

Direct Imaging Exoplanet Searching of the Nearby Solar-type Star ϵ Eridani

S.K. Nugroho, T.Mizuki, T.Yamada (Astronomical Institute of Tohoku University)

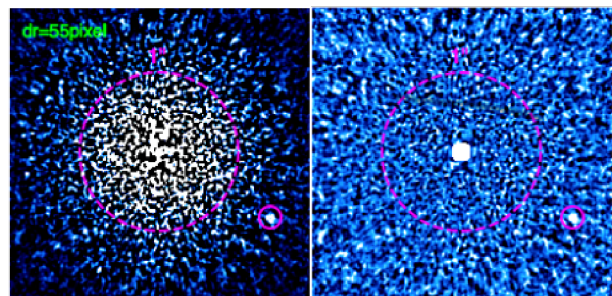
Abstract

ϵ Eridani is one of the nearest stars to the Sun. Previous observation for H-band and $\text{CH}_4 R12$ -band direct imaging with Subaru HiCIAO+AO188 in SDI mode which have been analyze with LOCI subtraction algorithm by Fuji et al. (2012) found a suspicious feature. The S/N ratio was ~ 2 -3 and it has been done with several statistical methods to reject the possible feature from the image. However it is not so strong enough to reject or to accept the possible result. The most recent direct imaging data was obtained for H-band with Subaru HiCIAO+AO188 in ADI mode. We analyzed it with LOCI pipeline. The current observation is deeper than Fuji et al. (2012) but still there is no such possible feature in the final frame nor the S/N map. We calculated the detection limit with assumption of age is 1 Gyr (Baines & Armstrong 2012). The limit for positive detection is about $5 M_J$. The possible feature that detected by Fujii et al. (2012) at 5.4 AU possibly was a noise signal because if it is not it should have been detected with current observation. According to the COND model (Baraffe et al. 2003) for 1 Gyr exoplanet with the expected mass by Baines & Armstrong (2012) observation in L-band will be the best option to detect such companion.

1 Introduction

ϵ Eridani is one of the closest Sun-like stars (K2V, 3.22 pc). It has been known with a strong IR excess (Aumann et al. 1984) which lead to the discovery of the debris disk around it by Greaves et al. (1998). From indirect method it has been reported for the existence of its giant planet companion (Hatzes et al. 2000; Deller & Madison 2005). Recent observations were with Hubble Space Telescope Fine Guidance Sensor observation and ground-based astrometry and radial velocity data, Benedict et al. (2006) calculated the exoplanet mass was $1.55 \pm 0.24 M_J$. Baines et al. (2012) conducted an observation with Navy Optical Interferometer to confirm the fundamental properties of the host star ϵ Eridani and resulting consistent exoplanet mass $1.53 \pm 0.22 M_J$ which orbiting the host star with semi major axis 3.39 ± 0.36 AU. Several direct imaging observations have been conducted (Macintosh et al. 2003; Marengo et al. 2006; Janson et al. 2007; Heinze et al. 2008; Morengo et al, 2009) but none of them detected imaging confirmation of its existence. Only H-band and $\text{CH}_4 R12$ -band direct imaging with Subaru Telescope and HiCIAO+AO188 in 2 channel SDI+ADI mode and LOCI subtraction algorithm (Lafreniere et al. 2007) performed by Fujii et al. (2012) detected such a possible feature located $1.''7$ (5.4 AU) from the host star with S/N

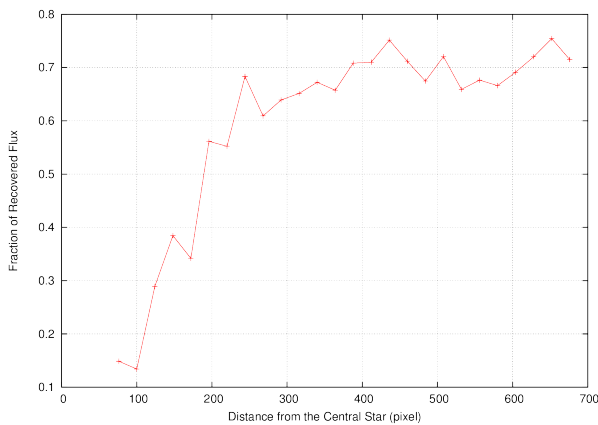
ratio ~ 2 -3 (see figure 1). Such a possible feature has been tried to be rejected with several statistical methods but it always exists at the same location at mostly every possible final image. In order to confirm what Fujii et al. (2012) had found, Strategic Exploration of Exoplanets and Disk with Subaru (SEEDS) survey (Tamura 2009) team conducted the same observation but with only H-band filter in ADI mode in order to go deeper than the previous one.



1: left: final image, right: S/N Map. Fuji et al. (2013, Master Thesis) changed the radial size of the differential area in the LOCI subtraction from 25 pix to 70 pix, and this is the case in which the feature appears most conspicuous (dr= 55 pix)

2 Methods/Instruments and Observations

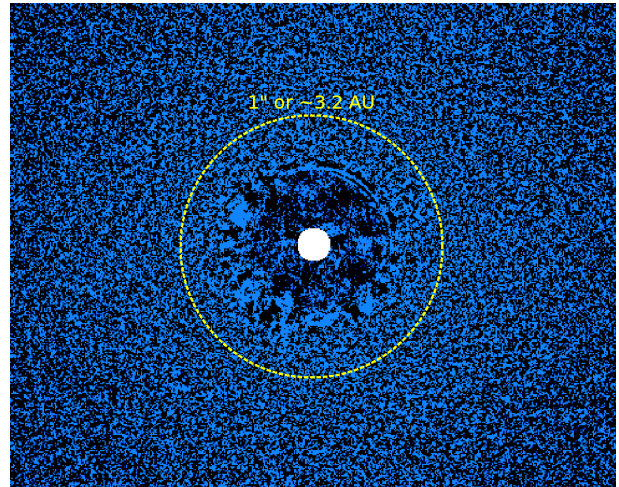
Direct imaging observation was obtained in H-band using Subaru Telescope with HiCIAO+AO188 in ADI mode on November 24, 2013. The central star, ϵ Eridani, was used as Natural Guide Star (NGS). 450 x 4.2 s science frames (with occulting mask 0.4") and 8 x 1.5 s frames (without occulting mask but neutral density filter (ND) 0.1, the transmission is 0.00063) were obtained. The science frames then reduced with LOCI subtraction algorithm (Lafreniere et al. 2007) and the same dr value with Fujii et al. (2012) work that is 55 pixel. Only 428 frames were reduced until the final because other frames were suffered from AO bad performance. Because LOCI subtraction algorithm basically reduces the flux of the speckle around the central star so it could also reduce the flux from any point source, an exoplanet for example. Then we injected artificial companion and performed LOCI from the beginning to measure the flux degradation. The result can be seen in figure 2. We also made S/N map in order to see whether there is suspicious feature or not. Frames without occulting mask were also reduced and used as photo-metric calibration.



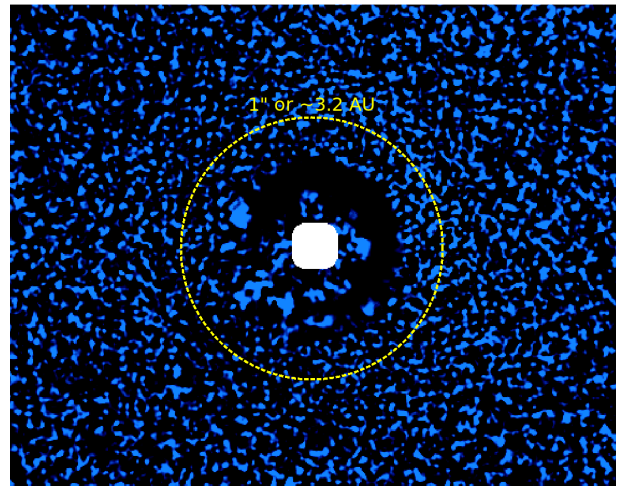
2: Distribution of the recovered flux after LOCI was performed in a function of distance from the central star. It was used to scaled the r.m.s to calculate the detection limit

3 Results

Figure 3 and 4 show that we do not detect any suspicious feature around the ϵ Eridani as indicated



3: Final reduced image by LOCI pipeline

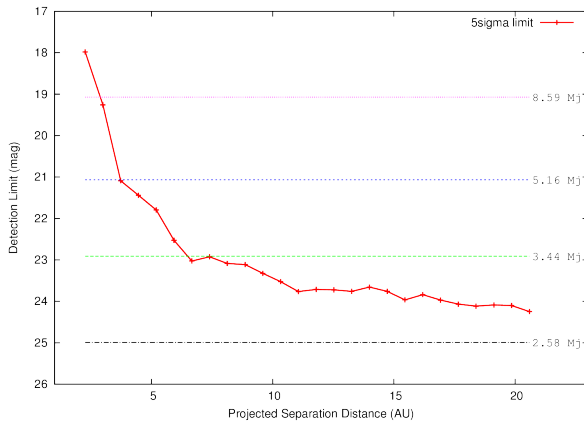


4: S/N map of the final reduced image

by Fujii et al. (2012). However we calculate the limiting magnitude that can be detected by this observation. We make circular annuli centered at the central star with width is 2FWHM and the radius is growing by 6FWHM. We measure the rms by doing aperture photometry inside the width of each annuli with isotropic distribution respect to the central star.

4 Discussion and Conclusion

Figure 5 show the 5 detection limit for our observation. The figure also show the expected magnitude of 2.58 M_J , 3.44 M_J , 5.16 M_J , and 8.59 M_J for 1



5: Detection Limit in H-band as a function of projected separation distance in AU

Gyr age. The detection limit is deeper than Fujii et al. (2012) detection limit by 2 magnitude. Near the central star (<5 AU), the observation was not deep enough to detect any companion with mass <5 MJ. Referred to Baines & Armstrong (2012) and Benedict et al. (2007) with distance about 3 AU and ~1.5 MJ it is certainly resulting non detection with current performance in H-band given the signal from the companion is much weaker than the speckled pattern near the central star. If we referred to the age that had been estimated by Baines & Armstrong (2012), which is 1 Gyr, the possible feature that detected by Fujii et al. (2012) at 5.4 AU possibly was a noise signal because if it is not it should have been detected with current observation. Given the current result and facility, it is hard to detect any companion with low mass near the host star in H-band observation. In figure 5 based on the COND model (Baraffe et al. 2003) for 1 Gyr age we can expect absolute magnitude of various mass of exoplanet in various photo-metric band passes. And as we see in figure 6 for the spectral energy distribution of HR 8799b that it will be brightest in L band and the host star brightness will decrease so that the contrast is much smaller. With the estimated properties of the companion by Baines & Armstrong (2012), the observation in L-band will be the best option to detect such companion.

Acknowledgement

We are very grateful to SEEDS team who provide the data for H-band direct imaging. We thank to

the Summer School committee for providing travel support from our place to the venue. We also thank to Ministry of Finance of Indonesia and Indonesia Endowment Fund for Education (LPDP) for supporting the study.

Reference

- Aumann et al, 1984, PASP, 97, 885
- Baraffe et al., 2003, AA, 402, 701-712
- Baines & Armstrong, 2012, ApJ, 744, 138
- Benedict, G., et al. 2006, AJ, 132, 2206
- Deller, A., Madison, S., 2005, ApJ, 625, 398
- Fujii et al, 2013, Master Thesis Tohoku University
- Greaves, J., et al., 1998, ApJ, 506, L145
- Hatzes, A., et al, 2000, ApJ, 544, L145
- Heinze et al, 2008, ApJ, 688, 583
- Janson, M. et al, 2009, AIP, 223, 1158
- Lafreniere et al. 2007, ApJ, 660, 770
- Madhusudhan, N., et al, 2011, ApJ, 737, 34
- Marengo et al. 2009, ApJ, 700, 1647

高速自転星と超短周期惑星からなる系の角運動量の力学進化

上赤 翔也 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

近年数多く観測されているホットジュピターの形成過程を明らかにする際に有用なのが、主星の自転軸と惑星の公転軸の傾き ψ の測定である。PTFO 8-8695 系は主星の自転軸と惑星の公転軸が 1 年程度の周期で互いに歳差運動している系であり、それに起因する複雑なトランジット光度曲線が観測されている。Barnes et al. (2013) はこの歳差運動をモデル化し、 ψ を含む系の様々なパラメータを決定しているが、その中では主星の自転周期と惑星の公転周期の同期という強い仮定が課されている。本研究では、その仮定を必要としない、より一般的な歳差モデルを作成し、主星の自転周期が光度曲線の形状に大きく影響することを見出した。ここから、?の仮定を廃した上で観測データを解析した場合、 ψ を含む系のパラメータは Barnes et al. (2013) のものと大きく異なる値となる可能性が示唆される。

1 導入・背景

1995 年の最初の発見 (Mayor and Queloz (1995)) 以降太陽系外惑星は数多く発見されており、その数は合計 1700 個以上、候補天体まで含めれば 5000 個以上にもなる。この中で、0.05AU 程度という主星に極めて近い軌道を公転する木星サイズの巨大ガス惑星 (ホットジュピター) が数多く発見されてきた。しかし、従来の惑星形成理論ではこれらホットジュピターを観測された位置で形成するのは困難であるため、ホットジュピターは一旦原始惑星系円盤内の雪線 (円盤内のダストが凝縮する温度に対応する軌道半径で、太陽系では 2.7AU 程度) の外側で形成され、その後何らかの軌道進化を経ることで内側に落下してきたとする説が主流となっている (Ida and Lin (2004))。この軌道落下の原因として、(1) 円盤との相互作用により惑星が角運動量を失い主星近傍に落下する機構 (Lin et al. (1996)) (図 1) や、(2) 惑星同士の重力散乱などが惑星の離心率を励起し、その後の主星との潮汐作用によって惑星が主星近傍に落ち込む機構 (Nagasawa and Ida (2011)) (図 2) などいくつかの有力なモデルが提示されているが、未だ完全な解明には至っていない。(1) は主星の自転軸と惑星の公転軸が揃い、それらのなす角 (spin-orbit angle; ψ) がほぼ 0 の状態を予言する一方 (図 1)、(2) は ψ が大きくばらついて分布する状態を予言する (図 2)。従って観測から ψ を測定し統計を増やすことで、巨

大ガス惑星の軌道落下における主要な機構が (1)、(2) のどちらであるか、系によって異なるのならば何がそれを決定するのかを判別でき、惑星形成理論の拡充が期待できる。

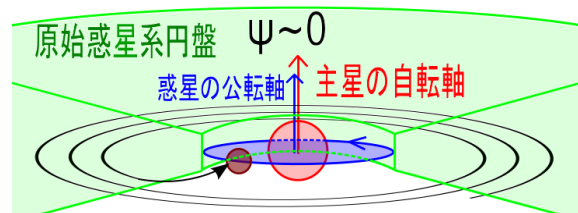


図 1: 巨大ガス惑星の円盤落下モデル

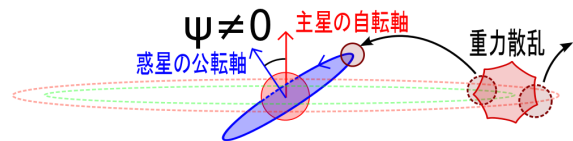


図 2: 巨大ガス惑星の重力散乱モデル

本研究では ψ を測定する対象として、高速自転する T タウリ型星とそれを公転するホットジュピターからなる PTFO 8-8695 系に注目した (Briceño et al. (2005), van Eyken et al. (2012))。主星は高速自転 (周期 0.672 日以下) により赤道方向に膨張し、赤道付近の光度が極付近に比べ低下している (重力減光)。また、トランジット周期、つまり惑星の公転周期も 0.488

日と極めて短く、それに対応して惑星は主星の極めて近傍 (2 恒星半径以下) を公転している。この系に対しては 2009 年と 2010 年の 2 回トランジット (惑星による主星の食) が観測されているが、それらの光度曲線の形状は互いに大きく異なっていた (図 3)。これは、主星が扁平である (球対称でない) こと

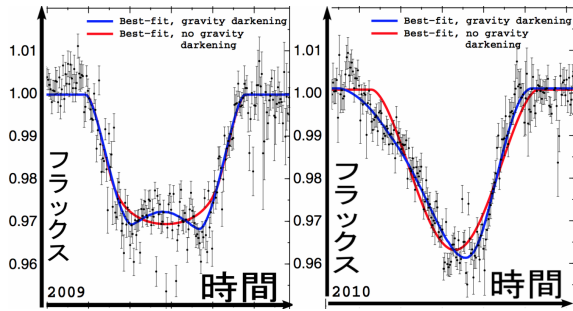


図 3: 2009 年 (左図) と 2010 年 (右図) のトランジット光度曲線。青線が重力減光を考慮したフィットである。2009 年: 極→赤道→極の順に惑星が通過するため、角が 2 つ突き出たような光度曲線になる。2010 年: 赤道→極の順に惑星が通過するため、大きな左右非対称性を持った光度曲線となる。

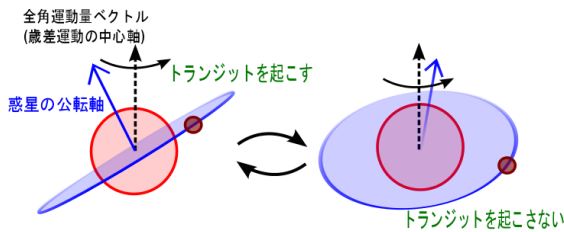


図 4: 歳差運動の概念図。時期によってはトランジットを起こさなくなる。

と、惑星が主星の極めて近傍を公転していることから主星-惑星間に強いトルクが働き、主星の自転軸と惑星の公転軸が互いに 1 年程度の周期で歳差運動していることに起因する (図 4)。歳差運動により、天球面上で、惑星が緯度に応じて光度の異なる主星の表面を時間によって様々な方向から通過すれば (図 5)、それに応じて光度曲線の形状も時間変化する。時期によっては、トランジットを起こさなくなることもあり得る (図 4)。Barnes et al. (2013) はこの歳差運動をモデル化し、歳差運動に起因してトランジッ

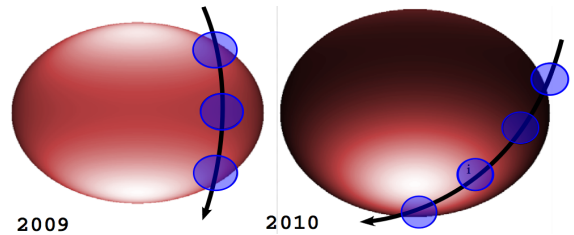


図 5: 2009 年 (左図)、2010 年 (右図) の主星の自転軸の傾きと惑星のトランジット経路。歳差運動に起因して、主星が我々に向けている面も、惑星の軌道も 1 年間で大きく変化している。

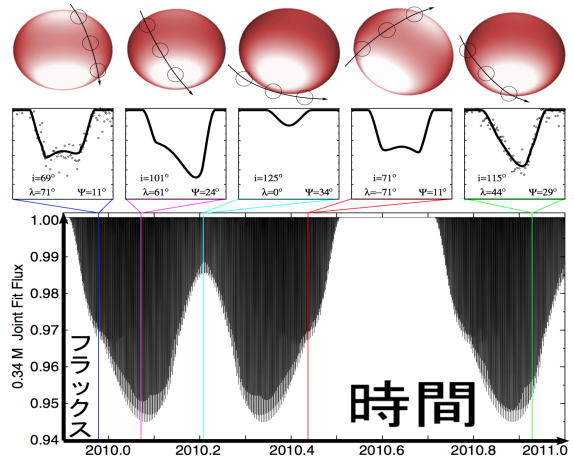


図 6: 下図: Barnes et al. (2013) によるトランジット光度曲線の減光率の時間変化。上図: それぞれの時刻で拡大された光度曲線に対応する惑星の軌跡。時期によっては、完全にトランジットを起こさなくなる。

ト光度曲線がどのように時間変化するかを計算した (図 6)。その上で、2009 年と 2010 年の 2 回のトランジット観測データを最もよく再現するような PTFO 8-8695 系のパラメータ (惑星の質量、軌道要素など) を決定している。更に、歳差周期が 2 つの角運動量ベクトルのなす角 (つまり ψ) に応じて大きく変化する事実をもとに、 $\psi \approx 70^\circ$ を得ている。但し、この歳差モデルは **主星の自転周期と惑星の公転周期の同期** という物理的に強い仮定の元で立式されている。一般に主星-近接惑星間には潮汐作用が働き、 ψ は 0 に向かい、主星の自転と惑星の公転は同期する方向に進化する。しかし $\psi \approx 70^\circ$ は 0 から大きく外れた値であり、系は自公転の同期に至る前の状態であると

考えられるため、同期の仮定は必ずしも適切であるとは限らない。このうち惑星の公転周期はトランジット周期から同定できるので、以降主星の自転周期を追加パラメータとして扱う必要性が生じる。そこで本研究では、前述の仮定を必要としない、より一般的な系に適用可能な歳差モデルを作成し、Barnes et al. (2013) で扱われているパラメータのみならず、主星の自転周期に応じて実際のトランジット光度曲線がどのように変化するかを確かめた。

2 歳差モデル

高速自転星の周りを惑星がニュートン重力に従い公転する系のハミルトニアンは以下で与えられる。添字の 0 は主星、1 は惑星の物理量を表す。

$$H = \frac{\mathbf{p}^2}{2\beta} - \frac{Gm_0m_1}{r} \left(1 - J_2 \left(\frac{R_0}{r} \right)^2 P_2(\hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{S}}_0) \right) + \frac{\mathbf{S}_0^2}{2C_0} + \frac{\mathbf{S}_1^2}{2C_1}$$

右辺第一項は公転する惑星の運動エネルギーを表し (\mathbf{p} は主星から見た惑星の相対運動量、 β は換算質量)、第二項は系の重力ポテンシャルエネルギーの球対称成分 (第一項) と非球対称成分 (第二項; 主星の変形に起因する) に対応する (J_2 は主星の変形の度合いを表す重力係数、 R_0 は主星の赤道半径、 P_2 は 2 次のルジャンドル多項式)。第三、第四項は主星と惑星の回転エネルギーである (\mathbf{S} 、 C はそれぞれ角運動量ベクトル、回転軸に沿った慣性モーメント)。

ハミルトン方程式より得られる、惑星の相対座標 \mathbf{r} 、相対運動量 \mathbf{p} 、主星の自転角運動量ベクトル \mathbf{S}_0 に関する運動方程式を数値積分することで系の力学進化を追跡する。この方程式群は、主星の自転周期 ($\omega_0 = |\mathbf{S}_0|/(C_0M_0R_0^2)$) と惑星の公転周期 ($P = 2\pi\sqrt{\frac{r^3}{GM_0}}$) を独立に変数とすることができる、Barnes et al. (2013) と比べより一般性の高いモデルである。

3 トランジット光度曲線の作成

観測データは光度曲線であるため、観測データと比較・検討して歳差モデルのパラメータ (主星の自転

周期、惑星の軌道要素等) を制限するには、歳差モデルの計算結果から光度曲線を作成する必要がある。ただしトランジット光度曲線を正確に作成するには、惑星の位置を時間の関数として計算するのみでは不十分である。前述の通り主星は球対称ではなく、かつ緯度によって光度が異なる。つまり主星の扁平度と、各時刻において主星が我々にどの面を向けているか (=主星の自転軸の向きの時間進化) についての情報を取り込まねばならない (図 7)。それらを加味し

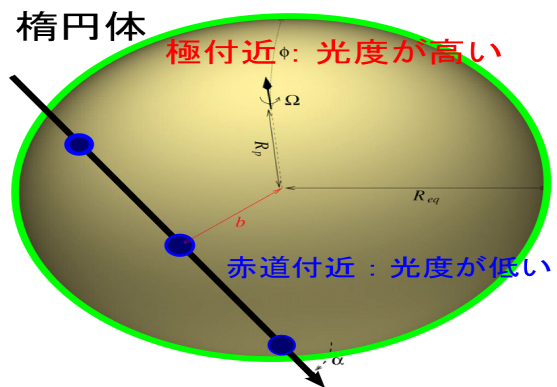


図 7: トランジットによる減光率の計算の概念図。主星は球対称ではなく、また緯度によって光度が異なるため、惑星の位置のみならず主星の自転軸の向きの情報も必要となる。

た上で、主星からの規格化されたフラックスを時間の関数として以下のように与える (Barnes (2009))。

$$F(t) = \frac{F_0 - F_{\text{blocked}}}{F_0}$$

$$F_0 = \int_0^{R_{\text{eq}}} \int_0^{2\pi} I(r, \theta) d\theta dr$$

$$F_{\text{blocked}} = \int_0^{R_{\text{eq}}} \int_0^{2\pi} \Gamma(r, \theta, t) I(r, \theta) d\theta dr$$

F_0 はトランジットしていないときの主星のフラックスで、主星のインテンシティー $I(r, \theta)$ を主星表面で面積分したものである (緯度によって光度が異なるため、インテンシティーは r のみならず角度 θ にも依存する)。一方 F_{blocked} はトランジット中に惑星が覆っている部分の主星のフラックスで、惑星が時間 t に座標 (r, θ) にあれば $\Gamma(r, \theta, t) = 1$ 、そうでなければ 0 である (トランジットを起こしていない場合は、当然 $F(t) = 1$ となる)。

4 結果

本モデルが Barnes et al. (2013) の予言するトランジット光度曲線の時間変化 (図 6) を再現できることを確認した上で、この光度曲線の、主星の自転周期依存性を確認する。分光観測に基づく視線速度の決定により、主星の自転周期には 0.672 日以下という制限が付けられている。図 8 は、主星の自転周期をこの範囲内で変化させた際の光度曲線の変化をまとめたものであり、大局的な変化として、**主星の自転周期が長いと、歳差周期が有意に短く、またトランジット減効率も有意に小さくなる**傾向が見て取れる。

