燥硅砂(東北硅砂5号:平均粒径 約510 µm, バルク密度1560 ± 70 kg/m<sup>3</sup>, 安息角約35°, 平均空隙率38 %)を用いた. 衝突実験は全て真空条件 10 Pa以下で実施されている.

図1にレーザー変位計よって取得された一次元プロ ファイルの結果例を示す. x=0の矢印が着弾中心点で ある、この図より、衝突による掘削領域が時間と共に 広がり、また放出物カーテンが横方向に広がり、最終 的にクレーターリムが形成される様子が捉えられてい るのが分かる、次に、これらのプロファイルから、各 時間における衝突前の表面(水平点線)で測ったクレー ターの直径d(t)を衝突からの時間tの関数として測定 した.  $図2 (t) \ge t$ の関係をプロットした. これよ り*t*~1-10 msの範囲では*d*(*t*)は*t*に対してほぼ冪乗 則で増加しているのが分かる(図中の破線はt=0.75 msから12.75 msのデータに対して冪乗分布を仮定し てフィットした結果). つまりこの時間範囲では点源 近似が十分に成り立っていることを意味する。一方t ~20 ms以降ではd(t)の成長率が時間とともに減衰し、 冪乗関係から外れている。これはこの時間以降は点源 近似が成り立っていないことを意味する. そしてt~ 100 ms以降はd(t)が一定となっており、この時間で キャビティーの成長が止まり最終クレーターが形成さ れたことが分かる.

### 2.2 クレーター直径成長率の冪乗関係とその 衝突速度依存性

図3(a)において、様々な衝突速度viでのd(t)の時間 発展の結果について比較を行った([18]のデータに加 え、追試実験による合計42ショットのデータから抜 粋). この図よりviが速くなると全体的な傾向が上に シフトするが、時間発展のパターン(t~1-10 msの段 階では冪乗則で増加し、その後増加率が減衰するパタ ーン)に違いは見られないことが分かる.

次に, 掘削段階の初期段階(t~1-10 msの範囲)に おける冪乗の傾きとν<sub>i</sub>の関係について調べる. π スケ ーリングの提唱者らによる詳細な考察[2]では, d(t) に対する一般化されたスケーリング則において, v<sub>i</sub>依 存性の項が考慮されている.しかし,当時得られてい た実験データを適用した範囲においては,その衝突速 度の項はほとんど効かないことから,その後の議論に おいてv<sub>i</sub>依存性の項は省略されている.また,冪乗の 傾きについては,一般化されたスケーリング則におい てもviの項は陽には入っていない[2]. これらの事から、 我々もこれらの測定を始める前は、この冪乗の傾きに v:依存性があるとは想定していなかった。しかし、本 実験で解析を進めるうちに、初期段階の傾きにviに対 する系統的な違いがあることに気がついた。例えば図 3(b)では、標準スケーリング則[10]から予想されるク レーター直径の成長率に対するべき指数の値 (e<sub>x</sub>=0.286)を使って、この初期段階をフィットした結 果を示している(各破線). ここで注目していただきた いのは、低速度(例えばvi=715 m/s)では、0.004秒以 前ではデータ点はフィット線よりも下に位置するのに 対して、0.005秒後ではフィット線よりも上に位置す る事である. この傾向はvi=802 m/sでも見られる. しかし. viが速くなるにつれフィット線とデータの傾 向は良い一致を示す(例えばvi=4748 m/s). しかし, vi>5 km/sでは逆の傾向を示し。0.004秒以前ではフィ ット線よりもデータ点が上に位置するのに対して. 0.005秒後はデータ点がフィット線より下に位置する. つまり、標準スケーリング則から予想される冪の傾き と比べて低速衝突の場合は急勾配を示すのに対して、 高速衝突では緩やかな分布を示している. また標準ス ケーリング則[10]のex=0.286はvi=4 km/s前後の実験 結果を基に求められたものであることから、衝突速度 が同じであれば、我々の結果は標準スケーリング則と 同じ傾きを示す. これらの事から, 冪乗の傾きに系統 的なvi依存性があるのではないかと考えたわけである.

そこで、[15]によって提案されている掘削流モデル 式を使って、初期段階のベキ指数を求めることにする. [15]ではZモデル[19]を基にした掘削流に対する経験 モデル式として以下のものが提案されている:

$$d(t) = A(1 - e^{-\beta t})^{\gamma} \tag{1}$$

ここで、 $\gamma = 1/(Z+1)$ と定義されておりZは掘削流速 度場の距離に対する減衰率、 $\beta$ は掘削流速度場の時 間に対する減衰率、Aは過渡クレーターの直径に相当 する.この掘削流モデル式では、データフィット範囲 を特に定める必要はなく、最終クレーター形成後のデ ータ点も含めたデータ全体に対してフィットを行うこ とで、初期段階の冪指数と冪乗からのずれ度合いにつ いて、 $\gamma と \beta$ でそれぞれ定量化できるといったメリ ットがある.

図4(a)に,式(1)を使って決定した $\gamma$ と $v_i$ の関係に

ついてプロットした(図2の黒曲線が式(1)を使ってモ デルフィットを行った結果の例).この図より, y は v<sub>i</sub>が速くなるに連れ単調減少しているのが分かる.ま た, yに対応するZ値(右軸)は, v<sub>i</sub>が速くなるにつれ 単調増加している.ZモデルにおけるZ値の物理的意 味は,掘削流速度場の距離に対する減衰率と解釈され る[19].つまり図4(a)の結果は,掘削流の速度場の減 衰率には明らかな衝突速度依存性があり,衝突速度が 速いほど,減衰率が大きいということを意味する.ま た比較のために,レーザー反射光測定法を使って乾燥 砂に対して測定された低速実験(300 m/s以下)の結果 [15]についてもプロットした.これより[15]の300 m/s以下のyは0.37以上となっており,レーザー測 距計で測定された低速度においてy値が大きい結果 と調和的である.

### 3. 考察:スケーリング則との関係

#### 3.1 スケーリング則の衝突速度依存性について

次にZ値(y値)の結果を使って、結合変数Cとの関 係について考察を行う. [1,2]では次元解析を基にして,  $C=av_{i}^{\mu}\delta^{\nu}$ と定義されている。また1章で述べたように 点源近似においては、 クレーター形成に関する様々な 物理量を決定づけるのはこのCである.言い換えると, viやaが異なっていてもCが同値であれば、クレータ ー形成過程の終段階の挙動は同じになる(この事を終 段階等価性と呼ぶ) [3]. Cのわかり易い例は μ=1/3, v = 1/3の場合で $C = av_i^{1/3} \delta^{1/3} \propto (mv)^{1/3}$ となることか ら、Cは衝突体の運動量の関数となる(mは弾丸質量). 別の例は $\mu = 2/3$ ,  $\nu = 1/3$ の場合で,  $C \propto (m\nu^2)^{1/3}$ と なり衝突体のエネルギーの関数となる.実際の衝突現 象では µ =1/3~2/3の値を取ると考えられてきた[1, 2]. つまりµを決めることは、衝突形成過程を支配す る物理量が運動量支配的かエネルギー支配的かを決め ることにもなる.

[2]の次元解析により μ と z, y は次のように関係 付けられる:

$$\mu = \frac{1}{z} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \tag{2}$$

図4(b)に,式(2)を使って図4(a)の結果に対して求め  $t \mu \geq v_i$ の関係についてプロットした.この図より,

![](_page_22_Figure_1.jpeg)

図4: (a) モデル式(1)によって決定された冪指数γと衝突速度νの関係.対応するZ値(=-1+1/γ)についても右軸に示した. 比較のために、レーザー反射光測定法を使って乾燥砂に対して測定された[15]の結果もプロットした. (b) (a)のγから 推定されるμ値とνの関係.比較として, [11]による放出速度の速度分布から決定されたμもプロットした.

 $v_i$ が0.7~0.8 km/s付近では $\mu$ は2/3に近い値を取る が、 $v_i$ が速くなるに連れ単調減少をする事がわかる. また $v_i$ ~5 km/sでは、標準スケーリング則の $\mu$  =0.41[10]と調和的な値であるが,[10]の結果もv<sub>i</sub>=4-5 km/sで測定されたデータを基にして導出されたもの である. さらに、Cintalaら[11]による放出物のその場測定か ら導出される $\mu$ の結果もプロットした. これにより 我々のデータは[11]の結果と極めて良い一致を示し、 [11]のデータも $v_i$ が速くなると $\mu$ が小さくなっている のがわかる. [11]の論文では衝突速度の範囲が狭すぎ るため、この衝突速度依存性について言及されていな い.しかし、我々の結果と合わせて見ると、衝突速度 依存性を示していることがわかる. つまり、図4の結 果から $\pi$ スケーリングの主要パラメータである $\mu$ に 衝突速度依存性があることが分かった.

#### 3.2 水谷スケーリング則を使った物理的解釈

過去に行われた衝突数値シミュレーションや衝突ク レーター形成実験により、µは主に標的の物性値に 依存することが知られている。例えば、[20]による数 値シミュレーションでは、クレーター直径の成長率か ら導き出されるµが、摩擦角や空隙率に依存するこ とが示されている。一方、過去の研究において、µ が衝突速度に依存するといった報告は見たことはない。 また[1, 2]の議論においても、µは衝突速度によらな いと暗に仮定して議論が進められている。一方、図4 (b)では明らかなµの衝突速度依存を示されたわけで あるが、これをどう解釈すればいいのだろうか?

水谷らが1990年に発表した「水谷スケーリング則」 [4]に、この $\mu$ の速度依存性の解釈に対するヒントが あるので、そこを少し深く掘り下げて行きたいと思う. 水谷スケーリング則は、インピーダンスマッチング法 [6]を使って、衝突によって生じる衝撃波の初期圧力  $P_0$ とその後の衝撃波の減衰P(r)の両方を考慮して、 衝突諸現象を説明するものである.ここで重要な点は、  $P_0$ とP(r)を明確に分離して取り扱っている点である. 例えば、クレーター形成過程の終段階における衝撃波 の圧力や掘削流の速度分布の定式化においては、 $P_0$ とP(r)を使って関係式が記述される.ところが上記 の $\pi$ スケーリングでは、結合変数Cのみが重要であり、  $P_0$ とP(r)は直接にはスケーリング関係式に現れない.

さらに、[4]では $\pi$ スケーリングで用いられる*C*を 水谷スケーリング則で記述するとどうなるかについて 詳細な考察も行っている.まず初期発生圧力は衝突速 度の冪で表されるとして、 $P_0 \propto v_l^0$ 、P(r)は距離rに対 して冪指数qで減衰すると仮定する.これらの仮定を 使って[4]では*C*の一般形として次の式が提案されて いる:

$$C = a v_{i}^{\frac{p}{q}} \left(\frac{s\xi}{c_{t}}\right)^{\frac{p}{q}}$$
(3)

ここで $c_t$ とsは衝撃波速度と粒子速度の関係を記述す る経験モデル式(一般には一次の線形関係式)の係数,  $\xi$ はインピーダンスマッチング法で使用されるパラ メータである(詳細を知りたい読者は, [4]の論文およ び[21]の解説論文を読むことを薦める. 教科書的に丁 寧な導出式も記述されており, じっくりと読む価値の ある優れた論文である).式(3)と $C=av_i^{\mu}\delta^{\nu}$ との比較 から,  $\mu$ はqとpと次のような関係にあることが分か る.

$$\mu = \frac{p}{q} \tag{4}$$

つまり、 $\mu$ は衝突によって発生する初期圧力と関連 するだけでなく、qを通じて衝撃波減衰率と密接に関 連した変数であることがわかる.次に、式(4)を使って、 Cの物理的挙動について詳細に見ていこう.まず衝突 速度が標的のバルク音速よりも遅い場合、発生圧力  $P_0$ は衝突速度の1乗に比例する( $P_0 \propto v_i$ ; p=1)が、バ ルク音速よりも速い場合は2乗に比例する( $P_0 \propto v_i^2$ ; p=2)ことが知られている[4].この事から、砂のバル ク音速(~300 m/s)と比べて十分速い衝突速度条件下 では、

$$\mu = \frac{2}{q} \tag{5}$$

となり、µがどのように変化するかは衝撃波減衰率q に依存する. 式(5)を使うと、Wúnnemannら[20]が示 したμの摩擦角や空隙率に対する依存性は、衝撃波 減衰率が摩擦角や空隙率に依存することによりuを 変化させたとも解釈できる.一方, qは衝突速度によ らず一定と考えていいのだろうか?実は非常に衝撃波 が強い場合、弱い衝撃波の場合と比べて衝撃波伝搬過 程のエネルギー散逸率が大きくなることが、過去の数 値シミュレーションから報告されている[6,22,23]. それらの結果によれば衝撃波減衰率qは衝突速度が速 くなればなるほど大きくなる. この場合, 式(5)から 衝突速度が速くなるとμは下がることになる.これ は図4(b)の傾向と同じである.また、[1]による次元 解析においても、衝撃波圧力が非常に強い場合(衝撃 波によって加速される粒子速度が標的音速と比べて非 常に速い場合). 衝撃波圧力は2/ uの冪乗で減衰する

![](_page_24_Figure_1.jpeg)

図5:最終クレーター形状(クレーターリム径D<sub>i</sub>)に対する, 無次元半径と無次元エネルギーの関係. 比較として, D<sub>i</sub>から求め られた標準スケーリング関係式の結果[10]および Cintalaら[11]のD<sub>i</sub>の結果もプロットした.

が、衝撃波の圧力が低くなると1/μの冪乗で減衰す るとされている.これらの事から、μの衝突速度依 存性は、衝撃波減衰率の衝突速度依存性を反映したも のであるといった解釈が妥当ではないだろうかと我々 は考えている.つまり、πスケーリング関係式では 衝撃波の減衰率が「衝突速度によらず一定」と暗に仮 定されていたが、図4(b)の結果はその仮定が単に間 違っているということを示しているに過ぎない.

これに関連する話として、*C*について誤解される可 能性がある点について触れておきたい.上でも述べた ように、ショックインピーダンスマッチングを使った 発生圧力 $P_0$ の議論において、衝突速度が標的のバル ク音速より遅い場合は、 $P_0$ は衝突速度に比例するが、 音速より十分速い場合 $P_0$ は衝突速度の二乗に比例す る事が導かれる[4, 6].この事から $P_0$ は音速以下の低 速衝突では運動量の関数、高速衝突ではエネルギーの 関数と近似的に見做すことができる.ところが、図4 (b)のµ値は、低速衝突でエネルギースケーリング則 の値(µ=2/3)に近く、衝突速度が速くなるにつれ運 動量スケーリングの値(µ=1/3)に近くなっている. これはインピーダンスマッチングから予想される話と 矛盾しているように思われるかもしれないが、それは 誤解である.というのは、図4(b)のµは掘削段階か ら決定されたものであり、ある程度衝撃波が減衰し、 掘削流が発達した領域での話である.つまり図4(b)  $kP_0$ ではなく、P(r)に関しての議論である.また実 際に[2]の議論においても、 $\mu$ は標的物質に依存し、 空隙率の低い物質では $\mu \sim 0.6$ となりエネルギースケ ーリング則に近い値となるが、空隙率の高い物質では 衝撃波通過時の散逸効率が高くなることで $\mu \sim 0.4$ に 近くなる事が示されている.

#### 3.3 最終クレーターとの関係

最後に $\pi$ スケーリングとの関係式について議論を 行う.  $\pi$ スケーリング関係式の定式化においては、 最終クレーター直径 $D_f$ を、無次元クレーターサイズ ( $\Pi_R = (\rho/m)^{1/3} D_f/2$ )と無次元エネルギー ( $\Pi_2 = 3.22 ga/v_i^2$ )に適用し、 $\Pi_R \ge \Pi_2$ の冪乗関係から  $\mu$ の決定が行われてきた[10].そのようにして決定された $\mu$ (つまり冪の傾き)において、衝突速度依存性 が有るといった報告はなされていない [1, 2, 10].一方、 図4ではクレーター直径の成長率が衝突速度依存性を 示すことから、当然 $D_f$ から求められる $\mu$ においても 衝突速度依存性を示すことが期待される.ところが、 図4の測定における $D_f$ を $\Pi_R \ge \Pi_2$ に適用した場合、 $\mu$ に衝突速度依存性が見られなかった(図5).図5にお ける  $\Pi_{R}$ -  $\Pi_{2}$ ダイアグラム見ると, [18]で測定されるデ ータはきれいな冪乗関係を示し,そのデータ分布の傾 きは  $\mu$  = 0.42であり,過去に決定された標準スケーリ ング関係式( $\mu$  = 0.41[10])と非常に似た結果である. さらに, [18]に対する追加実験として行った砂のバル ク音速以下の低速度条件( $\nu_{i}$ =146-236 m/s)で測定され た結果(図5の  $\Pi_{2}$ >10<sup>6</sup>のデータ)についても $\mu$ =0.42 の関係式に従っているのが分かる.つまりクレーター 直径の成長率は衝突速度依存性を示すにも関わらず, 最終クレーター形状から導かれる $\mu$ は、衝突速度依 存性がないと解釈されてきた $\pi$ スケーリング関係式 の $\mu$ と良い一致を示す.これはどう考えたら良いの だろうか?

ここで注意してもらいたいのは、その場計測から決 定される $\mu$ は「一回の衝突実験(一つの $v_i$ )」から「一つ の $\mu$ 」が決定されるのに対して、図5のダイアグラム を使った決定では、「複数の $v_i$ (数100 m/s~6 km/s)」 から、「一つの $\mu$ 」が決定されているということである。 つまり、このダイアグラムを使って $\mu$ を決定してい る限り、仮に衝突速度依存性があったとしても、その 衝突速度依存性を導き出すことは容易ではない、それ に加え、上でも述べたように図5で使用されているデ ータは最終クレーター直径であり、 $\pi$ スケーリング の大前提である点源近似が成り立たない終段階(冪乗 からのズレが生じる段階)を経て決定された物理量で ある。その為、形成過程の挙動に衝突速度依存性があ ったとしても、その終段階において分からなくなって いる可能性が高い.

