2021年第51回 天文・天体物理若手夏の学校 **星・惑星形成分科会 集録集**

■ 謝辞

2021年度天文・天体物理若手夏の学校は、基礎 物理学研究所を始め、国立天文台、宇宙線研究 者会議(CRC)からのご支援により成り立ってお ります。事務局一同厚く御礼申し上げます。

星·惑星形成分科会

■ index

星惑1	仲里 佑利奈	ダークマターとバリオン間の相対速度による超音速駆動ガス天体形成
星惑 2	鈴木 大誠	Super star cluster RCW 38 における分子ガス高解像度観測
星惑 3	西岡 丈翔	大マゼラン雲 N113 領域における大質量星形成:潮汐相互作用によるトリガー
星惑 4	山口 知留	教師なし機械学習を用いた分子雲ガスデータの形状分類に向けたコードの開発
星惑 5	石原 昂将	大質量星形成クランプにおける分裂スケールの解析
星惑 6	森井 嘉穂	ALMA 観測で探る赤外線暗黒星雲内の高密度コアの特徴
星惑 7	矢野 雄大	分子雲高密度コアの初期状態と進化過程
星惑 8	水谷 洋輔	輻射輸送計算による原始星コアの物理構造の推定
星惑 9	海野 真輝	星風衝撃波が駆動する原始惑星系円盤光蒸発モデルの提案
星惑 10	駒木 彩乃	原始惑星系円盤光蒸発の輻射流体計算:円盤ダストーガス質量比依存性
星惑 11	徳野 鷹人	降着円盤の角運動量輸送に起因する不安定及び構造形成
星惑 12	吉田 有宏	原始惑星系円盤における一酸化炭素同位体組成の測 定可能性
星惑 13	山本 昌平	原始惑星系円盤における乱流とダスト成長
星惑 14	土井 聖明	ダスト移流成長シミュレーションによる原始惑星系円盤 HD 163296 のダスト
		リング形成機構の制限
星惑 15	岡村 達弥	3次元流体計算と小天体軌道計算による惑星への小天体衝突率の導出
星惑 16	安田 郁斗	地球への水輸送を目的とした微惑星の軌道進化シミュレーション
星惑 17	宮山 隆志	原始惑星への小惑星衝突による蒸発についての理論的研究
星惑 18	前田 夏穂	すばる望遠鏡 Hyper Suprime-Cam を用いたメインベルト小惑星の観測とサイ
		ズ分布の測定
星惑 19	池谷 蓮	エジェクタ堆積物の赤道リッジ形成への寄与
星惑 20	于 賢洋	月の熱進化に及ぼすマグマの生成・移動と放射性元 素輸送の影響
星惑 21	藤田 菜穂	短周期 super-Earth の大気の光蒸発に伴う軌道進化:観測への示唆
星惑 22	平野 佑弥	太陽系外惑星の近赤外トランジット観測
星惑 23	池田 圭吾	CARMENES 近赤外データの再解析と視線速度測定精度の調査
星惑 24	直川 史寛	系外惑星トランジットの多バンド同時高速撮像
星惑 poster1	喜友名 正樹	初期宇宙での超大質量ブラックホール形成過程としての冷たい降着流による超
		大質量星形成シナリオの検証
星惑 poster2	中村 美香	月面反射電波観測から始める SETI
星惑 poster3	櫻井 雄太	SPH 法におけるシアー問題への取り組み
星惑 poster4	桑田 敦基	地球型系外惑星の将来観測に向けた惑星マッピングの発展
星惑 poster5	Xhemollari	Formation of Population III star clusters in first galaxies
	Oerd	
星惑 poster6	南大晴	ALMA を用いた大マゼラン雲 N159 領域の観測:分 子雲の全体像
星惑 poster7	早川 喬	磁気駆動円盤風による若い原始惑星系円盤の構造形成
星惑 poster8	熊澤 希珠	太陽系外惑星大気の多波長トランジット観測

-----index へ戻る

星惑1

ダークマターとバリオン間の相対速度による超音速駆 動ガス天体形成

東京大学 理学系研究科物理学専攻 仲里 佑利奈

ダークマターとバリオン間の相対速度による超音速駆動ガス天体形成

仲里 佑利奈 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

宇宙の再結合時には、バリオンとダークマター (DM)の間に超音速の相対運動 (Streaming Velocity; SV) が存在し、初代星形成に影響を与えると考えられている。本研究では DM ハローのビリアル半径を脱出し、 自己重力によって崩壊する超音速駆動ガス天体 (SIGO)の形成に着目し、その進化を始原ガスの化学反応を 含めた 3 次元流体シミュレーションで追った。その結果、赤方偏移 z = 25において SIGO の形成が確認さ れ、水素分子冷却によってその形成が促進された。さらに SIGO の熱進化を追ったところ、一部の SIGO で は高密度 (~ 1 × 10⁸ /cc) まで収縮することが分かった。このような分子雲中では初代星が形成されることが 示唆される。

1 Introduction

宇宙の再結合時には、バリオンとダークマター (DM) の間に超音速の相対運動 (Streaming Velocity; SV) が一般的に存在する。再結合以前は、音響振動によっ てガスと DM は異なる速度を持っており、このとき の DM に対する相対速度の 1σ の揺らぎは ~30 km/s であった。再結合後、ガスが急速に冷却されて音速 が低下し、SV のマッハ数は $M \sim 5$ と、超音速へと 変化した。Tseliakhovich & Hirata (2010) は、宇宙 論的摂動論を 2 次の微小項まで考慮することで、大 規模な SV が小規模のハローや星形成にも影響を与 えることを明らかにした。この発見以降、SV を導入 した 3 次元シミュレーションが行われてきた。

また Naoz & Narayan (2014) は, SV によってバ リオンの密度ピークが DM ハローのビリアル半径外 に存在しうることを解析的に示した。このことから, ガスが DM ハローにホストされず,自己重力のみで 収縮する天体 (Supersonically Induced Gas Object; 以下 SIGO)の存在が提唱されるようになった。SIGO は DM 成分が非常に少ない球状星団の前駆体になり うるとも考えられている (Chiou et al., 2019)。SV を 考慮したシミュレーションによって,近年 SIGO の 存在が確認されたが (Popa et al., 2016; Chiou et al., 2021),星団形成において重要な冷却剤である水素分 子冷却が考慮されていなかった。

宇宙初期の始原ガスは H と He のみで構成されて おり、ガス雲の収縮過程における主な冷却剤は水素 原子 (H) と水素分子 (H₂) であった。H 冷却ではガ ス雲の温度が 8000 K 程度まで冷却されるのに対し, H₂ 冷却ではガス雲の温度が 200 K 程度まで冷却され, 冷却効率が高い。温度が高いほどジーンズ質量が大 きく,降着率が大きくなる。それゆえ,H 冷却では 質量が数千 M_{\odot} 以上の超大質量星を形成する。一方 で H₂ 冷却が支配的な場合は,温度の急激な低下とそ れに伴うジーンズの質量の低下によってガス雲が分 裂し,数百 M_{\odot} 以下の初代星が形成される (Hirano et al., 2018)。以上より,H₂ 冷却を考慮することで 新たな SIGO 形成の特徴が見られるのではと考えた。

そこで本研究では初期条件で SV による相対運動 を考慮し、H₂ 生成を含む化学反応を解く 3 次元流体 シミュレーションを実行し、SIGO の有無を調べた。 確認された SIGO の生成率や形状、およびその形成 メカニズムを H₂ 冷却無しの結果と比較し、SV と H₂ の複合的効果がもたらす SIGO の性質を考察した。 さらに、形成された SIGO が最終的に自己重力的に 崩壊し、星形成が進むかどうか調べた。

2 Methods

2.1 Simulation setup

3次元流体シミュレーションコード AREPO(Springel, 2010)を用いて行った。 Λ CDM モデルを採用し、計 算領域の大きさは 1.4 cMpc/h で、 512^3 の DM 粒子 (1 粒子 1.9×10³ M_{\odot})、 512^3 のボロノイメッシュセル (1 セルあたり 360 M_{\odot})を用いた。以下、物理量は共

2021 年度 第 51 回 天文・天体物理若手夏の学校



動座標系で記述する。初期条件は Chiou et al. (2021) のものを用い, z = 200 - 25までのガス雲の進化を 追った。化学反応ライブラリは, GRACKLE(Smith et al., 2016)を採用し,始原ガス (e, H, H⁺, He, He⁺, He²⁺, H, H₂, H₂⁺, D, D⁺, HD, HeH⁺, D⁻, HD⁺) の 49 の反応を考慮した。初期パラメータとして表 1 の 4 通り (SV の有無, H₂ 生成反応の有無)を実行 した。

Name	$v_{\rm bc}$	H_2 Cooling
0vH2	0	Yes
0vH	0	No
2vH2	2σ	Yes
2vH	2σ	No

表 1. シミュレーションの 4 ケース。 v_{bc} は DM に対する バリオンの相対速度であり,z = 200 で $2\sigma = 11.8$ km/s で ある。この相対速度を初期条件として +x 軸方向に導入し た。

2.2 SIGO's definition

SIGO の定義は Popa et al. (2016) に従った。FOF ア ルゴリズムでガス塊 (以下,ガスハローと呼ぶ), DM ハローをそれぞれ特定した。以下の 2 条件を満たす ガスハローを SIGO と定義した。

 ガスハローが最近接の DM ハローのビリアル半径 外にある。

 ⑦ ガスハローのビリアル半径程度の領域内で、fgas > 0.6 となる。

ここで、
$$f_{\rm gas} = \frac{M_{\rm gas}}{M_{\rm gas} + M_{\rm DM}}$$
である。

3 Results

3.1 Large scale structure

図1は、計算領域全体 (1.4 cMpc/h) における z = 25での DM とガスの分布を示す。DM は SV の効果を 受けず、どの条件もほぼ同じ分布となった。SV の有 り (2vH, 2vH2) と無し (0vH, 0vH2) で比較すると、 前者では SV によってガスの密度ゆらぎの振幅が小 さいことが分かる。これにより、SV によってハロー 形成が遅れる。これは先行研究 (Hirano et al., 2018; Schauer et al., 2019) と整合する。さらに、H₂ 冷却 のあり (2vH2, 0vH2) と無し (2vH, 0vH) で比較する と、H₂ 冷却ありの方が高密度領域を形成することが 確かめられた。これは、H₂ の冷却率が H 冷却より も大きいことによりガスの収縮が促進されたためで ある。

3.2 SIGO の数進化

図 2 は,各条件における SIGO の数の時間進化を表 す。z = 25 において,0vH では SIGO は確認できず, 0vH2 では 5 個確認された。¹一方で,SV がある場合 (2vH2, 2vH) では,SIGO が数十個確認された。これ により,SV によってガスが流され,SIGO が形成さ れることがいえる。2vH2 ではz = 25 において 2vH の 2 倍の SIGO が形成されている。また,表 2 から も H₂ 冷却によってハロー形成が促進され,より大

¹本来, SV 無しでは SIGO は形成されない。0vH2 で見つかっ た SIGO を精査すると FOF アルゴリズムでのハローの特定のと きに現れるエラー (DM ハローが合体途中の為,最近接 DM ハ ローが本来のものとは異なるハローを特定していた)であること が明らかとなった。

きく、大質量の SIGO が形成されると分かる。以下 では、SV の存在下で形成された SIGO の温度,密度 といった性質を H₂ 冷却あり/無しのケースで調べて いく。



21112	21.0 expe/ ii	2.105 × 10 10.0
2 v H	$3.6\mathrm{ckpc/h}$	$1.480 \times 10^5 M_{\odot}$

表 2. z = 25 における SIGO の平均サイズと平均質量。 SIGO は 2vH2, 2vH2 の 2 条件で得られたものを比較し te.

SIGO の形成進化 3.3

図3は計算領域のx - y方向において、同定された SIGO の1つの時間進化を表す。黒色が DM 粒子で、 色つきがガス粒子である。まず、z = 36で DM の 大規模構造の一部が見られる。このとき、ガスは SV によって +x 方向に流されている。そして、ガスは z = 30まで ~5 ckpc だけ +x 方向にずれた状態を保 ちながら DM の枝状構造に沿ってガスが集まり、そ の中の各高密度領域が SIGO となる。*z* < 30 では, SIGO に最近接の DM ハローが成長し、その重力ポ テンシャルが大きくなる。それゆえ相対速度が減少 し、ガスハローと DM ハローは次第に近づく。

z = 25での密度-温度進化をみると、図4となる。2 本の赤線はそれぞれ 200 K と 10³/cc に該当する。ガ スが 200 K に達しておらず, 密度が 10³/cc 以下であ ることから、SIGO はH2 冷却が作用している最中で、 ジーンズ不安定に達していないことがわかる。2vH2, は十分に密度が大きくなっておらず ($<1 \times 10^3$ /cc), SIGO が収縮し崩壊するかどうか判定できない。



図 3. SIGO の形状進化。図は各赤方偏移において、 2vH2で同定された SIGO を中心として 20 × 20 × 20 cMpc³ の 領域を示す。黒色が DM 粒子,色つきがガス粒子である。 |紫色の×印は z = 25 における SIGO の最低ポテンシャル 点を示す。(全ての赤方偏移における×印は同じ位置を示 す。)



図 4. z = 25 における SIGO の密度-温度プロット。2 本 の赤線はそれぞれ 200 K と 10³/cc に該当する。

SIGOのzoom-in シミュレーション $\mathbf{3.4}$

宇宙論的シミュレーションでは~100 個の領域にお いて高密度領域が形成されており、その後の進化を 2vH どちらの SIGO もz = 25 の段階では全て十分収 追うのは数値的に困難である。そこでz = 25から、 縮していなかった。つまり,宇宙論的シミュレーショ それぞれの SIGO を中心として 10 ckpc の範囲を切 ンで z = 25(宇宙年齢 133 Mvr) まで追った時点で り出し,その後の収縮過程を追った (zoom-in シミュ レーション)。すると、2vH2 での SIGO の密度-温度 進化は図 5 となった。ガスは H₂ 冷却により 200 K ま で冷却され、密度が 10^3 /cc の高密度まで達している。 この SIGO は崩壊して星形成が始まるガスハローで あることが判明した。今回、2vH2 の場合で高密度に 達する SIGO の存在が確認できた。2vH の SIGO が H 冷却のみでも十分に収縮して高密度に達するかに 関しては現在も解析中である。



図 5. 宇宙論シミュレーションの最終スナップショット z = 25(133 Myr)から 9 Myr の SIGO の進化。zoom-in シミュレーションでは高密度になるとメッシュ分割をして いるので粒子数が大きくなっていることに注意。

4 Conclusion

ダークマターとガスの超音速相対運動による非線形 効果は、第一世代天体の形成に大きな影響を与える と考えられている。本研究では SV と H2 生成反応 を含めた 3 次元流体シミュレーションを実行し、SV によって DM ハローにホストされないガスの進化を 追った。その結果、DM ハローのビリアル半径外に あり、自己重力によりガスが収縮して SIGO が形成 されること明らかにした。そして H₂ 冷却の有無で比 較すると、H₂ 冷却によって SIGO 形成が促進され、 そして最終的に SIGO が高密度領域に達して星形成 する可能性があることが分かった。

今後の展望として、今回は 2σ (= 11.8 km/s) につ いて調べたが、 1σ (= 5.9 km/s) や 3σ (= 17.7 km/s) についてのシミュレーションを行い、SVの大きさと SIGOの形成率の相関性を調べる。また、今回 0vH2 でSIGOの同定の際にエラーがみられたことから、得 られた SIGO の特性を更に精査し、SIGO の定義の 修正する必要がある。加えて、今回は星形成の可能 性の有無までの進化を見たが、sink 粒子を用いるこ とで更に計算を進めて SIGO のガスの分裂や星団進 化までを追う予定である。

Acknowledgement

本講演を行うにあたり,共同研究者である吉田直紀 教授,千秋元氏 (東北大学)をはじめ,Smadar Naoz 准教授 (UCLA),平野信吾氏,宇宙理論研究室の皆 様には多くの助言をいただき,大変お世話になりま した。また,このような研究発表の機会を設けてく ださった夏の学校事務局の皆様に感謝申し上げます。

Reference

- Hirano, S., Yoshida, N., Sakurai, Y., & Fujii, M. S. 2018, ApJ, 855, 17
- Tseliakhovich, D., & Hirata, C. 2010, PhRvD, 82, 083520
- Naoz & Narayan, 2014, ApJL, Volume 791, Issue 1
- Chiou, Y. S., Naoz, S., Burkhart, B., Marinacci, F., Vogelsberger, M. 2019, ApJ, 878, L23
- Chiou et al., 2021, ApJ, 906, 25
- Popa, C., Naoz, S., Marinacci, F., & Vogelsberger, M. 2016, MNRAS, 460, 1625
- Springel, V. 2010, MNRAS, 401, 791
- Smith, B. D., Bryan, G. L., Glover, S. C. O., et al. 2016, MNRAS, 466, 2217
- Greif, T. H., White, S. D. M., Klessen, R. S., & Springel, V. 2011, ApJ, 736, 147
- Schauer, A. T. P., Glover, S. C. O., Klessen, R. S., & Ceverino, D. 2019, MNRAS, 484, 3510

-index へ戻る

星惑2

Super star cluster RCW 38 における分子ガス高解像度 観測

大阪府立大学 理学研究科物理科学専攻 鈴木 大誠

Super Star cluster RCW 38 における分子ガス高解像度観測

鈴木 大誠 (大阪府立大学大学院 理学系研究科)

Abstract

Super Star cluster (以下、巨大星団) は、サイズ 1 pc 以下の狭い範囲に若い O 型星が多数集中する特異な 星団である。銀河系内の若い巨大星団は 4 例ほどしか知られておらず、その中でもっとも若い (0.1 Myr) 巨 大星団が RCW 38 である。この領域の母体分子雲はほとんど散逸しておらず、大質量星形成の初期段階を 探る上で重要な天体である。本講演ではこの領域の分子ガスの詳細観測を行った、2 本の論文紹介を行う。 Fukui et al.(2016) では単一電波望遠鏡による ¹²CO(3–2) 輝線等の観測結果より、~2 km s⁻¹ (ring cloud) と ~14 km s⁻¹ (finger cloud) の異なる速度を持つ 2 つの分子雲の存在が明らかになった。その 2 つの速度成分 を空間的、速度的に接続するブリッジ構造も見られたこと等から、2 つの異なる速度の分子雲が衝突するこ とにより、ring cloud の中心 0.5 pc 以内に存在する ~20 個の O 型星形成を誘発した可能性を提案した。こ の複数の速度成分が見られた領域において、Torii et al.(2021) は ALMA による観測を行った。C¹⁸O(2–1) 輝線のデータに基づいて質量 10–130 M_{\odot} 程度の大質量分子雲コアを 20 個程度同定した。それらのコアのう ち、コンパクトな 230 GHz(1.3 mm) 連続波源が付随するものを 2 つ確認した (Source A, B)。両ソースから 最大速度 30–70 km s⁻¹ 程度、力学的時間 ~1000 yr のアウトフローを確認した。連続波源の質量は 2–5 M_{\odot} で、うち Source A では C¹⁸O(2–1) 輝線により回転していると思われる速度構造を確認したことから、大質 量な星周円盤が形成されている可能性が高い。

1 Introduction

大質量星の形成メカニズムは未だ完全に解明され ていない。多くの理論的な大質量星形成モデルは円 盤状の構造とジェットやアウトフローを持った低質量 モデルを拡大したものである。しかし、太陽系近傍 1kpcより以遠に存在する大規模星団形成領域におい ては、原始星形成現場を直接撮像できた例は必ずし も多くない。そこで約1万個の星を持つ1.7 kpc離れ た大質量星形成領域である RCW 38 に注目した。こ の領域の中心部には赤外線による観測で顕著な2つ のピークが確認されている。その中でも ~2 μm で最 も明るい天体は IRS 2 と呼ばれ、中心には O 型連星 が確認され、さらに IRS 2 の ~0.1 pc 西に IRS 1 と 呼ばれる天体も確認されている。この天体は南北に 0.1-0.2 pc に渡って伸びるダストリッジを形成してい る。IRS 1 と IRS 2 の中心 ~0.1 pc にはガス成分が ほとんど存在せず空洞になっており、赤外線やミリ 波観測では暗い領域である。また RCW 38 は天の川 銀河で最も若い (0.1-0.5 Myr) 巨大星団であると考え られていることもあり、大質量星形成初期段階を観

測的に理解するために適した対象である。



図 1: VLT による RCW 38 中心部の観測を示す。(図 は Fukui et al.2016 より引用)

2021年度第51回天文・天体物理若手夏の学校

2 Observations

Fukui et al.(2016) では、Mopra 望遠鏡による ¹²CO(1-0) 輝線データ (空間分解能~0.3 pc) と ASTE 望遠鏡による ¹²CO(3-2) 輝線データ (空間分解能 ~0.2 pc) を使用した (Sect. 3.1)。

Torii et al.(2021) では Fukui et al.(2016) において 分子雲衝突が示唆される領域に向け、ALMA Cycle 3 で観測された band6, band7 の高分解能 (~0.01 pc) データを用いている。Band6 の観測では 12 m アレ イと Atacama Compact Array (ACA) で行われ、観 測輝線は ¹²CO(2–1), ¹³CO(2–1), C¹⁸O(2–1), H30 α , 233 GHz の連続波である。また Band7 では ACA のみ で行われ、観測輝線は ¹³CO(3–2),C¹⁸O(3–2),CS(7– 6),341 GHz の連続波である (Sect. 3.2)。

3 Results

3.1 単一鏡望遠鏡を用いた分子雲広域観測

Mopra と ASTE の解析結果を示す。図 2 の上の 図が 12 CO(1–0) 輝線の積分強度図、下の図がその 積分強度図の点線での位置-測度 (p-v) 図を示してい る。(a) は 2 km s⁻¹(blue shift 成分) にピークを持ち、 IRS 2(図 2 の黒クロス)を中心とした直径 1-2 pc の リングのような構造をしている。その構造から ring cloud と呼ぶ。(b) は 14 km s⁻¹(red shift 成分) にピー クを持ち、南北に伸びたフィラメント状の構造を示 す。この分子雲を finger cloud と呼ぶ。この二つの分 子雲の速度構造を確認するため、図 2(a,b) の二つの 分子雲の点線で囲まれた領域における p-v 図 (c) を 作成した。その結果、これら二つの速度成分を接続 する成分 (ブリッジ構造) が~10 km s⁻¹ にみられた。

次に ring cloud と finger cloud における赤外線放 射と O 型星の分布を比較する (図 3)。図 3 の (c) より ring cloud は 3.6 μ m の赤外線によく対応している。 図 3 の (d) では finger cloud は 3.6 μ m の赤外線の中 心からの南側で対応していることが考えられる。(c) から ring cloud は YSO と O 型星は ring cloud 全体 に存在していることがわかる。(d) から finger cloud では O 型星候補天体が中心あたりで対応しており、 また、O 型星候補は ring cloud と finger cloud での



図 2: (a) で blue shift 成分の積分強度図、(b) で red shift 成分の積分強度図、(c) で上の図の点線で切った p-v 図を示す (図は Fukui et al.2016 より一部改変し て引用)

ブリッジ構造に位置していることが確認できる。こ のことからも ring cloud と finger cloud は衝突して おり、その衝突によって、ブリッジ構造に対応する O型星が形成されたと考えられる。

3.2 ALMA 望遠鏡を用いた分子雲コアお よび原始星の高解像度観測

Fukui et al.(2016) において分子雲衝突が示唆され た領域に対して、ALMA による高解像度観測を行っ



図 3: (c) で ring cloud、(d) で finger cloud を示す。 また背景:3.6 µm、白コントア:ブリッジ成分、白クロ ス:O 型星候補、白黒点: YSO (図は Fukui et al.2016 より引用)

た (Torii et al. 2021)。図4は C¹⁸O のデータを速度 範囲 (-2 kms⁻¹ ~12 kms⁻¹) の積分強度図である。北 西から南東方向に向けて伸びる 0.1–0.2 pc のフィラ メント状の構造が確認された。この C¹⁸O 輝線データ から clumpfind アルゴリズム (Williams et al. 1994) を用いて、約 21 個の分子雲コアを同定した (以下、 C¹⁸O コア)。これらの C¹⁸O コアの典型的な半径は 0.01–0.02 pc である。ビリアル質量は 10–100 M_{\odot} で ある。

また、図 5 で連続波の観測結果である 2 つのピー クを Source A と Source B とする。この 2 つの sorce に関して、C¹⁸O(2–1) 輝線の観測結果と比較すると、 Source A では最も密度が高い C¹⁸O 輝線の分子雲コア #13 と対応している。Source B では対応する分子雲 コアが検出されていなかった。この 233 GHz 帯連続波 観測から推定されたそれぞれの Source における半径 は~460 au、~200 au であり、光学的に薄い仮定のも とで、柱密度は 2 つの Source で約 6×10²⁴ cm⁻²、と なった。また、質量は Source A で~5 M_{\odot} 、Source B で~2 M_{\odot} という結果が得られた。

この 2 つの Source においては ¹²CO(2–1) の観測 からシステム速度に対して \sim 30–70 km s⁻¹ の相対速 度を持つ高速度成分が検出された。これは原始星から のアウトフローであると考えられる。C¹⁸O(2–1) の 伴う Source A について示していく。図 6 (a) は blue shift lobe と red shift lobe それぞれが Source A から



図 4: -2~12 kms⁻¹ の C¹⁸O(2–1) の積分強度図 (図 は Torii et al.2021 より)



図 5: 12m アレイによるで 233 GHz 連続波の観測を 示す。コントアは 341 GHz 連続波である。(図は Torii et al.2021 より)



図 6: (a) コントア: ¹²CO(2–1) の高速度成分 (速度 範囲は図中に記載), カラースケール: 233 GHz 連続 波, (b) ¹²CO(2–1) の中心速度場 (Moment 1) マップ (図は Torii et al.2021 より)

北東-南西にかけて 3200 au、9100 au だけ広がってい る。この二つの lobe は完全には一致しておらず、ま たこれから述べる C¹⁸O(2–1) の回転軸とも異なって いる。2 つの lobe の質量 $M_{\rm lobe}$ は 0.06、 $0.4 M_{\odot}$ と 推定される。

次に sorce A の付随する $C^{18}O(2-1)$ (分子雲コア #13) について、-2~4 km s⁻¹ の範囲での積分強度図 が図 7 の (a) である。 $C^{18}O(2-1)$ の分布は 233GHz 連続波の分布よりも広がっており、ピークの位置は 完全には一致していない。(b,c) からは明確な速度勾 配が南西から北東にかけて確認できる。この結果か ら $C^{18}O(2-1)$ が回転している原始星円盤をトレース している可能性が考えられる。



図 7: (a) で背景 C¹⁸O(2-1)、コントア 233 GHz、(b) で C¹⁸O(2-1) の速度場 (Moment 1)、(c) で C¹⁸O(2-1) の p-v 図を示す。(Torii et al.2021 より引用)

4 Discussion

超音速の分子雲が衝突することによって衝突の境界 面に0.1 pc の幅を持つフィラメント状の構造が形成さ れることが理論計算によって示唆されている (Inoue & Fukui 2013)。RCW 38 では Fukui et al. (2016) で示された二つの分子雲が相互作用していると思わ れる領域には、分子雲コアが多数付随したフィラメ ント状構造が卓越していることが ALMA の観測に よって明らかになった。これらの結果を総合すると、 分子雲衝突での分子雲フィラメント/コアの形成を促 し、大質量星形成へと至ったと考えて矛盾がない。

5 Conclusion

巨大星団形成領域 RCW 38 において、Mopra、 ASTE の CO 輝線の観測から 2 つの異なる速度成 分を検出し、それらをつなぐ中間速度構造(ブリッジ 構造)を確認した。また、O型星候補天体がこれら の構造に集中し分布していることからも、2つの分 子雲の衝突によってこの領域の大質量星形成を誘発 したと考えられる。ALMA の C¹⁸O 輝線データより 衝突領域において、0.1 pc 程度の幅を持つフィラメ ント構造が確認され、その中で 21 個の C¹⁸O(2-1) コアを同定した。また、233 GHz の連続波源も検出 され (Source A, Source B)、Source A に付随する C¹⁸O(2-1) 輝線の分布は回転している可能性が高く、 数 10 km s⁻¹ の速度を持つアウトフローも検出され たことから大質量星原始星が形成されている可能性 が高い。以上のように RCW 38 では 2 つの分子雲が 衝突していると考えられており、その衝突している 領域では原始星が付随するものも含む多数の分子雲 コアを同定した。分子雲が衝突する動的な領域にお いて大質量星形成の初期段階を探る上で重要な結果 であると言える。

Reference

Fukui et al 2016, ApJ,820,26
Torii et al 2021, PASJ,73,205
Williams et al 1994, ApJ,428,693
Inoue, T.&Fukui, Y(2013) ApJ,774,L31

-----index へ戻る

星惑3

大マゼラン雲N113領域における大質量星形成:潮汐 相互作用によるトリガー

名古屋大学 理学研究科素粒子宇宙物理学専攻 西岡 丈翔

大マゼラン雲 N113 領域における大質量星形成 :潮汐相互作用によるトリガー

西岡 丈翔 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

大マゼラン雲は、最も巨大で明るい H II 領域である 30Dor 以外にも、広範囲に活発な大質量星形成を示すこ とで注目される。30Dor については、銀河間相互作用に起因するガス流衝突が星形成をトリガーした可能性 が指摘されている (Tsuge et al. 2019) が、それがどの程度一般性を持つかは明らかになっていない。大マゼ ラン雲のほぼ中央に位置する H II 領域 N113 に付随する分子雲の総質量は $4 \times 10^5 M_{\odot}$ であり (Fukui et al. 2008)、後期の進化段階 (Type III; Kawamura et al. 2009) に分類される。我々は同領域の ALMA Cycle 3 0^{12} CO(J = 2-1), 13 CO(J = 2-1) 輝線等のアーカイブデータを調べ、空間分解能 ~0.1 pc の観測により、 分子雲の大局的な構造から分子雲コアまでの詳細な分布を明らかにした。H I および H α データとも比較す ることにより、主に以下のような結果が得られた。(1) 分子雲は長さ約 20 pc の 2 本のフィラメント状成分 からなり、H α の分布に沿って V 字型を形成する。(2)H I ガスが付随しており、青方偏移 (L) 成分と銀河円 盤 (D) 成分が相補的に重なっている。 両成分の相対変位をガス雲衝突の解析によって求めると、L 成分が 50 pc ほど東方に移動していたと推定される。以上の結果から、この領域では H I ガスが銀河円盤と衝突相 互作用し、ガスを圧縮した可能性が考えられる。ガス速度から衝突時間スケールは 1 Myr と見積もられ星団 の年齢 (Bica et al. 1996) とも矛盾がないことから、潮汐相互作用に起因する大質量星形成は銀河の南東に かぎらず、中央部でも働いていると推測され、潮汐相互作用の数値シミュレーションとも合致する (Tsuge et al. 2020)。

1 Introduction

大質量星は超新星爆発、紫外線放射、星風によっ て物理的にも化学的にも銀河進化の大きな役割を果 たしており、その形成過程の解明は現代の天文学に おける最も重要な課題の一つであると言える。

大マゼラン雲は最も巨大で明るい Η π 領域である 30Dor 以外にも広範囲に活発な大質量星形成を示す ことで注目される。30Dor については、約 2 億年前 の大マゼラン雲と小マゼラン雲の近接遭遇 (Fujimoto and Noguchi 1990)を皮切りとした、銀河間相互作用 に起因する Η ι ガスの衝突が星形成をトリガーした 可能性が指摘されている (Fukui et al. 2017, Tsuge et al. 2019)。しかし、それがどの程度一般性を持つ のかは明らかになっておらず、更に研究を深めるこ とが重要である。

大マゼラン雲のほぼ中央に位置する H $\, \Pi$ 領域 N113 に付随する分子雲の総質量は 4 × $10^5 M_{\odot}$ であ り (Fukui et al. 2008)、後期の進化段階 (Type III; Kawamura et al. 2009) に分類される。若い3つの 星団 NGC 1874, NGC 1876, NGC1877 が付随して おり (Bica et al. 1992)、8 個の Young stellar object(YSO) を含んでいる (Seale et al. 2009)。更に H I ガスの青方偏移 (L) 成分が付随していることも 確認されており、Mopra 22m 電波望遠鏡を用いた $^{12}CO(J = 1-0)$ の観測では最も強い強度が取得され ている (Wang et al. 2009)。

我々は以上の理由から N113 領域における大質量星 形成の機構を明らかにすることを目的として、ALMA 大型ミリ波サブミリ波干渉計を用いた分子雲の観測 データを解析した。本観測の空間分解能は約 0.1 pc であり、先行研究の中で最も空間分解能の高い (約 5 pc)ASTE 望遠鏡による ¹²CO(*J* = 3-2)の観測 (Paron et al. 2014) に対して約 50 倍にも及ぶ。空間 分解能の飛躍的な上昇によって分子雲の大局的な構 造から分子雲コアに至る詳細な分布を明らかにした。



図 1: (a) は¹²CO(J = 2-1) のピーク強度図。黒コントア、白十字はそれぞれ 1.3 mm 連続波、YSO(Seale et al. 2009) を示す。(b) は ${}^{12}CO(J = 2-1)$ の視線速度図。

2 Observations

本研究では ALMA 望遠鏡を用いてサイクル 3、プ ロジェクト番号 2015.1.01388.S. で観測されたバンド 6のデータを使用した (Sewilo et al. 2018)。本観測で 取得された輝線は¹²CO(J = 2-1), ¹³CO(J = 2-1), $C^{18}O(J = 2-1), H30\alpha, SiO(v = 0, J = 5-4)$ であ る。今回は特に ¹²CO(J = 2-1), ¹³CO(J = 2-1) のデータに関して解析を行なった。その際 ALMA 望 遠鏡の干渉計データに対して、APEX 12m 単一鏡の データを組み合わせた。以上により最終的に得られ たデータの角度分解能は 1".07 × 0".70 であり、空間 分解能1 pc 未満を達成している。RMS ノイズレベ ルは約0.6 Kで、速度分解能は0.5 km/sであり、速 度範囲は 225 km/s ~ 245 km/s である。

Results 3

図 1(a) は ${}^{12}CO(J = 2-1)$ のピーク強度図である。 コントアで示している 1.3 mm の連続波が Seale et 表1より N113 領域は、N159W-N 領域と同程度の質 al. 2009 で示された YSO に付随している。大局的 量を持つ巨大分子雲であることが分かる。

な構造として約20pcの長さを持つ2本のフィラメ ント状成分の分子雲が V 字型の形を成して存在して いる。図 1(b) は ¹²CO(*J* = 2-1) の視線速度図であ る。2本のフィラメント状分子雲のうち南北方向に伸 びている分子雲は系速度 235 km/s に対して青方偏 移していることが確認できる。更に V 字構造の内側 において 240 km/s を超える速度を持つ分子雲の存 在も確認した。

 ${}^{12}CO(J = 2-1), {}^{13}CO(J = 2-1)$ から局所熱力学 平衡を仮定して水素分子の柱密度と分子雲の質量を 求めた。Tokuda et al. 2019 や Fukui et al. 2019 に より、非常に活発な星形成領域として知られている N159W-N領域の値と比較したものを表1で示す。

船町田目したまた **=** 1

天体 柱密度最大値 (cm ⁻²)		質量 (M _☉)
N113	$\sim 9\times 10^{23}$	$\sim 2\times 10^5$
N159W-N	$\sim 1\times 10^{24}$	$\sim 1\times 10^5$



図 2: H I の D 成分に関する積分強度図。積分範囲は -10 km s^{-1} から 10 km s^{-1} 。青コントアは H I の L 成分に関する積分強度図。積分範囲は -50 km s^{-1} から -30 km s^{-1} 。黒コントア (グレー塗り) は Spitzer の $8\mu\text{m}$ 。ピンク十字、黒十字はそれぞれ OB 型星、N113 分子雲を示す。(a) は H I の L 成分に関するコントアを移動させる前で、(b) は移動後を表す。

4 Discussions

N113 領域において、H I ガス衝突による分子雲と 大質量星の形成機構を議論する。ガス雲衝突の主な 観測的特徴として、2つの異なる速度を持った独立し たガス雲がそれぞれ空間的に相補的な分布を示すこ と、位置速度図上においてそれらの速度の異なる 2 つの独立したガス雲が接続していることの 2 点が挙 げられる (Fukui et al. 2018)。本研究では H I ガスの 速度に関して、先行研究 (Fukui et al. 2017, Tsuge et al. 2019) に倣い、視線速度から銀河回転を引い た速度系を使用した。これ以降 H I ガスに関して、 $-50 \text{ km/s} \sim -30 \text{ km/s}, -10 \text{ km/s} \sim 10 \text{ km/s} の速$ 度を積分したものをそれぞれ青方偏移 (L) 成分、銀河円盤 (D) 成分と呼ぶ。

図2はHIガスのD成分とL成分をそれぞれイ メージとコントアで示したものである。図2(b)は特 にHIガスのL成分のコントアを約50 pc 程東側 に移動させたものである。図 2(b) より D 成分と L 成分の H I ガス雲が空間的に相補的な分布をしてい ることが分かる。図 3(a) は H I ガスの全速度範囲 (-50 km/s ~ 50 km/s) における積分強度図を示し ている。図 3(b)、(c) は RA, Dec 方向それぞれに関 して図 3(a) の白線で示した短冊状 (L 成分を移動さ せた方向に対して垂直と直角)の範囲のみを積分して 作成した位置速度図である。RA, Dec 両方向に関す る位置速度図において共通して D 成分の速度範囲に 最も濃い H I ガスが存在しており、L 成分の速度範 囲にも淡いガス雲が存在していることが分かる。さ らには L, D 両成分の速度に関する H I ガス雲を接続 する橋のような構造も確認することができ、これは シミュレーションの結果とも合致する (Tsuge et al. 2020)。

この結果から L 成分で示される H I ガス雲が東側 から西側に衝突したことが示唆される。L, D 成分の 速度差 (~ 40 km/s) と移動させた距離 (~ 50 pc) に



図 3: (a) は H I の全速度成分における積分強度図。 積分範囲は –50 km s⁻¹ から 50 km s⁻¹。黒十字は N113 分子雲、白線は位置速度図を作成する際の RA, Dec 方向の積分範囲を示す。(b), (c) はそれぞれ RA, Dec 方向に関する位置速度図。

加えて衝突の見込み角を45度と仮定すると、衝突後 のタイムスケールは約1 Myr と見積もられ星団の年 齢とも一致する。図1より南北方向に伸びる西側の フィラメント状分子雲のみが青方偏移していること に関しても、衝突の方向が東側から西側であること を考えると無矛盾である。以上より、LMCの中心に おいても先行研究で得られたような潮汐相互作用に よる H I ガスの衝突が起こっていることが推定され る。さらに N113 領域では、以上で述べた H I ガス 雲衝突が大質量星や巨大分子雲の形成をトリガーし たことが示唆される。

5 Conclusions

我々は ALMA 望遠鏡を用いて N113 領域を観測し たデータに加えて、H I の 21 cm 線の観測データを 組み合わせて解析を行ったことによって以下のよう な結論を得た。

- N113 領域に存在する分子雲は約 20 pc の長さを 持つ2本のフィラメント状の分子雲から成り、南 北方向に伸びている西側のフィラメント状分子 雲は青方偏移した速度成分を持つことを示した。
- 分子雲の柱密度と質量の導出を行い、活発な星 形成領域である N159W-N と比較したことで、 N159W-N と同程度の質量を持つ巨大分子雲で あることを明らかにした。
- 3. HIガスのD成分とL成分は空間的に相補的な 分布を示しており、HIガスの衝突によって大 質量星や巨大分子雲が形成されたことを示唆す る。この結果から潮汐相互作用によるHIガス 衝突が大マゼラン雲の中心でも起きていること が推定される。

Reference

- [1] Fujimoto M., Noguchi M. 1990, PASJ, 42, 505
- [2] Fukui Y., et al. 2017, PASJ, 69, 3
- [3] Tsuge K., et al. 2019, ApJ, 871, 44
- [4] Fukui Y., et al. 2008, ApJS, 178, 56
- [5] Kawamura A., et al. 2009, ApJS, 184, 1
- [6] Bica E., et al. 1996, ApJS, 102, 57
- [7] Seale, J. P., et al. 2009, ApJ, 699, 150
- [8] Wang M., et al. 2009, ApJ, 690, 580
- [9] Paron S., et al. 2014, A&A, 572, A56
- [10] Sewiło M., et al. 2018, ApJL, 853, L19
- [11] Fukui Y., et al. 2019, ApJ, 886, 14
- [12] Tokuda K., et al. 2019, ApJ, 886, 15
- [13] Fukui Y., et al. 2018, ApJ, 859, 166
- [14] Tsuge K., et al. 2020, arXiv:2010.08816

——index へ戻る

星惑4

教師なし機械学習を用いた分子雲ガスデータの形状分 類に向けたコードの開発

名古屋大学大学院 理学研究科素粒子宇宙物理学専攻 山口 知留

教師なし機械学習を用いた

分子雲ガスデータの形状分類に向けたコードの開発

山口 知留 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

星は分子雲と呼ばれる低温の水素分子ガスからなる天体の中で形成される。したがって星形成過程を理解す るために、分子雲の進化に対する理解が重要となる。分子雲での進化過程を複数のステージに分けたモデル はいくつか存在する (e.g. Kumar et al. 2020; Kawamura et al. 2009)。Kumar et al. (2020) では、分子 雲フィラメントから大質量星を含む星団までの進化過程を、4 つのステージに分けたモデルが提唱されてい る。 このモデルは観測されたデータと矛盾がないように考案されたモデルであり、4 つのステージは形状が 大きく異なっている。

しかしこのような分類は理論的に予想された分子雲や分子雲フィラメントの進化過程を念頭になされたもの であり、研究者の先入観が多分に入っていると言える。そこで本研究では、観測データを先入観を一切持たな い機械学習によって形状分類させ、機械が行った分類を物理的に解釈することで、星形成過程の理解を目指し ている。機械学習によって形状分類することで、一切の先入観なく分類でき、さらには人間では気づきにくい 複雑な構造を捉えて分類することが期待できる。また手法が確立すれば、分類された各ステージの存在比か ら、各ステージのタイムスケールを見積もることもできる。今回は、コードを開発のために用いた「MNIST」 という手書き数字のデータセットに対する性能テストの結果報告を行う。また作成したコードの観測データ への適用についても議論する。

1 Introduction

星形成は、分子雲中にある線状の高密度領域である フィラメントで起こることが観測的に知られている (André et al. 2010)。したがって星形成を理解する ために、分子雲中のフィラメント構造に対する理解が 重要である。Kumar et al. (2020)では、分子雲フィ ラメントから大質量星を含む星団までの過程を、4つ のステージに分けたモデルが提唱されている。この モデルは Herschel 望遠鏡の分子雲観測で得られた、 計 3,704 個の hub-filament systems(HFSs)を地道に 解析することで、その形状から異なる 4つのステー ジに分類したモデルである。このモデルは観測され たデータと矛盾がないように考案されたモデルであ るが、このような分類は理論的に予想された進化過程 を念頭になされたものであり、研究者の先入観が多分 に入っていると言える。また約 4,000 個の HFSs を 人間が一つ一つ解析するのには膨大な時間がかかる。 そこで本研究では機械学習を用いることで先入観を 取り除き、大規模な観測データを効率的に分類し、星 形成過程を理解することを目的としている。手法が 確立すれば、人間の労力を最小限に大規模な観測デー タの分類が可能となり、統計的な議論に発展させる ことができる。今回大規模観測データとして注目し たのが、FUGIN(FOREST unbiased Galactic plane imaging survey with the Nobeyama 45m telescope)

20

プロジェクトで得られた、天の川銀河面の電波強度 マップ(以下 FIUGIN 画像)である。FUGIN 画像 は、銀緯±1°以下、銀経10°~50°、198°~236°の 約83%にあたる130平方度の範囲に存在する3つの 一酸化炭素同位体(¹²CO、¹³CO、C¹⁸O)を観測し た大規模な観測データである。今回は開発した機械 学習のコードを観測データに適用する前段階として、 「MNIST」という手書き数字のデータセットに対す る性能評価の結果について記述する。

2 教師なし機械学習の手法

本研究で用いた教師なし機械学習の一つである Convolutional Auotencoder(CAE) について概要を 説明する。Autoencoderは大きくEncoder(符号化器) と Decoder(復号化器) に分けられる。Encoder は入 力された多次元ベクトルを任意の次元に次元削減す る働きをし、次のように書ける。

$$f(x_i, w_{ij}) = z_j \tag{1}$$

ここで、 x_i は入力、 w_{ij} は重み (フィッティングパラ メータ)、 z_j は潜在変数と呼ばれる次元削減をした後 のパラメータである。j は潜在変数の数である。今 回入力 x_i にあたるのは MNIST の手書き数字画像で あり、i は画素数に対応する。Decoder は潜在変数か ら元の画像に復号する働きをし、次のように書ける。

$$g(z_j, w'_{ji}) = y_i \tag{2}$$

ここで w'_{ji} は重み (フィッティングパラメータ)、 y_i は出力、 z_j は式 (1) と同様の潜在変数である。した がって Autoencoder のモデルは次のように書ける。

$$g(f(x_i, w_{ij}), w'_{ii}) = y_i \tag{3}$$

Autoencoder では入力画像をできる限り復号するように、すなわち $y_i \rightarrow x_i$ となるように、フィッティ

ングパラメータ w_{ij} 、 w'_{ji} をフィッティングする学習 モデルである。また、関数f、gはAutoencoderを 構成する層やノードの数など、人間によって与えら れる関数である。

Auotencoder は潜在変数の数 *j* に任意の値を与える ことができ、潜在変数の数が多いほど Decoder で復 号する際の変数が多くなるため入力画像を再現しや すくなる (出力 *y_i* が入力 *x_i* に近い値となる)。しか し、観測データへの適用を見据え、「本質的な」情報 をのみを抽出したいことを考えると少ない潜在変数 で入力画像を再現することが望ましい。

3 機械学習モデルの性能評価実験

ここでは前章で記述した機械学習モデルの性能評 価実験を紹介する。CAE に MNIST の手書き数字画 像 60,000 枚を学習させる。このとき教師なし学習の ため、正解ラベル (0~9 のどの数字の画像なのか)を 与えていない。学習後、学習に用いていない 10,000 枚のテストデータを Encoder に入力し、出力された 潜在変数を確認する。テスト画像を入力して、出力さ れた潜在変数を軸にとった空間 (潜在空間) にプロッ トしたときに、数字ごとに集まり、0~9 の 10 個のグ ループに分かれていれば、機械が各数字の特徴を掴ん でおり開発したコードが高い性能であることを意味 している。潜在変数の数を変えて性能評価を行った。

4 Results

潜在変数を2個としたとき図1のようになった。2 つの軸はそれぞれ2つの潜在変数を表しており、*z*₁, *z*₂ とした。プロットされている丸が入力した10,000枚 の手書き数字画像を表しており、正解ラベルを用い て 0~9 の 10 種に色分けをしている。

21





図 1: テスト画像を入力したときの潜在変数のプロット。正解ラベルを用いて 0~9 に色分けしている。

また、k-means と呼ばれるクラスタリング手法を 用いて 10 個のクラスターに分類し、色分けしたもの が図 2 である。k-means は式 (4) の最適化問題を解 くアルゴリズムである。図 1 と図 2 で重複した色を 用いているが、同じ色であっても一切関係がないこ とに注意してほしい。

$$\arg\min_{V_1,...,V_k} \sum_{i=1}^n \min_j \|x_i - V_j\|^2$$
(4)

ここでこの教師なし機械学習モデルの性能評価の 方法について述べる。数字による色分け (図 1)と kmeans よる色分け (図 2) が一致すれば、開発した機 械学習モデルの性能が高いと言えるわけだが、両者 は明らかに一致していない。その一致度合いを定量 的に計る指標として、平均正解率という指標を考案 した。その算出方法を以下に記述する。

i)k-means で分けた 10 個のクラスターのうち 1 つの クラスターに注目し、その中で最も多く含まれている 数字の個数がそのクラスター全体に占める割合を計 算する。これを正解率と呼ぶ。ii)10 個のクラスター 全てで正解率を算出し、その平均をとったものを平 均正解率とする。