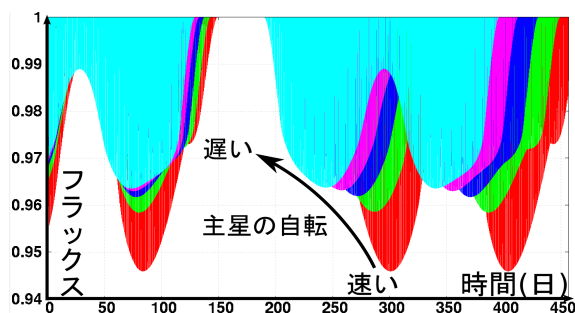


図 8: トランジット光度曲線の、主星の自転周期依存性。赤→緑→青→マゼンタ→シアンの順に主星の自転が遅くなる。それにつれて、歳差周期が短くなり、トランジットによる減光率が小さくなる傾向が確認できる。

5 結論・今後の展望

本研究では、主星の自転周期というパラメータが観測されるトランジット光度曲線に大きく影響することを見出した。これは、Barnes et al. (2013) の”主星の自転と惑星の公転の同期”という、主星の自転周期を 1 つに固定してしまう仮定の下では、PTFO 8-8695 系のパラメータは真値から大きく外れた値として求まってしまう可能性が大きいことを意味する。今後の展望としては、主星の自転周期も独立なパラメータとした上で、本モデルと公開観測データを用いて PTFO 8-8695 系の best-fit パラメータを決定することを目指す。さらに、Barnes et al. (2013) が予

言する 1 年程度という系の歳差周期は、一般に進化のタイムスケールが数万年、数億年と極めて長いものが多い天体现象の中で抜きん出て短く、PTFO 8-8695 系は我々が数年間隔でトランジットを観測することで系の進化にアプローチできる数少ない系の一つであり、理想的な観測対象である。この事実に基づき、研究の次の段階として、すばる望遠鏡や岡山天体物理観測所に観測提案を申請し、新たな観測データを取得する。過去の観測データと新規の観測データを組み合わせることで、Barnes et al. (2013) と比べ高い精度で系のパラメータ、特に ψ を推定することを目指す。

Acknowledgement

本研究を行うにあたり、歳差モデルのコード作成にご協力頂いた Yuxin Xue 氏、光度曲線のモデル作成を担当して下さった増田賢人氏、及び全体の進行に関し適宜適切なアドバイスをくださった須藤靖先生にこの場を借りて深く感謝申し上げます。

Reference

- Mayor, M., and Queloz, D. 1995, Nature, 378, 355
- Ida, S., and Lin, D. N. C. 2004, ApJ, 604, 388
- Lin, D. N. C., et al. 1996, Nature, 380, 606
- Nagasawa, M., and Ida, S. 2011, ApJ, 742, 72
- Briceño, C., et al. 2005, AJ, 129, 907B
- van Eyken, J. C., et al. 2012, ApJ, 755, 42V
- Barnes, J. W. 2009, ApJ, 705, 683B
- Barnes, J. W., et al. 2011, ApJS, 197, 10B
- Barnes, J. W., et al. 2013, ApJ, 774, 53
- Boué, G., and Laskar, J. 2006, Icar, 185, 312B
- Correia, A. C. M., et al. 2011, CeMDA, 111, 105

低金属量ガス雲の重力収縮シミュレーション

千秋 元 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

初代星が一般的に大質量 (数 $10\text{--}1000 M_{\odot}$; M_{\odot} は太陽質量) であると考えられているのに対して、現在の星は太陽質量程度である。星質量の遷移は、星間ガスの金属 (ヘリウムより重い元素) の量が上昇する過程で起こったと考えられている。特に、ダスト (金属が凝縮して形成される固体微粒子) の熱放射による冷却が重要であることが最近の研究によって明らかになった。本研究では、いくつかの金属量のガス雲の収縮のシミュレーションによって、宇宙で最初の低質量星が形成されるための臨界金属量を求める。このとき、初期宇宙において現実的なダストモデルを用いる。まず、ダストは主に初代星の超新星によってもたらされるので、超新星の計算から得られるダスト組成、サイズ分布をシミュレーションの初期条件とする。また、収縮するガス雲内では、ダストが気相中の金属を取込む現象 (ダスト成長) が重要となるため、本研究ではこれも考慮する。金属量 $10^{-6} Z_{\odot}$ と $10^{-4} Z_{\odot}$ (Z_{\odot} は太陽金属量) に対してシミュレーションを行った結果、前者ではダスト冷却が不十分であるため、ガス雲の分裂が起きず、後者ではダスト冷却によって不安定になったガス雲が小質量の分裂片に分裂することが分かった。従って、臨界金属量はその間にあることを明らかにした。

1 Introduction

初代星は一般的に大質量 (数 $10\text{--}1000 M_{\odot}$) であると考えられている (Bromm et al. 2001; Abel et al. 2002; Omukai & Palla 2003; Yoshida et al. 2006; Hosokawa et al. 2011; Hirano et al. 2014)。初代星は金属を含まないガス雲の収縮により形成される。このとき主な冷却剤は水素分子であり、その冷却率は比較的小さいため、ガスが高温 (~ 1000 K) に保たれる。ジーンズ質量は温度に比例して大きくなり、その結果大質量星が形成されると考えられている。一方、現在の星は低質量 (太陽質量程度) であることが知られている (Kroupa 2002)。星質量の遷移はいつ、どのようにして起きたのか。その候補の一つとして、星間ガスの金属量の上昇に伴って、金属とダストによるガス雲の冷却がガス雲の分裂を引き起こしたと考えられている (Omukai 2000; Bromm et al. 2001; Bromm & Loeb 2003)。ガス雲は急激な放射冷却を受けると不安定になり、分裂する (Larson 1978, 1985, 2005; Li et al. 2003)。さらにその分裂片の質量はジーンズ質量程度である。特にダストとガスの熱交換によって起こるダスト冷却は高密度において効果的となる。ジーンズ質量は密度に反比例するの

で、ダスト冷却を受けたガスはより低質量に分裂する (Schneider et al. 2003; Omukai et al. 2005; Dopcke et al. 2011)。

本研究では、宇宙で最初の低質量星が形成されるための臨界金属量を、いくつかの金属量のガス雲の収縮を 3 次元的なシミュレーションで明らかにする事を目的とする。このことを考える上では、初期宇宙におけるダストの性質 (組成とサイズ分布) 厳密に取り扱う必要がある (Schneider et al. 2006, 2012; Nozawa et al. 2012; Chiaki et al. 2013, 2014)。同様のシミュレーションはいくつかのグループで行われている (Dopcke et al. 2011, 2013; Safranek-Shrader et al. 2014) が、これらのグループでは、ダストの性質として、近傍宇宙のものを用いている。しかし、初期宇宙におけるダストの性質はこれとは異なる。近傍宇宙では、炭素、マグネシウム、シリコンといった元素がほとんどすべてダストに凝縮している (Pollack et al. 1994) のに対し、初期宇宙では金属のうちダストに凝縮している割合はより小さいことが知られている (Molaro et al. 2000; De Cia et al. 2013)。初期宇宙では、ダストの供給源は、寿命が短い大質量星の超新星に限られる (Todini & Ferrara 2001; Nozawa

et al. 2003; Bianchi & Schneider 2007)。さらに、超新星中ではダストを破壊する効果も起きる (Bianchi & Schneider 2007; Nozawa et al. 2007)。ダストは破壊を受けると、ダストを構成している金属原子の一部は気相中に戻る。そのため、ダストの凝縮率 (金属に対する質量比) は近傍宇宙より 1-2 桁小さい。

超新星によって放出されたダストは、次の世代の星が形成されるガス雲に取込まれると、ガスの冷却剤として機能する。先行研究のすべてでは、ダストの凝縮率は重力収縮中に一定としている。しかし、一旦ダスト破壊によって気相中に放出された金属は、重力収縮に伴ってガスの密度と温度が大きくなると、再びダストに凝縮する可能性がある。Nozawa et al. (2012) によって、低金属量のガス雲中でも、ダストが気相中の金属原子を取り込む現象 (ダスト成長) が効果的であることが示された。また、われわれの準解析的な収縮計算においてもその効果が無視できないことが分かった (Chiaki et al. 2013, 2014)。したがって、本研究では、初代星の超新星で形成、破壊されたダストの組成とサイズ分布を初期条件とし、さらにガス雲の重力収縮中におけるダスト成長を考慮し、3次元流体シミュレーションを行う。

2 Methods

2.1 Simulation set up

本研究では SPH 流体コード GADGET-3 (Springel 2005) を用いる。流体計算と同時に、27 種の化学種について、55 の化学反応ネットワークを解く (詳細は Chiaki et al. 2014, 参照)。また、水素、炭素、酸素を含む原子、イオン、分子の放射冷却に加えてダスト冷却を考慮する。さらに、本計算では図 2 に示している 9 種類のダスト種を考慮している。ダスト冷却は、各ダスト種とサイズごとに冷却率を計算し、その合計を用いる。

初期条件として Hirano et al. (2014) の宇宙論的シミュレーションで形成されたミニハローの周囲 1 kpc を切り出したもの (粒子数 ~ 200 000) を用いる。また、そのミニハローに $10^{-6} Z_{\odot}$ 、 $10^{-4} Z_{\odot}$ の金属量を与える。ダスト量は金属量に比例して与えられる。

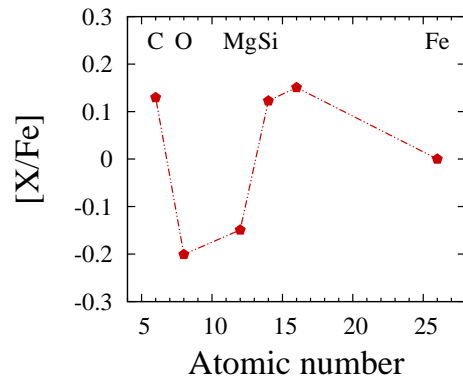


図 1: 太陽の組成に対する金属組成。元素 X に対して、 $[X/Fe] = \log(N_X/N_{Fe}) - \log(N_{X,\odot}/N_{Fe,\odot})$ 。

2.2 Supernova dust model

金属元素の組成とダストの組成、サイズ分布は Nozawa et al. (2007) のものを用いる。Nozawa et al. (2007) では、様々な初代星の質量に対して、超新星中のダスト形成と破壊を計算している。ここでは、親星の質量 $M_{pr} = 13 M_{\odot}$ のものを用いる。図 1 は主な金属元素の組成を、太陽組成との比として表している。太陽組成と比較して、炭素、シリコンが多く合成されていることが分かる。次に、図 2 は各ダスト種の金属に対する質量比を表している。近傍宇宙ではシリケート (Mg_2SiO_4 , $MgSiO_3$ など) が主であるが、超新星内で破壊を受けやすいため、初期宇宙における存在度は小さいことがわかる。

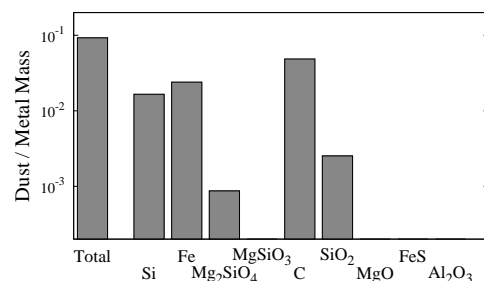


図 2: 本研究で考慮する 9 種のダストのダスト組成。

2.3 Grain growth

ダスト成長率は、単位時間あたりにダストに付着する金属原子の個数から見積もる。反応係数は、反応断面積を単分子（モノマー）の断面積、反応物の速度をガスの熱速度として求め、衝突する金属原子がある確率（付着確率）でダストに吸着されるとする。ここでは付着確率は 1 とする (Tachibana et al. 2011)。このようにして、9 つのダスト種それぞれについてダスト成長率を計算する。例えば、シリケートの一種であるフォルステライト (Mg_2SiO_4) は気相中の Mg 原子と SiO 分子の凝縮を考える。また、アモルファス・カーボン (C) は気相中の C 原子の凝縮率を計算する。

3 Results

3.1 Gas collapse

図 3 は、 $Z = 10^{-4} Z_{\odot}$ に対し、ガス温度と密度の関係を示している。密度が大きい（図の左から右に行く）ほどガス雲の中心に近づく。また、ガス雲の収縮では、密度は時間に対してほぼ単調増加するので、図の左から右へ時系列を表すと解釈することもできる。図 3 では、ガス密度 $n_{\text{H}} \sim 10^6$ と 10^{14} cm^{-3} において、低温の領域が 2 つ見えている。低密度側は HD 分子冷却が効率的な領域で、高密度側はダスト温度が効率的である。ガスの冷却が十分強い場合、ガスの分裂が引き起こされる（1 章参照）が、前者では冷却が不十分であり、分裂は見られない。一方、後者においてガス雲が 3-4 個の分裂片に分裂する様子が確認された。

図 4 は、ダスト成長によるダスト量の変化を表している。特にフォルステライト (Mg_2SiO_4 ; 赤い点線)、エンスタタイト (MgSiO_3 ; ピンク)、マグネシア (MgO ; 茶色) は密度 $n_{\text{H}} = 10^9\text{-}10^{12} \text{ cm}^{-3}$ において大きく成長している。これらのダスト種の成長によりダスト冷却率が上昇し、ガス雲の分裂を引き起こしたことが分かる。また、これらのダスト種は、気相中の Mg がすべて凝縮すると成長が止まる。

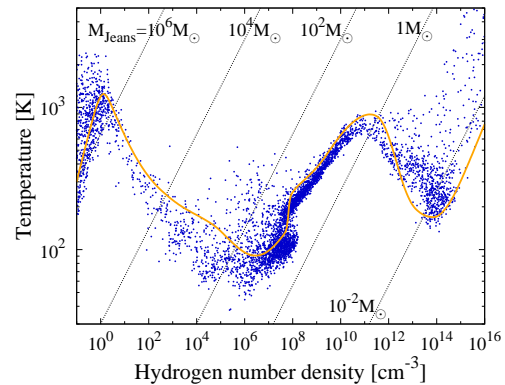


図 3: $Z = 10^{-4} Z_{\odot}$ のときの、ガス密度に対するガス温度。青点は 3 次元シミュレーションによる SPH 粒子の分布、橙線は準解析的計算によるもの。

3.2 Evolution of protostars

ガス雲が重力収縮して、中心部の密度が $n_{\text{H}} \sim 10^{15}\text{-}10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 程度になると、ガスが光学的に厚くなり、熱放射の効率が小さくなる。その領域を原始星と呼ぶ。その後、ガスの収縮が止まり、周囲からのガス降着によって原始星は質量を獲得するという段階が訪れる (Shu et al. 1987)。星の最終質量を決めるためには、その段階の原始星の進化をおよそ 10^5 年追う必要があるが、中心部の動的な時間は大変短いた

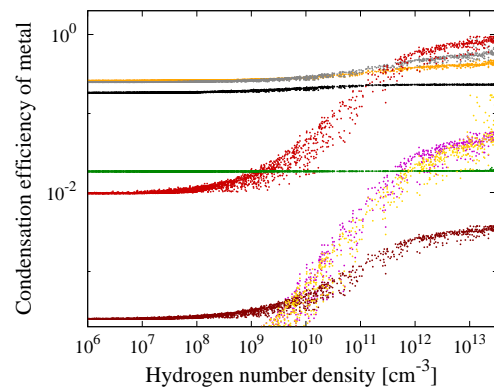


図 4: $Z = 10^{-4} Z_{\odot}$ のときの、ガス密度に対する、ダスト凝縮率。

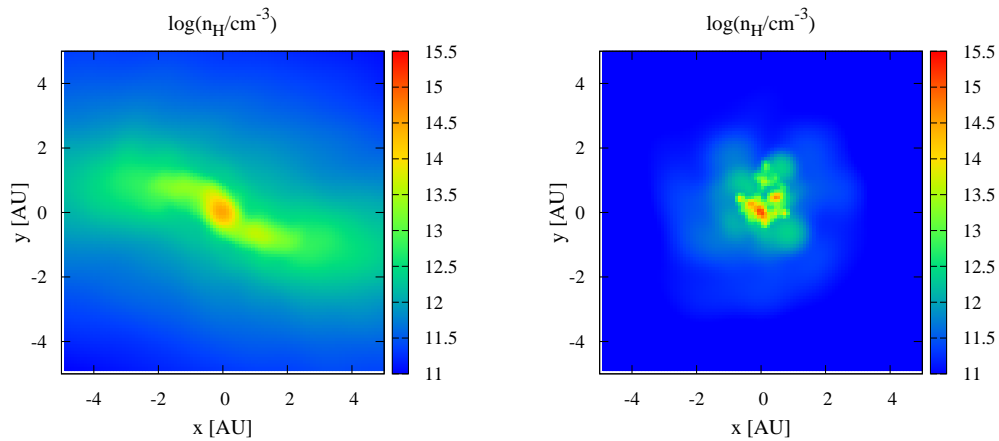


図 5: $Z = 10^{-6} Z_{\odot}$ (左図)、 $10^{-4} Z_{\odot}$ (右図) のときのスナップショット。ともに最初の原始星が形成されてから 1.3 yr の様子。

め、計算コストを要する。本計算では、 $Z = 10^{-6} Z_{\odot}$ に対して、原始星形成から 1.3 年間の進化を追ったが、その時刻においても両者の違いは顕著である。

図 5 は $10^{-6} Z_{\odot}$, $10^{-4} Z_{\odot}$ それぞれに対する、最初の原始星が形成されてから 1.3 年後のスナップショットである。 $10^{-4} Z_{\odot}$ では、2-3 個の分裂片 ($n_{\text{H}} > 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ の赤い領域) が形成されているのに対し、 $10^{-6} Z_{\odot}$ ではガスの分裂が見られない。前者の場合は最初の原始星の周囲に降着円盤が形成され、それがダスト冷却によって分裂し、新たな原始星が形成されている。それぞれの分裂片は合体や更なる分裂を繰り返すが、最終的に小質量の星団になると考えられる。一方、後者の場合はダスト冷却が十分効果的ではないため、ガスが安定な状態で収縮していることがわかる。最終的には、初代星と同じように単独の大質量星が形成される可能性がある。

3.3 Critical metallicity

$Z = 10^{-4} Z_{\odot}$ の場合、最初の原始星から 21.4 年間の進化を追う事ができた。図 6 は各分裂片の質量の時間発展を表している。時刻 $t \sim 2-5$ と $11-17$ yr で、一番質量の大きい原始星と二番目とが何回か合体、分裂を繰り返しているように見えるが、これは

原始星の定義の仕方によるものである。また、 $t = 2, 3, 8, 10$ yr においては新たに分裂片が形成されている事が分かる。さらに、 $t = 18$ yr において、2 番目に質量の小さい原始星が消え、2 番目に質量の大きい原始星の質量が突然大きくなるが、これは両者が合体したためである。このように、分裂片どうしは互いに相互作用しているが、21 年たった時点では、3 つの分裂片が生き残っている事が分かる。それぞれの質量は $0.001, 0.017, 0.019 M_{\odot}$ であり、今後の進化によって低質量星が形成される可能性がある。一方、 $Z = 10^{-6} Z_{\odot}$ の場合、原始星形成から 3 年しか経っていないにもかかわらず、中心の原始星の質量は既に $0.034 M_{\odot}$ になっている。以上の事から、低質量の星が形成されるための臨界金属量は $Z = 10^{-6} Z_{\odot}$ と $Z = 10^{-4} Z_{\odot}$ の間にあるという事が分かる。

4 Summary and Conclusion

本研究では、宇宙で最初の低質量星が形成される臨界の金属量を、3次元流体シミュレーションにより求めた。低金属量のガス雲中では、ダスト冷却によりガス雲が分裂し、低質量星が形成されると考えられている。特に、初期宇宙で現実的な、初代星の超新星によって形成、破壊されたダストモデルを初期

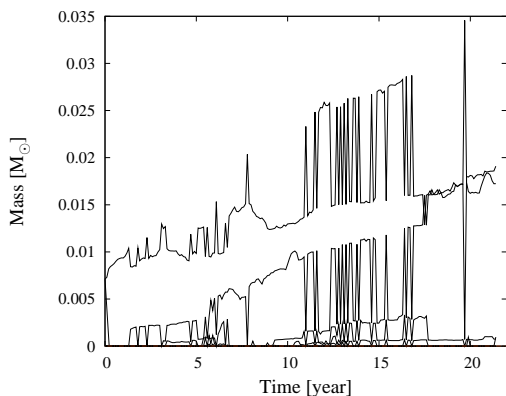


図 6: 最初の原始星形成からの、分裂片の質量の時間発展。

条件として用いた。また、低金属量のガス雲でも重要となるダスト成長を考慮した。3次元計算においてこれらを扱ったのは本研究が初めてである。ガス雲の重力収縮で最初の原始星が形成されてから 1.3 年間の進化を追った結果、金属量 $Z = 10^{-6} Z_{\odot}$ ではダスト冷却が不十分であり、ガスが単一の星に収縮するという、初代星と同じ星形成モードが現れた。一方、 $10^{-4} Z_{\odot}$ においては、最初の原始星の降着円盤がダスト冷却によって分裂し、新たに 2 つの原始星が形成された。それぞれの質量は $\sim 0.01 M_{\odot}$ であり、低質量星が形成されるモードに移行することが分かった。したがって、臨界金属量はそれらの金属量の間にあることが分かる。

Acknowledgement

この研究は吉田先生、平野君、野沢さんをはじめとした共同研究者によって支えられています。また、JSPS 特別研究員奨励費の助成を受けたものです。

加えて、今年度の若手の会と夏の学校の事務局の皆様へ感謝します。二つの事務局の方々に支えられ、ここまで来る事ができました。

Reference

Abel, T., Bryan, G. L., & Norman, M. L. 2002, *Science*, 295, 93

Bianchi, S., & Schneider, R. 2007, *MNRAS*, 378, 973

Bromm, V., Ferrara, A., Coppi, P. S., & Larson, R. B. 2001, *MNRAS*, 328, 969

Bromm, V., & Loeb, A. 2003, *Nat*, 425, 812

Chiaki, G., Nozawa, T., & Yoshida, N. 2013, *ApJL*, 765, L3

Chiaki, G., Schneider, R., Nozawa, T., et al. 2014, *MNRAS*, 341

De Cia, A., Ledoux, C., Savaglio, S., Schady, P., & Vreeswijk, P. M. 2013, *A&A*, 560, A88

Dopcke, G., Glover, S. C. O., Clark, P. C., & Klessen, R. S. 2011, *ApJL*, 729, L3

Dopcke, G., Glover, S. C. O., Clark, P. C., & Klessen, R. S. 2013, *ApJ*, 766, 103

Hirano, S., Hosokawa, T., Yoshida, N., et al. 2014, *ApJ*, 781, 60

Hosokawa, T., Omukai, K., Yoshida, N., & Yorke, H. W. 2011, *Science*, 334, 1250

Kroupa, P. 2002, *Science*, 295, 82

Larson, R. B. 1978, *MNRAS*, 184, 69

Larson, R. B. 1985, *MNRAS*, 214, 379

Larson, R. B. 2005, *MNRAS*, 359, 211

Li, Y., Klessen, R. S., & Mac Low, M.-M. 2003, *ApJ*, 592, 975

Molaro, P., Bonifacio, P., Centurión, M., et al. 2000, *ApJ*, 541, 54

Nozawa, T., Kozasa, T., Umeda, H., Maeda, K., & Nomoto, K. 2003, *ApJ*, 598, 785

Nozawa, T., Kozasa, T., & Habe, A. 2006, *ApJ*, 648, 435

Nozawa, T., Kozasa, T., Habe, A., et al. 2007, *ApJ*, 666, 955

Nozawa, T., Kozasa, T., Tominaga, N., et al. 2008, *ApJ*, 684, 1343

Nozawa, T., Kozasa, T., & Nomoto, K. 2012, *ApJL*, 756, L35

Omukai, K. 2000, *ApJ*, 534, 809

Omukai, K., & Palla, F. 2003, *ApJ*, 589, 677

Omukai, K., Tsuribe, T., Schneider, R., & Ferrara, A. 2005, *ApJ*, 626, 627

2014 年度 第 44 回 天文・天体物理若手夏の学校

- Omukai, K., Hosokawa, T., & Yoshida, N. 2010, *ApJ*, 722, 1793
- Pollack, J. B., Hollenbach, D., Beckwith, S., et al. 1994, *ApJ*, 421, 615
- Safraneck-Shrader, C., Milosavljević, M., & Bromm, V. 2014, *MNRAS*, 440, L76
- Santoro, F., & Shull, J. M. 2006, *ApJ*, 643, 26
- Schneider, R., Ferrara, A., Salvaterra, R., Omukai, K., & Bromm, V. 2003, *Natur*, 422, 869
- Schneider, R., Omukai, K., Inoue, A. K., & Ferrara, A. 2006, *MNRAS*, 369, 1437
- Schneider, R., & Omukai, K. 2010, *MNRAS*, 402, 429
- Schneider, R., Omukai, K., Bianchi, S., & Valiante, R. 2012, *MNRAS*, 419, 1566
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23
- Springel, V. 2005, *MNRAS*, 364, 1105
- Tachibana, S., Nagahara, H., Ozawa, K., et al. 2011, *ApJ*, 736, 16
- Todini, P., & Ferrara, A. 2001, *MNRAS*, 325, 726
- Yoshida, N., Omukai, K., Hernquist, L., & Abel, T. 2006, *ApJ*, 652, 6

バースト降着下での初期宇宙超大質量星形成過程計算

櫻井 祐也 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

宇宙初期超大ブラックホールの形成を説明する有力モデルである、direct collapse 理論で考えられている超大質量星形成過程について、現実的な降着史を考えた星進化の計算は詳細に行われていない。本研究では、現実的な降着史として、降着円盤が重力不安定になるときに起きるバースト降着を考え、進化過程で星からの紫外線によるフィードバックによって、星へのガス降着が抑制されないかどうかを解明する目的で、星進化の 1 次元数値計算を行った。0.1 M_{\odot}/yr の一定降着率の場合は星はフィードバックを受けずに進化できることが知られているが、本研究の計算により、平均降着率が 0.1 M_{\odot}/yr の場合にも、星の進化過程で多量の紫外線が出てフィードバックが起きる可能性があることが示された。

1 Introduction

近年の可視光・赤外光観測から、赤方偏移 $z \sim 6$ で質量が $\sim 10^9 M_{\odot}$ の超巨大ブラックホール (SMBH) が約 20 個存在していることが示された。この SMBH 形成過程はいまだ明らかにされておらず、その解明が現代天文学の課題の一つとなっている。