いずれにしても,我々の解釈が正しいかどうかを知 るには,例えば衝突速度を一定とし,弾丸の大きさや 重力強度を数桁範囲で変化させて,このΠ<sub>R</sub>とΠ<sub>2</sub>の関 係がどうなるかについて調べる事が重要である.その ような検証を実験的に実施することは難しい為,数値 シミュレーションなどによる検証が今後重要になると 考えられる.

## 4. まとめと今後

本稿では、衝突速度0.7 km~6 km/sの条件下での、 レーザー変位計を用いた掘削過程のその場定量観測に よる最新結果について紹介した。その詳細観測によれ ば、クレーター直径は時間とともに冪乗則で増加する が、後半段階では直径増加率が指数関数的に減衰する. これはπスケーリングの大前提となる, 点源近似が クレーター形成の終段階では成り立たないことを意味 する. またクレーター直径の成長率は衝突速度依存性 を示し、衝突速度が増加するにつれ減衰率が大きくな る. これはπスケーリングで使用される結合変数が 衝突速度依存性を示し, 点源近似が実際の衝突クレー ター形成過程では厳密には成り立っていないことを意 味する.このことから、過去の衝突実験(衝突速度4-5 km/s)の最終クレーター形状を基にして導出された µの標準値(µ=0.41)は、必ずしも他の衝突現象では 成り立たない可能性が高い。例えば、実際の天体上で 起こる15 km/s~20 km/sの現象に対しては、従来の πスケーリング関係式から予想するよりも、小さい μとなる可能性がある.いずれにしても、物理がよ く分からないπスケーリングではなく、水谷スケー リング則のように、基本的な物理的解釈が可能なモデ ルに則った、新しいスケーリング則に対する考察が重 要であると我々は考えている.

#### 謝 辞

本実験はJAXA宇宙科学研究所の超高速衝突実験 共同利用で行った。

#### 参考文献

- Holsapple, K. A., 1993, Annu. Rev. Earth Planet. Sci. 21, 333.
- [2] Holsapple, K. A. and Schmidt, R. M., 1987, JGR 92, 6350.
- [3] 藤原顕, 1997, 比較惑星学 12, 第2章.
- [4] Mizutani, H. et al., 1990, Icarus 87, 307.
- [5] Housen, K. R. and Holsapple, K. A., 2011, Icarus 211, 586.
- [6] Melosh, H. J., 1989, Impact cratering, Oxford Univ. Press, New York.
- [7] Yamamoto, S. et al., 2006, Icarus 183, 215.
- [8] Piekutowski, A. J., 1980, Proc. of LPSC 11, 2129.
- [9] Schmidt, R. M. and Piekutowski, A. J., 1983, LPSC 14, abstract, 668.
- [10] Schmidt, R. M. and Housen, K. R., 1987, Int. J. Impact

Eng. 5, 543.

- [11] Cintala, M. J. et al., 1999, MAPS 34, 605.
- [12] Anderson, J. L. B. et al., 2003, JGR 108, E8, 5094.
- [13] Yamamoto, S. et al., 2006, in Proc. of ESLAB-40: First international conference on impact cratering in the Solar System, ESTEC, Nordwijk, The Netherlands.
- [14] Barnouin-Jha, O. S. et al., 2007, Icarus 188, 506.
- [15] Yamamoto, S. et al., 2009, Icarus 203, 310.
- [16] 長谷川直, 2015, 遊星人 24, 269.
- [17] 山本聡ほか, 2015, 遊星人 24, 239.
- [18] Yamamoto, S. et al., 2017, JGR 122, 1077.
- [19] Maxwell, D. E, 1977, In Impact cratering (eds by Roddy, D.J. et al.), Pergamon Press, New York, pp. 1003.
- [20] Wünnemann, K. et al., 2006, Icarus 180, 514.
- [21] 岡本尚也, 水谷仁, 2015, 遊星人 24, 33.
- [22] Ahrens, T. J. and O'Keefe, J.D., 1977, in Impact and Explosion Cratering, edited by D. J. Roddy et al., pp. 639–656, Pergamon Press, New York.
- [23] Pierazzo, E. et al., 2008, Meteorit. Planet. Sci. 43, 1917.

## 大気成分凝縮による巨大氷惑星の惑星放射強度 と熱進化加速

## 黒崎 健二<sup>1</sup>. 牛駒 大洋<sup>2,3</sup>

2017年7月8日受領, 査読を経て2017年11月24日受理.

(要旨)現在の惑星放射は惑星の形成時における過去の集積の記録を反映しており,惑星形成プロセスを制約する上で重要である.惑星は高温の初期状態から大気からの放射によって冷却していく.したがって,大気の状態は惑星の冷却効率に影響を与える.これまでの巨大惑星の冷却では大気の組成は進化を通して不変であると仮定していた.しかし,巨大氷惑星では,形成初期において重元素に富む大気を持っていたことが,惑星形成論から示唆されている.これら重元素は低温環境下では凝縮すると考えられる水,アンモニア,メタンを含み,これらの成分が大気の温度構造に影響を与える.本研究は凝縮による惑星放射と惑星熱進化への影響を定量的に調べた.凝縮による潜熱解放によって大気の温度を維持し,高い惑星放射を維持することにより惑星の冷却効率が上がることを示した.このことは,天王星の放射強度が理論的な推定よりも小さいという問題に重要な示唆を与える,また,重元素に富んだ大気を持つ巨大氷惑星は中間赤外で明るくなることもわかり,太陽系外の巨大氷惑星の直接撮像にとっても重要な示唆を与えることができた.

## 1. 導入

巨大惑星の赤外放射強度は惑星がどのような形成や 進化を経て現在に至ったか、内部で何が起きていたの かを理解する上でよく使われる.形成期において巨大 惑星は膨大な重力エネルギーを獲得し、放射によって エネルギーを捨てることによって熱進化を経験してい る.したがって、巨大惑星は初期は高温、高放射強度 で半径も大きく、時間の経過に伴い温度が下がり放射 も弱く半径も小さくなっていく.観測された赤外放射 強度(以下、赤外放射)を、惑星の熱進化を時間積分し 理論計算によって得られた惑星放射と比較すると、以 下に述べるように、過去の氷惑星の熱進化の理論モデ ルの仮定には不十分な点があり、これが新しい発見に つながることに気づく.

Hubbardは、木星の熱進化計算を始めに行い、木 星内部が全対流で均質な構造を持っていると仮定して

kurosaki.k@nagoya-u.jp

観測された惑星半径と惑星放射を整合的に説明するこ とに成功した[1]. 一方, 土星に木星と同様の議論を しても土星の放射は説明できない. この違いは木星内 部でのHe 成分の不混和が原因とされている[2]. 巨大 氷惑星の熱進化も組成の違いはあるが, 同様の熱進化 モデルを用いて議論されている. 近年では系外惑星の 放射光も直接撮像されている[3]. 直接撮像で発見さ れた惑星の質量は直接観測されていないが, 放射強度 の理論推定と比較することで質量を制約している. こ れらの研究を通して, 巨大ガス惑星の惑星放射や熱進 化などを議論することは, 惑星の起源や性質を理解す る上で重要となる.

本研究では巨大氷惑星に焦点を当てる.太陽系内の 巨大氷惑星である天王星と海王星は質量,半径共によ く似ていることから,ほとんど同じようなバルク組成 を持っていると考えられている.しかし,天王星の放 射強度は海王星と比較して10倍も小さいため,暗い 天体であるといえる[4].実際に,木星と同じように 高温の初期状態から全対流し化学的に一様な構造を仮 定した理論計算を行って,天王星の放射強度を計算す

<sup>1.</sup> 名古屋大学

<sup>2.</sup> 東京大学

<sup>3.</sup> ビッグバン宇宙国際研究センター (RESCEU)

ると,理論計算の結果と観測結果が一致せず,観測で 示されるほど惑星放射を小さくできないことがわかっ ている[5,2,6]. これらの問題は30年の間解決されて こなかった.太陽系外では海王星サイズの天体が多く 発見されていることがわかっている[7].したがって, これら海王星サイズの天体の形成過程を理解すること は天文学や惑星科学において主要な問題である.海王 星サイズの天体はまだ直接撮像がなされていないが, 今後の望遠鏡(例えば.WFIRST-AFT[8])によって観 測される可能性もある.

巨大氷惑星の熱進化はこれまでのところ内部および 大気の組成分布は形成されてから現在まで変化しない と仮定してきた.しかし,近年の形成理論研究から内 部および大気は,形成時にはもっとダイナミックに変 化していたと考えられる.例えば,ペブルや衝突破片 のようなものが巨大氷惑星のコアに集積する可能性が 指摘されている[9,10].そのような小さな破片はエン ベロープ中で蒸発し,巨大ガス惑星の集積を加速させ る効果をもたらす[11,12].また,海王星サイズの天 体は巨大衝突を経験した可能性もあり,内部の組成分 布を大きく変えると考えられる[13].巨大氷惑星は H<sub>2</sub>O,NH<sub>3</sub>,CH<sub>4</sub>のような多量の氷成分を内部に含む ため,それら氷成分が巨大衝突によって大気に再分配 される可能性もある.

そこで本研究は、氷成分に富む大気を持った巨大氷 惑星の熱進化を定量的に評価する。巨大氷惑星が形成 初期に多量の氷成分を大気に保持していたと仮定する。 それら氷成分が凝縮すると潜熱の解放の影響により、 大気の温度構造に影響を与え、乾燥断熱温度勾配の状 況よりも大気温度が高くなる。結果として、大気の温 度構造の変化によって巨大氷惑星の冷却が加速される ことを示す。

水素ヘリウム大気中において,氷成分量がある閾値 を超えると,分子量の勾配が生じることによって,対 流を妨げる効果を持つ.凝縮成分が水素よりも重い分 子種であるため,大気中で平均分子量に勾配を作る.

Leconte et al.(2016)によると、天王星や海王星のCH4 の混合率では、対流抑制の閾値を上回っていることが 知られている[14]. 一方で、天王星や海王星の大気は CH4の雲は観測されていることから、大気中で氷成分 が凝結し雲が形成することによる影響が存在すると考 えられる[15]. 論文の構成を以下に述べる.2節では大気構造,内部 構造,熱進化計算の理論モデルと計算手法について述 べる.3節では氷成分に富んだ大気をもつ惑星の進化 計算の計算結果を示す.4節ではこれまでの結果を受 けて,天王星の放射強度の問題(4.1節),若い天王星 サイズの天体の観測可能性(4.2節),モデルの妥当性 (4.3節)について述べ,5節で結論とまとめを述べる.

### 2. 計算モデル

本研究では、大気中の氷成分の凝縮を考慮した巨大 氷惑星の熱進化を数値計算する.惑星は球対称な静水 圧平衡を保ち、上層から(1)水素、ヘリウム、水、ア ンモニア、メタンで構成された大気、(2)水素、ヘリ ウム、水からなるエンベロープ、(3)水成分からなる マントル、(4)岩石コアの4 層構造で構成されている. それぞれの境界では圧力と温度が連続でつながってい る.(2)、(3)、(4)の各層では全対流しておりそれぞ れ等エントロピーで一様な組成分布を持つと仮定する.

#### 2.1 内部構造

内部構造は以下の偏微分方程式によって計算される.

$$\frac{\partial P}{\partial M_r} = -\frac{GM_r}{4\pi r^4},\tag{1}$$

$$\frac{\partial r}{\partial M_r} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho}, \qquad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial M_r} = -\frac{GM_r}{4\pi r^4} \frac{T}{P} \nabla, \qquad (3)$$

また状態方程式は以下のように表される.

$$\rho = \rho(P, T, X_i),\tag{4}$$

このときrは惑星中心からの距離,  $M_r$ は半径rの球の 内部に存在する質量, Pは圧力,  $\rho$ は密度, Tは温度,  $X_i$ は成分, Gは万有引力定数(= 6.67 × 10<sup>-8</sup> dyn cm<sup>2</sup> g<sup>-2</sup>)である.  $\nabla$ は断熱温度勾配を表し,

$$\nabla = \nabla_{\rm ad} = \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P}\right)_S \tag{5}$$

で表される.

状態方程式は、水素及びヘリウムは[16],水は SESAME 7150[17],岩石は[18]を用いた、エンベロー プ中における水素、ヘリウム、水の混合は、体積加算 [16]を仮定し と表す.このとき, X, Y, Z<sub>0</sub>はそれぞれ水素, ヘリ ウム, 水の質量分率を示し, ρ<sub>H</sub>, ρ<sub>He</sub>, ρ<sub>He</sub>0はそれぞ れ水素, ヘリウム, 水の密度を表す.水素とヘリウム の比率は, 重元素を省いた原始星の質量分率で表し, X=0.72, Y=0.28 を用いた[19].高温高圧条件下での アンモニア及びメタンの振る舞いはほとんど分かって いないため,それらの状態方程式は先行研究に倣い水 の状態方程式で代用した[6].本研究におけるZ<sub>0</sub>は水, アンモニア,メタンの質量比の総和として扱う.

#### 2.2 大気構造

大気構造は平行平板な放射対流平衡構造を持つと仮 定する.このとき、単位時間単位面積あたりに惑星の 外に放出されるフラックスの総量を大気中の正味フラ ックスとし、大気中の正味フラックスは一定であると 仮定する. 惑星大気はガス成分として, H<sub>2</sub>, He, H<sub>2</sub>O, NH<sub>3</sub>, CH<sub>4</sub>及び凝縮物としてH<sub>2</sub>O, NH<sub>3</sub>, CH<sub>4</sub>を含む. 以降, H<sub>2</sub>O, NH<sub>3</sub>, CH<sub>4</sub>は揮発性成分と表記する. そ れら揮発性成分は相平衡の条件、すなわち飽和蒸気圧 によって決定される、大気と内部の境界(すなわち大 気の下端)における圧力Phmと表記する。以下の計算 では $P_{btm}$ を100 barとする.  $P_{btm}$ の値を変えても結果 や結論に大きく影響しない. Pbtm は氷成分が大気では 凝縮し、内部では凝縮しないような圧力に設定する必 要がある.一方で、大気の質量が無視できるほど小さ くなるようなPbmの方がよい. 100 barの設定はそれ らの仮定を満たす圧力である。ただし、熱進化が進ん で大気温度が低下していくと、100 barより深い場所 においても凝縮するような温度になる. これより深い 場所でもH2Oは凝縮しているが、水の臨界圧力は 220.64 bar であり、それよりも高圧の場所では超臨界 流体として振舞っている.この場合,水成分は固体に 凝縮できず、水素ガスと混合してしまうことが、第一 原理計算3から示唆されている[?]. したがって、低温 度において,100-220 barの間では条件が破れてしまう. しかし, 臨界点付近の領域は惑星全体と比較して狭い 領域であるため、惑星熱進化全体への影響は小さいと 仮定しており、臨界点付近の詳細な取り扱いは今後の 課題である. 放射層(成層圏)における大気の温度構造 は解析解

$$\sigma T^4 = F_{\rm top} \frac{\tau + 1}{2} + \frac{\sigma T_{\rm eq}^4}{2} \left[ 1 + \frac{\kappa_{\rm th}}{\kappa_{\rm v}} + \left( \frac{\kappa_{\rm v}}{\kappa_{\rm th}} - \frac{\kappa_{\rm th}}{\kappa_{\rm v}} \right) \exp^{-\tau_{\rm v}} \right] (7)$$

を用いた[20]. このとき,  $F_{top}$ は正味フラックス,  $T_{eq}$ は平衡温度,  $\kappa_{th}$ 及び $\kappa_{v}$ は長波長及び短波長の平均吸収係数, 及び $\kappa_{v}$ は長波長及び短波長の光学的厚さ,  $\sigma$ はシュテファンボルツマン定数(=5.67 × 10<sup>-5</sup> erg cm<sup>-2</sup>K<sup>-4</sup>s<sup>-1</sup>)である. 光学的厚さ  $\tau$  は $d_{\tau} = -\rho_{thdr}$ と定義される.

 $\kappa_{\rm th}$ はロスランド平均吸収係数を用い,  $\kappa_{\rm v} = 0.1 \kappa_{\rm h}$ を仮定した.この仮定は,ホットジュピターの解析解 による温度構造と放射平衡計算による温度構造を比較 して妥当であることがわかっている[?].ここでは,短 波長放射での反射率は無視し,単散乱アルベドは1を 仮定する.本研究の大気モデルは,短波長の放射を考 慮した詳細な大気構造モデル[?]と比較して, $\tau > 1$ の 領域では短波長放射の影響がほとんどないことを確認 した.