図 2: テスト画像を入力したときの潜在変数のプロット。k-means で得られた 10 個のクラスターに色分け している。

すなわち平均正解率が高いほど、数字ごとにクラス タリングされており、コードの性能が高いことを意 味する。潜在変数の数を2個から100個まで変化さ せたときの、平均正解率の値を図3に青線で示す。



図 3: 潜在変数と平均正解率の関係。青線が t-SNE の適用前、橙線が t-SNE 適用後の結果を表す。

ばらつきは大きいものの平均正解率は 70%程度で あり、構築した教師なし機械学習モデルがきちんと入 力画像の特徴を掴んでいることがわかる。ここでさ らに高い性能を目指して、次元削減アルゴリズムであ る t-SNE(Maaten & Hinton 2008)を用いた。t-SNE

22

は多次元データを2次元または3次元に次元削減する アルゴリズムである。t-SNE を用いて Encoder で得 られた潜在変数を2次元に圧縮したものを k-means でクラスタリングし、平均正解率を求めた結果を図3 に橙線で示す。また潜在変数の数を10個として CAE で学習し、t-SNE で2次元に次元削減したものを図 4 に示す。



図 4: CAE と t-SNE を用いて、2次元平面にプロットしたもの。0~9の10種に分かれていることが見てとれる。

結果から t-SNE を用いることにより平均正解率は 95%程度となり、大幅に性能が向上したことがわか る。また t-SNE を用いることで、潜在変数を多くし ても平均正解率は比較的安定することがわかった。

5 Discussion

図3で、潜在変数が10個のときにピークに平均正 解率が低下することについて考察する。潜在変数は 機械学習で掴んだ特徴であり、本来は潜在変数の数 が多いほど高い性能となることが期待できる。それ に反した理由は、MNISTの手書き画像を区別するの に潜在変数 (機械が掴む特徴)は10個で十分であり、 数字潜在変数の数を多くすることで意味のない特徴 を掴む潜在変数が生まれ、k-means によるクラスタ リングの際に邪魔になるからだと考えた。

また t-SNE を用いることで潜在変数の数が多いとき でも、高い平均正解率を保つことがわかった。この ことはクラスタリングに用いた k-means が適切でな かったとも言える。潜在変数の数が多いときでも t-SNE を用いることで高い平均正解率となったため、 CAE で次元削減した多次元の潜在空間では同じ数字 同士が近くに分布していることはずである。k-means はアルゴリズムの性質上、球状に分布した集団のク ラスタリングに有効であるため、潜在変数空間では 球状に分布していないことを示唆している(フィラメ ント上の分布など)。このような k-means の苦手とす る球状以外の分布に対して、t-SNE による次元削減 が有効であるということが本実験からわかった。

6 Conclusion

教師なし機械学習である CAE と t-SNE を組み合わ せることにより高い平均正解率を示す、すなわち高い 性能を示すコードの開発に成功した。今後は FUGIN 画像をはじめとする観測データに開発したコードを 適用することで、大規模観測データを解析し、新た な星形成モデルの提唱をしたい。

Reference

André, Ph et al. 2010, arXiv:1005.2618

- Kumar M. S. N., Palmeirim P., Arzoumanian D., & Inutsuka S. I., 2020, A&A, 642, A87
- Kawamura A. et al., 2009, ApJS, 184, 1
- Laurens van der Maaten & Geoffrey Hinton 2009, Journal of Machine Learning Research (JMLR), 9(Nov):2579–2605, 2008.
- Hinton, G.E. & Salakhutdinov, R.R 2006, Science, 313 (5786):504–507

-----index へ戻る

星惑5

大質量星形成クランプにおける分裂スケールの解析

総合研究大学院大学 物理科学研究科天文科学専攻 石原 昂将

大質量星形成クランプにおける分裂スケールの解析

石原 昂将 (総合研究大学院大学 / 国立天文台)

Abstract

星形成の初期段階には、高密度ガスの階層的な分裂が寄与する。観測的には、大質量星は星団環境を形成し、 複数の星系を構成していることが知られている。分裂の規模は、分裂後のコアの質量や空間分布に影響を与 えるため、大質量星形成領域における分裂の特性を理解することは重要である。理論的には、分裂の特徴的 なスケールとして、主に親のガス塊における熱的または乱流的な運動が、ジーンズ不安定性に寄与すること が示唆されている。本研究では、ALMA 1.3 mm ダスト連続波観測データを用いて、28 の大質量星形成ク ランプ (質量 > $300M_{\odot}$ 、距離 ~ 1-5 kpc) に対して 1000 AU オーダーの分裂スケールの解析を行った。 構造解析アルゴリズム Dendrogram により 535 個のコアを同定し、Minimum Spanning Tree (MST) によ り各コア間の間隔を測定した。その結果、間隔分布は 5000 AU 付近にピークを持つことがわかった。また、 コア間隔と各クランプの熱ジーンズ長を比較したところ、乱流によるジーンズ分裂よりも熱ジーンズ分裂の 方が優勢であることを示唆する結果となった。更に、観測天体の距離のばらつきによる分解能の違いがピー クに影響を与えるか否かを検証した。

1 Introduction

若い大質量星の多くは星団に属しており、それぞ れが複数の伴星を伴う連星・多重星系を構成している ことが観測的に確認されている (Lada & Lada 2003; Duchéne & Kraus 2013)。これらの階層構造は、星 形成の初期段階における高密度ガスの階層的な分裂 が寄与することで形成される。具体的には、分子雲 の分裂・崩壊、下部構造の形成 (フィラメント・シー ト・クランプ等)、下部構造の分裂・崩壊、高密度コ アの形成といった過程を経て星系が形成される。理 論的には、重力収縮の過程で、主として自己重力と 圧力勾配力からなるジーンズ不安定により分裂が起 こると考えらている (Jeans 1902)。分裂のスケール は分裂後のコアの空間分布や質量に影響を与えるた め、その理解は重要である。

星団形成過程における分裂過程を解明するには、大 質量のクランプに埋め込まれ、ミリ波サブミリ波で 検出可能な状態にある、高密度コアの集団を分解す る必要がある。しかし、これらの領域は遠方に存在 し、非常に高い分解能と質量感度が要求される。近 年の ALMA による高感度・高分解能の観測データの 供給によって、個々の領域についての研究は多数存在 する。一方で、統計学的な観点からコアスケールの 分裂過程に焦点を当てた研究は未だに少ない (e.g., Beuther et al. 2018; Zhang et al. 2021)。

本研究では、星団形成に繋がる sub-pc スケールの クランプの分裂の性質を統計的・観測的に解明するこ とを目指した。クランプ分裂を説明する物理メカニ ズムとして、クランプ内部のガスの熱運動と乱流運 動が不安定性に寄与することが示唆されている。予 想される分裂スケールであるジーンズ長と観測結果 との比較から、どちらの寄与が支配的なのかを推測 することができる。

本発表では、統計観測によって得られた間隔分布 について議論する。また、分解能の違いが及ぼす影 響について検証した結果も紹介する。

2 Data

観測対象は28の大質量星形成クランプである。各領 域には少なくとも1つ以上の Massive Young Stellar Object (MYSO)が含まれており、階層的な下部構造 を形成する/している可能性のある領域である。サン プル選別は次の3つの基準で行われている。(1) 十 分明るい天体 (230 GHz で 0.1 Jy 以上)であり、干 渉計で観測されフラックスが正確に見積もられてい ること。(2) 必要な分解能 (~ 1000 AU) と質量感度 ($\leq 1 M_{\odot}$)を達成するために距離 6 kpc 未満であるこ と。(3) 大質量星形成に必要な経験的な閾値を超える 質量・サイズを持つこと (図1)。Larson 1981 が提案し た $M_{\rm lim} = 460 M_{\odot} (R/{\rm pc})^{1.9}$ (L81) は表面密度 $\Sigma \sim 460/\pi [M_{\odot}/{\rm pc}^{-2}]$ と一致している。また、Kauffmann & Pillai 2010 は $M_{\rm lim} = 580 M_{\odot} (R/{\rm pc})^{1.33}$ を提案 しており、これらの閾値を超えるサンプルである。

観測は ALMA 望遠鏡の 12 m アンテナ 40 基以上 の構成で、高密度ガスに埋もれた冷たいコアをトレー ス可能な Band 6 (~230 GHz; 1.3 mm)を用いて、各 クランプに対してポインティング観測を行った。最 終的なイメージの分解能は~0.3 秒角 (~200 – 1700 AU) であり、ノイズレベルは~0.26 mJy/beam (~ 0.19 M_{\odot})である。



図 1: クランプの半径-質量の関係と大質量星形成の 閾値。半径は幾何平均の 1/2 として計算した。各線は それぞれ、Larson 1981 (L81)、Kauffmann & Pillai 2010 (KP10) の閾値を示す。

3 Analysis

主要な解析は次の3点である。(1) 2次元マップか らコアの同定。(2) 間隔分布の取得。(3) 各クランプ のジーンズ長の推定。

コアの同定には構造解析アルゴリズム Dendrogram (Rosolowsky et al. 2008)を用いた。これは3つのパ ラメータをもとにして、入力画像のローカルピーク を分別するアルゴリズムであり、得られる最小構造 である leaf をコアと見なした。入力パラメータはそ れぞれ、コアの最小強度:5 σ (σ:ノイズレベル)、 隣接する構造を区別する最小強度:1 σ、コアの最小 ピクセルサイズ:ビームサイズとした。

間隔の測定には幾何学的アルゴリズム Minimum Spanning Tree (MST; Gower & Ross 1969) を用い た。これは全てのデータ点 (コア) を結ぶアルゴリズ ムであり、ループなし、辺 (コア間の間隔) の総和を 最小化するという制約を持つ。この解析は、星形成に おける分裂過程の研究において特徴的な分裂スケー ルを調べる際に用いられる手法である。実際の3次 元的なコアの分布ではなく、天球面に投影された2 次元マップに対してこのアルゴリズムを適用するこ とによる、間隔分布への影響や補正は Li et al. 2021, Sanhueza et al. 2019 で議論されており、投影され た分布に対して $\pi/2 \sim 1.57$ の補正を行うことで、3 次元の間隔分布と見なした。

各クランプの熱ジーンズ長 $\lambda_{J,clump}^{th}$ 、乱流ジーンズ長 $\lambda_{J,clump}^{tur}$ は式 (1), (2) から求めれる。

$$\lambda_{\rm J,clump}^{\rm th} = c_s \sqrt{\frac{\pi}{G\rho}}$$
 (1)

$$\lambda_{\rm J,clump}^{\rm tur} = \sigma_v \sqrt{\frac{\pi}{G\rho}}$$
 (2)

ここで c_S :等温音速、 σ_v :N₂H⁺, HNC などの臨界密 度 > 10⁵ cm⁻³ の高密度トレーサーの速度分散であ る。クランプにおいては $\sigma_v > c_S$ のため、 $\lambda_{J,clump}^{tur} > \lambda_{J,clump}^{th}$ となる。ジーンズ長の推定に必要な温度・密 度は、ATLASGAL 870 μ m データの SED フィッティ ングと 2D ガウシアンフィッティングから見積もられ たクランプの平均温度・平均密度を用いた。

4 Results

Dendrogram で同定されたコアは合計 535 個 (各領 域について 5 - 38 個) で、このコアに対して MST を 実行した。図 2 に MST の一例、図 3 に得られた間隔 分布とカーネル密度推定による確率密度関数 (PDF) を示す。分布のピーク位置は PDF が最大値となる長 さとして求めたところ、AU スケールで 8500 AU、 規格化スケールで 1.05 λth clump となった。



図 2: NGG 6334 I の連続波マップに Dendrogram, MST の結果を重ねたもの。等高線は [5, 10, 15, 30, 60.90]×σである。円はジーンズ質量未満、ダイヤは ジーンズ質量以上のコア質量を持つ同定されたコア を表す。また、赤色は $\geq 8 M_{\odot}$ 、ピンク色は $\geq 20 M_{\odot}$ を表す。ラベルは質量の大きい順に1から割り振ら れている。



図 3: MST で得られた間隔分布。上図: AU スケー ル。下図:各クランプの熱ジーンズ長で規格化した 図 4:3 kpc を境界としてサンプルを分けて間隔分布 スケール。

Thermal or Turbulence 5

図3より、コアの間隔はクランプの熱ジーンズ長程 度をピークに持つように分布していることから、ク ランプの分裂は乱流よりも熱的なジーンズ分裂が優 勢であることが示唆された。これは同レベルの分解 能での観測を行った先行研究 (e.g., Beuther et al. 2018; Sanhueza et al. 2019) と整合的である。乱流 運動が寄与しないということは、分裂が生じるクラ ンプ内部の高密度領域では乱流が十分減衰している ことが示唆される。

また、本研究で得られたピークの位置は Lu et al. 2020において、中心分子雲帯での観測で得られた間 隔分布に見られるピークの位置 (~ 10⁴ AU) と一致 しており、クランプからコアスケールの分裂過程に は、領域に寄らず普遍的・特徴的な分裂スケールが 存在する可能性を示唆している。

6 **Bias**

観測天体の距離のばらつきによる空間分解能の違 いによって、本解析で得られた間隔分布が観測的な バイアスを含んでいないかを検証した。まず、サン プルを Near ($\leq 3 \text{ kpc}$) と Far (> 3 kpc) に分類し、 それぞれで間隔分布をとった (図 4)。更に、この2つ のグループを用いて、空間分解能と間隔分布の相関 についての独立性のカイ二乗検定を実施した。帰無 仮説は「空間分解能と間隔分布は独立である」とし、 有意水準 5%とした。p 値は 1.8 × 10⁻¹³ となり、帰 無仮説は棄却された。つまり、空間分解能と間隔分 布に相関があることが確認された。



をとったもの。

そこで、元画像を平滑化し、各観測の空間分解能 を揃えた画像 (分解能 ~ 1200 AU) を生成し、同様 の解析により、間隔分布を取得した (図 5)。平滑化に は CASA (McMullin et al. 2007)の imsmoothを用 いた。imsmooth は元画像に対して、求める分解能の ビームになるフィルターを用いて画像の畳み込みを 行うツールである。平滑化後の結果に対しても同様 に 3 kpc でグループ分けを行い、独立性のカイ二乗 検定を実施したところ、p 値は 0.73 で帰無仮説は棄 却されず、空間分解能と間隔分布の相関が無くなっ たことを確認した。



図 5: 平滑化した画像を解析して得られた間隔分布。

図 6 に元画像と平滑化した画像から得られた間隔 分布の PDF を示す。平滑化画像から得られた分布の ピークは 9700 AU であり、平滑化前から ~ 1.14 倍 となった。これは前述のジーンズ分裂の議論に影響 を与えるほどの変化ではなく、平滑化前では近傍の クランプのみで分解されていた小さな間隔のみが減 少し、十分分解されていた ≥ 10⁴ AU の分布には変 化がないことが分かる。このことから、分解能の違 いが間隔分布に及ぼす影響は僅かだと分かった。



図 6: 元画像と平滑化した画像を解析して得られた間 隔分布の PDF。

7 Conclusion

28 の大質量星形成クランプを~1000 AU の分解 能で観測し、コアを535 個同定し、間隔分布を導出し た。間隔分布は熱ジーンズ長と一致するスケールで あり、クランプの分裂過程では熱的なジーンズ分裂 が優勢であることが示唆された。また、~10000 AU のピークは特徴的な分裂スケールの存在を示唆する 結果である。更に、空間分解能の違いによるバイア スを検証するために、平滑化した画像に同様の解析 を実施し、間隔分布を比較した。今後はより高分解 能のデータを解析し、連星形成に繋がる小スケール の間隔分布を取得し、階層的な分裂過程を解明して いきたい。

Acknowledgement

本研究を進める上で、中村文隆氏、Patricio Sanhueza 氏、齋藤正雄氏(国立天文台)からは多大なる ご指導をいただきました。この場を借りて感謝申し 上げます。また、観測データの解析は、国立天文台 天文データセンター (ADC)の多波長データ解析シ ステムで行われました。

Reference

- Lada C. J., Lada E. A., 2003, ARA&A, 41, 57
- Duchéne, G., & Kraus, A. 2013, ARA&A, 51, 269
- Jeans J. H., 1902, Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A, 199, 1
- Beuther, H., Mottram, J. C., Ahmadi, A., et al. 2018, A&A, 617, A100
- Zhang S., et al., 2020, arXiv e-prints, p. arXiv: 2012.07738
- Rosolowsky E. W., Pineda J. E., Kauffmann J., Goodman A. A., 2008, ApJ, 679, 1338
- Gower J. C., Ross G. J. S., 1969, Journal of the Royal Statistical Society. Series C (Applied Statistics), 18, 54
- Li, G. X., et al., 2021, arXiv e-prints, p. arXiv: 2107.00870
- Sanhueza, P., Contreras, Y., Wu, B., et al. 2019, ApJ, 886, 102
- McMullin, J. P., Waters, B., Schiebel, D., Young, W., & Golap, K. 2007, adass XVI, 376, 127
- Lu, X., Cheng, Y., Ginsburg, A., et al. 2020, ApJ, 894, L14

--index へ戻る

星惑6

ALMA 観測で探る赤外線暗黒星雲内の高密度コアの 特徴

東京大学 理学系研究科天文学専攻 森井 嘉穂

ALMA 観測で探る赤外線暗黒星雲内の高密度コアの特徴

森井 嘉穂 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

大質量星形成の解明には、初期段階のコアの性質を観測的に明らかにすることが不可欠である。本研究では、 高密度 $(n(H_2)>10^4 \text{ cm}^{-3})$ かつ大質量 $(M > 500 M_{\odot})$ で、中間赤外線源をもたない赤外線暗黒星雲 (IRDC) に注目し、ALMA 望遠鏡を用いた高空間分解能観測 (~1.5 秒角:~0.01–0.04 pc) により、IRDC 内のコアの物 理状態を調べた。1.3 mm 連続波マップに対し構造解析アルゴリズム Dendrogram を適用し、IRDC 27 領域 から計 318 個のコアを同定した。連続波放射から見積もったコア質量は 0.07–92 M_{\odot} であり、質量が 30 M_{\odot} 以上のコアは 4 つ検出された。同定されたコアのうち約半数は、サイズー質量関係における大質量星形成条 件を満たしていた。クランプの質量とそこで形成される星の最大質量の間の経験則 (Larson 2003) から、同 定された最も大質量なコアがこの最大質量をもつ星を形成すると仮定した場合、多くの領域が 100%以上の 星形成効率、すなわち周囲からのガス獲得を示唆する結果を示した。今後、分子輝線観測を用いて、コアの 不安定性や星あり/星なしコアの分類を行い、大質量星形成モデルへの制限を与えたいと考えている。

1 大質量星形成

太陽の約8倍以上の質量をもつ大質量星は、強い 紫外線を放射し、銀河スケールのエネルギー収支を 支配することから、銀河進化に多大な影響を及ぼす。 また、周囲のガスを圧縮したり分子雲を破壊したり して次世代の星形成に大きく影響する。さらに、重 元素の生成など物質進化においても欠かせない。こ のように、大質量星は、星形成や銀河進化において 重要な存在である。しかし、存在数が少ないため、大 質量星形成領域は太陽近傍にないこと、大質量星の 進化のタイムスケールの短さ、星形成初期段階は高 密度ガスに埋れているといった観測的困難性により、 大質量星形成、特に初期段階は未だ十分に理解され ていない。

理論モデルとしては、大質量コア (>30 M_{\odot}) から 大質量星が形成されるという core-fed シナリオ (乱 流コア降着モデル; McKee & Tan 2003) と、大質量 クランプの中で小質量原始星が形成され、小/中質量 コアが周囲から質量を獲得し大質量星になるという clump-fed シナリオ (競争的ガス降着モデル; Bonnell et al. 2001, global hierarchical collapse; Vázquez-Semadeni et al. 2019, inertial inflow model; Padoan et al. 2020) が議論されている。これらのモデルを 観測的に検証するには、大質量星形成初期段階にあ る領域のコアスケールの高空間分解能観測が必要で ある。

大質量星は、中間赤外線で暗くみえるほどに高密 度かつ大質量な赤外線暗黒星雲 (IRDCs)、コンパク トな高温領域が形成され豊富な輝線が観測されるホッ トコア、電離領域が存在する UC (or HC) HII 領域 という段階を経て形成される。IRDC は大質量星形 成初期段階と期待されるが、多くは太陽から 2–3 kpc 以遠に存在するため、コアスケールの観測は困難と されてきた。しかし、近年電波干渉計の開発により ~0.1 pc の大きさで 100 M_{\odot} 程度の大質量コアやさ らに小さな内部の構造まで明らかになってきた。

本研究では、大質量星形成"超"初期段階にあるコ アの物理状態を解明するため、電波干渉計 ALMA 望 遠鏡を用いた、中間赤外線 70 µm でも暗い IRDC の サーベイ観測を行った。本発表では 1.3 mm 連続波 観測の結果から、コアの物理量、期待される星形成 効率について議論する。

2 対象領域

観測対象は、*Herschel や Spitzer* を用いた観測 (Benjamin et al. 2003, Molinari et al. 2010) や、 ATLASGAL サーベイ (Schuller et al. 2009) により 同定された約7,000の大質量クランプのうち、中間赤 外線 70 μ m で暗く、大質量星を形成しうると期待さ れる質量 ($M_{cl} > 580 M_{\odot} (R/pc)^{1.33}$; Kauffmann & Pillai 2010) をもつ領域を選抜した。さらに、コアを 分解できる観測を行うため、太陽からの距離が 6 kpc 以下の領域に限定した。条件を満たした領域数は 40 で、本発表ではパイロットサーベイ (Sanhueza et al. 2019, Li et al. 2021)、ケーススタディ (Morii et al. submitted to ApJ) 以外の 27 領域を対象とする。表 1 は対象領域の質量やダスト温度、太陽からの距離 といった物理量をまとめたものである (Contreras et al. 2017; Traficante et al. 2015)。なお、質量と温度 は 160–870 μ m データの SED フィッティングから見 積もられた。

表 1: 27 対象領域の物理量

物理量	最小値ー最大値
距離 [kpc]	2.3 - 5.9
クランプ半径 [pc]	0.37 – 1.19
ダスト温度 [K]	8.21 – 21.0
質量 $[M_{\odot}]$	423 - 15280
柱密度 [10 ²³ cm ⁻²]	0.17 – 2.99

3 観測・解析

ALMA12m 干渉計を用いて、Band 6 (1.3 mm) の モザイク観測を行った。本発表では、12m 干渉計デー タのみを扱い、輝線が受かっていない周波数帯から 作成した連続波の観測結果を紹介する。空間分解能 は約 1.2 秒角 (~0.01-0.04 pc) である。

生成した2次元連続波マップに対し、階層構造解析 アルゴリズム Dendrogram (Rosolowsky et al. 2008) を適用し、分子雲コアの同定を行った。設定したパ ラメーターはそれぞれ、同定する構造のフラックス の最小値に3σ、構造を区別するしきい値に2σ、構造 の最小サイズに半ビームサイズである。Dendrogram で同定された構造のうち、それ以上小さな構造をも たないと判断された leaf の中で、フラックス密度が 3.5σ 以上の構造のみをコアと定義し、コアの大きさ は leaf と同定された構造の幾何学平均により求めた。

4 コアの物理量

図1は連続波マップの一例である。水色コントア で示したように、Dendrogramで同定されたコアの個 数は合計 318 個、1 領域あたり 3–31 個 (平均 11.8 個) であった。



図 1: G024.52 の 1.3 mm 連続波マップ (カラーと白 コントア)。水色の楕円は Dendrogram で同定したコ ア、灰色コントアは ATLASGAL サーベイ (分解能 ~19 秒角) の 870 µm 連続波放射を示している。

1.3 mm 連続波放射が光学的に薄いという仮定の もと、式 (1) からコアの質量を見積もった。

$$M_{\rm core} = \mathbb{R} \frac{F_{1.3\,\rm mm} d^2}{\kappa_{1.3\,\rm mm} B_{1.3\,\rm mm}(T_{\rm dust})} \tag{1}$$

 $F_{1.3 \,\text{nm}}$ は Dendrogram で測定された leaf 内の integrated flux、R=100 はガスダスト質量比、d は太陽 から天体までの距離、 $\kappa_{1.3 \,\text{nm}}$ は光学的厚み、 $B_{1.3 \,\text{nm}}$ はダスト温度 T_{dust} のときのプランク関数である。フ ラックスは primary beam correction を行ったもの を用いている。ただし、ダスト温度 T_{dust} にはクラン プ全体の SED フィットから見積もられた温度を、 κ には $\kappa_{1.3 \,\text{nm}}$ =0.9 を採用した。これはアイスマント ルをもつダスト粒子が MRN 分布しているモデルを 用いて、数密度 10⁶ cm⁻³ の場合を 1.3 mm で観測し たときの光学的厚みに対応する (Ossenkopf & Henning 1994)。さらに、コアが球形で、平均分子質量

∑を見積もった。ただし、ダスト放射から見積もった 質量や密度は、ガスダスト質量比、光学的厚み、温 度、距離の不確かさにより約50%の不確かさをもつ $(Sanhueza et al. 2019)_{\circ}$



図 2: クランプ質量とコア質量。星印は各クランプの ジーンズ質量、下三角印はコアの定義に用いた 3.5σ に対応する質量を示す。

図2は各クランプにおけるコア質量を示したもの である。見積もられたコアの質量は 0.073-92 M_☉ で 24 個のコアが 10 M_☉ 以上、4 個のコアが 30 M_☉ 以 上であった。

同定したコアの質量ー半径関係をプロットしたの が、図3である。灰色の直線、破線で示した数密度 と比べても、同定したコアのほとんどが 10⁶ cm⁻³ 以 上をもつことが確認できる。黒色の直線は大質量星 形成のしきい値として用いられる関係式を示してい る。Krumholtz & McKee (2008) は、コアが分裂せ ずに大質量星を形成するために面密度 1g cm⁻² が 必要だと提唱したが、本研究で同定したコアのうち ~30%はこのしきい値よりも大きな面密度をもって いた。また、Kauffmann & Pillai (2010)の関係式 $(M/M_{\odot}) = 580 (R/pc)^{1.33}$ も ~40%のコアが満たし

Larson (1981) の関係式 $(M/M_{\odot}) = 460 (R/pc)^{1.0}$ を 満たしていた。



図 3: コア質量と半径。青丸が本研究で同定したコ ア。黒色の実線と点線は、大質量星のしきい値とし て考えられている関係式 (Kauffmann & Pillai 2010; Krumholtz & McKee 2008)、破線は質量ー半径関係 式 (Larson 1981) を示す。灰色の実線と破線はそれ ぞれ数密度 10^6 , $10^7 \, \mathrm{cm}^{-3}$ に対応する。

最大星質量と最大コア質量 5

ケーススタディ(Morii et al. submitted to ApJ) で は、領域が形成しうる星の最大質量と ALMA 観測で 得たコアの最大質量との比較から、50%以上の高い 星形成効率が必要であると示唆された。ここで、本 研究で対象とした 27 領域に対しても比較を行う。

ある領域が形成しうる最大星質量 (m^{*}_{max}) はクラ ンプ質量 (M_{clump})を用いて二つの方法で見積もられ る。一つ目は、Larson (2003) が導出した、経験則で あり、クラスターの全星質量 (M_{cluster}) を用いて、

$$m_{\rm max}^* = 15.6 \left(\frac{M_{\rm clump}}{10^3 \, M_{\odot}} \frac{\varepsilon_{\rm SFE}}{0.3} \right)^{0.45} \, M_{\odot} \qquad (2)$$

と表される。
esfe はクランプの星形成効率で、近傍の クラスター領域から、0.1-0.3程度と予想される。二つ 目は、KroupaのIMF(Kroupa 2001)から導いたクラ ンプ内で形成しうる星の最大質量の関係式 (Sanhueza et al. 2019)

$$m_{\rm max}^* = \left(\frac{0.3}{\varepsilon_{\rm SFE}} \frac{21.0}{M_{\rm clump}/M_{\odot}} + 1.5 \times 10^{-3}\right)^{-0.77} M_{\odot}$$
(3)

である。



図 4: 最大コア質量と最大星質量。青と緑の星印はそ れぞれ、式2と式3から導出した各クランプが形成 しうる最大星質量を示す。赤い丸印が最大コア質量 (星形成効率 100%のときの星質量) であり、エラー バーは 50%の不確かさを示す。横軸は、クランプの 柱密度が小さい領域から順に並べた。

図4は、クランプの星形成効率 $\varepsilon_{SFE}=0.3$ として、 各クランプ質量から見積もった、形成しうる最大星 質量をまとめたものである。青と緑の星印がそれぞ れ Larson (2003) と Sanhueza et al. (2019)の関係 式から導出した最大星質量に対応する。ALMA 観測 により同定したコアのうち、各領域で最大のコア質 量を赤丸印で重ねている。

最大星質量と最大コア質量を比較すると、約2/3 の領域で、最大星質量の方が最大コア質量よりも大 きい。これは、最も質量の大きなコアから、その領 域において期待される最大質量をもつ星ができると 仮定した場合、コアは星形成効率が100%以上、すな わち、コアが質量成長する必要性を示唆している。

結論・今後の方針 6

中間赤外線源をもたない、大質量星形成超初期段 階に位置すると期待される、IRDC 27 領域の ALMA 観測を行った。構造解析アルゴリズム Dendrogram により 0.07-92 M. をもつ約 300 個のコアを同定し た。約半数は、経験則に基づいた大質量星形成の条 件を満たしており、大質量星形成初期段階にあるコ ア候補と考えられる。クランプ質量から期待される 星の最大質量とコア質量の比較から、大質量星形成 における質量獲得の必要性を示唆した。

本結果は12m干渉計のみのデータを用いており、

広がった成分まで考慮できていない、予備的な結果 である。今後、7m干渉計データを合わせたコアの同 定、解析を行い、分子輝線を用いてコアの安定性を 調べ、星あり/星なしコアの分類を行うことで、大質 量星なしコアの探査や大質量星形成超初期段階のコ アの物理状態の解明につなげたい。

Acknowledgement

本研究を進めるにあたり、中村文隆氏、Patricio Sanhueza 氏 (国立天文台) に多くのご指導をいただ きました。この場を借りて感謝申し上げます。また、 データ解析には国立天文台の多波長データ解析シス テム (ADC) を使用しました。

Reference

- Larson, R. B. 2003, in ASP Conf. Ser. 287, Galactic Star Formation Across the Stellar Mass Spectrum, ed. J. M. De Buizer & N. S. van der Bliek (San Francisco, CA: ASP), 65 McKee, C. F., & Tan, J. C. 2003, ApJ, 585, 850
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 2001, MNRAS, 323, 785
- Vázquez-Semadeni, E., Palau, A., Ballesteros-Paredes, J., Gómez, G. C., & Zamora-Avilés, M. 2019, MN-RAS, 490, 3061
- Padoan, P., Pan, L., Juvela, M., Haugbølle, T., & Nordlund, A. 2020, ApJ, 900, 82
- Benjamin, R. A., Churchwell, E., Babler, B. L., et al. 2003, PASP, 115, 953
- Molinari, S., Swinyard, B., Bally, J., et al. 2010, A&A, 518, L100
- Schuller, F., Menten, K. M., Contreras, Y., et al. 2009, A&A, 504, 415
- Kauffmann, J., & Pillai, T. 2010, ApJL, 723, L7 Contreras, Y., Rathborne, J. M., Guzman, A., et al. 2017, MNRAS, 466, 340
- Traficante, A., Fuller, G. A., Peretto, N., Pineda, J. E., & Molinari, S. 2015, MNRAS, 451, 3089
- Rosolowsky, É. W., Pineda, J. E., Kauffmann, J., & Goodman, A. A. 2008, ApJ, 679, 1338 Ossenkopf, V., & Henning, T. 1994, A&A, 291, 943 Sanhueza, P., Contreras, Y., Wu, B., et al. 2019, ApJ,
- 886, 102
- Krumholz, M. R., & McKee, C. F. 2008, Natur, 451, 1082
- Kauffmann, J., & Pillai, T. 2010, ApJL, 723, L7
- Larson R. B., 1981, MNRAS, 194, 809
- Kroupa, P. 2001, MNRAS, 322, 231
- Morii, K., Sanhueza, P., Nakamura, F., et al. submitted to ApJ

-----index へ戻る

星惑7

分子雲高密度コアの初期状態と進化過程

東京大学 理学系研究科天文学専攻 矢野 雄大

分子雲高密度コアの初期状態と進化過程

矢野 雄大 (東京大学大学院 理学系研究科天文学専攻)

Abstract

分子雲の高密度領域からなる分子雲コアは、星が直接的に生まれる初期状態として考えられる。初期状態の 分子雲コアは原始星へと進化し、質量降着期を経て一定の質量となり、やがて主系列星となる。近年では原始 星への最終的な質量降着率が、観測と数値計算の両面から約3割程度と見積もられている。しかし Takemura et al. 2021 の新たな観測結果から、質量降着率が10割をも超える場合があることが示唆された。過剰な質 量降着率の物理機構を説明するために、数値計算による検証を行う。本研究は、星形成過程を数値計算で再 現する際の初期条件である、分子雲コアの初期状態に着目する。これまでの数値計算による研究では、分子 雲コアの初期状態として力学的にほとんど平衡な状態を選択しており、これは現実に観測されるような非平 衡状態を反映していない。例えば非平衡状態の初期条件として、重力不安定や非球対称なコア、外部圧力で抑 え込まれたコアが挙げられる。こうした分子雲コアの非平衡状態は、理想的な平衡状態からパラメータ的に 変化させて表現できるものと考える。そのために、本研究ではパラメータ化を想定した理想的な平衡状態の 分子雲コアの作成を行った。これは本研究目的の前段階であるが、1次元計算の先行研究とよく一致する結 果が3次元計算で得られたことを確認した。本講演ではその数値計算結果と今後の展望をあわせて発表する。

1 Introduction

分子雲コアは星が直接的に生まれる母体となるた め、星形成過程を再現する数値計算においては、分子 雲コアの初期状態の物理量が重要となる。初期状態 の分子雲コアは自己重力によりほとんど一点に収縮 し、密度上昇した結果やがて原始星が誕生する。原始 星は質量降着期を経て主系列星へと進化するが、そ の間に原始星アウトフローやジェットと呼ばれる構造 現象が発生することが観測から確認されている (e.g. Arce et al. 2007)。

分子雲コアの典型的な物理量は、大きさ ~ 0.1 – 1.0 pc、数密度 ~ $10^4 - 10^5$ cm⁻³、温度 ~ 10 K であ る。代表的な分子雲コアとして、へびつかい座方向 に Barnard68(B68) と呼ばれる天体が存在する。B68 のスケールは ~ 0.15 pc であり、コア内部の柱密度分 布が Bonnor-Ebert 球 (BE 球) と呼ばれる分子雲コ アの力学的平衡状態モデルとよく一致することが確 認されている (Roy et al. 2014)。

Machida & Matsumoto(2012) では、分子雲コア の初期条件として近似的で収縮が進む BE 球に磁場 を導入し、原始星アウトフローやジェットを数値計算 で再現することに成功している。分子雲コアから原 始星への質量降着率は約3割程度と見積もられ、こ れは近年観測から得られる結果とよく一致していた。 しかし、最近の観測研究 (Takemura et al. 2021) で は、原始星への最終的な質量降着率は10割をも超え る場合があることが示唆された。この過剰な質量降 着の物理機構を数値計算によって明らかにすること が、本研究の目的である。

これまでの理論研究では、分子雲コアのモデルと して近似的な BE 球の理想的な平衡状態を仮定して おり、現実に観測されるような非平衡状態を考えら れていない。現実的な非平衡状態の分子雲コアには、 非球対称や重力的に強く不安定なコア、外部圧力で 抑え込まれたコアなどが考えられる。例えば Maruta et al.(2010) では、ビリアル比の測定から外部圧力に 抑え込まれたコアの存在を示唆している。

本研究では分子雲コアを理想的な平衡状態から非 平衡状態へとパラメータ的に変化させて、原始星へ の質量降着率を評価することを目指す。そのために はまず、パラメータ化を想定した理想的な平衡状態 の分子雲コアの設定が必要である。そこで1次元計 算の先行研究がある簡易的な等温一様密度球モデル と近似的な BE 球モデルの進化過程について、3次元 計算を行った。特に等温球モデルでは、解析解とし て密度分布が自己相似的な冪乗関係 ($\rho = r^{-2}$)をも っため (Shu, & F. H. 1977)、2つのモデルについて これを確認した。今回作成した理想的な平衡状態モ デルを元に、原始星への質量降着率を評価するため の今後の展望を4章に記した。

2 Methods

分子雲コアの初期状態として 2 つのモデルを考え る。ひとつは (i) 等温一様密度球で、もう一方は重力 と圧力勾配力が平衡状態にある (ii)Bonnor-Ebert 球 である。ただし純粋な BE 球は平衡状態で収縮が進 まないため、近似的に全体の密度を 1 割増加させる ことで重力収縮させる。BE 球の密度分布を中心から の動径方向距離 r の関数 $\rho_{\rm BE}(r)$ と表すと、(ii)BE 球 で定義される密度分布 $\rho(r)$ は密度増加率 $\delta = 0.1$ を 用いて

$$\rho(r) = \begin{cases}
\rho_{\rm BE}(r)(1+\delta) & \text{forr} < R_{\rm c} \\
0.01\rho_{\rm BE}(R_{\rm c})(1+\delta) & \text{forr} \ge R_{\rm c}
\end{cases}$$
(1)

と表される。 R_c は BE 球半径である。BE 球外部 ($r \ge R_c$) は BE 球表面上密度 $\rho(R_c)$ の 100 分の 1 の値で 一定で、初期状態では BE 球と圧力平衡状態にある ことを仮定する。

本研究において 3 次元数値計算に用いた、流体の 基本方程式は以下で与えられる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v) = 0 \tag{2}$$

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho (v \cdot \nabla) v = -\nabla p - \rho \nabla \phi \tag{3}$$

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G\rho \tag{4}$$

 ρ 、*v*、*p*、 ϕ はそれぞれ流体の密度、速度、圧力、重 カポテンシャルを表す。式2は質量保存則、式3は 運動量保存則、式4は重力のポアソン方程式を表す。 また2つのモデルはどちらも等温球を仮定するため 音速*c*sを用いて、*p* = *c*s² ρ が成り立つとする。最後 に密度分布 $\rho(r)$ や速度分布*v*(*r*)を記述するにあたっ て、(ii)BE 球では以下の無次元化された位置座標*ξ* を用いる。

$$\xi = r \times \frac{\sqrt{4\pi G\rho_{\rm c}}}{c_{\rm s}} \tag{5}$$

 $\rho_{\rm c}$ は (ii)BE 球の初期中心密度 $\rho(0)$ である。

宇宙流体の数値計算用ソフトとして ENZO(Bryan et al. 2014)を用いて 3 次元計算を行なった。また ENZO で扱うことができる近似スキームについて、 Adoptive Mesh Refinement(AMR)と Sink Particle(Bate et al. 1995)を使用した。AMR は、より 細かなグリッドで計算が必要だと判断した領域に、 グリッドの分割を与えていく近似法である。これに より、荒いグリッドサイズで計算できる領域の計算 資源を節約することができる。本研究においては条 件の一つとして、局所ジーンズ長が最低 16 分割さ れるグリッドサイズになることを与えた。最大分割 回数は (RefinementLevel) = n の整数値で与えられ、 (i) 一様密度球は n = 25、(ii)BE 球は n = 10 とし た。Sink Particle は、ある条件を満たした格子に対 して質点のように振る舞う領域を与える近似法であ る。今回は (ii)BE 球にのみこれを適用し、簡易的な 条件だが Refinement Level が最大となる格子が生じ た場合に生成するよう設定した。物理的な振る舞い についても、質点として周囲のガスから密度を吸収 し続ける簡易的なものとした。

(i) 一様密度球と (ii)BE 球の、物理的な初期条件は以下の通りである。(i) 一様密度球については 半径 ~ 0.05 pc、数密度 ~ 10^5 cm⁻³、温度 10 K(音速 2.88 × 10^4 cm s⁻¹) とし、球外部のガスの数密度 ~ 10^3 cm⁻³ としてコア球表面では圧力平衡状態を仮定した。コア球面の自由落下時間は~ 3.64×10^6 yr と計算される。Grid dimention は 64^3 とした。

(ii)BE 球については半径 ~0.074 pc、中心の数密 度~2×10⁵ cm⁻³、温度 10 K(音速 1.87×10⁴ cm s⁻¹) とし、球外部のガスは一様密度球と同様にコア球表 面上の圧力平衡状態を仮定した。球外部を含む系の 詳細な密度分布 $\rho(r)$ は式 1 で与えられる。以上によ りコア球面の自由落下時間は~8.57×10⁶ yr と計算 される。Grid dimention は 128³ とした。(ii)BE 球 の初期状態について、x = 0の yz 平面上の密度分布 を図 1 に示す。

3 Results

ー様密度球における密度分布 $\rho(r) \text{g cm}^{-3}$ の進化過 程を図 2 に示す。最終計算時間は $1.23 \times 10^5 \text{ yr}$ で、 数密度が ~ 10^9 cm^{-3} まで計算を追っている。本計算 でも、解析解から確認されているように (Shu, & F. H. 1977)、中心付近は密度一定で上昇し、冪乗の密 度分布 ($\rho \propto r^{-2}$)をもつ様子が再現できた。さらに、 本 3 次元計算の結果が、同様の設定で 1 次元で計算 を行った Larson & Richard (1969) と一致する結果 であったことを確認した。


図 1: (ii)BE 球の初期状態における x = 0、yz 平面 上の密度分布図。yz 平面のスケール単位は AU、密 度は $g \text{ cm}^{-3}$ である。



図 2: 等温一様密度球の密度分布 $\rho(r)$ g cm⁻³の進化 過程プロット。異なる色の線が異なる時間の密度分 布を表しており、time step は 10³ yr である。灰色点 線は冪乗関係 ($\rho \propto r^{-2}$)を示す補助線。

3.1 Bonnor-Ebert 球

図 3 と図 4 はそれぞれ、密度分布 $\rho(r)$ と速度 分布 v(r) の計算結果を示したものである。各物理 量を ρ/ρ_c 、 v/c_s のように無次元化し、位置座標に 2.Methods で定義した ξ を用いた。Bonnor-Ebert 球 は (I)Sink Particle 生成前と (II) 生成後で、各物理量 の進化過程における物理特性が異なるためこれを分 けて結果を評価する。

3.1.1 Sink Particle 生成前

最終計算時間は 5.415 × 10^5 yr で、数密度は ~ 10^9 cm⁻³ まで進化した。BE 球は等温球であるため、 一様密度球と同様に、収縮するコア外縁部の密度分 布が自己相似的な冪乗関係 ($\rho \propto r^{-2}$) を示すことが



図 3: BE 球の密度分布 $\log(\rho/\rho_c)$ の進化過程プロット。異なる色の線が異なる時間の密度分布を表しており、time step は 5×10^2 yr である。灰色点線は冪乗関係 $(\rho \propto r^{-2})$ を示す補助線。



図 4: BE 球の速度分布 v/c_s の進化過程プロット。 異なる色の線が異なる時間の速度分布を表しており、 time step は 5×10^2 yr である。

図3からわかる。また図4の速度分布からは、収縮 するコア外縁部のガスが中心へと落ちていく様子が 見られる。このとき中心部の速度変化は起きていな い。これらの BE 球に関する結果は、一様密度球と 同様に1次元計算の先行研究があり (Kaminski et al. 2014)、同様の結果を示すことが確認できた。

3.1.2 Sink Particle 生成後

最終計算時間は 5.440×10^5 yr である。数密度は 5.425×10^5 yr で最大値 $\sim 10^{11}$ cm⁻³ となった。図3よ り、時刻 $t = 5.420 \times 10^5$ yr 以降、ガス全体の密度分布 が減少に転じている。また、図4の速度分布からも、 中心付近の負の速度が大きく発展していることが確認 できる。これらの結果は、中心部の Sink particle への 自由落下による質量降着が起きていることを示唆して いる。Sink Particle 生成後、時刻 $t = 5.420 \times 10^5$ yr 以降のガスの速度分布を、対数スケールで表示したの が図 5 である。灰色点線で示したように、 $v \propto r^{-1/2}$ の関係が存在する。これは、ガスが自由落下してい ることを示している。以上のように、本計算結果か ら、Sink particle が質点として振る舞う様子を確認 できた。



図 5: BE 球の速度分布 $\log|v/c_s|$ 、Sink Particle 生 成後の進化過程プロット。灰色点線は冪乗関係 $v \propto r^{-1/2}$ を示す補助線。

4 Future Work

本研究より、1 次元計算の先行研究を再現するよう な理想的な平衡状態の3次元 BE 球を作成した。こ の3次元 BE 球を強い非平衡状態へとパラメータ的 に変化させ、原始星への最終的な質量降着率を評価 することが今後の研究課題である。そのために挙げ られる今後の計画や改善点について、本節において 議論を行う。

質量降着率を評価するためには、今回作成した3 次元 BE 球に磁場や回転を導入する必要がある。これ は1章において説明したように、磁場が原始星アウ トフローやジェット(以下、アウトフローとする)を 駆動し、質量降着率に影響を与えるためである。し かし、アウトフローの駆動は高い計算精度及び計算 コストが必要となる。本研究の計画では、3次元 BE 球の非平衡状態をパラメータ的に変化させるため、 計算量は非常に大きくなることが予想される。そこ で、今回3次元 BE 球に用いた Sink Particle の振る 舞いに、フィードバックとしてアウトフローのモデ ル化の導入することを検討している。先行研究とし て、Federrath et al.(2014) はアウトフローのモデル 化を詳細に記述していいるため、本研究においても このモデルを利用することを考えている。

最後に、本研究のモチベーションである強い非平 衡状態のパラメータ的表現について計画のひとつを 簡易的に説明する。2章において、今回作成した BE 球には密度増加率δを与えている。例えばこの密度 増加率δの値を大きく変化させることで、重力的に 不安定な分子雲コアを表現できると考える。これは 理想的な平衡状態から非平衡状態へのパラメータ的 遷移を表現することが出来る方法の一つであり、今 後十分に検証すべき点である。その他にも非球対称 性や外部圧力による抑え込みなど、外部要因による 分子雲コアへの影響は幾つか考えられる。これら分 子雲コアの初期状態を適切に表現することも今後の 課題である。

Reference

- Hector G. Arce, Debra Shepherd, Frederic Gueth, Chin-Fei Lee, Rafael Bachiller, Alexander Rosen, & Henrik Beuther 2007, Protostars and Planets V
- Masahiro N. Machida, & Tomoaki Matsumoto 2012, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 421, 1, 588
- Larson, & Richard B. 1969, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 145, 271
- H. Takemura, F. Nakamura, S. K. et al. 2021, The Astrophysical Journal Letters, 910, 1
- A. Roy, Ph. Andre, P. P. et al. 2014, A&A, 568, A130, 10
- Shu, F. H. 1977, Astrophysical Journal, 214, 488
- Bryan, Greg L. et al. 2014, The Astrophysical Journal Supplement, 211, 2, 19, 52
- M. R. Bate et al. 1995, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 277, 2, 362
- Federrath C., S. M. et al. 2014, The Astrophysical Journal, 790, 2, 128, 25
- Kaminski et al. 2014, The Astrophysical Journal, 790, 1, 70, 12
- H. Maruta, F. Nakamura, R. N. et al. 2010, The Astrophysical Journal, 714, 1, 680