従来の SMBH 形成理論では、 $z \gtrsim 25$ で形成された $100 M_{\odot}$ 程度の BH が SMBH の種となり、これが降着・BH 合体を繰り返して、 $z \sim 6$ までに SMBH になると考えられていた。しかしこの理論の問題の一つとして、通常考えられる最速の降着率であるエディントン降着で BH の成長時間を見積もると、質量を $10^9 M_{\odot}$ まで増やすためには $z \sim 6$ での宇宙年齢程度の時間が掛かる、ということが挙げられている。この問題を解消する理論として有力なものに、 $10^{5-6} M_{\odot}$ 程度の超大質量星から、SMBH の種となる同質量程度の BH が直接崩壊によりできるという direct collapse 理論が考えられている (Haiman, Z. (2013))。

超大質量星が形成されると考えられている、初期宇宙の重元素を含まない、ビリアル温度が $T_{\text{vir}} \gtrsim 10^4 \text{K}$ のダークマターハロー中のガス雲では、ガスの星への急速降着が起きると考えられている。降着率はガス温度により決まり、

$$\dot{M}_* \sim \frac{a_{\text{T}}^{3/2}}{G} \sim 2 \times 10^{-1} \left(\frac{T}{10^4} \right) M_{\odot}/\text{yr} \quad (1)$$

と計算できる¹。 a_{T} は音速、 G は重力定数である。形成過程で星が質量を増すために重要なことは、進化の途中でフィードバックによる質量降着の抑制が起きないことである。星が形成される過程でもし放射冷却が効率的になり、その結果星が縮むと、星が熱くなり、そこから多量の紫外線が出る。それが周辺ガスを電離すると、ガスの急速降着が妨げられる (フィードバック)。

フィードバックが星形成過程で効くかどうかを詳細に探究するためには、状態方程式や構成ガスの性質、核反応をすべて考慮する必要がある。これらは複雑であるため、星進化の数値計算を行う必要がある。従来の研究では、周辺ガスの質量降着率を一定とした星進化の計算が行われてきた (Hosokawa, T., et al. (2013))。0.1 M_{\odot}/yr 以上の一定降着率では、フィードバックが起きずに星が大質量になるまで進化できる可能性が示された。しかし現実的な状況では降着率は時間変動する。例えば、原始星周りにできる円盤は自身の自己重力で不安定になり分裂し、分裂片は物質を多く持つため、星に降着する時、瞬間的に降着率が高くなる (バースト降着) (Vorobyov, E. I., et al. (2013))。このような現実的な降着率のもとでの超大質量星形成については、詳細な研究は未だなされていない。

そこで本研究では、時間変動降着率下での星形成過程の詳細、特に進化の途中でフィードバックが起

¹初期宇宙で通常考えられるダークマターハローの温度は $\sim 10^3 \text{K}$ であり、この場合の典型的な降着率は $10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$ である。

きるかどうかを解明することを目的として、現実的なバースト降着を適切にモデル化し、その降着率下での星形成過程を、1 次元数値計算を行うことで、 $2 M_{\odot}$ の星が $10^{2-5} M_{\odot}$ 程度になるまで追った。この計算により、バースト降着下での超大質量星形成可能性に対してある程度の制限をつけることが出来る。

2 Methods

2.1 Evolutionary calculations

1 次元の星進化計算では、Yorke, H. W. and Bodenheimer, P. (2008) で開発され、Hosokawa, T., et al. (2013) で改良された数値計算コードを使った。このコードでは、4 つの方程式、すなわち連続の式、運動方程式、エネルギー保存則、エネルギー輸送の式

$$\frac{\partial P}{\partial m} = -\frac{Gm}{4\pi r^4} \quad (2)$$

$$\frac{\partial r}{\partial m} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho} \quad (3)$$

$$\frac{\partial l}{\partial m} = E_{\text{nuc}} - c_P \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\delta}{\rho} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial m} = -\frac{GmT}{4\pi r^4 P} \nabla \quad (5)$$

を差分化し、星の内部では Henyey 法と多次元ニュートン法の組み合わせにより計算し、星の表面では数値積分により計算することで、星の進化を計算することが出来る。 m は星中心からの質量、 P は圧力、 r は中心からの星の半径、 l は (局所) 光度、 T は温度、 ρ は密度、 E_{nuc} は核反応などによる正味のエネルギー生成率、 c_P は単位質量あたりの定圧比熱、 $\delta = -(\partial \ln \rho / \partial \ln T)_P$ である。また、 $\nabla = (\partial \ln T / \partial \ln P)_s$ は温度勾配である。ここでは静水圧平衡を仮定して、式 (2) で慣性項を落とした。熱平衡は仮定せず、式 (4) では時間微分項を残した。

初期条件は、ポリトロップ指数 $n = 1.5$ のポリトロップ星とした。質量降着の影響を考慮するため、時間が進むごとに、一番表面のグリッドに $\dot{M}_* \Delta t$ の質量を加える。時間ステップはステップ毎に自動的に調節されるようにする。星内部でのグリッドは、グリッド間の物理量が急激に変化しないよう、また余分にグリッドを張らないよう、各時間ステップごと

に加減する。また、表面で解いた解と内部で解いた解をつなぐ部分の温度は、各時間でほぼ同じになるようにするため、表面付近のグリッドを動かすことで調節する。

対流が効率的になるかどうかを決めるため、対流不安定になる場合に Schwarzschild criterion

$$\nabla_{\text{ad}} < \nabla_{\text{rad}} \quad (6)$$

を用いる。ここで

$$\nabla_{\text{ad}} = \frac{P\delta}{T\rho c_P} \quad (7)$$

$$\nabla_{\text{rad}} = \frac{3}{16\pi a c G} \frac{\kappa l P}{m T^4} \quad (8)$$

である。 κ は opacity で、 a は放射定数である。各グリッドでこの 2 つの量を計算し、Schwarzschild criterion が満たされるときは、エネルギーの輸送で対流優勢、そうでないときは輻射優勢となる。エネルギー輸送の式に現れる温度勾配 ∇ は、対流安定であるときは $\nabla = \nabla_{\text{rad}}$ とし、対流不安定なときは mixing length theory で現れる 3 次方程式をカルダノの公式で解析的に解くことにより求める。

状態方程式は縮退の効果を考慮に入れた。opacity κ の計算では、多数の過程を考慮に入れた。具体的には、電子散乱、free-free absorption、重元素での bound-free absorption、重元素での bound-bound absorption、水素・ヘリウムでの bound-free absorption、 H^- による bound-free/free-free absorption、分子による bound-bound absorption、dust による吸収である。正味のエネルギー生成率 E_{nuc} の計算では、pp チェーンや CNO サイクル、triple α 過程などによるエネルギー生成率や、ニュートリノによるエネルギー損失率を考慮した。これらはガスの成分に依存するが、本研究では宇宙初期の星形成を想定し、主に ^1H と ^4He で構成される始原ガスを考えた。それぞれの初期質量比は $X = 0.72, Y = 0.28$ とした。

計算に主に影響するパラメータは、内部解と表面解をつなぐ部分の温度 Atmx と、表面付近を動かす際その速さを決める $dZdt$ と、自動で時間ステップを調節するときの時間ステップの最大値 $dTMX$ と最小値 $dTMN$ と、 η である。 η は、降着ガスが中心星に落ち込むときに開放する重力エネルギーの何割かが、後からくるガスにより中心へ引きずられる効果

を考慮したものである。これにより、中心星の表面光度は

$$L_{*,\text{acc}} \equiv \eta L_{\text{acc}} = \eta \frac{GM_* \dot{M}_*}{R_*} \quad (9)$$

の分だけ増えることになる (Hosokawa, T., et al. (2013))。実際の計算は、これらのパラメータを調節しつつ行う。

2.2 Models considered

バースト降着を考慮した降着率は、図 1 上のように、降着率が高い時期と低い時期の降着率と継続時間、2 つの時期の遷移時間の 5 つを主なパラメータとしてモデル化する。主なバースト降着モデルを表 1 にまとめる。これらのモデルは平均降着率が約 $0.1M_\odot/\text{yr}$ となるように決める。モデル A では、高降着率期と低降着率期の間の降着率は線形補間により決める。モデル B で、対応する時期の降着率はべき関数により補間する。バースト降着モデルは、高降着率期から計算を始める。

バースト降着での計算との比較のため、一定降着率の場合の計算も行う。 $0.1M_\odot/\text{yr}$ と $0.001M_\odot/\text{yr}$ の 2 つのモデルを考える。

表 1: 平均降着率が約 $0.1M_\odot/\text{yr}$ であるバースト降着のモデル

モデル名	A	B
高降着率の期間 [yr]	50	500
低降着率の期間 [yr]	500	5400
高降着率 [M_\odot/yr]	1.06	1
低降着率 [M_\odot/yr]	0	0.001
遷移時間 [yr]	5	1000

3 Results and Discussions

計算結果を図 1、図 2、図 3 に示す。

図 1 のモデル B で ~ 40 yr で急激に半径が大きくなっているのは、 η が小さく cold accretion を考えたことによるものであり、バースト降着の影響ではない。もし η を大きい値にとれば、この半径の急激上昇は見られない。

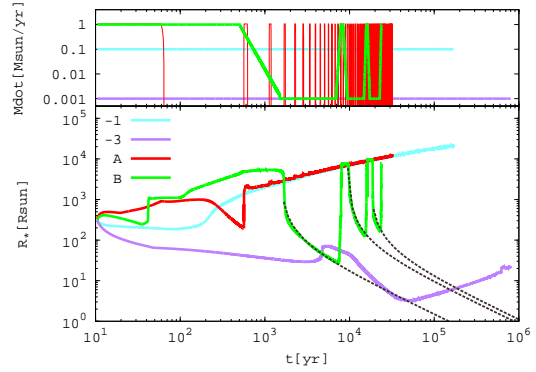


図 1: 降着率と星の半径の進化。凡例の -1 は降着率が $0.1M_\odot/\text{yr}$ 、 -3 は降着率が $0.001M_\odot/\text{yr}$ であることを意味する。黒線は解析モデルによるフィッティングである。

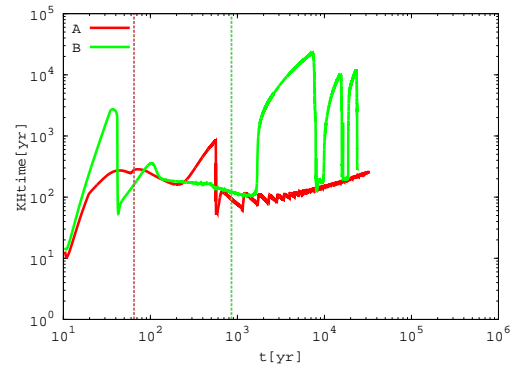


図 2: KH 時間スケールの進化。赤 (緑) 点線はモデル A (B) の最初の KH 収縮が始まる前に、降着率がはじめて $\dot{M}_{\text{crit}} \sim 0.04M_\odot/\text{yr}$ を下回る時刻。

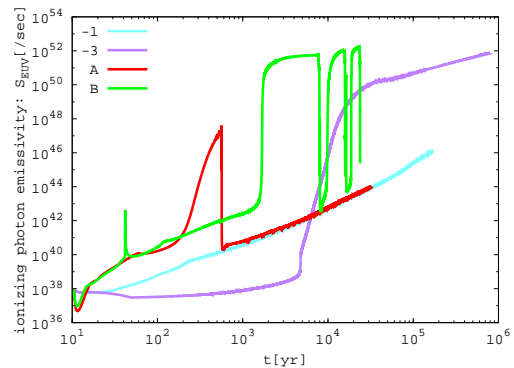


図 3: Ionizing photon emissivity の進化

図 1 のモデル A で、 ~ 170 yr で半径が減少し始めるのは、高降着率期から低降着率期に移行し、星の冷却が効き始めたからである。この星の収縮は Kelvin-Helmholtz (KH) 収縮である。KH 収縮が始まる時刻の目安は、バースト降着の場合、降着率が臨界降着率 $\dot{M}_{\text{crit}} \sim 4 \times 10^{-2} M_{\odot}/\text{yr}^2$ よりも小さくなった後、KH 時間スケール

$$t_{\text{KH}} = \frac{GM_*^2}{R_* L_*} \quad (10)$$

だけ時間が過ぎた時刻である。そのため、低降着率期に入ってもすぐに半径は減少しない。具体的に、降着率が \dot{M}_{crit} を下回った時間から KH 収縮が始まるまでの時間を図 1 と図 2 から読み取ると、 ~ 100 yr であり、これは同時期の $t_{\text{KH}} \sim 200 - 300$ yr に近い。同じ議論をモデル B についてもできる。モデル B ではそれぞれの時間が ~ 300 yr、 ~ 150 yr である。

図 1 を見ると、モデル A では一度 KH 収縮し、バーストにより再び半径を上昇させた後、大きな KH 収縮は起こさずにほぼ一定降着率 $0.1 M_{\odot}/\text{yr}$ の場合の進化に一致する。一方モデル B では、進化の過程で何回も大きく KH 収縮する。これは両モデルで、低降着率期の時間が異なることが原因である。低降着率期の時間が長いモデル B の方が、それだけ KH 収縮する機会が多いということである。

KH 収縮の線を説明するために、解析モデルを構築することが出来る。星の半径の変化は

$$\frac{dR_*}{dt} \sim -\frac{R_*}{t_{\text{KH}}} = -\frac{L_* R_*^2}{GM_*^2} \quad (11)$$

と見積もることが出来る。ここで、星の光度がエディントン光度³ $\propto M_*$ でよく近似できることを使うと、

$$\frac{dR_*}{dt} \propto -\frac{R_*^2}{M_*} \quad (12)$$

となる。低降着率期では質量を一定とみなし、これを積分すると、

$$R_* = \left(\frac{1}{R_{*,\text{up}}} + C \frac{t - t_{\text{up}}}{M_*} \right)^{-1} \quad (13)$$

²一定降着率のもとでの星の進化を考えた場合、この臨界降着率を境に星の進化の振る舞いに変化する。図 1 の $0.1 M_{\odot}/\text{yr}$ の場合と $0.001 M_{\odot}/\text{yr}$ の場合の星の進化を参照。

³輻射圧と重力が釣り合う場合の光度。

を得る。ここで C はフィッティングパラメータである。添え字の up は収縮開始時の値であることを意味する。図 1 のように、モデル B の各 KH 収縮についてこの解析モデルによるフィッティングを行ったところ、うまく収縮時の線を再現できた。このことから、収縮が KH 収縮であることが分かる。

図 3 のモデル A・B を見ると、KH 収縮時に電離光子放射率が数桁大きくなるのが分かる。特に大きな KH 収縮が起きるモデル B の場合では、10 桁近くこの量が増加する様子が分かる。このことから、平均降着率が $0.1 M_{\odot}/\text{yr}$ の場合でも、バースト降着の間の低降着率期が長いほどより大きな KH 収縮が起き、フィードバックが大きく効くと考えられ、星が質量を増やして超大質量星になる可能性が低くなると考えられる。

4 Conclusion

バースト降着下での星進化では、低降着率期の時間が数千年程度と長いと、大きな KH 収縮が起こり、電離光子が多量に放出され、フィードバックが効くことが示唆された。これにより、バースト降着の間の低降着率期の時間がある一定以上長くなると、星が超大質量星になる可能性が低くなると考えられる。

Acknowledgement

本研究を行うにあたり、多くのご指導を頂きました吉田直紀教授、細川隆史助教に深く感謝いたします。

Reference

- Haiman, Z., 2013, *ASSL*, 396, 293
 Hosokawa, T., et al., 2013, *ApJ*, 778, 178
 Vorobyov, E. I., et al., 2013, *ApJ*, 768, 131
 Yorke, H. W. and Bodenheimer, P., 2008, *ASPC*, 387, 189

ALMA による原始星形成初期段階の高密度分子ガス観測

徳田一起 (大阪府立大学大学院 理学系研究科)

Abstract

分子雲の高密度領域 (分子雲コア) において原始星が形成される。原始星形成瞬間の段階に相当する分子雲コアの状態や性質は形成する星の性質を直接左右する。従って、この段階の分子雲コアの性質を精査することは星形成の研究において重要課題であり、本質的である。そこで我々は、ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array) 望遠鏡を用いて、小質量原始星形成の初期段階である MC27 の分子輝線および星間微粒子からの熱輻射 (ダスト連続波) の観測を行った。その結果、I. 非常にコンパクトで若い (100 ~ 200 年) アウトフロー、II. 極めて密度の高い ($\sim 10^7$ 個 cm^{-3}) 星なし分子雲コア、III. アーク構造や複数の分子雲コアの存在等が明らかになった。これらの結果は、原始星形成の初期段階では複数の構造体がダイナミックに相互作用し連星系が形成されるといった様相を観測的に初めて提案するものである。

キーワード：星形成-小質量星形成、原始星、アウトフロー、分子雲コア、ALMA

1 Introduction

原始星は分子雲における高密度領域 (分子雲コア) が重力的に収縮することによって形成される。原始星形成の瞬間においてはガス密度が非常に高く、外側から持ち込んだ磁場・角運動量が、連星系の形成やアウトフローに見られる質量放出現象に大きく影響を及ぼし、星の質量もそれらに大きく依存すると考えられる。つまり、原始星形成の瞬間のガスの質量・速度分布を明らかにすることは、星の初期質量や連星系形成など、星形成の根源的な問題を解決することにつながる。MC27 は太陽系で最も近傍に位置する星形成領域おうし座分子雲において最も進化した高密度な ($> 10^6$ 個 cm^{-3}) 分子雲コアである (Mizuno et al. 1994, Onishi et al. 1999, 2002)。これらの先行研究では、中心に向かって密度が高くなっている様子が示唆される (図 1 にガスやダストの分布を示す)。Spitzer 望遠鏡の観測 (Bourke et al. 2006) では、原始星と思われる非常に輝度が弱い天体や、アウトフローが起因の可能性がある散乱光 (図 3) が見られるため、星形成の極めて初期段階にあると考えられる。このような天体の詳細構造の分解は ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array) を用いて初めて可能になった。

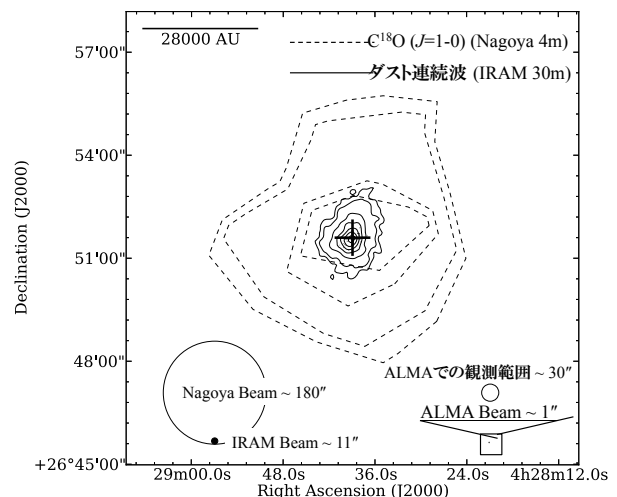


図 1: MC27 における $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ (Onishi et al. 1996 より) とダスト連続波 (Kauffmann et al. 2008 より) の分布および、各観測の分解能の比較。十字マークは Spitzer 望遠鏡で検出された原始星の位置を表す。

2 ALMA Observations

ALMA 望遠鏡 (その初期科学運用である Cycle 0) を用いて MC27 の観測を行った。観測諸元を表 1 に示す。観測されたデータを科学的意義のあるデータに変換する基礎解析は観測所の提供するパッケージ (CASA) を用いて行った。速度グリッドは 0.1 km/s

で解析を行い、分子輝線観測の典型的なノイズレベル (1σ rms) は 10 mJy/beam (~ 0.22 K) となった。尚、ダスト連続波 (星間微粒子からの熱輻射) のイメージは、分子スペクトルが検出されていない周波数帯のフラックスを全て積算することにより作成した。こちらの 1σ rms は 1.2 mJy/beam であった。

表 1: 観測諸元

望遠鏡	ALMA cycle0
観測期間	2012/1, 2012/11
アンテナ台数	16 台 (2012/1), 24 台 (2012/11)
観測輝線	HCO ⁺ (3-2), HCN(3-2), H ¹³ CO ⁺ (3-2), CS(5-4), SiO(6-5), 260GHz 帯連続波
空間分解能	1".1 × 0".8
周波数分解能	61 kHz (= 0.075 km/s)

3 Results & Discussions

図 2 に、MC27 における高密度ガスおよびアウトフローの分布を示す。ダスト連続波の分布を見ると、*Spitzer* 望遠鏡で検出された原始星 (Bourke et al. 2006) 付近に、ピークが 2 つ存在することがわかる。北側のピークは原始星の位置に一致するが、その南側にもう 1 つビーム以上に広がった成分を持つことが分かる。この構造は IRAM-PdBI 干渉計の観測 (Maury et al. 2010) では未検出であったものである。また、この成分は高密度 ($>10^{5-6}$ 個 cm^{-3}) ガストレーサーである、H¹³CO⁺(3-2) の積分強度分布と空間的に良い相関があるため、**極めて高密度のコア**であることが伺える。さらにこのコアは H¹³CO⁺(3-2) のスペクトルの分布より、速度方向に 2 つの成分が存在することが分かった。

ダスト連続波のフラックスより、この高密度ガスの質量を見積もった結果、 $\sim 10^{-3} M_{\odot}$ 程度であり、大きさ 380AU 程度なので、形状が球であると仮定すると、密度は $\sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$ となった。これは、中小質量星形成領域の中でも最も密度の高い星なし分子雲コアであり、内部で原始星第 1 コア (密度 $\sim 10^{11}$ 個

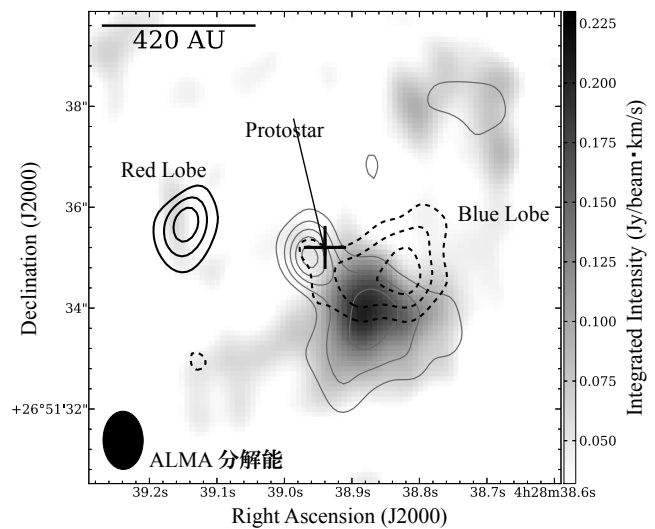


図 2: MC27 における高密度ガスとアウトフローの分布。グレースケールは H¹³CO⁺(3-2) の速度積分強度図。グレーのコントアは 260 GHz ダスト連続波の分布。黒破線および黒実線はそれぞれ HCO⁺(3-2) の青方、赤方偏成分の分布である。十字マークは原始星 (*Spitzer* の観測による) の位置。

cm^{-3}) のような天体が形成されている可能性が示唆される。

また、HCO⁺(3-2) のスペクトルを見ると、青方偏移方向 ($V_{lsr} = 0 \sim 4$ km/s)、赤方偏移方向 ($V_{lsr} = 9.5 \sim 13.5$ km/s) に高速度成分が存在し、この速度に限定して積分した HCO⁺(3-2) の分布 (図 2) は、原始星を中心に同一直線上に分布し、*Spitzer* で確認された散乱光 (図 3) の向きとも一致するため、**原始星アウトフロー**の分布であると考えられる。このアウトフローの年齢をそのサイズと速度より見積もると、**~200 年**となり、形成されてから非常に若い段階と言える。

図 3 に示すのが、HCO⁺(3-2) の分布と赤外線画像の比較である。特筆すべきは、HCO⁺(3-2) の分布に見られる**アーク構造** (大きさ ~ 2000 AU) である。このような構造は、単純な分子ガスの収縮運動では説明できない。

さらに中心天体より半径 ~ 500 AU の範囲に渡って、複数の HCO⁺(3-2) のピークが見られる。このうち上部 2 つに相当するピーク (図中 A, B) では、HCO⁺(3-

2) よりも高い密度領域をトレースする HCN(3-2), CS(5-4)(ピーク A), $\text{H}^{13}\text{CO}^+(3-2)$ (ピーク B) の輝線も検出された。これらおよび、図 2 で示した高密度コア (速度方向に 2 つ) をあわせると、MC27 では少なくとも 4 つ以上の高密度領域が 1000 AU のスケールに渡って分布していることが分かる。

量分布の探査

(2) 中心の高密度コア領域をさらに高い空間分解能 ($\sim 0''.1$) で観測

(3) MC27 と進化段階が近い天体を複数観測し、同様な構造が普遍的に見られるかどうかの検証などを行う。

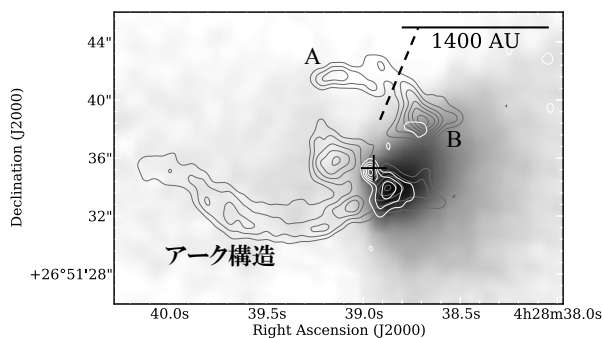


図 3: MC27 における $\text{HCO}^+(3-2)$ の分布と赤外線画像との比較。*Spitzer* 赤外線 ($3.6 \mu\text{m}$) の結果 (グレースケール:色が濃いほど赤外線の強度が強い) に、 $\text{HCO}^+(3-2)$ の速度範囲が $6.8 \sim 7.0 \text{ km/s}$ に相当する分布 (灰色コントラスト) と 260 GHz ダスト連続波の分布 (白コントラスト) を重ねたもの。十字マークは原始星 (*Spitzer* の観測による) の位置。