H<sub>2</sub>とHeの吸収係数は[21]を用いた. このデータは 密度 $\rho = 2.5 \times 10^{-12}$ から10 g cm<sup>-3</sup>, 温度 $T = 10^{2}$ から 10<sup>4</sup> Kの範囲のデータを扱っている. H<sub>2</sub>O, NH<sub>3</sub>, CH<sub>4</sub> の吸収係数はHITRAN 2012データベース[22]から導 いたラインプロファイルを用いて計算した. ラインプ ロファイルの計算に用いる Voigt 関数は近似式を用い た[23]. 単色吸収係数 $\kappa(\nu)$ は

$$\kappa(\nu) = \frac{k_{\eta\eta'}(\nu, T, P)}{M},\tag{8}$$

と計算される. このときMは分子の質量,  $k_{m'}$ は低い 準位 $\eta$ から高い準位 $\eta$ に遷移したときの単色吸収係 数を表す. ロスランド平均吸収係数は $H_2(\kappa_{H_2})$ , He ( $\kappa_{H_e}$ ),  $H_2O(\kappa_{H_2O})$ , NH<sub>3</sub>( $\kappa_{NH_3}$ ), CH<sub>4</sub>( $\kappa_{CH_4}$ )のラインプ ロファイルから計算する. 吸収係数は $\kappa_{th}$ 

 $\kappa_{\rm th} = x_{\rm H_2} \kappa_{\rm H_2} + x_{\rm He} \kappa_{\rm He} + x_{\rm H_2O} \kappa_{\rm H_2O} + x_{\rm NH_3} \kappa_{\rm NH_3} + x_{\rm CH_4} \kappa_{\rm CH_4}$ (9)

として計算する. このとき,  $\boldsymbol{x}_{H_2}$ ,  $\boldsymbol{x}_{He}$ ,  $\boldsymbol{x}_{H_2O}$ ,  $\boldsymbol{x}_{NH_3}$ ,  $\boldsymbol{x}_{CH_4}$ はそれぞれ $H_2$ , He,  $H_2O$ ,  $NH_3$ ,  $CH_4$ のモル分率を表す.

対流層(対流圏)での温度勾配は擬湿潤断熱温度勾配 [24]を用いて表す. N種の成分(j種の凝縮しない成分 を含む)からなる擬湿潤断熱温度勾配は

$$\frac{d\ln T}{d\ln P} = \nabla_{dry} \frac{1 + \sum_{i=j+1}^{N} \frac{x_i}{1 - x_i} \frac{d\ln p_i}{d\ln T}}{1 + \sum_{i=j+1}^{N} \frac{R_g}{C_n} \frac{x_i}{1 - x_i} \frac{d\ln p_i^*}{d\ln T}},$$
(10)

と表される.このとき、 $\nabla_{dry}$ は凝縮を考慮しない断熱 温度勾配(すなわち乾燥断熱温度勾配)を表す. $C_p = \sum_{i=1}^{N} x_i C_{pi}$ は平均定圧熱容量、 $x_i \mathcal{D} \sigma p_i^*$ はそれぞれモ ル分率と成分i ( $i = j+1, \dots, N$ )の蒸気圧を表す.H<sub>2</sub>O の蒸気圧はNakajima et al.(1992) [25], NH<sub>3</sub>とCH<sub>4</sub>の 蒸気圧はSanchez et al.(2004) [26]をそれぞれ用いた.

H<sub>2</sub>O, NH<sub>3</sub>, CH<sub>4</sub>の定圧熱容量は気体定数 $R_g \varepsilon$ 用いて, 4  $R_g \varepsilon$  仮定する.本研究ではH<sub>2</sub>Oは大気温度が500 K 以下, NH<sub>3</sub>  $\varepsilon$  CH<sub>4</sub>  $\iota$  300 K 以下であるため,この温度 範囲では、これらの仮定がよい近似であることが実験 から示されている.また大気モデルにおいて、凝縮成 分大気の状態方程式の非理想性は考慮していない.こ れは、 $\tau$  が1程度より小さい部分では影響が無視でき るためである.

放射輸送方程式は、エディントン近似を仮定して計 算する.上向き放射フラックスを $F_{IR}^{+}$ 、下向き放射フ ラックスを $F_{IR}^{-}$ とすると、

$$F_{\rm IR}^+(\tau) = \pi B(\tau) - \int_{\tau_b}^{\tau} \frac{d}{d\tau'} (\pi B(\tau')) \exp\left(-\frac{3}{2}(\tau'-\tau)\right) d\tau', \quad (11)$$

$$F_{\rm IR}^{-}(\tau) = \pi B(\tau) - \int_{0}^{\tau} \frac{d}{d\tau'} (\pi B(\tau')) \exp\left(-\frac{3}{2}(\tau - \tau')\right) d\tau' - \pi B(0) \exp\left(-\frac{3}{2}\tau\right),$$
(12)

また正味の放射フラックスは

$$F_{\rm rad} = F_{\rm IR}^+ - F_{\rm IR}^- - F_{\rm irr},$$
(13)

となり,対流フラックスを含めた正味フラックスは

$$F_{\rm net} = F_{\rm rad} + F_c, \tag{14}$$

と表せる. このとき,  $B(\tau)$ は黒体放射,  $F_c$ は対流フ ラックス,  $F_{irr}$ は主星からの直達光のフラックスである. このとき,  $F_{top}=F_{IR}^+(\tau=0)$ である. 正味フラックスは 大気の全域を通して一定であり, 対流フラックスは成 層圏では0になると仮定する.

#### 2.3 熱進化

熱進化を計算するために、エネルギー保存より

$$\frac{\partial L_r}{\partial M_r} = -T \frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}t} \tag{15}$$

を積分する. このとき, Sはエントロピー, L,は半径 rの球面から通るエネルギーフラックスの総量, tは時 間である. この式を惑星の中心部から上端まで積分す ることにより, 惑星固有のエネルギーフラックスLint は

$$L_{\rm int} = -\left[\frac{\mathrm{d}S_{\rm env}}{\mathrm{d}t}\int_{M_c+M_m}^{M_p} TdM_r + \frac{\mathrm{d}S_{\rm m}}{\mathrm{d}t}\int_{M_c}^{M_c+M_m} TdM_r + \frac{\mathrm{d}S_{\rm c}}{\mathrm{d}t}\int_{0}^{M_c} TdM_r\right],\tag{16}$$

と計算される. このとき,  $S_{env}$ ,  $S_m$ ,  $S_c$ はそれぞれエ ンベロープ, マントル, コアのエントロピーを表し,  $M_c \ge M_m$ はそれぞれコア質量とマントル質量を表す.  $L_{int}$ は惑星半径 $R_p$ と大気上端から放射されるエネルギ ーフラックス $F_{top}$ を用いて,  $L_{int}=4\pi R_p^2 F_{top}$ と表される.

#### 2.4 数値計算手法

(16)式の数値計算方法は以下の手続きによって行う. まず,大気構造を計算することによって,内部構造の 外側境界条件に対応する*L*<sub>int</sub>を計算する.次に,*P*<sub>btm</sub> (=100 bar)における*T*<sub>btm</sub>を決定し,これらを用いて エンベロープのエントロピーを計算する.その大気下 端条件が持つ,惑星の大気構造を計算する.その大気下 端条件が持つ,惑星の大気構造を計算する.そのため に,成層圏と対流圏の境界となる*F*<sub>top</sub>と*P*<sub>ad</sub>を仮定し, (7)式と(10)式を用いて大気の温度構造を計算する. その温度構造から,(11)-(14)式を用いて,上向き放 射フラックスと下向き放射フラックスを計算し,対流 圏界面での圧力*P*<sub>ad</sub>を放射の正味フラックスの発散を 計算することで求める.すなわち,対流圏界面では, *i*番目と*i*+1番目の大気グリッドで

$$\frac{dF_{\rm rad}}{d\tau} \sim \frac{F_{\rm rad}^{i+1} - F_{\rm rad}^i}{\tau_{i+1} - \tau_i} < 0 \tag{17}$$

一方、成層圏では

$$\frac{dF_{\rm rad}}{d\tau} \sim \frac{F_{\rm rad}^{i+1} - F_{\rm rad}^i}{\tau_{i+1} - \tau_i} \ge 0, \tag{18}$$

を満たす. このとき,大気上端の圧力 $P_{top}=1\times10^{5}$ barsと仮定する. (7)式から導いた対流圏界面での温 度が,(10)式から導いた温度よりも低い(高い)ならば, 仮定した $P_{ad}$ は本来の値よりも大きい(小さい)ことに なる.したがって,次のステップでの $P_{ad}$ は小さく(大 きく)する.また, $F_{top}$ は(11)式で計算された値に置 き換える.以上の反復計算を行い, $P_{ad}$ と $F_{top}$ を求め, 対流圏界面での温度の相対誤差が1%となるまで計算 する.

惑星の岩石コア質量 $(M_c)$ ,水マントル質量 $(M_m)$ , エンベロープ質量 $(M_e)$ は惑星全体の重元素量 $(Z_{tot})$ , エンベロープ中の重元素量 $(Z_0)$ ,水と岩石の質量比  $Z_w$ を用いて,

$$\frac{M_c}{M_p} = (1 - Z_w) \cdot Z_{\text{tot}},\tag{19}$$

$$\frac{M_m}{M_c} = Z_w \cdot Z_{\rm tot} - \frac{Z_0 (1 - Z_{\rm tot})}{1 - Z_0},\tag{20}$$

$$\frac{M_e}{M_p} = 1 - Z_{\rm tot} + \frac{Z_0(1 - Z_{\rm tot})}{1 - Z_0},\tag{21}$$

と求められる.このとき、 $M_{e,w}$ はエンベロープ中の水の総質量である.

最後に、(16)式の数値積分を以下のように計算する. それぞれの計算ステップで、異なる二つの $T_{btm}$ の構造を計算する.(1)-(4)式を大気下端の境界条件 $M_r = M_p$ (大気の質量を無視する)から惑星中心 $M_r = 0$ に向かって4次のルンゲクッタ法を用いて計算する.そして、惑星の内側境界条件(すなわち $M_r=0$ でr=0)を満たす惑星半径 $R_p$ を求める.このとき、 $P_{ad}$ と $F_{top}$ を決定するためには惑星重力(すなわち惑星半径 $R_p$ )の値が必要になるため、惑星大気構造と内部構造が整合的になるためにそれぞれを反復計算した.2次精度の差分方程式にした(16)式を用いて時間刻み $\Delta t$ を

$$\Delta t = -\frac{C}{L_{\rm int}(t + \Delta t) + L_{\rm int}(t)}$$
(22)

によって計算する. このとき,

$$C = [S_{\text{env}}(t + \Delta t) - S_e(t)][\Theta_{\text{env}}(t + \Delta t) + \Theta_{\text{env}}(t)] + [S_m(t + \Delta t) - S_m(t)][\Theta_m(t + \Delta t) + \Theta_m(t)] + [S_e(t + \Delta t) - S_e(t)][\Theta_e(t + \Delta t) + \Theta_e(t)],$$
(23)

また,

$$\Theta_{\rm env}(t) \equiv \int_{M_m + M_c}^{M_p} T(t) dM_r, \qquad (24)$$

$$\Theta_{\rm m}(t) \equiv \int_{M_c}^{M_m + M_c} T(t) dM_r, \qquad (25)$$

$$\Theta_c(t) \equiv \int_0^{M_c} T(t) dM_r, \qquad (26)$$

であり、Senv, Sm, Scはそれぞれエンベロープ、マン トル、コアのエントロピーを表す.本研究の計算コー ドは、大気構造の計算は[25]をよく再現しており、惑 星の内部構造は[18]のスーパーアースの質量-半径関 係を再現することで、妥当性を確認した.

このモデルのパラメータ設定は、揮発性成分(すな わち、H<sub>2</sub>O、NH<sub>3</sub>、CH<sub>4</sub>)のモル分率の総和 $x_{btm}(t=0)$ 、 初期の大気下端におけるNH<sub>3</sub>/H<sub>2</sub>O及びCH<sub>4</sub>/(H<sub>2</sub>+H<sub>e</sub>)、 水素に対するヘリウムの存在比Y、大気下端における 圧力 $P_{btm}$ 、惑星全体の重元素質量比 $Z_{tot}$ 、エンベロー

$M_p$ [g]	$T_{\rm eq}$ [K]	$Z_W$	$Z_{\rm tot}$
$8.68\times 10^{28}$	58.2	0.95	0.90
$P_{\rm btm}$ [bar]	$x_{\rm btm} \ [{ m mol} \ \%]$	$\mathrm{NH}_3/\mathrm{H}_2\mathrm{O}$	$\mathrm{CH}_4/(\mathrm{H}_2+\mathrm{He})$
100	2.3-50	0.135	0.023

表1:基準となる計算パラメータ.

プ中の重元素質量比 $Z_0$ である.本研究では、氷/岩石 質量比 $Z_w$ =0.95を仮定した. $\boldsymbol{x}_{bm}$ と $Z_0$ の関係は

$$x_{\rm btm} = \frac{Z_0}{\frac{\mu W}{\mu_H} (1 - Z_0) + Z_0},$$
 (27)

と表される.このとき、 $\mu_W \ge \mu_H d \epsilon h \epsilon n H_2 O$ (=18.0)及びH<sub>2</sub>とH<sub>e</sub>の太陽組成比で混合されたガスの 分子量(=2.3)を表す.エンベロープ中における水の存 在比は、進化を通じて一定であると仮定する.また、 初期のNH<sub>3</sub>/H<sub>2</sub>Oは[19]より、NH<sub>3</sub>/H<sub>2</sub>O = 0.135と仮定 する.また、天王星のCH<sub>4</sub>の混合比の観測[15]から、 CH<sub>4</sub>/(H<sub>2</sub>+H<sub>e</sub>)=0.023を仮定した.表1は基準となるパ ラメータの値をまとめてある.

本研究では揮発性成分が凝縮するような低温環境下 を対象とし、 $T_{eq}$ は天王星の値(58.2 K)を用いた.主 星からのフラックス( $L_{eq}$ )は $L_{eq}$ =4 $\pi R_{\rho}^{2}\sigma T_{eq}^{4}$ として計 算する.最後に、惑星質量は天王星質量(=8.68×10<sup>28</sup> g) を仮定した.

### 3. 計算結果

#### 3.1 大気構造

凝縮を考慮した大気構造計算の結果を示す. 図1の 左図は,  $T_{btm}$ に対応する大気のT-Pプロファイルを示 す. また, 図1に右図は圧力を光学的厚さ $\tau$ について 書き直したものである. H<sub>2</sub>+H<sub>e</sub>, H<sub>2</sub>O, NH<sub>3</sub>, CH<sub>4</sub>の モル分率はそれぞれ50.0%, 43.0%, 5.80%, 1.18% とした. これは,  $x_{btm}$ =0.5に対応するものである. 大気構造は, 大気下端から乾燥対流層, 湿潤対流層, 放射層(成層圏)の3つの部分からなる. 乾燥対流層で の温度勾配は最も多い分子種の熱容量で決まり, 湿潤 対流層での温度勾配は凝縮物の潜熱によって決まる. 図1の緑の線は主要な凝結物がH<sub>2</sub>Oであることを示す.  $T_{btm}$ が減少していくと, T-Pプロファイルが左側にむ かってシフトしていく. これは, 大気下層では大気構

![](_page_32_Figure_1.jpeg)

図1:100barにおける温度T<sub>btm</sub>を変えた場合の大気の温度圧力プロファイル(左図)と光学的厚さに対する温度プロファイル(右図). 大気はH<sub>2</sub>, He, H<sub>2</sub>O, NH<sub>3</sub>, CH₄から構成され, それぞれのモル分率は45.6%, 4.42%, 43.0%, 5.80%, 1.18%である. H<sub>2</sub>O, NH<sub>3</sub>, CH₄の凝縮を考慮している.緑, 青, 黒線は主要な凝縮成分がそれぞれH<sub>2</sub>O, NH<sub>3</sub>, CH₄であることを示す. 平衡温度は58.2Kと仮定した.

![](_page_32_Figure_3.jpeg)

図2:100barでの温度を600 氷成分はH<sub>2</sub>O, NH<sub>3</sub>, CH₄を仮定し, その総量x<sub>btm</sub>=2.3(赤), 10(緑), 20(青), 30(紫),40(水色), 50 (黒)mol %とする. 組成の比率はCH₄/H₂=0.023, NH<sub>3</sub>/H₂O=0.135と仮定し, 平衡温度は58.2Kとした.

![](_page_32_Figure_5.jpeg)

図3:大気上端での放射強度Ftopと100barでの温度の関係.氷成 分はH<sub>2</sub>O,NH<sub>3</sub>,CH<sub>4</sub>を仮定し,その総量X<sub>btm</sub>=2.3(赤), 10(緑),20(青),30(紫),40(水色),50(黒)mol%とする. 組成の比率はCH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>=0.023,NH<sub>3</sub>/H<sub>2</sub>O=0.135と仮定し, 平衡温度は58.2 Kとした.

造がH<sub>2</sub>Oの蒸気圧曲線によって決定されるためである. 光学的厚さに対する温度構造を見ると,  $\tau = 1$ での温度構造は湿潤対流層によって決まっていることがわかる.

この大気構造は、 $x_{btm}$ に強く影響を受ける.図2は 100 bar での温度を600 Kに仮定した場合の大気の温 度構造を示す.氷成分量を増やすことにより、大気上 層での温度が高くなり、光学的厚さが1となる光球面 での温度も高くなることがわかる.この光球面におけ る温度の上昇は、大気上端から放射されるフラックス に影響を与える.図2の右図(光学的深さと温度の関 係)を見ると、光学的深さが大きな部分において、  $x_{btm}$ が小さい場合の方が高温になっている(特に、  $x_{btm}$ =2.3 mol %).これは、凝結による温度構造への

![](_page_33_Figure_1.jpeg)

図4: T<sub>btm</sub>の時間進化を,大気中の氷成分の総量(H<sub>2</sub>O+NH<sub>3</sub>+ CH<sub>4</sub>)を変えて計算した結果を示す.線の色は大気中の氷 成分のモル分率を表し,それぞれx<sub>btm</sub>=2.3(赤),10(緑), 20(青),30(紫),40(水色),50(黒)mol%の結果を示す. 平衡温度は58.2 Kと仮定する.パラメータは表1の通りで ある.

影響及び比熱による温度勾配の影響が小さいことに加 えて,吸収源となる氷成分がほとんどないため光学的 に薄い大気となるためである.