-----index へ戻る

星惑8

輻射輸送計算による原始星コアの物理構造の推定

東京大学 理学系研究科天文学専攻 水谷 洋輔

輻射輸送計算による原始星コアの物理構造の推定

水谷 洋輔 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

本研究は、観測の進んでいる原始星コア (CB 68, L 483)の簡単なモデルを作成し観測データと比較すること で、それらの物理構造を推定することを目的とする。作成したモデルはガス分子の数密度が $n = n_0 (r/1 au)^{-p}$ に従う球対称分布に角度 θ のキャビティを開けたもので、これに対して輻射輸送計算を行うことで温度構造 を決定した。輻射輸送計算は RADMC-3D (Dullemond et al. 2012)を利用し、モデルの観測データ作成に もこれを利用した。まず、モデルのパラメータを変化させて各パラメータがデータに与える影響を分析した。 次に、その結果を踏まえてフィッティングを行いモデルの SED、連続波画像と観測データを一致させること で対象天体の物理構造を推定した。CB 68 に対しては良いモデルが得られず、今研究で用いた簡単化したモ デルとは異なる構造を持つことが予想される。一方、L 483 に対しては観測データをよく再現するモデルを 作成することができ ($n_0 = 5 \times 10^8$ cm⁻³, p = 0.9)、実際の物理的構造もモデルに近い単純な構造だと考え られる。結果より、CB 68 と L 483 の周囲は異なる物理構造を持つということが示唆された。

1 Introduction

原始星は、分子雲コアの重力収縮によって誕生する。 その進化段階は、物理構造を反映している Spectral Energy Distribution (SED) によって、Class 0、I、 II の三段階に分類される。Class 0 原始星はガスのエ ンベロープに覆われ、中心星から双極型のアウトフ ローが放出されている。Class I 原始星になるとエン ベロープの降着が進み、エンベロープが希薄になる とともに回転する星周円盤が現われる。Class II では 降着がほとんど完了してエンベロープはほぼなくな り、円盤のみになる。近年、ALMA 望遠鏡等によっ て Class 0, I 原始星の円盤等の観測が盛んになった ことで、Class 0、I 原始星に注目が集まっている。

同じ Class 0、I でも、各原始星コアによって光度に 違いがあることが明らかになっている (Santamaría-Miranda et al. 2021)。光度が異なれば温度や密度 構造が変わってくるということが予想される。また、 原始星コアによって強く検出される分子の種類も異 なっており、大別して二つに分類される。一つは飽 和化合物である complex organic molecules (COMs) が強く検出される hot corino chemistry、もう一方は 不飽和炭素鎖化合物が検出され warm carbon-chain chemistry と呼ばれる。

この差異の原因として、各天体で物理構造が異なっ

ている、または物理構造は似ているが組成などの化 学構造が異なっている、ことのいずれかが予想され る。物理構造が異なる場合、化学構造も異なること が予想されるため、まずは原始星コアの物理構造を 推定することが必要になる。

また、円盤の物理構造は、円盤の化学構造だけで なく、ALMA 望遠鏡によって観測されている多様な ダスト円盤構造の原因を推定することにも役立つ可 能性がある。

したがって、本研究では、観測の進んでいる原始 星コア (CB 68, L 483) の簡単なモデルを作成し観測 データと比較することで、それらの物理構造を推定 することを目的とする。

2 Methods

まず、原始星円盤の簡単なモデルを作成し、その 疑似観測データを計算した。次に、それを実際の観 測結果と比較した。

作成したモデルは、ガスの数密度分布が球対称な エンベロープに対し、中心星の上下(鉛直方向)に頂 角 2θ の円錐状のキャビティを空けた構造とした(図 1)。ガスの数密度分布は次式(1)。半径方向の距離 r は1auから0.1pcとした。

$$n_{\rm H_2} = n_0 \left(\frac{r}{1\rm{au}}\right)^{-p} \tag{1}$$

ガスダスト比は $n_{dust}/n_{H_2} = 0.01$ で、キャビティ内 部では $n_{dust} = 0$ とした。中心星は光度 L の点源と した。観測データを作成するために、鉛直軸と視線 のなす角 i および、中心星の距離 d もモデルのパラ メータとした。



図 1: モデルの概略

このモデルに対して輻射輸送計算を行い、まず温 度分布を計算した。輻射輸送計算は、RADMC-3D (Dullemond et al. 2012)を用いて散乱を考慮したモ ンテカルロ法で行い、オパシティは Birnstiel et al. (2018)によって作成したものを用いた。このオパシ ティは、Mathis et al. (1977)のダストサイズ分布 (MRN 分布)を仮定した。こうして得たモデルに対し て、RADMC-3Dを使い、レイトレーシングでSED、 連続波画像を作成した。

まず、基準となるモデルをガスの数密度 $n_0 = 1.0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 、密度分布の指数 p = 1.5、中心星光度 $L = 1 L_{\odot}$ 、キャビティ角 $\theta = 60^{\circ}$ 、インクリネーション $i = 45^{\circ}$ 、距離 d = 100 pc とした。パラメータのう ち n_0 、 p、L、 θ 、i をそれぞれ変化させて、モデルの パラメータ依存性を確認し、パラメータ空間上にモ デルの一覧を作成した。次に、CB 68 および L 483 それぞれの観測データと比較して近いモデルに対し て、確認したパラメータ依存性を用いて手動でフィッ ティングを行いパラメータを決定した。CB 68 の観 測データは Launhardt et al. (2010, 2013) と比較し た。L 483 の観測データは Jorgensen et .al (2002)、 Shirley et al. (2002) と比較した。

3 Results

インクリネーション*i*を変化させると、光学的に 厚い短波長側でその影響がみられた。キャビティを 覗き込む時に中心星の放射が届くことおよび、幾何 学な効果による放射の増減が確認された。

ガスの数密度 n₀、および分布の指数 p を変化させ ると密度構造が変化し、それに対応する効果が現れ た。n₀ が大きいほどエンベロープ全体のダスト量が 増えるため、光学的に厚い領域が増加して短波長フ ラックスが減少し、光学的厚さの影響を受けない長 波長フラックスが増加した。p が小さい時もダスト量 が増加して同様の効果が現われた。しかし、その効 果はダスト量の変化が大きい外側領域で顕著で、変 化の少ない内側では控えめであった。

中心星光度 *L*、およびキャビティ角 θ を変化させ るとエンベロープが受け取る放射量が変化した。*L* が大きいほどエンベロープ全体の温度が高く、θ が 小さいほど内側領域での高温領域が拡大した。

本研究では、観測の進んでいる天体である CB 68、 L 483 を対象とした。モデルの SED、連続波画像、 温度分布をそれぞれ、観測された SED、連続波画像、 HCOOCH₃ (昇華温度 80K) 分布と比較した。

CB 68 は Launhardt et al. (2013) によると d = 137 pc、 $L = 0.86 L_{\odot}$ であり、この値は固定して他 のパラメータをフィッティングした (Launhardt et al. (2013) との比較)。得られたパラメータは $n_0 = 6.0 \times 10^9$ cm⁻³、p = 1.3、 $\theta = 30^\circ$ となった。i につ いては連続波画像での比較によって $i = 40^\circ$ と決定 した。

CB 68 に対しては、どのようにパラメータを変化 させても SED で強度が数倍程度小さくなった。した がって、全波長でほぼ同じ倍率で小さくなるような モデルをもっともフィッティングされたモデルとした (図 2)。これの 850 µm 連続波画像を作成すると、強 度は 1/2 以下になっているが等高線の分布は似てい る画像が得られた。温度分布と HCOOCH₃ の比較 では、80K 以上の領域の半径は観測された分布の半 径より半分程度となった (非公開)。

L 483 は d = 200 pc (Jorgensen et .al 2002)、 $L = 13 L_{\odot}$ (Shirley et al. 2002) であり、この値は固定して他のパラメータをフィッティングした。得ら

れたパラメータは $n_0 = 5.0 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ 、p = 0, 9、 $\theta = 30^\circ$ となった。*i* については CB 68 と同様の手 法で *i* = 50°とした。

L 483 に対しては、特にピーク周辺で SED が観測 (Connelley et al. 2009, Shirley et al. 2002) とよく 一致するモデルを得られた。赤外波長では強度が数 倍程度小さくなっており、連続波画像の比較でも強度 は 1/2 程度となった。温度分布を Oya et al. (2017) と比較すると HCOOCH₃ の昇華温度 80K 超の領域 の半径は観測と整合的であった。



図 2: 左:CB 68 の SED。黒は Launhardt et al. (2013) より抜粋。色は各傾斜角 *i* での SED。右:L 483 の SED。黒は Connelley et al. (2009) より抜粋。 色は左図と同様。



図 3: L 483 の 3.3 mm 連続波画像 (左:Shirley et al. 2011, contour 1.8 mJy/bm 右:モデル、 $i = 50^{\circ}$, contour 0.7 mJy/bm)

4 Discussion

CB 68 、L 483 の両者とも、短波長側でモデルの SED と観測に一致していない箇所がある。この領域



図 4: L 483の温度分布 (左) と HCOOCH₃ 分布 (Oya et al. 2017)(右) の比較

のプロファイルは、オパシティのプロファイルを強 く反映している。特に、8 μm 付近でのオパシティの 極大点は Si に特徴的な輝線であり、その短波長側で CB 68、L 483 ともに観測に対するモデルの超過が見 られる。したがって、8 μm 以下の領域で仮定したオ パシティよりも実際のオパシティが大きくなってい ることが示唆される。

CB 68 について、SED は全領域で 1/3 程度になる ようにフィッティングした。また、温度分布は 80K の 領域が観測の半分程度の大きさとなっている。以上の ことから、中心星の他にエンベロープの温度を上げ る構造を持つことが考えられる。例えば、赤道面への 降着時に衝撃波が発生し、それによって HCOOCH₃ の昇華が起きている可能性である。衝撃波による HCOOCH₃の昇華は IRAS 16293–2422 Source A で 観測的に示唆されている (Oya et al. 2016)。この観 測結果は、Miura et al. (2017) が 0.01 µm サイズの ダストからの昇華で説明できると計算している。い ずれにせよ、CB 68 は、本研究で用いたモデルより 複雑な物理構造のエンベロープとなっていることが 示唆される。

L 483 に対しては、SED は全体的によく一致する モデルとなった。連続波画像で強度が観測の 1/2 程 度になっていることは、SED の赤外波長での強度が そのようになっていることと一貫している。この原 因として、長波長側でダストサイズが MRN 分布よ り成長しており、オパシティが大きくなっているこ とが考えられる。この領域は光学的に十分薄いため、 キルヒホッフの法則よりオパシティが増加するとフ ラックス強度も増加する。オパシティは波長と同程度 の大きさのダストが強い影響を与える。Harsono et al. 2018 で、Class I 天体のコアの中心領域において ダストが mm サイズまで成長することが示唆されて いる。これと同様の効果が Class 0 天体で起きてい る可能性がある。L 483 の温度分布は、HCOOCH₃ の温度分布と整合的であった。SED の整合性と合わ せて考えると、本研究のモデルはダストサイズ分布 を除いて L 483 の物理構造をよく再現していると考 えられる。

この二つの対象天体でのフィッティングの整合性の 違いから、同じ Class 0 天体であっても物理構造が 異なる場合があることが示唆される。より正確な構 造推定のためには、前述の通り、モデルの (i) オパシ ティプロファイル、(ii) ダストサイズ分布、(iii) 内部 の物理、の三つについても変更を加える必要がある。

5 Conclusion

まず、原始星円盤の簡単なモデルを作成し、その 疑似観測データを計算した。観測データのパラメー タ依存性は、 n_0 、およびpの密度構造への寄与、L、 およびキャビティアングル θ の温度構造への寄与と して現れた。

次に、CB 68、L 483 についてモデルと観測データ のフィッティングを行った。観測で得られた L は固 定し、その他のパラメータを変化させた。CB 68 で は観測を再現するモデルを得ることができず、エン ベロープ内部の物理構造がモデルよりも複雑になっ ていることが示唆された。L 483 では観測をよく再 現するモデルが得られたが、長波長側ではフラック ス強度が小さくなった。したがって、ダストサイズ 分布が MRN 分布より成長している可能性が示唆さ れた。

さらなる研究のためには、オパシティ、ダストサ イズ分布、エンベロープ内での物理も考慮する必要 がある。

Reference

Santamaría-Miranda A., de Gregorio-Monsalvo I., Plunkett A. L., Huélamo N., López C., Ribas Á., Schreiber M. R., et al. 2021, A&A, 646.

- Dullemond, C. P., Juhasz A., Pohl A., Sereshti F., Shetty R., Peters T., Commercon B., et al., 2012, Astrophysics Source Code Library.
- Birnstiel T., Dullemond C. P., Zhu Z., Andrews S. M., Bai X.-N., Wilner D. J., Carpenter J. M., et al., 2018, ApJL, 869, L45.
- Mathis J. S., Rumpl W., & Nordsieck K. H., 1977, ApJ, 217, 425.
- Launhardt R., Nutter D., Ward-Thompson D., Bourke T. L., Henning T., Khanzadyan T., Schmalzl M., et al., 2010, ApJS, 188, 139.
- Launhardt R., Stutz A. M., Schmiedeke A., Henning T., Krause O., Balog Z., Beuther H., et al., 2013, A&A, 551, A98.
- Jørgensen J. K., Schöier F. L.,& van Dishoeck E. F., 2002, A&A, 389, 908.
- Shirley Y. L., Evans N. J., & Rawlings J. M. C., 2002, ApJ, 575, 337.
- Connelley M. S., Hodapp K. W., & Fuller G. A., 2009, AJ, 137, 3494.
- Shirley Y. L., Mason B. S., Mangum J. G., Bolin D. E., Devlin M. J., Dicker S. R.,& Korngut P. M., 2011, AJ, 141, 39.
- Oya Y., Sakai N., Watanabe Y., Higuchi A. E., Hirota T., López-Sepulcre A., Sakai T., et al., 2017, ApJ, 837, 174.
- Oya Y., Sakai N., López-Sepulcre A., Watanabe Y., Ceccarelli C., Lefloch B., Favre C., et al., 2016, ApJ, 824, 88.
- Miura H., Yamamoto T., Nomura H., Nakamoto T., Tanaka K. K., Tanaka H., Nagasawa M., 2017, ApJ, 839, 47.
- Harsono D., Bjerkeli P., van der Wiel M. H. D., Ramsey J. P., Maud L. T., Kristensen L. E., & Jørgensen J. K., 2018, NatAs, 2, 646.

——index へ戻る

星惑9

星風衝撃波が駆動する原始惑星系円盤光蒸発モデルの 提案

大阪大学 理学研究科宇宙地球科学専攻 海野 真輝

星風衝撃波が駆動する原始惑星系円盤光蒸発モデルの提案

海野 真輝 (大阪大学大学院 理学研究科 宇宙進化グループ)

Abstract

原始惑星系円盤は惑星誕生の場であり、惑星形成の初期・境界条件となる。そのため、惑星形成論の完成 には円盤進化の理解が不可欠となる。過去の理論研究では、中心星は円盤進化に対して重力源または光源と して考えられていた。しかし、若い星は磁気的に活発であり、太陽よりも高い質量放出率を伴う星風が吹い ていると考えられ、そのエネルギーを円盤進化において無視することはできない。そこで我々は、遷移円盤 と呼ばれる円盤進化後期段階の円盤と今まで考慮されてこなかった星風の相互作用に注目した。その結果、 星風により円盤内縁に形成される衝撃波が円盤光蒸発を駆動する Extreme Ultraviolet(EUV)光源になり うることに気づいた。さらに、衝撃波後面の冷却過程やガス流構造をシミュレーションから求めることで、 これまで測定が極めて困難であった星風の質量放出率をも紫外線観測から推定することができる示唆が得ら れた。我々は、この星風という新しい視点から、前主系列段階にある円盤と星双方の進化過程を明らかにす ることを目指す。

1 導入

星形成の過程で中心星まわりに形成される降着円 盤を原始惑星系円盤と呼ぶ。円盤形成後、円盤のガ スは中心星の紫外光が駆動する光蒸発や磁気駆動円 盤風により数 Myr 程度で散逸すると考えられている (Alexander et al. 2014)。円盤は惑星誕生の場であ るため、惑星形成論の完成には円盤進化の理解が不 可欠である。一方、中心星は円盤にとって主要な重 力・エネルギー源であり内側境界を決める主要因で あるため、星が円盤に及ぼす主要な影響を把握仕切 ることが円盤・惑星形成の理解に重要である。しか し、過去の円盤進化に関する理論研究では、星風が 円盤にもたらす影響が十分に考慮されてこなかった。 若い星は磁気活動性が高く強い星風を出しているこ とが予想されるため (Cranmer et al. 2017)、星風 の影響を評価せずに円盤進化の全容解明は成し得な い。これまで考慮されてこなかった背景には、星風 の質量放出率といった基本的な量が理論・観測の両 面で十分制約できなかったことに起因する。そのた め、星が円盤に与える影響を解き明かすには、星風 自体の物理量を観測から制約する手法も同時に提案 する必要がある。

星風が円盤ガス散逸に与える影響を調べるため、 我々は遷移円盤と呼ばれる進化段階の円盤が、星風 にさらされている状況を考慮することにした。遷移 円盤とは、中心に 10-30 au の穴を持つガス散逸後期 段階にある円盤である(e.g. van der Marel et al. 2015)。

過去の多くの光蒸発研究では、星からの極端紫外 線(EUV)が主要な駆動源と考えられていた(e.g. Nakatani et al. 2018a, b)。しかし、EUVの観測は 星間減光吸収により極めて困難であり、EUV 放射の 放射源や到達領域については未解明な点が多い。

我々は、これまで考えられていなかった EUV 放射 源として、星風により円盤内縁につくられる衝撃波 (bow shock)を考えている(図1)。全ての太陽型 星は星表面の表面対流によるエネルギー注入によっ て、星風を周囲に放出していると期待されている。星 風は数 100-1000 km/s 程度の超音速流であることを 考慮すると、円盤内縁に衝突して衝撃波が形成され、 衝撃波後面の温度が数 10⁵ K 以上となれば、衝撃波 後面も EUV 光源となることに我々は気づいた。

T Tauri 型星の星風による質量損失率の推定値は $\dot{M}_{\rm wind} = 10^{-13} \sim 10^{-10} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Cranmer et al. 2017) であり、この値より星風の光度: $L_{\rm wind}$ を見積 もると、 $L_{\rm wind} \sim 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ となる。光蒸発を駆動 するのに用いられる典型的な EUV 光度は $L_{\rm EUV} \sim$ $10^{29} \text{ erg s}^{-1}$ (Alexander et al. 2006) であるため、 この 1-10% が衝撃波により EUV 放射へ変換されれ ば、bow shock 由来の光蒸発が重要になると考えら れる。特に衝撃波面の鉛直構造は円盤表面に対する EUV 放射範囲を決定する上で重要であり、前主系列 星からの EUV 放射が減衰しても長期間円盤の光蒸 発に貢献することが予想される。

我々はまず衝撃波の形状と後面の熱構造を調べる ために、遷移円盤が星風にさらされている状況を 2 次元軸対称磁気流体(MHD)シミュレーションで調 査した。



図 1: 星風による bow shock の形成と EUV 放射

2 方法

2.1 基礎方程式

本研究では公開磁気流体シミュレーションコード Athena++ (Stone et al. 2020)を用いて星風と遷移 円盤をモデル化する。基礎方程式は理想磁気流体方 程式を基本とし、衝撃波後面の熱構造をモデル化す るために光学的に薄いガスからの放射冷却も取り入 れる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\rho \boldsymbol{v}) = 0, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \boldsymbol{v}}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot \left[\rho \boldsymbol{v} \boldsymbol{v} + p_t \boldsymbol{I} - \frac{\boldsymbol{B} \boldsymbol{B}}{4\pi} \right] = \rho \boldsymbol{g}, \qquad (2)$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\boldsymbol{v}\boldsymbol{B} - \boldsymbol{B}\boldsymbol{v}) = \boldsymbol{0}, \qquad (3)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot \left[(e + p_t) \, \boldsymbol{I} - \frac{\boldsymbol{B}}{4\pi} \, (\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{B}) \right] = \rho \boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{g} - n^2 \Lambda, \tag{4}$$

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2}\rho |\mathbf{v}|^2 + \frac{|\mathbf{B}|^2}{8\pi},$$
 (5)

$$p_t = p + \frac{|\mathbf{B}|^2}{8\pi},\tag{6}$$

$$p = \frac{k_{\rm B} \rho T}{\mu m_{\rm H}}.$$
(7)

 $\rho, n, p, v, e, B, はそれぞれ、質量密度、個数密度、速$ $度、全エネルギー、磁場を表す。<math>g, \gamma = 5/3, \mu =$ $0.5, m_{\rm H}, \Lambda$ はそれぞれ、重力加速度、比熱比、平均分 子量、水素原子質量、放射冷却関数である。放射冷 却関数 Λ には Sutherland et al. 1993の放射冷却関 数を用いた。

2.2 初期条件

星風と遷移円盤モデルについて述べる(図2)。モ デルは2次元軸対称球座標系で構築した。計算領域は $r \in [1 \text{ au}, 100 \text{ au}], \theta \in [0, \pi]$ とした。計算格子には Static Mesh Refinement (SMR) 法を用いた。平衡状 態にある半径数 10 au の穴を持つ遷移円盤 ($R_{\text{disk}} =$ 100 au)を、中心星 ($M = M_{\odot}, R = 2R_{\odot}$)の周り に設定した。中心星からの星風は内側境界からのガ ス流入として近似し、内側境界: r = 1 au に星風 : $v_{\text{wind}} = 300 \text{ km s}^{-1}, T_{\text{wind}} = 10^5 \text{ K}, M_{\text{wind}} =$ $10^{-10} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ が定常的かつ等方的に吹き出す境界 条件を設定した。次に磁場の設定についてであるが、 計算コストを抑えるために円盤周辺が星風で満たさ れてから、0.1 mG (原始惑星系円盤の半径数 10 au での鉛直方向の磁場強度の上限値:Okuzumi et al. 2014)の鉛直方向を向く一様な磁場を与えた。

2.3 境界条件

内側境界では、密度、圧力、速度に対して星風を 模倣した流入境界を、磁場に関しては自由境界を設 定した。外側境界では全ての物理量に対して流出境 界を設定した。

3 結果

磁場ありモデルと磁場なしモデルに対して、定常
⁽⁴⁾ な衝撃波が形成された後の温度分布、密度分布と速



図 2: 初期条件と計算格子: 格子は 25 個ずつ間引い て表示している。

度ベクトル、圧力分布をそれぞれ図3に示す。温度 分布上には衝撃波をトレースするために、**▽**・v(黄 緑線)の大きな負値で示される強く圧縮されている 領域を重ねて表示している。磁場ありモデルに関し ては圧力分布上に磁力線(図3:ピンク線)も表示 している。

両モデルにおいて、衝撃波後面では運動エネルギー の熱化により後面の温度は 10⁵ K を超えることがわ かり、衝撃波後面からの EUV 放射が期待される。ま た、衝撃波は円盤内縁から上空へ形成したため、円 盤広範囲への EUV 放射も期待される。そこで、簡 単に衝撃波後面の EUV 光度の見積もりを行った。 $T > 10^5$ K の領域でプラズマが放射冷却をすると き、その放射のエネルギーは EUV が支配的であると 仮定する。放射冷却関数を用いて円盤内縁から上空 付近の EUV 光度を見積もると、どちらのモデルも $L_{\rm EUV} \sim 10^{29}$ erg s⁻¹ であった。これは光蒸発を駆 動するのに用いられる典型的な EUV 光度: $L_{\rm EUV} \sim$ 10^{29} erg s⁻¹ (Alexander et al. 2006) と同等の値で あり、星風衝撃波駆動の円盤光蒸発が期待できる。

また、両モデルの結果の異なる点は衝撃波後面の 熱構造にある。磁場なしモデルでは、衝撃波により 熱化した高温ガスが円盤後方を覆うように分布した。 一方で、磁場ありモデルでは熱化したガスの流れが 磁場により磁場方向へと転換されることで、円盤後 方の熱構造は初期の構造を維持することができると わかった。

4 まとめ

我々は、原始惑星系円盤の進化において、中心星 はその磁気活動性から単なる光源・重力源ではない と考えている。本研究では、その活動性に起因する 高い質量放出率を伴う星風が円盤進化にどのような 影響を与えるのかを MHD シミュレーションにより 調査した。その結果、星風が円盤内縁に衝撃波を形 成し、その後面の温度は 10⁵ K を超えるため EUV 光源になることがわかった。衝撃波は円盤内縁から 上空にかけて形成されたため、円盤広範囲への EUV 放射が可能であると考えられる。さらに、衝撃波後 面の EUV 光度は円盤光蒸発を駆動することができ る光度になりうるという見積もりが得られ、星風衝 撃波駆動の円盤光蒸発が期待される。

5 展望と観測へのアプローチ

今後はより定量的に衝撃波後面の EUV 光度を評価 するために、各種インオンからのスペクトル線情報 がまとめられている CHIANTI と呼ばれる原子デー タベース (Dere et al. 1997, Del Zanna et al. 2021) に基づいた、Chiantipy という Python モジュールを 用いた評価方法を計画している。そのためには、衝 撃波後面の厚み・熱構造をより正確に評価する必要 があるため、新たに Spitzer 熱伝導を考慮したモデル を用いたより高解像度の MHD シミュレーションも 計画している。

一方で、我々は遷移円盤内縁に形成される衝撃波 を観測することで、星風の質量放出率を見積もるこ とができると考えている。衝撃波が我々の視線方向 に対して垂直に形成されると、星のスペクトルは衝 撃波後面のガスの吸収を受け変調すると考えられる。 特に、星からの紫外光が衝撃波後面のガスに吸収さ れると考えられる。将来の紫外線観測によって、そ の吸収の深さやドップラーシフトを測定し、それら をシミュレーション結果と比較することで、若い星 の星風による質量損失率を見積もることができると 期待している。



図 3: 磁場ありモデル(上)と磁場なしモデル(下)の結果。左図: 温度分布に衝撃波: ∇·v(緑線)を重ね て表示。中図: 密度分布と速度ベクトル。右図: 圧力分布。磁場ありモデルには磁力線(ピンク線)も表示。

我々の、星風の観点から円盤進化に迫るという新 しいアプローチは、円盤進化のみならず若い星の理 解をも進める強みがあると期待している。

謝辞

本研究において、終始適切な助言を賜り、また熱 心に指導して下さった大阪大学宇宙進化グループ助 教の高棹真介氏に感謝いたします。

Reference

 Alexander et al., 2014, Protostars and Planets VI, 475

- [2] Alexander, R. D. et al., 2006, MNRAS, 369, 216
- [3] Cranmer, S. R et al,. 2017, SSRv, 212, 1345
- [4] Del Zanna, G., 2021, ApJ, 909, 38
- [5] Dere, K. P., 1997, A&AS, 125, 149
- [6] James M. Stone et al., 2020, ApJS, 249, 4
- [7] Nakatani, R et al., 2018a, ApJ, 857, 57
- [8] Nakatani, R et al., 2018b, ApJ, 865, 75
- [9] Okuzumi et al., 2014, ApJ, 785, 127
- [10] Sutherland, R. S. et al., 1993, ApJS, 88, 253
- [11]van der Marel N., et al. 2015, A&A, 579, A106

——index へ戻る

星惑10

原始惑星系円盤光蒸発の輻射流体計算:円盤ダストー ガス質量比依存性

東京大学 理学系研究科物理学専攻 駒木 彩乃

原始惑星系円盤光蒸発の輻射流体計算:円盤ダストーガス質量比依存性

駒木 彩乃 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

光蒸発などの円盤消失機構を通して原始惑星系円盤は数 Myr で消失すると考えられている。星形成領域での ミリ波観測から、年齢と共に円盤中のダスト質量が変化することが示唆されている (Mathews et al. 2012)。 より詳細な円盤進化を明らかにするためには各進化段階のダスト量における光蒸発過程の違いを考慮する必 要がある。二次元輻射流体計算をダスト-ガス質量比が 10⁻⁸-10⁻¹ の円盤に対して遂行し、ダスト量の光蒸発 への影響を解明した。その結果、ダストーガス質量比が 10⁻³ 以上の円盤表面では FUV 光電加熱が主な加熱 源となった一方、ダストーガス質量比が 10⁻³ 以下の円盤表面では H₂ pumping が主な加熱源となっていた。 円盤進化によってダスト量が変わることで加熱過程やそれに伴う質量損失も変化することを明らかにした。

1 Introduction

惑星系は原始惑星系円盤内部で形成されるため、惑 星形成の理解には原始惑星系円盤の進化を明らかにす る必要がある。太陽系近傍星形成領域の観測から原始 惑星系円盤の寿命は約 3-6 百万年で消失すると見積も られている (Haisch et al. 2001)。光蒸発は円盤消失 過程の一つとして挙げられる。光蒸発とは中心星また は近傍にある星から放出された 極端紫外線 (Extreme Ultraviolet; EUV; 13.6 eV < $h\nu$ <100 eV), 遠紫外線 (Far Ultraviolet; FUV; 6 eV < $h\nu$ <100 eV), 太線 (0.1 keV < $h\nu$ <10 keV) によって円盤物質が加熱さ れ、円盤から流れ出ていく現象である。

星形成領域でのミリ波観測から、年齢と共に円盤 中のダスト質量が変化することが示唆されている (Mathews et al. 2012)。Sellek et al. (2020)では mm サイズのダストが radial drift の影響を受け中心星方 向に移動しやすく、円盤進化とともに円盤表面のダス トーガス質量比が変わることが示唆されている。詳 細な円盤進化を解明するためには各進化段階のダス ト量における光蒸発過程の違いを考慮する必要があ る。観測によって多様な惑星が発見されていること から、様々な性質を持つ円盤の円盤進化を理論的に 明らかにするという点においても重要である。

Komaki et al. (2021) は円盤進化の中心星質量依 存性を明らかにするため、中心星質量をパラメータ とした光蒸発シミュレーションを行った。その結果、 FUV 光電加熱が主に円盤表面の加熱に寄与していて、 中心星質量による FUV 光度の違いが光蒸発率の中 心星質量依存性に寄与していることが明らかになっ た。FUV 光子はダスト光電効果を通してガス加熱に 寄与するのに対し、H₂ pumping は Lyman-Warner 光子 (11.2 keV< hν <13.6 keV) によって励起された H₂ 分子が脱励起の際に周りのガスを加熱する、ダス トに依らない反応過程である。ダスト量の変化とと もに円盤の加熱過程も変わると考えられる。そこで、 本研究では Komaki et al. (2021) に H₂ pumping を 加えダストーガス質量比をパラメータとしたシミュ レーションを遂行した。

2 Methods

ダストーガス質量比 $\mathcal{D} \ge 10^{-8} - 10^{-1} \odot 8$ 種類に 変化させて光蒸発シミュレーションを遂行した。円 盤の軸対称を仮定し 2 次元輻射流体計算を行った。 Nakatani et al. (2018, 2021); Komaki et al. (2021) に従い、流体の方程式、輻射輸送、非平衡化学を同 時に自己整合的に解いた。~1 Myr の系だと仮定し て中心星質量は $M_* = 1 M_{\odot}$ 、円盤質量は中心星質 量の 3% とした。FUV/EUV/X-ray 光度は Gorti & Hollenbach (2009) に従った。

HI, HII, H⁻, H₂, H₂⁺, HeI, CO, OI, CII, e⁻ の 10 種の化学種について化学進化を追い、蒸発している 円盤の温度分布、化学構造を明らかにした。加熱過 程として中心星からの FUV による光電加熱、EUV による水素原子の光電離に伴う加熱、X 線放射によ る各種電離に伴う加熱、H₂ 解離とH₂ pumpingによ る加熱を取り入れた。冷却過程としてダスト・ガス衝 突冷却、CII, OI, H₂, CO の輝線冷却、水素の Lya、 放射性再結合に伴う冷却を取り入れて輻射輸送を計 算した。H₂ pumping 過程の実装は Nakatani et al. (2021)に従った。

計算領域は $0.1r_{\rm g} \leq R \leq 20r_{\rm g}$ と設定した。 $r_{\rm g}$ と は重力半径のことで

$$r_{\rm g} = \frac{GM_*}{(10 {\rm km \, s^{-1}})^2} \simeq 8.87 \,{\rm au} \left(\frac{M_*}{1 \, {\rm M}_{\odot}}\right)$$

と定義される。 r_{g} はガスの運動エネルギーと中心星 によるポテンシャルが等しくなる点でこれより外側 のガスが重力ポテンシャルを振り切って流出すると 考えられる。Font et al. (2004)は流体計算を遂行し、 $0.4r_{g}$ から光蒸発が起きていることを明らかにした。 本研究では計算範囲を $0.1r_{g} \leq R$ と設定し、inner disk からの蒸発流を整合的に考慮する。

3 Results

図1に時間平均したシミュレーションのスナップ ショットを示す。H₂ pumping は主に H₂ 解離面付近 のガスを加熱していた。 $\mathcal{D} = 10^{-1}$ の場合には $N_{\text{H}_2} = 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ 、 $\mathcal{D} \leq 10^{-2}$ の場合には $N_{\text{H}_2} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ を満たす円盤表面から蒸発流が出ていた。

図2で円盤表面での加熱・冷却率を示す。 $\mathcal{D} \geq 10^{-3}$ ではFUV 光電加熱と H₂ cooling が円盤表面の主な加熱・冷却源となっていた。一方で $\mathcal{D} \leq 10^{-3}$ の場合には H₂ pumping 加熱と OI 輝線冷却が円盤表面の主な加熱・冷却源となっていた。ダスト量の変化とともに円盤加熱過程も変わることを明らかにした。

シミュレーション結果から質量損失率を計算した。

$$\dot{M} = \int_{S,\eta>0} \rho \boldsymbol{v} \cdot d\boldsymbol{S} \tag{1}$$

ここで ρ は密度、 $\boldsymbol{v} = (v_r, v_\theta, v_\phi)$ はガスの速度、 $d\boldsymbol{S}$ は微小面積を表す。r = 100 au での球面を通過した ガス質量を \dot{M} と考慮している。 η はエンタルピーで あり、

$$\eta = \frac{1}{2}v_p^2 + \frac{1}{2}v_{\phi}^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1}c_s^2 - \frac{GM_*}{r}$$

と書ける。ここで、 γ は比熱比、 c_s は音速、Gは万有 引力定数、rは中心星からの距離を表し、 v_p は $v_p = \sqrt{v_r^2 + v_\theta^2}$ で定義される。 $\eta > 0$ のガスはポテンシャ ルエネルギーより大きなエネルギーを持っていると 考えられる。そのため、 $\eta > 0$ のガスのみが光蒸発 によって流れ出すとして \dot{M} を計算した。その結果を 図3に示す。以下にそれぞれのDの場合でのシミュ レーション結果を示す。

 $\mathcal{D} = 10^{-1}$ の場合にはダスト量が多く FUV 光電加熱が効果的に円盤表面を加熱していた。ダスト量が多いと光学的厚みが大きくなるため、より密度の低い $N_{\rm H_2} = 10^{19} {\rm cm}^{-2}$ を満たす円盤表面で光蒸発が起きていて質量損失率は $\mathcal{D} = 10^{-2}$ の場合に比べて小さかった。 $\mathcal{D} = 10^{-3}$ の場合には FUV 光電加熱と H₂ pumping 両方が効果的に円盤表面を加熱していた。

 $\mathcal{D} \leq 10^{-4}$ の場合には H₂ pumping が効果的に円盤 表面を加熱していた。 \mathcal{D} を変化させても H₂ pumping の加熱率は変わらなかった。H₂ はダスト上でも形成 されるが、円盤表面付近では H₂⁺ と HI の衝突による 生成反応が主な形成過程だった。そのため \mathcal{D} を変化さ せても H₂ アバンダンスが変わらず、H₂ pumping の 加熱率やそれに伴う質量損失率も \mathcal{D} に依存していな かった。ダスト量を更に小さくした場合や primordial 円盤についても H₂ pumping によって質量損失が起 こりうると示唆される。特に $\mathcal{D} = 10^{-4}, 10^{-5}$ の場合 には inner disk で H₂ pumping が効果的に光蒸発を 起こし、その蒸発流によって光学的厚みが大きくな り $R < 1r_{\rm g}$ でしか光蒸発が起きていなかった。

D が小さくなるにつれて FUV 光電加熱による加 熱率も減少した。FUV 光電加熱は円盤部分を効率的 に加熱していた。円盤温度が高いことからスケール ハイトも高くなることで中心星からの光が当たりや すくなり、outer disk からの蒸発がメインだった。そ の一方で、H₂ pumping は H₂ 解離面付近のガスを加 熱し、H₂ 解離面が円盤表面近くにあるような inner disk で円盤を効率的に加熱していた。以上から、ダ スト量変化とともに円盤加熱過程が変わると、円盤 損失プロファイルも異なることを明らかにした。



図 1: $D = 10^{-2}$ でのシミュレーションのスナップショット。右側のカラーマップは密度構造、左側は温度構造を示して いる。右側の黄色い線は HII のアバンダンスが yHII = 0.5 に、ピンクの線は yH₂ = 0.25 になる位置に対応しており、 H 原子が主にどの化学種で存在しているかを表している。左側の青い線は温度の等高線を示している。矢印はガスの速 度を表し、黄色からオレンジ色にかけて速度が大きくなる。

4 Discussion

Dをパラメータとした光蒸発シミュレーションを 遂行し、円盤表面では H_2^+ とHIの衝突によって H_2 が生成され、H₂ pumping の加熱率は D に依らない ことを明らかにした。 H_2^+ は X 線放射によって H_2 がイオン化されることで生成される。X 線放射強度は 中心星質量に対して数桁のばらつきを持つことが観 測的に明らかになっている (Flaccomio et al. 2003)。 また、Kunitomo et al. (2021) は降着、光蒸発を考慮 した星・円盤進化計算を行い、星進化とともに X 線 放射強度が数桁減少することを明らかにした。本研 究では X 線光度変化の円盤進化への影響を明らかに するため $\mathcal{D} = 10^{-2}$ の場合について X 線光度を 10^1 , 10-1 倍にして光蒸発シミュレーションを再度遂行し た。その結果、X線強度が低い場合にはH2形成反 応の反応係数が小さくなり、H2 解離面が円盤近くに 移動した。円盤表面を一番加熱していたのは FUV 光 電加熱だったが、H₂ 解離面で効果的な H₂ pumping も近くの円盤表面も加熱していた。以上から、X 線 強度が低い場合にはより H₂ pumping による加熱率 が大きく質量損失に寄与すると考えられる。

5 Conclusion

各進化段階のダスト量における光蒸発過程の違い を考慮するため、二次元輻射流体計算をダスト-ガス 質量比が10⁻⁸-10⁻¹の円盤に対して遂行した。その 結果、ダスト-ガス質量比が10⁻³以上の円盤表面で はFUV光電加熱が主な加熱源となった一方、ダスト-ガス質量比が10⁻³以下の円盤表面ではH₂ pumping が主な加熱源となっていた。加熱過程の違いにより円 盤面密度損失率の分布が異なっていたことから円盤 進化によってダスト量が変わることで質量損失や円 盤損失プロファイルも変化することを明らかにした。

Reference

- Flaccomio, E., Damiani, F., Micela, G., Sciortino, S., Harnden, F. R., Jr., Murray, S. S. and Wolk, S. J., 2003, ApJ, 582, 398
- Font, A. S., McCarthy, I. G., Johnstone, D. and Ballantyne, D. R., 2004, ApJ, 607, 890
- Gorti, U. and Hollenbach, D., 2009, ApJ, 690, 1539
- Haisch, K. E., Jr., Lada, E. A. and Lada, C. J., 2001, ApJL, 553, 153
- Komaki, A., Nakatani, R. and Yoshida, N., 2021, ApJ, 910, 51

2021年度第51回天文・天体物理若手夏の学校



図 2: 円盤表面での加熱・冷却率を示す。加熱率は実線で、冷却率は点線で示している。FUV 光電加熱 (オレンジ色)、 H₂ 解離による加熱 (黄色)、H₂ pumping(茶色)、X 線加熱 (ピンク色)、ダストーガス衝突冷却 (紫色)、H₂ 輝線冷却 (水色)、OI 輝線冷却 (緑色) に対応している。



- Kunitomo, M., Ida, S. and Takeuchi, T., Panić, O., Miley, J. M. and Suzuki, T. K., 2021, ApJ, 909, 109
- Mathews, G. S., Williams, J. P., Ménard, F., Phillips, N., Duchêne, G. and Pinte, C., 2012, ApJ, 745, 23
- Nakatani, R., Hosokawa, T., Yoshida, N., Nomura, H. and Kuiper, R., 2018, ApJ, 865, 75
- Nakatani, R., Kobayashi, H., Kuiper, R., Nomura, H. and Aikawa, Y., 2021, ApJ, 915, 90
- Sellek, A. D., Booth, R. A. and Clarke, C. J., 2020, MNRAS, 498, 2845

図 3: 各 *D* での質量損失率。

——index へ戻る

星惑11

降着円盤の角運動量輸送に起因する不安定及び構造 形成

東京大学 理学系研究科天文学専攻 徳野 鷹人

降着円盤の角運動量輸送に起因する不安定及び構造形成

徳野 鷹人 (東京大学大学院 理学系研究科天文学専攻)

Abstract

ALMA 等による高解像度の観測によって原始惑星系円盤のリング状構造が確認されている。当構造は惑星 形成に大きく寄与していると考えられている為、形成機構が活発に研究されている。形成機構の一つとして 磁場を介する不安定性が提案されているが、先行研究による議論ではデカルト座標系を採用している為に磁 場による角運動量輸送と質量の降着が正しく議論されていない。当研究では角運動量輸送や降着を定義可能 な円柱座標系の下で不安定性の議論を行った。結果として角運動量輸送と降着、磁場構造による新たな不安 定性を示した。

1 Introduction

近年、ALMA 等による高解像度の観測 により、原 始惑星系円盤にはリング状の構造が普遍的に存在し ている事がわかってきた (e.g. ALMA Partnership 2014; Andrews et al. 2018)。また、数値実験でもリ ング状の構造が形成される事が確認されている (e.g. Suriano et al. 2019)。リング状の構造はダストを集 めて微惑星を成長させ、惑星形成を促進する事が数 値実験から示唆されている (Taki et al. 2021) 為、こ の構造形成の理解は惑星形成理論に不可欠と言える。

現在、リング状の構造形成メカニズムとして数多 くの説が挙げられている。その一つに、磁場と乱流 による不安定性を介した機構が Riols et al. (2019) で提案されている。しかし、この先行研究では、角 運動量の向きを定義できないデカルト座標系を採用 している為に磁場による角運動量輸送と質量の降着 を正しく扱えておらず、結果として正確な不安定性 の評価が出来ていない可能性がある。

上記を踏まえ、我々は双曲的な構造の磁場と速度 シアを持つ軸対称ガス円盤について角運動量輸送や 降着を定義可能な円柱座標系の下で理論的解析を行 い、不安定条件や成長率を導出することを現在試み ている。

当記事の構成は、2 章の Method にて先行研究の 理論的解析を踏まえて当研究の理論的解析の概要を 示す。3 章の Results で定性的な結果を示し、4 章の Discussion & Conclusion にてそれを考察する。

2 Method

2.1 Picture

先行研究 Riols et al. (2019) も我々の研究も、磁場と乱流を加味した軸対称ガス円盤の進化を考える という点では一致している。その為、計算する方程 式はガスについての連続の式、運動方程式と磁場の 誘導方程式の3種類のみである。

磁場と乱流により生じる具体的な効果として、(1) 非理想 MHD 効果による磁気散逸 (2) 粘性及び磁気 制動による角運動量の輸送 (3) 磁気駆動円盤風によ る質量損失 を考える。

2.2 Basic Equation

以下では円柱座標 (r, ϕ, z) で解析を行う。Kepler 角速度 Ω_K で回転する z 軸対称ガス円盤系を基準座 標系に取る。また、z = 0 平面が midplane と仮定し て円盤は厚み $2z_d$ 、つまり $-z_d \le z \ge z_d$ まで分布し ていると仮定して、z 方向に積分した方程式を解く。 上記の設定の下で、連続の式、r 方向の運動方程式, ϕ 方向の運動方程式 (=角運動量保存の式) は以下の様 になる。

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Sigma v_r \right) + \left[\rho v_z \right]_{-}^{+} = 0 \tag{1}$$
$$\frac{\partial (\Sigma v_r)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Sigma c_s^2 \alpha_{rr} \right) + \left[\rho c_s^2 \alpha_{rz} \right]_{-}^{+} - 2\Omega_K \Sigma v_\phi$$

$$= \frac{2v_{\phi}}{r} - \frac{\partial(\Sigma c_{s}^{*})}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} \frac{\langle B^{2} \rangle}{8\pi} - \frac{\langle D_{\phi} \rangle}{4\pi r}$$
(2)
$$\frac{\partial(r\Sigma v_{\phi})}{\partial r} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{2}{2\pi r} - \frac{2}{2\pi r} \right)$$

$$\frac{\partial (r\Sigma c_{\phi})}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \Sigma c_s^2 \alpha_{r\phi} \right) + \left[r\rho c_s^2 \alpha_{\phi z} \right]_{-}^{+} + \frac{\Omega_K}{2} r\Sigma v_r = 0$$
(3)

この時、 ρ は質量密度、 $\Sigma \equiv \int \rho dz$ は質量面密度 v_i は*i*方向の速度、*c*_sは音速、*B_i*は*i*方向の磁束密度 を表す。ただし、 $[\cdot]^+_{-}$ は z_d と $-z_d$ での差を表す。 α は Riols et al. (2019) で導入された無次元化された 応力 parameter で、

$$\rho c_s^2 \alpha_{ij} \equiv \rho v_i v_j - \frac{B_i B_j}{4\pi} \tag{4}$$

という定義で与えられる。特に、 $\alpha_{r\phi}$ は乱流粘性、 $\alpha_{\phi z}$ は磁気制動の効果による応力であることが知られて いる。また、上記に加えて磁場の誘導方程式から Bz に発展は以下の式で与えられる。

$$\frac{\partial \langle B_z \rangle}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left\langle v_z B_r - v_r B_z \right\rangle \right] = \\ \eta \left(\frac{\partial^2 \langle B_z \rangle}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \langle B_z \rangle}{\partial r} + \left[\frac{\partial B_z}{\partial z} \right]_{-}^{+} \right)$$
(5)

以降では式(1)-(4)に対し、いくつかの過程を踏ま えて線形解析を行った結果を紹介する。

3 Results

Previous Analysis 3.1

当セクションでは Riols et al. (2019) の解析を簡 単に紹介する。原始惑星系円盤を考え、上式(2)での α_{rr}, α_{rz} を無視する。 $r \to \infty$ の極限(局所的なデカ ルト座標を取ることに相当する)を取って解析する。

まず、定常状態の候補として以下の2パターンが 挙げられている。

(midplane) で対称な場合

Case.2 降着速度 v がなく、磁場 B が z = 0 平面 (midplane) で非対称な場合

この論文では、これまで着目されてなかった Case.2 の場合について考え、摂動を加えて安定性を吟味して いる。この時、磁気制動の効果 ($\alpha_{\phi z}$) に比べて粘性 応力の効果 $(\alpha_{r\phi})$ が支配的である時を考えている。 結果として、図 1.a のように

- Step.A 粘性応力によってガス塊から半径方向内側と 外側の両方向に輸送される。
- Step.B Mass Loss の効果はプラズマベータ $\beta \propto$ $\rho c_s^2/B_z^2$ に対し負のべきを持つ (Suzuki et al. $2009)_{\circ}$
- Step.C ガスが集積し Mass Loss が少ない高密度低 磁場の領域とガスが散逸し Mass Loss が多 い低密度高磁場の領域が交互に形成される。

という不安定性が理論的に指摘され、シミュレーショ ンによって確認された。

Our Analysis 3.2

当セクションでは我々の解析を簡単に紹介する。 我々は Riols et al. (2019) で言及された Case.1 の場 合について線形解析を行っている。

結果として、図 1.b のように対称な双曲型の磁場 によって生じる磁気制動が

- Step.A 磁気トルクや粘性応力によってガス塊から半 径方向内側のみに輸送(降着)される(角運 動量が外側に輸送される)。
- Step.B 上記の角運動量輸送はプラズマベータ $\beta \propto$ $\rho c_s^2 / B_z^2$ に対し負のべきを持つ (for $\alpha_{rz}; \alpha_{\phi z}$: Scepi et al. 2018; Bai 2013, respectively).
- Step.C 内側方向の降着が「渋滞」を起こすことに よって高密度低磁場の領域と低密度高磁場の 領域が形成される。