4 Summary & Future Works

MC27 の中心は、原始星の形成が進んでいるが、アウトフローの年齢から察するに星形成の非常に若い段階に相当すると考えられ、形成時の初期条件を色濃く残している系であると思われる。そこでは、星形成の兆候がない非常に密度の高い ($\sim 10^7 \text{ 個 cm}^{-3}$) コアや、2000 AU スケールのアーク構造、複数の分子雲コアが見受けられた。これらは、1 つの分子雲コアが 1 つの原始星を作るといった単純な収縮モデルではなく、星形成の初期条件でさえ非常に複雑で、複数の構造体が相互作用しながら、連星形成を進行させるモデルを観測的に初めて提案するものである。今後は、

(1) ダスト連続波や分子輝線をさらに広がった成分まで観測し、空間的ダイナミックレンジの大きい質

回転不安定から考える原始惑星系円盤の外側領域の構造

小野 智弘 (京都大学 大学院理学研究科 宇宙物理学教室)

Abstract

1990 年代初頭に太陽系外惑星が初めて発見されて以後、2014 年 5 月の段階で 1700 個以上の系外惑星が発見されている。これらの中には、巨大惑星にもかかわらず短周期軌道を持つ短周期巨大惑星などの太陽系内惑星とは異なった性質を持つ惑星が多数存在する。このように、系外惑星は軌道や質量における多様性を持つ。しかし、系外惑星が持つ多様性の成因は未解決な問題である。この問題を解決する為に、惑星形成の場である原始惑星系円盤の構造や進化を従来研究に比べ、より詳細に調べることが必要である。ケプラー回転円盤の気体面密度分布の解析解として、相似解がある (Lynden-Bell & Pringle 1974)。最近では高感度電波観測によって原始惑星系円盤の測定が成されており、観測は原始惑星系円盤の気体面密度分布が相似解であることを示唆している。また、この気体面密度分布が相似解であることを仮定することで、原始惑星系円盤の大きさや質量などを観測結果から得ている。つまり、相似解は円盤の諸性質を測る為の定規として利用されている。我々は相似解が円盤外側領域において、重力に比べ圧力勾配力が無視できなくなる点に着目した。回転円盤内の圧力勾配力が無視できない領域では、回転不安定がおこることが理論的に知られている (Chandrasekhar 1961)。相似解の安定性について解析的に調べた結果、中心星の質量が小さく、かつ円盤外側で高温な場合には、相似解が回転不安定性の為に円盤外側領域で破綻することを発見した (Ono et al. 2014)。この結果は、相似解は円盤の諸性質を測る為の定規として、常に有用であるわけではないことを示唆する。また、円盤外側の面密度分布は ALMA 等の高感度電波観測により、近い将来詳細な観測が可能であると考えられる。これらの観測を本研究の結果と比較することで、回転不安定性の観測的検証が期待される。

1 導入

1990 年代初頭に太陽系外惑星が初めて発見されて以後、2014 年 5 月の段階で 1700 個以上の系外惑星が発見されている。これらの中には、巨大惑星にもかかわらず短周期軌道を持つ短周期巨大惑星などの太陽系内惑星とは異なった性質を持つ惑星が多数存在する。このように、系外惑星は軌道や質量における多様性を持つ。しかし、系外惑星が持つ多様性の成因は未解決な問題である。この問題を解決する為に、惑星形成の場である原始惑星系円盤の構造や進化を従来研究に比べ、より詳細に調べることが不可欠である。

原始惑星系円盤は一般的に、乱流起源の粘性による角運動量輸送によって進化すると考えられている。原始惑星系円盤の粘性進化のモデルとして Lynden-Bell & Pringle (1974, 以後 LBP74) がある。LBP74 ではケプラー回転円盤を仮定しており、これは圧力勾配力が中心星重力に比べ無視できるほど小さい時に良い近似となる。一般的に原始惑星系円盤の温度は低く、

圧力勾配力は中心星重力に比べ無視できるほど小さい。しかし、気体面密度が急激に変化する領域では圧力勾配力は無視することができなくなり、このような領域では圧力勾配力を考慮して LBP74 モデルを修正する必要がある。LBP74 モデルは、円盤面密度分布の解析解として相似解を与えている。相似解は時間と共に相似的に変化し、さらに円盤外側領域で面密度の指数関数的減少 (exponential tail) が見られる。exponential tail 領域はその面密度の急激な変化の為に圧力勾配力が無視出来ず、相似解は自己矛盾を起こしている。

近年の電波干渉計の技術進歩により、原始惑星系円盤の面密度構造を測定することが可能になってきている (e.g., Hughes et al. 2008; Andrews et al. 2009, 2010; Akiyama et al. 2013)。これらの観測結果は原始惑星系円盤が相似解的な面密度分布を持つことを示唆している。しかし、ALMA などの高感度電波干渉計では、圧力勾配力が無視出来なくなるような低

密度円盤外側領域の観測が可能になることが期待される。その為、ケプラー回転円盤を仮定しないで円盤外側領域を調べる事が求められる。

圧力勾配力が無視出来ない回転円盤では、流体不安定性の一つである回転不安定が起こることが知られている (Chandrasekhar 1961)。非粘性回転円盤において、回転安定となる為の条件は比角運動量 (j) が動径方向 (R) について単調増加になることであり、これをレイリー条件と言う。比角運動量は常に正の為、レイリー条件は

$$\frac{\partial j^2}{\partial R} > 0, \quad (1)$$

のように書ける。回転不安定は粘性により起こり難くなり、一方でエントロピー勾配を考慮すると起こり易くなる。しかし、本研究では簡単の為に不安定性の条件としてレイリー条件を用いる。

本研究では相似解の回転不安定性について調べた。また、回転不安定性について中立安定を満たす円盤の性質を解析的に求めた。その結果、中立安定では相似解よりも面密度勾配が緩やかになると共に、回転速度もケプラー回転より遅くなる事が分かった。もし回転速度のケプラー回転からの逸脱を観測することができれば、そこは圧力勾配力が強い領域であることを意味する。

2 章では回転不安定性について中立安定となる条件を解析的に求め、その結果を典型的な原始惑星系円盤に応用する。その後、非相似解的な面密度分布の観測可能性について 3 章で議論し、4 章でまとめを行う。本研究は一般的な降着円盤の外側領域に応用可能であるが、ここでは原始惑星系円盤に着目する。

2 原始惑星系円盤と回転不安定性

この章では回転不安定性について中立安定となる面密度分布を求める。また、相似解が回転不安定となる点で中立安定の面密度分布に接続する。

2.1 回転不安定性の中立安定

軸対称かつ鉛直方向に静水圧平衡な回転円盤について考える。円柱座標系での動径方向の力の釣り合

いの式は

$$\begin{aligned} \frac{j^2}{R^3} &= \frac{GM}{R^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial R}, \\ &= \frac{GM}{R^2} + \frac{1}{\Sigma} \frac{\partial (c_s^2 \Sigma)}{\partial R} - \frac{c_s^2}{H} \frac{\partial H}{\partial R}, \end{aligned} \quad (2)$$

となる。 G は重力定数、 M は中心星質量、 P は圧力、 ρ は円盤面での密度、 Σ は面密度を表す。また、 $H \equiv c_s/\Omega_K$ はスケールハイトであり、 c_s は音速、 $\Omega_K \equiv (GM/R^3)^{1/2}$ はケプラー角速度である。ここで動径方向について局所的に等温を仮定する ($P = c_s^2 \rho$)。また、幾何学的に薄い円盤を仮定 ($H/R \ll 1$) かつ、鉛直方向の等温を仮定する ($\Sigma = \sqrt{2\pi} \rho H$)。

一般化の為に円盤半径、面密度の無次元量をそれぞれ

$$R = R_0 r \quad \text{and} \quad \Sigma = \Sigma_0 \sigma, \quad (3)$$

と定義する。ここで R_0, Σ_0 はそれぞれの規格化定数。動径方向の温度分布は、中心星に照らされた円盤モデルにおいて典型的な $-1/2$ の幕として仮定して、

$$T = T_0 r^{-1/2}, \quad (4)$$

とする (e.g., Kenyon & Hartmann 1987; Chiang & Goldreich 1997; D'Alessio et al. 1998)。この時、音速とスケールハイトは

$$c_s = c_0 r^{-\beta/2} \quad \text{and} \quad H = H_0 r^{(3-\beta)/2}, \quad (5)$$

となる。 $T_0, c_0, H_0 = c_0/(GM/R_0^3)^{1/2}$ はそれぞれ $R = R_0$ での温度、音速、スケールハイト。

(1)-(5) 式より、回転不安定性について中立安定となる条件は

$$\frac{3}{2} \frac{\partial (\ln \sigma)}{\partial (\ln r)} + \frac{\partial^2 (\ln \sigma)}{\partial (\ln r)^2} + \left(\frac{R_0}{H_0} \right)^2 r^{(-1/2)} - \frac{21}{8} = 0, \quad (6)$$

となる (see also Yang & Menou 2010)。(6) 式の解を σ_{ms} とすると、

$$\sigma_{\text{ms}} = \exp \left[-\frac{2}{3} C_1 r^{-3/2} + 2 \left(\frac{R_0}{H_0} \right)^2 r^{-1/2} + \frac{7}{4} \ln r + C_2 \right], \quad (7)$$

C_1, C_2 は積分定数。この時、(7) 式は回転不安定性に対して中立安定な面密度分布となる。

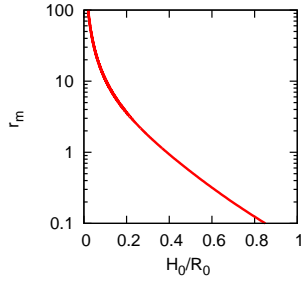


図 1: H_0/R_0 と r_m の関係性。

2.2 相似解の回転不安定性

ここで LBP74 モデルの解である相似解が回転不安定となる臨界半径を調べる。ケプラー回転円盤の面密度進化の式は、

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} (R^{1/2} \nu \Sigma) \right], \quad (8)$$

となり (e.g., Pringle 1981), t は時間, ν は粘性係数を表す。ここで α 粘性円盤モデル (Shakura & Sunyaev 1973) より, ν は

$$\nu = \alpha c_s H \propto r, \quad (9)$$

と表され, α は標準粘性パラメータと呼ばれる。面密度進化の式の解析解を r と t に関して変数分離した時, r に依存する方を σ_s とすると,

$$\sigma_s = r^{-1} \exp[-r], \quad (10)$$

となる (Hartmann et al. 1998)。これを相似解と呼び, 相似解が不安定となる半径 r_m は (10) 式を (6) 式に代入して,

$$\left(\frac{R_0}{H_0} \right)^2 = \frac{5}{2} r_m^{3/2} + \frac{33}{8} r_m^{1/2}, \quad (11)$$

となる。 $r > r_m$ において相似解は回転不安定となり, その分布を維持できない。図 1 で横軸 H_0/R_0 , 縦軸 r_m を示した。典型的な原始惑星系円盤では $\beta = 1/2$ で, H_0/R_0 が 0.1-0.3 の範囲にある。 $H_0/R_0 = 0.1, 0.2, 0.3$ における r_m は, それぞれ凡そ 10, 3, 1 となる。

2.3 面密度分布

簡単な為に, 回転不安定の結果, 中立安定面密度分布になるとし, $r = r_m$ で相似解と中立安定面密度分布

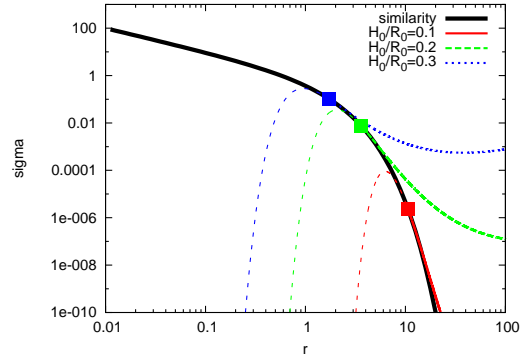


図 2: 面密度分布の図。相似解 (黒線) と中立安定面密度分布 (赤線, 緑破線, 青点線) を $r = r_m$ (四角点) で滑らかに接続した。赤, 緑, 青はそれぞれ $H_0/R_0 = 0.1, 0.2, 0.3$ を表している。

が滑らかに接続すると仮定する (Tanigawa & Ikoma 2007)。この時, 接続条件は,

$$C_1 = \frac{3}{2} r_m^{5/2} + \frac{11}{8} r_m^{3/2}, \quad (12)$$

$$C_2 = \frac{2}{3} C_1 r_m^{-3/2} - \frac{11}{4} \ln r_m - 6 r_m - \frac{33}{4}, \quad (13)$$

となる。(7), (10)-(13) より, 横軸半径 r , 縦軸面密度分布 σ で表したものが図 2 である。黒線は相似解を表し, 赤線, 緑破線, 青点線はそれぞれ $H_0/R_0 = 0.1, 0.2, 0.3$ での中立安定面密度分布に対応している。また, 四角点は各 H_0/R_0 での r_m の位置を表す。 $r > r_m$ では相似解は回転不安定となり, 中立安定面密度分布になっている。中立安定面密度分布は相似解に比べて面密度の減少が緩やかであることが分かる。

2.4 回転速度分布

$r > r_m$ で中立安定面密度分布を持つとすると, 中立安定の条件が $\partial j / \partial r$ なので, この領域における比角運動量は一定となる ($j(r) = j(r_m)$)。よって回転速度 (v_ϕ) は $r > r_m$ で

$$v_\phi \equiv \frac{j}{R} = \sqrt{\frac{GM r_m}{R_0}} r^{-1}, \quad (14)$$

となる。ケプラー回転速度は $v_K \equiv \sqrt{GM/R_0} r^{-1/2}$ なので, 中立安定面密度分布を持つのであれば, 円盤外側領域で角速度がケプラー回転より遅くなる。逆に, ケプラー回転からの逸脱を観測することが出来れ

ば、回転不安定性が円盤に影響を与えていることを示唆する。

3 議論

3.1 非相似解的な面密度分布の観測可能性

この章では非相似解的な面密度分布を持つ原始惑星系円盤の観測可能性について議論する。図 1, 2 より回転不安定性は H_0/R_0 の値に依存する。一般的な T タウリ型星周りの円盤のスケールハイトは

$$\frac{H}{R} \approx 0.1 \left(\frac{T_0}{28\text{K}} \right)^{1/2} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-1/2} \left(\frac{R_0}{100\text{AU}} \right)^{1/4}, \quad (15)$$

と表せ、典型的に $H_0/R_0 = 0.1 - 0.18$ となる。ここで、 T_0 は $R = R_0$ での円盤温度である。 H_0/R_0 は中心星質量が小さく、温度が高い円盤ほど大きくなるのが分かる。また、原始惑星系円盤の近傍に大質量星があり、大質量星からの照射を受ける場合はより円盤が高温になる。その為、 H_0/R_0 の値は約 0.3 まで近づき得る。

図 2 より、 $H_0/R_0 \sim 0.1$ の時、相似解が回転不安定になるのは非常に低密度な領域であり、非相似解的な面密度分布を観測することは困難である。しかし、 $H_0/R_0 \sim 0.2 - 0.3$ の時、相似解が回転不安定となるのは、観測が不可能な程低密度領域ではない。ALMA 等の高感度電波望遠鏡によって、中心星質量が小さく温度が高い円盤や、大質量星の照射を受ける円盤を持つ非相似解的な面密度分布や回転速度分布が観測されることが期待される。

さらに、ガスがケプラー回転より遅い時、ダストが動径方向内側に移動することが知られている (Takeuchi et al. 2005)。このことから、ガスだけでなくダストを観測することによっても非相似解的な面密度分布の存在を確かめることが出来ると考えられる。

3.2 本研究の不定性

本研究で相似解は円盤外側領域で回転不安定となることを明らかにしたが、その結果どのような面密度分布、回転速度分布になるかは明らかではない。実際の面密度分布、回転速度分布、またその時間進化を知

る為には、幾何学的に常に薄いことや、軸対称などの仮定をせずに流体計算をして円盤の進化を求める必要がある。これは近い将来やらなければならない課題である。

4 まとめ

本研究では原始惑星系円盤の面密度分布が相似解を取りうるか、またその安定性について議論した。我々は相似解が円盤外側領域で回転不安定となることを明らかにした。中心星質量が小さく円盤の温度が高い時や、円盤近傍の大質量星によって円盤が照らされる時、非相似解的な面密度分布、回転分布が ALMA 等の高感度電波望遠鏡によって観測される可能性があることを予測した。また、回転不安定性の結果円盤面密度分布がどのようなようになるかを流体計算によって求めることは近い将来やらなければならない仕事である。

Reference

- Akiyama, E., Momose, M., Kitamura, Y., et al. 2013, PASJ, 65, 123
 Andrews, S. M., Wilner, D. J., Hughes, A. M., Qi, C., & Dullemond, C. P., 2009, ApJ, 700.1502
 Andrews, S. M., Wilner, D. J., Hughes, A. M., Qi, C. & Dullemond, C. P. 2010, ApJ, 723, 1241
 Chandrasekhar, S. 1961, Hydrodynamic and Hydro-magnetic Stability, International Series of Monographs on Physics (Oxford: Clarendon)
 Chiang, E. I., & Goldreich, P. 1997, ApJ, 490, 368
 D'Alessio, P., Canto, J., Calvet, N., & Lizano, S. 1998, ApJ, 500, 411
 Hartmann, L., Calvet, N., Gullbring, E., & D'Alessio, P. 1998, ApJ, 495, 385
 Hughes, A. M., Wilner, D. J., Qi, C., & Hogerheijde, M. R. 2008, ApJ, 678, 1119
 Kenyon, S. J., & Hartmann, L. 1987, ApJ, 323, 714
 Lynden-Bell, D., & Pringle, J. E. 1974, MNRAS, 168, 603
 Ono, T., Nomura, H., & Takeuchi, T. 2014, ApJ, 787, 37
 Pringle, J. E. 1981, ARA&A, 19, 137
 Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 24, 337
 Takeuchi, T., Clarke, C. J., & Lin, D. N. C. 2005, ApJ, 627, 286
 Tanigawa, T., & Ikoma, M. 2007, ApJ, 667, 557
 Yang, C.-C., & Menou, K. 2010, MNRAS, 402, 2436

原始惑星系円盤の化学反応と H₂O スノーラインの検出に向けて

野津 翔太 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

Abstract

原始惑星系円盤において、中心星近傍は高温のため H₂O はダスト表面から脱離し気体となるが、遠方では低温のためダスト表面に凍結する。この境界が H₂O スノーラインであり、ダストの合体成長で惑星を作る際 H₂O スノーラインの内側では岩石惑星が形成される。一方外側ではダストの総量が増加するため、重力で周りのガスを大量に集める事が可能となり、ガス惑星が形成される。太陽質量程度の前主系列星周りの円盤の温度分布を計算すると、H₂O スノーラインは中心星から数 AU 程度に存在するとされている。だが系外惑星系の場合空間分解能が足りず、撮像観測による H₂O スノーラインの検出は困難であった。

一方最近 Spitzer や Herschel で円盤から放射される H₂O 輝線を検出できるようになった。異なる波長の H₂O 輝線の強度比を用いて H₂O スノーラインの位置を見積もる研究もなされつつあるが、円盤の温度分布のモデルに依存するものであった。しかし今後波長分解能の高い分光観測が可能になれば、輝線スペクトルの速度プロファイルを解析する事で、モデルに依存せず H₂O スノーラインを同定できると考えられる。

そこで本研究では、このような観測で H₂O スノーラインを同定する方法を提案する。具体的にはまず原始惑星系円盤の化学反応計算を行い、H₂O の存在量とその分布を調べた。すると H₂O スノーラインの内側の円盤赤道面付近だけでなく、円盤上層部の高温領域でも H₂O ガスの存在量が多い事が分かった。またその結果を元に、円盤から放出される H₂O 輝線の輻射輸送計算を行い、近赤外線からサブミリ波までの複数の輝線のプロファイルの特徴を調べた。すると放射係数が小さく励起状態のエネルギーが高い複数の輝線のプロファイルを分光観測で調べる事で、H₂O スノーラインを検出できると分かった。この解析結果、及び将来の分光観測との関係についても議論する。

1 Introduction

1.1 原始惑星系円盤とは

原始惑星系円盤とは、誕生直後の星の周りに形成される、ダスト(塵)とガス(主成分は水素分子)でできた円盤である。この円盤内ではダスト同士の合体成長により、地球や木星などの惑星が形成されると考えられている。標準的な惑星形成過程は、主に太陽系形成の研究を通じて構築された京都モデル (Hayashi et al. 1985) によって説明される。一方近年観測が飛躍的に進み、多様な太陽系外惑星が数多く発見されてきている。また、原始惑星系円盤自体も近年赤外線 (e.g., Subaru/HiCIAO) やサブミリ波 (e.g., SMA, ALMA) を用いた撮像観測により詳細な観測がなされつつある (e.g., Muto et al. 2012; Fukagawa et al. 2013)。その中で、これまでのモデルでは説明できない多様な太陽系外惑星の形成を説明するモデルの構

築に向け、理論的研究も盛んに進められている。

また、原始惑星系円盤内ではガス中やダスト表面で様々な化学反応が生じるが、それに伴い様々な分子種が生成される。その中には有機物、H₂O などが含まれる (e.g., Caselli & Ceccarelli 2012)。次節以降では、特に H₂O に着目し議論をすすめる。

1.2 H₂O スノーラインと、惑星形成における氷ダストの役割

原始惑星系円盤内部において、誕生直後の中心星の近くは星からの光で高温となり、H₂O が円盤中に漂うダスト表面から脱離して気体となる。一方星から遠い所は光が弱く低温となり、H₂O がダスト表面に凍結する (Hayashi et al. 1981)。この境界が H₂O スノーラインであり、ダストの合体成長で惑星を作る際、H₂O スノーラインの内側では地球型の岩石惑星が形成される。一方外側ではダストの総量が増加

する。そのためダストの合体成長で巨大な岩石コアが出来て、重力で周りのガスをたくさん集める事が可能となり、木星や土星の様なガス惑星が出来ると考えられている。すなわち、 H_2O スノーラインは、地球型惑星と巨大ガス惑星の形成領域の境界と考えられている。

円盤赤道面における H_2O スノーラインの位置は、太陽質量程度の前主系列星 (T タウリ型星) 周りの円盤の場合、中心星から数 AU 付近と考えられている。しかし中心星からの放射強度、円盤中のダストサイズやその分布など、円盤の物理構造を変える事でその位置は変化する。そのため、太陽系外の原始惑星系円盤の観測から H_2O スノーラインの位置を決める事で、逆に円盤の物理構造、ひいては惑星形成理論に制限をかける事が出来ると考えられる。

1.3 H_2O 輝線の観測と H_2O スノーライン

原始惑星系円盤の観測から H_2O スノーラインを決定する場合、まずは円盤の撮像観測から情報を得る事が考えられる。しかし太陽系外惑星系の場合中心星から数 AU 付近の撮像観測は、空間分解能が足りず難しい。

一方、近年 Spitzer (近-中間赤外線) や Herschel (遠赤外線) などの宇宙望遠鏡を用いて、円盤から放射される H_2O 輝線を検出できるようになった。温度依存性や波長の異なる様々な H_2O 輝線の強度比を用いて、 H_2O スノーラインの位置を見積もる研究もなされつつあるが (e.g., Zhang et al. 2013)、これらは円盤の温度分布のモデルに依存するものであった。

しかし今後波長分解能の高い分光観測が可能になれば、輝線強度だけでなく輝線の速度プロファイルの情報 (e.g., 輝線プロファイル中の高速度成分が、円盤内側からの寄与) を用いて、モデルに依存せず H_2O スノーラインを同定できると考えられる。本研究では、このような観測で H_2O スノーラインを同定する方法を提案する。なお輝線の速度プロファイルの解析から円盤内側の構造を探る研究としては、 H_2O 以外に例えば CO の $4.7\mu m$ の振動回転輝線を用いた研究 (Pontoppidan et al. 2008) などがある。

解析手法の概略を述べると、まず原始惑星系円盤の物理構造モデルを仮定した上で、 H_2O スノーラインの位置を仮定するのではなく、与えられた物理構

造の元で円盤の化学反応計算を行い、円盤中の H_2O の分布や H_2O スノーラインの位置を求めた。その後 H_2O 輝線の輻射輸送計算を行い、輝線強度のみならず輝線プロファイルから H_2O スノーラインの情報が得られるか確かめた。具体的な解析手法は次章以降で述べる。

2 Methods & Results

2.1 原始惑星系円盤の物理構造

円盤での化学反応計算を行う際には、各場所での温度、密度、主星からの紫外線放射などの物理量が必要になる。本研究では原始惑星系円盤の物理モデルとして、Nomura & Millar (2005) に、X 線加熱を加えたモデル Nomura et al. (2007) を使用した。まず中心星は質量 $M_* = 0.5M_\odot$ 、半径 $R_* = 2.0R_\odot$ 、有効温度 $T_* = 4000K$ の典型的な T タウリ型星 (Kenyon & Hartmann 1995) とし、その周りの円盤は定常、軸対称を仮定した。また、円盤中のダストのサイズ分布や組成のモデルは Nomura & Millar (2005) と同じものを用いており、ダストの最大サイズは $10\mu m$ とした。(詳細は Walsh et al. (2010, 2012) も参照。)

なお 1 章でも述べたように、中心星からの放射強度や円盤中のダストサイズやその分布など、円盤の物理構造を変える事で H_2O スノーラインの位置は変化する。そこで我々はこの物理モデルを採用した場合だけでなく、円盤中でのダストの合体成長を考慮したモデル (ダスト最大サイズが $10cm$)、及び中心星として典型的な Herbig Ae 星 ($M_* = 2.5M_\odot$ 、 $R_* = 2.0R_\odot$ 、 $T_* = 10000K$) を考えたモデルを採用した場合についても、現在計算を進めている。ただ今回は紙面及び発表時間の都合上、以下では典型的な T タウリ星かつダスト最大サイズが $10\mu m$ のモデルを採用した場合の計算結果を説明する。図 1 はこのモデルを用いた際の円盤のガス温度分布を表している。