図3は $x_{btm}$ と $T_{btm}$ に対する $F_{top}$ の変化を表す.射 出されるフラックスの凝縮の影響を見るために,  $x_{btm} = 0.5$ (黒線)を見る. $T_{btm} \ge 500$  Kの場合, $F_{top}$ はほぼ一定値をとる(=  $3.3 \times 10^5$  erg s<sup>-1</sup>cm<sup>-2</sup>). この値 は[25] で示されたH<sub>2</sub>O大気の射出限界に対応する値 となっている.これは、大気の温度構造がH<sub>2</sub>Oの凝 縮対流によって決定されるためである.また、 $\tau \simeq 1$ (以降では大気の光球面と表記する)でも湿潤対流が発 生している.そのため、光球面周辺での温度構造が H<sub>2</sub>Oの湿潤対流で決まるため、 $F_{top}$ はほとんど一定値 をとることになる.以降、そのような一定な $F_{top}$ を射 出限界と呼ぶ.

射出限界はNH<sub>3</sub>やCH<sub>4</sub>が凝縮するときも発生する.  $F_{top} \mbox{top} T_{btm} \simeq 500 \mbox{ K b c b} で急激に変化する. <math>T_{btm}$ が 450 Kに到達すると,  $F_{top}$ がNH<sub>3</sub>の凝縮による射出限 界の値(~3×10<sup>4</sup> erg s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup>)まで減少し,  $T_{btm} \simeq 420$ -450 Kの範囲での減少は緩やかである. そして,  $T_{btm}$   $\leq 420 \mbox{ K c NH<sup>3</sup>}$ が枯渇し,  $F_{top}$ が減少する.  $\boldsymbol{x}_{btm}$ が小 さい場合, NH<sup>3</sup>が少ないため $T_{btm} \simeq 400 \mbox{ K c 見られ}$ た小さな減少は見られないことがわかった.

Tbtm  $\leq 250$  Kの場合,大気構造はCH<sub>4</sub>の凝縮の影響を受ける.しかし,CH<sub>4</sub>は凝縮熱によって惑星大気の温度を保つほど多量に存在していないため, $T_{\text{btm}}$ の

![](_page_33_Figure_7.jpeg)

図5:惑星放射強度の時間進化を、大気中の氷成分の総量 (H₂O+NH₃+CH₄)を変えて計算した結果を示す.線の色は 大気中の氷成分のモル分率を表し、それぞれx<sub>btm</sub>=2.3(赤)、 10(緑)、20(青)、30(紫)、40(水色)、50(黒)mol%の結 果を示す.平衡温度は58.2 Kと仮定する.パラメータは表 1の通りである.

減少に伴い, *F*<sub>top</sub>は一定値を取らず減少していくこと がわかった.

 $x_{btm}$ の減少に伴い,ある $T_{btm}$ に対して $F_{top}$ は減少する.これは、 $x_{btm}$ が減少することで、凝縮熱の寄与が熱容量に対して小さくなり、光球面での温度が低下するためである、実際、乾燥断熱温度勾配の場合( $x_{btm}$ =0.023;赤線)、 $F_{top}$ は $x_{btm}$ =0.5(黒線)と比較して小さい、また、 $x_{btm}$ が小さい場合、凝縮物が少ないので、 $F_{top}$ が一定となるような領域も見られなくなる.

#### 3.2 熱進化

氷成分に富んだ大気を持った巨大氷惑星の熱進化を 計算する.図4は、 $x_{btm}$ を変えて計算した $T_{btm}$ の時間 進化を表す.年齢の経過に従い $T_{btm}$ が減少していくが、  $x_{btm}$ が大きいほど $T_{btm}$ の減少が早いことがわかる. この傾向は、惑星放射の進化および惑星半径の進化で も同様に見られる.図5は $x_{btm}$ を変えて計算した惑 星放射強度 $L_{int}$ の時間進化を表す.惑星半径 $R_p$ の進化 は図6に示す.図5で示した通り、氷成分を多く含む ほど、若い時期の惑星の放射強度が大きいことがわか った.これは、対流圏で潜熱が解放されることにより、 光学的深さ=1に対応する高度の温度が高く保たれる ためである.このとき、光学的深さ=1の高度は成層 圏ではなく対流圏に位置しているため、その温度構造 も擬湿潤断熱温度勾配にしたがって決まる.(図1及

![](_page_34_Figure_1.jpeg)

図6:惑星半径の進化を示す.線の色は大気中の氷成分の総量 (H<sub>2</sub>O+NH<sub>3</sub>+CH<sub>4</sub>)の違いを示し,x<sub>btm</sub>=2.3(赤),10(緑), 20(青),30(紫),40(水色),50(黒)mol%をそれぞれ表す. パラメータはFig.5と同じ値を採用している.

び2). 大気中の氷成分がより多かった場合,  $L_{int}$ がよ り大きくなり冷却も促進されるので惑星の有効温度が 平衡温度に到達する時間が早まる. 例えば,  $L_{int}$ が2 × $L_{eq}$ に到達する時間は,  $x_{btm}$ =0.1-0.4の場合は4× 10<sup>9</sup>年程度だが,  $x_{btm}$ =0.023の場合は7×10<sup>9</sup>年かかる. これは, 図3で示した通り,  $x_{btm}$ が大きいと $F_{top}$ も大 きくなり, 結果として $L_{int}$ も大きくなるため惑星の冷 却が促進されるためである. しかし,  $x_{btm}$ =0.5の場合, 2.5×10<sup>9</sup>年から $L_{int}$ は $x_{btm} \le 0.4$ の場合よりも大きくな る. これは $x_{btm}$ =0.5の場合, CH<sub>4</sub>の凝縮が惑星の放 射フラックスを固定してしまうためである.

図6は図5と同じパラメータで惑星半径の進化を示 したグラフである. *x*btmを大きくすると、ある年齢 における惑星半径は小さくなるが、これには二つの理 由がある. *x*btmが大きい場合、エンベロープが重元 素に富んだ構造になっており(27式)、惑星半径は小 さくなる. また、図5で示した通り、*x*btmが大きいと 惑星の冷却が促進され、半径の収縮が早くなる. これ ら二つの理由により、氷成分に富んだ大気を持った惑 星は、氷成分に乏しい惑星に比べて半径が小さいこと がわかった.

![](_page_34_Figure_5.jpeg)

図7: 惑星の放射強度の進化を示す. 惑星の放射強度は天王星の放射強度L<sub>U</sub>(=5.6×10<sup>22</sup> erg s<sup>-1</sup>)で規格化した. 線の色は大気中の氷成分の総量(H<sub>2</sub>O, NH<sub>3</sub>, CH4)の違いを示し、10-mol%から50-mol%のパラメータを用いた. 惑星の重元素量はZ<sub>tot</sub>=0.9, 水/岩石比はZ<sub>W</sub>=0.95を仮定した. エンベロープ中の重元素量Z<sub>0</sub>はx<sub>btm</sub>の値から(27)式を用いて導出している. Z<sub>tot</sub>, Z<sub>W</sub>, Z<sub>0</sub>は進化を通して一定であると仮定し,惑星質量は8.68×10<sup>28</sup>gとした.

## 4.議論

#### 4.1 天王星への応用

暗い天王星の矛盾は長い間未解決の問題である. 導 入で述べたように,天王星は理論的に予想されるより も赤外放射強度が小さいことが知られている. 先行研 究では内部と大気の組成分配を現在と同じであると仮 定して,天王星を現在の状態から時間をさかのぼるよ うに積分をすると,初期の天王星の有効温度が65-70 Kであると報告されている[5,2]. この温度は惑星の集 積に数百億年程度かかったことを示唆しており,天王 星の形成時間は太陽系の年齢よりもずっと長いことに なってしまう.

低い惑星放射を再現するために,惑星内部の熱輸送 を妨げるアイディアがいくつか提唱されている.一つ 目は,惑星内部で組成勾配が発生することにより対流 による熱輸送効率を鈍化させるアイディアである[27, 28].これは二重拡散対流とも呼ばれる.しかし,二 重拡散対流は1億年程度で消失してしまい,内部では 全対流が卓越することがにより報告されている[29]. 二つ目は,内部での熱境界層によって冷却を遅らせる 可能性である.例えば,水素へリウムが主要なエンベ ロープと氷成分が主要なマントルの間では安定成層し

![](_page_35_Figure_1.jpeg)

図8:1×10<sup>8</sup>年における巨大氷惑星と主星のコントラスト([28]式)の計算結果. 質量や平衡温度は天王星の値(表1参照)を用いた. 右図は, 左図のコントラストの値[10<sup>-9</sup>, 1]の範囲を拡大した図を表す. 丸と四角はそれぞれ大気中の氷成分の量を表し, そ れぞれx<sub>btm</sub>=0.023,0.5を表す. 凡例の色は主星のタイプを表し, M-type(0.3 M<sub>☉</sub>; 赤), G-type(1.0 M<sub>☉</sub>; 緑), A-type(1.8 M<sub>☉</sub>; 青) の主系列星を仮定した. 氷成分で汚染されていない計算結果のうち, 1, 3 mの結果はそれぞれ10<sup>-15</sup>, 10<sup>-42</sup>である. 氷成分 で汚染された計算結果のうち, 1 mの結果は10<sup>-23</sup>である. これらの結果は図で示される範囲よりも小さい値である.

ており,熱境界層として振る舞う. Nettelmann et al. (2016)では熱境界層の存在によって天王星の低い放射 強度を再現することができた[6].しかし,同様の事 象が海王星で起きていない点については明らかになっ ていない.

ここで本研究の進化モデルを適用することで、天王 星と海王星の違いを説明するシナリオを提唱する. 図 7は、現在の天王星の放射強度( $L_U$ =5.6×10<sup>22</sup> erg s<sup>-1</sup>) を初期条件にして、時間を遡るように積分した進化計 算の結果を示す.  $\boldsymbol{x}_{btm}$ はパラメータとして扱い、そ れ以外のパラメータは表1に示した値を用いた. 計算 の結果、t = 0において $\boldsymbol{x}_{btm} = 50 \mod \%$ の場合、t = 0で極めて大きな放射強度を持っていても現在の天王星 の放射強度を再現できることがわかった. すなわち、 もし天王星の初期大気が凝縮成分で十分に汚染されて いた場合、惑星の冷却が促進されることにより、太陽

ここで問題となるのは、なにが大気の汚染を引き起 こしたのか、なぜ天王星だけ汚染されていたのかとい う点である.これらを引き起こす要因として巨大衝突 が挙げられる.巨大衝突によって深部に蓄えていた氷 成分を巻き上げて、原始天王星の周囲にばらまき、周 惑星円盤を形成する.その後、氷成分に富んだ周惑星 円盤が再集積することによって、天王星の大気を汚染 する.このシナリオは天王星の自転軸傾斜角 (=97.77°)が倒れていることと整合的であり、これは

系年齢以内に現在の天王星の放射強度を再現できる.

巨大衝突によって説明できることが示唆されている [13]. 一方で,海王星は自転軸傾斜が比較的小さい (=28.32°)ため,巨大衝突は経験していないと考えら れる. この場合,海王星の大気は汚染されていないた め,氷成分が少ない乾燥した大気を初期に持っている ことになる. この場合,現在の海王星の放射強度を説 明可能であることは先行研究から示されている[2]. したがって,巨大衝突は天王星と海王星の違いを作る 上で重要な役割を果たしていると考えられる.

巨大衝突は海王星サイズの系外惑星の放射強度にも 影響を及ぼす.惑星の放射強度は時間,質量,半径, 組成の関数である.系外惑星の大気組成には多様性が あるため,系外惑星の放射強度は我々の太陽系の天王 星と海王星のような二つのタイプに別れるのではなく, 連続的になると考えられる.

一方, 氷成分に富んだ大気を持つ惑星は, 半径が天 王星半径(=4.0  $R_{\oplus}$ )よりも小さくなる.  $\boldsymbol{x}_{btm}$ =50-mol %( $Z_0$ =0.887)の場合, 惑星半径は3.4  $R_{\oplus}$ となる. 天王 星の半径と惑星放射を同時に再現するためには, 大気 がエンベロープよりも氷成分を持っているような状況 ( $\boldsymbol{x}_{btm}$ =0.5かつ $Z_0$ =0.3)であればよいが, これは流体 的に不安定な構造である. 内部と大気における氷成分 の輸送効率はまだよくわかっていないため, 仮定の整 合性を確かめるためには流体的に輸送を計算する必要 がある. したがって, 暗い天王星の問題は大気が氷成 分で汚染されることで冷却が加速されるというシナリ オで説明できるが、そのような状況を満たす氷成分の 組成分布の起源や安定性の問題は今後の課題である.

#### 4.2 系外巨大氷惑星の放射強度

次世代望遠鏡では,巨大氷惑星の惑星放射を直接観 測できる可能性がある.本研究から,巨大氷惑星の大 気が氷成分で汚染されていると,年齢が若い時期では 氷成分に乏しい場合よりも放射強度が大きくなる傾向 にあるとわかった.そこで,氷成分に富んだ大気が惑 星と中心星のコントラストにどの程度影響を与えるの かを評価する.

コントラストCを

$$C = \frac{\int_{\Delta\lambda} B_{\lambda}(T_{\text{eff}}) d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} B_{\lambda}(T_{*}) d\lambda},$$
(28)

と定義する. このとき Βλ はある波長λにおけるプラ ンク関数.  $\Delta\lambda$ はバンド幅.  $T_{\text{eff}}$ 及び  $T_*$ は惑星と中心 星の有効温度をそれぞれ表している.図8は1×10<sup>8</sup>年 におけるCの値を示し、氷成分が少ない場合( $\boldsymbol{x}_{btm}$ = 0.023; 丸)と多い場合(*x*<sub>htm</sub>=0.5; 四角)を表している. パラメータは表1に示したものを使用した.中心星に はM-type  $(0.3 M_{\odot}; \pi)$ , G-type  $(1.0 M_{\odot}; \pi)$ , A-type (1.8 M<sub>0</sub>; 青)を仮定し、中心星の進化はSSE package[?]を用いて計算した。波長 λ は 1.3.10.30 µm とし、 バンド幅は $\Delta = 0.2 \mu m$ とした. 惑星は中心星より温 度が低いので、波長が長い方がコントラストは大きく なる.したがって、直接撮像には長い波長の方が適し ている.また、氷成分に富んだ大気の温度は汚染され ていない大気よりも温度が高く、コントラストは氷成 分に富んだ大気を持った巨大氷惑星の方が大きい. ま た、コントラストの違いは波長が長いほど小さくなっ てくる(図8). 図8 を見ると、λ=10 μmの場合、乾 燥した大気を持った惑星はC~10<sup>5</sup>である一方,氷成 分に富んだ大気を持った惑星はC~10<sup>-3</sup>となり、大気 中の氷成分量の違いによって、コントラストが二桁異 なることがわかった、したがって、中間赤外の波長に よる高精度の観測を行えば、氷成分に富んだ大気を持 った惑星を検出できる可能性がある。NASAで打ち 上げが計画されている James Webb SpaceTele-scope (IWST)に搭載される中間赤外用の分光器Mid-Infrared Instrument (MIRI) を用いた場合, 主星から の離角が1 arcsecのコントラストの検出限界は~10<sup>-4</sup> である[30]. また、この検出限界は、観測波長(ここ

では中間赤外)における主星の明るさで規格化したと きのコントラストであるため、主星がG型星でもM 型星でも検出限界の明るさは変わらない、実際の望遠 鏡を用いた検出可能性の議論は今後の課題である。

#### 4.3 モデルの不足点

本研究ではいくつかの簡単化を行なっている.一つ 目は、本研究では対流領域では断熱的に温度が決定さ れることを仮定しているが、実際には断熱温度勾配で はない.特に、組成勾配が大きく、惑星の深部から熱 輸送を効率的に運べないため、温度勾配が断熱温度勾 配よりも大きくなっていると考えられる.このことは、 Leconte et al.(2017)において、巨大ガス惑星で示され ている[14].層状対流[31]のような対流の鈍化によっ て惑星の冷却が遅れ、小さな対流セルが分割されると 考えられる[32].層状対流の輸送効率は層の厚みに依 存し、層状対流の熱進化への影響は巨大ガス惑星で検 討がされている[29].

彼らの研究では、層状対流は流体力学的に不安定で あり、惑星内部の組成の不均質を滑らかにしてしまう と考えられる.また、理論では天王星や海王星の大気 中での対流が妨げられるとしても[14]、CH4の雲が発 生していることは観測から示されているが、Li & Ingersoll (2015)の流体力学計算では、強い対流雲活動 の近傍においては擬湿潤断熱温度勾配を持つことが期 待される[33].しかし、彼らの計算では現在の土星大 気を想定しているために、氷成分のモル分率は本研究 で想定するするものより低く、惑星熱進化で議論され るような時間的にも長く空間的には惑星規模の平均的 な大気構造の計算は行っていない.したがって、氷成 分にもっと富んだ大気の長期間計算によって検証する ことが必要である.