という不安定性が理論的に指摘された。条件を変 Case.1 降着速度 v があり、磁場 B が z = 0 平面 更することによる詳細な解析とシミュレーションに よる確認は現在実行中である。



図 1: Riols et al. (2019) (upper panel) と我々(lower panel) の解析の不安定性の概念図。前者は midplane で非対称な磁場を仮定しているが、後者は対称な磁場を仮定する代わりに降着速度を考慮している。

4 Discussion

まず、Riols et al. (2019) のモデルの問題点につい て考える。この論文ではシミュレーションによって 図 1.a のような z = 0 について非対称の磁場が形成 され、3.1 で議論したような不安定が生じうるという 事を指摘している。しかし、これは 3D shearing box simulation ではデカルト座標系を取っているために 角運動量が定義できないことによって生じていると 考えられる。実際の原始惑星系円盤では角運動量が 外側に輸送されることによってガス成分が内側へ降 着し、磁場はガス成分とともに進化することから、一 般的に z = 0 平面で対称となる双曲的な形状を持つ。 この点について、Riols et al. (2019) の仮定は正確な 不安定の評価が出来ていないと言える。

我々の行った解析は双曲型の磁場や円柱座標で議

論しているために上記の問題点を解決していると言 える。また、我々の提案した図 1.b であらわされる 降着速度を踏まえた描像は現在議論されている微惑 星形成研究の仮定と矛盾しない。Radial drift barrier と呼ばれるダスト成分が成長する前に降着してしま う問題は Taki et al. (2021)等で議論されているが、 一般的にガス成分が中心方向へ降着することを前提 に議論している。つまり、我々の指摘した不安定性 を円盤進化を踏まえたダスト成長シミュレーション に適用することが出来、これは微惑星の分布に制限 を加えうる可能性があると言える。 2021 年度 第51回 天文・天体物理若手夏の学校

5 Conclusion

ALMA 等で観測されている原始惑星系円盤のリン グ状構造は惑星形成理論において重要な問題である 事が報告されている一方、その形成メカニズムについ ては様々な説が奉公され、未だ決着がついていない。

磁場と乱流を介した形成メカニズムを提案した先 行研究 (Riols et al. 2019) は局所デカルト座標上、つ まり角運動量の向きが定義できない状況下での不安 定条件や成長率を議論しているが、この条件では角 運動量輸送とそれに伴う質量の降着の効果が正しく 評価されていないと考えられる。上記の先行研究の 欠点を改善する為に、角運動量輸送と質量の降着が 正攻法で扱える円柱座標系及び原始惑星系円盤でし ばしば観測される双曲的な磁場を採用した、説得力 が高く正確な解析を当研究では行っている。

角運動量輸送と降着は磁場が強ければ強いほど、 また密度が低ければ低いほど強くなる事が知られて いる (Scepi et al. 2018; Bai 2013)。これによりガス 降着が「渋滞」した結果として、高密度弱磁場の領 域と低密度強磁場の領域に分かれるような不安定性 が生じることを考案した。この不安定性は先行研究 によって考案された不安定とは異なる機構で、リン グ形成メカニズムの解明に大きく貢献する可能性が ある。

今後行うべきこととしては、我々の描像に基づい て形成されるリング構造の成長率とスケールを MHD シミュレーションや ALMA の観測結果との比較する 事が考えられる。

Reference

ALMA Partnership 2014, ApJL, 808, L3

Andrews, S. M., Huang, J., · · · & Ricci, L. 2018, ApJL, 869, L41

Bai, X. 2013, ApJ, 772, 96

- Riols, A., Lesur, G., & Menard, F. 2019, A&A, 625, A108
- Scepi, N., Lesur, G., Dubus, G., & Flock, M. 2018, A&A, 620, A49

- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 500, 33
- Suriano, S., Li, Z. Y., Krasnopolsky, R., & Shang, H., 2019, MNRAS, 484, 107
- Suzuki, T., & Inutsuka, S. 2009, ApJ, 691,L49
- Taki, T., Kuwabara, K., Kobayashi, H., Suzuki, T. 2021, ApJ, 909, id.75

——index へ戻る

星惑12

原始惑星系円盤における一酸化炭素同位体組成の測 定可能性

総合研究大学院大学 物理科学研究科天文科学専攻 吉田 有宏

原始惑星系円盤における一酸化炭素同位体組成の測定可能性

吉田 有宏 (総合研究大学院大学 物理科学研究科 天文科学専攻)

Abstract

分子雲から原始惑星系円盤、惑星系に至る物質の進化を考える上で、一酸化炭素分子 (CO)の同位体比は重 要な情報をもつ。例えば、原始惑星系円盤の¹²C¹⁶O/¹³C¹⁶Oの値からは炭素-酸素比を制限できる可能性が ある。本研究では、原始惑星系円盤における COの同位体比の測定手法を考案する。通常、COのメインの同 位体種である¹²C¹⁶O 輝線の線中心は光学的に厚いために、その柱密度を測定することは難しい。しかし、輝 線はガスの熱運動によって拡がりをもつために、そのすそは光学的に薄くなっている。したがって、すそを二 つ以上の同位体種の輝線に関して観測することができれば、同位体の柱密度比を測定することができる。TW Hya 周りの原始惑星系円盤を想定したところ、ALMA を用いた観測により5%の精度で¹²C¹⁶O/¹³C¹⁶O の 動径プロファイルが決定できることがわかった。

1 背景

惑星は原始惑星系円盤で誕生すると考えられてい る。実際、観測技術の発達により、いくつかの原始惑 星系円盤では惑星が今まさに形成されていることの 証拠が捉えられている (e.g., Andrews, 2020)。太陽 系の惑星もまた、原始太陽系円盤で形成されたはず である。ここで興味深いのは、現在の太陽系天体と 原始太陽系円盤の物質科学的関係である。太陽系物 質はどこで形成され、どのように進化してきたのだ ろうか。この謎を解くのにあたり強力なツールとな りうるのが同位体組成である。例えば、酸素同位体 (^{17,18}O)の分布は太陽系内で不均一であることが、隕 石や太陽風のサンプル分析により明らかになってい る (e.g., Tenner et al., 2018)。具体的には、始原的な 隕石内の物質では^{17,18}O/¹⁶Oが太陽組成より~25% 程度大きい。さらに、その増加率が¹⁷Oと¹⁸Oで同 じ値を示すこともわかっている(図1)。これは、酸 素が太陽系形成以前あるいは形成中に、質量に依存 しない同位体分別を受けたことを示唆している。具 体的なプロセスとしては太陽系母分子雲 (Yurimoto & Kuramoto, 2004) あるいは原始太陽系円盤 (Lyon & Young, 2005) での一酸化炭素分子 (CO) の同位体 選択的光解離が提案されている。

CO は分子雲の気相で水素分子に次いで多い物質 であり、メインの同位体種¹²C¹⁶O に対し、希少同位



図 1: 太陽系物質の酸素同位体存在度。 $R \equiv^{17,18}$ O/¹⁶Oとして、 $\delta^{17,18}$ O $\equiv [(R_{sample}/R_{VSMOW})-1] \times$ 1000を各軸にとって各サンプルをプロットしたもの。 VSMOW は地球の海水(ウィーン標準平均海水)を 表す。Acfer 094 は始原的隕石の名称。Tenner et al. (2018) より引用。

体種¹²C¹⁸O、¹²C¹⁷O がそれぞれ 70 分の 1、500 分 の 1 程度存在する。分子雲で CO を破壊するプロセ スとしては、特定の波長の紫外線による光解離があ る。分子雲表層では、¹²C¹⁶O は分子雲の外からの紫 外線を吸収し、光解離されてしまう。ところが、分 子雲内部では紫外線がもはや到達できずに、¹²C¹⁶O

は分子として存在することができる。一方、希少同 位体種の場合には、紫外線源に対して十分な光学的 厚みを稼ぐことができずに、比較的内部でも光解離 が起こる。すなわち、希少同位体が選択的に光解離 されるのである。かたや、分子雲内部では、気相中の 酸素原子を材料としてダスト表面反応により水氷が 生成される。このとき、気相中の酸素は希少同位体 に富んでいるから、生成される水氷もまた希少同位 体に富むことになる。この水氷が後に形成される惑 星系に引き継がれるのであれば、惑星系の固体物質 は希少同位体に富むと考えられる。一方、中心星や 固体物質が蒸発する領域では同位体組成はリセット されるので、分子雲の平均組成を示すと考えられる。 ほとんど同様のプロセスは原始惑星系円盤の表層で も起こりうる。中心星や外部の大質量星からの紫外 線により、表層の CO が同位体選択的光解離を受け 生成した酸素が乱流等によって低温な円盤中心面へ 輸送され、水氷が生成される可能性がある。これら のプロセスが実際に起きているかどうかは観測的に は未解決である。分子雲や原始惑星系円盤では、酸 素の主要な揮発性リザーバーは CO と水であり (e.g., Öberg & Bergin, 2020)、水氷が希少同位体に富む分、 CO は希少同位体に乏しくなると考えられる。した がって、これらの天体で CO の同位体組成を測定す ることが重要であり、隕石などの固体物質の分析と 相補的な役割を果たす。

別の話題として、同位体比の観測から原始惑星系 円盤の炭素-酸素比 (C/O)を制限できる可能性がある ことも示唆されている。円盤のガスの組成はそこで 形成される巨大ガス惑星の大気の組成に反映される と考えられるので、C/O の値を制限することには意 義がある。太陽組成では C/O は 0.6 程度であるが、 いくつかの原始惑星系円盤では 1 よりも大きいとい うことが観測的に示されている (Bergin et al., 2016; Miotello et al., 2019)。これは C₂H などの、C/O>1 の場合に生成される分子の検出により議論されてお り、C/O の具体的な値は調べられていない。同位体 に着目すると、C/O>1 の場合には ¹²C¹⁶O/¹³C¹⁶O にアノマリーが生じる。これは円盤表層近くでの、

$${}^{13}C^{+} + {}^{12}CO \rightleftharpoons {}^{12}C^{+} + {}^{13}CO + 35K,$$
 (1)

中層での、

1

$${}^{3}C + {}^{12}CN \rightleftharpoons {}^{12}C + {}^{13}CN + 31K,$$
 (2)

$$^{13}C + ^{12}C_2 \rightleftharpoons ^{12}C + C^{13}C + 26K$$
 (3)

といった、零点エネルギーの違いにより進む炭素同 位体の熱交換反応に起因するものである。図2には、 C/O= 5.0の場合について、TW Hya 周りの原始惑 星系円盤を想定した化学反応モデル計算 (c.f., Lee et al., 2021)の結果を示す。初期値として与えられ た $^{12}C^{16}O/^{13}C^{16}O= 67$ に対して、アノマリーが生 じていることがわかる。円盤が face-on の場合に観



図 2: C/O= 5.0 の場合の化学反応モデル計算の結 果。横軸は円盤中心からの半径、縦軸は赤道面から の高さを半径で割ったもの。

測可能である鉛直方向の柱密度比でも、半径方向に ~ 10 %程度の変動が期待される。したがって、円盤 の $^{12}C^{16}O/^{13}C^{16}O$ が~5%程度の精度で測定でき れば、そこから C/Oの具体的な値を制限できると考 えられる。

CO同位体組成の測定は、分子雲ではいくつかなさ れており、同位体選択的光解離を支持する結果が得ら れている (e.g., Shimajiri et al., 2014; Yamagishi et al., 2019)。しかし、原始惑星系円盤に対してはあま り研究がない。Smith et al. (2009) は、一方の円盤 がもう一方の中心星と同じ視線方向にあるような特 殊な連星系において、CO の吸収線を用いて同位体組 成の測定を行っている。その結果は同位体選択的光 解離を支持するが、この手法は他の円盤に応用する ことができず、また円盤内での同位体組成の空間分布 を論じることはできない。また、Zhang et al. (2017) ではうみへび座 TW 星周りの原始惑星系円盤におい て、¹²C¹⁸O, ¹³C¹⁸O の純回転輝線を観測し、モデル フィッテングによって円盤内側領域での¹²C/¹³C を 求めている。しかしながら、この結果は不定性が大 きく、またモデルに依存するものである。

本研究では、原始惑星系円盤の CO 同位体組成を モデル非依存に測定する手法を提案する。原始惑星 系円盤において CO 同位体組成の測定が難しいのは、 ¹²C¹⁶O 輝線の線中心が光学的に厚い (e.g., Andrews, 2020) ためである。光学的厚みは柱密度に比例し、光 学的に薄い場合には輝線強度は光学的厚みに比例す るが、光学的に厚くなると光学的厚みの情報を失い、 温度だけで決まる値になる。ところが、輝線はガス の熱運動によって拡がりをもつため、輝線のすそに は光学的に薄い部分が存在すると考えられる。した がって、すそを複数の同位体種について観測すれば、 個々の同位体種の絶対的な柱密度は不明でも、その 柱密度の比であれば制限できる。

2 検証手法

本手法による測定可能性を具体的に論じるために、 以下ではうみへび座 TW 星 (TW Hya) まわりの原 始惑星系円盤を想定する。これは地球にもっとも近 い (D~60 pc) 原始惑星系円盤で、もっともよく研究 されているものの一つである。ALMA によるダスト 連続波の観測ではダストのリング・ギャップ構造が 検出され (Andrews at al., 2016; Tsukagoshi et al., 2016)、数 au スケールのダストの濃集も発見されて いる (Tsukagoshi et al., 2019)。また、CO 輝線もよ く観測され (e.g., Schwartz et al., 2016; Zhang et al., 2017; Huang et al., 2018; Nomura et al., 2021)、光学 的に薄い C¹⁸O 輝線の観測からはガスのギャップ構 造も示唆されている (Nomura et al., 2021)。これら の観測事実より、惑星が形成されている最中の円盤 だと考えられている。さらに、C/O>1であることも 観測的に示唆されている (Bergin et al.,2016)。本手 法を適用するには、ビーム内でのガスの運動速度の 勾配が小さく、観測される放射が単一の視線速度をも つガスによるものとみなせる必要がある。TW Hya 円盤は、天球面からの傾斜角が 7°(Qi et al., 2004)

とほぼ face-on であり、また距離の近さゆえ実スケー ルでの空間分解能を高くできることから、条件を満 たす。

我々は TW Hya 円盤の炭素同位体を含む軸対称な 円盤モデル (Lee et al., 2021)を用いて輻射輸送計算 を行った。局所熱力学平衡を仮定して、ガスは円盤 の各点でケプラー回転しているとした。 $^{12}C^{16}O J =$ 3-2、 $^{13}C^{16}O J = 3-2$ 輝線に関して、視線方向 に 1 次元の輻射輸送方程式を積分して解を得た。こ の二つの輝線を選んだのは、ALMA で同時に観測す ることができる比較的明るい輝線であるからである。

3 結果・議論

輻射輸送計算により得られた、円盤中心から 50 au の長軸上での ${}^{12}C^{16}O J = 3 - 2$ のスペクトルを図 3 に示す。黒線が放射スペクトルを輝度温度で左軸に



図 3: 円盤中心から 50 au の位置の ¹²C¹⁶O *J* = 3-2 のスペクトル。ビームの畳み込みなし (黒)、0.3 秒 角のビームで畳み込んだ (緑) スペクトルを左軸に輝 度温度で表している。光学的厚み (赤) は右軸に対し てプロットしている。網掛けは光学的に薄い部分を 表す。

対して表し、赤線が光学的厚みを右軸に対して表し ている。すなわち、0.1km/s ほどの速度幅をもつ灰 色の網掛け部分が光学的に薄いことがわかる。また、 緑線は 0.3 秒角のビームでモデルをなましたスペク トルを表していて、黒線とほとんど変わらないこと がわかる。 次に、図4に同じ位置での¹³C¹⁶O *J* = 3-2のスペクトルを示す。¹³C¹⁶O *J* = 3-2の場合には、現実



図 4: 円盤中心から 50 au の位置の ¹³C¹⁶O *J* = 3-2 のスペクトル。0.3 秒角のビームで畳み込んだスペク トル (橙)、速度分解能 0.03km/s と熱ノイズを仮定し たときのスペクトル (棒グラフ)、ノイズありのスペ クトルにフィッティングしたガウシアン (青) を輝度 温度で表す。

的な観測時間で図3のすそを直接検出することは難し い。しかし、円盤外側 (R > 50au) では、¹³C¹⁶O J = 3-2は光学的に薄くなりつつある。光学的に薄い輝 線は、ガウシアンで近似することができるので、輝線 全体にガウシアンをフィッティングすることで、す その情報を取り出せる。図4の橙線が元のイメージ から取り出したスペクトル、青線が観測を模擬して ノイズを加えたものにガウシアンをフィッティング したものを表していて、実際、青線と橙線はほとん ど同じになっていることがわかる。

実際に同位体柱密度比を求めるには二つの同位体 種において灰色の領域(すそ)を観測し、比をとっ てから適当な係数をかければよい。その際、すその 励起温度は¹²C¹⁶Oの他の準位の輝線を観測するこ とで決定できる。

すその部分の情報を取り出すには 0.03 km/s 程度 の速度分解能があれば十分であり、0.3 秒角の角分 解能があれば円盤全域でビームの影響を受けない。 ALMA を用いた観測を想定すると、3.7 時間の積分 時間で、5 %の精度で¹²C¹⁶O/¹³C¹⁶Oの動径プロファ イルが決定できることがわかった。他の同位体種に ついては輝線強度が ¹³C¹⁶O よりも最低でも 1-10 倍 程度は暗いと予想されるため、感度の面から難しい と考えられる。しかし、¹²C¹⁸O については ¹³C¹⁶O の場合と同様の手法を用いて、ある程度の制限はつ けられる可能性がある。

4 結論

惑星が誕生する場所である原始惑星系円盤の炭素・酸素の同位体比は物質進化を考える上で重要な情報 をもつ。我々は、ALMA 望遠鏡を用いて 0.03 km/s の速度分解能、0.3 秒角の角分解能で、近傍の原始 惑星系円盤である TW Hya 円盤を観測することで、 ¹²C¹⁶O/¹³C¹⁶O の動径プロファイルを5%の精度で 決定できることを示した。また、他の同位体比につ いても制限できる可能性がある。今後は本手法を実 際の観測データに適用したい。

Reference

- Andrews et al. 2016, ApJL, 820, L40
- Andrews 2020, ARA&A, 58, 483
- Bergin et al. 2016, ApJ, 831, 101
- Huang et al. 2018, ApJ, 852, 122
- Lee et al. 2021, ApJ, 908, 82
- Lyon & Young 2005, Nat, 435, 317
- Miotello et al. 2019, A&A, 631, A69
- Nomura et al. 2021, ApJ, 914, 113
- Öberg & Bergin 2020, Phys. Rep., 893, 1
- Qi et al. 2004, ApJ, 616, L11
- Schwartz et al. 2016, ApJ, 823, 91
- Shimajiri et al. 2014, A&A, 564, A68
- Smith et al. 2009, ApJ, 701, 163
- Tenner, T. et al. 2018, Chondrules: Records of Protoplanetary Disk Processes, 196
- Tsukagoshi et al. 2016, ApJL, 829, L35
- Tsukagoshi et al. 2019, ApJL, 878, L8
- Yamagishi et al. 2019, ApJ, 875, 62
- Yurimoto & Kuramoto 2004, Sci, 305, 1763
- Zhang et al. 2017, Nat. Astron., 1, 0130

-----index へ戻る

星惑13

原始惑星系円盤における乱流とダスト成長

筑波大学 数理物質科学研究科物理学専攻 山本 昌平

原始惑星系円盤における乱流とダスト成長

山本 昌平 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科)

Abstract

原始惑星系円盤標準モデルにおいて、惑星の元となるサブミクロンサイズのダストは付着成長を繰り返しな がら微惑星へと成長したとされる。しかし、ダストはガスとの摩擦により最短 100 年で中心星に落下してし まう中心星落下問題、また原始惑星系円盤においてガスは乱流状態になっており、加速されたダストが衝突 した時、跳ね返りや破壊が起きてしまい、付着成長できないという問題がある。これらの惑星形成を阻む問 題を解決するメカニズムとして近年ストリーミング不安定が提唱されている。これは中心星への落下中のダ スト群において、先方のダストが風よけの役割をすることによって付着成長が急激に進められるというメカ ニズムだ。しかし、ストリーミング不安定が有効になるためには、ダストが cm サイズまで成長しているこ と、ダストガス比が数倍になっている必要であり、どのようにこの状態まで成長できるかまだよく分かって いない。Ishihara et al.(2018) では、ガスによる乱流を非圧縮のナヴィエストークス方程式をフーリエ・ス ペクトル法を用いて直接数値計算を行い、その中での粒子の動きを計算した。結果、粒子の相対速度分散が 想定より小さくなり、粒子の跳ね返り・破壊率は、cm サイズへの成長を可能にするほど小さくなった。さら に本研究では、ダストが中心星に落下していることを想定し、速度に非等方性がある状態でも同様にダスト の成長可能性が確かめられた。本公演では、従来の計算と直接数値計算によって得られた結果の違いやスト リーミング不安定を有効にできるのかについて議論する。

1 Introduction

太陽系の形成初期段階において、原始惑星系円盤 標準モデルによると、原始太陽の周りをガス(水素、 ヘリウム)、また惑星の元となるダスト(固体微粒 子)が回転しており、ダストはガスの中で付着成長 していき微惑星へと成長したとされる。しかし、サ ブミクロンサイズのダストから微惑星になるまでそ の成長を阻害する問題がある。ダストはケプラー速 度で中心星周りを周回しているのに対して、ガスは その差動回転により、サブケプラー速度で周回して いる。この速度差によりダストはガスからの抵抗を 受け、角運動量を失うことにより、中心星に落ちて いく。抵抗の大きさはダストの大きさによって変わ り、中心星から1AUの地点においては、ダストサイ ズが数十 cm から数 m のとき最も早く、約 100 年で 中心星に落下してしまう。つまり、ダストの落下時 間より早く、成長する必要がある。また、原始惑星 系円盤において、乱流が生じていることが分かって いるが、ダストは乱流によって加速され、限界速度 以上の速度で衝突したダストは、跳ね返りや破壊が 起きてしまい、付着成長することができない。極め て密度の低い、氷ダストの集合体を考えると、中心 星落下問題と衝突破壊問題を回避するように合体成 長することが可能だということが分かった。(Wada et al.2013) 一方密度の高いシリケイトダストの限界 速度は氷ダストに比べて一桁小さいので、これらの 問題を回避することができない。よって、地球のよ うな岩石惑星の誕生メカニズムはまだ解明されてい ない。

この障害を乗り越えるメカニズムとしてストリー ミング不安定が近年提唱されている。これはダスト 群が中心星に落下していく過程で風上風下の原理に より、ダストが急激に付着成長し、やがて重力不安 定につながることによって短期間で微惑星へと成長 できるというメカニズムだ。ただ、ストリーミング 不安定が有効になるには、ダストが数 cm サイズに 成長していること、ダスト・ガス比が数倍程度になっ ていることが必要である。

粒子の流体への追従度を表すストークス数(ストー クス数が大きいほど、粒子は流体から独立して動く) を用いて乱流渦でのダストの動きに注目すると、ス トークス数が大きくなるほど、ダストは乱流渦から 弾き飛ばされて、渦度の小さい領域に集中する。(乱 流クラスタリング)これまでの研究では直接数値計 算を行なっていなかったので、この乱流クラスタリ ング現象を考慮されていなかった。

そこでこれから紹介する先行研究と本研究では、 Navier-Stokes 方程式の直接数値計算を行い、乱流ク ラスタリングを考慮してダストの乱流中での動きを 調べた。

2 Methods of Calculation

原始惑星系円盤においてガス流は亜音速であり、岩 石惑星の形成領域は磁場の影響の小さいデッドゾー ンとなっているため、非圧縮の Navier-Stokes 方程式 を解くことによって流体(ガス)の運動を計算する。

$$\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} + (\boldsymbol{u} \cdot \nabla)\boldsymbol{u} = -\nabla p + \nu \nabla^2 \boldsymbol{u} + \boldsymbol{f} \qquad (1)$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{u} = 0 \tag{2}$$

ここで、*u*,*p*,*ν*はそれぞれ流体の速度、圧力、動粘 性係数、*f*は乱流を駆動させる外力を表す。フーリ エ・スペクトル法を用いて、波数空間で計算を行い、 4次のルンゲクッタ法により時間発展させている。本 研究では2π周期条件を用いており、定義域全体を0 出ない基底関数で定義できること、数値粘性を直接 計算できることが主なフーリエ・スペクトル法を使 用する利点である。

そして、十分発達した乱流場にランダムに粒子をば ら撒き、その動きを計算する。粒子の位置 X と速度 V を流体の速度 u を用いて以下のように計算する。

$$\frac{d\boldsymbol{X}}{dt} = \boldsymbol{V} \qquad \frac{d\boldsymbol{V}}{dt} = \frac{1}{\tau_p}(\boldsymbol{u} - \boldsymbol{V})$$
(3)

ここで *τ_p* は緩和時間(粒子が流体に馴染む時間)を 表している。また、流体の速度 *u* は 3 次スプライン 補間によって、より正しい統計を求めている。こち らも、 4 次のルンゲクッタ法により時間発展させて いる。

3 先行研究 Ishihara et al.(2018)

Ishihara et al.(2018) では、最大レイノルズ数 16100(格子点数 2048³ 個)の乱流場を作り、その 中で 512³ 個の粒子の動きを計算した。

図1は、最小渦より小さい一定の距離にある粒子の 相対速度を計算することによって、相対速度分散を 表している。従来の計算では相対速度分散はガウシ アン分布になるのに対して、直接数値計算した結果 では、stretched exponential 関数で fitting できる中 心に尖った分布関数となった。これは、乱流クラス タリングによって渦からはじき出された粒子が集積 することによって、相対速度が小さい粒子対の割合 が大きくなったためである。





また、粒子の相対速度分散とシリケイトダストの 限界速度を比較し、1回の衝突における粒子の跳ね 返り・破壊率を計算した。図2において左図は弱乱 流、右図は強乱流中における確率を表している。点 線は従来の相対速度分散がガウシアン型から成る場 合の確率であり、実線は直接数値計算から求められ た確率を表している。乱流クラスリングのため、跳 ね返り・破壊率がかなり小さくなっていることが分 かる。また、ストークス数は粒子の大きさと相関が あり、*St* = 0.01 ~ 0.1 がダストサイズ数 cm にあた る。f は粒子のストークス数比、つまり粒子の大きさ の比率を表しているが、同じ大きさの粒子の衝突で あれば、強乱流中でもダストが数 cm サイズまで成 長できる可能性があることが分かる。



図 2: 粒子の跳ね返り・破壊率 ($f = St_1/St_2$)

4 本研究について

本研究ではレイノルズ数 1000(格子点数 512³ 個)、 粒子数 256³ 個を用いて計算を行なった。

Ishihara et al.(2018) では十分発達した乱流場の 中に初期速度のない粒子をランダムに配置するとこ ろから計算が行われた。本研究では、実際にダスト が中心星に落下していることを想定し、同じ流体場 の中で一方向のみに初期速度を与えて計算を開始し た。初期速度の大きさは流体の速度に対する中心星 への落下速度の比より求めたので、乱流の強度によっ て様々な初期速度を与えている。

図3は初期速度で規格化した時の、初期速度を与 えた方向の速度変化を表している。Tは最大渦の周 期であり、中心星周りの周期にもおおよそ一致する。 左図は*St* = 0.0631、右図は*St* = 0.316 の粒子を2 通りの初期速度から開始した時の平均速度変化であ る。ストークス数が同じ時、初期速度によらず、ほ とんど同じ速度の減衰率を示している。ストークス 数で比較すると、ストークス数が大きいほど速度が 減衰するのに時間がかかることが分かった。そこで、 以降*St* = 0.316(右図)の粒子に注目して計算が行 われている。



図 3: 初期速度を与えた方向の平均速度変化

図4は初期速度が0での粒子の衝突数で規格化した時の初期速度の大きさによる粒子の衝突率の変化を表している。本研究では、3 T 経過後までの粒子

の衝突率を計算している。図4より、初期速度が小 さいところに注目すると、初期段階から十分高い衝 突率を得ており、初期速度が大きいところに注目し ても 3T/2 経過後には同等の衝突率になっているこ とが分かる。ここで、初期速度を最も大きく与えた 時の各方向の速度を比較すると、3T においても初期 速度を与えた方向の速度は他方向に比べて数倍程度 の速度の非等方性が残っていることが分かった。こ のことより、10 倍程度の速度の非等方性があっても、 衝突率に大きく影響しないことが分かった。本研究 では、衝突速度や衝突角度についての計算はできて いないが、衝突率という点においては、ダストは中 心星に落下しながらでも、ストリーミング不安定を 有効にする条件を満たすように付着成長できる可能 性があるということが分かった。



図 4: 初期速度による粒子の衝突率の変化

5 Summary

Ishihara et al.(2018)より乱流場中の粒子の動きを 直接数値計算することで、乱流クラスタリングが起 きることが分かった。その結果、相対速度分散が従来 想定されてきたガウシアン分布より小さな速度分散 を持つことが分かった。(図1)そのため、粒子の限 界速度以上でぶつかる粒子の割合が少なくなり、粒 子の跳ね返り・破壊率がかなり小さくなった。さら に、これまで強乱流中ではダストは成長できないと 思われていたが、同じ大きさのダスト同士がぶつか ることによって、cm サイズの粒子へと成長できる可 能性が見られた。(図2)この結果より、弱乱流中は もちろん、強乱流中においても、同じ大きさ同士のダ 2021 年度 第 51 回 天文・天体物理若手夏の学校

ストが寡占的に付着成長することのより、ストリー ミング不安定を有効にする条件を満たすまで成長可 能性があることが分かった。

本研究により、速度に大きな非等方性がある状態 の粒子においても、乱流中で比較的短時間で、速度 の非等方性がない場合と同等の粒子の衝突率まで追 いつくことが分かった。(図4)この結果により、ダ ストが角運動量を失い、中心星に落下しながらでも、 ストリーミング不安定に繋がり得るということが分 かった。

これらの研究では粒子の一回の衝突における変化 のみを求めたので、衝突後、粒子同士が付着して、段 階的に大きくなっていく過程を今後計算していく予 定である。

Acknowledgement

本研究を行うにあたり、多くのご指導を頂きまし た梅村雅之教授、石原卓教授に深く感謝いたします。

Reference

Ishihara et al.
2018, ApJ,854,81 $\,$

Johansen et al.2014, (Tucson, AZ: Univ. Arizona Press), 547

Adachi et al. 1976, PThPh, 56

Ishihara et al.2007, JFM,592, 335

Wada et al.2013, A&A,559,A62

Ormel, C. W. & Cuzzi, J. N. 2007, A&A,466,413

Youdin, A. N. & Goodman, J. 2005, ApJ,620,459

-----index へ戻る

星惑14

ダスト移流成長シミュレーションによる原始惑星系円 盤 HD 163296のダストリング形成機構の制限

総合研究大学院大学 物理科学研究科天文科学専攻 土井 聖明

ダスト移流成長シミュレーションに基づく原始惑星 系円盤 HD 163296 のダストリング形成機構の制限

土井 聖明(総合研究大学院大学物理科学研究科天文科学専攻)

Abstract

近年の観測により多くの原始惑星系円盤がダストリング構造を持つことが明らかとなったが、どのようにし てこのようなリングが形成されたのかは決着がついていない。本研究では原始惑星系円盤 HD 163296 に着 目し、この天体のダストリング形成機構を観測とシミュレーションの比較から制限する。この天体は二つの 明瞭なダストリングを持ち、観測に基づいてダストの動径分布、鉛直分布の両方が制限されている天体であ る。ここでは、1.惑星重力によるガスギャップ形成によるダストリング形成 (e.g., Zhu et al. 2012)、2. 揮 発性物質の昇華・凝結に伴うダスト破壊の促進によるリング形成 (Okuzumi et al. 2016)の二つのリング形 成機構を同時に考慮したダスト移流成長シミュレーションを行い、観測に基づくダスト分布と比較すること でこの天体のリング形成機構を制限する。

1 Introduction

惑星形成は原始惑星系円盤内でのダストの合体成 長から始まると考えられている。そのため、ダストの 空間分布やダスト成長環境の解明は惑星形成の解明に 必須である。近年の ALMA 望遠鏡によるミリ波観測 により、多くの原始惑星系円盤がダストリング構造を 持つことが明らかとなった (e.g., ALMA Partnership et al. 2015; Andrews et al. 2018)。これらのダスト リング部分ではダストが濃集しており、この中でダ スト成長が起こることで惑星が形成されると考えら れている (Whipple 1972)。

ダストリングの形成機構としては複数の機構が提 案されてきた。1. 惑星によるガスギャップの形成に 伴うダストトラップ (e.g., Lin & Papaloizou 1979) 2. 揮発性物質によるダスト焼結に伴うダスト衝突破 壊の促進 (Okuzumi et al. 2016) 3. ダスト-ガス相 互作用による永年重力不安定性 (e.g., Ward 2000; Takahashi & Inutsuka 2015) 4. dead zone 境界で のダスト集積 (e.g., Gressel et al. 2015) しかし、観 測されたリングの機構がどのようにして形成された のかは統一見解が得られていない。

本研究では原始惑星系円盤 HD 163296 (図1) に着 目し、この天体について観測されたリングがどのよ うに形成されたのかをシミュレーションに基づき解



図 1: HD 163296 の ALMA 観測画像 (Band 6)。

明する。この天体は ALMA 望遠鏡によるダストの高 分解能観測によりダストの動径分布が詳細に解明さ れており、67 au と 100 au に二つの明瞭なダストリ ングを持つことが明らかとなっている (Isella et al. 2016, 2018)。加えて、リング上での連続波強度の方 位角方向の変化から、リング位置でのダスト鉛直分 布が制限された (Doi & Kataoka 2021)。特に、ダス ト鉛直分布は 2 つのリングで大きく異なり、内側リ ングではガスと同程度に巻き上がっているのに対し て、外側リングではガスと比較して大きく沈殿して いることが明らかとなった。

ダスト鉛直分布はストークス数(St)と呼ばれるダス ト-ガスの結合の度合いと、ガス乱流強度 α(Shakura & Sunyaev 1973)に依存する (Youdin & Lithwick 2007)。したがって、リング間でダスト鉛直分布が大 きく異なるという結果は、リング間での物理状態が 異なるということを意味しており、また同一円盤内 の異なるリング間でリング形成機構自体が異なる可 能性を示唆している。

本研究では、ダスト動径・鉛直分布に着目し、観 測とシミュレーションを比較することでダストリン グの形成機構に制限をつけることを目標とした。本 研究ではリング形成機構のうち特に 1. 惑星によるガ スギャップの形成に伴うリング形成 2. ダスト焼結に 伴ったダスト衝突破壊の促進によるリング形成 の 2 つのダストリング形成機構に着目する。上記の両方 の機構を取り入れたシミュレーションを行い、観測 から制限された円盤構造と比較することで、ダスト リングの形成機構を観測に基づいて制限する。

2 Methods

本研究では、惑星による円盤への摂動とダスト成 長計算の両方を取り入れるため、以下の2ステップ に分けて計算を行う (Pinilla et al. 2012)。

- 1. 惑星の存在下での2次元流体計算
- 2.1 次元ダスト移流成長計算

まず、初期の円盤モデルとして α 降着円盤の自己 相似解を仮定する (Lynden-Bell & Pringle 1974)。観 測に基づいて、ここでは以下のような温度、面密度モ デルを設定する (Isella et al. 2016; Rab et al. 2020; Dullemond et al. 2020)。

$$T_{\rm mid} = 21.9 \left(\frac{r}{100 \text{ au}}\right)^{-0.5} \text{ K}$$
 (1)

$$\Sigma = 22.3 \left(\frac{r}{100 \text{ au}}\right)^{-1} \exp\left[-\left(\frac{r}{110 \text{ au}}\right)^{1}\right] \text{ g/cm}^{2}$$
(2)

滑らかな円盤に惑星を置いて FARGO3D(Benitez-Llambay & Masset 2018)を用いた流体計算を行う ことで、惑星によるガスギャップの影響を再現する。 次に、上記の計算により作成されたガス面密度を 固定した上で、ダスト移流成長計算を行う。ダスト移 流成長計算は非常に計算コストが高いため (Brauer et al. 2008)、上記の2次元計算を方位角方向に平均 化し、1次元での移流成長計算を行う。ダスト焼結は ダスト衝突破壊速度に影響を与えるため、上記の計 算の中で円盤温度に応じて衝突破壊速度を変化させ ることで、ダスト焼結によるダストリング形成を取 り入れる。

最後に、RADMC-3D(Dullemond et al. 2012)を 用いた輻射輸送シミュレーションを行うことで擬似 観測を行う。一連のシミュレーションの中で、惑星 の有無、衝突破壊速度の有無を切り替えて複数の計 算を行い、観測画像と比較することで、ダストリン グ形成機構の制限を行う。

3 Results

現在、FARGO3D を用いた流体計算のための計算 設定を行い、自己相似解を解くテスト計算を行なっ た。初期条件として、面密度 $\Sigma = 1/r \times \exp(-r)$ 、 $\alpha = 10^{-1}$ 、r = 1 でのアスペクト比を 0.05、flaring index を 0.25 として計算を行なった。また、境界条 件として、内縁と外縁の近傍で密度と速度を解析解 に緩和させた (Val-Borro et al. 2006)。



図 2: FARGO3D による粘性降着円盤の時間発展の テスト計算結果。

図2からわかるように、テスト計算では解析解を うまく再現している。この設定をもとに、滑らかな 円盤に惑星を加えた計算を行うことで、惑星により ギャップが形成された円盤を求める。

4 Future Perspective

ダスト鉛直分布の観点から、観測に基づくダスト 鉛直分布の制限 (Doi & Kataoka 2021) から、内側リ ングはダストが巻き上がっていることから小さいダ ストから構成されているのに対し、外側リングはダ ストが沈殿していることから大きいダストから構成 されていると考えられる。惑星によるガスギャップで は、大きいダストほど効果的にトラップされるため (Zhu et al. 2012)、外側リングではこの機構が働いて いることが推察される。一方で、ダスト焼結では破 壊により生成された小さいダストがリングを形成す ると考えられているため (Okuzumi et al. 2016)、内 側リングではダスト焼結が起こっていることが推察 される。

一方で、ダスト動径分布の観点からは、リングと ギャップでの輝度比が 10 倍程度の非常に深いギャッ プが観測されている (Isella et al. 2018)。惑星による ダストトラップでは、惑星の質量に依存して非常に 深いギャップが形成されることがあるが、ダスト焼結 のみではここまで深いギャップを形成するのは難し い。従って、両方のリングの内側で非常に深いギャッ プが観測されているということは、両方のリングが 惑星によるダストトラップによるものであるという ことを示唆している。

以上を合わせると、外側リングでは惑星によるダ ストトラップのみが働いているのに対して、内側リ ングでは惑星によるダストトラップとダスト焼結の 両方が働いている場合に、観測を再現することが期 待される。今後の研究ではこれらをシミュレーショ ンから検証する予定である。

Reference

- ALMA Partnership, Brogan, C. L., Pérez, L. M., et al. 2015, ApJL, 808, L3
- Andrews, S. M., Huang, J., Pérez, L. M., et al. 2018, ApJL, 869, L41
- Benitez-Llambay, P., & Masset, F. S. 2016, ApJS, 223, 11
- Brauer, F., Dullemond, C. P., & Henning, T. 2008, A&A, 480, 859

- de Val-Borro, M., Edgar, R. G., Artymowicz, P., et al. 2006, MNRAS, 370, 529
- Doi, K. & Kataoka, A. 2021, ApJ, 912, 164
- Dullemond, C. P., Juhasz, A., Pohl, A., et al. 2012, Astrophysics Source Code Library, ascl:1202.015
- Dullemond, C. P., Isella, A., Andrews, S. M., Skobleva, I., & Dzyurkevich, N. 2020, A&A, 633, A137
- Gressel, O., Turner, N. J., Nelson, R. P., & McNally, C. P. 2015, ApJ, 801, 84
- Isella, A., Guidi, G., Testi, L., et al. 2016, PhRvL, 117, 251101
- Isella, A., Huang, J., Andrews, S. M., et al. 2018, ApJL, 869, L49
- Lin, D. N. C., & Papaloizou, J. 1979, MNRAS, 186, 799
- Lynden-Bell, D., & Pringle, J. E. 1974, MNRAS, 168, 603
- Okuzumi, S., Momose, M., Sirono, S.-i., Kobayashi, H., & Tanaka, H. 2016, ApJ, 821, 82
- Pinilla, P., Benisty, M., & Birnstiel, T. 2012a, A&A, 545, A81
- Rab, C., Kamp, I., Dominik, C., et al. 2020, A&A, 642, 165
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 500, 33
- Takahashi, S. Z., & Inutsuka, S.-i. 2014, ApJ, 794, 55
- Ward, W. 2000, Origin of the Earth and Moon, Vol. 1 (Tucson, AZ: Arizona Univ. Press), 75
- Whipple, F. L. 1972, in From Plasma to Planet, ed. A. Elvius (New York: Wiley Interscience), 211
- Youdin, A. N., & Lithwick, Y. 2007, Icar, 192, 588
- Zhu, Z., Nelson, R. P., Dong, R., Espaillat, C., & Hartmann, L. 2012, ApJ, 755, 6
——index へ戻る

星惑15

3次元流体計算と小天体軌道計算による惑星への小天 体衝突率の導出

名古屋大学 理学研究科素粒子宇宙物理学専攻 岡村 達弥

3次元流体計算と小天体軌道計算による惑星への小天体衝突率の導出

岡村 達弥 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

近年の惑星形成理論では km サイズの微惑星に加えて、より小さい mm - cm サイズ粒子 (ペブル)の降着 による惑星形成が盛んに議論されている。これら固体小天体は原始惑星系円盤や惑星大気中をガス抵抗を受 けながら運動しており、この運動により惑星と小天体の衝突断面積が決まる。そのため惑星形成を議論する にあたり原始惑星系円盤ガス・惑星大気を考慮することが必要不可欠である。そこで本研究では、ペブルか ら微惑星まで幅広いサイズの小天体の惑星への衝突率を求めるために流体計算と小天体の軌道計算を行った。 本研究では、まず原始惑星重力により摂動を受けた原始惑星系円盤ガスの流れを3次元流体計算で求めた。 流体計算の結果、惑星の周りに閉じた流れができ、惑星は惑星大気を形成する。大気の外側の流れも惑星の 重力を受けた特徴的な構造になる。惑星の進行方向前後には馬蹄形流が形成される。次に、この流れ中の小 天体の軌道を数値積分により求めた。本研究では、mm - km にあたるサイズの小天体の軌道計算を行った。 軌道計算の結果をもとに、惑星への衝突率 P_{col}を求めた。その結果、m - km サイズの小天体は密度の大き い惑星大気から強く影響を受け、大気がない場合に比べ衝突率は大幅に上昇する。それよりもサイズの小さ な天体は原始惑星系円盤ガス流とよく結合しており惑星近傍を通過する時間と惑星に沈降する時間によって 衝突断面積は決まる。さらにサイズの小さな天体では馬蹄形流により衝突軌道が狭められる効果などが見ら れる。これらの効果を考慮して衝突率の新たな解析解を導出した。

1 Introduction

ここ10年、km サイズの微惑星に加えて mm - cm サイズの小さな固体 (ペブル) による惑星形成が議論 されている (e.g. Ormel & Klahr 2010; Lambrechts & Johansen 2012)。ペブルはサイズが小さくガスと よく結合しているためガスの流れの影響を受けなが ら原始惑星系円盤中を運動している。そのため、ペブ ルの惑星への衝突率は原始惑星系円盤の流れによっ て影響を受ける。一方、km サイズの微惑星はガス密 度の大きな惑星大気のガス抵抗により衝突率が大き くなることが知られている (Inaba & Ikoma 2003)。 惑星形成においてどのサイズのものがどれだけ降着 したかが重要であるが、ペブルから微惑星まで一貫 した惑星への衝突率はない。

近年の高解像度な流体シミュレーションにより、円 盤中に惑星が存在すると特徴的なガスの流れ場がで き、惑星周りには惑星大気ができることがわかって いる (Cimerman et al. 2017; Kurokawa & Tanigawa 2018)。このような流れ場によるペブルの衝突率へ の影響は調べられている (Kuwahara & Kurokawa 2020)。しかし、ペブルから微惑星まで幅広いサイズ の小天体の衝突率は調べられていない。

そこで本研究では円盤ガスの流れ及び惑星大気を考 慮した衝突率を求めるために、まず惑星重力による摂 動を受けた原始惑星系円盤ガスを3次元流体計算によ り解いた。次に流体計算で得た結果を用いてその中を 運動する小天体の軌道を解き、衝突率を求めた。さら に衝突率に対して解析的な解を与えた。本集録に記載 されていることは、Okamura & Kobayashi (2021) に 基づいている。詳細は Okamura & Kobayashi (2021) を参照されたい。

2 Methods

2.1 3次元流体計算

本研究では惑星と共に回転する座標系で原始惑星 系円盤ガスの局所流体計算を Athena++により行っ た (White et al. 2016; Stone et al. 2020)。計算資源 は国立天文台の CfCA カテゴリ XC-B に採択され、 星質量が1.2地球質量の結果である。

初期条件及び境界条件はガスの密度 (ρg) が円盤ミッ ドプレーンに対して垂直な分布を持つように、速度 間をケプラー角速度で規格化したストークス数 Sto (*v*_g)がケプラー回転していることを模して、

$$\rho_{\rm g} = \rho_0 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{z}{H}\right)^2\right] \tag{1}$$

$$\boldsymbol{v}_{\mathrm{g}} = -\frac{3}{2}\Omega \boldsymbol{x} \boldsymbol{e}_{\boldsymbol{y}} \tag{2}$$

とした。ここで ρ0 は円盤ミッドプレーンでの非摂動 密度、Η は円盤ガスのスケールハイト、Ω は惑星の 位置におけるケプラー角速度である。以下の連続の 式、オイラー方程式、エネルギー方程式の3つの基 礎方程式を解いている。

$$\frac{\partial \rho_{\rm g}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_{\rm g} \boldsymbol{v}_{\rm g}) = 0 \tag{3}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \boldsymbol{v}_{g} \cdot \nabla\right) \boldsymbol{v}_{g} = -\frac{\nabla p}{\rho_{g}} + (\boldsymbol{F}_{col} + \boldsymbol{F}_{tid} + \boldsymbol{F}_{p}) \quad (4)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot \left[(E+p)_{\rm g} \right] = \rho_{\rm g} \boldsymbol{v}_{\rm g} \cdot (\boldsymbol{F}_{\rm col} + \boldsymbol{F}_{\rm tid} + \boldsymbol{F}_{\rm p}) \quad (5)$$
$$-\frac{U(\rho_{\rm g}, T) - U(\rho_{\rm g}, T_0)}{\beta / \Omega}$$

ここでpはガスの圧力、 F_{col} , F_{fid} , F_{p} はそれぞれコ リオリカ、潮汐力、惑星重力、βは冷却の無次元タ イムスケール、 T, T_0 は流体の温度、背景温度、E,U は総エネルギー、内部エネルギーである。エネル ギー方程式中の最後の項は β 冷却モデルという円盤 冷却の項である。円盤の冷却を加味することで惑星周 りに閉じた流れができることが先行研究で知られて いるため本研究でも用いる (Kurokawa & Tanigawa 2018).