2.2 原始惑星系円盤の化学反応計算

原始惑星系円盤内の化学反応計算の際、反応係数として UMIST Database for Astrochemistry (Rate06) の値を用いる (Woodall et al. 2007)。化学種の数には 375、気相中での化学反応の数は 4346 である。また、ガス・ダスト間の相互作用という事で、ダスト表面へ

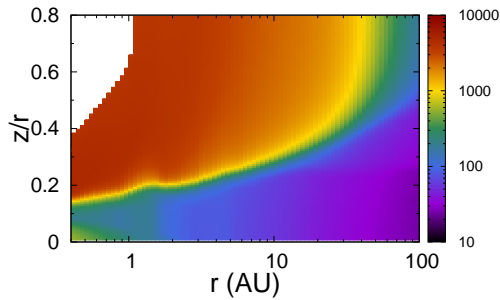


図 1: 円盤のガス温度分布 (単位は K)。横軸は円盤半径 (AU)、縦軸は円盤の赤道面からの高さ/円盤半径。

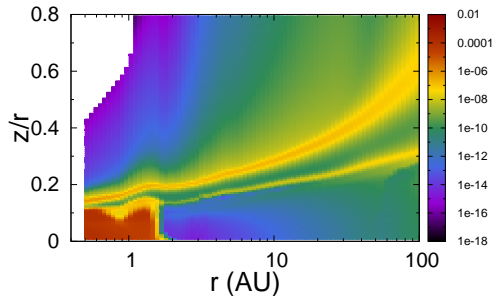


図 2: 円盤の H₂O の組成分布 (H₂O 分子の数密度/全 H 原子の数密度)。横軸、縦軸は図 1 と同じ。

の化学種の凍結や、熱的・非熱的脱離の過程も合わせて考えた。なお初期元素存在量は酸素が多く、低金属量な元素存在量のモデルを仮定した。

図 2 は計算した H₂O の組成分布の結果である。このモデルにおいては、H₂O スノーラインは 2AU 付近に存在する。また図 1 などと見比べると分かる様に、H₂O スノーラインの内側の円盤赤道面付近の高温領域だけでなく、円盤上層部の高温領域でも H₂O ガスの存在量が多い事が分かる。なお、高温領域で H₂O が多いのは、温度が高い事で気相中で H₂O を作る中性-中性反応 (中性分子同士の反応。活性化エネルギーが大きい。) が促進されるからである。

2.3 H₂O 輝線の輻射輸送計算とその結果例

前節で計算した H₂O の組成分布のデータを用い、円盤内の各点からの寄与を足し合わせた H₂O の輝線の輻射輸送計算を行う。天球面上の円盤の各点から放射される輝線強度は、円盤内部の視線方向の各点の寄与を足し合わせた以下の式で表される (Rybicki

& Lightman (1986))。

$$F_{ul}(r, \nu) = \int_{-s_\infty}^{s_\infty} n_u A_{ul} \frac{h\nu_{ul}}{4\pi} \phi(\nu) \exp(-\tau_{ul}) ds \quad (1)$$

ここで、u を励起状態を表す添字、l を励起前のエネルギーが低い状態を表す添字とする。この時、 n_u は励起状態にある分子の数密度、 A_{ul} は状態 u から l へと自発的に放射を出して遷移する確率を表すアインシュタインの A 係数 (放射係数)、 h はプランク定数、 ν_{ul} は状態 u から l へと遷移する時に放出する光の振動数、 τ_{ul} は光学的厚みである。 $\phi(\nu)$ は各点での輝線の速度プロファイルを表わす関数で、円盤のケプラー回転と熱運動 (音速) が原因で起きる、ドップラーシフトと輝線の広がり を考慮している。

上式から、ある視線方向の光学的厚みが十分小さい場合 ($\tau_{ul} \ll 1$)、その方向の輝線強度は A_{ul} と n_u に比例することがわかる。なお H₂O 分子のエネルギー準位や各輝線のデータベースは LAMDA (Leiden Atomic and Molecular Database: Schöier et al. 2005) のものを、また輝線の輻射輸送計算の際には RATRAN (Hogerheijde & van der Tak 2000) を改変した計算コードを使用している。現在までに A_{ul} や励起状態のエネルギー (E_u) の値が異なる H₂O 輝線を計 20 本ほど計算している。様々な波長での観測可能性を調べる為、近赤外線からサブミリ波まで様々な輝線を選んでいる。

以下計算した輝線のうち、特徴的な 2 本の H₂O 輝線のプロファイルの振る舞いを紹介する。まず図 3 は 682.9 μ m (振動数 439.3GHz) の H₂O 輝線 ($A_{ul}=2.816 \times 10^{-5} s^{-1}$, $E_u=1088.7K$) の様子である。計算の際天体までの距離 $d=140pc$ 、軌道傾斜角 $i=10^\circ$ としている。図より、H₂O スノーラインの内側 (<2AU) からの H₂O 輝線への寄与が、外側からの寄与より大きい事が分かる。このため、このような輝線を用いるとスノーラインの情報がプロファイルから読み取れると考えられる。(例えば円盤のケプラー回転を考慮すると、ピークの位置がより高速度側に存在した場合、スノーラインはより内側に存在。) 一方図 4 は 63.4 μ m (振動数 4.734THz) の H₂O 輝線 ($A_{ul}=1.772 s^{-1}$, $E_u=1070.6K$) の様子である。図より、H₂O スノーラインの外側 (>2AU) からの寄与の方が大きいので、このような輝線からは H₂O スノーラインの情報は読み取れないと考えられる。

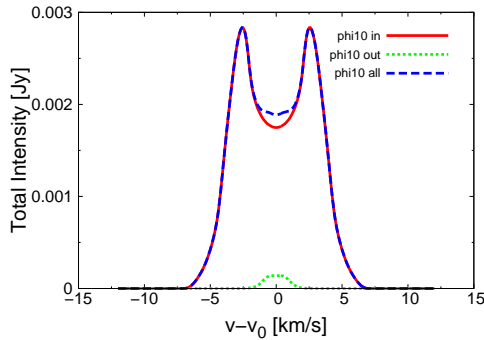


図 3: 波長 $682.9\mu\text{m}$ の H_2O 輝線の速度プロファイル。赤い直線は円盤中心から半径 2AU 以内からの放射、緑の点線は半径 2-30AU からの放射、青い破線は 2 成分を合わせた放射のプロファイル。

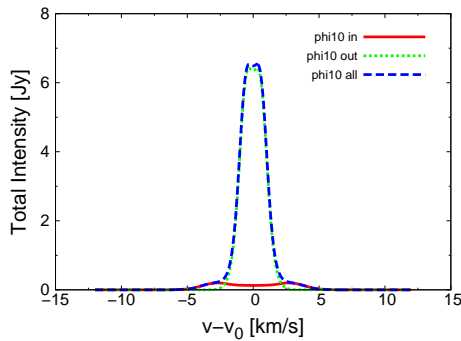


図 4: 波長 $63.4\mu\text{m}$ の H_2O 輝線の速度プロファイル。線の種類は図 3 と同じ。

3 Discussion

2.3 章で H_2O スノーラインの情報が読み取れる輝線とそうでない輝線が存在する事を確認した。この理由について以下議論を行う。

2 つの輝線の E_{ul} の値はほぼ同じであり、どちらも H_2O ガスが大量に存在する高温領域に感度がある輝線である。しかしその一方、 A_{ul} の値を比較すると、 H_2O 輝線の情報が読み取れる $682.9\mu\text{m}$ の輝線の方が値が小さい。この際 2.3 章で述べた様に、光学的に薄い所からの輝線放射の成分が A_{ul} に比例する事を踏まえると、ガス密度が小さく光学的に薄い円盤上層部の高温領域にある H_2O ガスからの放射の寄与が小さくなる。その結果、ガス密度が大きく光学的に厚い円盤赤道面付近の高温領域である、 H_2O スノーライン内側からの放射の寄与の方が大きくなり、 H_2O スノーラインの情報が読み取れるようになると思われる。一方 $63.4\mu\text{m}$ の輝線は A_{ul} が大きい

で、円盤上層部からの寄与も大きく、 H_2O スノーラインの情報が読み取れないと考えられる。

なお詳細は省くが、他の複数の H_2O 輝線のプロファイルも調べたところ、 A_{ul} が小さく E_{ul} の大きな幾つかの輝線 (e.g., 24, 57.4, $456.4\mu\text{m}$) の場合にも、 H_2O スノーラインの情報が読み取れる事が分かった。

4 Conclusion & Future Work

本研究では、原始惑星系円盤の物理構造モデルを仮定した上で、円盤の化学反応計算を行い H_2O の存在量と分布を調べた。その結果今回の条件の場合、 H_2O スノーラインは 2AU 付近と分かった他、円盤上層部の高温領域でも H_2O ガスの存在量が多いと分かった。また、その後 H_2O 輝線の輻射輸送計算を行い、 A_{ul} が小さく E_{ul} が大きい複数の輝線で、 H_2O スノーラインの存在を確認できる事が分かった。

現在は物理構造を変えた場合の計算 (cf. 2.1 章) や、観測に適した輝線探しなどを行っているが、今後は赤外線やサブミリ波での将来の観測 (e.g., TMT, ALMA, SPICA) を目指し、円盤からの H_2O 輝線の強度やラインプロファイルの予測などもさらに進めていく予定である。

Reference

- Caselli, P., & Ceccarelli, C. 2012, *A&ARv*, 20, 56
- Fukagawa, M., Tsukagoshi, T., & Momose, M., et al. 2013, *PASJ*, 65, L14
- Hayashi, C. 1981, *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 70, 35
- Hayashi, C., Nakazawa, K., & Nakagawa, Y. 1985, *Protostars and Planets II*, 1100
- Hogerheijde, M. R., & van der Tak, F. F. S. 2000, *A&A*, 362, 697
- Kenyon, S. J., & Hartmann, L. 1995, *ApJS*, 101, 117
- Muto, T., et al. 2012, *ApJ*, 748, L22
- Nomura, H., & Millar, T. J. 2005, *A&A*, 438, 923
- Nomura, H., Aikawa, Y., Tsujimoto, M., et al. 2007, *ApJ*, 661, 334
- Pontoppidan, K. M., Blake, G. A., van Dishoeck, E. F., et al. 2008, *ApJ*, 684, 1323
- Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1986, *Radiative Processes in Astrophysics*, New York: Wiley, 400
- Schöier, F. L., van der Tak, F. F. S., van Dishoeck, E. F., et al. 2005, *A&A*, 432, 369
- Walsh, C., Millar, T. J., & Nomura, H. 2010, *ApJ*, 722, 1607
- Walsh, C., Nomura, H., Millar, T. J., et al. 2012, *ApJ*, 747, 114
- Woodall, J., Agúndez, M., Markwick-Kemper, A. J., et al. 2007, *A&A*, 466, 1197
- Zhang, K., Pontoppidan, K. M., Salyk, C., et al. 2013, *ApJ*, 766, 82

乱流が存在する原始惑星系円盤中の固体微粒子の動力学

三宅 智也 (名古屋大学大学院 理論宇宙物理学研究室)

Abstract

乱流が存在する原始惑星系円盤中の固体微粒子の動力学について調べた、Youdin&Lithwick(2007)を紹介し、さらに、この論文においても考慮されていなかった円盤風の効果を取り入れた場合の固体微粒子の分布について論じる。原始惑星系円盤中には乱流が存在しており、その乱流は磁気回転不安定性 (MRI) によって発生すると考えられている。乱流ガスによる粒子の攪拌の状況を決定することは、惑星形成の分野、特に微惑星の形成を研究する上で重要な研究課題である。具体的には、粒子同士の衝突時の相対速度を決定することにより、衝突合体もしくは破碎の条件の規定や、非弾性的なエネルギー散逸を見積ることが可能になる。この論文では、周転円振動と垂直振動の両方を含むケプラー円盤の動力学の効果を取り入れ、固体微粒子に及ぼすガスの乱流運動による力を確率的に扱った上で、固体粒子の拡散と、そのランダムな速度の時間発展を計算している。方法としては、等方的な乱流を仮定しており、ブラウン運動を記述するランジェバン方程式を用いて、粒子のランダムな速度と拡散について解析的に求める。その結果、以下のような固体微粒子の拡散に関する結果が得られた。(i) 垂直方向の粒子拡散から、円盤の粒子層は大きな粒子になるほど赤道平面に沈殿するため薄くなる。(ii) 同じ粒子の大きさでも、乱流の渦の回転時間が軌道振動する時間よりも大きいと薄くなる。一方、MRI によって円盤風が駆動されることが指摘されている。しかしながら、固体微粒子の動力学に与える円盤風の影響はこれまで調べられていない。そこで、円盤風の効果を取り入れた場合の固体微粒子の運動についても議論する。

1 Introduction

惑星は原始惑星系円盤の中で形成されていく。惑星形成モデルの中で、現在最も有力とされている標準モデルでは、地球サイズの惑星や惑星のコアの形成は固体微粒子の衝突合体によって起こる。特に、衝突時の相対速度は円盤中の粒子攪拌により決定される。

一方、原始惑星系円盤は乱流状態であると考えられている。この乱流の発生源は、磁気回転不安定性 (MRI) (Balbus&Hawley, 1991) や対流、純粋な流体力学的作用が原因であると考えられているが、はっきりと解明されていない。

したがって、原始惑星系円盤中の乱流ガスによる固体微粒子の攪拌は、惑星形成を研究する上で非常に重要である。

本研究では、まず粒子攪拌の先行研究である Youdin and Lithwick.(2007) を紹介し、その後、先行研究で言及されていなかった乱流の発生源を MRI と仮定したときに、原始惑星系円盤から駆動される円盤風の効果 (Suzuki and Inutsuka.(2009)) を加え

た場合の固体微粒子の攪拌について議論する。

2 先行研究 Youdin&Lithwick(2007)

2.1 タイムスケールと無次元パラメータ

固体微粒子の攪拌は 3 つのタイムスケール: $t_{\text{stop}}, t_{\text{eddy}}, 1/\Omega_k$ によって特徴づけられる。粒子の stopping time, t_{stop} は乱流ガスと固体微粒子が同じ速度で運動するようになるまでの時間であり、固体微粒子の大きさの指標となるパラメータである。 t_{eddy} は最も大きい乱流の渦の回転時間を示すパラメータである。 Ω_k はケプラーの角振動数を表している。

この 3 つのタイムスケールを用いて、3 つの無次元パラメータを定義した。

$$\tau_s \equiv \Omega_k t_{\text{stop}} \quad (1a)$$

$$\tau_e \equiv \Omega_k t_{\text{eddy}} \quad (1b)$$

$$St \equiv t_{\text{stop}}/t_{\text{eddy}} = \tau_s/\tau_e \quad (1c)$$

以上のパラメータを用いて固体微粒子の攪拌についての研究を行っている。

2.2 垂直方向の攪拌

Youdin and Lithwick.(2007) では、乱流ガスによる固体微粒子の攪拌をブラウン運動を記述するランジェバン方程式にケプラー回転運動の効果を導入して解析的に研究を行っている。以下では、垂直方向の固体微粒子の攪拌について詳しく述べていく。

まず、垂直方向の固体微粒子の運動方程式は、

$$\frac{dv_p}{dt} = -\Omega_k^2 z_p - \frac{v_p}{t_{\text{stop}}} + \frac{v_g(t)}{t_{\text{stop}}} \quad (2)$$

である。ここで、 v_p は垂直方向の固体微粒子の速度で、 v_g は垂直方向のガスの速度である。右辺第 1 項はケプラー運動による固体微粒子に働く重力を示して、第 3 項は乱流ガスによる固体微粒子に働く揺動力を示している。また、乱流に対しては各渦の角振動数ごとの変動に分解したスペクトルを用いて、乱流の強度を示す。乱流のエネルギースペクトルは、次のように表す。

$$\hat{E}_g(\omega) = \frac{\langle v_g \rangle}{\pi} \frac{t_{\text{eddy}}}{1 + \omega^2 t_{\text{eddy}}^2} \quad (3)$$

ここで、 ω は乱流渦の角振動数を示している。この 2 つの方程式を用いることで、固体微粒子の原始惑星系円盤赤道面からの広がりを示すスケール高 H_p は以下のように表される。図 1 にその結果をプロットしている。

$$H_p^2 = \frac{\alpha_z}{\tau_s} \frac{St + 1}{St(1 + \tau_e^2) + 1} H_g^2 \quad (4)$$

ここで、 $\alpha_z \equiv D_{g,z} / (H_g^2 \Omega_k)$ である。また、 $D_{g,z} = \langle v_g^2 \rangle t_{\text{eddy}}$ は流体ガスの拡散係数で、ガスの拡散の様子を決定するパラメータであり、 H_g はガスのスケール高である。

図 1 より、固体微粒子が大きくなるほどスケール高は小さくなる、すなわち赤道面に沈殿しやすくなることを示している。これは、ケプラー回転による垂直方向の重力が関係していて、大きい粒子ほどより大きな重力が働くため、 τ_s が大きいほど赤道面に沈殿しやすい。また、乱流の渦の回転が長くなるほど

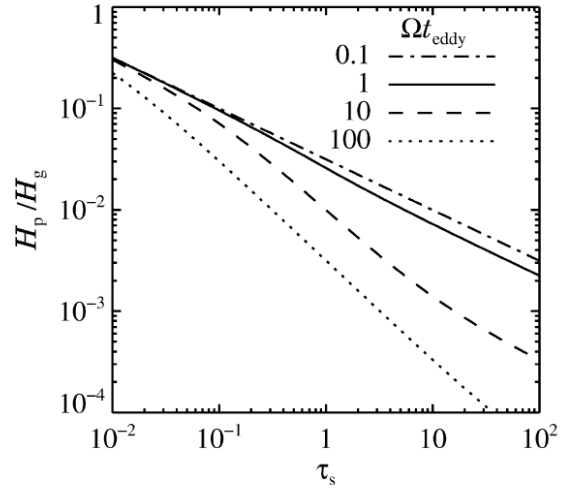


図 1: 各乱流の渦の回転時間でのガスのスケール高 H_g に対する固体微粒子のスケール高 H_d と固体微粒子の大きさを示す τ_s との関係を表している。 $(\alpha_z = 10^{-3})$ また、乱流の渦の回転時間に対する固体微粒子のスケール高の違いを表している。

ど赤道面に沈殿しやすくなり、固体微粒子の層が薄くなる。これは、乱流の渦の回転時間が長いと、乱流の渦による固体微粒子を巻き上げようとする力を受ける回数が減ってしまうため、固体微粒子が赤道面に沈殿しやすくなる。

3 先行研究の問題点

Youdin and Lithwick.(2007) では、乱流の発生源については言及せずに、乱流の発生源にかかわらず固体微粒子の攪拌は 2 章で述べたような結果になると考えられていた。しかし、磁気回転不安定性 (MRI) によって発生する乱流を考えると、原始惑星系円盤の表面から外側に向けて円盤風が駆動されることが指摘されている。(Suzuki and Inutsuka.(2009)) このことから、原始惑星系円盤中の垂直方向のガスの密度分布が正規分布から変化する。さらに、円盤風の影響によりガス成分が上空へと向かう速度を持つので、固体微粒子も大きさによってはガスに引きづら

れて上空へと巻き上げられるのもあると推測される。

4 円盤風を考慮した 垂直方向の固体微粒子の攪拌

上記で円盤風の重要性について述べたが、そもそも円盤風というのは、どのようにして起こるのだろうか。まず、MRI により磁気乱流が引き起こされる。その発生した乱流が発達していき、実効的な磁気乱流圧と磁気張力により、円盤表面に向けてガスが放出される。こうして円盤風が引き起こされると考えられる。この円盤風の垂直方向の速度分布と流体ガスの密度分布を図 2 に示している。

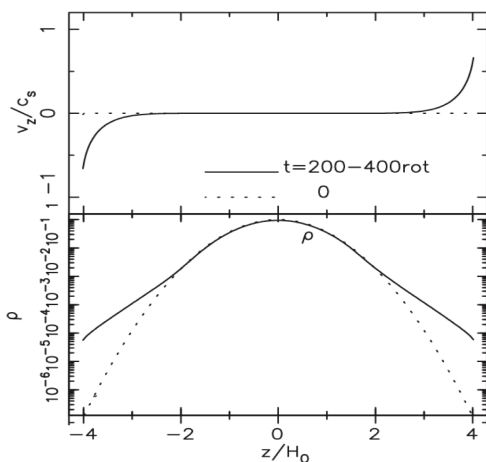


図 2: Suzuki and Inutsuka.(2009) で示された円盤風の垂直方向の速度分布と流体ガスの密度分布である。上の図が円盤風の速度分布を示し、下の図が流体ガスの密度分布を示している。

図 2 は Suzuki and Inutsuka.(2009) より、磁気回転不安定性による磁気流体乱流生成のシミュレーションの結果で示された、定量的な円盤風の垂直方向の速度分布と流体ガスの密度分布である。点線は時間発展させる前の初期値で、実線は十分乱流が発達している間の時間発展の平均値を示している。円盤風の速度分布により、大体 $z = \pm 2 - 3H_0$ から上空に向けて流れ出しが始まっていることが分かる。密度分布もほぼ同じ位置から上空で初期状態 (円盤風が無

い場合に対応) に比較して変化しており、円盤風の効果によりガスが上空への持ち上がっていることがみてとれる。

このような円盤風の効果を取り入れて、固体微粒子の鉛直方向の密度分布がどのようになるかを計算する。円盤風の速度分布とガスの密度分布は、図 2 を参考にして、簡単な関数に表すことで、円盤風の速度分布と密度分布を近似する (図 3)。

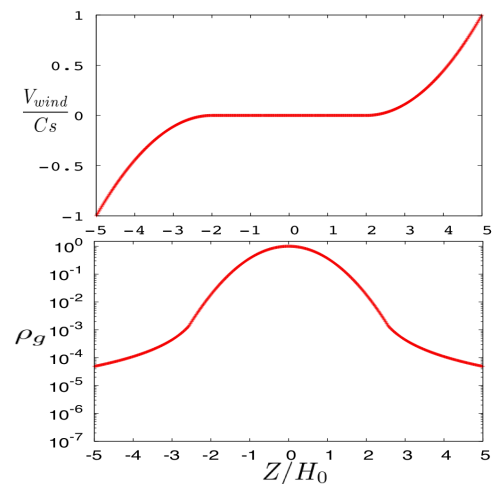


図 3: 数値計算を行いやすくするために図 2 を模倣した円盤風の速度分布と流体ガスの密度分布である。

この速度分布と密度分布を用いて、中心星の質量が太陽質量程度で、中心星から動径方向に 1AU 離れた位置での固体微粒子の大きさ (1[mm] 程度) に対する固体微粒子の密度分布についてのテスト計算を行った。その結果を図 4 に示す。

図の中の実線は円盤風の影響を取り入れた固体微粒子の密度分布で、点線は円盤風がない状態での固体微粒子の密度分布である。図 4 より、 $[\mu\text{m}]$ 程度の大きさの粒子は円盤風の影響を受けてより円盤表面まで舞い上がっているが、1[mm] 程度の大きさの固体微粒子では、円盤風の影響はほとんど見られないということがわかる。この結果は、小さな固体微粒子が選択的に原始惑星系円盤から流れ出し、相対的に大きな固体微粒子が円盤に長くとどまる傾向にあることを示しており、非常に興味深い。

今後、原始惑星系円盤の時間的な進化とともに、ど

のような大きさの固体微粒子が円盤から流れ出し消失する、あるいは円盤に留まるのかを定量的に明らかにし、惑星形成へ与える影響を精査していく予定である。さらに、ALMA をはじめとする大型観測機器による観測結果との比較や、観測可能性の予想まで踏み込んだ研究へとつなげていく。

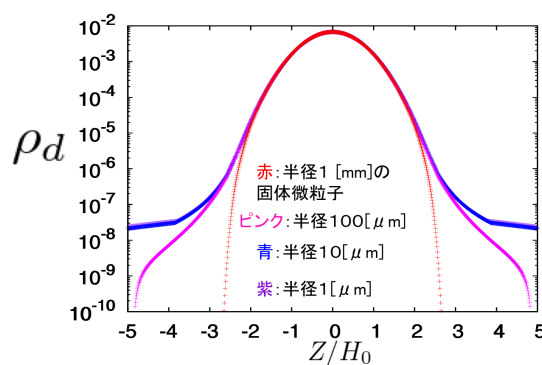


図 4: 円盤風の影響を取り入れた固体微粒子の密度分布。固体微粒子の大きさは半径 1[mm] から 1[μm] 程度の固体微粒子をプロットしている。(中心星の質量は太陽質量程度で、中心星から 1AU 離れた位置での値)

5 Summary

本研究では、惑星形成を研究する上で非常に重要な、乱流が存在する原始惑星系円盤中の固体微粒子の攪拌についての先行研究である、Youdin and Lithwick.(2007) を紹介した。

この論文では、円盤中の垂直方向の固体微粒子の攪拌は、粒子の半径が大きくなるほど赤道面に沈殿しやすくなり、乱流の渦の回転時間が短いほど円盤表面まで拡散するという結果が報告されている。

しかし、円盤中の乱流の起源を磁気回転不安定性であると考えると、円盤表面から円盤風が駆動されることが指摘されている。その円盤風により、ガスの密度分布に変化が生じるため、固体微粒子の攪拌

に影響を与える可能性があると考えられるので、円盤風の影響を含めた固体微粒子の密度分布を調べた。

その結果、半径が [μm] 程度の固体微粒子に対しては円盤風の影響が見られたが、1[mm] 程度の固体微粒子では、円盤風の影響は見られなかった。今後は各粒子の大きさの密度分布を調べ、より定量的に固体微粒子に対して円盤風の影響が見られ、どの程度舞い上がるのかを調べて、惑星形成にどのように影響を与えるのかを調べる。また、最新の観測機器を用いてどのように観測されるのかを予想する。

Reference

- Andrew N.Youdin & Yoram Lithwic.2007. Icarus
- Takeru K.Suzuki and Shu-ichiro Inutsuka.2009. ApJ
- Taku Takeuchi and D.N.C.Lin.2002. ApJ
- Balbus & Hawley.1991.ApJ
- Chandrasekhar, S. 1961, Hydrodynamic and Hydro-magnetic Stability (Oxford: Clarendon)
- Velikhov, E. P. 1959. ZhETF.