二つ目は、熱進化の計算において雲の効果を無視し ている点である. 雲は赤外放射を吸収するので、雲の 存在により大気は光学的により厚くなり、光球面の圧 力が低くなる. 光球面での温度は湿潤対流の領域なら ば、蒸気圧によって決まる. したがって、雲の存在に よって、光球面の温度が低下することで光球面からの 放射強度が小さくなる. ゆえに、惑星の冷却時間は雲 の存在によって長くなる. 雲の存在は、大気の厚みを 増す効果と冷却が遅れる効果の二つの理由により半径 の減少率にも影響を及ぼす. 前者の効果は、大気の厚 みが惑星半径の0.1%であるため、影響はほとんどな い、後者の効果を考慮しても、天王星の半径を説明で きない、現在の天王星の放射強度を説明できるパラメ ータを仮定すると、大気は50 mol %の氷成分を含ん でいる(図7). 惑星の熱進化による半径の変化率を考 える. 熱進化が遅れることは, 惑星半径の時間あたり の収縮率が小さくなることに対応する. 惑星が形成す る時間スケールを、円盤が散逸する時間スケールと同 程度と仮定すると、10<sup>7</sup>年では4R<sub>⊕</sub>となる、水の凝縮 が開始するのは、図4および6から、10<sup>7</sup>-10<sup>8</sup>年の間 であり、H<sub>2</sub>Oの雲が生成して熱進化が遅れる時期は 10<sup>7</sup>年以降であると推定される。一方、現在の天王星 の大気にはH2Oは検出されていない. したがって, 雲 による熱進化の遅れを想定しても、少なくともH<sub>2</sub>O の雲が全てなくなった後の進化を考察する必要がある. したがって、H<sub>2</sub>Oの射出限界による熱進化が終わる時 期は10<sup>8</sup>年であるため、惑星半径の差が最も大きくな るのは10<sup>8</sup>年頃と考えるのがよい.しかし,図6より, 惑星半径は10<sup>8</sup>年から10<sup>10</sup>年の間で、10 %程度しか変 化していない. したがって、半径は最大でも3.8R⊕と なり、現在の天王星よりも半径が小さい.より詳細な 雲の取り扱いは今後の課題であるが、巨大氷惑星の熱 進化を議論する上で、雲の効果は重要な問題である。

## 5. 結 論

本研究では、大気中のH<sub>2</sub>O, NH<sub>3</sub>, CH<sub>4</sub>の凝縮によ る巨大氷惑星の熱進化の影響を初めて定量的に評価し た. その結果, 凝縮による潜熱の解放は惑星大気の光 球面付近の温度を高く保つことにより、熱放射を増大 させる効果を持つことがわかった. この効果を考慮し て巨大氷惑星の熱進化を計算すると、氷成分に富んだ 大気をもった巨大氷惑星は、形成初期は高い放射強度 を持っており、進化の時間スケールが短い. したがっ て、冷却が促進されることにより、数十億年が経過す ると先行研究で示された進化よりも放射強度が小さく なる. また. 惑星の進化の時間スケールは大気中の氷 成分の量に強く依存する.本研究により示された熱進 化の加速機構は、海王星とほとんど同じ質量・半径を 持つにもかかわらず、天王星が理論的に予測されるよ りも暗いという問題に新たな解決案を提示できた。ま た、氷成分に富んだ大気を持った巨大氷惑星は年齢が 若い間は放射強度が大きいことがわかり,巨大氷惑星 の直接撮像を議論する上で重要な示唆を与えることが できた.

### 謝 辞

本研究を遂行するにあたり,阿部豊氏,濱野景子氏 から,大気構造について多くの助言をいただいた.ま た関根康人氏は論文の内容について有益な助言をいた だいた.また,査読者には,本稿に対して有益なコメ ントと適切な指導をいただいた.本研究は,日本学生 支援機構先端研究拠点事業 "International Network of Planetary Sciences"及び日本学術振興会(No. 26-11515; 黒崎),基盤研究(A) (No. 16H02160; 犬塚), 新学術研究領域(No. 23103005; 生駒), ABCプロジェ クト(No. AB291004; 生駒)の補助を受けている.

## 参考文献

- [1] Hubbard, W. B., 1977, Icarus 30, 305.
- [2] Fortney, J. J. et al., 2011, ApJ 729, 32.
- [3] Marley, M. S. et al., 2007, ApJ 655, 541.
- [4] Pearl, J. C. et al., 1990, Icarus 84, 12.
- [5] Hubbard, W. B. and Macfarlane, J. J., 1980, J. Geophys. Res. 85, 225.
- [6] Nettelmann, N. et al., 2016, Icarus 275, 107.
- [7] Batalha, N. M. et al., 2013, ApJS 204, 24.
- [8] Spergel, D. et al., 2015, ArXiv e-prints, arXiv:1503.03757.
- [9] Inaba, S. et al., 2003, Icarus 166, 46.
- [10] Kobayashi, H. et al., 2011, ApJ 738, 35.
- [11] Hori, Y. and Ikoma, M., 2011, MNRAS 416, 1419.
- [12] Venturini, J. et al., 2015, A&A 576, A114.
- [13] Slattery, W. L. et al., 1992, Icarus 99, 167.
- [14] Leconte, J. et al., 2017, A&A 598, A98.
- [15] Lindal, G. F. et al., 1987, J. Geophys. Res. 92, 14987.
- [16] Saumon, D. et al., 1995, ApJS 99, 713.
- [17] Lyon, S. P. and Johnson, J. D., 1992, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM, LA-UR-92-3407.
- [18] Valencia, D. et al., 2007, ApJ 656, 545.
- [19] Lodders, K. et al., 2009, Landolt Börnstein,

arXiv:0901.1149.

- [20] Matsui, T. and Abe, Y., 1986, Nature 322, 526.
- [21] Freedman, R. S. et al., 2008, ApJS 174, 504.
- [22] Rothman, L. S. et al. 2013, JQSRT 130, 4.
- [23] Kuntz, M., 1997, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 57, 819.
- [24] Abe, Y. and Matsui, T., 1988, Journal of Atmospheric Sciences 45, 3081.
- [25] Nakajima, S. et al., 1992, Journal of Atmospheric Sciences 49, 2256.
- [26] S'anchez-Lavega, A. et al., 2004, American Journal of Physics 72, 767.
- [27] Stevenson, D. J., 1982, Annual Review of Earth and Planetary Sciences 10, 257.
- [28] Podolak, M. and Helled, R., 2012, ApJL 759, L32.
- [29] Kurokawa, H. and Inutsuka, S.-i., 2015, ApJ 815, 78.
- [30] Beichman, C. A. et al., 2010, PASP 122, 162.
- [31] Turner, J. S., 1979, Buoyancy effects in fluids., by Turner, J. S. (Cambridge (UK): CambridgeUniversity Press).
- [32] Radko, T., 2003, Journal of Fluid Mechanics 497, 365.
- [33] Li, C. and Ingersoll, A. P., 2015, Nature Geoscience 8, 398.

## エポックメイキングな隕石たち(その12): ~ Monahans(1998)とZag ~ 太陽系最初期の水を取りこんだ岩塩を持つ隕石

## 馬上 謙一1

2017年12月20日受領, 査読を経て2018年1月30日受理.

(要旨) Monahans (1998)とZagは1998年に地球に落下した普通コンドライトである. これらの隕石には岩 塩であるハライト(Halite: NaCl)が含まれており,そのハライト中には水を主成分とする流体包有物が存在 していた.そのため,小惑星帯に存在する天体の水の起源を考える上で非常に興味深い試料として,様々な 研究がなされてきた.これらの二つの隕石の岩石的な特徴と年代学的な研究,及び,ハライトの成因につい て紹介する.

## 1. はじめに

Monahans(1998) (以下Monahans)は1998年3月22 日にアメリカ,テキサス州西部モナハンズに2つの火 球として落ちてきた.共に回収され,それぞれ1.34 kg,1.24 kgだった[1].一方,Zagは1998年8月4-5 日ごろに,西サハラからモロッコにかけて隕石シャワ ーとして降りそそぎ,現在までに175 kgが回収され ている[2].Zagの名前はモロッコのアサ・ザグ州に由 来する.

これらの隕石が一躍注目を浴びたのは, Monahans 隕石中にハライト(NaCl)を含み, そのハライト中に 水が発見されたからである[3]. その後, Zagからも同 様のハライトが発見された[4]. これらふたつは共にH コンドライトの角礫岩であり, 天体表層での衝突・混 合過程を反映した様々な岩相が見られる. 図1に示す ように, 大別すると白っぽい岩相と黒っぽい岩相が存 在することが分かる.

## 2. 岩石学的タイプとハライトの特徴

これらの隕石はHコンドライト隕石の角礫岩である. Monahansを構成する岩片(クラスト)は全てH5

```
1. 北海道大学大学院理学研究院
bajo@ep. sci. hokudai. ac. jp
```

![](_page_39_Figure_11.jpeg)

図1: Zagのチップ写真. 白っぽい明岩片と黒色の暗マトリクス が分布している.

に分類されるため、隕石全体としてもタイプH5に分 類される[3].一方で、Zagを構成する岩片の岩石学的 タイプは4から6とさまざまであるため、隕石全体と してはH4-6と表記される[5].Zagは、45%ほどを占 める白っぽい砕屑岩片[light-colored metamorphic clast(明岩片)]、50%ほどを占める黒っぽいマトリク ス[clastic matrix(暗マトリクス)]、5%を占める黒い 砕屑岩クラスト[dark clast(暗岩片)]、ごくわずかの インパクトメルト岩片(impact-melt-rock clast)からな る[5].ハライトはこの中の暗マトリクスから発見さ れた[3-5]. MonahansとZagの全岩希ガス同位体分析 から,太陽風起源希ガスが捕獲されていることが分か った[6,7]. 太陽風起源希ガスは特に暗マトリクスに 卓越していた.太陽風起源希ガスが捕獲されていると いうことは,これらの角礫岩は母天体存在時にレゴリ スとして母天体表層に存在していたということを示し ている.

Monahansにはハライトに伴い,シルバイト(KCl) が存在していた[3]が,Zagにはシルバイトは認めら れなかった[5].いずれの隕石中のハライトも,色は 深い青から紫,大きさは大きいもので数mm程度であ る.太陽風,宇宙線などの放射線によってハライト結 晶内に欠陥が生じ,呈色すると考えられている[8,9]. また,ハライトには流体包有物が見られ,主成分は水 であった[3].ハライト中の流体包有物はZagの方が 数多く見られ,これはZagのハライトがMonahansよ り低温で流体をトラップしたことを示唆している[5].

### 3. 年代学的な研究

これらのレゴリス角礫岩は一般的なHコンドライ トと同じく、太陽系形成直後の45-46億年前に形成さ れたと考えられている[3,7,10]. MonahansのAr-Ar 年代は暗マトリクスで43.8±1.0億年,明岩片は44.4± 0.6億年であった[7]. しかしながら、<sup>39</sup>Ar/<sup>40</sup>Ar比で示 される年代スペクトルは複雑で、おそらく角礫化過程 での衝撃変成もしくは熱変成によるものと考えられる. また、変成前の、母天体形成年代はAr-Ar年代の中で 最も古い45.3億年と見積もられた[7]. Monahans中に 存在するハライトのAr-Ar年代はホストである角礫 岩部分より若干若く、43億年程度であった[7].

ZagのAr-Ar年代およびI-Xe年代はWhitbyらによ って測定された[10]. Ar-Ar年代はMonahansよりも 若く,暗マトリクスが42.5±0.3億年,明岩片は42.9 ±0.3億年であった.また,ハライト2試料を測定し たところ,40.3±0.5億年及び46.6±0.8億年であった. そして同じハライト試料のI-Xe年代を行ったところ, その年代はともに45.62億年であり,ホストの岩相よ りも古い年代を示した.この古いI-Xe年代はハライ トがZag母天体形成より以前(もしくは同時期)に生ま れ,その後I-Xe系は擾乱されていないことを示唆し ている.

これらふたつの隕石の宇宙線照射[Cosmic-rav exposure(CRE)]履歴はレゴリス角礫岩であるため複 雑である.CRE起源<sup>21</sup>Ne量はともに明岩片よりも暗 マトリクスの方が圧倒的に多い[6,7]. これは母天体 から放出され地球に落下するまでの期間、つまり隕石 として宇宙空間に存在した期間生成されたCRE起源 ネオンに加え、母天体表層(天体表面から数mより浅 い)において当時の宇宙線との核反応によって生成さ れた、 レゴリスとして存在した期間に生成された CRE 起源ネオンが、母天体放出イベント以前より存 在していたためであると考えることができる.この <sup>21</sup>Ne過剰量をもとに、母天体での暗マトリクスの CRE年代は、明岩片に比べ、短くとも1000万年の照 射があったと見積もられている[7]. このCRE 起源ネ オンの存在は、暗マトリクスが太陽風起源希ガスを持 つ. つまり母天体表層に存在していたことと調和的な 結果である.

41

## 4. 母天体の形成とハライトの成因

上記の岩石学的な特徴と年代学的な特徴を組み合わ せてこれらの隕石の母天体とハライトの成因を考えて みる.母天体形成年代が45.3億年[7]とすると、母天 体集積後に短寿命核種崩壊による天体内部での加熱に より、H4-6程度に対応する熱変成が200-1000万年 程度の期間で起きた[11,12].その後、多重の小天体 衝突により、母天体表層での破砕・混合によるレゴリ スが形成され、同時に太陽風及び宇宙線に1000万年 程度曝された.太陽風を浴びたレゴリスはその後、母 天体深くに移動し、上載圧力による続成作用により角 礫岩になった.最終的に母天体から放出され隕石とし て地球に落ちてきた.

一方,ハライトの成因について,Zolenskyらは二 つの可能性を示唆した[3].一つは、母天体上でハラ イトの析出した可能性、もう一つは、Hコンドライト 母天体外からの供給であり、具体的には塩を含むよう な氷天体からもたらされた可能性である。ハライトの 流体包有物中には二価のカチオン(Fe<sup>2+</sup>,Mg<sup>2+</sup>,Ca<sup>2+</sup> など)が存在している[5]ことから、なんらかの熱水が 鉱物を溶かしたことが示唆される。そのようなカチオ ンを含む熱水が母天体上で"水たまり"を形成し、そこ でハライトが析出しつつ流体をトラップしたと考える ことができる.この場合,流体包有物を含むハライト の形成は熱水反応(含水珪酸塩の脱水反応だとすると およそ500℃[13])も100℃以下の低温で起こらなけれ ばならない[3,5]ため,ハライト形成と鉱物-熱水反応 とは異なる領域で起きたはずである.

ハライトが母天体などの含水鉱物を含む天体で形成 したとすると、ハライト及び流体包有物の起源は母天 体形成時に含水ケイ酸塩が脱水した際に放出された熱 水であると考えられる.Hコンドライト母天体の場合, ほぼ現存しない含水鉱物がHコンドライト母天体に 存在しなければならない.また、ハライト形成がその 後の角礫化のステージと関係ないとするならば、なぜ、 暗マトリクスからのみしかハライトは見つからないの か.上記二つの矛盾と疑問は、流体包有物の水がHコ ンドライト母天体起源でなくCコンドライトなど他の 母天体起源と考えればうまく説明できる.

含水鉱物を多量に含むCコンドライトの一つである CIやCMコンドライト的な天体や氷が主成分の彗星 などがハライト中の水の起源ならば、水の水素・酸素 同位体組成はその起源を判別する極めて有用な指標に なる. それぞれの隕石・彗星は水素・酸素同位体組成 が異なる[14 and references therein]ことから区別す ることができる、YurimotoらはMonahansとZagの 流体包有物の水素・酸素同位体分析を試みた[14].流 体包有物を研磨により試料表面にむき出しにすること ができないため、真空の試料室内で、流体が凝結する ように試料を冷やしながら(-190°C), 一次イオンで 数十 um 掘り進めた後,同位体分析が行われた,同位 体分析の結果, Hコンドライト母天体起源の酸素と彗 星起源の酸素の成分が混ざったような同位体比を示し, これはそれぞれの成分の非平衡な流体包有物への取り 込みを示唆しているのかもしれない.いずれにせよ. 水の起源はHコンドライト母天体だけでなく、炭素質 コンドライトや彗星などの他天体起源の水も混ざって いるらしい.

## 5. おわりに

MonahansとZagという,レゴリス角礫岩中にハラ イト(及びシルバイト)結晶を含む隕石の特徴とその成 因を紹介してきた.これら二つの隕石は非常によく似 た特徴を持つが,ハライトの特徴や年代学的特徴がお 互いに少しずつ異なることからペア隕石ではなさそう である.コンドライト母天体の水の起源は,地球の水 の起源にもかかわる可能性のある重要な情報である. また,ハライトの形成年代とホストの岩相の年代の関 係は,流体の形成順序を考える上で必要不可欠である. 共に,より詳細な研究が行われ,コンドライト形成領 域での水の挙動とその歴史が解き明かされることが期 待される.

#### 謝 辞

本稿を執筆するにあたり,建設的な意見をいただい た中嶋大輔氏,岡崎隆司氏,野口高明氏,山口亮氏に 感謝申し上げます.

### 参考文献

- Meteoritical Bulletin No. 82, 1998, Meteoritics & Planetary Science 33, A221.
- [2] Meteoritical Bulletin No. 83, 1999, Meteoritics & Planetary Science 34, A169.
- [3] Zolensky, M. E. et al., 1999, Science 285, 1377.
- [4] Zolensky, M. E. et al., 1999, Meteoritics & Planetary Science 34 (Supplement), A124.
- [5] Rubin, A. E. et al., 2002, Meteoritics & Planetary Science 37, 125.
- [6] Schultz, L. and Franke, L., 2004, Meteoritics & Planetary Science 39, 1889.
- [7] Bogard, D. D. et al., 2001, Meteoritics & Planetary Science 36, 107.
- [8] Chang, F-R. et al., 1996 in Rock-Forming Minerals, 369.
- [9] Nassau, K., 1983, in The Physics and Chemistry of Color.
- [10] Whitby, J. et al., 2000, Science 288, 1819.
- [11] Huss, G. R. et al., 2006, in Meteorites and the Early Solar System II, 567.
- [12] McSween Jr., H. Y. et al., 2002, in Asteroids III, 559.
- [13] Lipschutz, M. E. et al., 1999, Proc. NIPR Symp. Antarct. Meteorites 12, 57.
- [14] Yurimoto, H. et al., 2014, Geochem. J. 48, 549.

## ー番星へ行こう! 日本の金星探査機の挑戦 その33 ~金星雷の捜索は続く~

## 高橋 幸弘<sup>1</sup>, 今井 正尭<sup>1</sup>, 佐藤 光輝<sup>1</sup>

(要旨) 金星に雷はあるか?この課題に決着をつけるべく,世界初にして唯一の惑星雷放電発光観測装置 LACは金星周回軌道で観測を継続しています.2018年1月末現在,まだ雷の信号は捉えていませんが,先 行研究との十分な比較を行うためには,もうしばらくデータの蓄積が必要です.