2.2軌道計算

次に、流体計算結果を用いて惑星と共に回転する 座標系で小天体の軌道計算を行った。解いている運 動方程式は以下のようになる (e.g. Visser & Ormel 2016).

$$\frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = \begin{pmatrix} 2\Omega v_y + 3\Omega^2 x \\ -2\Omega v_x \\ -\Omega^2 z \end{pmatrix} - \frac{\mathrm{G}M_{\mathrm{p}}}{r^3} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} + \frac{\boldsymbol{F}_{\mathrm{drag}}}{m_{\mathrm{p}}} \quad (6)$$

520 コアを用いた。また、本集録で載せる結果は惑 ここで、 $M_{\rm p}$ は惑星質量、 $m_{\rm p}$ は小天体質量、 $F_{\rm drag}$ は ガス抵抗力である。小天体のサイズによって、ガス抵 抗力の影響は変わる。本研究では、小天体の制動時 を用いて議論する。St₀は以下のように定義する。

$$St_{0} \equiv 4.5 \times 10^{-4} \left(\frac{\rho_{\rm p}}{1\,{\rm g\,cm^{-3}}}\right) \left(\frac{c_{\rm s}}{1\,{\rm km\,s^{-1}}}\right)^{-1} \left(\frac{r_{\rm p}}{1\,{\rm cm}}\right)^{2}$$
(7)

ここで、 $\rho_{\rm p}$ は小天体の密度、 $r_{\rm p}$ は小天体の半径、 $c_{\rm s}$ は 音速である。本研究ではSt₀ = 3.0×10⁻³ - 1.0×10¹³ の計算を行った。軌道計算の略図を図1に示す。



図 1: 軌道計算のセットアップ。

Results 3

3次元流体計算の結果 3.1

図2はz = 0でスライスしたミッドプレーンでの ガスの構造を表している。中心に惑星が存在してい る。惑星の進行方向前後には馬蹄形流、惑星の周り には閉じた流れ(大気)、惑星から離れたところで は初期条件、境界条件と同じ様なケプラーシアが流 れている。この流れ場を用いて小天体の軌道計算を 行った。



図 2: *z* = 0 でのスライス。色はガス密度、線はガス の流線、矢印はガスの速度の向きを表す。

3.2 軌道計算の結果

図3は軌道計算結果を示している。図3(a)は $St_0 = 1.0 \times 10^{13}$ の結果である。小天体のサイズが非常に大きいためガス抵抗の効かない場合とほとんど同じ結果である (Ida & Nakazawa 1989)。

次に図 3(b) は $St_0 = 1.0 \times 10^2$ の結果である。惑 星の近くを通過する小天体は惑星と衝突することが わかる。惑星の大気によるガス抵抗によって運動エ ネルギーが失われるためである。惑星の大気によっ て衝突が効率的になっていると言える。

最後に図 3(d) は $St_0 = 1.0 \times 10^{-2}$ の結果である。 惑星進行方向前後に存在する馬蹄形流やケプラーシ アによって流されてしまうことで惑星と衝突しにく くなっている。

4 Discussion

軌道計算結果から衝突率を求めた。図4は2次元の 衝突率 (P_{col})を表し、赤点は数値計算の結果、青線は 解析解を表す。 $St_0 > 1 \times 10^{12}$ ではガス抵抗がほとん ど効かないため、ガス抵抗がない場合の解に収束する (Ida & Nakazawa 1989)。 $1 \times 10^2 < St_0 < 1 \times 10^{12}$ では惑星大気にのガス抵抗によってエネルギーを失 い惑星へと衝突しやすくなっている (Inaba & Ikoma 2003)。 $St_0 < 1 \times 10^2$ では円盤ガスの流れによって小



図 3: 2次元での軌道計算結果。赤線は惑星と衝突し た軌道、青線は惑星と衝突しなかった軌道を表す。外 側の点線で書かれた円は惑星のヒル半径を表し、太 線で書かれた円はボンディ半径を表している。

天体が流され、惑星と衝突しにくくなっている (e.g. Popovas et al. 2018)。

これらの効果を、考慮して導出した解析解が青線で ある。数値計算結果とよくあっていることがわかる。

5 Conclusion

惑星と小天体の衝突率を求めるために、惑星重力 を考慮した3次元流体計算を行い原始惑星系円盤ガ スの流れ及び惑星大気を得た。次に流体計算結果を 用いて、小天体の軌道計算を行った。最後に小天体 軌道計算結果を用いて惑星への衝突率を求めた。そ の結果、惑星大気による衝突率の上昇、円盤ガスの



図 4: 赤点は数値計算結果、青線は導出した解析解を 表す。

流れによって衝突率が減少する効果が見られた。こ れらの効果を考慮して衝突率に解析解を与えた。導 出した解析解は数値計算結果とよく一致した。

Acknowledgement

本講演を行うにあたり、共同研究者である小林浩 助教をはじめ理論宇宙物理学研究室の皆様には多く の助言をいただき大変お世話になりました。また、変 則的な世の状況の中、このような研究発表の機会を 設けてくださった夏の学校事務局の皆様、そして星 惑分科会の座長団の皆様に感謝申し上げます。

Reference

Ida, S., & Nakazawa, K. 1989, A&A, 224, 303

- Inaba, S. & Ikoma, M. 2003, A&A, 410, 711
- Cimerman, N. P., Kuiper, R., & Ormel, C. W. 2017, MNRAS, 471, 4662
- Kurokawa, H., & Tanigawa, T. 2018, MNRAS, 479, 635
- Kuwahara, A., & Kurokawa, H. 2020, A&A, 633, A81
- Lambrechts, M., & Johansen, A. 2012, A&A, 544, A32
- Okamura, T., & Kobayashi, H. 2021, ApJ, 916, 109

Ormel, C. W., & Klahr, H. H. 2010, A&A, 520, A43

- Popovas, A., Nordlund, A., Ramsey, J. P., & Ormel, C. W. 2018, MNRAS, 479, 5136
- Stone, J. M., Tomida, K., White, C. J., & Felker, K. G. 2020, ApJS, 249, 4
- Visser, R. G., & Ormel, C. W. 2016, A&A, 586, A66
- White, C. J., Stone, J. M., & Gammie, C. F. 2016, ApJS, 225, 22

——index へ戻る

星惑16

地球への水輸送を目的とした微惑星の軌道進化シミュ レーション

名古屋大学 理学研究科素粒子宇宙物理学専攻 安田 郁斗

地球への水輸送を目的とした微惑星の軌道進化シミュレーション

安田 郁斗 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

地球は生命を育む水惑星であるが、海洋の水の質量は地球質量の 0.02%程度と水含有率は非常に低く、氷 を集積しない環境で地球が形成され、形成後に氷微惑星の衝突によって水が供給されたと考えられている。 同様にして、リュウグウを代表とする C 型小惑星は、その前駆体である氷微惑星が太陽系外縁から小惑星帯 に移住したと考えられている。木星のような巨大惑星による重力散乱で微惑星の軌道離心率が上昇し、微惑 星は地球と遭遇できるような軌道になる。一方、小惑星帯の小惑星は地球と遭遇するほど離心率が大きくな いので、原始惑星系円盤によるガス抵抗によって離心率が低下し、準安定的な軌道に落ち着く必要がある。 こうした微惑星の軌道進化つまり微惑星の輸送によって、太陽系のいくつかの未解明問題が理解できる可能 性があり、輸送過程を理解することは重要である。 そこで本研究では木星が形成し、ガスが残存している木 星形成直後の段階を仮定し、木星を模した惑星を 6 AU に配置した時の、周囲の微惑星の軌道進化をシミュ レーションによって計算し、輸送メカニズムの詳細を明らかにした。 重力散乱では初期の軌道で決まる保存 量(ヤコビ積分)に従って、離心率の上昇と低下が繰り返され、離心率が上下する時間に比べてガス抵抗が 効くとき、ガス抵抗によって離心率が低下し軌道が安定化することがわかった。木星形成直後を仮定すると、 微惑星の輸送によって微惑星が小惑星帯に定住することは容易に起こることがわかった。さらに地球への水 輸送に関しては、土星による重力散乱で離心率が上昇し、ガス密度が低下している土星形成直後の段階を考 えることで可能になるという示唆が得られ、先行研究と整合性のある結果となった。

1 Introduction

地球は生命を育む水惑星であるが、海洋の水の質 量は地球質量の0.02%程度で、地球内部に含まれる水 を考慮しても、地球の水含有率は非常に低い(Morbidelli et al. 2012)。つまり地球は氷を集積しない環 境で形成され、形成後に水が供給されたと考えるの が自然である。

リュウグウをはじめとする C 型小惑星を母天体に持 つと考えられる隕石の水素-重水素比 D/H 比が、地球 の D/H 比と一致する(Lécuyer et al. 1998; Alexander et al. 2012)ため、C 型小惑星の前駆体である氷 微惑星が地球に衝突し、水を提供した可能性が高い (e.g. Morbidelli et al. 2000; Raymond et al. 2004, 2005, 2006, 2007)。

木星のような巨大惑星による重力散乱で微惑星の 軌道離心率が上昇し、微惑星は地球と遭遇できるよ うな軌道になる。一方、小惑星帯の小惑星は地球と 遭遇するほど離心率が大きくないので、原始惑星系 円盤によるガス抵抗によって離心率が低下し、準安 定的な軌道に落ち着く必要がある(e.g. Walsh et al. 2011; Raymond & Izidoro 2017)。

Raymond & Izidoro (2017) では N 体軌道計算に よって、巨大惑星の成長とガス円盤によるガス抵抗 の効果で、太陽系外側で形成した微惑星が小惑星帯 に準安定な軌道を持ち、地球軌道にも到達し得るこ とが示された。

しかし、こうした微惑星の輸送において、何が微 惑星の軌道進化にとって重要なのかというメカニズ ムが明確化されていない。そこで本研究では、微惑 星が多く存在し、原始惑星系円盤が残存する木星形 成直後の段階における木星まわりの微惑星の軌道進 化をシミュレーションで計算することで、輸送のメ カニズムを調べる。さらに地球への水供給、微惑星 の小惑星帯への移住、太陽系外側への惑星形成材料 の供給の可能性について考える。

2 Methods

本研究では Raymond & Izidoro (2017) と同様に 微惑星をテスト粒子として扱い、原始惑星系円盤か らのガス抵抗を考慮した軌道計算を行った。座標系 は太陽を原点に固定した座標をとっており、3次元 で計算し、微惑星はテスト粒子近似をしているため、 制限三体問題となっている。

太陽を原点に固定した座標系では、微惑星は木星 と太陽からの重力とガス抵抗力を受けており、運動 方程式は次のようになる。

$$\ddot{\boldsymbol{r}} = -GM_{\odot}\frac{\boldsymbol{r}}{|\boldsymbol{r}|^{3}} - GM_{\mathrm{J}}\frac{\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_{\mathrm{J}}}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_{\mathrm{J}}|^{3}} - GM_{\mathrm{J}}\frac{\boldsymbol{r}_{\mathrm{J}}}{|\boldsymbol{r}_{\mathrm{J}}|^{3}} + \boldsymbol{F}_{\mathrm{drag}}$$
(1)

ここでrは微惑星の位置、 r_J 、 M_J はそれぞれ木星 の位置と質量である。 F_{drag} は単位質量あたりに働 くガス抵抗力を表し、

$$\boldsymbol{F}_{\rm drag} = -\frac{C_{\rm d}\pi d^2 \rho_{\rm g} v_{\rm rel} \boldsymbol{v}_{\rm rel}}{2m} \tag{2}$$

である(Adachi et al. 1976)。 $C_{\rm d}$ は抗力係数、 $v_{\rm rel}$ はガス円盤の回転速度に対する微惑星の相対速度、m、dはそれぞれ微惑星の質量と半径である。ガス密度 $\rho_{\rm g}$ は

$$\rho_{\rm g} = \frac{\Sigma_{\rm g}}{\sqrt{\pi}H} \exp\left(-\frac{z^2}{H^2}\right) \tag{3}$$

の表式 (Kobayashi 2015) を用い、ガス面密度 Σ_g と ガススケールハイト *H* は、赤道面上での太陽からの 距離 *R* を使って Raymond & Izidoro (2017) と同様 に $\Sigma_g = 4000(R/1 \text{ AU})^{-1} \text{ g cm}^{-2}$ 、*H* = 0.05*R* と した。微惑星は内部密度を 1.5 g/cc で固定し、サイ ズを *d* = 1、10、100、1000 km の 4 つの場合を計算 しており、サイズ依存性についても確認した。

式 (1) を 4 次エルミート法(Makino & Aarseth 1992)によって数値積分し、微惑星の軌道を計算した。 微惑星、木星ともに初期の軌道はほとんど円軌道に なるよう、軌道離心率が 0.01、軌道傾斜角が 0.01 rad 程度ついた軌道を与えた。木星は初期の軌道長半径 を 6 AU に固定し、微惑星の初期の軌道長半径は木 星のヒル半径 $r_{\rm Hill}$ を用いて (6-5 $r_{\rm Hill}$) AU から (6+ 5 $r_{\rm Hill}$) AU に分布させた。

3 Results

100 km サイズの微惑星の軌道進化を 100 kyr 追っ た時の、軌道長半径-離心率 (*a-e*) 空間での時間発展 を図1に示した。図1の黒の点は木星軌道を表し、そ



図 1: 100 km サイズの微惑星の軌道進化の様子

の他の点は微惑星の軌道を表している。また、各色 は初期の微惑星の軌道長半径で r_{Hill} 毎に色分けして おり、破線は近日点距離 a(1 - e) が地球軌道の軌道 長半径である 1 AU となる軌道を示している。灰色 の領域は小惑星帯を模しており、100 kyr の間に微惑 星が小惑星帯に移住することは容易であることがわ かる。一方で、地球軌道に到達するほど離心率の高 い軌道を持つ微惑星は 1 つも無く、今回のパラメー タでは困難であることがわかった。さらに、ガスが 外側では薄く、ガス抵抗による軌道の安定化が起き ないため、太陽系外側への微惑星供給も困難である ことがわかった。

微惑星の軌道はまず重力散乱で *a-e* 図上で V 字に 変化し、ガスがより濃い太陽系内側でガス抵抗が効 き、離心率を低下させる。特に1体1体の動きに着目 すると、V字上を行ったり来たりし、ガス抵抗が効く と徐々に離心率を低下させることがわかった。V 字の 線は円制限三体問題で得られる、ヤコビ積分と呼ばれ る保存量、より正確にはその近似形である Tisserand パラメータが一定となる線(ヤコビ線)に対応する。 つまり初期の軌道でヤコビ線がわかり、ガス抵抗が 効く特徴的なタイムスケールである制動時間を見積 もることで、微惑星の典型的な輸送過程が決まる。今 回のパラメータでは小惑星帯への移住が典型的な輸 送となった。

そこで、地球への水輸送を考えるために、ヤコビ 線とガス抵抗の制動時間が今回のものと異なる場合 を考えた。ヤコビ線を変えるものとして初期に離心 率が0.1 程度ついている場合を、制動時間が長い時と してガス密度が低い場合を仮定した。その結果の内、 100 kyr の間により内側で軌道が安定化した 100 km サイズの微惑星の軌道進化の結果を図 2 に示した。



図 2:100 km サイズの微惑星の a-e 図上の軌跡

図2は*a-e*図上での微惑星の軌道進化の軌跡をプロットしており、青の点は元の設定の、濃い青の点はガ ス密度が低い時の、緑の点は初期の離心率が高い場 合の微惑星の軌道進化を表している。破線は左から 地球軌道を通過する軌道、火星軌道を通過する軌道 を表し、赤の線はそれぞれの場合のヤコビ線を表し ている。どちらの場合においても元々の設定の時よ りも内側の軌道に安定化することがわかった。

土星形成直後の段階ではガスは時間と共に散逸し、 土星から重力散乱を受けることで離心率が上がった 状態で木星に近接遭遇することができるため、ここ で仮定したガス密度が小さい場合と初期の離心率が 高い場合は土星形成直後の段階に相当し、その段階 では地球への水輸送が可能になると示唆される。ま た、微惑星のサイズが大きいこととガス密度が小さ いことは、制動時間を長くする効果があり、微惑星 サイズによる軌道進化の違いはガス密度の変化によ る違いと同様になる。

4 Discussion

今回、最初に仮定した木星形成直後では、木星の 軌道はほとんど円軌道であり、 $M_{\odot} \gg M_{\rm J} \gg m$ が 成り立つため、円制限三体問題として扱えた。この 時、太陽-木星の回転座標系でヤコビ積分

$$E_{J} = \frac{1}{2} \left(\dot{x}^{2} + \dot{y}^{2} + \dot{z}^{2} \right) - \left(\frac{GM_{\odot}}{|\mathbf{r}|} + \frac{GM_{J}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{J}|} \right) - \mathbf{h} \cdot \mathbf{n}$$
(4)

が一定値となる。ここで h は微惑星の角運動量、n は木星の回転角速度である。微惑星が木星から十分 離れている時、軌道長半径 a、離心率 e、軌道傾斜角 *i*を用いて

$$E_J \approx \frac{1}{2a} - \sqrt{a(1-e^2)}\cos i \tag{5}$$

と表せて、これが一定となる線が図2の赤い線であ り、微惑星の軌道進化の初期段階は大体この線に沿っ て進化する。ヤコビ線に沿って進化している間(図 1の中央の図)、図3のように近日点または遠日点が 木星から強く重力を受けるような軌道となっており、 軌道が安定化せず、*a-e* 図上でヤコビ線に沿って行っ たり来たりを繰り返す。図3は図1の中央の図の横



図 3: t =10 kyr における 100 km サイズの微惑星の 近日点距離 (上)・遠日点距離 (下) と離心率の関係

軸を軌道長半径から近日点距離または遠日点距離に 書き換えた図である。

一方、ガス抵抗はケプラー回転速度 v_K を用いて、 **Reference** 制動時間 പ

$$\tau_0 = \frac{2m}{C_{\rm d}\pi d^2 \rho_{\rm g} v_{\rm K}} \tag{6}$$

で特徴付けられ (Adachi et al. 1976)、内側ほど短 い時間でガス抵抗が効くので、ヤコビ線に沿って内側 に微惑星の軌道が到達し、制動時間で離心率が低下 することで軌道の安定化が起こる。こうした過程に よって、木星形成直後であっても Walsh et al. (2011) や Raymond & Izidoro (2017) にあるような、微惑 星の小惑星帯への移住は容易に起こり得ることがわ かった。しかし、地球への水輸送を考えるためには 離心率の上昇とガス密度の低下が必要であり、土星 形成直後を考える必要がある。さらに、太陽系外側 へ微惑星を供給し惑星形成を促すなどは、ガス抵抗 が内側で効くために今回の仮定では起こり得ないの で、ガス円盤の進化等を考慮する必要がある。

5 Conclusion

巨大惑星形成後における微惑星の輸送過程で地球 への水供給、微惑星の小惑星帯への移住、木星より 外側に惑星形成の材料となる微惑星の提供を考える ために、微惑星の輸送メカニズムを理解する必要が あり、微惑星の軌道計算を行った。計算の結果、保存 量に従って離心率と軌道長半径が変化し続け、近日 点でガス抵抗がよく効き、100 km サイズの微惑星で は軌道が太陽系内側でのみ安定化することがわかっ た。特に木星形成直後では、重力で微惑星の軌道が 変化する時間とガス抵抗による制動時間で決まる微 惑星輸送は小惑星帯への移住が典型的であることが わかった。その結果、土星形成直後に地球への水輸 送が典型的になると期待される。

Acknowledgement

本講演を行うにあたり、共同研究者である小林浩 助教をはじめ、理論宇宙物理学研究室の皆様には多 くの助言を頂き、大変お世話になりました。この場 を借りて感謝申し上げます。

- Adachi, I., Hayashi, C., Nakazawa, K. 1976. Progress of Theoretical Physics 56, 1756-1771. doi:10.1143/PTP.56.1756
- Alexander, C. M. O., Bowden, R., Fogel, M. L., Howard, K. T., Herd, C. D. K., Nittler, L. R. 2012. Science 337, 721. doi:10.1126/science.1223474
- Kobayashi, H. 2015. Earth, Planets, and Space 67. doi:10.1186/s40623-015-0218-y
- Lécuyer, C., Gillet, P., Robert, F. 1998. Chemical Geology 145, 249-261. doi:10.1016/S0009-2541(97)00146-0
- Makino, J., Aarseth, S. J. 1992. Publications of the Astronomical Society of Japan 44, 141-151.
- Morbidelli, A. and 6 colleagues 2000. Meteoritics and Planetary Science 35, 1309-1320. doi:10.1111/j.1945-5100.2000.tb01518.x
- Morbidelli, A., Lunine, J. I., O'Brien, D. P., Raymond, S. N., Walsh, K. J. 2012. Annual Review of Earth and Planetary Sciences 40, 251-275. doi:10.1146/annurevearth-042711-105319
- Raymond, S. N., Quinn, T., Lunine, J. I. 2004. Icarus 168, 1-17. doi:10.1016/j.icarus.2003.11.019
- Raymond, S. N., Quinn, T., Lunine, J. I. 2005. The Astrophysical Journal 632, 670-676. doi:10.1086/433179
- Raymond, S. N., Quinn, T., Lunine, J. I. 2006. Icarus 183, 265-282. doi:10.1016/j.icarus.2006.03.011
- Raymond, S. N., Quinn, T., Lunine, J. I. 2007. Astrobiology 7, 66-84. doi:10.1089/ast.2006.06-0126
- Raymond, S. N., Izidoro, A. 2017. Icarus 297, 134-148. doi:10.1016/j.icarus.2017.06.030
- Walsh, K. J., Morbidelli, A., Raymond, S. N., O'Brien, D. P., Mandell, A. M. 2011. Nature 475, 206-209. doi:10.1038/nature10201

—index へ戻る

星惑17

原始惑星への小惑星衝突による蒸発についての理論的 研究

名古屋大学 理学研究科素粒子宇宙物理学専攻 宮山 隆志

原始惑星への小惑星衝突に伴う蒸発についての理論的研究

宮山 隆志 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

地球のような生命を育む惑星の表層環境の形成には大気の進化が重要である.惑星は,小天体の衝突によ り大気のはぎとりや衝突脱ガスによる大気の組成編成が起こるため,天体の衝突現象は惑星大気の進化を支 配する重要な現象である.本研究では,衝突にともなう脱ガス(蒸発)について調べる.衝突による蒸発量 は,衝突天体の運動エネルギーに比例して,増えることがられている(O'Keefe & Ahrens. 1982, Kraus et al.2011).そこで本研究では衝突シミュレーションを行うことで蒸発量と衝突速度の関係を求めた.その 結果衝突エネルギーが小さい時は先述の比例関係と比較して,蒸発量が著しく小さくなる.そして,衝突速 度が音速よりも小さい時はほとんど蒸発は起きない.つまり,蒸発が起こる臨界速度が存在するようである. シミュレーションの結果,衝突による衝撃波により被衝突天体の圧力が上がり,衝撃波通過後の断熱膨張に より密度が元の値に戻ったときに蒸発が起こることが示された.つまり,衝撃波が弱いときには蒸発が起こ らずに,臨界速度が求められる.この結果を解析的にも解釈を与えた.ランキン=ユゴニオの関係式で決まる 最大圧力は衝突速度から見積もることができる.また,断熱膨張により密度が元に戻ったときの内部エネル ギーに応じて蒸発量が決められる.その結果,蒸発量が減少するような衝突速度と蒸発が生じなくなる衝突 速度を解析的に求めることに成功した.

1 Introduction

生命の起源を考える上で、地球上で初めて生命が 誕生したとされる約 38 億年前の地球表層環境の理 解が重要である.この時期は多くの隕石がもたらさ れた天体重爆撃期が終了した時期とされており、天 体の衝突現象が生命誕生に必要な地球表層環境形成 に大きく寄与していると考えられている. 幾度もの 巨大衝突を経て成長した地球は、当時すでに原始惑 星系円盤由来の水素大気は散逸しつつあるため (e.g., Kuramoto et al.,2013), 降着の最終段階の大気の主 な構成要素は天体衝突に伴う脱ガスによって生じた ものである可能性が高いと考えられている. また初 期惑星大気の酸化還元状態は生命誕生に必要な有機 化合物の合成効率を支配していたことが知られてい るため (Miller,1953), 生命の起源を解明するために は天体衝突が初期の地球大気に与える影響を調べる ことが必要である.しかし、この時代は地質資料が 見つからない冥王代と重なっているため、表層環境 がどのようであったかを示す直接的な証拠を得るこ とは難しい. そのため冥王代の地球表層環境を解明 するには天体衝突によって地球表層環境にどのよう

な影響を与えるかを数値シミュレーションによって 理論的に調べることが有効である.

そこで本研究では多様な物質モデルが用意されて いる数値衝突計算コード iSALE-2D(e.g., Amsden et al., 1980; Ivanov et al., 1997; Wünnemann et al., 2006)を用いることで氷天体の衝突によって生じる 蒸発量と衝突速度の関係を求めた.これにより先行 研究 (O'Keefe & Ahrens. 1982, Kraus et al.2011) と同様に衝突エネルギーが大きい時は蒸発量は運動 エネルギーに比例して増えることがわかった.しか し衝突エネルギーが小さい場合先述の比例関係と比 較して著しく小さくなった.この結果に解析的に解 釈を与えた.その結果,蒸発量が減少するような衝 突速度と蒸発が生じなくなる衝突速度を解析的に求 めることに成功した.

2 Methods

ここでは本研究で用いた計算手法と,天体衝突に よって生じる衝撃波について説明する.以下では衝突 天体をインパクター, 被衝突天体をターゲットと呼ぶ. また, 本研究では科学利用に供するために公開されて いる数値衝突計算コードである iSALE-2D(e.g., Amsden et al., 1980; Ivanov et al., 1997; Wünnemann et al., 2006) を用いた.

2.1 状態方程式

本研究では状態方程式として Tillotson EOS(Tillotson 1962)を用いた.Tillotson EOS では物質の相図を以下のように表す.



図 1: Tillotson EOS による物質の相図

ここで ρ₀ は標準密度である.このように Tillotson EOS は物質を圧縮状態と膨張状態に分ける.このうち圧縮状態 (固体) は以下の解析表現をとる.

$$P = \left[a + \frac{b}{u/(u_0\eta^2) + 1}\right]\rho u + A\mu + B\mu^2 \qquad (1)$$

ここで*u*は比内部エネルギー, $\eta = \rho/\rho_0, \mu = \eta - 1$ である. *a*, *b*, *A*, *B*, ρ_0, u_0 は物質ごとに固有のパラメー ターである. 式 (1) の第 1 項は熱的な圧力を表し,第 2,第 3 項は非熱的な圧力を表す. また高エネルギー 極限 (*u* >> *u*₀) では理想気体の状態方程式 *P* ~ *apu* に漸近する.

2.2 ユゴニオ条件

ターゲット天体に対する衝撃波面前後のランキン= ユゴニオの関係式は以下のようにかける.

$$\rho_H(V_s - v_p) = \rho_0 V_s \tag{2}$$

$$P_H - P_0 = \rho_0 V s v_p \tag{3}$$

$$u_H - u_0 = \frac{1}{2}(P_H + P_0)(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_H}) \quad (4)$$

添字 0, H はそれぞれ衝撃波前面,後面の物理量を表 し, V_s は衝撃波速度, v_p は衝撃波後面の粒子速度で ある (ターゲット天体は初期に静止しているとした). これら 3 式と状態方程式 $P = P(\rho, u)$ を用いること で,未知変数 $V_s, v_p, P_H, \rho_H, u_H$ に対して方程式が 4 本であるので, $u = u(\rho)$ と書くことができる. この 関係を $\rho - u$ 平面上にプロットしたものがユゴニオ 曲線である (図 1 赤線). 衝撃波後面の状態は衝撃波 の速度に応じたユゴニオ曲線上の一点に不連続変化 する. また,本研究で導出した解析解についてはユ ゴニオ条件 3 式と状態方程式にインピーダンスマッ チング法 (Melosh,1989) を用いている.

2.3 計算セットアップ

本研究では H₂Oice 同士を衝突させた.初期条件は インパクターとターゲット共に標準密度 $\rho_0 = 9.1 \times 10^2 \text{kg/m}^3$,内部エネルギーは0とし,インパクター の衝突速度を 5~30km/s の範囲で変化させて蒸発量 を求める.また,ターゲットはインパクターに比べ 十分に大きいことを考えているため,境界条件は自 由境界 (outflow) としている.

3 Results

下図は衝突速度を 20km/s とした時のシミュレー ション結果である.



図 2: 衝突速度 20km/s の時の計算結果

上図から分かるように,超音速の衝突によって衝撃波が生じている.そして,衝撃波は時間経過につれ衝突直下点から離れるに従い減衰しながら伝搬していく.このような計算を衝突速度を5~30km/sの範囲で変化させた時の蒸発量と衝突速度の関係を以下に示す.

衝突速度が速い高速度での衝突による蒸発量はイン パクターの運動エネルギーつまり衝突速度の二乗に比 例して増えることが知られている (O'keefe & Ahrens ,1982).本研究の結果も衝突速度が 10km/s を超える ような高速度での衝突に対して速度の二乗に比例し ていることがわかる.しかし,10km/s以下の低速度 での衝突によって生じる蒸発は上記のスケーリング から大きくずれていることがわかる.



図 3: 衝突速度と蒸発量の関係

4 Discussion

4.1 衝撃波加熱による蒸発の物理

2.2 で述べたように衝撃波通過直後はユゴニオ条件 で決まる状態に不連続変化をするが、その後は熱力 学第一法則 $\frac{du}{d\rho} = \frac{P}{\rho^2}$ に従い断熱膨張をする.そのた め相図上では図1青線にあるような曲線上を連続的 に変化し、密度が小さくなっていき標準密度 ρ_0 を下 回ったときの内部エネルギーの値 ($u(\rho_0)$)によって相 転移が生じるかどうかが決まる.つまり蒸発が生じ るのは断熱膨張によって密度が ρ_0 を下回ったときで ある.断熱曲線は初期条件 (ユゴニオ曲線上の一点) を与えれば一意に決定できるので衝撃波の強さによっ て決まる衝撃波後面の状態さえ決まれば蒸発が生じ るかどうかの判定が可能である.

そのため衝突エネルギーが小さい弱い衝撃波となる と圧力が最も高くなる衝突直下点付近でも完全蒸発層 (*u* > *u*_{CV})に入らずに,部分蒸発層(*u*_{IV} < *u* < *u*_{CV}) にしか入らなくなる.さらに衝突エネルギーが小さ くなると部分蒸発層にも入らなくなり,蒸発が生じ なくなる.したがって 2.2 のユゴニオ条件を用いて 衝突直下点の圧力が完全蒸発層に届かなくなる衝突 速度を求めると,水氷の場合およそ 9.8km/s となり 図 3 から蒸発量が急激に減少する速度に一致してい ることがわかる.

5 Conclusion

本研究では天体衝突によって生じる蒸発量と衝突速 度の関係を求めるために数値衝突計算コード iSALE-2D を用いてシミュレーションを行なった. これによ り衝突エネルギーが大きい衝突の場合の蒸発量が運 動エネルギーに比例して増加し,急激に蒸発量が減 少する衝突速度が存在することがわかった. また蒸 発量が減少し運動エネルギーに比例しなくなる衝突 速度をユゴニオ条件から解析的に求めることに成功 した.

Acknowledgement

iSALE の開発者である Gareth Collins, Kai Wünnemann, Boris Ivanov, H. Jay Melosh, Dirk Elbeshausen, Tom Davison の各氏に感謝致します. また,本講演を行うにあたり,共同研究者である小林 浩助教をはじめ理論宇宙物理学研究室の皆様には多 くの助言をいただき,大変お世話になりました.こ のような研究発表の場を設けてくださった夏の学校 事務局の皆様に感謝申し上げます.

Reference

- Ahrens, T. J., & Okeefe, J. D. (1977), in Impact and Explosion Cratering: Planetary and Terrestrial Implications, ed. D. J. Roddy, R. O. Pepin, & R. B. Merrill, 639–656
- Amsden, A., Ruppel, H. & Hirt, C. (1980) SALE: A simplified ALE computer program for fluid flow at all speeds. Los Alamos National Laboratories Report, LA-8095:101P.
- Ivanov, B. A., Deniem, D. & Neukum, G. (1997) Implementation of dynamic strength models into 2-D hydrocodes: Application for atmospheric breakup and impact cratering. International Journal of Impact Engineering, 20, 411–430.
- Kraus, R. G., Senft, L. E., & Stewart, S. T. (2011), Icarus, 214, 724
- Kuramoto, K., Umemoto, T. & Ishiwatari, M. (2013) Ef- fective hydrodynamic hydrogen escape from an early Earth atmosphere inferred from high-accuracy nu- merical simulation. Earth and Planetary Science Let- ters, 375, 312–318.

- Melosh, H. J. (1989) Impact cratering: A Geologic Process. Oxford University Press, 245 pp.
- Miller, S. L. & Schlesinger, G. (1983) The atmosphere of the primitive Earth and the prebiotic synthesis of or- ganic compounds. Advances in Space Research, 3, 47–53.
- O'keefe,J.D. & Ahrens,T.J. (1982), J.Geophys. Res., 87, 6668
- Tillotson, E. (1962), Nature, 195, 763
- Wünnemann, K., Collins, G. S. & Melosh, H. J. (2006) A strain-based porosity model for use in hydrocode. simulations of impacts and implications for transient crater growth in porous targets. Icarus, 180, 514–527.

--index へ戻る

星惑18

すばる望遠鏡 Hyper Suprime-Cam を用いたメインベ ルト小惑星の観測とサイズ分布の測定

> 神戸大学 理学研究科惑星学専攻 前田 夏穂

すばる望遠鏡 Hyper Suprime-Cam を用いたメインベルト小惑星の観 測とサイズ分布の測定

前田 夏穂 (神戸大学大学院 理学研究科)

Abstract

火星軌道と木星軌道の間にある小惑星帯(通称:メインベルト)には、S型,C型をはじめとする様々なス ペクトル型を持つ小惑星が存在する.スペクトル型は表面組成等を反映すると考えられている.小惑星のサ イズ分布は、それらの継続的な衝突進化過程を強く反映すると考えられている.我々は、観測的手法を用い て、小惑星のスペクトル型の違いが、それらのサイズ分布に違いを生じ得るかどうかを調べた.まず、すばる 望遠鏡に搭載された広視野撮像カメラ Hyper Suprime-Cam を用いて、広域撮像観測を実施した.得られた 撮像データから、24.2 等級より明るい約 3500 個のメインベルト小惑星を検出し、それらの絶対等級と*g*-*r* カラーを測定した.さらに、各天体を*g*-*r*カラーに基づいて S型小惑星と C型小惑星に分類し、それぞれ のサイズ分布を得た.その結果、S型小惑星と C型小惑星のサイズ分布は、直径約 0.4 km - 5 km の範囲に おいてよく一致することがわかった.衝突破壊平衡を仮定すると、S型小惑星と C型小惑星のサイズ分布の 一致は、少なくともこのサイズ範囲において、小惑星の組成の違いは衝突破壊強度にほとんど影響しないこ とを示唆する.サイズ分布が一致したサイズ範囲は、小惑星の自転周期分布に見られるスピンバリアのサイ ズ範囲と整合的である.本研究の結果は、直径 0.4 km - 5 km の小惑星の大半がラブルパイル天体であると いう見解と矛盾しない.

1 Introduction

小惑星は微惑星の生き残りと考えられており、そ の組成の違いは、原始惑星系円盤内での形成場所に 起因すると考えられている.火星軌道と木星軌道の 間にある小惑星帯(通称:メインベルト)には、S型、 C型をはじめとする様々なスペクトル型を持つ小惑 星が存在する.S型小惑星は、小惑星探査機はやぶ さがイトカワから持ち帰ったサンプルの分析によっ て、岩石質な組成を持つ普通コンドライト隕石の母 天体であることが示された (Nakamura et al. 2011). また、C型小惑星は、その暗い反射率とスペクトル の形状から、炭素質コンドライト隕石の母天体であ ると考えられており、小惑星探査機はやぶさ2が昨 年リュウグウから持ち帰ったサンプルの分析結果に より、決着が付けられると期待される、このように、 小惑星のスペクトル型はその組成と対応すると考え られている.

メインベルトという狭い領域に多様なスペクトル 型を持つ小惑星が存在することは,異なる場所で形成 された小惑星が巨大惑星の重力等による散乱を受け, 軌道進化・混合を経験したことを示唆する (DeMeo & Carry 2014).よって,現在の小惑星のサイズや軌 道の分布とスペクトル型の関係を観測的に明らかに し,その進化過程を理解することは,微惑星形成期 から現在までの太陽系の進化過程を明らかにする重 要な手がかりとなる.

小惑星のサイズ分布を調べるには、測光観測により 多数の均質な小惑星サンプルを手に入れる必要があ る¹. これまでに、測光観測を用いた S 型っぽい小惑 星と C 型っぽい小惑星(以下それぞれ、S-like 小惑星、 C-like 小惑星と呼ぶ²)のサイズ分布調査を行った研 究はいくつかあるが、それらの結果は微妙に食い違っ ており、スペクトル型とサイズ分布の関係性はよくわ

¹分光観測では、各天体のスペクトルを測定できるが、観測対 象は十分明るい天体に限られる.さらに、多数の天体に対し分光 観測を行うことは難しい.サイズ分布の測定には、統計誤差を可 能な限り小さくするために、多数の小惑星サンプルが必要である. そのため、スペクトル型の異なる小惑星のサイズ分布の比較には、 測光観測が用いられる.

²測光観測で得たカラーを利用して小惑星を分類しており,厳 密なスペクトル型の分類はできていないため,本稿ではこのよう に呼んでいる.

かっていない. Ivezić et al.(2001) は, Sloan Digital Sky Survey (SDSS) によって得られた撮像データを 解析して得た,約 6,000 個の小惑星サンプルを用い て,S-like 小惑星と C-like 小惑星のサイズ分布を比 較した.その結果, $5 < D \leq 10 \text{ km}$ (D: 直径)の 範囲では両サイズ分布のべき指数は一致し,直径 3-5 km の範囲ではわずかに異なるという結果が得られ た.Yoshida & Nakamura (2007) は,すばる望遠鏡 Suprime-Cam による広域撮像観測を行い,約 1000 個のメインベルト小惑星を検出し,14.6 $\leq H \leq 20.2$ の範囲について,S-like 小惑星と C-like 小惑星のサ イズ分布を比較した.その結果, $0.3 \leq D \leq 1 \text{ km}$ において両サイズ分布は誤差の範囲で一致したが, D > 1 kmでは異なるという結果が得られた.

前述のように,正確なサイズ分布測定には,均質 かつ大きな統計サンプルが必要である.本研究では, すばる望遠鏡 Hyper Suprime-Cam による広視野撮 像観測で得たデータから,多数のメインベルト小惑星 を検出し,S-like小惑星とC-like小惑星のサイズ分布 の比較を行った.先行研究の Yoshida & Nakamura (2007)の約3倍の数の均質な小惑星サンプルを用い て,直径数 km 以下の小惑星について,スペクトル 型とサイズ分布の関係を調べ,小惑星の組成と衝突 進化過程の関係を明らかにすることを目的とする.

2 Observations & Analysis

2.1 観測

観測は、2015 年 1 月 26 日 (UT) に、ハワイ・マ ウナケア山頂にある口径 8.2 m のすばる望遠鏡に搭 載された、広視野撮像カメラ Hyper Suprime-Cam (HSC)を用いて行われた. HSC は 1 視野 1.5 度角 であり、本研究では 8 視野(約 14 平方度)の観測を 行った.小惑星のカラーを調べるために、gバンド (波長域:0.40 - 0.55 μ m), rバンド (波長域:0.55 -0.70 μ m)の2つのフィルターを用いた.また、小惑 星の自転による光度変化がカラーに及ぼす影響を小 さくするために、各バンド、各視野につき約 40 分間 隔で 5 回撮像を行った.露光時間は 200 秒である.

2.2 データ解析

hscpipe (HSC 専用の解析ソフトウェア)を用い て、観測で得た画像データの一時処理、位置・測光 較正,光源検出を行った.hscpipe が作成した光源リ ストから,移動天体の検出を行った.小惑星は,地 心距離に依存して見かけの移動速度が変化する.本 研究ではメインベルト小惑星に着目するため、見か けの黄経速度 $\dot{\lambda} > -48$ arcsec hr⁻¹, 黄緯速度 $|\dot{\beta}| <$ $-2.5\dot{\lambda} - 55$ arcsec hr⁻¹ という条件に基づいて、アル ゴリズムによりメインベルト小惑星候補を検出した. 検出したメインベルト小惑星候補すべてを目視確認 し,迷光や宇宙線に起因する誤検出を除去した.ま た, 各天体について, 各バンド5枚の画像の測光結 果を平均することで, gバンド, rバンドそれぞれの 見かけ等級を求めた.各天体について,見かけの移 動速度をもとに、軌道要素(軌道長半径 a と軌道傾 斜角 i)を推定した. さらに, 軌道要素に基づいて, 各天体の絶対等級を算出し, g, r バンドそれぞれの 絶対等級の差分から g – r カラーを求めた.

以上の解析により,3472個のメインベルト小惑星 の絶対等級,カラー,軌道要素を得た.

2.3 カラーによる S型と C型への分類

検出した各天体について, *g*-*r*カラーをもとに S 型小惑星と C 型小惑星への分類を行う. Introduction でも述べたように, スペクトル型の分類には, 十分な 波長分解が必要であるが, 本研究では *g*-*r*カラーし か得られていないため, 厳密な分類はできない. そこ で,本研究での基準に基づいて分類した小惑星を, 「S 型/C 型っぽい天体」という意味で, それぞれ S-like 小惑星, C-like 小惑星と呼ぶことにする.

S-like 小惑星, C-like 小惑星の分類基準には,スペクトル型が既知の天体カタログ 4th-release Sloan Digital Sky Survey Moving Object Catalog (SDSS-MOC4; Ivezić et al. 2010)を用いた. 既知天体カタログにおける S 型小惑星と C 型小惑星の g - rカラー分布に基づいて,g - r > 0.56を S-like 小惑星,g - r < 0.50を C-like 小惑星とした.

2.4 サンプル選定

検出限界に起因するバイアスを可能な限り除去す るために、検出効率をもとにサーベイ観測の検出限 界等級を設定した.検出効率とは、ある見かけ等級の 天体をどのくらい検出できるかを表す値である.本 研究では、検出効率は各 CCD、各 visit ごとに算出 し、約 90% の CCD, visit において検出効率が 50% 以上となる 24.2 等級を検出限界みかけ等級として設 定した.そして、限界日心距離を 3 au とし、日心距 離 3 au でのみかけ等級 24.2 等級に対応する絶対等 級 20.3 等級を限界絶対等級とし、それより明るい天 体をサイズ分布測定用サンプルとして選出した.



S型小惑星とC型小惑星は、反射率(アルベド)が 異なるため、同じサイズの場合、S型小惑星の方が明 るく、C型小惑星の方が暗く見える.そのため、両 者のサイズ分布を比較する際には、反射率の違いを 補正し、絶対等級を直径に変換する必要がある.本 研究では、赤外線天文衛星あかりによって求められ た、S型・C型小惑星それぞれの平均アルベド(Usui et al. 2013)を S-like 小惑星, C-like 小惑星それぞれ に適用し、各天体について、絶対等級から直径を算 出した.

S-like 小惑星と C-like 小惑星のサイズ分布を図1に 示す. 直径 0.4 km - 1.5 km の範囲において,両者の 形状は,誤差の範囲で一致している.また,両者の一 致度を定量的に調べるために Kolmogorov-Smirnov 検定を行ったところ,「直径 0.4 km - 4.7 km のサイズ 範囲において両分布が一致する」という帰無仮説は, 有意水準 20%で棄却されなかった.つまり, S-like と C-like のサイズ分布は,直径 0.4 km - 4.7 km にお いてよく似た形状をしていることがわかった.

4 Discussion

小惑星集団のサイズ分布は,その集団を構成する 小惑星の衝突破壊への応答に大きく支配される.あ



図 1: S-like 小惑星 (赤) と C-like 小惑星 (青) のサ イズ分布. 縦軸の累積個数は, 直径 0.4 km におけ る値で規格化している.

る小惑星集団が,衝突破壊平衡³にある場合,その集 団のサイズ分布は,衝突破壊強度*Q_D**のサイズ依存 性のべき指数によって第一義的に決まることが,解 析的に示されている (O'Brien & Greenberg 2003). 故に,直径 0.4 km - 4.7 km のメインベルト小惑星 が衝突破壊平衡にあると仮定すると⁴, S-like, C-like のサイズ分布の一致から,両者の衝突破壊強度のサ イズ依存性がよく似ていることが示唆される.一方 で,Introduction で述べたように,S型小惑星と C 型小惑星は,異なる組成を持つことが示唆されてい る.衝突破壊強度は組成・内部構造に依存する (Benz & Asphaug 1999; Jutzi et al.2019)が,サイズ分布 の一致から,このサイズ範囲の小惑星において,組 成は衝突破壊強度にほとんど影響しないことが示唆 される.

小惑星の自転周期分布では,直径 0.4 km - 20 km の小惑星の大半が,2.2 時間より遅い自転周期を持っ ている (Chang et al.2015). この自転周期は,自己重 力により弱く結合した天体が自転による遠心力で崩 壊する臨界の自転周期の値と一致することから,直

³あるサイズにおける破壊による質量損失と,より大きなサイズの天体が破壊されることによる質量増加がつりあう状態.

⁴O'Brien & Greenberg (2003) によって, この仮定は直径 10 km 以下の天体については概ね成り立つことが示されている. ただし, Yarkovsky 効果を考慮していない.

径 0.4 km - 20 km の小惑星の大半が, ラブルパイル 天体⁵であると考えられている.本研究の結果から示 唆された,直径 0.4 km - 4.7 km の小惑星において は組成は衝突破壊強度にほとんど影響しない,とい う仮説は,このサイズ範囲の小惑星の大半がラブル パイル天体であるという見解と矛盾しない.

5 Conclusion

本研究では、すばる望遠鏡 Hyper Suprime-Cam によって得た広域撮像観測データを用いて、多数の メインベルト小惑星を検出した.また、g-rカラー に基づいて、小惑星サンプルをS型小惑星っぽい「Slike 小惑星」とC型小惑星っぽい「C-like 小惑星」に 分類し、それぞれのサイズ分布を求め比較を行った.

その結果, S-like 小惑星と C-like 小惑星のサイズ 分布の形状は, 直径 0.4 km - 4.7 km においてよく 一致することがわかった. 衝突破壊平衡下にある小 惑星集団のサイズ分布の形状は, その衝突破壊強度 のサイズ依存性によって概ね決まることから, S型・ C型小惑星間の組成の違いは, 衝突破壊強度にはあ まり影響しないことが示唆される. これは, このサ イズ範囲の小惑星の大半がラブルパイル天体である という見解と矛盾しない.

Acknowledgement

本研究の遂行にあたり,指導してくださいました 神戸大学の大槻圭史教授,手法・結果についてご助 言・議論してくださいました,国立天文台ハワイ観測 所の寺居剛研究員,産業医科大学の吉田二美特任助 教に感謝申し上げます.また,解析手法の確立に多 大なる貢献をしてくださいました,神戸大学 OB で あり,現総合研究大学院大学所属の石原昂将様,神 戸大学 OB の出山拓門様に改めて感謝申し上げます.