原子惑星系円盤の磁気乱流による電子の加熱と電離度の減少

森 昇志 (東京工業大学大学院理工学研究科)

概要

原始惑星系円盤では、磁気回転不安定性に起因する磁気乱流によって、角運動量輸送が外側へ輸送され、質量降着が起きると考えられている。しかし、磁気回転不安定性がおきるかどうかは、そこでの電離度に依存しており、原始惑星系円盤では、赤道面内側が低電離であるため安定な領域が存在する。本研究では電子の電場加熱による電離度の減少に着目する。これまでの原始惑星系円盤の磁気乱流に関する研究は、電子の温度は中性ガスの温度に等しいとしていた。しかし、発達した磁気乱流は強い電場を作り、電場による電子の加熱が起これる。電子の熱速度が大きくなるとダストに吸着しやすくなり、気相の電子の数密度は減少する。これらの結果として、ある程度強い電場では電場の上昇に伴い電離度が減少する。電離度は乱流の強さに影響するため、電子の電場加熱の重要性を検討する必要がある。本研究では、原始惑星系円盤の磁気回転不安定領域で、電子の電場加熱による電離度の減少がどこで起こるかを求め、電離度の値を見積もった。その結果、ダストサイズ $0.1\mu\text{m}$ 、ダストガス質量比 0.01 の最小質量円盤では、 $20\text{--}70\text{AU}$ まで電場加熱によって電離度が減少することを明らかにした。また、この領域では従来の理解よりも $1\sim 2$ 桁程度電離度が低いことが分る。この領域では磁気乱流が成長することで電離度が減少するために、弱い磁気乱流になると考えられる。

1 イントロダクション

原始惑星系円盤は形成初期に持っていた角運動量を磁気回転不安定性由来の磁気乱流によって円盤の外側へと輸送すると考えられている (e.g. Balbus and Hawley, 1991)。磁気回転不安定性は磁場が貫いている十分電離した円盤が差動回転する事によって普遍的におきる不安定である。しかし、原始惑星系円盤で、十分に電離源が届かない領域では、低電離度のために磁気乱流を維持できない領域 (デッドゾーン) が存在する (Gammie, 1996; Sano et al. 2000)。一方で、デッドゾーンの外側の不安定領域では、磁気乱流が発達していると考えられている。

しかし近年、その不安定領域で磁気乱流の成長後に磁気拡散が起こるために、激しい磁気乱流が起きない可能性が指摘された (Okuzumi and Inutsuka, in prep)。ここでの重要な機構は以下の通りである。：磁気回転不安定領域において、磁気乱流は磁場の成長とともに強い電場も同時に形成する。一方で弱電離気体中の電子は強電場によって加速され、そのエネルギーは中性粒子との衝突で熱に変換される (電子の電場加熱と呼ぶ; Inutsuka and Sano, 2005)。加熱

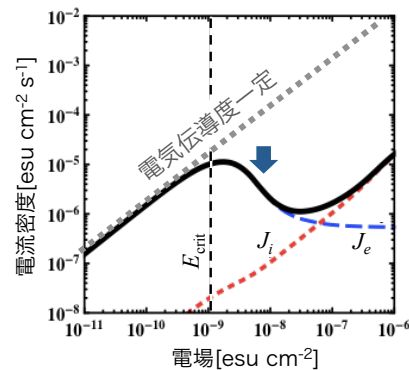


図 1: Okuzumi and Inutsuka. (in prep) で示した電流密度-電場関係。ここで E_{crit} は電子の電場加熱がおきる電場、 J_e と J_i はそれぞれ電子と陽イオンの電流密度である。電流密度は電子の電流密度と陽イオンの電流密度の和でかけるが、一般的に電子の電流密度が支配的である。

電子は、その高い熱速度のために、ダストに衝突しやすくなり、気相中の電子は減少する。電子の電離度が減少すると電気抵抗が大きくなり、乱流は安定化すると考えられる。

この Okuzumi and Inutsuka. (in prep) で示した電流密度-電場関係は図 1 である。電子の電場加熱が起きると電流密度が減少していることが分る。これは電子の電離度が大きく減少したことの結果である。

本研究では、原始惑星系円盤において、この電離度の減少がおきる領域を求める。また磁気乱流の平衡状態を仮定することで具体的な電離度の値についても求める。

2 方法

2.1 電流密度モデル

電流密度 J はオームの法則によれば、電気伝導度 σ を用いて、

$$J = \sigma E, \quad (1)$$

$$\sigma = \frac{e^2 n_e \Delta t}{m_e}, \quad (2)$$

と表される。したがって一般的な電場と電流の関係を求めるには、電子の数密度が必要になる。そこで我々は、荷電粒子の数密度をダスト吸着を考慮した電離平衡から導いた。また電離反応の程度は電子が加熱されると大きく変化するため、それも考慮して計算を行った。以下により詳細な方法について見る。

まず、ある電場に対する電場加熱を考慮した電子の温度 T_e を解析的に与える (森 and 奥住, 2014 卒論)。

$$T_e \approx T \left(\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2}{3} \left(\frac{E}{E_{\text{crit}}} \right)^2} \right), \quad (3)$$

$$E_{\text{crit}} = \sqrt{\frac{6m_e k_B T}{m_n e l_e}}. \quad (4)$$

ここで E_{crit} は電子の電場加熱がおきる基準となる電場である。 $E \ll E_{\text{crit}}$ のとき電子の温度は中性ガスの温度に等しい。 $E \gg E_{\text{crit}}$ のとき電子の温度は電場の一乗に比例する。

荷電粒子の数密度は電離平衡を考えることで求まる。反応としては、宇宙線による中性ガスの電離、気相中の電子と陽イオンの再結合、電子と陽イオンのダストへの吸着を考える。平衡状態に達し、中性ガ

ス粒子の数密度を n_n 、電子の数密度を n_e 、陽イオンの数密度を n_i とすれば、

$$0 = \zeta n_n - K_{\text{rec}} n_e n_i - K_{de} n_e n_d. \quad (5)$$

ここで ζ は電離速度、 K_{rec} は気相再結合係数、 K_{de} はダスト吸着係数である。陽イオンについても同様な式を立てる。 K_{de} は電子の温度に大きく依存しており、電子温度が上昇すると、 K_{de} も上昇する。

以上の過程を経ることで、一般的なある電場に対する電流の関係を導くことができる。計算した結果は Okuzumi and Inutsuka. (in prep) と同様になることが確認できる。

荷電粒子の数密度を計算するにあたって、磁気乱流の平衡状態を定めなければならない。以下に磁気乱流が飽和する条件を示す。

2.2 磁気乱流の平衡条件

2.2.1 線形成長の飽和条件

磁気乱流の線形成長はどこまででも起きる訳ではなく、磁気乱流が十分発達すると磁場が増幅され、最大成長波長がガス密度スケールハイト以上となってしまうため、それ以上磁気乱流は発達しない。その飽和時の電流密度 J_{max} は Muranushi et al. (2012) の数値計算結果を用いる。

$$J_{\text{max}} \sim 10 \sqrt{\frac{\rho}{8\pi}} c \Omega \quad (6)$$

2.2.2 オーム散逸による安定化条件

MRI 乱流は誘導方程式に従う。

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (7)$$

\mathbf{u} はガス速度、 η は磁気拡散係数。右辺一項目と二項目の比を磁気レイノルズ数とよび、 $R_{e,M} = v_A^2 / \eta \Omega$ と書ける。 $R_{e,M} < 1$ になると、つまり二項目が一項目より大きくなると、磁気拡散が効くため MRI は安定になる。この条件を電流密度で書き表すと、

$$J < J_{\text{OH}} \equiv \frac{c^2 \rho \Omega}{B_0^2} E \quad (8)$$

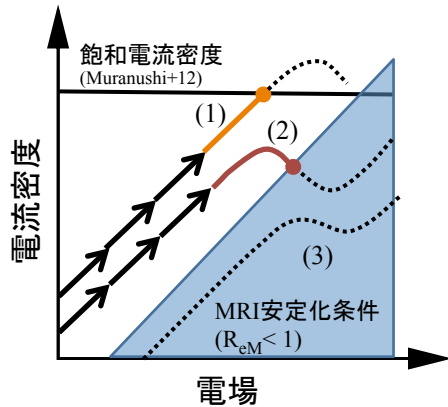


図 2: 平衡状態の場合分け。

のとき磁気拡散が支配的である。 B_0 は初期磁場。

本研究では、電流密度 J が J_{OH} となるときに平衡状態に達するとする。ただし、実際に達成する平衡状態はまだ分っておらず、あくまで仮定であるという点は注意すべきである。

以上の J_{max} あるいは J_{OH} に達した点で平衡状態に達するとする。これらの条件を図示すると図 2 のようになる。つまり、

- (1) 電子の電場加熱が起こる前に J_{max} に達する。
- (2) 電子の電場加熱が起き、 J_{OH} に達する。
- (3) 初めから $R_{e,M} < 1$ のため MRI は起きない。

の 3 つに場合分けできる。

2.3 円盤モデル

最小質量円盤モデルを仮定し、初期磁場の強度はパラメータとする。ダストガス質量比 f_{dg} の基準値は 0.01 で与える。またダスト粒子の半径は $0.1\mu\text{m}$ とする。

3 結果

まず、平衡状態についての場合分けを実際の円盤モデルで領域を描くと、図 3 のようになる。電子の電場加熱が起きる領域がデッドゾーン外側に広く存

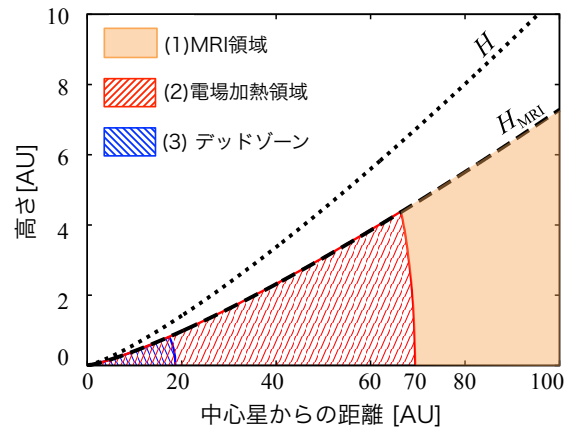


図 3: 原始惑星系円盤におけるデッドゾーンおよび各領域の図。

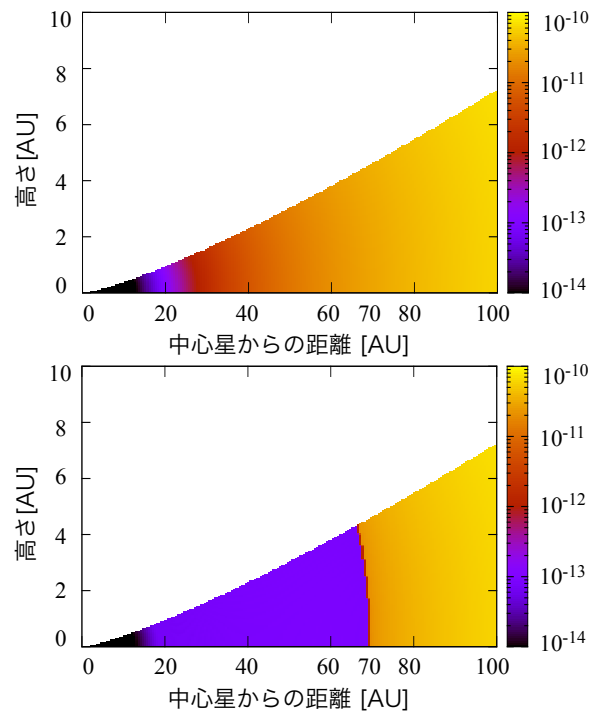


図 4:
上: 電場加熱を考慮しない電離度のコンター図。
下: 電場加熱を考慮した電離度のコンター図。
カラーバーは電離度を表す。

在していることが分る。この領域はデッドゾーンの 3-4 倍もの大きさになる。

次に、円盤の電離度をカラーコンター図を用いて示した図が図 4 である。電場加熱が起きている領域

では従来の理解よりも 1～2 桁程度電離度が低いことが分る。

4 議論および結論

原始惑星系円盤内の磁気乱流領域で、磁気乱流が作る強電場によって電子の電場加熱がおきる領域を調べた。また、そのときの磁気乱流の平衡状態を仮定することで円盤内における電離度分布も求めた。その結果、現在デッドゾーン外側には磁気乱流領域が広がっていると考えられているが、その領域では磁気乱流由来の強電場による電場加熱が起き、電離度が減少していることがわかった。電離度が低いと電流は流れにくくなるため、この領域では従来の理解ほど激しい磁気乱流は起きず、弱い磁気乱流領域になっていると予想できる。

謝辞

本研究をするにあたって奥住聡先生には大変お世話になりました。

参考文献

- Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1991, ApJ, 376, 214
- Gammie, C. F. 1996, ApJ, 457, 355
- Inutsuka, S., & Sano, T. 2005, ApJ, 628, L155
- Muranushi, T., Okuzumi, S., & Inutsuka, S. 2012, ApJ, 760, 56
- Sano, T., Miyama, S. M., Umebayashi, T., & Nakano, T. 2000, ApJ, 543, 486

擬物理量を用いた SPH 法の開発

山本 智子 (東京工業大学大学院 理工学研究科)

概要

天文学および惑星科学の研究において、流体シミュレーションは大きな役割を果たしている。このため、高精度な流体数値計算手法の開発は研究分野の発展に大きく貢献する。計算手法には様々あるが、構造変化が大きい場合には、ラグランジュ的流体計算手法である Smoothed Particle Hydrodynamics (Lucy (1977); Gingold & Monaghan (1977), 以下 SPH 法) を用いる事が有利である。しかし、従来の SPH 法 (以下、SSPH 法) では、密度が不連続もしくは、0 となるような、接触不連続面や自由表面を適切に扱えないという問題がある。そこで、Saitoh & Makino (2013) では、密度の代わりに圧力の微分可能性と正值性を仮定して、基礎方程式の定式化を行なった SPH 法である DISP H 法が開発された。DISP H 法は接触不連続面を適切に扱うことに優れている。しかし、自由表面では圧力が 0 になるため、適切に扱う事が出来ない。そのため、自由表面を適切に扱うことができる SPH 法は未だ開発されていない。そこで本研究では、接触不連続を適切に扱うことと同時に、自由表面を適切に扱う可能性をもつ SPH 法を開発した。現段階では、接触不連続面を適切に扱うことができることを確認し、自由表面を適切に扱うことができることを示唆する。

1 はじめに

SPH 法は天文学や惑星科学の分野で様々な場面に用いられている流体計算手法である。しかし従来の SPH 法である SSPH 法は自由表面や接触不連続面の存在する系の計算において適切な計算ができないという問題が知られている。これは、SSPH 法において、密度の微分可能性と正值性を仮定して、流体の基礎方程式の定式化を行なっている為である。そのため、接触不連続面や自由表面でこの仮定に矛盾が生じ、適切な計算ができない。そこで、Saitoh & Makino (2013) では、密度の代わりに圧力の微分可能性と正值性を仮定して、基礎方程式の定式化を行なった SPH 法である DISP H 法が開発された。DISP H 法は接触不連続面を扱うことに優れている。しかし、圧力が 0 になる自由表面では、圧力の正值性の仮定と矛盾が生じ、適切な計算が出来ない。そのため、接触不連続面と自由表面で適切な計算をするには、これらの面で、微分可能かつ正值である量の導入が必要である。しかし、そのような物理量は存在しない。そこで、本研究では、新たに、オイラー方程式に現れない擬密度 y と擬質量 Z を導入し、 y の微分可能性と正值性を仮定して、基礎方程式の定式化を行なった。我々は、この y に人工的な拡散を施す事で、 y が

いたるところで、微分可能かつ正であることを保証する。また、 Z は、 y の拡散が、ラグランジアンに影響しないように、 y と共に変化する量である。

2 従来の SPH 法の問題点

SPH 法では流体を流体粒子の集まりとみなす。また、流体粒子 i の持つ物理量 f_i を、他の流体粒子の物理量に重み関数をかけ、足し合わせる事によって流体としての物理量を表現する。

$$f_i = \sum_j \Delta V_j f_j W_{ij}. \quad (1)$$

このとき、SSPH 法では体積要素 ΔV_j を密度 ρ_j と質量 m_j を用いて定義する。

$$\Delta V_j \equiv \frac{m_j}{\rho_j}. \quad (2)$$

このような体積決定を行なうと、SSPH 法における基礎方程式の定式化において、必然的に以下の方程式を用いなければならない。まず、連続の式の代わりに、直接密度を求める。

$$\rho_i = \sum_j m_j W_{ij}. \quad (3)$$

また運動方程式をラグランジアンから導くと、

$$\begin{aligned}\frac{dv_i}{dt} &= -\left(\nabla\frac{P_i}{\rho_i} + \frac{P_i}{\rho_i^2}\nabla\rho_i\right) \\ &= -\sum_j m_j \left(\frac{P_j}{\rho_j^2} + \frac{P_i}{\rho_i^2}\right) \nabla W_{ij}.\end{aligned}\quad (4)$$

これらの式から、体積決定を質量と密度で行なうことにより、密度の微分可能性と正値性を要してしまう事が分かる。そのため、接触不連続面や自由表面で適切に計算できないことが分かる。

3 新たな SPH 法の開発

接触不連続面や自由表面で適切な計算を行なうには、これらの面で、微分可能性と正値性を保つような量で体積を定義しなければならない。しかし、そのような物理量は存在しない。そこで我々は、擬物理量である擬密度 y と擬質量 Z を導入し、 y を用いて体積要素を決定する。この擬密度 y を導入した SPH 法を Smoothed Particle Hydrodynamics with Smoothed Pseudo-Density (SPSPH) 法とする。

$$\Delta V_j \equiv \frac{Z_j}{y_j}.\quad (5)$$

y の微分可能性と正値性を保つため、 y を、連続の式に従うだけでなく、人工的に拡散させる。

$$\frac{dy}{dt} = -y\nabla \cdot \mathbf{v} - D(\nabla)^2 y.\quad (6)$$

ここで D は拡散係数である。しかし、この人工的拡散は計算に影響を与えてはならない。言い換えれば、人工的拡散は、体積要素の決定に影響してはならない。そのため、正しい体積要素の決定を行なうために、擬質量 Z を都合良く時間発展させる。正しい体積要素の決定を行なうには、人工的拡散による体積要素の時間発展が 0 でなければならない。

$$\left(\frac{d\Delta V}{dt}\right)_{\text{dif}} = \frac{1}{y} \left(\frac{dZ}{dt}\right)_{\text{dif}} - \frac{Z}{y^2} \left(\frac{dy}{dt}\right)_{\text{dif}} = 0.\quad (7)$$

よって正しい体積要素の決定を行なうために、擬質量 Z を以下のように、時間発展させる。

$$\frac{dZ}{dt} = -D\frac{Z}{y}(\nabla)^2 y.\quad (8)$$

このようにして、任意の不連続面において、微分可能性と正値性を保証した y を用いて、体積要素の推定を行なう。このときに用いる方程式は、(3),(4) 式の代わりに、以下ようになる。

$$y_i = \sum_j Z_j W_{ij}.\quad (9)$$

$$\begin{aligned}\frac{dv_i}{dt} &= -\frac{Z}{m} \left(\nabla\frac{P_i}{y_i} + \frac{P_i}{y_i^2}\nabla y_i\right) \\ &= -\sum_j \frac{Z_i Z_j}{m_i} \left(\frac{P_j}{y_j^2} + \frac{P_i}{y_i^2}\right) \nabla W_{ij}.\end{aligned}\quad (10)$$

これらの方程式は y の微分可能性と正値性を要している事が分かる。しかし今、任意の不連続面において、 y の微分可能性と正値性は保証されているので、接触不連続や自由表面で適切な計算を行なう事が出来る事が示唆される。

4 テスト計算

静水圧平衡下にある接触不連続面の実験を行なう事で、接触不連続面の計算が正しく行なわれているかをテストする。系は $-0.5 \leq x < 0.5$, $-0.5 \leq y < 0.5$ であり、初期条件は以下の通りである。

$$\begin{cases} \rho = 4, & -0.25 \leq x \leq 0.75 \text{ and } 0.25 \leq y \leq 0.75, \\ \rho = 1, & \text{otherwise.} \end{cases}\quad (11)$$

また、圧力 $P = 2.5$ 、比熱比 $\gamma = 5/3$ 、速度 $v_x = v_y = 0$ である。更に、粒子は等間隔で配置させ、SPSPH の場合、擬密度は全流体粒子で一様に 1 を持つ。図 1 は $t = 0, 1.0$ における流体の様子である。SPSPH で計算を行なった場合、接触不連続において、非物理的反発力が生じ、静水圧平衡を保つ事が出来ていない事が分かる。これは接触不連続面において、密度の微分可能性と正値性を要するためである。しかしながら、SPSPH 法では、静水圧平衡を保つ事が出来ている事が分かる。これは、微分可能性と正値性が保証されている擬密度の微分可能性と正値性を要しているためである。以上より、SPSPH 法では、接触不連続面において適切な計算が出来ている事が分かる。

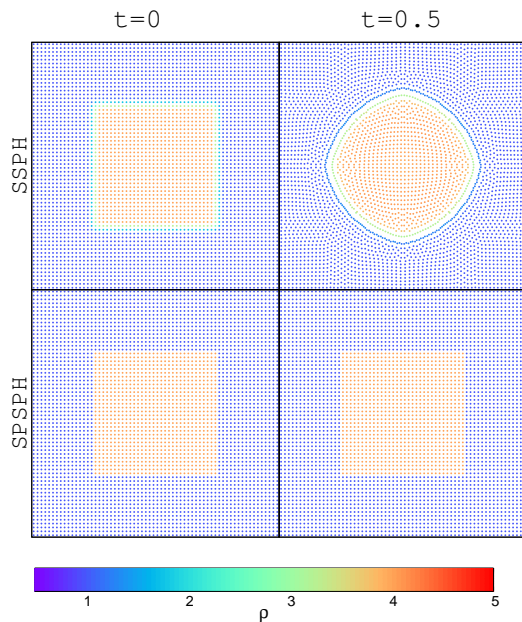


図 1: 図は静水圧平衡のテスト結果である。左は $t=0$, 右は $t=1.0$ でのテスト結果を表し、上は SSPH、下は SPSPH によるテスト結果である。

5 自由表面への対応

従来、SPH 法を用いて自由表面の計算を行なう際には、自由表面上に流体粒子などは置いていない。言い換えれば、自由表面上に全物理量が 0 となるような空間が生じていた。そのため、密度の不連続性が生じ、SSPH では適切な計算を行なう事が出来なかった。しかし、実際の現象を扱う際には、例えば、水の表面などは空気に覆われている。つまり、表面は空気と水の密度差が大きい接触不連続面であると見なす事が出来る。そのため、もし、空気を流体粒子で表現する事が出来れば、水の表面を適切に扱う事が出来る。また、更に、非常に薄い大気を表す流体粒子を用い、自由表面を表現する事で、自由表面を適切に取り扱う事が出来る可能性をもつ。しかし非常に薄い大気を導入するには、物理量の微分可能性と正値性を仮定しない SPSPH 法での解決が望ましい。このように、SPSPH 法は自由表面を適切に計算できる可能性を持つ。

6 まとめ

従来の SPH 法は、何らかの物理量の微分可能性と正値性を仮定していた。そのため、接触不連続面や自由表面で適切な計算を行なう事が出来なかった。そこで、我々は、擬物理量を導入し、任意の物理量の微分可能性と正値性の仮定を必要としない SPH 法である SPSPH 法の開発を行なった。この結果、SPSPH 法は、接触不連続面を適切に計算できる事が分かった。更に、非常に薄い大気を表す流体粒子を用いて、自由表面においても適切に計算を行なう事が出来る事が示唆される。

謝辞

本研究は、文部科学省 HPCI 戦略プログラム分野 5「物質と宇宙の起源と構造」および計算基礎科学連携拠点元で実施した、また、JSPS 科研費 26707007 の助成を受けたものです。

参考文献

- Gingold R. A., Monaghan J. J. 1977, MNRAS, 181, 375
 Lucy, L. B. 1977, AJ, 82, 1013
 Saitoh, T. R., & Makino, J. 2013, ApJ, 768, 44

SPH 法による天体の衝突破壊の数値シミュレーション

杉浦 圭祐 (名古屋大学大学院 理論宇宙物理学研究室)

Abstract

天体同士の高速衝突による破壊や合体は惑星系の形成の際に非常に重要な役割を果たす。たとえば地球と月のような惑星・衛星系の形成や小天体の形成などは天体同士の衝突によって生じたと考えられている。衝突により天体がいくつもの小さな欠片に破壊されて元に戻らなくなる臨界衝突の運動エネルギーを決定することは、衝突破壊による惑星系形成のモデルの構築や天体の質量分布の見積りの為に必須である。しかしながら惑星系に存在する天体のサイズは μm サイズから 10000km サイズまで非常に幅がある上に、衝突の速度も km/s 程に及び、一方実験室での直接の衝突実験により調べられるのは非常に狭い範囲に限られており、破壊プロセスの詳細を解明できる理論はまだない。そこで、まず先行研究として Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) 法と呼ばれるラグランジュ的な流体力学の数値計算方法と高速衝突の際に有効な状態方程式を用いて、衝突破壊に必要な運動エネルギーを数値シミュレーションによって求めた方法を紹介する (Benz and Asphaug, 1999)。この方法により、衝突天体のサイズが数百 m より小さい場合自己重力よりも物質の微視的結合強度の方が重要なため、サイズが大きくなるにつれて破壊しやすくなることが分かった。一方数百 m よりサイズが大きい天体では、自己重力の効果によりサイズが大きくなると破壊しにくくなった。この結果、数百 m サイズの天体が衝突により最も壊れやすいこともわかった。しかしながら、上記の解析で仮定したモデルの妥当性や、シミュレーションに用いた計算法の精度に対しては慎重な吟味が必要である。例えば、SPH は接触不連続面や衝撃波面において物理量の空間微分の記述精度が低く、解析に誤差を与えることが懸念されている。そこで本研究では衝撃波を正しく取り扱えるゴドノフ SPH 法という方法に着目し (Inutsuka, 2002)、岩石などの高速衝突の際に有効であるとされる Tillotson の状態方程式 (Tillotson, 1962) を用いたゴドノフ SPH 法の定式化について論ずる。