## 1. 金星に雷はあるか

金星大気中で、地球のような雷放電現象があるかに ついては、30年にわたって議論が続いていますが、 まだコンセンサスには至っていないのが現状です.し かしながら、金星の雷への関心は依然として高く、 2014年にケンブリッジ大学出版から出された金星の 専門書[1]の表紙は、稲妻が描かれた金星地表の想像 図が飾っています。また、2018年1月に開催された米 国電波科学会議(UNSC-URSI meeting)の惑星を扱う セッションで、金星の雷観測について紹介して欲しい とコンビーナから私たちに依頼がありました. そのセ ッションでは、雷の存在を強く信じる大物の一人であ るカリフォルニア大学ロサンゼルス校のCristopher T. Russell教授[2]と、最近は雷の存在に否定的な立場 をとっている、こちらも電波科学の大御所であるアイ オワ大学のDonald A. Gurnett 教授[3]の二人を呼んで の議論を予定していました. しかし健康上の理由で Gurnett教授が辞退し、彼が代わりに私(高橋)を指名 したためにお鉢が回ってきたという経緯です。私たち は現時点では、積極的に雷が無さそうであるという主 張はしておらず、むしろ存在したら興味深い研究が展 開できると考えていますので、やや複雑な心境ではあ りましたが、せっかく著名な先生のご指名でしたので、 講演をお引き受けした次第です.実は,2018年1月末

現在で、LACによる雷発光と思われる現象は記録さ れていませんが、この時点で雷放電の存否についてあ る程度確定的な意見を述べるには早すぎると考えてい ます.ともあれ、セッションではRussell教授の熱の 籠もった弁舌を聞き、アイオワ大学のスタッフも交え た建設的な討論を楽しむことができました.Russell 教授の情熱は衰えることはないようで、これからも担 当する学生を一人充てて、過去の衛星のデータ解析を 継続するということでした.ただどちらにしても証拠 は不十分で、今後のLACの結果に期待がかかってい ることは肌で感じることができました.

雷放電の存否に関する議論が決着しない理由の一つ が、これまで、惑星における雷を観測する専用の装置 がなかったことにあります. 雷放電は強い発光や電波 放射を伴うので、それらを捉えることが目標になりま すが、どちらのケースでも、人工的原因あるいは宇宙 線などによるパルス的なノイズやプラズマ不安定とい った他の現象との判別が難しいのです。あかつき搭載 の雷・大気光カメラLACは、地球以外の惑星の探査 機としては初めて、高い時間解像度で雷放電発光の時 間変化を観測することで、紛らわしいノイズと明確に 区別をすることのできるように設計された計測器です [4]. あかつきは2度目の金星軌道投入に成功し、観測 を開始しました[5]. LACも長期の休眠状態から慎重 を期して高圧電源を昇圧し、現在は定常的な観測を行 っている状態にあります。毎回の観測では宇宙線に起 因するパルスを"正常に"記録しています(この副産物

<sup>1.</sup> 北海道大学・大学院理学院・宇宙理学専攻 yukihiro@sci.hokudai.ac.jp

である宇宙線の観測については別の機会に紹介したい と思います).しかし当初予定していた軌道から大き く変わった結果,雷観測を実施できる時間の割合は, 1/20程度に減っています.つまり,当初計画で半年 の間に得られた観測時間を達成するのに,10年がか かる計算になります.先行研究と比較して議論を精密 化するためには,もうしばらく時間がかかりそうなの ですが,現時点で私たちがどのような想像をしている か,少しご紹介したいと思います.

## 2. まだ見つからない理由

LACは、4x8に並んだ都合32の画素(チャンネル) を持ち、1秒間に3万2千回の高速測光を行うことが できます、全てのチャンネルで連続記録するとデータ 量が膨大になってしまうため、 雷放電に伴うパルス状 の光が短時間入射すると、それをアルゴリズムで自動 判別してトリガーをかけ、そのチャンネルのみ前後短 時間のデータを記録する仕組みになっています[4]. 雷の存在が確認されていない金星では、その 雷発光強 度の高速時間変化は不明なので、まずは地球の通常の 落雷と同じタイプの時間変動を持つと想定し、増光時 の変化率などのトリガーの条件をそれに合わせて観測 を開始しました. これまでに延べ約4時間にわたって 観測を行ってきました。センサーの内部では、宇宙線 によって電気的に発生するパルスが時々発生し、それ らのうち、トリガー条件を満たすものは、そのパルス の時間変動が記録されています。最初にその時間変動 波形を見た時は、LACチーム一同、 雷を捉えたので はないかと一瞬色めき立ちましたが、その立ち上がり が雷放電発光ではあり得ないほど急峻であったこと. 減衰するときの時定数がアナログ電気回路のそれに一 致したことなどから、宇宙線であると分かりました. 私たちの期待をよそに、これまで雷と思われる信号は 一つも記録されていません。LACの典型的な観測条 件のもとでは、地球の落雷発光の1/20程度の強さの ものまでトリガーがかかる計算ですが、それ以上の強 度の発光は検出されていないことになります.また, 典型的なLACの雷観測の視野は、金星全表面積の 1/500程度です.

この観測結果をどう捉えるか,仮に雷放電が存在していた場合の,現時点での可能性と解釈を考えてみま

す.

#### 2.1 地球の雷放電発光よりは圧倒的に少ない

定量的な詳細は別の機会に紹介しますが,これまで の観測時間と検出感度を考慮しますと,上空から観測 される地球の雷放電発光に比べて,1/100程度かそれ 以下の頻度と計算されます.ただし,これはあくまで 全球を均した場合の話であって,地球の場合でもそう でありますように,雷放電発生地域に極端な偏りがあ ることもありえます.その場合,現状の狭い視野と足 し合わせてもまだまだ短い観測時間を鑑みますと,統 計的に観測にかからない可能性は小さくないかもしれ ません.現在,仮に地球での雷放電活動の地域的な偏 りと同程度であった時,検出確率がどの程度になるか を推定する作業を行なっています.

#### 2.2 大規模な放電現象しか起きない

金星の雷の規模の分布が似たものであると仮定しま すと、大規模発光のみを観測できる地上望遠鏡を使っ て行われたアリゾナ大学による先行研究の結果[6]か らは、規模が地球での平均程度の小規模の現象まで含 めた頻度はかなり高くなると想像できます. しかし. この想定は妥当でないかもしれません。つまり、金星 では地球規模の雷放電発光はほとんど無く、その100 倍以上, つまり地上望遠鏡で観測できるような規模の 発光だけが起きているという可能性もありうるという ことです. 雷放電は大気の放電現象(絶縁破壊現象)で すが、その発生に要する電場の大きさは、大気成分が 同じであれば大気密度に比例します。また、雲底高度 が40 km以上あることも、落雷を起きにくくしていま す.このように、金星で落雷を起こすためには地球に 比べ何桁も大きな電荷の集積が必要と予測されます. しかし、一旦放電が開始されれば、その大きな電荷が 一気に消失するので、放電の規模は大きくなります. もしこの想像が正しければ、金星で起きている全ての 雷を足しても、アリゾナ大学が観測した程度の頻度と いうことになるかもしれません. LACの観測から推 定した頻度の上限は、いまだアリゾナ大学の観測頻度 よりも大きく、その先行研究を検証しようと思えば、 あと3年間くらいの観測継続が必要です.

#### 2.3 雲が光を通さない

下方で起きた放電発光を上空で観測するためには, 光子が雲層を抜けて上方に届かなければなりませんが, その確率が予想よりも低い可能性があります.これは 平均的な雲の光学的な厚さではなく,放電を起こす雷 雲やその周辺の状況に依存します.地球の場合でも, 雲が厚い場合には,雲の縁が放電発光で照らされるの みで,大きく減光するケースがあります.

#### 2.4 発光の時間スケールが違う

先に述べましたように、1回の放電中の発光強度の 時間変化について、私たちは地球の通常の雷放電と似 ているという仮定でトリガーの条件を設定していまし た.地球においても、中層・超高層大気で発生するス プライトやブルージェットと呼ばれる放電現象は、通 常の落雷に比べ、10倍から100倍程度の時間をかけて 発光強度を変化させることがあります.もし金星の雷 がそのようなタイプの放電であった場合は、それに合 わせたトリガー条件を設定する必要があります.2018 年2月から開始する観測シーズンでは、1回の金星夜 面通過時に、これまでの観測モードに加え、こうした 時定数の長い現象に対応できる観測モードを組み合わ せて運用する計画になっています.

#### 2.5 雷活動の時間変動が大きい

土星の雷放電を含むストームは、何ヶ月も続いた後 に、今度は数カ月、あるいは年単位で活動を完全に停 止してしまいます.金星の大気も、肉眼で望遠鏡を覗 いた印象とは正反対に、振幅の大きな長期の変動があ る可能性も否定できません.金星の夜間大気光を地上 望遠鏡で発見した研究者が、時期を隔てて同様の観測 をしても、見つかることができなかったという例もあ ります.そうだとすると、長期間粘り強く観測を続け る以外に、観測の方法はありません.

### 3. 今後の展開

あかつきの運用期間が無事延長されてさらに数年間 の観測ができれば、少なくともアリゾナ大学などの先 行研究に対する定量的な検証が可能になります.また、 トリガー条件の工夫によって、予想していなかったタ イプの発光が見つかるかもしれません. さらに, あか つきの観測に連動して, アリゾナ大学の観測をバージ ョンアップした地上望遠鏡による同時観測も検討中で, 専用の装置の設計を始めています. 見つかるにしても, そうでないにしても, 今後の金星雷観測にご注目いた だければと思います.

#### 参考文献

- Taylor. F. E., 2014, The scientific exploration of Venus (Cambridge University Press).
- [2] Russell, C. T. et al., 2006, Nature 450, doi:10.1038/ nature05930.
- [3] Gurnett, D. A. et al., 2001, Nature 409, 313.
- [4] Takahashi, T. et al., 2008, Space Sci. Rev. 137, 317.
- [5] 中村正人ほか, 2016, 遊星人 25, 4.
- [6] Hansell, S. A. et al., 1995, Icarus 117, 345.

## 遊星百景 その11 ~月の不可思議火山地形 Ina-D ~

## 佐藤 広幸1

私が今回ご紹介するのは、月の不思議な火山地形と して知られる、Inaです.この地形は表側の中心付近, 緯度18.7°N. 経度5.3°E. 晴れの海(Mare Serenitatis)南西縁部から約150 kmの距離に位置しています。 幸福の湖(Lacus Felicitatis)という高地領域の中にあ るパッチ状の溶岩の中に見つかっており、アルファベ ットのDを左に回転させたような形をしている事か らIna-Dとも呼ばれています(図1上).

東西2.9 km, 南北2.3 kmに渡るこの地形の内部は, 不規則かつ丸みを帯び、表面が比較的滑らかなマウン ドと呼ばれる上部層、その間を埋める起伏に富んだ下 部層. そして礫が露出した領域(主にIna外縁部に分 布)で構成されています. なだらかな丘(直径約10 km)の頂上(標高差約300 m)に位置していること,外 縁から中心のやや西寄りに向かって緩く落ち込んでい ること(Fig.1下), などから, Inaは一種のカルデラで はないかと多くの研究者が考えているようです.

2010年、私がアリゾナ州立大学のLROC(アメリカの 月探査衛星、ルナールコネッサンスオービター搭載の カメラ)チームに配属されて間もない頃、管制室のモ ニタに何気なく映しだされていたInaの絵をふと見て、 頭の中に"?"が沢山浮かんだのを今でもよく覚えてい ます. それまで自分の中にあった、レゴリスに覆われ て全地形が滑らかで変化に乏しい月面のイメージが. その時塗り替えられました. 今まで見えていなかった ものが、高解像度だと見えてくる、探査って面白いと 思い始めた瞬間でした.

実はアポロ計画の時代からこの地形の存在は知られ ていました[1]. Apollo 15号のパノラマカメラで撮影

図1: Ina全体図. 空間分解能50 cm/pixel. 上: LROC Nallow

Angle Camera (NAC) モザイク画像 (M126894211L+Rおよ びM109202243R)、下:NACステレオ高度マップで色付 けしたNACモザイク画像. 白枠は図2の領域を示す.

[m] 266

![](_page_46_Picture_1.jpeg)

図2: Ina拡大図(図1下, 白枠内). NACモザイク画像(50 cm/ pixel)とNAC高度マップ(図1下キャプション参照). マウ ンドが薄い部分に小さな溝(下部層露出部)が直線的に点在 する(矢印). 左下スケールバーは50m.

された写真によって、ある程度の形はわかっていたも のの、その細部や立体的な構造はよくわかりませんで した.LROCの高解像度画像(50 cm/pixel)と高度マ ップ(~2 m/pixel)によりその姿が鮮明に映しだされ、 その起源について近年活発に議論が行われています.

信憑性が高いがどうかは別として. 数あるモデルの 中で私が個人的に一番気に入っているモデルが、2006 年にSchultzらが提唱した、ガス吹き上げ説です[3]. この説は、起伏に富んだ下部層の割れ目から吹き出し た火山ガスが、レゴリスなどパウダー状の表土を吹き 飛ばして起伏に飛んだ下部層が露出、かつ周囲に表土 が堆積して滑らかなマウンドが残ったというものです. 内部はすでに冷え固まり、揮発性物質に乏しいと考え られてきた月で、かつ真空の月面で、つい最近までガ スが吹いていた、というなんと大胆で夢に溢れたモデ ルだろうと彼らの論文を読んで思いました. モデル提 唱時にはなかった高解像度画像で細部を見ると、確か にマウンドは層序的には上部にあって所々粉体が崩れ たような斜面があり、そしてクラックに沿って直線状 に表土が一部拭き上げられたかのような箇所が幾つか あります(図2).

他には,カルデラ崩壊モデル[1,2],膨張溶岩流モ デル(低フラックスの溶岩流が膨張と流出を繰り返し マウンドを形成)[4],火砕性噴火[5]などがこれまでに 提案されています.

![](_page_46_Picture_6.jpeg)

図3:IMP(Irregular Mare Patches) 分布図. LROC RDR, IMP shapefileより. △がIMPの位置を示す. 経緯度グリッドは 30°.

非常に興味深いことに, Inaのような地形は他にも 多数(約70個)見つかっています(図3)[6,7]. これらの 地形は,総称でIMP(Irregular Mare Patches)と呼ば れていて,不規則な形状の窪み(下部露出領域)が滑ら かで丸みを帯びた上部のマウンド部分と混在している という共通した特徴があります.その中でもInaはマ ウンドが明瞭に分離し下部および礫露出領域が最も広 いIMPです. どのIMPも表側の海もしくは海と高地 の境界部に分布しています.マウンド部分のクレータ 年代はどれも非常に若い年代(<100 Ma)を示すこと から,非常に若い火山活動もしくは地表更新があった ことが示唆されています[7]. もし火山活動がそれま で続いていたとするならば,驚くべきことです.

SELENEやLRO, チャンドラヤーン,嫦娥など国際 的な月探査によって,近年見きれないほど大量のデー タが蓄積されつつあります.管理された環境下で行う 室内実験や数値シミュレーションに比べ,観測データ の解析は泥臭く,意図した結果は簡単には得にくく, 先が見えないしんどい手法です.でもごく稀に,全く 想像もつかなかった自然の神秘に出会うことができま す. Aollo 15のカメラチームも最初にInaを発見した 時はさぞ驚いたことでしょう.偶然大発見に繋がる可 能性があるという点で,観測データの解析は宝探しに 似て非常に楽しいものです.今後の探査によって解像 度が徐々に上がるにつれ,我々はこれまで見えていな かった更なる月の神秘を目の当たりにすることでしょ う.

## 参考文献

- El-Baz, F., 1972, Proceedings of the 3rd Lunar Science Conference, 39.
- [2] Strain, P. L. and El-Baz, F., 1980, Proceedings of the 3rd Lunar Science Conference, 2437.
- [3] Schultz, P. H. et al., 2006, Nature 444, 184.
- [4] Garry, W. B. et al., 2012, J. Geophys. Res. Planets 117.
- [5] Carter, L. M., 2009, J. Geophys. Res. E Planets 114, 1.
- [6] Stooke, P. J., 2012, Lunar Planet. Sci. Conf., Abstract #1011.
- [7] Braden, S. E., 2014, Nat. Geosci. 7, 787.

## 「天体の衝突物理の解明(XIII)~太陽系の進化 過程におけるダストの役割~」参加報告

## 嶌生 有理<sup>1</sup>

## 1. はじめに

2017年11月20日から22日にかけて、神戸大学六甲 台キャンパスにて第13回「天体の衝突物理の解明 | 研 究会(通称: 衝突研究会)が開催された. 昨年度から開 催場所を神戸大学に移した今年度の研究会は、"太陽 系の進化過程におけるダストの役割"をテーマとし、 向井正氏(京都情報大学院大学), 佐々木晶氏(大阪大 学)、 菊地紘氏(東京大学)を迎え、ご講演頂いた、 総 勢62名の研究者と学生が参加し、招待講演を含めて 22件の口頭発表と20件のポスター発表があった。招 待講演と一般講演の講演時間はそれぞれ60分と30分 (講演中の質疑を含む)であった、学会発表とは異なり、 講演中に活発な質疑があることが本研究会の特徴であ る、ここでは、講演内容を筆者なりの理解で整理し、 本研究会の様子を簡単に紹介する。各講演の詳細は発 表者に問い合わせていただくか.研究会webページ (http://www.impact-res.org/impact17/)に掲載され ている要旨やスライドをご覧いただきたい.

### 2. 講演概要

研究会プログラムを以下に示す(敬称略).