Reference

Nakamura, T., Nogichi, T., Tanaka, M., et al. 2011, Science, 333, 1113-1116 DeMeo, F. E. & Carry, B. 2014, Nature, 505, 629-634

- Ivezić, Ž., S. Tabachnik, R. Rafikov, et al. 2001, AJ, 122, 2749
- Yoshida, F. & T. Nakamura 2007, Planet. & Space Sci., 55, 1113
- Ivezić, Ž., M. Juric, R.H. Lupton, et al. 2010, EAR-A-I0035-3-SDSSMOC-V3.0. NASA Planetary Data System.
- Usui, F., T. Kasuga, S. Hasegawa, et al. 2013, ApJ, 762, 56
- O'Brien, D. P. & Greenberg, R. 2003, Icarus, 164, 334-345
- Benz, W. & E. Asphaug 1999, Icarus, 142, 5
- Jutzi, M., P. Michel, & D. C. Richardsom 2019, Icarus, 317, 215
- Chang, C.-K., W.-H. Ip, H.-W. Lin, et al. 2015, ApJS, 219, 27

⁵衝突破片が自己重力で弱く集積した天体

-----index へ戻る

星惑19

エジェクタ堆積物の赤道リッジ形成への寄与

神戸大学 理学研究科惑星学専攻 池谷 蓮

エジェクタ堆積物の赤道リッジ形成への寄与

池谷 蓮 (神戸大学大学院 理学研究科)

で、一つ目は YORP 効果等により自転が加速された 結果、変形して形成したとするモデル (Scheeres et

al. 2019)、二つ目は母天体崩壊後の再集積時に形成

されたというモデル (Michel et al. 2018, 2019, 2020)

である。本研究では新しい三つ目のモデルとして、小

惑星の自転が速い時期に生じたエジェクタが赤道域

に集中して堆積することで、赤道リッジが形成される

というモデルを提案する。また、本研究では Ryugu

Abstract

小惑星 Ryugu はコマ型で、赤道リッジをもつ。似た形状を持つ小惑星はこれまでに複数発見されている。 本研究では、高速自転時にエジェクタ(クレーター放出物)が赤道域へ集中して堆積することで赤道リッジ が形成されるというモデルを提案し、エジェクタ分布を数値計算してその妥当性を検討した。クレーターは Ryugu のサイズ頻度分布 (Morota et al. 2020)を元に生成し、Ryugu を想定した球上でエジェクタ分布を計 算した。その結果、赤道リッジ形成には自転速度が 3 時間の期間が合計で、小惑星帯なら 128⁺⁴⁷₋₂₇ Myr、地 球近傍軌道なら 3100⁺⁴²⁰⁰₋₁₂₀₀ Myr 必要だということがわかった。km サイズの天体が衝突破壊されるまでの平 均寿命は数百 Myr とされるので、赤道リッジは小惑星帯で形成されたことが示唆される。小惑星帯におい ては形成に必要な時間が衝突破壊寿命より短いことから、赤道リッジ形成にエジェクタ堆積物が寄与してい る可能性は十分あると考える。

1 Introduction

小惑星 Ryugu のような、算盤の珠に似た形状は一 般にコマ型と呼ばれる。こういったコマ型の小惑星 は複数発見されており、赤道が尾根状に高まってい る特徴(以下,赤道リッジ)をもつ。NASAの探査 機 OSIRIS-REx の探査対象である小惑星 Bennu も コマ型をしていることが知られている。これまでに 考案されている赤道リッジの形成モデルは主に二つ



図 1: 各パラメータの図示。 v_{ej} はエジェクタ粒子の 射出速度、gは天体表面の重力、 R_c はクレーターの 見かけの半径、aはインパクターの半径、xはクレー ター中心からエジェクタ粒子の射出地点までの距離。 R_c は見かけの半径で、 n_2R_c がリム半径。 n_2 は定数 である。

2 Methods

を想定して計算を行なった。

エジェクタ分布の計算は Hirata et al. (2020)の手 法を参考にした。Ryuguの平均半径である448.2 mを 半径とする球をさまざまな速度で自転させ、表面にク レーターを作った。クレーターの直径は Ryugu にお けるクレーターサイズ頻度分布 (Morota et al. 2020) を元に決定し、その位置を球面一様乱数で決定した。 地球近傍軌道にある小惑星 (Near Earth Asteroid、 以下 NEA)を想定した場合にはべきを -2.70、小惑 星帯軌道にある小惑星 (Main Belt Asteroid、以下 MBA)の場合では -2.76 として計算した。クレー ターの体積を、クレーターを中心とした系で動径方 向と方位角方向に分割し、各体積素片をエジェクタ粒 子と見做してクレーター形成後の軌道進化を計算し



図 2: 複数のクレーターによるエジェクタ分布を調べるために、自転速度のみを変えて計算した結果の例。 直径 50 m から 300 m のクレーターが 50 個で計算している。サイズ頻度分布のべきは-2.70 を用いた。A, B は同じクレーター頻度分布で計算してるが、クレーターの大きさと位置は乱数で決めているため異なる 分布になっている。 T は自転速度を表し、T =7.627 h は現在の Ryugu の自転速度である。自転の効果を 比較できるように T=10000 h でも計算した。

た。動径方向には 1000、方位角方向には 360 分割し ω = 2π/(T × 3600) で表すことができる。G は万有 た。軌道進化は、Scheeres et al. (1996) を参考に、天 体中心を原点とした三次元極座標系での運動方程式

$$\ddot{r} + 2\mathbf{\Omega} imes \dot{r} + \mathbf{\Omega} imes \mathbf{\Omega} imes r = rac{GM}{|r|^3}r$$

を用いた。ここで、rは天体中心からエジェクタ粒子 までの距離、 Ω は $\Omega = (0,0,\omega)$ で与えられる角速度 ベクトルである。T時間で自転しているとき、ωは 引力定数で、M は Ryugu の質量である。本研究で は天体中心に Ryugu の質量をもつ質点をおいた。

Ryugu 上での衝突現象は固着力のない砂における 重力支配域でのそれに類似している (Arakawa et al. 2020)。従って、各エジェクタ粒子の初速を Housen & Holsapple (2011) の重力支配域におけるスケーリ ング則を用いて求めた。諸定数の値は Housen & Holsapple (2011) 中の乾燥した砂に対応する定数を用いた。各エジェクタ粒子は球表面に衝突した場所を堆積地点とし、簡単のために二次堆積は考慮していない。

3 Results

3.1 単一のクレーターの場合

はじめに、天体の自転速度、クレーターの緯度と 直径をそれぞれ変化させて単一のクレーターによる エジェクタ分布を調べた。自転速度が速くなると、エ ジェクタ分布は風に吹かれた様相になることがわかっ た(図2)。特に低緯度のクレーターは自転速度の影 響を受けやすく、高緯度になるにつれて自転速度の 影響は小さくなる。この傾向は図2からも確認でき る。自転速度3hに近づくほど、低緯度のクレーター から生じたエジェクタは赤道に沿って堆積した。こ の3hは、Ryuguと同じ質量をもつ半径448 mの球 の赤道上で遠心力と重力が釣り合う自転速度である。 また、エジェクタのうち80~90 %が脱出せずに堆積 した。

3.2 複数クレーターの場合

複数のクレーターによるエジェクタ分布の傾向を 調べるために直径 50 m から 300 m のクレーターが 50 個の時のエジェクタ分布を調べた(図 2,図 3)。 最大クレーター直径は、Ryugu上の最大クレーター 直径が 290 m であることを参考に 300 m とした。サ イズ頻度分布のべきは -2.70 を用いた。クレーター 分布はそのままで自転速度のみを変えた結果、自転 速度が速いほどエジェクタ堆積物が赤道域へ濃集す る様子が確認できた(図 2、図 3)。

次に、自転速度は 3.0 時間で一定とし、直径が 10 m から 300 m のクレーターで行った。MBA と NEA のクレーター年代 (Morota et al. 2020) でそれぞれ 3 Myr (MBA) と 100 Myr (NEA) に相当する個数 を生成し、どれくらいの高さのリッジが形成されう るかをそれぞれ 10 回計算した。また、赤道リッジの 高さは緯度 0° における堆積量を平均した値とする と、赤道リッジの形成率は MBA と NEA でそれぞれ 0.390±0.104 m/My、 $(1.63\pm0.945) \times 10^{-2}$ m/Myr

となった。赤道リッジの高さは、クレーター分布に よって大きく変わってしまうため誤差が大きくなっ ている。

4 Discussion

Ryugu の赤道半径は 502 m、そして平均半径は 448 m (Watanabe et al. 2019) なので、今回はこれらの 差である 50 m を赤道リッジの高さと考えた。先ほ



図 3: A、B は、図 2 の A、B と対応している。(A) 図 2A の経度 150°E から 154°E におけるエジェクタ 堆積量の平均。60°N 、70°N のピークはリム。(B) 図 2A の経度 150°E から 154°E におけるエジェクタ 堆積量の平均。60°N 、70°N、80°S のピークはリム。

ど求めた形成率から、50 m の赤道リッジが形成され るには、自転速度が 3 時間の期間が合計で小惑星帯 なら 128⁺⁴⁷/₋₂₀₇ Myr、地球近傍軌道なら 3100⁺⁴²⁰⁰/₋₁₂₀₀ Myr 必要だということがわかった。MBA のうち km サイ ズの天体が衝突破壊されるまでの平均寿命は 300~ 500 Myr (O'Brien & Greenberg 2005; Bottke et al. 1994) とされ、これは先ほど求めた 128 Myr より倍 以上長い。従って、赤道リッジがエジェクタ堆積物 によってできるのであれば、小惑星帯で形成される だろうことが示唆される。しかし、本研究ではあく までもクレーター形成に伴うエジェクタ堆積のみを 考慮した単純なモデルであり、赤道リッジの成長に 形成率の変化を考慮していない。そのため、赤道リッ ジの成長と他の形成モデルを複合した数値計算が俟 たれる。

Ryuguでは、赤道リッジに沿ってスペクトル的に青 い物質が帯状に存在することが知られている (Morota et al. 2020; Sugita et al. 2019)。クレーター内部が青 いクレーターのエジェクタ分布を Ryugu の形状モデ ルを考慮して計算した結果、高速自転時であれば低 緯度のクレーターから生じるエジェクタによって似 た分布が再現できた (Hirata & Ikeya 2021)。エジェ クタ堆積物によって青い物質の分布を説明しようと する試みは火星の衛星 Phobos においても行われて いる (Kikuchi 2021)。

Acknowledgement

本研究を行うにあたり、丁寧な指導をしていただ きました平田直之氏、クレーター頻度分布のデータ をくださった諸田智克氏、そして数値計算について ご助言をくださった末次竜氏にこの場を借りて深く 感謝申し上げます。また、このような研究発表の機 会を設けてくださった夏の学校事務局の皆様に感謝 申し上げます。

Reference

Arakawa, M., et al. 2020, Science

Bottke W.F., et al. 1994, Collisional lifetimes and impact statistics of near-earth asteroids.Hazards due to Comets and Asteroids.

Hirata, N., et al. 2020, Icarus

- Hirata, N., Ikeya, R. 2021, Icarus
- Housen, K.R., Holsapple, K.A., 2011, Icarus
- Ikeya, R., Hirata, N., 2021, Icarus
- Kikuchi, H., 2021, Icarus
- Michel, P., et al., 2018, American Geophysical Union, Fall Meeting, Abstract
- Michel, P., et al., 2019, lunar and planetary science conference. In: Lunar and Planetary Institute Contribution
- Michel, P., et al., 2020, Nat. Commun.
- Morota, T., et al. 2020, Science
- O'Brien, D.P., & Greenberg, R., 2005, Icarus
- Scheeres, D.J., et al. 1996, Icarus
- Scheeres, D.J., et al. 2019, Nat. Astron.
- Sugita, S., et al. 2019, Science
- Watanabe, S, et al. 2019, Science

-----index へ戻る

星惑20

月の熱進化に及ぼすマグマの生成・移動と放射性元 素輸送の影響

東京大学 総合文化研究科広域科学専攻 于 賢洋

月の熱進化に及ぼすマグマの生成・移動と放射性元素輸送の影響

于 賢洋*, 荷見 拓生**, 小河 正基*

(東京大学大学院総合文化研究科*,総務省**)

Abstract

重力異常や表面地形の観測から,月では初期の数億年間に数 km 程度の半径膨張が起き,海の火成活動の極大期を経たのち,収縮 が起きたことが示唆されている.このような月内部の熱史を理解するべく,本研究では従来の月内部の熱進化シミュレーションで考慮されていなかったマグマの生成・移動とそれに伴う放射性元素の移動を反映させた数値モデルを構築した.

その結果,深部マントルで放射性元素の崩壊熱によって生成されたマグマにより初期の数億年間膨張が起 こった.さらにマグマによる熱輸送と,深部マントルの放射性元素の欠乏の結果,月は冷却し,後期の収縮が 起こることがわかった.特に,半径が最も膨張した時期はマントル広域で最も溶融した時期でもあり,海の 火成活動極大期と一致している.また,初期条件として与える深部・中部マントルの温度があまりにも高い と,マグマの移動により放射性元素が最初の数千万年で地殻に濃集してしまい,マントル中の放射性元素が 枯渇することによって初期膨張が発生しないことがわかった.このことから,形成期の月内部温度は1450K から1600K程度であり,コア・マントル境界直上に放射性元素に濃集した領域があったと推定した.これは 月形成過程への制約となり得る.

1 Introduction

月の観測が進歩していくとともに、月の熱史の理解 も進んでいった (e.g. Watters et al., 2010; Andrews-Hanna et al., 2013). Gravity Recovery and Interior Laboratory (GRAIL) ミッションでの重力データに より, 月はその初期段階 (3.8Ga) において, 全球で 0.6 から 4.8km 程度膨張したとされている (Andrews-Hanna et al., 2013). また, Lunar Reconnaissance Orbiter Camera に基づいた画像解析によって、ロベー ト・スカープと呼ばれる衝上断層が全球で発見され ており、このことから、最近の 0.8Ga 以降にかけて、 収縮 (< 1km) が起こったと言われている (Watters et al., 2010). さらに、クレーター年代学に基づいた海 の火成活動変遷から、その火成活動極大期間はおおよ そ 3.6Ga 程度であることが知られている (Hiesinger et al., 2003). そのような月の進化過程を再現するに あたって従来の数値計算モデルで最も整合的なモデ ルは初期の月内部を低温 (< 1000K) にしたモデルで あった (Solomon and Chaiken, 1976). しかし、従来 の数値計算では溶融による膨張・収縮の効果を考慮 していない. そのため、月の熱進化(特に初期膨張)

を熱膨張・熱収縮のみで再現するには深部の温度が 少なくとも 1000K 以下とかなり低温でないといけな い.しかしながら,ジャイアント・インパクト説を 考えるとコア.マントル境界の温度は高温になると 期待される (e.g. Canup, 2004).

本研究ではこの問題を解決するべく,従来の熱拡 散の式にマグマの生成・移動の効果および放射性元 素の輸送を加えた一次元球対称モデルを作成し,月 の熱進化の解明を試みた.月はその大きさゆえ,マ ントル物質の力学特性の条件設定に応じてマントル 対流の有無もしくは程度が変化する(荷見,2021MS). ここでは,月でマントル対流が起こらないという条 件のもと,解析を行なった.

2 Model description

本研究において、マグマの速度は固相ー液相間の 密度差に駆動される浸透流として扱った.以下の式 は Kameyama et al.(1996) および Ogawa (2018) を 参考にしている.連続の式は液相の体積分率 ϕ を用 いて以下のように表すことができる.

$$\nabla \cdot \boldsymbol{U} = -\nabla \cdot [\phi(\boldsymbol{u} - \boldsymbol{U})] \tag{1}$$

ここで, u はマグマの速度, U はマトリックスの 速度である.マグマとマトリックスの相対的な速度 は、マグマと共存するマトリックスの密度差によっ て以下のように書き表すことができる.

$$\boldsymbol{u} - \boldsymbol{U} = -\frac{m}{\eta\phi}\rho_0(\frac{\Delta V_l}{V_0})\boldsymbol{g}$$
(2)

 $m = m_0 (\phi/\phi_0)^3$ は浸透率であり、 m_0 は浸透率定数 (McKenzie, 1984), ϕ_0 は液相の体積分率定数であ る. 液相の体積分率はその値が 0.4 を超えたとして も閾値として 0.4 を与えるものとする (Ogawa and Yanagisawa 2011). η はマグマの粘性率であり, ρ_0 は密度定数, g は重力加速度である. $\Delta V_l/V_0$ は液 相ー固相間のモル体積差をモル体積の定数で規格化 したものであり、深さzに依存して以下のような値 を取る. . . .

$$\frac{\Delta V_l}{V_0} = D_0 + D_1 / [1 + z/\varsigma]^2 \tag{3}$$

ここで、 D_0, D_1, ς は定数であり、以下の溶融温度曲 線の式と Katz et al. (2003)の溶融温度曲線を一致 させるような値を取っている (表 1). 溶融温度曲線 T_{melt} は表面温度 T_{sf} (Katz et al., 2003) を用いて

$$T_{melt} = T_{sf}(1+G) \tag{4}$$

ここで,

$$G = \frac{1}{\rho_0 \Delta h} \int_0^P \frac{\Delta V_l}{V_0} dP \tag{5}$$

であり、 $P = \rho_0 qz$ は静水圧、 Δh は溶融における潜 熱である.マグマの移動はメルトによる潜熱の輸送 として計算することができる (Ogawa 2018). これを エンタルピー $h = CpT + \Delta h\phi(1+G)$ の時間変化に よるエネルギー方程式によって記述すると以下のよ うな式になる.

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_0 h)}{\partial t} &+ \nabla \cdot (\boldsymbol{U}\rho_0 h) = \\ &- \nabla \cdot [\rho_0 h_l \phi(\boldsymbol{u} - \boldsymbol{U})] - \frac{\Delta V_l}{V_0} \rho_0 \boldsymbol{g} \phi \boldsymbol{u} \\ &+ \nabla \cdot [\kappa_{edd} \nabla(\rho_0 h)] + k \nabla^2 T + \rho_0 H(6) \end{aligned}$$

Cpは比熱容量, $\kappa_{edd} = s_t \phi^3$ は渦熱拡散率であり, s_t は $\kappa_{edd} = 10\kappa$ (*if* $\phi \ge 0.4$) となるように与えて マオーシャンが固化した状態としており,深部,およ

いる. κ, k はそれぞれ熱拡散率,熱伝導率である. h_l は全溶融している ($\phi = 1$) 場合のエンタルピー値で ある. なお, 表面温度 T_sは 270K に固定している.

H は放射性元素の発熱量であり、時間とともに発 熱量が減衰する効果とマグマの輸送に伴って移動する 効果を組み入れている. それぞれを H_{decay}, H_{trams} とすると.

$$H = H_{decat} \times H_{trans} \tag{7}$$

時間とともに減衰する効果は HPEs (Heat producing elements) と呼ばれる 4 種類の元素 (²³⁸U,²³⁵U,²³²Th,⁴⁰K) による発熱を考慮し, それぞれの元素の崩壊熱をH'半減期を t_{half} とし た場合,発熱量の時間変化は,

$$H_{decay} = H' \exp[\frac{ln2}{t_{half}}(t_{4.4Gyr} - t)]$$
(8)

となる. tは計算開始からの時間であり、 $t_{4.4Gur}$ は 月のマグマオーシャンが冷えて固化してから現在ま での年代である. ここでは, Maurice et al. (2020) の推定から 4.4 Gyr として計算している.

H_{trans} は無次元量として扱い,月内部全域に放射 性元素が分布している場合、それぞれの領域で1と いう濃度を持つとして計算を行なっている. 放射性 元素の輸送は, Kameyama et al. (1996) より以下の ように書き表すことができる.

$$\frac{\partial H_{trans}}{\partial t} + \nabla \cdot (H_{trans} \boldsymbol{U}) = -\nabla \cdot [H_{liq} \phi(\boldsymbol{u} - \boldsymbol{U})] + \nabla \cdot [\kappa_{edd} \nabla H_{trans}](9)$$

ここで、分配係数 D を用いて、 $H_{lig} = H_{trans} / [\phi +$ $D(1-\phi)$] としいる.

半径変化 ΔR は Solomon and Chaiken (1976) を 参考に、温度変化による効果と液相の体積分率の変 化による効果に起因するとした.

$$\Delta R = \frac{1}{R^2} \int_0^R [\alpha \Delta T + \frac{\Delta V_l}{V_0} \Delta \phi] dr \qquad (10)$$

 α は熱膨張率である.

3 Initial condition

初期の温度分布を図1に示す. 初期条件は月のマグ

\mathcal{A} I. The meanings the symbols and then values		
Symbol	Meaning	Value
T_s	Surface temperature	270K
T_{sf}	Melting temperature at the surface	1359K
R_{pl}	Depth of the surface	1700 km
R_{cmb}	Depth of the core-mantle boundary	$R_{pl} \times 0.22 km$
$ ho_0$	Reference density	$3300 kgm^{-3}$
η	Melt viscosity	1-20Pas
κ	Thermal diffusivity of the mantle	$1 \times 10^{-6} m^2 s^{-1}$
g	Gravitational acceleration	$1.62ms^{-2}$
Δh	Latent heat of melting	$657kJkg^{-1}$
Cp	Specific Heat	$1240JK^{-1}kg^{-1}$
D_0, D_1, ς	See $eq.(3)$	$0.11, 0.16, 10^5$
D	Partition coefficient of HPEs (solid/melt)	0.01
α	Thermal expansivity	$4 \times 10^{-5} K^{-1}$

表 1: The meanings the symbols and their values

び中部マントルは融解しておらず,浅部マントルは 部分溶融しているとした (e.g. Boukare et al., 2018). コア付近の温度はジャイアント・インパクト説によっ て月が形成された場合を想定し,溶融温度に限りなく 近い (> 1900K) とした (Konrad and Spohn, 1997), 深部・中部マントルの温度は可変パラメータとしてお り,図1では1550K としている.また,放射性元素 を濃集しているイルメナイト層がマントルオーバー ターンによって月のコア付近に集まるため (Hess and Parmentier, 1995).本モデルにおいてもこれを再現 するべく,初期の放射性元素分布を深部に凝縮させ た.今回は,浅部・中部マントルに比べて16 倍濃集 していると仮定した.



⊠ 1: Initial temperature profile

4 Results and Discussions

半径変化の結果を図2に示す.温度変化のみの半 径変化では後期収縮は起こるものの初期膨張が見ら れない.一方,メルト量の変化のみの半径変化では 初期膨張は確認できるものの,後期収縮が起こらな い.これらを合わせた総合的な半径変化では膨張・収 縮のどちらも起こることがわかる.

半径変化と温度およびメルト量分布の変遷を照ら し合わせることで,膨張・収縮が何に起因するのか を確認することができた.深部マントルに濃集して いた放射性元素による発熱によってマグマが発生し, それが上昇していくことにより初期の数億年間膨張 が起こることがわかった.また,放射性元素の発熱 量が時間とともに減少するにつれて,メルトの量も 低下していき,後期の収縮が起こることがわかった. 半径が最も膨張した時期はマントル広域で最も溶融 した時期でもあり,海の火成活動極大期と一致して いる.これにより,マグマの生成・移動により先行 研究と整合的な熱史を与えることできた.

初期状態において月内部の温度がどのような状態 であれば,先行研究と整合的な熱史を辿るのかを推 定する.初期の深部・中部マントルの温度を1400K から1650Kに50Kごと変化させた場合の半径変化を 図3に示す.この場合,形成期の月内部温度は1450K から1600K程度であれば,先行研究で示唆されてい るような時期に,示唆されているような規模の膨張 が起こることが確認できる.初期条件として与える 深部・中部マントルの温度があまりにも高いと,マ



 \boxtimes 2: Radius change (dR)

グマの移動により放射性元素が最初の数千万年で地 殻に濃集してしまい,マントル中の放射性元素が枯 渇することによって初期膨張が発生しない.逆にこ れらの初期温度があまりに低いとマグマの生成に時 間がかかるため,先行研究で示唆されているより約 5億年程度遅れて膨張のピークを迎える.また,初期 の深部・中部マントルの温度を1550Kに固定し,浅 部・中部マントルと深部マントルの放射性元素濃度 の割合を変化させた計算を行った(図4).これによ ると,深部マントルには少なくとも8倍以上の放射 性元素濃度が分布していないと初期膨張が起こらな いことがわかる.これらのことから,マグマの生成・ 移動を踏まえた月内部の数値計算により,初期の月 の状態を見積もることができると考えられる.これ は月形成過程への制約となり得ると期待している.

5 References

- 1. Andrews-Hanna J. C. et al., Science, 339, 2013.
- Boukaré C.-E. et al., Earth Planet. Sci. Lett., 491, 2018.
- 3. Canup R. M., Icarus, 168, 433-456, 2004.
- Elkins-Tanton L. T. et al., Earth Planet. Sci. Lett., 304, 2011.
- Hess P. C., Parmentier E. M., Earth Planet. Sci. Lett., 134, 1995.
- 6. Hiesinger H. et al., J. Geophys. Res., 108, 2003.
- Kameyama M. et al., Phys. Earth Planet. Inter., 94, 1996.



⊠ 3: Radius change at each temperature of the deep-middle mantle



☑ 4: Radius change at HPEs distribution (upper and middle / deep mantle)

- Kaz R. F. et al., Geochem. Geophy. Geosy., 4, 2003.
- 9. Konrad W., Spohn T., Adv. Spacs Res., 19, 1997.
- 10. Maurice et al., Sci. Adv., 6, 2020.
- 11. McKenzie, D., J. Petrol., 25, 1984.
- Ogawa M., Yanagisawa T., J. Geophys. Res. Planets, 116, 2011.
- 13. Ogawa M., Geophys. J. Int., 215, 2018.
- 14. Ogawa M., Geophys. J. Int., 220, 2020.
- Solomon S. C., Chaiken J., Proc. Lunar Sci. Conf., 7, 1976.
- 16. Watters T. R. et al., Science, 329, 2010.
- 17. 荷見拓生, 東京大学理学系研究科, 修士論文, 2021.

-index へ戻る

星惑21

短周期 super-Earth の大気の光蒸発に伴う軌道進化: 観 測への示唆

京都大学 理学研究科宇宙物理学教室 藤田 菜穂

短周期 super-Earth の大気の光蒸発に伴う軌道進化:観測への示唆

Naho Fujita (Department of Astronomy, Kyoto University)

Abstract

The increasing number of super-Earths close to their host stars has revealed their orbital architectures and the mass-radius relationship. There is a scarcity of close-in small planets with 1.5–2.0 R_{\oplus} in the radius distribution of detected planets. The atmospheric escape of small planets by photoevaporation can explain the origin of the observed "radius gap". Many theoretical studies considered the in-situ mass loss of a close-in planet. Planets that undergo the atmospheric escape, however, should move outward due to the change in their orbital angular momentum. In this study, we calculated the orbital evolution of an evaporating super-Earth with a H₂-He atmosphere under a stellar X-ray and UV irradiation. We found that the observed radius gap appears in the orbital period-radius distribution of close-in super-Earths. Our results also suggest that the atmospheric escape of planets strongly affects the final orbital configuration of the planetary systems. More super-Earths orbiting M dwarfs are expected to be discovered by ongoing near-infrared doppler surveys. Therefore, our theoretical study on the orbital evolution of close-in super-Earths helps understand their formation history and dynamical evolution.

1 Introduction

A significant number of exoplanets have been discovered thanks to the recent progress in observation technologies, and it was revealed that super-Earths accounted for the majority of exoplanets especially around M dwarfs. Interestingly, there is a lack of close-in small planets with $1.5-2.0 R_{\oplus}$ and the orbital period of < 100 days in the radius distribution of planets around FGK-type stars (Fulton & Petigura 2018) and M dwarfs (Hirano et al. 2018), which is called a "radius gap/valley". The mass-radius relationship for super-Earths suggests that planets with radii smaller than the radius gap are bare rocky planets, whereas larger planets likely have a substantial amount of atmospheres.

Especially for close-in super-Earths, they would not remain the original amount of atmospheres and orbital distributions as they were just after disk dispersal. They would experience the atmospheric escape driven by stellar X-ray and UV irradiations.

The atmospheric escape from a planet causes the change in its orbital radius. A planet that loses its mass should move outward due to the change in the orbital angular momentum even if the mass loss occurs isotropically. Jackson et al. (2016) formulated the orbital evolution of a gas giant due to the mass loss via Roche lobe overflow, incorporating the effect that a part of the atmosphere flowing out of the Hill sphere of a planet is conserved in the star-planet system. The dynamics of orbital evolution itself has been investigated in many ways. However, the actual calculation of atmospheric and orbital evolution simultaneously and the verification of the distribution of exoplanets have not been done so far. Many theoretical studies on the photoevaporation from super-Earths assumed that they stay in situ while losing their atmospheres for ~ Gyr.

In this study, we calculate the orbital evolution of close-in super-Earths that undergo the atmospheric loss driven by a stellar XUV irradiation. Using an one-dimensional model for mass loss from a super-Earth, we investigate how the angular momentum change due to the atmospheric escape influences its orbital migration.

2 Methods

Close-in super-Earths would experience atmospheric escape via the energy-limited hydrodynamic escape driven by stellar X-ray and UV irradiations. Due to the mass loss via the atmospheric escape, they must move outward in order to conserve angular momentum of the system. We calculate the orbital evolution of close-in super-Earths via atmospheric escape after disk dispersal (t = 0.04 Gyr) until t = 1 Gyr, varying initial conditions such as core mass, orbital radius, and amount of atmosphere of them.

2.1 Atmospheric Escape

The hydrodynamic mass loss rate of a H₂/He-rich atmosphere of a planet $\dot{M}_{\rm p}$ is given by

$$\dot{M}_{\rm p} = -\eta \frac{R_{\rm p}^{3} L_{\rm XUV}(t)}{4GM_{\rm p} a^{2} K_{\rm tide}(R_{\rm Rl}/R_{\rm p})},$$
 (1)

where η is the heating efficiency by a stellar XUV irradiation (for this work we adopt a constant $\eta =$ 0.1), $L_{\rm XUV}$ is the stellar XUV luminosity, $M_{\rm p}$, $R_{\rm p}$ and a are the planetary mass, radius, and orbital radius, G is the gravitational constant, $R_{\rm Rl}$ is the Roche lobe radius, and $K_{\rm tide}$ is the potential energy reduction factor due to the effect of the stellar tidal forces (Erkaev et al. 2007).

The evolution of a planet-hosting star was simulated using the general-purpose stellar evolution code MESA (Paxton et al. 2011) to derive the stellar intrinsic luminosity, temperature, and radius. The time evolution of a stellar XUV luminosity was estimated from X-ray-to-bolometric luminosity relations (Jackson et al. 2012). The planetary radius with a H₂-He atmosphere is calculated by its interior structure in hydrostatic equilibrium under a time-dependent stellar radiation.

2.2 Orbital Evolution

We consider the dynamics of the planetary orbital evolution by photoevaporation based on that by Roche lobe overflow (Jackson et al. 2016). They assumed that the planet has a circular orbit around its host star, on the other hand, we make more precise assumption that a star and a planet have a Keplerian circular orbit around their common center of mass (the barycenter of the star-planet system).



Figure 1: A conceptual diagram of the fate of atmospheres which escape from a planet.

The change in the orbital angular momentum of the system determines orbital migration of a planet. The change in the orbital angular momentum of the system depends on the dynamics of an evaporative wind such as the velocity of the atmospheric particles and the direction of the flow. The detailed behavior of a planetary wind launched by a stellar XUV radiation, however, is beyond the scope of this study. Instead, we introduce the parameter χ ($0 \leq \chi \leq 1$), which is fraction of angular momentum conserved in a star-planet system, and the change rate in the orbital radius is given by

$$\frac{\dot{a}}{a} = -2\chi \dot{M}_{\rm p} \frac{M_{\star} - M_{\rm p}}{M_{\star} M_{\rm p}} - (1 - \chi) \frac{\dot{M}_{\rm p}}{M}, \qquad (2)$$

where $M_{\rm s}$ is the stellar mass. Figure 1 shows the two fates of atmospheres which escape from a planet; $1-\chi$ of mass of atmosphere escapes from the system without remaining its angular momentum. It means that χ nearly corresponds to $1 - \gamma \delta$ in Jackson et al. (2016).

3 Results and Discussions

3.1 Time evolution of an evaporating super-Earth

Here we show the time evolution of the planetary mass and orbital radius for a super-Earth.

Figure 2 demonstrates the mass loss of a closein super-Earth orbiting around FGKM-type stars and subsequently, its orbital migration. A super-Earth initially has a rocky core of $3M_{\oplus}$ surrounded by a H_2 -He atmosphere of 10 wt% relative to the core mass. A planet continues to move outward from 0.05 au while losing its atmosphere. Once the atmosphere of a planet is completely lost or a stellar XUV flux decreases significantly, the outward migration ceases. As a planet moves outward rapidly, an incident stellar XUV flux quickly decreases. Therefore, the co-evolution of the atmosphere and the orbit of an evaporating planet is crucial to better understanding the formation history and orbital evolution of super-Earths with atmospheres. As can be seen in Figure 2, the planets around FG-type stars completely lose their atmosphere rapidly, while for those around KM-type stars, the mass loss rate decrease significantly after the stellar XUV flux start to decrease at $\sim 10^8$ yr and the planets keep their atmosphere over 1 Gyr.

In this study, we introduced a key parameter χ to define the orbital angular momentum of a planet that an escaping atmosphere carries away. A smaller χ means a larger change in the orbital angular momentum of an evaporating planet. Figure 3 shows the orbital evolution of a $3M_{\oplus}$ and $10M_{\oplus}$ super-Earth with different χ values. The larger χ is, the further the planet migrates. Figure 3 indicates

parameter χ plays a key role in determining to what extent planets migrate via atmospheric escape.



Figure 2: Time evolution of (a) mass and (b) orbital radius of a close-in super-Earth that experiences the atmospheric escape for 1 Gyr after disk dispersal. Crosses represent the point that a H_2 -He atmosphere is completely lost.



Figure 3: Time evolutions of the planetary mass and orbital radius with χ of 0, 0.3, 0.5, 0.7, 1.

The orbital evolution due to the atmospheric escape must be important for multiple close-in super-Earth systems around M dwarfs because the orbital separations between each planet in these systems are usually very small (e.g., TRAPPIST-1 system). Furthermore, planets can be kicked out or pushed into mean motion resonances due to the orbital evolution. In such cases, the orbital evolution due to the atmospheric escape would have a critical effect on the final orbital configurations of the systems.

3.2 Period-radius relationships of close-in super-Earths

We carry out parameter studies for planets around Sun-like stars and derive the final orbital distribution as a function of planetary orbital period and radius with mass fraction of the atmosphere. We decide the initial conditions of each parameter of the parameter studies as follows, following Owen & Wu (2017). For the mass fraction of the atmosphere to the core mass, we take a logarithmically flat distribution in the 1 wt% to 30 wt% range.

Figure 4 (a) shows the initial distribution of the planets, adopting the setting described above, and Figure 4 (b) shows the final distribution of the planets after the atmospheric escape and the orbital evolution for 1 Gyr, assuming $\chi = 0.5$. We derived more realistic distribution, considering the orbital migration via atmospheric escape. As can be found from Figure 4, planets locating within period roughly 10 days would experience the atmospheric escape and orbital evolution; therefore, the current observed distribution must be different from the initial distribution just after planet formation.



Figure 4: Orbital period-planetary radius (w/ atmosphere) distributions of the planets around Sunlike stars. (a) Initial setting, and (b) final state of the parameter study.

Figure 5 shows the final occurrence contours of ths planets around FGK-type stars after the atmospheric and the orbital evolution at $\chi = 0.5$. We can see the presence of a gap in the occurrence distribution of the planet radii at $1.5 - 2.0 R_{\oplus}$. At first, we

were concerned about that the radius gap could not be reproduced when considering the orbital evolution, because the planets which move outward have the possibility to avoid undergoing a critical atmospheric escape. However, as can be seen in Figure 5, our model, which considering the orbital evolution, also reproduces the radius gap from observations.



Figure 5: Final planet occurrence contours after the atmospheric and the orbital evolution at $\chi = 0.5$.

Figure 6 shows a comparison between the final distribution of the planets around Sun-like stars and the distribution of detected planets. We confirm that our result is consistent with the observation; the planets with a substantial atmosphere within period 5 days disappear from the region where the detected planets have no existence, due to the atmospheric escape and the orbital evolution.



Figure 6: We overplot the distribution of the detected planets around Sun-like star in black on the final distribution of planets. (The detected planet with planet radii 4 R_{\oplus} or larger, which assumed to be gas giants and of no interest to this study, are plotted in grey.)

The results of planetary distribution around M dwarf stars may serve as theoretical predictions for the future observations of super-Earths around M dwarfs. More super-Earths orbiting M dwarfs are expected to be discovered by ongoing near-infrared doppler surveys. Therefore, our theoretical study on the orbital evolution of close-in super-Earths helps understand their formation history and dy-

namical evolution. Also, we will be able to verify and refine our theoretical model by comparing with the future observations; for example, we could estimate the value of χ by comparing with the planetary distribution revealed by the observation.

4 Conclusion

In this study, we have examined the effect of hydrodynamic atmospheric escape driven by stellar Xray and UV irradiations on the orbital evolution of super-Earths. Our results demonstrated that super-Earths move outward due to the atmospheric escape, and this migration must be important for multiple close-in super-Earth systems around M dwarfs. Also, as a results of parameter studies, the radius gap detected from observations is reproduced, even when including the orbital migration via atmospheric escape. It supports the hypothesis that radius gap reflects the bimodal distribution of amount of atmosphere, which is caused by the atmospheric escape (e.g., Owen & Wu 2017). By using our model, we will be able to make theoretical predictions for the future observations of super-Earths around M dwarfs.

Acknowledgement

I would like to express my gratitude to my supervisor, Takanori Sasaki, and co-researcher, Yasunori Hori, for a lot of help with this work.

Reference

- Erkaev, N. V., Kulikov, Y. N., Lammer, H., Selsis, F., Langmayr, D., Jaritz, G. F., Biernat, H. K., 2007, A&A, 472, 329
- Fulton, B. J., Petigura, E. A. 2018, AJ, 156, 264
- Hirano, T., Dai, F., Gandolfi, D., et al. 2018, AJ, 155, 127
- Jackson, A. P., Davis, T. A., Wheatley, P. J., 2012, MNRAS, 422, 2024
- Jackson, B., Jensen, E., Peacock, S., Arras, P., Penev, K. 2016, Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy, 126, 227

Owen, J., E., & Wu, Y., 2017, ApJ, 847, 29

Paxton, B., Bildsten, L., Dotter, A., et al. 2011, ApJS, 192,3

—index へ戻る

星惑22

太陽系外惑星の近赤外トランジット観測

兵庫県立大学物質理学研究科光学赤外線天文学研 究室 平野佑弥
太陽系外惑星の近赤外トランジット観測

平野 佑弥 (兵庫県立大学大学院 物質理学研究科)

Abstract

1995年に巨大なガス惑星が発見されて以来、太陽系外惑星の研究が盛んにおこなわれるようになった。太 陽系外惑星探査機ケプラーやトランジット系外惑星探査衛星 TESS などにより太陽系外惑星の発見数は爆発 的に増え 4000 個以上発見されている。しかし発見された太陽系外惑星の特徴づけはほとんど終わっていな い。そこで本研究では太陽系外惑星の近赤外トランジット測光観測を行い、惑星大気モデルと観測値を比較 することで太陽系外惑星の大気を推定する。

西はりま天文台・なゆた望遠鏡に搭載された近赤外撮像装置 NIC を用いて太陽系外惑星 Qatar9 b の近赤 外トランジット測光観測を行った。EXOFAST を用いて光度曲線のフィッティングを行い、主星と惑星の半 径比は J バンド 0.2060^{+0.0097}_{-0.0102}、H バンド 0.1398^{+0.0044}_{-0.0045}、K_s バンド 0.1804^{+0.0071}_{-0.0074} と求められた。J バンド は大気の推定に十分な測光精度を得ることができなかったため、H バンドと K_s バンドの半径比を用いて大 気の推定を行った。Planetary Spectrum Generator を用いて惑星大気モデルを作成し、モデル半径比と観 測値を比較した。H₂ が 10%、CH₄ が 90%、表面重力が 0.1 倍の混合大気モデルがもっともよく合った。

1 イントロダクション

1930 年代から本格的に始まった太陽系外惑星の探 査は失敗が続き、宇宙に惑星は太陽系の他には存在 しないのではという落胆の歴史が続いていた。しか し1995 年 10 月に 51 Peg という恒星の周りに巨大な ガス惑星が発見された。これにより太陽系外惑星の 研究が盛んにおこなわれるようになった。なかでも 太陽系外惑星が主星の前面を周期的に通過するトラ ンジットの観測は、惑星の半径や大気組成を調べる ことができるため、世界中で研究が進められている。

太陽系外惑星探査機ケプラーやトランジット系外 惑星探査衛星 TESS などにより太陽系外惑星の発見 数は爆発的に増え、4000 個以上発見されている。し かし大量に発見された太陽系外惑星の特徴づけはほ とんど終わっていない。報告される惑星も生命が居 住可能な惑星であるハビタブル惑星や超高温の惑星 など特殊なケースのものが多く、惑星一つ一つの特 徴はほとんど分かっていない。そこで本研究では太 陽系外惑星の大気に着目する。

惑星に大気が存在する場合、分子や原子の吸収に より波長によって惑星の半径が異なる。そのため太 陽系外惑星の半径の波長依存性を調べることで惑星 の大気組成を推定することができる。さらに近赤外

領域では分子や原子による主星の光の吸収が多く起 こるため、太陽系外惑星の大気を調べるのにもっと も適している。Tabata et al. (2020) は西はりま天 文台・なゆた望遠鏡(口径2m)に搭載された近赤 外撮像装置 NIC を用いて、太陽系外惑星 HAT-P-54 bのトランジット測光観測を行った。NIC はJバン ド (中心波長 1.25 µm)、H バンド (1.63 µm)、K_s バ ンド (2.15 µm) を同時に観測できる。大気モデルと 各波長域での半径比を比較することで大気組成の推 定を行い、HAT-P-54 b は H₂S の大気を持つと推定 した。しかし現在行われている多波長での太陽系外 惑星の観測は可視光領域のみで行われることが多く、 特に近赤外領域での観測は発見数全体の数%しか行 われていない。本発表では太陽系外惑星 Qatar9 bの 近赤外トランジット測光観測により得られた主星と 惑星の半径比を用いて大気モデルと比較することに より、太陽系外惑星の大気組成について議論する。

2 観測

Qatar9 は K5 型の主系列星で Qatar9 b を持つ。主 星と惑星のパラメータは次の通りである。

Qatar9 (土星)			
半径 (太陽半径)	0.696 ± 0.008		
質量 (太陽質量)	量 (太陽質量) 0.719±0.024		
有効温度 (K)	4363 ± 51		
V 等級 (mag)	$14.023 \pm 0.092 \ (1)$		
J 等級 (mag)	$11.835 \pm 0.019~(2)$		
H 等級 (mag)	11.235 ± 0.017 (2)		
Ks 等級 (mag)	$11.104 \pm 0.023 \ (2)$		
Qatar9 b (太陽系外惑星)			
半径 (木星半径)	1.009 ± 0.014		
質量 (木星質量)	1.19 ± 0.16		
平衡温度 (K)	1134 ± 9		
距離 (AU)	0.0234 ± 0.0003		
表面重力 (m/s2)	$28.84_{-3.89}^{+4.50}$		
公転周期 (day)	1.540731 ± 0.000038		
Alsubai et al. (2019) より			

表 1: 主星と惑星のパラメータ

(1) APASS9 http://www.aavso.org/apass(2) 2MASS https://irsa.ipac.caltech.edu/Missions/2mass.html

西はりま天文台なゆた望遠鏡 (口径2m)に搭載さ れた近赤外撮像装置 NIC を用いて Qatar9 b の近赤 外トランジット測光観測を行った。

表 2: 観測のパラメータ

観測時	$2021/2/17 \ 22:57 \sim 25:53 \ (JST)$
トランジット	$23:02 \sim 24:53 \ (\pm 0:34)$
視野	$2.73' \times 2.73'$
露出時間	60 s
画像枚数	J,H,K _s バンドそれぞれ 120 枚

3 解析

解析には画像解析ソフト IRAF を用いた。最初に ダーク引き、フラット補正を行った。フラット補正に はトワイライトフラットを使用した。次に検出器由 来のバッドピクセルと熱によるホットピクセル、宇 宙線をそれぞれ補正した。またスカイパターンを取 得してスカイ引きを行った。検出器の読み出し列を 切り替える際に電圧が変動するためスカイ引き後の 画像には縦縞が目立つ。画像ごとに縦縞パターンは 異なるので、画像の上半分と下半分のそれぞれ星の ない領域から縦縞パターンを作成し縦縞を除去した。 測光は開口測光を用いた。アパーチャー半径は FWHM の 1.0 倍に設定し測光を行った。また対象 星のフラックスを標準星のフラックスで割ったもの を相対フラックスとした。トランジット外の相対フ ラックスを用いて回帰直線を求め、回帰直線の値を 1として規格化を行った。

4 結果

近赤外 J,H,K_s バンドすべてでトランジット を検出することができた。光度曲線の作成には EXOFAST(https://astroutils.astronomy.osu.edu/ exofast/exofast.shtml) を使用した。EXOFAST は 光度曲線とトランジットの深さを求めるツールであ る。EXOFAST に天体のパラメータ、観測時刻、相 対フラックスを入力し各バンドの光度曲線を作成し た。



図 1: Qatar9 b 光度曲線。

得られたトランジットの深さから主星と惑星の半 径比を求めた。

表 3:	観測結果
観測バンド	主星と惑星の半径比
J	$0.2060^{+0.0097}_{-0.0102}$
Н	$0.1398\substack{+0.0044\\-0.0045}$
\mathbf{K}_{s}	$0.1804\substack{+0.0071\\-0.0074}$
V (Alsubai et al. 2019)	$0.1489^{+0.0030}_{-0.0031}$

主星と惑星の半径比はJバンドが飛び抜けて大き く、HバンドはVバンドと同程度、K_sバンドはV バンドより約 20%大きいことがわかった。

5 大気組成の推定

Qatar9 b の惑星大気モデルを作成し、大気モデル と求めた主星と惑星の半径比を比較した。大気モデル の作成には Planetary Spectrum Generator (https:/ /psg.gsfc.nasa.gov/atmosphere.php)を用いた。主星 と惑星のパラメータは先行研究で求められた値(表 1)を初期値として使用した。また本研究では温度構 造と圧力構造は考慮していない。

表1の惑星の半径と表面重力を用いて、30種類の 分子を100%含む大気モデルをそれぞれ作成した (e.g. H₂が100%の大気モデル)。大気モデルの半径比を各 バンドのバンド幅と透過率で補正したものをモデル 半径比とし、観測値との比較を行った。J バンドの半 径比が非常に大きく、すべての大気モデルで説明す ることができなかった。これはトランジットの検出 はできたが、大気の推定に必要な測光精度が足りて おらず、正確な光度曲線を得ることができなかった と考えられる。そのためJ バンドの半径比は除外し、 H バンドは V バンドと同程度、K_s バンドは V バン ドより 20%程度大きいという 2 つの条件から大気モ デルとの比較を行った。30 種類の分子のうち、条件 を満たす可能性があるのは CH₄ であった。

最後に H₂ との混合大気モデルを考えた。H₂ の存 在量を 0~100%まで 10%刻みで変更し、また観測値 に合うように表面重力の値を 0.1~1.0 倍にして大気 モデルを作成した。H₂ が 10%、CH₄ が 90%、表面 重力が 0.1 倍の混合大気モデルがもっともよく合っ た。



図 2: H₂ と CH₄ の混合大気モデル。H₂ の存在量を 0~100%まで 10%刻みで変更し大気モデルを作成。

トランジット観測には高い測光精度が必要になる が、Qatar-9 bの観測では大気の推定に必要な測光精 度を得ることができなかった。これは Qatar-9 が V バンドで 14 等級と暗いことが大きな原因であると考 えられる。本研究は地球サイズの惑星の特徴づけを 目標にしているがなゆた望遠鏡では Qatar-9 のよう な暗い天体のトランジットを観測することは難しい。 またトランジット測光観測では観測領域の数しか大 気組成の推定に必要な惑星半径を得ることはできな い。大気組成に強い制限を与えるためには分光観測 を行い、複数の波長域で惑星半径を得る必要がある。 現在は K0V, K5V, M0V と少しずつ小さな恒星の観 測を行いデータを取得したが、今後は V バンドで 12 等より明るい恒星のトランジット観測をメインに行 う必要がある。

Reference

Tabata et al. 2020, IJAA, vol. 10, issue 02, pp. 89-96 Alsubai et al. 2019, AJ, 157, 224 ——index へ戻る