1 Introduction

惑星系の形成には天体の衝突現象が非常に重要な役割を果たす。高い運動エネルギーを持った天体が衝突すると破壊が起きて天体のサイズを小さくし、低い運動エネルギーで衝突すれば天体同士が合体して天体の成長を引き起こすが、その両方ともが惑星系の形成に必要不可欠である。たとえば地球への質量降着は合体現象の例であるし、月や小惑星の形成は天体の破壊によってできたと考えられている。したがって衝突により天体がいくつもの小さな欠片に破壊されて元に戻らなくなる臨界衝突の運動エネルギーを決定することは、衝突破壊による惑星系形成のモデルの構築や天体の質量分布の見積りの為に必須である。

本研究ではまず先行研究として衝突の臨界エネルギーを Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) 法

という流体力学の数値計算法と高速衝突の際に有効な Tillotson の状態方程式 (Tillotson, 1962) を用いて数値シミュレーションによって求めた方法 (Benz and Asphaug, 1999) を紹介する。この方法により衝突の臨界エネルギーのサイズ依存性と最も破壊しやすいサイズを求めることができた。

しかしながら先行研究で用いられている標準 SPH 法では衝撃波が適切に扱われておらず、結果に影響を与えている可能性がある。そこで衝撃波を適切に扱うことができるゴドノフ SPH 法 (Inutsuka, 2002) という方法を紹介し、Tillotson の状態方程式を用いたゴドノフ SPH 法の定式化について論ずる。

2 先行研究

Benz and Asphaug. (1999) の先行研究では SPH

法, Tillotson の状態方程式を用いて、塑性効果入りの弾性体モデルと物質の微視的なひびの効果をモデル化したものを加え、数値計算を行うことにより臨界エネルギーを求めた。3次元の数値計算を用いて様々な状況設定で非常に広い範囲のサイズの天体の臨界エネルギーを求めた研究は以前にはなく、非常に有用な研究である。

SPH 法とは流体力学の数値計算法の一つで、粒子を用いたラグランジュ的な方法である。この方法では空間の密度分布を、空間に配置された固有の質量を持つ粒子がそのまわりに作る密度分布を足し合わせて表現する。空間のある点 x における密度は式 1 のように表現される。

$$\rho(x) = \sum_j m_j W(x - x_j, h) \quad (1)$$

ここで m_j は j 粒子の質量、 h はスムージング長、 W はカーネル関数である。カーネル関数は粒子の広がり方を表し、たとえばガウシアン型のカーネル関数は式 2 のように表される。

$$W(x, h) = \left[\frac{1}{h\sqrt{\pi}} \right]^d \exp\left(-\frac{x \cdot x}{h^2}\right) \quad (2)$$

ただし d は空間の次元である。

各粒子に働く力なども広がりを持った粒子の平均の力などとして表現され、この定式化のもとで離散化された運動方程式とエネルギー方程式は標準 SPH 法では式 3,4 のようになる。

$$\dot{v}_i = - \sum_j m_j \left[\frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} \right] \frac{\partial}{\partial x_i} W(x_i - x_j, h) \quad (3)$$

$$\dot{u}_i = \frac{1}{2} \sum_j m_j \left[\frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} \right] (v_i - v_j) \frac{\partial}{\partial x_i} W(x_i - x_j, h) \quad (4)$$

ここで u は内部エネルギー、 P は圧力であり、添字はそれぞれ i もしくは j 粒子の物理量であることを表す。

Tillotson の状態方程式は高速衝突の際によく従う状態方程式で、具体的には理想気体の状態方程式と液体の状態方程式をあわせて、その中のパラメータを衝突実験のデータとフィットして作られた状態方程式である。圧縮されている状態 ($\rho > \rho_0$) もしくは

温度が低く膨張している状態 ($\rho < \rho_0$ かつ $u < u_{iv}$) では状態方程式は

$$P = \left[a + \frac{b}{(u/u_0\eta^2) + 1} \right] \rho u + A\mu + B\mu^2 \quad (5)$$

と表される。ただし ρ_0 は平均密度、 u_{iv} は蒸発し始める内部エネルギー、 $\eta = \rho/\rho_0, \mu = \eta - 1$ であり、 a, b, A, B, u_0 は物質ごとに異なるパラメータである。温度が高く膨張している状態 ($\rho < \rho_0$ かつ $u > u_{cv}$) では理想気体に近づけるために式 6 のように表される。

$$P = a\rho u + \left[\frac{b\rho u}{(u/u_0\eta^2) + 1} + A\mu e^{-\beta(\rho_0/\rho-1)} \right] e^{-\alpha(\rho_0/\rho-1)^2} \quad (6)$$

ただし u_{cv} は完全に蒸発してしまう内部エネルギー、 α, β は理想気体への漸近を調節するパラメータである。

弾性体モデルやひびモデルについては、自己重力が卓越するサイズや高速な衝突ではあまり効いてこないのが本研究では考慮しなかった。したがってその紹介も省くが、これらのモデルについては Benz and Asphaug. (1993) の中で詳しく述べてある。

図 1 はこの先行研究で求められた衝突の臨界エネルギーのサイズ依存性のグラフである。

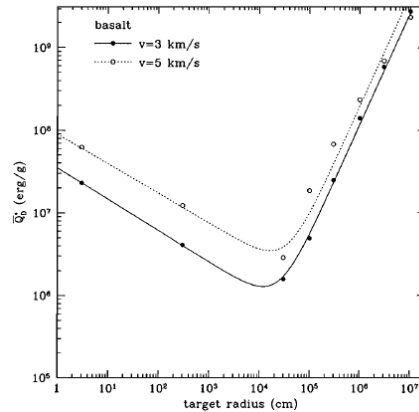


図 1: 先行研究によって求められた臨界エネルギーのサイズ依存性

横軸はターゲット天体のサイズ、縦軸の Q_D^* はターゲット天体を半分に割砕くために必要な運動エネルギー

ギーをターゲット天体の質量で割ったものである。また天体の材質は玄武岩で、二本の線はそれぞれ投射物の速度が違うものの結果を表している。ここから天体のサイズが小さいうちは物質の微視的強度が効いていてサイズが大きくなるにつれて壊しやすくなり、サイズが大きくなると自己重力で再び寄り集まる効果が効いてきてサイズが大きくなるにつれて壊しにくくなるのがわかる。また最も壊しやすいサイズが数 100m 程度であることもわかった。

3 先行研究の問題点と解決法

しかしながら標準 SPH 法では衝撃波を正しく表すことができない可能性があるという問題点がある。標準 SPH 法では衝撃波を取り扱うために運動方程式とエネルギー方程式に次の形の人工粘性項を導入している。

$$\Pi_{ij} = -\alpha \frac{Cs_{ij}\mu_{ij}}{\rho_{ij}} + \beta \frac{\mu_{ij}^2}{\rho_{ij}} \quad (7)$$

ただし Cs は音速、 α と β は人工粘性係数、 $\mu_{ij} = \frac{h(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j) \cdot (\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j)}{(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j)^2 + 0.01h^2}$ であり、 ij の添字があるものは i と j 粒子の平均である。この人工粘性法の問題点は衝撃波の精度が α と β の値によってしまい精度の良い解を得るためにはこの大きさを調整しないといけないことや、強い衝撃波では流体の突抜けがおこることなどが挙げられる。これらの問題を解決するためにゴドノフ SPH 法という方法が考案されている。

この方法では i 粒子の物理量と j 粒子の物理量を初期条件に持つ衝撃波管問題（リーマン問題）を時間発展させたときの中間状態の圧力と速度を厳密に解き、それらの物理量を運動方程式とエネルギー方程式に用いる。この定式化の元での運動方程式とエネルギー方程式は式 8 と 9 のようになる。

$$\dot{\mathbf{v}}_i = -2 \sum_j m_j P_{ij}^* V_{ij}^2 \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_i} W(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j, h) \quad (8)$$

$$\dot{u}_i = -2 \sum_j m_j P_{ij}^* V_{ij}^2 (\mathbf{v}_{ij}^* - \mathbf{v}_i^*) \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_i} W(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j, h) \quad (9)$$

ここで P_{ij}^* と \mathbf{v}_{ij}^* は i と j 粒子の間でリーマン問題を解いたときの圧力と速度、 V_{ij}^2 は近傍の密度分布で決まる変数で ρ^{-2} の次元を持つ。また $\mathbf{v}_i^* = \mathbf{v}_i + \frac{1}{2}\mathbf{v}_i \Delta t$ である。リーマン問題は比熱比 γ が一定の理想気体については厳密に解くことができ、Bram Van Leer. (1977) などにその解き方が示されている。

しかし状態方程式を理想気体のものから Tillotson の状態方程式にかえると、もはや比熱比 γ は定数ではなく密度と温度の関数となってしまう。結果的に理想気体のポワソンの関係式 $P = K\rho^\gamma$ などを使用することができなくなり、リーマン問題の厳密解を導くことが非常に困難になる。

これを回避するために本研究では、 i 粒子と j 粒子の間のリーマン問題を解く際に比熱比は $\gamma = (\gamma_i + \gamma_j)/2$ で一定の理想気体と近似してしまっ、理想気体としてリーマン問題を解くという方法をとった。ただし $\gamma_i = \gamma(\rho_i, u_i), \gamma_j = \gamma(\rho_j, u_j)$ であり、 $\gamma(\rho, u)$ はその定義から一般の状態方程式に対して次のように書くことができる。

$$\begin{aligned} \gamma(\rho, u) &\equiv \frac{C_p}{C_v} = \frac{\rho}{P(\rho, u)} \frac{dP(\rho, u)}{d\rho} \\ &= \frac{\rho}{P(\rho, u)} \left[\frac{\partial P}{\partial \rho} + \frac{\partial P}{\partial u} \frac{du}{d\rho} \right] \end{aligned} \quad (10)$$

また熱力学代第二法則から断熱過程のとき

$$du = -PdV = \frac{P}{\rho^2} d\rho \rightarrow \frac{du}{d\rho} = \frac{P}{\rho^2} \quad (11)$$

が成り立つ。この 2 式から $\gamma(\rho, u)$ を計算することができる。

この近似方法は狭い範囲で比熱比があまり変化せず一定の場合は精度が良いと考えられるが、衝撃波のような狭い範囲で比熱比が急激にかわる場合はあまり良い近似にならないと考えられる。しかしながら比熱比が急激にかわる衝撃波がたつ数値実験を、 i と j 粒子のリーマン問題を解く際に $\gamma = (\gamma_i + \gamma_j)/2$ を用いるか $\gamma = \sqrt{\gamma_i \gamma_j}$ を用いるか二通りの方法で実行したところ、衝撃波の強さや速さなどはほとんどかわらないという結果が得られた。この結果はたとえ Tillotson の状態方程式を用いたとしても、ゴドノフ SPH 法に用いるための衝撃波管問題を解く際に理想気体の状態方程式を用いても結果にはほとんど影響を与えないということを示唆している。

4 Result

今回開発した Tillotson の状態方程式を用いたゴドノフ SPH 法のスキームを試すために、平衡形状球の衝突の数値実験を行った。図 2 は初期状態の、3 は衝突した後のスナップショットである。それぞれ色は密度を表している。ただし Tillotson の状態方程式のパラメーターは Benz and Asphaug. (1999) の玄武岩の値を用いた。

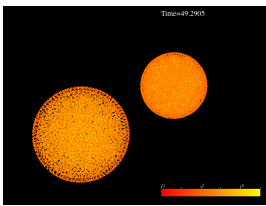


図 2: 初期状態

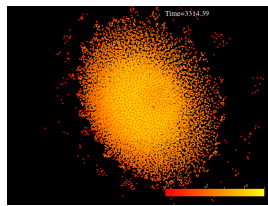


図 3: 衝突後

この図から衝突し破壊される様子がよく表されていることがわかる。ここで注意したいのは、用いている方程式は弾性体のものではなく流体の方程式で、ただ単に状態方程式を岩石を表すことができるものに変えただけで破壊される様子を表すことができたということである。

したがって今回開発した Tillotson の状態方程式を用いたゴドノフ SPH 法の数値計算が可能であること、またこれだけで岩石の衝突実験の様子をよく表すことができる、ということが示された。

5 Discussion

今回の研究で安定に Tillotson の状態方程式を用いたゴドノフ SPH 法が計算可能であるということが示されたが、まだ計算の回数が少なく一部の状況に対してしか計算をしていないため、もしかしたら他の状況のときには正しい結果を返さない可能性もある。したがっていろんな状況の時に計算を行ってみて、非物理的な計算をしないということも確かめる必要がある。また質量放出率についても計算をしてみ、見た目だけではなく定量的にも従来の衝突実験などと同じ結果を示すことができるということも確認しておくべきではない。

一方本スキームは Tillotson の状態方程式という岩石の蒸発の効果が入った状態方程式を用いているため、蒸発が効いてくるようなダイナミクスに対しても有効である可能性もある。これからの研究ではこのような可能性も追求していきたいと思う。

Reference

- Benz and Asphaug. 1999. Icarus 142,5-20(1999)
- Shu-ichiro Inutsuka. 2002. Journal of Computational Physics 179,238-267(2002)
- Tillotson, J.H. 1962. Rep.GA-3216, July 18, Gen.At., San Diego.
- Benz and Asphaug. 1993. Icarus 107,98-116(1994)
- Bram Van Leer. 1977. Journal of Computational Physics 32,101-136(1979)

巨大ガス惑星の形成初期光度の推定

青山 雄彦 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

近年、赤外波長における直接撮像から長周期である系外惑星の発見が多く報告されている。これらの惑星の質量推定には惑星の光度進化と現在の年齢の関係をを用いる。系外惑星の直接撮像は主星との光度比が小さいほど発見されやすいため、直接撮像されるような巨大ガス惑星は比較的若い(数百万から数千万年)。そのような若い惑星では、理論的な光度進化は初期条件として与える光度(初期光度)に大きく依存する。つまり、初期光度を推定することは、長周期巨大ガス惑星の質量推定・進化を議論する上で重要である。

この初期光度を推定するために、本研究ではコア集積モデルにおけるガス獲得過程に注目する。巨大ガス惑星の初期光度は、その質量のほとんどがガスであることから惑星に降着するガスが待ち込むエントロピー量に依存する。惑星に降着するガスは超音速であり、惑星周りで衝撃波を形成して加熱され、放射冷却でエントロピーを失う。この衝撃波の効果を定量的に扱うために、本研究では放射の影響を加味した三次元流体シミュレーションを行った。

1 Introduction

近年、観測技術の発展に伴い系外惑星の赤外放射を直接観測した例がいくつか報告されており、これらはどれも長周期のガス惑星である。長周期の巨大ガス惑星の質量は、光度と年齢の関係から推定される。ガス惑星の光度進化は質量への依存性が大きいため、初期光度・年齢・現在の光度がわかれば光度進化を追うことで、観測と矛盾しない質量の範囲を定めることができる。

従来ガス惑星の光度進化を追う場合には、初期光度として物理的に推定された値ではなく十分に高いと考えられる光度を用いて計算を行ってきた(hot-start モデル)。これは高い光度を持つ状態では光度の減少が早く、十分時間が経過後では初期光度の影響はほとんど無くなると考えられてきたからである。Marley et al.(2007)によると初期光度を最大限低く見積もって計算した場合、従来の hot-start モデルとの差が無視できるようになるまでには質量が木星質量程度の場合で 2 千万年、木星質量の 10 倍程度の場合で 10 億年が必要であり、例えば太陽系の木星のような年齢の惑星の進化を考える場合には初期光度は重要ではない。

しかし、系外惑星は光度が高いものほど直接撮像されやすいため、直接撮像されるような惑星に

は若いものが多い。例えば、直接撮像された系外惑星の一つである HR8799b は年齢が 6 千万年、従来の方法で算出された質量が 7 木星質量であり(Marois 2008)、正確な光度進化計算や質量算出のためには初期光度の影響は無視するべきではないと考えられる。

巨大ガス惑星はその質量のほとんどがガスであるため、その初期光度は獲得するガスの持ち込むエントロピー量から見積もれる。Tanigawa & Watanabe(2002)などによると、惑星に降着するガスは衝撃波を経験している。ガスは衝撃波面で高温になり放射によってエントロピーを捨てるので、初期光度は hot-start に比べて大きく下がると考えられるが、その定量的議論は行われていない。

そこで、本研究では数値シミュレーションによるガス惑星が獲得するエントロピー量について、衝撃波の効果を定量的に評価した。

2 Methods

2.1 Assumption

コア集積モデルに基づき、形成された木星コアが周囲の円盤ガスを獲得する過程を考えた。円盤モデ

ルとして林モデル (Hayashi et al. 1985) を採用した。惑星の初期位置を原点とし、その点でのケプラー速度で回転する回転座標系を取った。ガスは水素原子とヘリウム原子であるとし、比熱比は $5/3$ とした。

2.2 Basic Equations

基礎方程式として以下を用いた。質量保存の式：

$$\partial\rho/\partial t + \nabla \cdot (\rho\vec{v}) = 0 \quad (1)$$

オイラーの式：

$$\begin{aligned} \partial\vec{v}/\partial t + (\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} = \\ - Gm(\vec{r}_k/\bar{r}_k^3 + \vec{r}/r^3) + r\Omega_k^2 \\ - 2\Omega_k \times \vec{v} - 1/\rho \nabla P \end{aligned} \quad (2)$$

状態方程式：

$$P = N_a k / \bar{A} \rho T \quad (3)$$

放射輸送方程式：

$$1/c \partial I / \partial t + \hat{e} \cdot \nabla I + \rho \kappa I = \eta \quad (4)$$

エネルギー保存：

$$\begin{aligned} \partial\rho\vec{v}/\partial t + \nabla \cdot (\vec{v}(\rho E + p)) = \\ - \rho(\vec{r}_k 3/2\Omega_k^2 r_k + GM\vec{r}/r^2) \cdot \vec{v} \\ + \nabla \cdot (\vec{v} \cdot \tau + \sigma \nabla T) \end{aligned} \quad (5)$$

$\rho[g/cm^3]$ は密度、 $t[s]$ は時間、 $v[cm/s]$ 速度、 r は惑星からの距離、 $r_k[cm]$ は主星からの距離、 $\Omega[rad/s]$ は座標の回転角速度、 $G[cm/s^2]$ は万有引力定数、 $\bar{A}[g/mol]$ は平均分子量、 $N_a[1/mol]$ はアボガドロ数、 $k[cm^2 \cdot g/s^2 \cdot K]$ はボルツマン定数、 $I[erg/s \cdot sr \cdot cm^3]$ は放射強度、 \hat{e} は基底ベクトル、 $\kappa[1/cm]$ は吸収係数、 $\eta[erg/sr \cdot cm^3]$ は熱放射。

2.3 Numerical Procedure

流体シミュレーションのコードとして、FLASH code (FLASH CENTER, univercity Chicago) を用いた。グリッドのメッシュはメッシュサイズが可変である AMR4.0dev を用い、座標微分は座標軸毎に行なった。

境界条件について特に言及がない場合は境界で物理量の勾配が 0 とし、以下のテスト問題を行った。

2.3.1 衝撃波管

衝撃波管問題を計算した。衝撃波面の左右の密度・圧力を添字 L,R で表すと、

$$\begin{aligned} \rho_L = 1.0[g/cm^3] \quad \rho_R = 0.125[g/cm^3] \\ p_L = 1.0[g/s^2 \cdot cm] \quad p_R = 0.1[g/s^2 \cdot cm] \end{aligned} \quad (6)$$

を初期条件として

2.3.2 回転するガスの自己重力による収縮

自己重力で収縮する角速度を持ったガスのシミュレーションを行った。

初期の分子雲の密度を $3.82 \times 10^{-18}[g/cm^3]$ 、分子雲の半径を $5 \times 10^{16}[cm]$ 、音速を $1.66 \times 10^4[cm/s]$ 、角速度を $7.2 \times 10^{-13}[rad/s]$ として計算を行った。

ガスの密度が $4.33 \times 10^{-16}[g/cm^3]$ を超えるとその周囲 $2.73 \times 10^{15}[cm]$ の領域を 'Sink' とし、その内部に流入したガスは 'Sink' の質量に加算して計算から取り除いた。

2.3.3 原子惑星系円盤

主星周りを回転する原子惑星系円盤のシミュレーションを行った。

デカルト座標で回転座標系を取り、回転面に垂直な方向を z 、回転の動径方向を x とした。

計算領域は x,y 方向に $7 \times 10^{11}[cm]$ 、 z 方向に $5 \times 10^{11}[cm]$ とした。初期条件として温度・密度を太陽系の林モデルに従って、

$$\begin{aligned} T = 280(r/1AU)^{-1/2} \\ h = 0.0047(r/1AU)^{5/4} \end{aligned} \quad (7)$$

$$\rho = 1.4 \times 10^{-9}(r/1AU)^{-3/2} \exp(-z^2/h^2)$$

とした。ただし、温度は鉛直方向に一様とした。また速度は、回転接線方向の速度を

$$v = GM/r + r\nabla p/\rho - r\Omega_k \quad (8)$$

とした。

y 軸方向の境界条件は、 y 下端の境界のうち、 $x < 0$ の領域と y 上端の $x > 0$ の領域から計算領域に初期条件の流れが流入するとした。

3 Results

テスト計算として行った衝撃波管の結果が図??左である。t=0 に $y=1-x$ を衝撃波面として初期条件を置き、t=2.0 の時の密度を図示しており、3つの密度不連続面が見える、図??と比較するとより一致を示した。

また、回転ガスの自己収縮や原子惑星系円盤に関しても比較を行う。

4 Future Work

図??に見えるように衝撃波が惑星近傍で発生している。この衝撃波でのエントロピー損失を考慮し、惑星に降着するガスの持つエントロピーを定量することで初期光度を推定できる。そのためにテスト計算として衝撃波管・Sink を用いた回転する分子雲の自己重力収縮・原子惑星系円盤でのガスの挙動をシミュレーションした。

この原子惑星系円盤に Sink としてガス惑星のコアを置き、放射の効果を加味すれば巨大ガス惑星の初期光度を推定することができるが、FLASH コードは回転座標系には対応しておらず、現在プログラムを作成中である。

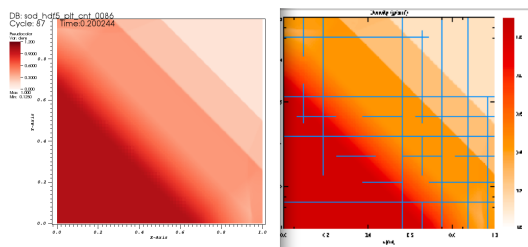


図 1: 2次元 shock tube 計算の結果。左がFLASHのマニュアル記載の実行結果で右が計算例。縦横軸は空間座標であり、色が濃いほど密度が高い。

Reference

Christian Marois, Bruce Macintosh, Travis Barman, B. Zuckerman, Inseok Song, Jennifer Patience, David Lafreniere, and Rene Doyon 2008. arXiv:0811.2606v1

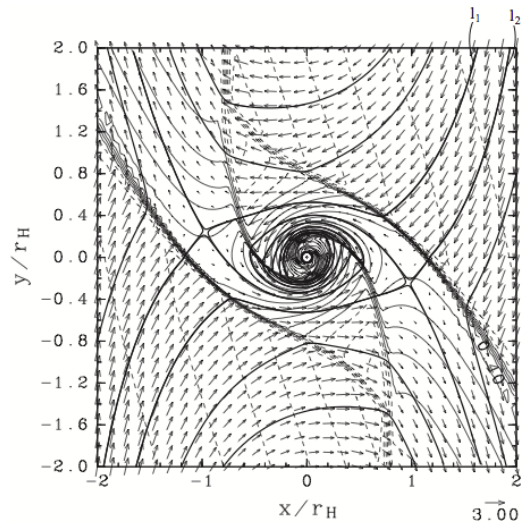


図 2: Tanigawa & Watanabe (2002) 二次元シミュレーションによるガスの集積。軸はヒル半径で規格化された長さ。x 軸が円盤動径方向。原点に 130 地球質量の Sink を置いている。矢印はガスの速度ベクトル。ダッシュの線が衝撃波面を表しており、二つの衝撃波 (bow shock, spiral shock) が見える。この衝撃波面でガスはエントロピーを失うと考えられる。

Mark S. Marley, Jonathan J. Fortney, Olenka Hubickyj, Peter Bodenheimer, and Jack J. Lissauer 2007. ApJ, 655, 541

Tanigawa and Watanabe 2002. ApJ, 580, 506

ケプラー宇宙望遠鏡を用いたトランジット惑星の質量推定

仲谷 峻平 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

今回我々は、ケプラー宇宙望遠鏡で観測された 3 惑星系 (KOI-886) の測光データを解析し、トランジット惑星の質量を推定した。

各惑星の質量は、観測で得られたトランジット時刻 (t^{obs}) を最もよく再現する数値的に計算したトランジット時刻 (t^{sim}) を見つけることにより得ることができる。今回は、主星に近いところを周る 2 惑星のみをモデル化した場合と、3 惑星全てをモデル化した場合の 2 通りを Levenberg-Marquardt 法を用いて解析した。各惑星の質量は次のようになった。まず、 $N = 2$ のとき、KOI-886.01 : $M_{01} = 6.84M_{\oplus}$, KOI-886.02 : $M_{02} = 5.43M_{\oplus}$ 。また、exoplanet archive から引用した各惑星半径を用いると平均質量密度はそれぞれ、 $\rho_{01} = 4.13[\text{g}/\text{cm}^3]$, $\rho_{02} = 16.1[\text{g}/\text{cm}^3]$ となる。次に、 $N = 3$ のとき、KOI-886.01 : $M_{01} = 11.7M_{\oplus}$, KOI-886.02 : $M_{02} = 9.76M_{\oplus}$, KOI-886.03 : $M_{03} = 88.3M_{\oplus}$ 。平均質量密度は、 $\rho_{01} = 7.07[\text{g}/\text{cm}^3]$, $\rho_{02} = 28.9[\text{g}/\text{cm}^3]$, $\rho_{03} = 94.0[\text{g}/\text{cm}^3]$ 。これらの値を用いると、KOI-886.01 は岩石・鉄惑星、KOI-886.02 は主成分が鉄の惑星、KOI-886.03 はほとんど純粋な鉄でできた惑星と結論づけられる。ただし、これらの値はまだ精査が必要である。