#### ■11月20日(月)

- **木下敏輝**(神戸大) 月面画像を用いたクレーター放出 物の解析
- 多田賢弘(東京大) オーストラリア・アジアテクタイ

shimaki@planeta.sci.isas.jaxa.jp

トイベント:東南アジアにおけるイジェクタ層認定 と衝突地点推定

- **鈴木宏二郎**(東京大) ダストカーテンを横切る飛翔体 まわりの現象に関する実験
- 巽 瑛理(東京大) ラブルパイル小惑星でのクレータ ー形成と緩和過程
- 木内真人(神戸大) 低速度クレーター形成実験をもと にしたイトカワ dimple 地形の成因の検証および火 星衛星表層地形との比較

平田直之(神戸大) ガニメデに残る巨大衝突の痕跡

- **杉浦圭祐**(名古屋大) 微惑星衝突による不規則形状形 成と衝突条件依存性
- **末次 竜**(産業医大) 重力支配域での微惑星の衝突破 壊について
- 柴田 雄(国立天文台) 氷微惑星の合体条件

#### ■11月21日(火)

- **大村知美**(神戸大) 粒子間力が小天体表層の振動圧密 特性に及ぼす影響に関する実験的研究
- 長足友哉(神戸大) 粉体流中のアグリゲイト観察
- 村上雄一(神戸大) 低密度弾丸を用いた焼結体の高速 度衝突実験
- 向井 正(京都情報大) 惑星間塵雲:構造・起源・力 学進化【招待講演】
- **菊地 紘**(東京大) 火星を周回する破片はフォボスに 衝突したか?【招待講演】
- 佐々木晶(大阪大) ダスト衝突から宇宙風化作用へ 【招待講演】
- **黒澤耕介**(千葉工大) 衝撃圧力分布から推定する衝突 放出物速度分布と過渡クレータ径

<sup>1.</sup> 宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所

- 岡崎昌志(神戸大) フラッシュ X線を用いた衝突破 壊現象の観測
- 道上達広(近畿大) 微小衝突破片粒子の3次元形状分 布とイトカワ粒子への応用

#### ■11月22日(水)

- **脇田 茂**(国立天文台) 微惑星内の含水鉱物に対する 衝突の影響
- **城野信一**(名古屋大) 溶融岩石微惑星と溶融氷微惑星 との衝突
- 小林 浩(名古屋大) デブリ円盤のガス起源
- **阿部新助**(日本大) 地球衝突天体のサイズ分布と軌道

#### ■ポスター講演

- 山崎祐太朗<sup>2</sup>(神戸大) 高空隙石膏に形成されたクレ ーターの表面下観察
- 石黒琢也<sup>2</sup>(神戸大) 高空隙率シリカ層への衝突実験 と空隙率を考慮したクレーターサイズスケール則の 構築
- **鈴木絢子**(ISAS/JAXA) 雪標的への衝突で見られる クレーター周りのスポール地形
- 田澤 拓<sup>2</sup>(神戸大) 含水率を変化させた粒子層への 高速度衝突クレーター形成実験
- 長友文哉<sup>2</sup>(神戸大) 隕石を模擬した試料の衝突破壊 強度の確率分布と小惑星のサイズ依存性への応用
- **岡本尚也**(千葉工大) 画像処理によるイジェクタカー テン形状の比較:室内衝突実験 vs SPH衝突シミュ レーション
- **黒澤耕介**(千葉工大) 衝突雷:惑星古環境を探る新た な視点
- 保井みなみ(神戸大) 氷・シリカ混合物の脆性破壊・ 塑性変形遷移に関する実験的研究:宇宙雪氷学的応 用
- **矢部みなみ<sup>2</sup>(神戸大)** 多孔質氷の流動則に対する空 隙率の効果
- **黒澤耕介**(千葉工大) iSALE users group in Japan活 動報告
- **石山 謙**(ISAS/JAXA) iSALEに基づいた月のスミ ス盆地の形成
- 川村真輝<sup>2</sup>(近畿大) 小惑星探査機のフライバイとラ ンデブーにおけるボルダー観測結果の比較
- 2. ポスター発表紹介者

- **諸田智克**(名古屋大) はやぶさ2 ONC データによる Ryugu表面ラフネスの推定~着陸点選定訓練デー タを用いた検討~
- **佐久川遥<sup>2</sup>(神戸大)** すばる望遠鏡Hyper Suprime-Camデータによるケンタウルス族天体のカラー測 定
- 出山拓門<sup>2</sup>(神戸大) 天文衛星AKARIの搭載カメラ IRCの絶対較正の再解析
- **布施綾太<sup>2</sup>**(日本大) 地球月系ラグランジュ点EML<sub>2</sub> からの月面衝突閃光の観測
- 黒崎健二(名古屋大) 巨大氷惑星における衝突現象
- **樋口有理可**(国立天文台) 惑星による小天体の一時捕 獲と衝突
- 本間 徹<sup>2</sup>(神戸大) 原始惑星系円盤において鉛直方 向に分布する固体物質の周惑星円盤への降着
- 川村浩司(神戸大) 土星リング粒子の衝突速度

#### 2.1 招待講演

招待講演では、今年度のテーマであるダスト研究に ついて観測に基づく大小様々なスケールの研究が紹介 された.ここでは筆者なりの理解で発表を紹介する.

向井正氏は惑星間塵雲について講演された.原始惑 星系円盤よりも薄い惑星間塵雲の研究について,17 世紀のCassiniによる黄道光(太陽の赤道面に沿った平 らな雲)の発見から最新の研究成果までを時系列に沿 って紹介いただいた.近年のHELIOS探査機による黄 道光の輝度観測から,惑星間塵雲は平坦な構造で時間 変化もないことが明らかとなった.また,2000年代 は地球軌道付近の塵の7割以上が小惑星起源と考えら れていたが,最新の研究では彗星核および小惑星の反 射スペクトルから9割が彗星起源と考えられているこ とが紹介された.

菊地紘氏は火星衛星フォボスの線状構造の起源について講演された.ロッシュ限界付近を周回するフォボスに着目し,線状構造の三次元形状モデルを用いた再解析から5種類の線状構造を認定した.線状構造の最大長さは衛星半周であり,線状構造を形成した衝突体は火星中心座標系で環状構造をなしていた可能性を指摘した.さらに、N体計算によるラブルパイル天体の潮汐力による線状分裂の可能性を報告し、かつて火星の輪が存在した可能性を議論した.球から逸脱するという小天体特有の問題に対する形状モデルの有用性を

![](_page_50_Picture_1.jpeg)

図1:研究会集合写真.

実感させられた講演であった.

佐々木晶氏は探査機による宇宙ダスト計測および宇 宙風化作用について講演された.宇宙ダスト計測に関 して,のぞみ探査機(PLANET-B)は,火星への周回 軌道投入こそ叶わなかったものの,合計120回のダス ト計測イベントを検出したことを報告した.さらに近 年は衝突電離型ダスト計測器(Mars Dust Counter)が 契機となって国内ダスト計測器の開発が進み,Bepi ColomboおよびMMXへと繋がった経緯を紹介した. 小天体表面に「塵」が衝突して生じる宇宙風化作用(反 射率の低下,赤化,および吸収帯の弱化)に関して, 最新の研究では炭素質隕石ではフラットになり,赤化 だけでなく青化も存在することが紹介された.宇宙風 化作用は平坦なスペクトルを示す小惑星Ryugu(はや ぶさ2探査天体)においても重要であると考えられる ため,今後の展開が期待される.

#### 2.2 一般口頭講演

衝突研究会にて講演される研究は多岐に渡る.ここ では、口頭発表の内容について観測・分析、室内実験、 および数値計算・理論研究に分類し、簡単に紹介しつ つ研究会の雰囲気をお伝えしたい(以下、敬称略).

#### (1) 観測・分析

衝突現象は様々な時空間スケールで天体表層や天体 軌道などに記録される.こうした衝突履歴はリモート センシング,地質調査と回収試料の分析,地上観測に よってその抽出が可能となる.これらに関して,月ク レータレイおよびガニメデfurrowsの解析(木下,平 田),地球の衝突クレータにおける高圧相鉱物の発見 (多田),地上観測による地球衝突天体の分布(阿部)に ついて講演があった.阿部の講演では,電波と光の波 長を用いた流星観測手法の開発から流星のサイズ,軌 道,組成のビッグデータを構築しているとの報告があ り,様々な観測成果が統合されつつある印象を受けた. また加熱風洞による普通コンドライトの溶融飛散実験 の話があり,コンドリュール形成にも結びつく非常に 興味深い実験であった.

#### (2) 室内実験

室内実験から素過程を抽出し、スケーリング則を構 築して天体現象へと応用するためには、実験のセット アップが肝要である. 今年度は衝突現象とダスト物性 に関して講演があった. 衝突現象について、ダストカ ーテンと飛翔体の実験(鈴木),ボルダーおよび低重力 に関するクレータスケーリング則(巽,木内),衝突放 出物の速度・破片分布(村上、岡崎、道上)について講 演があった.また、今年度のテーマでもあるダストに 関して、粉体の圧縮特性および集合過程(大村、長足) について講演があった.鈴木の講演では、粉体流と高 速度で衝突する飛翔体まわりの現象を流体力学的に扱 うための基礎実験が報告された、また、クレータスケ ーリング則では弾丸/標的粒径比の影響(巽)および微 小重力で重要となる粉体層における強度の影響(木 内)が講演された、これらは、はやぶさ2探査で観察 される小惑星Ryuguのクレータ地形やSCI衝突クレ ータの理解に大きく貢献すると期待される.

#### (3) 数值実験•理論研究

室内実験で扱えないスケールの現象(衝突破壊・合体, 熱進化,円盤構造)は数値実験での研究が有用であり, 衝突業界では近年SPH法やiSALEを用いた研究が盛 んに行なわれている.これらに関して、微惑星の衝突 破壊・合体成長(杉浦,末次,柴田),含水鉱物の起源 (脇田)、マグマ-水接触によるコンドリュール形成(城 野). デブリ円盤の進化(小林). 衝突圧力に基づく解 析的クレータスケーリング則(黒澤)について講演があ った、杉浦の講演では小惑星の不規則形状の衝突条件 (速度と角度)依存性を調査し、細長い形状の成因とし て破壊が生じる十分な衝突速度と適度な衝突角度が必 要であることを示した、さらに最大破片以外の破片の 形状分布を調査し、小さい破片ほど丸くなることを示 したが、Eos族の観測結果とは不整合である結果が報 告された. 今後の進展が期待される. 城野の講演では, 火山でのマグマ-水接触実験に着想を得たコンドリュ ール形成モデルを提案し、参加者との議論を通して今 後の方向性を探っていたのが印象的であった。様々な 研究者と意見交換できる点も、本研究会の特色であろ う.

#### 2.3 ポスター講演

ポスター講演は夕方の懇親会の間に開催された.今 年度は学生による1分間のポスター発表紹介が企画さ れ,懇親会中にポスター概要が紹介された.時間にな ると強制終了されるという厳しい時間制限の中,どの 発表者も自分の研究を聞いてほしいという熱意が感じ られた.筆者は衝突実験を中心に5件ほどのポスター を丁寧に説明していただき,実験の最新トレンドを知 ることができた.なかでも石黒の説明は非常に熱く, 議論をするうちについついお酒が進んでしまった.

## 3.「12年後」の12年後

本稿執筆にあたり,第1回の参加報告書[1]を見てい たところ,こんな記述があった.「日本惑星科学会設 立のころ,[...]衝突破壊の研究会が年に一度つごう3回 開催された.[...]『12年後』,国内を見渡すと,惑星科 学における衝突現象研究の新しいグループが立ち上が り,[...]このような状況のもとで,宇宙科学研究所の 衝突小研究会の世話人であった荒川が折りにふれ昔の メンバーに声をかけ新たなメンバーを勧誘することで, 研究会を開こうという機運が高まっていった.」こう して開催された第1回では,シミュレーションと衝突 実験・解析の最新の結果について活発な議論が行われ たという.その伝統は今年も変わらず,特に若手研究 者を中心に,和やかな雰囲気ながらも活発な議論が交 わされた.また,黎明期からの方針「分野内に閉じて は進展がないので外の人を呼ぶ研究集会であるべし」 の通り,今年度も観測,分析,実験,理論の各分野か ら多数の参加があった.発足から四半世紀を経てもな お続く文化は,人が育っていることを示しているので はないかと感じた.2018年ははやぶさ2が小惑星 Ryuguに到着し,翌年にはSCI衝突機の運用が計画さ れるなど,衝突業界は新たな節目に到達したと思う. 次回の研究会では小惑星Ryuguの様子が見られるこ とを強く期待したい.少しでも本研究会に興味を持た れた方は,ぜひ気軽に参加してみてほしい.

最後に、本研究会の開催にあたり尽力いただいた世 話人の方々、神戸大学の方々には会場の準備や整備な どを通して大変お世話になりました.この場をお借り して感謝申し上げます.本稿執筆の機会は神戸大学の 保井みなみさんから、写真は石黒琢也さんから頂きま した.感謝いたします.

## 参考文献

[1] 和田浩二他, 2005, 遊星人 14, 202.

## **New Faces**

黑崎健二(名古屋大学院理学研究科)

皆様こんにちは、名古屋大学大学院理学研究科の黒 崎健二と申します、2016年3月に東京大学大学院理学 系研究科にて学位を取得いたしました。博士論文は 「Evolution of ice giants in and outside the solar system」というタイトルです。学位を取得したのち、 2016年5月まで東京大学大学院理学系研究科地球惑星 科学専攻に博士研究員として在籍し、2016年6月から 現所属の名古屋大学理学部物理学教室にて博士研究員 として研究に従事しています。

私は東京工業大学1類に入学したのち、地球惑星科 学専攻に進学しました.具体的にやりたいことが固ま っていたわけではありませんでしたが、「いろいろ考 えることがあって面白そう」くらいの気持ちで惑星科 学を選びました、地球惑星科学科での勉強を通して、 惑星科学の理論的研究に興味を持ち始めたため、学部 4年から惑星形成論の研究を行っていた井田研究室に 所属しました。井田研究室の同期は他に瀧哲朗くんが いましたが、中本研とも共同でゼミを行っていたため ポスドクや学生が多く、とても活発な研究活動が行わ れている環境だと感じました. 卒業研究のテーマを決 めるとき、井田・中本研究室に所属していたスタッフ やポスドクの方々から一度にたくさんのテーマを提示 していただきました. テーマを出してくださったスタ ッフの方々と相談した結果、巨大氷惑星の内部構造の 研究をすることにしました. 卒論のテーマを決めた頃 は、巨大氷惑星(天王星、海王星)の内部構造として、 重力モーメントから理解される内部の組成勾配、また それに伴う熱進化の研究を行う予定でした。この頃に 伺った巨大氷惑星の問題として, 天王星の熱放射が海 王星よりも小さい「暗い」惑星であることが観測的に 知られているが、その熱進化過程の違いはまだ解決さ れていなかったということでした. しかし,「卒論で

![](_page_52_Picture_5.jpeg)

やるには難しすぎるから別のテーマにしよう」となり, 当時はまだ発見数が少なかったスーパーアースの研究 に取り組むことになりました.2010年当時はスーパ ーアースといえばCoRoT-7 bが発見されたばかりで, ケプラー望遠鏡の成果もまだ出ていない状況でしたが, その中でも高温環境下にある巨大氷惑星の質量散逸の 影響を研究テーマに据えることになりました.研究室 の博士課程に在籍していた堀安範さんに基本的なこと がらを教えてもらいながら,当時井田研究室の助教を されていた生駒さんの指導のもとで卒論に取り組んで いきました.

もともと天文学や惑星科学に興味はあったものの, 研究者になろうかと考えだしたのは,修士課程に進学 してからだったと思います.修士課程に進学後しばら くの間は就職すべきか,博士課程に進学して研究者を 目指すべきか悩みましたが,最終的には研究者を目指 そうと博士課程進学を決意しました.

指導していただいた生駒さんが東京大学の地球惑星 科学専攻に移ることになり,修士2年から東京大学の 地球惑星科学専攻の委託学生になりました.東京大学 の地球惑星科学専攻では,研究に関してしばしば右往 左往することが多く,その都度周囲に迷惑をかけてし まいましたが,指導教員の生駒さん,当時大学院生だった阿部研究室の小玉さん,田近研究室の門屋くんら に助けていただきつつ,なんとか研究を続けていくこ とができました.

博士課程からは、東京大学の地球惑星科学専攻を受 験し,正式に移籍しました.博士課程では,引き続き 系外惑星の質量散逸の影響について研究を行っていま したが、当時国立天文台の成田さん達のグループと観 測を交えて研究する機会をいただきました. 系外惑星 のトランジット観測の研究にも一部ですが携わること ができたことは非常によい経験になりました.また. 博士課程に進学したのち、 卒論の頃にいったん先送り した、太陽系惑星の研究も行うことにしました. 天王 星の熱進化研究へのアプローチを行う上で、内部の組 成勾配を議論するというアイディアを持っていました. しかし当時国内外でそのアイディアが認知され始めて いたため、今から参入してもとても太刀打ちできない 状況でした.D2の冬頃にいろいろ考えた結果、当時 所属していたセミナーで議論されていた射出限界を考 慮したらどんなことが起こるだろうかと考えてみまし た。その結果、どうやら射出限界を考慮した方が惑星

の放射強度は増えるらしいので,放射を大きくするこ とで熱量をより多く逃せる可能性がありそうだ,とい う点に気がつきました.このアイディアを適用すれば 天王星が暗いという観測事実を説明できるかもしれな いと考え,次の研究をスタートさせることにしました. 惑星の表層環境やハビタブルの研究でなされていた議 論は,東大のセミナーグループに参加してから詳しく 聴き始めた内容だったため,博士課程から他のグルー プに移動したことは,自分の研究の幅を広げる上で非 常に重要だったと感じています.