星惑23

CARMENES 近赤外データの再解析と視線速度測定精 度の調査

東京工業大学 理学院地球惑星科学系 池田 圭吾

CARMENES 近赤外データの再解析と視線速度測定精度の調査

池田 圭吾 (東京工業大学理学院地球惑星科学系)

Abstract

太陽系外惑星探査において視線速度法は現在主流の探査方法であり, CARMENES は M 型星周りの系外惑 星探査を目標に開発された高分散分光器である。CARMENES は可視と近赤外領域を同時に分光できるが, 近赤外領域での視線速度測定精度が想定より低く,十分に活用できていない点が課題となっている。本研究 では近赤外分光器である IRD の視線速度解析パイプラインを CARMENES のデータに適用し,視線速度測 定精度を検証することを目的としている。今回は準備段階として行なった CARMENES で生じている機械 的な視線速度変化,RV drift について独自の解析を行なった。この解析により, CARMENES での RV drift の時間変化とその大きさについて判明した。また,フレームによってオーダーごとに RV drift の値が異なり うることも判明した。今回の発表ではこれらの成果について報告する。

1 Introduction

2021年現在までに約4000を超える太陽系外惑 星が発見されており,発見された惑星に対する物理 的特徴や大気組成に関する研究も盛んに行われてい る。CARMENES(Quirrenbach et al. 2016)は Calar Alto 3.5m 望遠鏡に搭載された可視近赤外同時高分 散分光器であり,視線速度法を用いて主に低温の M 型星周りの惑星探査を行なっている。CARMENES の重要な特徴として可視光と近赤外の波長領域を同 時に観測できることがあげられ,近赤外領域での観 測は可視光での観測に比べて低温天体の観測に有利 に働くと考えられている。

しかし,実際には近赤外領域の観測から得た視線速 度の測定精度は可視光のものより劣ることがわかって おり (Morales et al. 2019),本来 CARMENES で達成 できる近赤外領域での視線速度測定精度にも達して いないことがわかっている。このため,CARMENES における視線速度法を用いた惑星探査では近赤外の 観測が十分に活用されていないという課題がある。

この課題に対し,我々は視線速度の解析手法について注目した。すばる望遠鏡に搭載された近赤外分 光器である IRD では分光器内部で一夜に数 100m/s の視線速度変化が生じることがあることがわかって おり,更にその変化量はエシェルオーダーとそのオー ダー内でも異なることがわかっている (Hirano et al. 2020)。この分光器内での視線速度変化 (RV drift) を 補正するために IRD の視線速度解析パイプラインで は Instrunmental Profile(IP) が解析モデルに導入さ れている。また,近赤外領域では telluric が視線速度 解析に影響を与えるが, IRD のパイプラインでは吸 収線位置の時間変化を考慮し,解析モデルに導入され ている。一方, CARMENES の視線速度解析パイプ ラインである SERVAL(M.Zechmeister et al. 2018) では, telluric の影響が強い波長領域は解析に用いず マスクをかけるなど解析モデルに IRD のものとは違 いがあり, RV drift についてはオーダーやオーダー 内部で異なるのかなどの情報は調べた限りでは知る ことができなかった。

本研究では最終的に CARMENES のデータに対し IRD の解析パイプラインを適用し,解析方法の違い による視線速度測定精度の変化を考察することを目 標としている。今回の発表では IRD パイプラインを 適用する準備として行なった,CARMENES で生じ ている RV drift について独自に解析した結果を報告 する。

2 Methods

CARMENES における RV drift を調査する ためにパブリックアーカイブデータを取得した。 CARMENESのアーカイブにはファブリペロー (FP) の輝線スペクトルが記録されたフレームがある。RV drift の解析にはこのフレームを使用し,2018年7月 から2020年3月までの約700フレームを解析に使 用した。これらのフレームには CARMENESの一次 パイプラインで計算された RV drift の情報が記載さ れている。この RV drift の値が0m/s に近くかつ観 測日時の近い10数フレームをメディアンコンバイン し,規格化,外れ値除去,スプライン補間などを行 なって波長 λ の関数であるテンプレート $F(\lambda)$ とし た。各フレームにおけるスペクトル $f(\lambda)$ はスケール 係数 a, RV drift v_d ,バイアス bのパラメータを導 入し,次のようなモデルを導入した。

$$f(\lambda') = aF(\lambda - \frac{v_d}{c}) + b \tag{1}$$

このモデルに対し各フレームに対し a, v_d, b をパ ラメータとして LM 法を用いてフィッティングを行 なった。CARMENES の近赤外チャンネルでは1オー ダー,4080pixel に 2 つの検出器が取り付けられてお り,検出器の間にはギャップが存在する。これ以降は 1 つの検出器が計測する 2040pixel を 1 オーダーと表 現することにする。フィッティングは 1 オーダーと るいはこれより狭い波長領域ごとに行い,オーダー, オーダー内での RV drift の違いを調査した。フィッ ティングは 3 回繰り返し,繰り返しごとに外れ値除 去を行なった。

3 Results

フィット結果の一例を図1に示す。曲線は各パラ メータを代入した(1)式の右辺を表す。次に RV drift の時間変化を調べるため各フレームに対し1オーダー



図 1: フィット結果の一例



図 2: RV drift の時間変化

ごとの RV drif の重み付け平均をそのフレーム全体で の RV drift として計算した。その結果を図2に示す。 同時に各フレームのヘッダーに記載された RV drift も 示している。下の図は上の図について縦軸の範囲を拡 大したものになっている。この図からは CARMENES の場合典型的な RV drift の大きさは数 10m/s であ るとわかった。また、本研究の RD drift 解析結果は ヘッダー情報のものと比べ、傾向は一致しているも のの、マイナス方向へのずれが見られた。

次に、オーダー内での RV drift 変化を見るために、

2021年度第51回天文・天体物理若手夏の学校

1 オーダーをセグメントに分割し,それぞれのセグ メントで RV drift を計算した。図 3 は代表的なフ レームについて,1オーダーを5つのセグメントに 分割したときの RV drift の計算結果と波長の関係性 を示している。各横線はこのフレームでの RV drift の値を表す。上と下の図ではフレーム全体での RV drift の値に違いがある。いずれの場合も1オーダー 内での RV drift 変化は小さいが,離れたオーダーで は数 10m/s ほど RV drift の値が異なることがあると わかった。また,16000Å を超える長波長の領域では RV drift の分散は大きく,フィット精度は悪いことが わかった。

4 Discussion

図 2 からは CARMENES における RV drift の 大きさとその時間変化について調べた。一夜で数 100m/s の RV drift 変化が生じる IRD に比べる と, CARMENES での RV drift 変化は大きくても 数 10m/sと小さい。これはヘッダーの情報と我々の 解析の両方で一致している。しかし,我々の解析結 果はヘッダーの結果と比ベマイナス方向にずれてい る期間が存在する。CARMENES の一次パイプライ ンがどのように RV drift を計算しているか不明であ ることもあり,原因を特定することは現在できてい ない。

図3においては代表的なフレームでの RV drift と 波長,オーダーの関係性を示した。フレームによって オーダーやオーダー内で RV drift の値が 10数 m/s ほ ど変化するフレームが存在することがわかった。IRD と比べ変化量は小さいが,オーダーやセグメントで 視線速度を計算する際には RV drift の値がそれぞれ 異なることがあることを考慮する必要があると言え る。この RV drift の値が変化する傾向は検出器上で 連続的に起こると考えられるので,今後その傾向を 調査する。また,長波長のオーダーでは RV drift の 計算精度が低いことがわかった。FP の輝線の数が少 ないことが原因であると考えられるが,視線速度の 計算の際,これらの領域の扱いには注意する必要が あると考えている。



図 3: RV drift の時間変化

5 Conclusion

今回の報告では CARMENES の分光器上で生じ ている機器的な視線速度変化, RV drift について 独自の調査を行なった。今回の調査結果をもとに CARMENES の IP を作成し, IRD パイプラインに よる視線速度計算を行い, その精度について議論す る予定である。 2021 年度 第 51 回 天文・天体物理若手夏の学校

Acknowledgement

本研究の遂行にあたり指導教官である佐藤文衛 教授,共同研究者であるアストロバイオロジーセ ンターの平野照幸助教には厚くお礼申し上げます。 This research has made use of the Spanish Virtual Observatory (http://svo.cab.inta-csic.es) supported by the MINECO/FEDER through grant AyA2017-84089.7, and based on data from the CAHA Archive at CAB (INTA-CSIC).

Reference

Quirrenbach et al. 2016, SPIE.9908E..12Q Morales et al. 2019, Science Hirano et al. 2020, PASJ M.Zechmeister et al. 2018, A&A

-----index へ戻る

星惑24

系外惑星トランジットの多バンド同時高速撮像

東京大学 理学系研究科物理学専攻 直川 史寛

系外惑星トランジットの多バンド同時高速撮像

直川 史寛 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

系外惑星のトランジット観測において、その光度曲線を精密に決定することは惑星パラメータの推定のた めに重要である。近年、時間領域天文学 (Time Domain Astronomy, 時間軸天文学とも呼ばれる) が発展し、 可視光で非常に高い時間分解能を有するが撮像装置が現れている。京都大学岡山天文台せいめい望遠鏡に取 り付けられた TriCCS はその一つで、多バンドで同時撮像できるという特徴も有する。本研究では、TriCCS で系外惑星のトランジット観測を実際に行い、多バンド高速撮像の応用可能性を検討した。

1 導入

1995 年に Mayor と Queloz がペガサス座 51 番星の周りを周回する惑星を発見 (Mayor, M. & Queloz, D.(1995)) して以来、系外惑星の研究は大 きく進展し、現在までに 4,466 個の系外惑星が確 認されている (NASA EXOPLANET ARCHIVE https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu より、2021/8/10 時点)。

系外惑星を観測する際、惑星自身を直接観測する ことは難しく、基本的に間接的な観測手法がとられ る。前述の Mayor と Queloz による最初の発見の際 には、主星のわずかなふらつきを捉える視線速度法 が用いられ、その後様々な手法による観測が行われ てきた。中でも 2000 年に Charbonneau が初めて成 功したトランジット法 (Charbonneau et al.(2000)) は、地上観測に加え Kepler や TESS といった専用 の宇宙望遠鏡などでも用いられている。これまでに 確認された系外惑星(上記)のうち、実に8割近く がこの方法を用いて検出されたものである。

トランジット法は惑星による主星の食を捉える方 法である。すなわち観測においては主星の光度曲線 を得ることが本質である。その光度曲線からは、単 に惑星が存在するか否かのみならず、惑星の半径や 軌道離心率といった系の物理的なパラメータを引き 出すことができる。よって、高い時間分解能で撮像 し光度曲線の形を精密に決定できればその分、系の パラメータも精度よく決定できることが予想され る。また、光度曲線の形は波長依存性を持ちそこか らも、惑星大気による吸収・散乱あるいは主星の周 縁などについての情報を引き出せるため、複数のバ ンドで同時に撮像できることが望ましい(系外惑星 については文献 [7] を参照)。

近年、時間領域天文学が発展し、可視光領域で非 常に高い時間分解能を有する撮像装置が現れてい る。京都大学岡山天文台せいめい望遠鏡に新しく 取り付けられた TriCCS カメラもその一つであり、 10 fps、100 fpsという高速撮像を、3つのバンド で同時に行える世界に数少ない装置である。本研究 では、この装置の試験観測を兼ねて、実際に系外惑 星トランジットを観測した。装置としては非常に速 い読み出しが可能であっても、露光時間が短くなる 分、大気揺らぎやフォトンノイズなどによる影響が 大きくなる。そのため、高速で撮像することがその まま、光度曲線の決定精度をその分上げることを意 味するわけではない。この点を踏まえて実際の観測 結果から、TriCCS による多バンド高速撮像のトラ ンジット観測への活用可能性を検討した。

2 観測と解析

2.1 観測

観測は 2021 年 5 月 21 日に京都大学岡山天文台せ いめい望遠鏡で行った。観測可能な日時があらかじ め決まっていたため、当日にトランジットが起こる系 外惑星の中から出来るだけ SN 比が良いと予想され るものを選定した。その結果、観測対象として系外惑 星 TrES-1b (Alonso, R. et al.(2004)) のトランジッ トを選んだ。主星の明るさは 11 mag(GaiaEDR3) 程 度である。TrES-1 には近くに主星と同程度の明るさ の天体があり、測光の際はこの天体を参照星として 相対測光を行った(後述)。

撮像装置は前述の通り、せいめい望遠鏡に取り付 けられた TriCCS を用いた。時間分解能は 10 fps (正 確には 10 fps よりも少し速い)の高速撮像モードを 用い、ゲインは 32 (0.19 electron/ADU)、バンドは g、r、z の3バンドを用いた。時間的な都合上、ト ランジット全体を観測することはできなかったため、 食の出(トランジットの終わり)の前後1時間、計 2 時間ほど観測を行った。

2.2 解析

観測で得たデータについて、各フレームごとに1 次処理としてダーク、フラット補正を行った後、測 光を行った。

測光は、まず Source Extractor(Bertin, E. & Arnouts, S.(1996)) の Python Library SEP(Barbary(2016)) を使ったスクリプトを用 い各フレームごとの重心に対して、半径 15 ピクセ ルで開口測光を行った。その上で、ターゲットであ る TrES-1 と、その近くの参照星(一つ)の相対測 光を行い光度曲線のデータを得た。(この他、解析に 際して用いた Python モジュールの一部は文献 [12] ~[18] に示した。)

観測した2時間のうち前半部はデータがかなり 乱れていた(天気が次第に良くなっている途中で あった等の理由で空の条件が悪かったものと思われ る。)。次節で示す光度曲線は10 fpsの光度曲線では なく、そのデータを10フレームずつスタックし仮 想的に1 fps (こちらも正確には1 fpsより少し速い) のデータにした上で相対測光を行って得た光度曲線 である。スタックする際、Source Extractor が天体 をうまく検出しなかった等の理由で測光できていな いフレームが所々存在する。例えば10フレームス タックするところ8フレーム分しかデータがない場 合、その8フレームをスタックした上で、測光値を 10/8倍して補正した(補正しておかないと相対測 光ができないため)。また、前述の通り特に観測時 間の前半部で測光値が激しく乱れていたため、測光 値がその時刻の周辺の時間での平均値より一定の閾 値以上ずれている場合は、外れ値として光度曲線の データセットから除外した。

3 結果

1 fps 相当にスタックした上で相対測光を行って得 た光度曲線 (gバンドのもの)を図1に示す。観測の 前半は後半に比べ相対的にフラックスが低く、また その中間は滑らかにつながっており、トランジット を検出できているものと考えられる。また前述のよ うに、前半は後半に比べ、測光値が大きく乱れてお りこの図においても、それがフラックスのばらつき として現れている。

続いて、3つのバンドについて得られたデータに ついて、専用の Python Library batman(Kreidberg, L.(2005))を用いてトランジット光度曲線をフィッティ ングしたものを図2に示す。このフィッティングに当 たっては、一部のパラメータ(軌道周期や軌道長半 径などは)文献値などを参考に固定値を用い、波長 依存するパラメータ(惑星半径や周辺減光パラメー タなど)を探索する設定でフィッティングを行った。 トランジット自体はどのバンドでも検出されていた が、バンドごとの明確な違いは見られなかった。トラ ンジット中の部分においては、減光率やライトカー ブの形に波長依存性があるように見えるが、この部 分は前述の通りデータの質が悪く、バンドごとに有 意に異なると解釈することは難しい。

4 考察・展望

図1について、測定値は図中に示されているエラー バーよりも大きくばらついている。これは、測光値 のばらつきの原因として、エラーバーが示している フォトンノイズや読み出しノイズではなく、シンチ レーションノイズが卓越していることによると考え られる(ここには示していないが、r バンドについて も同様の傾向が見られた。z バンドは比較的エラー バーが大きくなり、この限りではない)。測光値がば らつく原因がフォトンノイズや読み出しノイズによ



図 1: 約1 fps 相当での光度曲線 (g バンド) 10 フレームずつスタックした上で相対測光を行い得た光度曲線。前半部分のフラックスが後半部分と比べて相対的に低くトランジットが検出できている(今回はトランジットの後半のみの観測であったことに注意)。青の線で示された各測定点のエラーバーは Source Extractor が算出した各フレームごとのノイズ(フォトンノイズと検出器由来のノイズ)をもとに大雑把に評価したもの。



図 2: トランジット光度曲線のフィッティング結果 系のパラメータのうち軌道長半径 ([8],[9],[11] の値をも とに 10.61 AU)、公転周期 ([8])、軌道傾斜角 ([9],[10] より 90°)、昇交点黄経 (特に文献値は見当たらなかっ たので 90°とした) は固定値を用い、その他は探索した。全てのバンドにおいてトランジットは検出され ているが、バンドごとの明確な差は見られなかった。

るものであれば、露光時間を変えなくても、観測対 光時間を長くすれば低減することは可能だが、それ 象としてより明るい天体を選ぶことで軽減すること では高速撮像ではなくなる。 ができる。しかし、シンチレーションノイズの場合 高い時間分解能で測定点を得ることにより、パラ は対象を明るくしても軽減することはできない。露 メータの決定精度などにどのような影響が出るかは 評価していないので、その点についてここで議論す ることは避ける。しかし、TriCCS の速い読み出し 速度を十分に活かした観測を行うには、シンチレー ションノイズをいかに低減するかが重要となること は確かである。前述の通り、露光時間を変えずにこ れを低減することは難しいが、いくらか改善の余地 が残されている。例えば今回は近くにあった星を一 つ参照星として用い非常に簡単な方法で相対測光を 行っただけである。参照星を複数用いるなど測光方 法に改善点がある。また、トランジットは単発の現 象ではなく惑星が周回してくるのを待っていれば何 度も観測することができる。n回同じトランジット を観測すれば、露光時間を短く保ったままで 1/n 程 度にノイズが低減されると期待できる(トランジッ ト中心時刻を十分正確に決定し、各観測同士の対応 するフレームを紐付けする必要はある)。図2では、 バンドごとの明確な光度曲線の違いが見られなかっ たが、上記のようにして測光値のばらつきを低減さ せることができれば、この点も改善され得る。

今回は行わなかったが、トランジット光度曲線の フィッティングにおいて、例えば1 fps で観測を行う ことが、より低い時間分解能での観測に対し、どの 程度精度向上に寄与するのかを、ノイズレベルごと にシミュレーションで評価することも必要と考えら れる。このようにして、目標とする測光精度を定め、 (何度も同じトランジット観測を行う夜数が確保でき るなど)その精度まで測光値のばらつきを抑えられ る見込みがあれば高速撮像を活かせる可能性がある。

5 結論

今回の観測において、トランジット自体の検出は できたが、バンドごとの光度曲線の違いを見ること はできなかった。また特にg、rバンドにおいては フォトンノイズや読み出しノイズに比ベシンチレー ションノイズが卓越した。よってTriCCSの速い読 み出し性能を十分に活かすにはシンチレーションノ イズの低減が鍵となる。

また、短い露光時間での観測が意味を持つために、 どの程度の測光精度が必要なのかを観測目標に応じ て評価し、その測光精度を満たすまでノイズの低減 が行えるかどうか検討する必要がある。

謝辞

ご指導いただいた東京大学の土居氏を始め、観測や 解析にご協力いただいた樫山氏、森氏、松林氏、川端 氏、新納氏、酒向氏、有馬氏、TriCCS チームの方々 に感謝申し上げます。

6 参考文献

 Alonso, R., Brown, T. M., Torres, G. et al. 2004, ApJL, 613, L153

[2] Mayor, M., & Queloz, D.1995, Nature, 378, 355-359

[3] Charbonneau, David, Brown, Timothy M., Latham, David W., and Mayor, Michel, 2000, ApJ, 529, L45-L48

[4] Bertin, E., Arnouts, S., 1996, A&AS, 117, 393

[5] Barbary, 2016, Journal of Open Source Software, 1(6), 58

- [6] Kreidberg, L. 2015, PASP, 127, 1161
- [7] 田村元秀, 『太陽系外惑星』,2015, 日本評論社
- [8] Baluev, R., V., et al., 2015, MNRAS, 450, 3101
- [9] Bonomo, A., S. et al., 2017, A&A, 628, A80

[10] Stassun, K. G., Collins, K. A., & Gaudi, B. S., 2017, AJ, 153, 136

[11] 国立天文台,『理科年表 2020』, 2019, 丸善出版

[12] Robitaille et al., 2013, Astron, Astrophys., 558(2013), p.A33

[13] Price-Whelan et al., 2018, Astron. J., 156(3)(2018), p. 123

[14] Harris, C.R., Millman, K.J., van der Walt, S.J. et al.. 2020, Nature 585, 357-362(2020)

[15] J.D.Hunter, Computing in Science & Engineering, vol. 9, no. 3, pp. 90-95, 2007

[16] Van Rossum, G., 2020., The Python Library Reference, release 3.8.2. Python Software Foundation

[17] McKinney, Proceedings of the 9th Python in Science Conference, Volume 445, 2010

[18] The pandas development team, 2021, Zendo https://doi.org/10.5281/zenodo.3509134

—index へ戻る

星惑poster1

初期宇宙での超大質量ブラックホール形成過程としての冷たい降着流による超大質量星形成シナリオの検証

京都大学 理学研究科物理学宇宙物理学専攻 喜友名 正樹

初期宇宙での超大質量ブラックホール形成過程としての 冷たい降着流による超大質量星形成シナリオの検証

喜友名 正樹 (京都大学大学院 理学研究科物理学専攻)

Abstract

赤方偏移 $z \sim 6$ の初期宇宙において質量が $10^9 M_{\odot}$ 以上の超大質量ブラックホール (SMBH) が数十例見つ かっており、その形成過程は現代の理論天文学に課された未解決問題の 1 つである。この問題の有力なシナ リオの一つに「初期宇宙に ~ $10^5 M_{\odot}$ の超大質量星 (SMS) が形成されて重たい種 BH になって、その後降 着成長した」とする Direct Collapse Scenario (DC) がある (Bromm & Loeb 2003)。DC が起こるために は水素分子の量を抑制する必要があり、そのモデルの一つにハローへの cold accretion による衝突解離モデ ルが提案されている (Inayoshi & Omukai 2012)。その妥当性が先行研究 (Fernandez et al. 2014) で宇宙論 的シミュレーションで検証されているが、結果は「 $M \sim 10^7 M_{\odot}$ のハローでは cold accretion が起こらない ため SMS 形成も失敗する」としている。

しかしこの結果は、これまで「z によらず ~ $10^{11} M_{\odot}$ 以下のハローでは中心部まで cold accretion が届 く」と考えられていた (Birnboim & Dekel 2003) ことと明らかに矛盾する。検証されていない $M \gtrsim 10^8 M_{\odot}$ の比較的大質量のハローでは SMS が形成できる可能性も指摘されており (Inayoshi et al. 2020)、実際には cold accretion がガスハローを貫きハロー中心部に届くためのハロー質量には、これまで検証されなかった 下限があると考えられる。本発表では、関連する論文数点のレビューを行い、SMS 形成に必要なハロー質量 下限について、簡単な 1D モデルでの数値計算結果を紹介する。

1 Introduction

超大質量ブラックホール (SMBH) は銀河の中心に 普遍的に存在する質量 $10^5 M_{\odot}$ 以上の BH であり、そ の起源は未解決である。更に謎を呼ぶのは、赤方偏 移 $z \sim 6$ の初期宇宙において質量が $10^9 M_{\odot}$ 以上の SMBH が数十例見つかっていることである。このこ とは、SMBH は宇宙初期の通常の stellar-mass BH から Eddington 降着率で成長して形成されたとする のは困難であると示唆する。

この問題を解決するシナリオがいくつか提案されて おり、有力なシナリオの一つに「初期宇宙に~10⁵M_☉ の超大質量星 (SMS) が形成されて重たい種 BH にな って、その後降着成長した」とする Direct Collapse Scenario (DC) がある (Bromm & Loeb 2003)。DC が起こるためには、星形成の段階で clump の分裂を 避けるため、初期宇宙の星形成で主たる冷却過程を 担う水素分子の量を抑制する必要がある。そのモデ ルの一つに、ハローへの降着流による dynamical な 高密度化で水素分子を衝突解離するモデルが提案されている (Inayoshi & Omukai 2012, 以降 I&O12)。



図 1: Inayoshi & Omukai 2012 モデルの模式図

2 Review; Inayoshi & Omukai 2012

初期宇宙のハローは階層的に成長し、ハロー周辺 のガスからの降着やハロー同士の合体を繰り返して



図 2: I&O12の結果.

いると考えられている。降着流は、ガスの元の位置 が大規模構造の網目に沿っているため filamentary 状 であることが予想され、この filamentary な降着流が ハローに突き刺さることが、宇宙論的シミュレーショ ンからも確認されている。

この時、もし filamentary な降着流がガスハローを 貫通しハロー中心部まで達することができれば、dynamical に密度を上げることでハロー中心部で衝突 解離が卓越する高温高密環境が実現されうる。Birnboim & Dekel 2003 は、質量 $M \leq 10^{11} M_{\odot}$ のハロー では降着流の貫通が起こることを示唆している。こ こでは貫通したと仮定して、ハロー中心部がどのよ うな温度 T 及び水素数密度 n になれば SMS 形成可 能か、星内部を一様近似したモデルで計算している。

計算した結果が図2の通りである。ハロー中心部 が降着流によって高密度化してn - T図の水色の領 域 (zone of no return, 以降 ZoNR) に乗れば、その 後は衝突解離による水素分子抑制で冷却が抑えられ、 SMS 形成のトラックに移行する。一方で水色領域に 入らなければ、水素分子冷却が進んでガス雲が分裂 し、SMS 形成は失敗になる。結果から、降着流によっ て $T \sim 10^4$ K, $n \gtrsim 10^4$ /cc の環境が実現すれば、SMS 形成には十分であることがわかる。

3 Overview; Fernandez et al. 2014

I&O12 は、降着流がガスハローを貫通すると仮定 して議論を進めていた。このアイデアに対し、Fernandez et al. 2014(以降 Fer14) では本当に降着流の

	表 I: Fernandez et al. の sample					
	Halo	$z_{\rm col}$	M/M_{\odot}	$T_{\rm vir}[{\rm K}]$		
	Α	17	1.76×10^7	7.80×10^3		
	В	13	3.98×10^7	1.05×10^4		
	\mathbf{C}	12	3.23×10^7	8.50×10^3		
					_	
n ³)	10 ³				- 10 ⁴	(
ty (/cr	10 ¹				- 10 ³	re (K
Densi	10-1				10^{2}	eratu
mber	10-1				10	empe
Nu	10 ⁻³				- 10 ¹	Ĥ

図 3: Fernandez et al. のシミュレーション結果. $r \sim r_{\rm vir}$ で熱化してしまっている.

貫通及び中心部の高密度化が起こるのかを、3 次元 宇宙論的シミュレーションで検証した。

表1の sample 3 例を計算した結果は図3のようになった。結果として降着流はガスハローを貫通できずに ガスハロー全体を熱化し、ハロー中心部は*n* = 10⁴/cc に達することができないため SMS 形成も失敗した。 このことから Fer14 では、「降着流の貫通で SMS 形 成はできない」という結論に至っている。

4 Problem Setting

これまで I&O12 では Birnboim & Dekel 2003(以 降 B&D03) での cold accretion の議論を基に推論し てきた。B&D03 では、冷却込みの降着流がショック を経て熱化したあと衝撃波面が残り続けるか、衝撃 波面がラム圧で内側に押し込まれていくかの指標と して、解析的議論から

$$\gamma_{\rm eff} = \gamma - \frac{(\gamma + 1)^4}{6(\gamma - 1)^2} \frac{\rho_0 r_{\rm s} \Lambda(T_1)}{|u_0|^3} \leq \gamma_{cr} = \frac{2\gamma}{\gamma + \frac{2}{3}}$$
(1)

を導出した。「<」は衝撃波面が押し込まれる場合、 「>」は衝撃波面が残り続けて降着流が衝撃波面にぶ つかり貫通できない場合に対応する。またハローの動 的プロファイルを模した Toy Modelを作り、収縮過程 で半径 $r \sim r_v$ から $r = 0.05r_{vir}$ まで $\gamma_{eff} < \gamma_{cr}$ であり 続けるためのハローの質量条件から、 $M \leq 10^{11} M_{\odot}$



図 4: 冷却関数. 今は Z = 0 のみに注目.

で cold accretion が起こることを示した。

一方で Fer14 ではこの質量上限より十分小さい $M \sim 10^7 M_{\odot}$ のハローで cold accretion に失敗して いる。これは一見 B&D03の結果と矛盾している。こ の矛盾がどこから来たものか確かめるには、B&D03 で検討されなかった小質量側 ($M \sim 10^7 M_{\odot}$)の場合 で何が起こるかを検討しなければならない。

ここで式 (1) を眺めると、温度が $T \sim 10^4$ K 以下で 冷却関数 $\Lambda(T)$ は steap に減少するため (図 4 参照)、 ビリアル温度 $T_{\rm vir} \lesssim 10^4$ K の小質量側のハローでは cold accretion が起こらないことが予想される。この ことから、cold accretion が起こる条件として質量下 限が存在し、Fer14ではこの下限より小質量のハロー を選んでしまったのではないか予想できる。

5 Methods

B&D03 の球対称 Toy Model を用いて計算を行な う。質量半径 *M* のハローの動的発展を、

$$\frac{d^2R}{dt^2} = -\frac{GM}{R^2} \tag{2}$$

を解いた球対称ハロー解から与える。ここでガスと 違って DM ハローは互いをすり抜けてビリアル平衡 状態に至る。このビリアル化の効果を以下の様に組 み入れる。 $r = 2r_v$ に達し収縮に転じてから $r = r_v$ に至ると、ハローのうち DM 成分は瞬時にビリアル 化したと見なし、等温と仮定して $\rho \propto r^{-2}$ 型のプロ ファイルを与える。この DM ハロー中をガスハロー が自由落下するとして、運動を数値的に求める。密 度 ρ のプロファイルは、これまで考えた質量半径 *M* に加え *M* + *dM* のハローでも運動を求め、これらの 半径の差 *dr* と *dM* を用いて得られる。

ハロー質量とビリアル化する時期 z_{vir} を与えると、 そのハローの収縮過程での γ_{eff} のプロファイルが得 られる。これを γ_{cr} と比較することで、そのハローが どの半径で熱化して収縮できなくなるか、中心部ま で cold accretion が到達できるかが分かる。

6 Results





まず B&D03 の再現として、大質量側 ($M \sim 10^{12}$) での γ_{eff} の振る舞いを計算した。結果は論文と概ね 一致し、より内側で γ_{eff} が大きくなるプロファイル が得られた。次にこの計算を小質量側に段階的に移 行した (図 5)。

大質量側では主に最も内側での γ_{eff} の条件を考慮 していたが、小質量側では外側で断熱的 ($\gamma_{\text{eff}} \rightarrow 5/3$) となる効果が無視できないことが分かった。これは、 post-shock 温度 T_1 が主に pre-shock の運動エネル ギーによって決まり ($T_1 \sim (u_0)^2$)、より外側では運 動エネルギーが小さいために冷却関数 $\Lambda(T_1)$ がより 小さくなることから理解される。すなわち、小質量 側では大質量側と違って半径が大きいほど γ_{eff} が大 きくなることが予想される。このことを勘案して、 「 $r \leq \alpha r_{v}$ で、特に $r = \alpha r_{v}$ で $\gamma_{\text{eff}} < \gamma_{\text{cr}}$ となること」





を cold accretion の成立条件と見なし、それを満た す質量下限 *M* を計算した。 α は衝撃波が初めて立つ 半径の不定性を表し、 $\alpha = 0.9 - 1.1$ とした。結果と して図 6 が得られた。

SMS 形成が起こると期待される z = 10 - 20の間で、質量下限は $M \sim 10^8 M_{\odot}$ となることが分かった。これは Press-Schechter 理論での揺らぎの分散と比較しても、十分存在しうる値であることも確認された。この質量下限をハローのビリアル温度 $T_{\rm vir}$ に直すと $T_{\rm vir} \simeq 2.5 \times 10^4 {\rm K}$ となった。

7 Discussion

- Fer14で計算されたハロー sample は得られた質量下限より小さいことが分かった。これによりB&D03の枠組みと Fer14 のシミュレーション結果が矛盾なく説明できる。この質量下限を超えるハローを選んで Fer14 と同様のシミュレーションを行なえば、I&O12 モデルが成り立つことを実証できる可能性がある。
- ただしこれら示唆は、圧力を無視して動的発展 を手で与えた球対称 Toy Model での議論の上に 立脚している。ガス圧や冷却効果が動的発展に 与える影響や、降着流の貫通の3次元的プロファ

イルを加味すると、今回与えた質量下限は正確 でない可能性がある。また UV 等で星形成を抑 えつつ I&O12 が成立する程度に金属量汚染を抑 えたハローを用意する必要があり、このような ハローが本当に存在するのかどうかも含めてよ り現実的な宇宙論的シミュレーションで検証す る必要がある。

8 Summary

- 有力な SMBH 形成シナリオの一つとして SMS からの重い種 BH シナリオがある。その SMS 形 成モデルの1つに、cold accretion で dynamical に密度を上げる I&O12 モデルがある。
- B&D03の Toy Model を用いて、cold accretion が起こるために必要なハロー質量下限はz = 10-20で~ $10^8 M_{\odot}$ となることが分かった。
- この質量下限より大質量のハローでは cold accretion が起こって SMS 形成できる可能性がある。今後、より現実的なシミュレーションで検証する必要がある。

9 Acknowledgement

本研究に関し何度も議論・助言していただいてい る細川隆史さん (京都大学理学研究科 物理学第二教 室 准教授) に感謝申し上げます。

Reference

- V. Bromm & A. Loeb 2003, Nature, 425, 812.
- K. Inayoshi & K. Omukai, 2012, MNRAS 422, 2539.
- R. Fernandez, et al. 2014 MNRAS 439, 3807.
- Y. Birnboim & A. Dekel 2002, MNRAS 000, 1.
- K. Inayoshi et al. 2020, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 2020, 58, 27.

--index へ戻る

星惑poster2

月面反射電波観測から始めるSETI

熊本大学大学院 自然科学教育部理学専攻物理科学 コース 中村 美香

月面反射電波観測から始める SETI

中村 美香 (熊本大学大学院 自然科学教育部理学専攻物理科学コース)

Abstract

地球以外にも我々人類のような進化を遂げた生命が存在するのだろうか。さらに、人類と同じように通信 機器を使って情報をやり取りしている地球外生命体の痕跡を探るためにはどのような方法で観測すればいい のだろうか。現段階の天文学では地球外生命体について未知なる要素が多いので、まずは唯一生命の存在が 知られている地球からの電波を見本として、太陽系外惑星からの電波を観測する地球外生命体探査 (SETI) に繋げていきたい。地球の外から見た地球、つまり生命が存在する惑星がどのように見えるのかを究明でき れば、同様の観測方法を用いて系外惑星を観測しその惑星に存在する生命の存在を証明することができる。

地球の外から地球の人工電波を観測する試みの第一歩として、地球から漏れ出た人工電波の観測が行われ てきた。その一例として、1978年には月面に反射したテレビ局からの電波を観測する実験が行われた。さ らに、2012年の MWA での月面反射人工電波観測では、観測領域に月が存在する日と存在しない日での信 号強度の差分から FM 周波数帯に大きな信号を捉えることができた。このような観測を行うことによって、 地球の外から見た時の地球の人工電波を擬似的に検出できる。

本研究では、地球から漏れ出た人工電波のうち月に反射して再び地球に戻ってきた月面反射人工電波を飯 館惑星電波望遠鏡で観測し、その観測データを解析した。2日間にわたる定点観測では1日目は月からの反 射電波を含めた信号を検出し、2日目は月の公転移動により月を含まない空を見た時の信号を検出した。こ の2日間の観測データを各周波数ごとに時間積分し差分を取ることで月面反射電波を検出できると考えられ る。以上の結果を用いて、系外惑星からの人工電波検出の可能性について検討する。

1 Introduction

1.1 SETI

我々人類はこの宇宙空間で孤独なのか?地球外にも 文明を築いている知的生命体が存在している可能性 があり、1959年のGiuseppe CocconiとPhilip Morrisonの「星間交信の探索」では地球外文明も地球と 同じように電波で通信を行なっていると推定し、「地 球外に文明社会が存在すれば、我々は既にその文明 と通信するだけの技術的能力を持っている」と指摘 している。これらをもとに太陽系外の地球外文明か ら漏れ出る人工電波の探査、地球外知的生命体探査 (Search for Extraterrestrial Intelligence、SETI)は 行われてきた。SETIでは、以下の式をもとに銀河系 中の地球外文明の数を推定している。

$$N = R_{\star} \times f_p \times n_e \times f_l \times f_i \times f_c \times L \qquad (1)$$

過去に幾度かの SETI が実行されたが、地球外文

明からの電波観測には至っていない。SETIのために 必要な周波数や天体の位置などの膨大なパラメータ を探査するにはどうすれば良いのだろうか。近年、国 際的な取り組みにより大型電波干渉計 SKA(Square Kilometre Array)の建設が進んでおり、SKA は広視 野・高感度の観測を可能にするため惑星からのわず かな電波の観測に大いに貢献できるだろう。

	定義
R_{\star}	銀河系で誕生する星 (恒星) の確率
f_p	恒星が惑星系を持つ確率
n_e	恒星系が持つ生命の存在が可能な惑星の数
f_l	生命が存在する惑星において生命が発生する確率
f_i	発生した生命が知的なレベルまで進化する確率
f_c	知的なレベルになった生命体が星間通信を行う割合
L	技術文明の存続期間

表 1: Drake 方程式の各パラメータ [1]

1.2 Earthshine

本研究では地球照 (Earthshine) と呼ばれる地球面 を反射した太陽光が月面にも反射し再び地球に戻っ てくる現象に着目した (図 1)。最初から系外惑星由 来の電波を観測するのは困難であるから、地球照と 同様の原理を用いる。地球から放射され月面で反射 して地球に戻ってきた人工電波を疑似的な地球外知 的生命体からの人工電波だと見なすことで宇宙から 飛来する人工電波を観測する。こうして太陽系外より 飛来する人工電波を観測する方法を模索する。



図 1: 地球照のイメージ図。月面にのみ反射している 太陽光を示す赤線は月光の光路であり、月面と地表 面を反射している青線が地球照である。

JAPAN	CHINA
103	168
171	176
177	184
183	192
189	200
193	208
199	216
205	
211	
217	

表 2: 日本や中国で使われている TV 放送の VHF(Very High Frequency、超短波)帯周波数 (MHz)。VHF 帯周波数は電離層に反射しにくい性 質があり、FM ラジオなどに使われている。

2 Methods

月からの電波放射には、地球由来の人工電波の他 に月面反射した太陽光や天の川銀河からの銀河電波 も含まれている。さらには電波観測の最大の課題であ る望遠鏡に直接入射する人工電波 (Radio Frequency Interference、以下 RFI) 除去も考慮しなければなら ない。これらを取り除き、月面反射人工電波のみを 観測できるように2日間かけて観測を行った。今回 の研究では東北大学飯館観測所の電波望遠鏡で 2019 年 11 月 28 日、29 日に観測したデータを解析した。 1 日目の 28 日は月面上を観測し、2 日目の 29 日には 月面外からの電波を観測した。1 日目の観測データ は月からの放射と天の川銀河の放射や RFI などのノ イズが含まれており、2 日目の観測データはノイズの みとなるので、以下の式のような関係が成り立つ。

$$I_{res} = I_1 - I_2$$

= $(I_{refl-Earth} + I_{RFI}) - I_{RFI}$ (2)

ここで、*I_{res}*は1日目と2日目の電波強度の差、 *I*₁、*I*₂はそれぞれ1日目・2日目の電波強度を表 し、*I_{erfl-Earth}* は月面に反射した地球からの電波を 表している。2日間の観測データの差を求めること で月からの放射を見ることができる。周波数帯域は 100~500MHz、バンド幅を約 0.977MHz にして 2 日とも約4時間観測した。観測した周波数帯では月 面反射電波と比較し RFI の影響が大きくその判別も 困難である。そこで、隣国の中国で使われている電 波の周波数に着目した。中国で使われているテレビ 局の周波数であれば日本で観測したときに RFI とし ては観測されないが、月面反射電波には含まれてい る可能性がある。今回ピックアップした日本では使 われていないが中国では使われているテレビ局の電 波の周波数は168、208、479、487MHzである。これ らの周波数でピークが見つかれば月面反射電波の観 測ができたと言える。その他にも 100~500MHz の 範囲で 日本、中国で使用されている TV の周波数を 表2でまとめた。



図 2: 観測された電波強度の差 Ires。左:左円偏光、右:右円偏光



図 3: 11/28(青色の線)、11/29(オレンジ色の線) それぞれの周波数ごとに時間積分した電波強度。赤破線は 中国で主に使われているテレビ局の4種の周波数。左:左円偏光、右:右円偏光

3 Results & Discussion

2日間の観測で得られた1日目と2日目の電波強 度の差 *I_{res}* をそれぞれ右円偏光・左円偏光に分けて 時間-周波数の2次元プロットで表した(図2)。この 時、RFIとは別に強度が強く検出している電波が求 めたい月面反射人工電波ということになる。赤色が 目立つ周波数・時間帯では1日目に観測した電波強度 が大きいことを示している。いくつかの周波数帯で は全体の観測時間を通して非常に暗く、2日間での差 も小さい。本研究では特に強度の大きい周波数帯で は時間変動も大きいことが見て取れる。観測開始か ら2500秒(およそ午前2時20分、UTC)までの区間 の左円偏光で、または観測開始から5500~7500秒 前後(およそ午前3時10分~午前3時40分、UTC) では右円偏光・左円偏光ともに1日目が目立って強 い電波が観測された。この時間以降は2日目の方が 全周波数において明るくなった。

図3について、時間方向に積分した周波数スペク トルを見てみると周波数に対する電波強度の変動も 大きいことがわかる。いくつかの狭い周波数帯域で は安定した強度の電波が観測された。130±10MHz では安定して明るい電波を観測しているが、この周 波数帯は低軌道周回衛星であるオーブコム衛星で使 われている通信周波数である。また、250MHz帯や 380MHz帯は日本における人工電波であり、実際に 240MHz~275MHzは航空管制通信やコードレス電 話、347MHz~380MHzでは地方公共団体及び電力・ ガス・運輸交通等公共機関の公共業務や一般私企業 の各種業務に利用されている。

1日目と2日目の電波強度の差をとると多少はRFI の強度も抑えられる (図4)。これは図3で求めた1日



図 4: 11/28 と 11/29 の電波強度の差。左:左円偏光、右:右円偏光

目-2日目の電波強度の差である。つまり、図2の電波 強度の差を時間方向に積分したものである。250MHz 帯のように同じ周波数帯でも1日目の電波強度の方 が強かったり2日目の電波強度が強かったりと日時に よる変動が大きいこともわかった。右円偏光では全周 波数において2日目の方が電波強度が強いように見 える。また、右円偏光では431MHzで大きな電波強 度が見て取れる。この周波数は2011年に無線LAN をより低い周波数 (1GHz 以下) で使用するためのグ ループワークにより運用される周波数である。現在 中国の無線LAN で使われている周波数のため、こ の電波の強度が地球照として観測されるほど強けれ ば月面反射人工電波である可能性が大きい。しかし、 29日も同じ周波数でシグナルが検出されているので 日本での人工電波の可能性もあり、断定はできない。

4 Conclusion & Future work

今回の研究では望遠鏡に直接入射する RFI の除去 が不十分であったため、本研究で注目した中国から の月面反射電波の検出には至らなかった。原因とし て考えられるのはやはり日本での観測では周囲の人 工電波の強度が強いことが挙げられる。先行研究と して地球照による月面反射電波観測は 1978 年には アレシボ天文台 [3]、2012 年にも MWA(Murchison Widefield Array)を使って行われた [2]。その結果、 FM ラジオの周波数帯である 87.5MHz ~ 108MHz 帯 で顕著なピークが観測できた。MWA は人工電波の 少ない砂漠地帯にあり、広い視野を持っているので 月面内外を同時に見ることができる。また、アレシ ボ天文台での観測では今回の観測よりも短い時間間 隔で月面上と月面外の電波を交互に観測し電波強度 の差を計算しており、時間による電波強度の変動に 対応しやすい。これらの方法を利用すれば確実でな いが RFI の除去が可能である。

通常 SETI 観測が行われる周波数帯は GHz 帯で あることが多く、今回の観測周波数帯は比較的低 周波である。今後は超長基線電波干渉計を用いた VERA(VLBI Exploration of Radio Astrometry) に よる高周波での観測を計画している。

Acknowledgement

今回の研究に際し東京理科大学の木村智樹さんと 国立天文台の藤井友香さんに観測データの提供をし ていただきました。ご協力ありがとうございました。

Reference

- [1]Drake, F.D., Discussion of Space Science Board, National Academy of Scientific Conference on Extraterrestorial Intelligent Life, November 1961, Green Bank, West Virginia.
- [2]McKinley B., et al., 2013, The Astronomical Journal, 145, 23
- [3]Sullivan, W.T., Brown, S. Wetherill, C. (1978) Eavesdropping: The Radio Signature of the Earth. Science 199: 377388.