D3の惑星科学会秋期講演会では、「大気中の氷成分 凝縮がもたらす天王星熱進化問題への示唆」というタ イトルで最優秀発表賞に挑戦しました.しかし、その 年はより完成度の高い研究発表をおこなった田中佑希 氏と田崎亮氏の2名が発表賞を獲得し、同世代には優 秀なライバルがいると実感しました.

東京大学を卒業したのちは現所属の名古屋大学に移 り、現在はこれまでの研究から得られた議論を元に新 しく研究を行っています.まだまだ未熟ですが、ご指 導ご鞭撻のほどよろしくお願いいたします.

## 仲内 悠祐 (会津大学先端情報科学研究センター)

皆様こんにちは、2017年3月に総合研究大学院大学 物理科学研究科宇宙科学専攻にて博士(理学)を取得さ せていただいた,仲内悠祐と申します.現在は,会津 大学先端情報科学研究センターにて研究員をさせてい ただいています.大学院生としての5年間,指導教官 の安部正真先生をはじめ,宇宙科学研究所太陽系科学 研究系固体グループの先生方,ポスドクの方々,秘書 の方々,学生仲間,共同研究者の方々には大変お世話 になりました.ありがとうございました.研究者の卵 がようやく羽化し,(実物に可愛い雰囲気は微塵もあ りませんが)雛になりましたので自己紹介をさせてい ただきます.

私は大学卒業後,5年一貫教育の総研大に飛び込み

![](_page_53_Picture_9.jpeg)

安部研にて、太陽風プロトンによる宇宙風化作用に注 目してきました.特に、太陽風プロトンとC型小惑星 に存在すると考えられる鉱物との相互作用によるOH 基やH<sub>2</sub>Oの生成と、それに伴う反射スペクトルの変 化について研究を進めてきました.太陽風プロトンと 鉱物の相互作用によるOH基やH<sub>2</sub>Oの生成のアイディ アは、インドの月探査衛星Chyandrayaan-1に搭載さ れたM<sup>3</sup>の観測結果[e.g.1]から注目を集め、観測結果 を説明する実験的研究が行われました[2].これらの 結果に基づき、小惑星表層におけるOH基やH<sub>2</sub>Oの生 成に注目し鉱物への照射実験がスタートしました.し かし当時、鉱物に対して太陽風を模擬したイオンを照 射できる装置は宇宙科学研究所にはありませんでした. そこで、京都大学の土、山研にてイオン照射実験をさ れていた松本徹さんに若狭湾エネルギー研究センター の実験施設を紹介していただき、実験に着手すること ができました.その成果はLPSCにて口頭発表をさせ ていただきました[3].

若狭湾エネルギー研究センターの実験系では、イオ ン照射装置とFTIRは独立であり、イオン照射後に試 料を大気開放せずに反射スペクトル測定を行うことが できませんでした.そこで、D1から上記問題を解決 出来る新たなイオン照射装置の製作に着手させていた だきました[4].本年度より、この装置を用いた実験 を本格的に進めてまいります.実験装置の構想から製 作まで、宇宙科学研究所キュレーションチームの方々 には、多くの助言や助力をいただきました.さらに、 キュレーションの方々には公私にわたり良くしていた だき、毎月楽しい飲み会を開いていただきました.

大学院では自身の研究と並行して,はやぶさ2プロ ジェクトに関わらせていただきました.近赤外分光計 (NIRS3)のチームに参加させていただき,検出器の性 能試験,観測機単体の熱真空試験,衛星本体との噛み 合わせ・総合試験,射場試験などの,貴重な経験をさ せていただきました.特に観測機単体試験の時の岩田 隆浩先生との出張では,毎日遅くまで試験を行った後, 2人で26時頃まで居酒屋で語らい楽しく実りある経験 をさせていただきました.はやぶさ2プロジェクトで は,宇宙研や明星電気,種子島宇宙センターなどの様々 な場所での試験に携わらせていただき,多くの方と出 会わせていただきました.

はやぶさ2打ち上げ時には,宇宙科学研究所の後輩 と種子島へ打ち上げを見に行きました.無事,打ち上 がったことに感動と安堵を覚え,研究職へ進むことを 決めたのを覚えています.打ち上げ前夜には,朝の情 報番組"Zip!"などから"はや2ファン"として取材を受 け, 興奮のあまりファンとは思えぬ意味深な受け答え をし, インタビュアーを困らせたこともいい思い出で す.

宇宙科学研究所での学生生活では、"君が作る宇宙 ミッション"をはじめとする様々なイベントを経験し てきました。その中でも、"君が作る宇宙ミッション" は、宇宙科学研究所における合宿型の体験学習の機会 であり、企画・運営のほとんどを大学院生が行ってい ます。私もこのイベントの企画・運営に関わり、意見 統一を目指した議論や、的確に意見を伝えることの難 しさなど多くのことを学ばせていただきました。"君 が作る宇宙ミッション"は、阿部新助さんとはしもと じょーじさんが2003年に立ち上げ、高校生の間での 知名度も向上し、夏の一大イベントとなっています。

この業界に飛び込んでから、様々な方と出会い、多 くの方に助けていただきました.また、多くのことを 学ばせていただきました.本年度もJSPS先端拠点事 業「惑星科学国際研究ネットワークの構築」の海外派 遣プログラムや、はやぶさ2プロジェクトでは、Driss Takir氏をはじめ新たに多くの方々と出会わせていた だきました.心より感謝いたします.今後はこれまで 学んだことを生かし、一人前の研究者になれるよう努 力し、惑星科学の発展に微力なりとも貢献できるよう 精進してまいります.今後ともよろしくお願いいたし ます.

## 参考文献

- [1] Pieters, C. M. et al., 2009, Science 326, 568.
- [2] Ichimura, A. S. et al., 2012, EPSL 345-348, 90.
- [3] Nakauchi, Y. et al., 2014, LPSC, #2004.
- [4] Nakauchi, Y. et al., 2017, JpGU, PPS07-P20.

**高 由美子**(京都大学大学院 理学研究科 (宇宙科学研究所 月惑星探査データ解析グループ)

はじめまして. 嵩由芙子(だけゆうこ)と申します. 2017年7月に京都大学大学院理学研究科において,山 路敦教授と佐藤活志助教のご指導のもと学位を取得し ました.現在は,京都大学に研究員として籍を置きな がら,宇宙科学研究所の月惑星探査解析グループの大 嶽久志先生や大竹真紀子先生のもとで,研究を続けさ せていただいています.

#### — 研究について

私は、月表層で観察されるMare ridgeやLobate scarp, Straight rilleといった断層・褶曲構造(以下, テクトニック地形)の形成史や成因に興味をもって研 究をしています.テクトニック地形の成因は、月の内 部冷却や軌道進化、海の玄武岩溶岩の荷重に伴う月地 殻の変形であると考えられています.従って、テクト ニック地形の形成史を明らかにすることは、表層進化 だけでなく、熱史や軌道進化の理解のためにも重要で あると言えます.

学生時代には、 テクトニック地形の形成年代の見積 もりを目的に、かぐやが取得したデータを使った画像 解析や、手法開発を行ってきました。例えば、30億 年前までに終了したと考えられてきたMare ridgeの テクトニックな活動ですが、層序学的アプローチで、 少なくとも21億年よりも若い活動があった証拠を示 しました[1]. これは、Mare ridgeの成因が海の玄武 岩溶岩の荷重が原因のテクトニクスしか反映していな いという従来の説を否定し、内部冷却や軌道進化に伴 うグローバルなテクトニクスを反映している可能性を 示唆しています。また、断層活動が終了した時期をよ り定量的に見積もるために、クレーター年代学を応用 した手法を提案しました。断層活動終了後に断層上に 形成したクレーターの線密度を測定することで断層活 動終了年代を推定するといった方法です. ある断層に 適用したところ、少なくとも約3億年前まで、活動が あったことがわかり、つい最近まで月にはテクトニク

![](_page_55_Picture_7.jpeg)

スがあったということがわかってきました.今後より 広域の解析を行い、月全体のテクトニック地形の形成 史と成因の描像を明らかにしていきたいと考えていま す.

#### - 惑星科学との出会いとこれまで

アリゾナ州にあるバリンジャークレーターへ行った こと、過去を振り返って、これが一つの大きな転機で あったと思います、当時高校生だった私は、目の前に ぽっかりあいた大きな穴に、不思議と心奪われてしま いました.

そうして進学した神戸大学地球惑星科学科では,宮田隆雄先生のもとで,惑星探査データにはどんなもの があり,どうやって扱うのか.また火星の断層の観察 方法を学びました.

修士から博士課程まで過ごした山路研究室では、数 百万年スケールの地球,特に日本のテクトニクスを中 心テーマとした研究が行われていました.そこでは, 野外調査や顕微鏡観察,数値実験,理論計算と,様々 なアプローチが行われていました.中でも,野外調査 についていったことは,地質学者たちが野外を歩きな がら何を見,何を考えるのかを学べるよい機会でした. この時の経験は,月でどんな地質学的研究ができるだ ろうかと考える場面で,よいヒントになっています. 惜しむらくは,私の体力がなさすぎるのか,研究室の みんなの体力が超人レベルなのか(おそらく両方でし ょうが),ついていくことで精いっぱい.なかなか頭 New Faces

脳労働をする余裕がなかったことでしょうか.

そして、もう一つ学生時代にとてもお世話になった のが、月地殻研究会です.この研究会では、驚くほど たくさんの質問が飛びます.その結果、自然と分野外 の知識が増え、モチベーションはアップ.夜な夜な行 われる宴会では、惑星科学に対する熱い思いが語られ、 見ていて気持ちのいい飲みっぷりは、私の小さな悩み や迷いを吹き飛ばしてくれました.

こうして振り返ってみると、実に色んな方に助けら れ励まされながら、自由に研究をさせてもらっていた なと気づかされます.思い付きで突っ走る私を、言葉 少なに、しかし的確なアドバイスで軌道修正をしてく れた山路先生. 何がわからないかもよくわからずに困 っていると、そのもやもやを言葉にして、何時間でも 相談に乗ってくれた佐藤先生. そしていつも楽しませ てくれる個性的な研究室のみんな、これまで支えてく ださった方々に、この場を借りてお礼を申し上げます。 今, 京都大学に籍を置きつつも, 宇宙科学研究所で, 惑星科学や探査の話題に囲まれ、今までになく刺激的 な日々を送っています. こうした環境の中で自分がい かに無知かを思い知らされる日々ですが、少しでも惑 星科学,探査に貢献できる人物になれるよう努力を続 けていきたいと思っています. みなさまどうぞ. これ からもよろしくお願いします.

### 参考文献

 Daket, Y. et al., 2016, Earth, Planets and Space 68, 157.

## **JSPS Information**

◇日本惑星科学会第124回運営委員会議事録

◇日本惑星科学会賛助会員名簿

◇日本惑星科学会主催・共催・協賛・後援の研究会情報

### ◇日本惑星科学会第124回運営委員会議事録

日 時:1/12(金) 13:00-15:00 運営委員会委員:

出席者 16名

荒川 政彦, 倉本 圭, 中本 泰史, 中村 昭子, 千秋 博紀, 和田 浩二, 諸田 智克, 林 祥介, 平田 成, はしもと じょーじ, 竹広 真一, 寺田 直樹, 佐伯 和人, 中村 智樹, 上野 宗孝, 藪田 ひかる

欠席7名

渡邊 誠一郎, 田近 英一, 生駒 大洋, 中島 健介, 田中 智, 小久保 英一郎, 橘 省吾 (委任状:議長5通)

#### 議題·報告事項:

#### 1. RFI回答の改訂作業について

- ・千秋惑星探査専門委員長から現状報告があった.
- ・原稿はほぼ集まって臼井寛裕RFI回答文書改訂作業部会主査がとりまとめ中である.
- ・運営委員会, omlに展開予定. 1週間程度意見を受け付ける.
- ・最終版は運営委員会で承認する.
- ・1/29までに提出する予定.提出先は確認中.

#### 2. シニア会員制度について

- ・中村将来計画専門委員長から検討内容についての説明があった.
- ・2案が提示された.
  - 案1 秋季講演会参加に対する優遇
  - 案2 まとまった会費の前払い制度
- ・別の案として,サービスなしで管理コストなしのシニア会員制度の提案があった.事前に正会員であった 方が対象とするなどのルールが必要.今後,この案の実現性について情報専門委員会も含めて検討してい くこととなった.
- ・スケジュール:連合の総会で会員に意見を求め、秋に決定する.

#### 3. 会員種別について

- ・諸田総務専門委員長から現状の会員種別について説明があった.
- ・非会員制度の整理が必要.現状は正会員との権利の差が小さいように思われる.
- ・もともと非会員は、アマチュア会員のため、と講演会登録のために一時的な登録のため、の2つの目的が あった.
- ・秋季講演会の発表を正会員に限ってはどうか、との提案があった.しかし周辺分野の方に発表をお願いし にくくなるなど問題が指摘された.
- ・非会員のアマチュア会員と一時会員の機能を分けるのはシステム上困難である.
- ・正会員は権利として,投票権,選挙権,被選挙権があり,運営に関われるという大きなメリットがあり非 会員との差は明確である,との意見がだされた.権利義務表に追記する.
- ・非会員制度は現状のもので継続とする.
- ・準会員制度は学会運営に直接関わらないので会則には含めない.
- ・会員と混乱するので入会ページから「準会員」の記載を抜く、購読制度と非会員登録制度の2つがある, とする、制度の名称は総務で検討する.
- ・非会員の申請受理を自動化することに関してシステム上問題ないか確認する.

#### 4. 運営委員の改選について

- ・諸田総務専門委員長から運営委員改選についての現状報告があった.
- ・10月から11月にかけてomlで改選規定変更に関する意見聴取をおこなったが意見は特になかった.
- ・役員選挙規定改定案に意見があれば1月中にsteeringに意見を出すこと.

#### 5. 国際宇宙探査専門委員会について

- ・ 荒川会長から委員会に関する報告があった.
- ・今後,SELENE-R月極域探査の議論を進める予定.資源探査ではあるものの理学に関しても検討を進める ことになっている.タスクフォースチームをつくる予定.

#### 6. 財務専門委員会の新任の承認

- ・ 竹広財務専門委員長から佐伯和人会員の新任の提案があった.
- ・異論なく承認された.

#### 7. 夢ロードマップへの対応について

- ・中村将来計画専門委員長,中本副会長で検討中であることが報告された.
- ・JpGUの宇宙惑星科学セクションでとりまとめられる予定である.

#### 8. 地球惑星科学分野大型研究計画のヒアリング実施について

- ・倉本副会長から説明があった.
- ・2020年のマスタープランの改定にむけてコミュニティでしっかり議論したものが出せるように準備を始め る必要がある.
- ·惑星探査ミッションをどう対応するかを会長, 副会長で議論する.

#### 9. 学会員の逝去に関して

・1月にご逝去された会員の方に関して、ご遺族の方と相談して手続きを完了することとする.

#### 10. EPS分担金の件

- ・荒川会長から5学会会長会合での議論について報告があった.
- ・分担金については、30年度は科研費の採択に関わらず29年度と同じ(20万)とすることが報告され、異論な く承認された。

#### 11. 連合の代議員選挙の件

・荒川会長から代議員選挙の結果について報告があった.

## ◇日本惑星科学会賛助会員名簿

2018年3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)

有限会社テラパブ Exelis VIS 株式会社 株式会社ナックイメージテクノロジー

## ◇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.

#### 2018/10

10/17-10/19 日本惑星科学会 秋季講演会

 (a) 旭川市科学館,北海道旭川市
 (b) 日本惑星科学会

#### 2019/06

6/15-6/21 第32回宇宙技術および科学の国際シンポジウム

(a)愛媛県松山市(b)31st ISTS Organizing Committee(c)http://www.ists.or.jp

## 編集後記

前任の三浦さんから編集幹事を引き継ぎました杉山 です.編集幹事のお話を頂いたのは2016年の秋頃だ ったと思います.その頃は高専に移ってまだ半年で, 大学や研究所とは違った高専の日常生活に右往左往し ていたため,お願いして引き継ぎ時期を2017年では なく2018年にして頂きました.通常でしたら2年で交 代するところを3年間務めて頂いた前編集幹事の三浦 さんには本当に感謝しています.引き受けたからには しっかりと務めていきたいと思いますので,よろしく お願いいたします.

編集幹事となって初めて印刷所への入稿データを取 りまとめましたが,歴代の編集幹事による入稿データ 作成マニュアルや編集長・前編集幹事の丁寧なサポー トのおかげで,あまり迷うことなく入稿データの取り まとめ作業を行うことができました.心より感謝いた します.入稿データを取りまとめた後に編集長から, 「校正では思いもよらないところが修正必要となりま す.楽しみに(?)していてください.」と言うお言葉 を頂きました.まだまだ気が抜けないようです.また, 筆不精な私にとって,この編集後記で何を書くかも頭 を悩ませるポイントになりそうです.

さて、この原稿は2月の初旬に書いていますが、今 年の2月といえば全国的な大雪とインフルエンザの猛 威ではないでしょうか.私の住む島根県松江市も大雪 で交通が麻痺し、学校ではインフルエンザが蔓延しま した、幸い私自身は交通事故やインフルエンザの感染 はありませんでしたが、多数の学生がインフルエンザ で休んだために補講や期末試験の再試験などが大変で した….会員の皆さんも健康にお気をつけ下さい.

それでは皆さんからの原稿を心よりお待ちしており ます. 今後ともよろしくお願いいたします.

(杉山)

編集委員 和田 浩二 [編集長] 杉山 耕一朗 [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, 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, 三浦 均, 諸田 智克, 山本 聡, 渡部 潤一

2018年3月25日発行

#### 日本惑星科学会誌 遊・星・人 第27巻 第1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.