--index へ戻る

星惑poster3

SPH 法におけるシアー問題への取り組み

名古屋大学大学院 理学研究科素粒子宇宙物理学専攻 櫻井 雄太

SPH法におけるシアー問題への取り組み

櫻井 雄太 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

惑星形成の舞台である原始惑星系円盤等の形成・進化の研究には流体力学的数値計算が有効である。そのよ うな計算法の一つである SPH 法は流体を Lagrange 的に記述するため、流体素片の軌跡を簡単に追えると いうメリットがある。しかし、音速が円盤回転速度に比べてはるかに小さい原始惑星系円盤など、「冷たい シアー流」が重要となる流体の数値計算を限られた粒子数で行うと、非物理的な密度誤差が発生し精度良く 計算できないという問題(シアー問題)がある。シアー問題の解決策として Imaeda & Inutsuka (2002)、 Inayoshi 2019(名古屋大学・修士論文)では SPH 法を再定式化し、流体要素の速度と SPH 粒子の速度を 区別する方法が提案されている。ただ、この方法は角運動量、運動量を厳密に保存するように定式化されて おらず、また、計算コストが高いという課題がある。他の解決策としては、カーネル関数のスムージング長 を平均粒子間隔より大きく設定して、シアー流によって生じた密度誤差をならすという方法により改善の可 能性がある。しかし、一般にスムージング長を平均粒子間隔より大きく設定すると典型的なカーネル関数で は圧力の効果で SPH 粒子のクランピングが起こるという別の困難がある。もしこの圧力によるクランピン グの問題を解決できれば Imaeda & Inutsuka (2002) や Inayoshi (2019) らとは別のアプローチからシアー 問題に対して取り組むことが可能である。Walter Dehnen & Hossam Aly (2012) は Wendland kernel が あらゆる波長の波の摂動に対して安定でクランピングを起こさないことを標準 SPH の線形安定性解析によっ て示している。そこで、本研究では Wendland kernel 等を用いたシアー問題解決への取り組みを紹介する。

1 Introduction

1.1 SPH法

SPH 法とは流体計算に用いられる微分方程式の数 値解析手法のうちの一つであり、天体シミュレーショ ンで多用されている。SPH 法は流体を多数の粒子に 分割し、それぞれの粒子間の運動を運動方程式に沿っ て計算することによって計算を行う。つまり、流体の 物理量は連続的な分布をしているが、離散化された 有限の数の粒子でそれを近似するという方法をとっ ている。粒子の位置にカーネル関数という有効半径 がおよそれとなる関数を配置し、連続的な流体の変 数はそれの重ね合わせとして表す。粒子自体は質点で あり、その一点一点で一つの物理量をもつので、ここ で離散化された粒子の物理量と実際の流体の連続的 な分布の物理量を対応させる必要が出てくる。SPH 法では実際の流体の連続的な分布の物理量を粒子の 物理量にカーネル関数というものをかけ、その重ね 合わせで

$$\rho(\boldsymbol{x}) = \sum_{j} m_{j} W(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}_{j}, h)$$
(1)

と表現する。ここで W はカーネル関数である。本研 究では Gaussian kernel は 1 次元で

$$W(x,h) = \frac{1}{h\sqrt{\pi}}e^{-\frac{x^2}{h^2}}$$
(2)

と、Wendland kernel (C^6 、次元 $\nu = 1$)

$$W(x,h) = \frac{55}{32}(1-r)_{+}^{7}(1+7r+19r^{2}+21r^{3})$$
(3)

$$(\cdot)_{+} \equiv \max\{0, \cdot\}, \ r \equiv |x| / \left(\sqrt{39/8} \ h\right)$$
 (4)

という2つの釣鐘型の関数を使う。カーネル関数の 広がり具合を表すパラメータをスムージング長とい い、hで表す。本研究はhを平均粒子間隔で割った 値をhと再定義して用いる。

Gaussian kernel については、無限遠まで0より大きい値が続いているが、普通中心から3h程度でカッ

ト (truncate) し、それより外側の値を0として無視 する。これは、3h まで取ればそれより外側をカットし ても誤差はほとんど生まれないのに加えて、近接して いない粒子との相互作用を計算しなくてすむので計 算コスト低減につながるというメリットがある。本研 究ではカーネル関数の外側をカットするとき、カーネ ル関数の中心(粒子の位置)からの距離を truncation radius h_{truncate} (一次元では truncation point とも 呼ばれる)と呼ぶ。また、truncation point h_{truncate} をスムージング長 h で割った値を h_{truncate} と再定義 する。

(1)を変形し、運動方程式(6)、エネルギー方程式(7)が得られる。

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}_i}{\mathrm{d}t} = \boldsymbol{v}_i \tag{5}$$

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}_i}{\mathrm{d}t} = -\sum_j m_j \left[\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} \right] \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{x}_i} W(\boldsymbol{x}_i - \boldsymbol{x}_j, h)$$

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{u}_i}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{2} \sum_j m_j \left[\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_i^2} \right] (\boldsymbol{v}_i - \boldsymbol{v}_j) \cdot \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{x}_i} W(\boldsymbol{x}_i - \boldsymbol{x}_j, h)$$
(6)

dt 2
$$\sum_{j}$$
 $\left[\rho_{i}^{2} + \rho_{j}^{2}\right]$ (7)
これら 3 つと状態方积式で流体計質における式が閉

これら3つと状態方程式で流体計算における式が閉 じる。例えば、理想気体では以下の状態方程式を使 用する。

$$p_i = (\gamma - 1)\rho_i u_i \tag{8}$$

衝撃波を扱わない計算では、(7)、(8)の代わりに、 ポリトロピックな関係式

$$P(\rho) = K\rho^{\gamma} = K\rho^{1+\frac{1}{n}} \tag{9}$$

を使って計算を行う方法もある。

1.2 研究目的

先行研究 Walter Dehnen & Hossam Aly (2012) より、Wendland kernel とおよそ 11h で truncate し た Gaussian kernel は安定でクランピングしないこ とが標準 SPH の線形安定性解析によって示されてい る。また、Gaussian kernel の端の部分が安定化に寄 与していることを示唆している。

本研究の目的は (I) スムージング長を平均粒子間隔 より大きくとっても、圧力によるクランピングが起 こらない条件(カーネル関数、スムージング長h)を 数値計算により見出す、(II)カーネル関数の端の部 分が安定化に寄与しているか見極める、ことである。

2 Methods

Gaussian kernel と Wendland kernel の 2 つのカー ネル関数、複数のスムージング長 h について、truncation point $h_{truncate}$ を変えながら計算が壊れるま での時間をプロットする。

ただし、計算が壊れるとは、粒子のすり抜けが起 こったと定義する。逆に、計算時間内に計算が壊れ なかった場合、安定と判断する。計算時間は平均粒 子間隔を音速で割った音速通過時間の 10000 倍の時 間までシミュレーションする。

本研究では微小振幅を考えているので、系全体の エントロピーが一定とみなすことができる。このた め、(7)のポリトロープを採用する。

今回の計算では比熱比は $\gamma = 1.4$ 、質量は $m_j = 1.0$ とする。

一様分布の乱数を使って、粒子間隔の 0.01 倍の振幅の sin の摂動を初期速度に加えた。これはつまりホワイトノイズを加えていることになる。また、スムージング長 h やカーネル関数を変えたときの乱数の値は毎回全て同じ値が順番で出るようになっている。

1D Gaussian の truncation radius (truncation point) を $h_{truncate} = 1 \sim 12$ (横軸) に、Wendland kernel の truncation radius と $h_{truncate} = 1 \sim 3$ と変化さ せたとき、何秒で計算が壊れたか、その時間をプロットした。なお、Wendland C^6 kernel は粒子からの距離約 2.2h 以上では値が 0 なので、 $h_{truncate} = 3$ は truncate していないのに等しい。

3 Results



図 1: スムージング長h = 3.5、Gaussian kernelを使用したときの、横軸:truncation radius $h_{truncate}$ 、縦軸:計算が壊れるまでの時間のグラフ。×点は計算時間内に計算が壊れた(粒子がすり抜けた)ときの横軸 $h_{truncate}$ 、縦軸計算が壊れたときの時間に対応する点。↑点は計算時間内に計算が壊れなかったときの横軸 $h_{truncate}$ に対応する点。 $h_{truncate}$ が大きくなると計算が壊れるまでの時間がより増えていっている。また、いくら $h_{truncate}$ を増やしても($h_{truncate} = 12$ にしても)計算は依然として壊れるという結果になり、安定化して計算が壊れなくなることはなかった。

スムージング長 h を粒子間隔の 3.5 倍に大きくした場合、truncation point を大きく $h_{truncate}=12$ までとっても Gaussian kernel は不安定であるという結果になった。



図 2: スムージング長 h = 4、Wendland C^6 kernel を 使用したときの、横軸: truncation radius $h_{truncate}$ 、 縦軸:計算が壊れるまでの時間のグラフ。×点は計 算時間内に計算が壊れた(粒子がすり抜けた)とき の横軸 $h_{truncate}$ 、縦軸計算が壊れたときの時間に対 応する点。↑点は計算時間内に計算が壊れなかった ときの横軸 $h_{truncate}$ に対応する点。 $h_{truncate}$ が大き くなると計算が安定化し計算時間内に計算が壊れな くなった。また、 $h_{truncate} = 3$ は truncate していな い本来の Wendland C^6 kernel であるが、そのとき は安定であった。

スムージング長 h を粒子間隔の 4 倍に大きくした 場合、Wendland kernel は $h_{truncate} = 1$ で truncate すると不安定になった。逆に、 $h_{truncate} = 3$ 、つま り、本来の truncate していない wendland kernel は スムージング長 h を粒子間隔の 4 倍に大きくしたと しても安定という結果になった。

4 Discussion

目的 (I) については、現状では1次元のテストしか できていないので、多次元でのテストをして調査す る予定である。

目的 (II) については、truncation point を大きく すると壊れるまでの時間が両 kernel 関数ともに、よ り長くなっていることから、カーネル関数の端の部 分が安定化に寄与していることが分かる。 2021 年度 第 51 回 天文・天体物理若手夏の学校

5 Conclusion

探索範囲 (スムージング長 h が粒子間隔の 4 倍以下) において、truncate した Gaussian kernel 等、典型的なカーネル関数では SPH 粒子がクランピング し、Wendland C^6 kernel ではしないことを確かめ た。これより、シアー問題は Wendland C^6 kernel を使えば解決できる可能性がある。

また、truncation point を大きくとると、Gaussian kernel、Wendland kernel において、計算がより安定 化することがわかった。

今後は、カーネル関数のスムージング長hの大きさ を平均粒子間隔より少し大きくして、Inayoshi (2019) の方法と組み合わせることも検討して誤差を減らす 方法の可能性を調査したい。

Reference

Walter Dehnen & Hossam Aly (2012) Mon. Not. Roy. Astron. Soc. $425(2),\,1068\text{--}1082.$

Yusuke Imaeda and Shu-ichiro Inutsuka (2002) Ap
J569501

Inayoshi 2019 (名古屋大学・修士論文)

--index へ戻る

星惑poster4

地球型系外惑星の将来観測に向けた惑星マッピングの 発展

東京大学大学院理学系研究科天文学専攻 桑田 敦基

地球型系外惑星の将来観測に向けた惑星マッピングの発展

桑田 敦基 (東京大学 大学院理学系研究科 天文学専攻)

Abstract

現在、地球型系外惑星の直接撮像に向けた宇宙望遠鏡ミッションが計画されている。これが実現し系外惑星 の反射光の時間変動が得られると、系外惑星の表面を空間分解せずともその二次元空間分布を推定すること ができると考えられる。この方法論は Spin-Orbit Tomography(SOT) と名付けられ、開発されて以来様々 な応用研究が行われてきた。本研究では先行研究をさらに融合させ、そのアルゴリズムを雲のない地球のモ デルに対し適用することによりその有用性を検証した。

1 諸言

系外惑星科学において、系外惑星の検出だけでな くその性質を詳細に調べる特徴付けが盛んに行われ るようになってきた。本研究では惑星表面を探査す ることに主眼を置く。特徴付けの根幹をなす観測手 法は直接撮像法と呼ばれる惑星を直接観測する手法 であり、現在計画されている宇宙望遠鏡 LUVOIR や HabEx によって 2030 年代には地球型系外惑星の直 接撮像が実現しようとしている。しかし、系外惑星 の典型的な見かけの直径は数マイクロ秒角であり、 惑星表面を空間分解して探査することは不可能であ る。そこで、惑表面星を空間分解せずとも、惑星の 反射光の時間変動から惑星表面の二次元空間分布を 得る Spin-Orbit Tomography (SOT) が開発された (Kawahara & Fujii 2010)。

本研究ではこれまで行われてきた SOT の応用研究 をさらに発展させせ、将来観測に向けたより実用的 な方法論を開発することを目的とする。具体的には、 解のスパース性を用いて効率的な推定を行うスパー スモデリング (Aizawa et al. 2020) および複数の表 面組成の反射スペクトルを同時に推定するスペクト ル分離 (Kawahara 2020) を SOT に適用した応用研 究を融合させる。本発表では雲のない地球のモデル を用いた検証結果を報告する。

2 Spin-Orbit Tomography

2.1 反射光観測による表面分布の推定

本研究では系外惑星の反射光観測で得られるデー タを考える。観測データベクトルを $d \in \mathbb{R}^{N_i}$ (N_i は 観測データの長さ)、惑星の表面分布(例:アルベ ド)ベクトルを $m \in \mathbb{R}^{N_j}$ (N_j は惑星表面のピクセ ル数)、および反射光の積分範囲を表す重み行列を $W \in \mathbb{R}^{N_i \times N_j}$ とすると、これらの間には

$$\boldsymbol{d} = W\boldsymbol{m} \tag{1}$$

という関係が成り立つ。導出は Kawahara (2020) な どを参照。実際には観測データにはノイズが含まれ、 解析においては *d* および *W* が得られている下で *m* を推定する最適化問題に帰着できる:

$$\underset{\boldsymbol{m}}{\text{minimize}} \quad \frac{1}{2} \|\boldsymbol{d} - W\boldsymbol{m}\|_2^2 + R(\boldsymbol{m}), \qquad (2)$$

ここで、*R*(*m*) は最適化問題の制約に相当する正則 化項であり、||・||₂ は *ℓ*₂ ノルムである:

$$\|\boldsymbol{x}\|_2 \coloneqq \sqrt{\sum_i x_i^2}.$$
 (3)

Kawahara & Fujii (2010) では正則化項として ℓ_2 ノルムを用いる Tikhonov 正則化が用いられた:

$$R(\boldsymbol{m}) = \lambda_{\mathrm{Tik}} \|\boldsymbol{m}\|_2^2, \qquad (4)$$

ここで、 λ_{Tik} は正則化の度合いを調整するパラメタ である。また、Aizawa et al. (2020) ではスパースモ

デリングが導入され、解のスパース性を誘導する正 ここで、R(A, X)は正則化項、 $\|\cdot\|_{\mathrm{F}}$ は Frobenius ノ 則化項として ℓ1 ノルム

$$\|\boldsymbol{x}\|_1 \coloneqq \sum_i |x_i| \tag{5}$$

(7)

および全二乗変動(Total Squared Variation; TSV) ノルム

$$\|\boldsymbol{x}\|_{\text{TSV}} \coloneqq \sum_{i} \sum_{j} \frac{1}{2} N_{ij} (x_i - x_j)^2, \qquad (6)$$

$$N_{ij} \coloneqq \begin{cases} 1 & (第 i ピクセルと 第 j ピクセルが 隣接) \\ 0 & (上記以外) \end{cases}$$

を用いた正則化が用いられた:

$$R(\boldsymbol{m}) = \lambda_{\ell_1} \|\boldsymbol{m}\|_1 + \lambda_{\text{TSV}} \|\boldsymbol{m}\|_{\text{TSV}}, \qquad (8)$$

ここで、 λ_{ℓ_1} および λ_{TSV} は正則化の度合いを調整す るパラメタである。

スペクトル分離 2.2

前節では単一成分の表面分布の推定を考えた。そ の応用として、複数波長による観測データから惑星 表面の複数の組成における反射スペクトルを推定す る方法を考える。これをスペクトル分離と呼ぶ。

異なる N_l 種の波長における観測を考えると、観測 データ行列を $D \in \mathbb{R}^{N_i \times N_l}$ 、惑星の表面分布行列を $M \in \mathbb{R}^{N_j \times N_l}$ とおけ、

$$D = WM \tag{9}$$

が成り立つ。さらに表面組成(例:海洋、植生、陸 地)の個数を N_k とし、各組成の表面分布行列を $A \in$ $\mathbb{R}^{N_j \times N_k}$ 、および反射スペクトル行列を $X \in \mathbb{R}^{N_k \times N_l}$ とおくと、M = AX であり

$$D = WAX \tag{10}$$

が成り立つことが分かる。前節と同様に実際の観測 ノイズを考えれば、解くべき最適化問題を以下のよ うに書ける:

minimize
$$\frac{1}{2} \|D - WAX\|_{\mathrm{F}}^2 + R(A, X),$$
 (11)

ルムである:

$$|Y||_{\mathbf{F}} \coloneqq \sqrt{\sum_{i} \sum_{j} Y_{ij}^2}.$$
 (12)

これはベクトルに対する ℓ2 ノルムを行列に対して拡 張したものと解釈できる。

Kawahara (2020) では、Aの正則化として Frobenius ノルムを、X の正則化として単体体積正則化が 適用され、さらに行列の要素に関する非負制約を用 いている。その結果として以下のような最適化問題 に帰着する:

$$\underset{A,X}{\text{minimize}} \frac{1}{2} \|D - WAX\|_{\text{F}}^{2}$$

$$+ \frac{\lambda_{A}}{2} \|A\|_{\text{F}}^{2} + \frac{\lambda_{X}}{2} \det(XX^{\top})$$

$$(13)$$

subject to $A_{jk} \ge 0, X_{kl} \ge 0$ (for any j, k, l).

2.3 先行研究の融合

本研究では前節までに述べたスパースモデリング およびスペクトル分離を融合させる。解くべき最適 化問題は

$$\begin{array}{l} \underset{A,X}{\text{minimize }} Q_{\ell_1 + \text{TSV}} \\ \text{subject to } A_{jk} \ge 0, X_{kl} \ge 0 \text{(for any } j, k, l), \end{array}$$
(14)

$$Q_{\ell_1+\mathrm{TSV}} \coloneqq \frac{1}{2} \|D - WAX\|_{\mathrm{F}}^2 + \sum_k (\lambda_{\ell_1} \|\boldsymbol{a}_k\|_1 + \lambda_{\mathrm{TSV}} \|\boldsymbol{a}_k\|_{\mathrm{TSV}}) + \frac{\lambda_X}{2} \det(XX^{\top})$$
(15)

と書ける。最適化問題の代表的な解法に最急降下法 があるが、一般に ℓ1 ノルムは微分可能でない点を含 むため、最急降下法を直接用いることはできない(ま た、最急降下法だけでは非負制約を表現できない)。 そこで、本研究では近接勾配法と呼ばれる手法を用 いて問題(14)を解く。詳細を以下に述べる。

まず (15) を A の第 k 列ベクトル ak に関して整

理すると以下のようになる:

$$Q_{\ell_1+\mathrm{TSV}} = q_{A,\ell_1+\mathrm{TSV}} + (\text{const. for } \boldsymbol{a}_k), \quad (16)$$

$$q_{A,\ell_1+\mathrm{TSV}} \coloneqq \frac{1}{2} \|\boldsymbol{x}_k\|_2^2 \|\boldsymbol{p}_A - \boldsymbol{W}\boldsymbol{a}_k\|_2^2$$

$$+ \lambda_{\ell_1} \|\boldsymbol{a}_k\|_1 + \lambda_{\mathrm{TSV}} \|\boldsymbol{a}_k\|_{\mathrm{TSV}}.$$
(17)

$$\boldsymbol{p}_A \coloneqq (1/\|\boldsymbol{x}_k\|_2^2) \Delta \boldsymbol{x}_k. \tag{18}$$

ここで、 \boldsymbol{x}_k は X^{\top} の第k列ベクトル、 Δ は

$$\Delta_{il} \coloneqq D_{il} - \sum_{j} \sum_{s \neq k} W_{ij} A_{js} X_{sl} \tag{19}$$

なる行列である。また、(15)を x_k に関して整理す ると以下のようになる:

$$Q_{\ell_1+\mathrm{TSV}} = q_{X,\ell_1+\mathrm{TSV}} + (\text{const. for } \boldsymbol{x}_k), \qquad (20)$$

$$q_{X,\ell_1+\mathrm{TSV}} \coloneqq \frac{1}{2} \boldsymbol{x}_k^{\mathsf{T}} (\mathcal{L}_X + \mathcal{D}_X) \boldsymbol{x}_k - \boldsymbol{l}_X^{\mathsf{T}} \boldsymbol{x}_k \qquad (21)$$

$$\boldsymbol{l}_X \coloneqq \boldsymbol{\Delta}^\top W \boldsymbol{a}_k, \tag{22}$$

$$\mathcal{L}_X \coloneqq \|W \boldsymbol{a}_k\|_2^2 I,\tag{23}$$

$$\mathcal{D}_X \coloneqq \lambda_X \det(\breve{X}_k \breve{X}_k^\top) \left(I - \breve{X}_k^\top (\breve{X}_k \breve{X}_k^\top)^{-1} \breve{X}_k \right),$$
(24)

ここで, X_k は X から第 k 行べクトルを取り除い た部分行列である。(20)の導出は Kawahara (2020) を参照。以上を用いて問題 (14) を部分問題

minimize
$$q_{X,\ell_1+\text{TSV}}$$
 subject to $(\boldsymbol{x}_k)_l \ge 0$, (26)

に書き換え、 $k = 1, \ldots, N_k$ と変えながらこれらを交 互に解くことにより、A および X を交互に更新して いく。

$$\underset{\boldsymbol{a}_k}{\text{minimize}} \quad f_{A,\ell_1+\text{TSV}} + \psi_{A,\ell_1+\text{TSV}},$$
 (27)

$$f_{A,\ell_1+\mathrm{TSV}} \coloneqq \frac{1}{2} \|\boldsymbol{p}_A - W\boldsymbol{a}_k\|_2^2 + \lambda_{\mathrm{TSV}}' \|\boldsymbol{a}_k\|_{\mathrm{TSV}},$$
(28)

$$\psi_{A,\ell_1+\mathrm{TSV}} \coloneqq \lambda'_{\ell_1} \|\boldsymbol{a}_k\|_1 + \delta_+(\boldsymbol{a}_k), \tag{29}$$

$$\min_{\boldsymbol{x}_k} f_{X,\ell_1+\mathrm{TSV}} + \psi_{X,\ell_1+\mathrm{TSV}},$$
 (30)

$$f_{X,\ell_1+\mathrm{TSV}} \coloneqq \frac{1}{2} \boldsymbol{x}_k^{\mathsf{T}} (\mathcal{L}_X + \mathcal{D}_X) \boldsymbol{x}_k - \boldsymbol{l}_X^{\mathsf{T}} \boldsymbol{x}_k, \quad (31)$$

$$\psi_{X,\ell_1+\mathrm{TSV}} \coloneqq \delta_+(\boldsymbol{x}_k), \qquad (32)$$

ここで、

$$\lambda_{\ell_1}' \coloneqq \frac{\lambda_{\ell_1}}{\|\boldsymbol{x}_k\|_2^2},\tag{33}$$

$$\lambda'_{\rm TSV} \coloneqq \frac{\lambda_{\rm TSV}}{\|\boldsymbol{x}_k\|_2^2},\tag{34}$$

$$\delta_{+}(\boldsymbol{y}) \coloneqq \begin{cases} 0 & (y_i \ge 0 \text{ for any } i) \\ \infty & (\text{otherwise}) \end{cases}$$
(35)

である。このとき、 $f_{A,\ell_1+\mathrm{TSV}}$ および $f_{X,\ell_1+\mathrm{TSV}}$ は 微分可能であり、 $\psi_{A,\ell_1+\text{TSV}}$ および $\psi_{X,\ell_1+\text{TSV}}$ は微 分可能でない。このようにな微分可能な関数と微分 可能でない関数の和で表される最適化問題を解くた めの手法のひとつが近接勾配法である。近接勾配法) の更新式は、

$$\boldsymbol{x}_{i+1} = \operatorname*{argmin}_{\boldsymbol{y} \in \mathbb{R}^n} \left(\psi(\boldsymbol{y}) + \frac{1}{2\gamma} \|\boldsymbol{y} - \boldsymbol{g}_i\|_2^2 \right), \quad (36)$$

$$\boldsymbol{g}_i \coloneqq \boldsymbol{x}_i - \gamma \nabla f(\boldsymbol{x}_i) \tag{37}$$

と表される。近接勾配法に関する詳細は金森他(2016) などを参照。

トイモデルによる実験 3

本研究では、雲のない地球のモデルを用いて作成し minimize $q_{A,\ell_1+\text{TSV}}$ subject to $(\boldsymbol{a}_k)_j \geq 0$, (25) た観測データにアルゴリズムを適用することで検証 を行う。モデルの作成においては Kawahara (2020) を参考にした。

> まず以下の関係式を用いて観測データである光度 曲線 D を作成する:

$$D = WA_{\rm true}X_{\rm true} + E. \tag{38}$$

ここで, $D \in \mathbb{R}^{N_i \times N_l}$ 、 $W \in \mathbb{R}^{N_i \times N_{j, \text{true}}}$ 、 $A_{\text{true}} \in$ $\mathbb{R}^{N_{j,\text{true}} \times N_{k,\text{true}}}$ 、 $X_{\text{true}} \in \mathbb{R}^{N_{k,\text{true}} \times N_l}$ であり、 $N_i =$ 512、 $N_{j,\text{true}} = 12288$ 、 $N_{k,\text{true}} = 3$ 、および $N_l = 10$ とする。表面組成として植生、陸地、および海洋を 考える.また E は観測ノイズに相当する項である。

表面分布 A_{true} は Moderate Resolution Imag-り ing Spectroradiometer により分類された各組成の 表面分布を使用した。また反射スペクトル X_{true} は、植生および陸地のものは ASTER spectral 2) liblrary(Baldridge et al. 2009) を、海洋のもの

2021 年度 第 51 回 天文・天体物理若手夏の学校

は McLinden et al. (1997) により作成された ものを使用した。観測波長は 0.425 + 0.05(l – 1) μ m (l = 1,..., N_l = 10) とする。また Wについては軌道傾斜角 i = 45°、春分時の公転位相角 Θ_{eq} = 90°、赤道傾斜角 ζ = 23.4°、公転周期 P_{orb} = 365 日、および自転周期 P_{spin} = 23.9344699/24.0 日 として作成した。以上により得られた D および Wを用いて問題 (14) を近接勾配法により解く。

(実験結果および考察は発表の際に提示します。)

Reference

- AIZAWA, M., KAWAHARA, H. & FAN, S., 2020, ApJ, 896, 22
- BALDRIDGE, A. M., HOOK, S., GROVE, C. & RIVERA, G., 2009, Remote Sensing of Environment, 113, 711–7

Kawahara, H., 2020, ApJ, 894, 58

Kawahara, H., & Fujii, Y., 2010, ApJ, 720, 1333

KAWAHARA, H. & MASUDA, K., 2020, ApJ, 900, 48

- MCLINDEN, C., MCCONNELL, J., GRIFFOEN, E., MCELROY, C. & PFISTER, L., 1997, Journal of Geophysical Research: Atmospheres, 102, 18801–188
- 金森敬文・鈴木大慈・竹内一郎・佐藤一誠 (2016)『機械学 習のための連続最適化』,講談社

-index へ戻る

星惑poster5

Formation of Population III star clusters in first galaxies

University of Tsukuba Degree Programs in Pure and Applied Sciences, Master of Physics, Graduate School of Science and Technology Xhemollari Oerd

Formation of Population III star clusters in first galaxies

Oerd Xhemollari(University of Tsukuba M1)

Abstract

The counter-intuitively called Population III(Pop.III) stars, which are the first stars in the Universe, have been one of the most heavily discussed topics in modern astrophysics, and with good reason. Their undeniable impact in the transformation of the early Universe includes, among other things, the chemical enrichment of the intergalactic medium(IGM), reionization, and formation of supermassive black holes(SMBH). I review the work of Regan et al. (2020), in which simulations are performed to study the formation of supermassive stars(SMS) in pristine atomic cooling haloes under mild $(J_{LW} \sim 2 - 10J_{21}(z))$ Lyman-Werner (LW) background. The results obtained show that 20 very massive stars form with stellar masses greater than 1000 M_{\odot} , including the largest one with mass of over 6000 M_{\odot} . It is noticed that the accretion of all stars strongly declines after the first ~ 100 kyr of evolution as the stars are pushed to lower density regions. Ionising radiation is analyzed, and it is concluded that it does not limit the SMS formation or growth. Ending their lives as direct collapse black holes, these massive stars will set out to be the seeds for the small haloes with populations of black holes ranging from 300 M_{\odot} to 10,000 M_{\odot} , eventually merging to form intermediate mass black holes detectable by LISA [1]. In this talk, I also briefly introduce the results of my recent test calculations using the GADGET-3 code and comment on the statistical nature of key physical processes under strong ultraviolet(UV) background.

1 Introduction

1.1 Primordial-gas clouds under external radiation

The first generation of stars, the so-called Population III (Pop.III) stars, are the first luminous objects that are a consequence of the gravitational collapse of metal-free primordial gas clouds at $z \gtrsim$ 20. In the metal-free conditions of low mass primordial gas clouds, an important formation mechanism, such as cooling, is carried out by the H_2 molecule, i.e. cooling by radiation of excited rotational and vibrational states of H_2 molecule. Having way more mass than nowadays stars leads to high energy radiation levels, capable of heating and ionizing the surroundings gas in the respective dark matter haloes. Molecular hydrogen H_2 can be formed in the primordial gas clouds mainly via the reactions:

$$e^- + H \to H^- + h\nu \tag{1}$$

$$H^- + H \to H_2 + e^- \tag{2}$$

Molecular hydrogen is fragile and can easily be photo-dissociated by photons with energies of 11.26 - 13.6 eV (LW radiation)(Shull & Beckwith, 1982). Destruction of H_2 suppresses star formation and prevents the low mass gas structures from collapsing. After the formation of the first stars, the LW radiation plays an important role in regulating star formation. A critical value of the external radiation leads to two scenarios that the structure might follow, the Direct Collapse Black Hole(DCBH) scenario or the Pop.III scenario. Unfortunately, this critical value is not determined yet, with its value ranging in between $10 - 10^4 J_{21}$, where $J_{21} = 10^{-21} \text{ergs}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

2 Regan et al.(2020)

2.1 Methods

Regan et al.(2020) is built on the previous works of Wise et al. (2019) and Regan et al.(2020b). Its goal is to model the formation and evolution of (super-)massive star formation in haloes that are exposed to moderate LW backgrounds, which when combined with the effects of dynamical heating can suppresses star formation below the atomic cooling limit. Two haloes from the original simulation, exposed to moderate LW radiation were re-simulated using the zoom-in technique. One of them(Halo A) was re-simulated with a LW radiation(local and background contribution), and the other one(Halo B) is re-simulated with no LW radiation in order to determine whether the dynamical heating effects alone are able to suppress star formation or not.

The results show that 20 very massive stars form with stellar masses greater than 1000 M_{\odot} , including the largest one with mass of over 6000 M_{\odot} . It is noticed that the accretion of all stars strongly declines after the first ~ 100 kyr of evolution as the stars are pushed to lower density regions. Ionising radiation is analyzed, and it is concluded that it does not limit the SMS formation or growth. The original Renaissance simulations were carried out using the code Enzo(Bryan et al. 2014). In Wise et al. 2019, two metal-free and star-free haloes from the original data were re-simulated to a maximum spatial resolution of $\Delta x \sim 60$ au, mainly in order to study the evolution of the inner halo. In Regan et al. 2020b, metal-free and star-free atomic cooling were analyzed, through which four haloes showed to harbour ideal conditions for SMS formation. Out of those four, two were selected to be re-simulated for this study. An impressive maximum spatial resolution of $\Delta x \sim 1000$ au was achieve, while maintaining the goal of following star formation within the collapsing halo for up to 2 Myr after the formation of the first star. The criteria for star formation described in Krumholz, McKee & Klein (2004) are followed. They are as follows:

- 1. The cell is at the highest refinement level
- 2. The cell exceeds the Jeans density
- 3. The flow around the cell is converging
- 4. The cooling time of the cell is less than the freefall time
- 5. The cell is at a local minimum of the gravitational potential

After the formation, mass accretion is obtained by evaluating the mass flux within a radius of 4 cells around the star. The accretion onto the surface of the embryonic star is found by applying Gauss's divergence theorem to the volume integral of the accretion zone (Bleuler & Teyssier 2014).

$$\dot{M} = 4\pi \int_{\Omega} \rho v_r^- r^2 dr, \qquad (3)$$

where M is the mass accretion rate, Ω is the accretion zone over which it is integrated, ρ is the density of the cells intersecting the surface, v_r^- is the velocity of cells intersecting the surface which have negative radial velocities and r is the radius of the surface. Due to computational expense, the impact of the ionising feedback is ignored however, code Cloudy(Ferland et al. 2017) is used to post-process the impact of the ionising feedback and evaluate how much stars ionize their surroundings and suppress star formation.

2.2 Results



Figure 1: The panel shows the projected number density in Halo A at the end of each simulation. The legend gives the mass of the five most massive stars at the final output time, as well as the age of the star at that time. The extent of each panel is 20 pc (physical). The orange star in each case represents the most massive star. Blue stars are those stars (normal PopIII stars) for which the rate is below the critical rate (0.04 $M_{\odot}yr^{-1}$) for SMS formation. Regan et al.(2020)

In Figure 1 is shown the star formation of Halo A at the end of the simulation. As mentioned in the previous section, the simulations ran up to 2 Myr after the appearance of the first star, avoiding this way the effect of the first supernovae. At the end of the simulation there are 99 stars with masses ranging from $\sim 40 M_{\odot}$ up to over 6000 M_{\odot}. Star formation in Halo A is widespread throughout the inner 20 pc of the halo with a number of different gas clouds giving rise to star formation. Furthermore, as the simulation develops the interactions between clouds triggers star formation as individual clouds merge and interact.


Figure 2: The mass function for the stars that formed in Halo A & Halo B over approximately 2 Myr. Blue bars represent stellar masses from Halo A, while red bars represent stellar masses from Halo B. Regan et al.(2020)

Figure 2 shows the mass distribution of stars at the final output time. Halo A has 22 stars with masses over 1000 M_{\odot} , with the maximum mass of 6127 M_{\odot} . Halo B has stars with ranging masses from 22 M_{\odot} up to 173 M_{\odot} . The median mass of stars formed in Halo B is 44 M_{\odot} while the median mass of stars formed in Halo A is 683 M_{\odot} . The mass distribution of stars is significantly different between the two haloes. Due to the finite spatial resolution, the lower end of the initial mass function is not accurately defined.

3 Structure formation of pop-III dominated galaxies using cosmological hydrodynamical simulations

3.1 Introduction

The aim of my research is to study the structure formation of Pop III dominated galaxies, while taking into account the effect of strong radiative feedback(LW radiation) on high density structures. Current and future simulations are made using the smoothed-particle hydrodynamics (SPH) code GADGET-3(Springel et al. 2001; Springel 2005). Based on the results obtained, I analyze the evolution of important physical processes and quantities like star formation efficiency of Pop.III stars and strength of stellar feedback(among others) for this scenario.

In my calculations, the SPH code GADGET-3 is used. The code deals with the formation/evolution of Pop III stars, LW radiation feedback, SN feedback, which are implemented in the First Billion Year (FiBY) project (Johnson et al. 2013)[2]. The work begins by generating the zoom-in initial conditions for the upcoming simulations using MUSIC code (Hahn & Abel 2011). Then, using GADGET-3 a cosmological N-body simulation with a box size of $(4h^{-1}\mathrm{Mpc})^3$ with $(128)^3$ coarse-grained dark matter(DM)particles is run. The next step would be to identify the most massive DM haloes at the end of the simulation. That is achieved by using the friends-of-friends (FOF) group finding method. I selected two haloes(Halo A and B) with masses $4.3 \times 10^9 M_{\odot}$ and $3.1 \times 10^9 M_{\odot}$, respectively. The simulations are run until redshift z=8, and the zoom-in regions are of sizes $\sim 400 - 450$ kpc. For the until now test calculations, spatial resolutions of $\Delta x \sim 260 - 283$ and $\Delta x \sim 130 - 143$ comoving pc are achieved.

3.2 Preliminary results



Figure 3 Distribution of density, metallicity and temperature of Halo A.



Figure 4

The figure describes star formation rate(top-left), mass of the enclosed gas(top-right), metallicity(bottom-left) and mass of the stars formed(bottom-right) as a function of redshift. The continuous lines represent the haloes in the simulation of refinement level 2^9 and the dashed lines of level 2^{10} .

Figure 3 illustrates the distribution of density, metallicity and temperature of Halo A at t=0.64 Gyr. Axes y and x are in kpc, and column density is in internal code units $10^{10}M_{\odot}/h/(kpc/h)^3$.

Figure 4 describes the evolution of important physical quantities such as: star formation rate, mass of the enclosed gas and of stars formed, and metallicity. The tracks of the two haloes are quite similar to one another, due to their similar mass. The results are reasonable as test calculations not at a very high refinement level. The simulation does not follow small scales in detail. That leads to the some deviations, such as the one in the metallicity subplot. In these simulations, Pop.III star formation is followed, but not at the greatest detail. High LW background is not included yet, which leads to earlier cooling and collapse.

4 Summary/Future Outlook

Regan et al. (2020) examinated the (S)MS formation in haloes exposed to moderate LW radiation, including the effects dynamical heating. In my future steps, I would like to investigate and follow the evolution of small Pop.III structures under a strong LW background radiation. Under this scenario, I would like to evaluate, analyze and interpret important physical processes and quantities. Hopefully, my results will contribute in understanding better some of the not so well-determined quantities and will help estimate the observability of these structures by future missions such as James Webb Space Telescope(JWST).

Reference

- [1] Regan et al.(2020), The Open Journal of Astrophysics
- [2] Abe et al.(2021), arXiv e-prints
- [3] Inayoshi et al.(2014), Monthly Notices of the Royal Astronomical Society

--index へ戻る

星惑poster6

ALMA を用いた大マゼラン雲 N159 領域の観測:分子 雲の全体像

大阪府立大学 理学系研究科 南 大晴

ALMA を用いた大マゼラン雲 N159 領域の観測:分子雲の全体像

南大晴 (大阪府立大学)

Abstract

大マゼラン雲の H II 領域 N159 に付随する分子雲は 10⁷ M_{\odot} に迫る質量を持ち、同銀河の中でも最も巨大な 分子雲の一つである。これまでの観測から N159E/W 領域には大質量星を形成しているフィラメント状の分 子雲を確認した。一方で、N159S 領域は星形成が不活発であるが、北東部に一部フィラメント状構造が存在 している (南他 2021 年春季年会)。分子ガスのさらに広範囲な空間分布を探るため、ALMA 12m+7m+TP array を用いて観測された ¹²CO(1-0) 輝線の アーカイブデータ (2019.1.00915.S) の解析を行った。これま での CO 観測よりも 4 倍程度広範囲な領域 (~43 pc×46 pc) を N159E/W/S の 3 領域それぞれでカバーして おり、空間分解能は ~0.5 pc(2."1×1."7) である。観測範囲が広がったことで、特に原始星や H II 領域が見ら れない部分、N159W の西側や N159S の周辺部における分子雲の詳細分布が明らかになった。N159W の東 側ではフィラメント構造が卓越しているが、大質量星形成が見られる分子雲と比較して、4 倍程度は平均的 な柱密度が低い (~4×10²² cm⁻²)。N159S ではさらに柱密度が低く薄く広がる構造が大部分を占めていた。 一方、N159E 領域の分子ガスは、広がった構造はあまり見られず、周りに存在する H II 領域と概ね相補的 な構造をしていることから、周囲の大質量星の影響により概ね解離・電離されていることが示唆される。こ れらより大質量星形成の観点で進化段階は若い方から、N159S, N159W, N159E であると推定される。フィ ラメント状構造は広がった分子ガスの中で比較的早期に形成されるが、星形成が活発になった後は、N159E の様に発達したフィラメント状構造のみが取り残されていると考えられる。

1 Introduction

大質量星の形成は銀河進化を理解する上で重要な 要素であり、銀河の構造とその進化を理解するため には星形成の理解が必要不可欠である。大質量星は 周囲の環境に多大な影響を与えており、星風や紫外 線の輻射、超新星爆発などが挙げられる。これらの サイクルは星間物質の重元素量の変化をもたらし、 星形成や銀河の進化に大きく寄与している。これら を理解するために、大質量星を形成する分子雲の物 理的な進化のプロセスを理解することは非常に重要 であり、これまでに多くの研究が行われてきた (e.g., Zinnecker & Yorke 07, Tan+14)。しかし、大質量 星形成がどのように起こるかは、いまだ理解されて いないことが多くあり、様々な環境における分子雲 の性質やそこでの大質量星形成の様子を観測的に明 らかにする必要がある。

大マゼラン雲 (LMC) は 50 kpc の距離にあり、高 い分解能で観測することが可能であるため、星形成 や分子雲の進化を理解する上で最も適した銀河であ

る。LMC では、星形成が活発に行われており、多く の大質量星団が形成されている。NANTEN 望遠鏡 により~300 個の分子雲が同定されており、H II 領 域や星団等との付随関係から、3つの進化段階に分類 できることが提案された (Kawamura+09)。しかし、 これらの分子雲進化を駆動するメカニズムは完全に は理解されていない。また、大マゼラン雲の南東に 位置する moleculer ridge では小マゼラン雲との銀河 間潮汐作用により北西からガスの流入が示唆されて おり、活発な星形成が確認されている (Fukui+15)。 その中で最も活発な星形成領域である N159 では、3 つのGMCが確認されており、図1のHII領域の分 布からも各クランプでは異なる進化段階であること が確認されている (Fukui+15, Saigo+17, 2021 年 度春季天文学会 南他)。そのため、N159 領域は分子 ガスから大質量星に進化していくプロセスを理解す る上で非常に良い対象である。本講演では、N159領 域における East/West/South の3つの GMC の解析 結果を紹介し、HII領域や銀河間潮汐作用による影 響と比較を行い、分子雲の進化について議論する。

2 Observations

ALMA archive からバンド 3(84-116GHz) で観測 されたデータ (P.I. T.Sawada #2019.1.00915.S) を 使用した。この観測は molecular ridge の高分解能 サーベイ観測であり、その中の N159W 領域のみを 使用した。主に 12m アレイを用いており、中心座 標は cycle4 の観測と同様に N159W-N のクランプ付 近の $(\alpha_{J2000.0}, \delta_{J2000.0}) = (5h39m35s, -69°45'31'') で$ ある。対象となる観測輝線は¹²CO(J=1-0)等であ る。¹²CO(1-0) に対して観測する帯域幅は 117 MHz で行い、周波数分解能は 61.0 kHz である。データ解 析では、Cycle4 のデータと同様に CASA(Common Astronomy Software Application) に実装されている 「tclean」を用いて処理した。ピクセルサイズを 0."5, 速度グリッドを 0.2 km s⁻¹ として、briggs weighting (robust parameter = 0.5)を適用した。その結果、合 成されたビームサイズは 2."18×1."81 であり、ノイ ズレベルが 2.57μ Jy beam⁻¹ となった。その後 12m array、7m array、および TP array の観測データの コンバインを行った。本講演では、molecular ridge のサーベイ観測プロジェクトにおける、N1593領域 の解析結果を報告する。



図 1: 背景は Hα の輝線を示し、コントアで ¹²CO(3-2) の積分強度を示す。

3 Results

3.1 各クランプの分子雲の空間分布

N159 領域の 3 つのクランプに対して、これまで の先行研究で行われた¹²CO(2-1)の観測結果を積分 強度図で図 2 の左図に示す。今回の解析で得られた ¹²CO(1-0)の観測結果を積分強度図で図 2 の右図に 示す。



図 2: 左図で ¹²CO(2-1)の積分強度図、 右図で ¹²CO(1-0)の積分強度図を示す。 (Fukui+15,Saigo+17)

本研究の結果からこれまでの観測に比べて広範囲 にわたる空間分布を明らかにした。N159E/Wでは非 常に卓越したコアやフィラメントが存在し、N159W に関しては西に広がる Hα の付随しない領域で薄く 広がる分子雲の存在が明らかになった。N159S に関 しても Hα は付随しておらず、西に向けて分子ガス が広がって分布しており、東側の一部でフィラメン ト構造が卓越していることが明らかにした。

3.2 速度場/線幅

図3では、左図がカラーで視線方向に移動する分 子雲の速度を示し、右図は分子雲の速度幅を示した。



図 3: 左図で N159 領域の速度場 [km s⁻¹]、右図で線 幅 [km s⁻¹] を示す。水色の十字は YSO を示す。

N159 では約 237km s⁻¹ のシステム速度を持ち、よ り blue shift した速度成分と red shift した成分が入 り組んだ速度成分で構成される。また左図より他の 2 つのクランプの線幅が 3 km s^{-1} に対して、N159S の みが線幅を 5 km s^{-1} と大きい。このように星形成が 不活発な分子雲で比較的線幅が大きい特徴は、M33 の GMC-8 でも見られている (Kondo+21)。

4 Discussion

4.1 N159 領域における分子雲の分布

図4のピーク温度図より水色の点線を境界に東西 に大きく分断すると西に分子ガスが薄く広がった分 布に対して、東にはクランプやフィラメント状の分子 雲が多く分布している。この特徴から南西から北東 にかけて分子雲が進化していると考えられる。各領域 において水素分子の柱密度を¹²CO(1-0)から導出し、 表1に示した。ここで使用した CO-to-H₂ conversion factor は7×10²⁰[cm⁻² K⁻¹ s] である (Fukui+08)。

これよりピークの柱密度、平均の柱密度それぞれで ~2 倍以上の違いが見られた。



図 4: N159 領域の¹²CO(1-0) 輝線のピーク温度図

表 1: N159 領域の各クランプの H₂ 柱密度

		4
クランプ	ピーク [cm ⁻²]	平均 [cm ⁻²]
北東部	${\sim}2{\times}10^{23}$	${\sim}2{\times}10^{22}$
南西部	${\sim}6{\times}10^{22}$	${\sim}9{\times}10^{21}$
N159E	${\sim}1{\times}10^{23}$	${\sim}3{\times}10^{22}$
N159W	${\sim}2{\times}10^{23}$	${\sim}1{\times}10^{22}$
N159S	${\sim}7{\times}10^{22}$	${\sim}1{\times}10^{22}$
N159 全領域	$\sim 1 \times 10^{23}$	${\sim}1{\times}10^{22}$

4.2 各クランプの進化段階

図2の積分強度図から N159EW の領域において非 常に強い分子ガスの分布が確認されており、H II 領 域の分布から示唆される通り、活発な星形成領域で ある。また、図4から N159E においては分子ガスの 分布が 30Dor に近く、広がった成分は少なく骨組み のみ残った形状であるため、星形成の後期であると 示唆される。N159W では、最も強く分子ガスが分布 しており、西側に広がりのある成分が reference 中心 付近のクランプに集束していることが確認できるた め、現在最も活発に星形成を行っていると考えられ 2021年度第51回天文・天体物理若手夏の学校

る。N159S は他の2領域を比較すると薄く広がった 成分が多く見られる。線幅についても2倍近く異な るため、未発達のGMC であると考えられる。しか し、北東部のフィラメントはHIフローに対して直 行する向きに卓越しており、HIフローが北西から流 入していると示唆される。3つのクランプは進化段階 で区別でき、柱密度が増大するほど星形成が進んで いることが考察できる。また東西でも大きく分子ガ スの分布が異なり、HII領域の付随の有無によって 分子雲の分布の仕方に特徴が異なる。ただ、N159S ではHII領域は見られないため、分子雲が卓越した のち HII領域が付随していくと考えられる。



図 5: (a)LMC の可視光と¹²CO(1-0) のコントア。 (b)molecular ridge における H I の分布と¹²CO(1-0) の分布 (c)N159 領域における各輝線の RGB 図

4.3 銀河間潮汐作用による H I フロー

Fukui et al.2015 では、SMC との銀河間潮汐作用 による H I フローが北西から流入していると示唆し ている。本研究で得られた N159 領域で北部から順 に進化段階が進んでいるという結果は先行研究に則 しており、H I フローの影響を受けていることが示唆 される。また、図 5 の右図からも北部において H II 領域が多く見られ活発であり、南部では全ての輝線 においてそれほど強い強度で観測されないため、北 部から順に進化段階が進む傾向がある。これらより、 N159 領域において GMC の進化を促す際に銀河間潮 汐作用が大きく寄与していると考えられる。

5 Conclusion

ALMA archive データを用いて LMC N159 領域の 分子雲の性質を調べた。¹²CO(1–0) 輝線の解析の結 果、3 つの巨大分子雲 N159E/W/S の広範囲にわた る空間分布が明らかになり、西側に薄く広がる分子雲 が分布していることが明らかになった。対して東側に 分布する N159E では広がった成分は見られず、フィ ラメント状分子雲が卓越している。また N159S 領域 では、他のクランプと比較して線幅が 5km s⁻¹ と大 きく、不活発領域の巨大分子雲に見られる乱流状態 にあると考えられる。これらより大質量星形成の観 点で進化段階は若い方から、N159S, N159W, N159E であると推定される。フィラメント状構造は広がった 分子ガスの中で比較的早期に形成されるが、星形成 が活発になった後は、N159E の様に発達したフィラ メント状構造のみが取り残されていると考えられる。

Reference

Fukui Y.,Harada R., et al. 2015, ApJ, 807, L4
Fukui Y.,Tokuda K., et al. 2019, ApJ, 886, 14
Minamidani T.,Mizuno N., et al.2008, Apj, 175, 485
Saigo K.,Onishi T.,et al. 2017, ApJ,835,108
Tokuda K.,Fukui Y., et al.2019, ApJ, 886, 15
Zinnecker, H., Yorke, H. W. 2007, ARA A,481,563
Kondo H.,Tokuda K., et al. 2021 Apj, 912,66
Fukui Y.,Tsuge K.,et al. 2017 PASJ,69,L5
Fukui Y.,Kawamura A., et al. 2008 ApjS,178,56
Tan,J.C., et al. 2014, Protostars and Planets VI,149
Kawamura A., Mizuno Y.,et al. 2009, ApjS,184,1

--index へ戻る

星惑poster7

磁気駆動円盤風による若い原始惑星系円盤の構造形成

九州大学 理学府地球惑星科学専攻 早川 喬

未提出

—index へ戻る

星惑poster8

太陽系外惑星大気の多波長トランジット観測

埼玉大学 理工学研究科物理機能系専攻 熊澤 希珠

未提出