1 Introduction

2009 年に打ち上げられたケプラー宇宙望遠鏡は、太陽系外の惑星によるトランジット（主星に蝕を起こすこと）の際に引き起こされる主星の減光を観測するものである。減光が観測されると、太陽系外の星に惑星が存在するという間の接的な証拠となり、実際に 1000 近くの系外惑星がこのトランジット法により発見されてきた (Borucki et al. 2010)。

しかし、減光を観測した時点では、トランジット天体は系外惑星「候補」とされるに留まる。蝕を起こす連星系がトランジット惑星の減光シグナルを模している場合もあるからである。したがって、惑星候補が真に惑星であるという確証を得るためには、その質量が惑星質量程度であることを示す必要がある。

これまで、質量をはじめとした系外惑星のパラメータは、主に分光観測から求まる主星の視線速度により決定されてきた。しかし、ケプラーのターゲットには暗い星周りの惑星系が多く、このような系では各波長に分けて光子数を測定する分光観測は困難である。そこで近年、ケプラーによって発見されたトランジット惑星の質量推定法としてよく用いられるのが Transit Timing Variation (TTV) の解析であ

る。TTV とは、複数惑星系における惑星同士の重力相互作用に起因するトランジットの一定周期からのずれのことを指す。この TTV をモデル化することで、惑星の質量などのパラメータを精密に決定することができる (Holman et al. 2010)。TTV のデータは、トランジットの減光のみを解析して得られるため、視線速度とは異なり分光の必要がない。したがって、特に暗い星周りの惑星系において、TTV による質量推定法は大変有用なものとなる。

このような質量推定法により、ケプラーのデータから多くの惑星が発見されてきた一方で、まだ質量が決まっていない惑星も数多く残っている。今回はこれら未解析の系のひとつで、TTV が見られる KOI-886 を解析対象として選んだ。この系は 3 つのトランジット惑星を保有し、主星の質量は $(0.5140 \pm 0.033)M_{\odot}$ である。これらの惑星はすでに惑星として confirm 済み (Steffen, J.H. 2013) ではあるが、TTV のモデル化をして質量を決めるということは未だなされていない。本研究では、このデータを解析し、KOI-886 系のトランジット惑星を惑星と再度 confirm するとともに、惑星の性質を知る上で不可欠な質量というプロパティを明らかにすることを目的とした。

2 Methods

KOI-886 系の各惑星質量を決めるプロセスには数値計算を用いた。数値計算のコードは、ケプラーのデータから得られるトランジット時刻 t^{obs} (Mazeh, T., et al. 2013) を最もよく再現する数値的に導いたトランジット時刻 t^{sim} を与えるモデルパラメータを探索するというものとなっている。ここで、モデルパラメータとは、 N 惑星系モデルの運動方程式を解く際に必要となる $5N$ 個の自由度を持つパラメータのことである。一般に惑星系の運動方程式を解くには、惑星ひとつあたり 7 個 (惑星質量と運動方程式の初期条件 6 つ) のモデルパラメータが必要である。しかし本研究では、惑星系が共通の公転面を持つものと仮定するので、自由度が各惑星 2 ずつ減少する。したがって、モデルパラメータは惑星ひとつあたり 5 個になる。

KOI-886 系の各惑星の t^{obs} は図 1 のようになっている。図 1 では、KOI-886.01 と KOI-886.02 が 2 : 3 の軌道共鳴に近いことからシグナルが見えている。したがって、今回我々はまず KOI-886.01 と KOI-886.02 の 2 惑星系モデルで t^{obs} をフィッティングし、その後 KOI-886.03 を加えた 3 惑星系のモデルで t^{obs} をフィッティングすることを考える。

フィッティングには Levenberg-Marquardt 法 (Marquardt, D.W. 1963) を用いる。まず始めに、適当な $5N$ ($N = 2, 3$) 個のパラメータを入力し、 N 惑星系の運動方程式を数値的に解く。惑星系の運動方程式が解けると、その時の $5N$ 個のパラメータに対応する t^{sim} が求まる。 t^{obs} と観測されたトランジット時刻の誤差 σ は図 1 のように与えられているので、 χ^2 が計算できる。 χ^2 は惑星 i ($i = 1, 2, 3$) の j 番目のトランジット時刻を $t_i(j)$ 、トランジット時刻の誤差を $\sigma_i(j)$ として、

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^3 \sum_j \left[\frac{t_i^{\text{obs}}(j) - t_i^{\text{sim}}(j)}{\sigma_i(j)} \right]^2 \quad (1)$$

で定義されるモデルパラメータに依存した関数である。KOI-886 系の Best-fit パラメータはこの関数を最小化するものとして与えられる。今回、この χ^2 の最小化に LM 法を用いた。

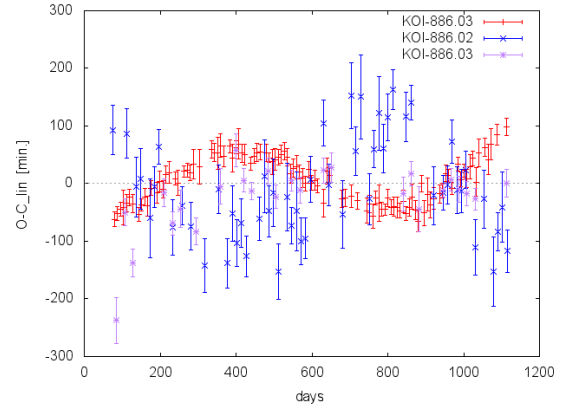


図 1: KOI-886.01, KOI-886.02, KOI-886.03 の t^{obs} (Mazeh, T., et al. 2013)。横軸は BJD-2454900 [days]。縦軸 $O - C_{\text{lin}}$ は、 t^{obs} を線形フィッティングしたものと t^{obs} との差を表す。つまり、トランジットの一定周期からのずれである。

3 Results

上の方法で得たベストフィッティングパラメータを表 1、表 2 に示す。5N 個のフィッティングパラメータはそれぞれ惑星質量 (M_p)、軌道周期 (P : Period)、離心率 (e : eccentricity)、近点離角 (ω : longitude of periastron)、トランジット時刻 ($t_{c,0}^{\text{sim}}$) である。 P 、 e 、 ω といったこれらの軌道要素は基準時刻 BJD=245494 (運動方程式の時刻 $t = 0$) での各惑星の接触軌道要素を表す。また、 $t_{c,0}^{\text{sim}}$ は基準時刻から最も近いトランジット時刻である。

またこれらベストフィッティングパラメータが与える TTV のベストフィッティンググラフを図 2~図 6 に示す。これらの図の上側は、 t^{obs} または t^{sim} と線形フィッティングとの差を表すグラフで、下側は t^{obs} と t^{sim} の残差 ($t^{\text{obs}} - t^{\text{sim}}$) のグラフになっている。

4 Conclusion and Discussion

まずは $N = 2$ のときについて述べる。表 1 より、KOI-886.01 と KOI-886.02 は共に惑星質量程度なので惑星と confirm できる。また、質量密度から、KOI-886.01 は主成分が岩石・水の地球型惑星と考えられ、KOI-886.02 はその密度から、鉄に富んだ核を持つ鉄

表 1: (上) $N = 2$ のときの、LM 法を用いて導いた Best-fit パラメーター。(下) 今回の TTV 解析で得た値と exoplanet archive の値から導かれるパラメーター。 R_p 、 ρ_p 、 a はそれぞれ惑星半径、平均密度、軌道長半径である。

	KOI-886.01	KOI-886.02
$M_p [M_\oplus]$	6.84	5.43
P [days]	8.009	12.077
$e \cos \omega$	0.27	0.23
$e \sin \omega$	-0.089	-0.091
$t_{c,0}^{\text{sim}}$ [days]	-2.135	1.536
$R_p [R_\oplus]$	2.09 ± 0.12	1.23 ± 0.08
$\rho_p [\text{g}/\text{cm}^3]$	4.13	16.1
a [AU]	0.063	0.083

表 2: (上) $N = 3$ のとき、LM 法を用いて導いた Best-fit パラメーター。(下) 今回の TTV 解析で得た値と exoplanet archive の値から導かれるパラメーター。単位は表 1 と同じ

	KOI-886.01	KOI-886.02	KOI-886.03
M_p	11.7	9.76	88.3
P	8.0126	12.07	21.00
$e \cos \omega$	0.078	0.072	0.085
$e \sin \omega$	-0.0032	-0.015	-0.026
$t_{c,0}^{\text{sim}}$	-2.1346	1.54	-4.788
R_p	2.09 ± 0.12	1.23 ± 0.08	1.73 ± 0.27
ρ_p	7.07	28.9	94.0
a	0.063	0.083	0.119

コア・岩石惑星と結論づけられる。ここで、二つの惑星のそれぞれの離心率に注目すると、KOI-886.01、KOI-886.02 の離心率はそれぞれ $e_{01} \sim 0.27, e_{02} \sim 0.23$ という比較的大きな値を持つことがわかる。この値と表 1 の軌道長半径を用いると、各惑星のおよその近点距離と遠点距離が計算できる。KOI-886.01 の遠点距離と KOI-886.02 の近点距離を概算すると、それぞれ 0.080[AU]、0.064[AU] となり KOI-886.01 の遠点距離が KOI-886.02 の近点距離を上回る。したがって、それぞれの惑星の軌道が互いに交わっている可能性が考えられる。しかし、それぞれの惑星

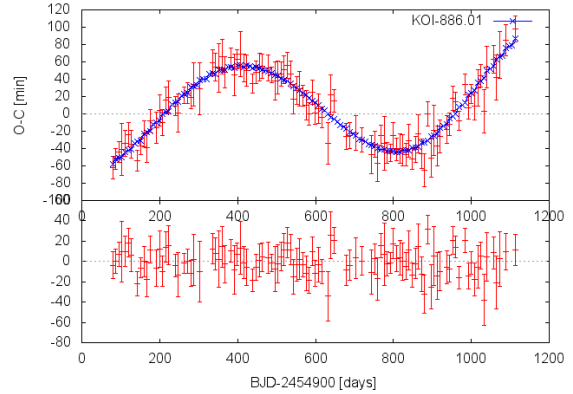


図 2: $N = 2$ のときの KOI-886.01 の TTV のベストフィット

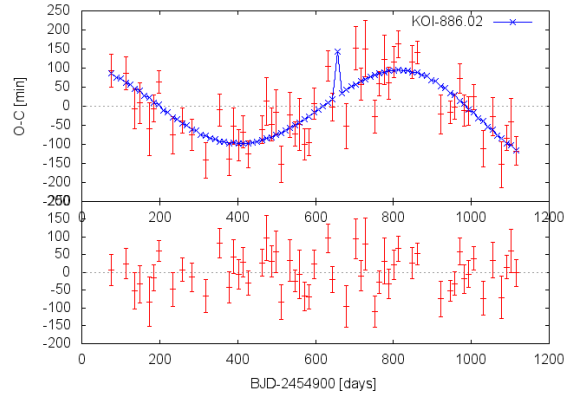


図 3: $N = 2$ のときの KOI-886.02 の TTV のベストフィット

の近点離角を表 1 から計算すると、 $\omega_{01} \sim -23^\circ$ 、 $\omega_{02} \sim -29^\circ$ となる。よって、実際はこれらの惑星軌道が交差しないことも十分に考えられる。これについての詳細の議論は今後の課題とする。次に $N = 3$ のときについて述べる。このときも各惑星は惑星質量程度であるので、惑星として confirm できる。表 2 から、KOI-886.01 は鉄・岩石惑星、KOI-886.02 はほとんど純粋な鉄でできた惑星、同じく KOI-886.03 もほとんど純粋な鉄でできた惑星と考えられる。しかし、表 2 の KOI-886.03 の質量と半径の関係については、現在見つかった系外惑星の中でも特異な値になっている (Howard, A.W. 2013)。したがって、KOI-886.03 の質量はまだ精査が必要である。推

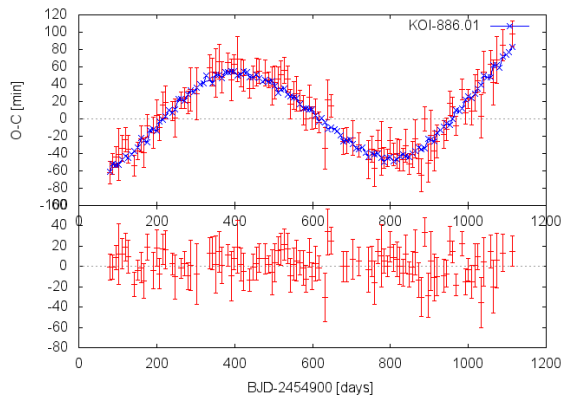


図 4: $N = 3$ のときの KOI-886.01 の TTV のベストフィット

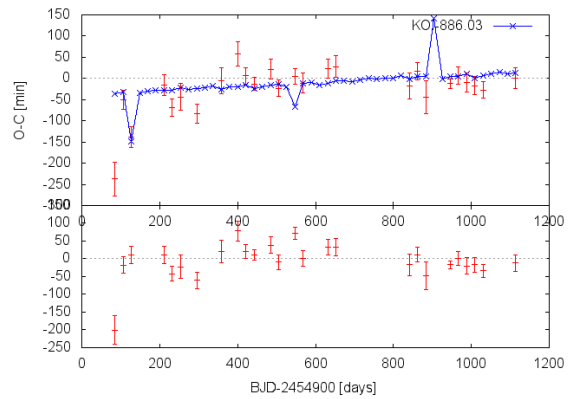


図 6: $N = 3$ のときの KOI-886.03 の TTV のベストフィット

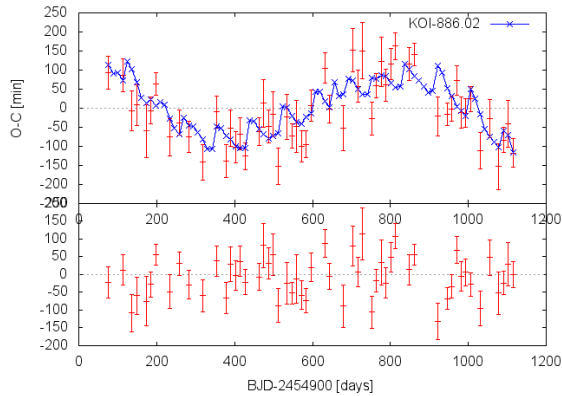


図 5: $N = 3$ のときの KOI-886.02 の TTV のベストフィット

定した質量の大きさと図 6 の残差が大きいことから、系に他の惑星が存在する可能性も指摘できる。

また、今回は χ^2 の最小化する方法として LM 法を用いたが、LM 法で与えられた χ^2 の値は最小値ではなく極小値になっている場合もある。したがって、 χ^2 の最小値の探索は入力パラメータを変えて、複数回計算を繰り返さなければならないが、現時点でそれはまだ完了していない。今回、記載のベストフィットパラメータは暫定的なもので、今後変わる可能性が極めて高い。入力パラメータを変え繰り返し計算することで上のベストフィットパラメータの精査及びその誤差を決めることは今後の課題である。

Acknowledgement

この 4 ヶ月間を通し、本研究の指導にあたっていただいた東京大学理学系研究科宇宙理論研究室、増田賢人さん、千秋元さん、上赤翔也さんの 3 人の先輩方に深く御礼申し上げます。増田さんには、全期間にわたり懇切丁寧なご指導を賜り、相当量の貴重なお時間を割いていただきました。研究の方法だけではなく、文献の読み方などの今後研究していく者として必要と思われるスキルについても多く学ばせていただきました。千秋さん、上赤さんには毎週のセミナーでご指導をいただき、数値計算の初心者の方の私に対し、的確で汎用性の高いご助言を多くいただきました。また、アブストラクトはじめとした文章の添削など多くの時間を私のために割いていただきました。改めて、深く御礼申し上げます。

Reference

- Borucki, W.J., et al., Science 327, 977 (2010)
- Holman, M.J., et al., Science 330, 51 (2010)
- Steffen, J.H., et al., MNRAS 428, 1077 (2013)
- Marquardt, D.W., J. Soc. Ind. Appl. Math., vol 11, pp. 431-441.
- Mazeh, T., et al., Astrophysical J. Supplement Series 208:16, (2013)
- Howard, A.W., Science 340, 572 (2013)

Direct Imaging Constraints on the Tidally Heated Exomoons

鵜山太智 (東京大学大学院 理学系研究科天文学専攻 M1)

Abstract

系外惑星を直接撮像する方法は、惑星についての情報を直接的に得られる事から大きなメリットがあるが、主星から離れた若いガス惑星しか見つけられないとされていた。しかし最近になって、理論上では潮汐力によって暖められた衛星 (Tidally Heated Exomoons、通称 THEMs) は直接撮像で検出できる可能性があるという論文 (Peters & Turner 2013) が発表された。この論文を基に、実際の天体について THEMs について議論していく。今回は、近傍の τ Cet、 ϵ Eri という二つの天体についてすばる望遠鏡を用いて撮像し、データ解析を行った。その結果、主星回りに伴星と思われる点状天体は検出できなかったが、すばる望遠鏡 HiCIAO の検出限界から THEMs の存在範囲に制限をつけることができた。もし系外衛星を直接撮像できるようになれば、地球型惑星を検出するよりも容易に地球型の天体を検出することができるかもしれない。そうなれば地球外生命についての議論も活発になり、これまで以上に系外惑星天文学の発展に繋がるだろう。

1 Introduction

1.1 Direct Imaging of Exoplanets

系外惑星が初めて確認されてから 20 年ほどで、現在では候補天体を含め 4000 以上の系外惑星が報告されている。系外惑星の検出方法はいくつかあり、現在見つかっているものは主に視線速度法、トランジット法という間接的に惑星を検出する方法によるものである。特に、これらの方法を採用しているケプラー衛星の観測によって検出数は一気に増加した。間接的な検出方法だけでなく、直接惑星を観測するという方法もある。直接撮像では、間接的な方法では得られない情報が得られる上に、間接的な方法と相補的な関係を築く事ができている。

1.2 Direct Imaging of Tidally Heated Exomoons

現在のところ、直接撮像で検出されるためには、主星から離れた所で明るいことが要求されるので、若くて主星から離れたガス惑星しか見つからないだろうとされている。ここに一石を投じる論文 (Peters & Turner 2013) が発表された。この論文では、潮汐力によって暖められた衛星 (Tidally Heated Exomoons: THEMs) は直接撮像で検出されるくらい明るい可能

性があるというのである。もしこういった天体が実際に存在すれば、直接撮像によるターゲットを増やすことができる上に、地球型の天体、ひいては地球外生命体についての議論もできるだろう。

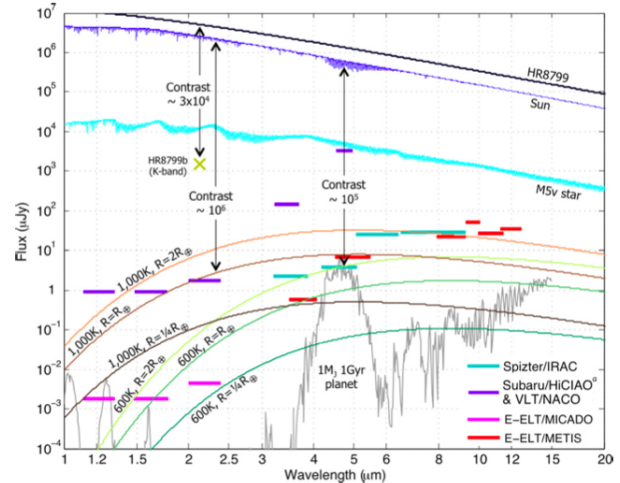


図 1: 上の三本の線は 5pc 離れた位置を仮定した恒星のフラックス、下の数色の曲線は温度、半径を変化させた THEMs のフラックス、グレーの線は $1M_J$ 、1Gyr、太陽系と同じ金属量、雲の無い惑星のフラックスを示している。カラーバーは各検出装置において 1 時間、 5σ での検出限界を示す。

上の図は各検出装置の検出限界を表している。今回

の HiCIAO による観測は H バンドなので、そこに着目してもらおうと 1000K で地球より大きな THEMIs は HiCIAO の検出限界を超えており、検出できる可能性がある。今回解析した 2 天体の光度は太陽の 30% ~ 50% なので、この図から判断すると HiCIAO を用いて H バンドで観測すると 10^6 のコントラストまで観測できるということがわかる。しかし、この論文では理論的な議論だけだったので、今回は実際の解析データと照らし合わせた議論を進めていく。

2 Observations and Analysis

今回解析した天体は τ Cet、 ϵ Eri という天体で太陽系に近く更に系外惑星が確認されている事から、様々なプロジェクトの観測対象となっている。観測データは、すばる望遠鏡において高コントラスト撮像装置 HiCIAO と補償光学装置 AO188 を用いて太陽系外惑星と円盤を探索する戦略枠 SEEDS によって行われたものを用いた。

2.1 τ Cet

τ Cet はくじら座にある天体で太陽に似ている恒星で、既に間接的な方法で系外惑星が確認されている。今回、二つの観測日におけるそれぞれの観測結果について解析した。

L[L _☉]	0.52±0.03
M[M _☉]	0.783±0.012
R[R _☉]	0.793±0.004
T _{eff} [K]	5444±50
Age[Gyr]	5.8
Distance[pc]	3.650±0.002

観測日: 2012 年 11 月 6 日、2013 年 1 月 1 日
波長:H バンド (1.65 μ m)

2.2 ϵ Eri

ϵ Eri はエリダヌス座にある恒星で、こちらも系外惑星が確認されており、更に現在のところ系外惑星

の存在する惑星系では二番目に太陽系に近い。

L[L _☉]	0.34
M[M _☉]	0.82±0.02
R[R _☉]	0.735±0.005
T _{eff} [K]	5084±5.9
Age[Gyr]	0.2-0.8
Distance[pc]	3.216±0.002

観測日: 2013 年 11 月 23 日

波長:H バンド (1.65 μ m)

2.3 Data reduction

恒星からの光やスペckルを取り除く為に、LOCI という角度差分解析システムを用いる。生データにはストライプパターンが存在しており、まずストライプを取り除く。次に、dark, flat, distortioin を補正し、最後に主星からの光を差し引いて画像を重ね合わせることで、最終的な画像を得ることができる。

3 Results

3.1 τ Cet

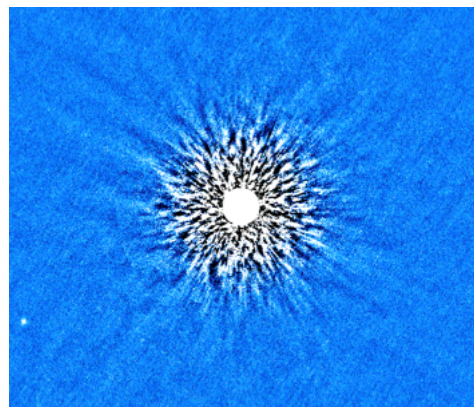


図 2: τ Cet の解析結果

上の画像は、2012 年 11 月 6 日に観測されたデータを LOCI システムで解析した結果である。左下に点状天体が見つかったが、固有運動を解析したところ、背景星の可能性が高いので THEMs についての議論は行わない。他に点状天体と思われるシグナルは見つからなかったため次に THEMs の存在範囲について制限をつけるための議論を行う。

3.2 ϵ Eri

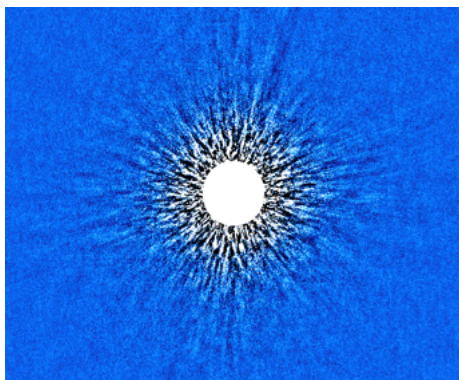


図 3: ϵ Eri の解析結果

同様に解析した結果、点状天体と思われるシグナルは見つからなかった。これより、THEMs の存在範囲についての制限をつけるための議論を行う。

4 Discussion

4.1 Constraints

次の二つのグラフは τ Cet、 ϵ Eri それぞれの系において、 5σ で検出できるフラックスを主星からのコントラストにしたものを主星からの距離の関数にして表したものである。言い換えると、これらのプロットより上にあれば 5σ 以上の精度で検出する事が可能であるという事になる。しかし、観測機器にも検出限界があるのでそれを考慮に入れる必要がある。H バンドにおける HiCIAO の検出限界は主星とのコントラストで 10^{-6} なので、青い線で引かれた部分になる。これを考慮に入れた結果、影のついた部分が検出

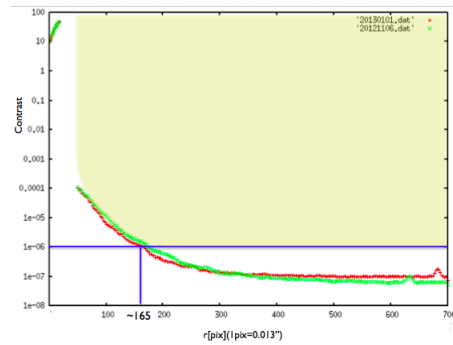


図 4: τ Cet におけるコントラスト

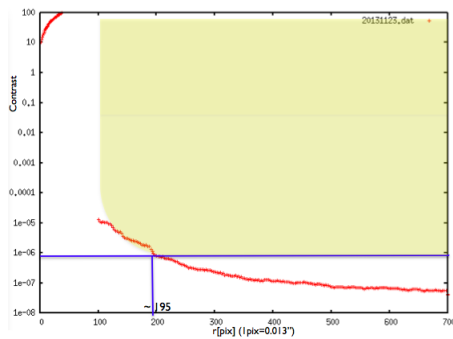


図 5: ϵ Eri におけるコントラスト

できる範囲ということになる。1000K の THEMs は青い線をほんの少し上回る程度なので、フラックスは基本的には青い線と同じとして考える。今回解析して THEMs と思われる点状天体が見つからなかったことから、この検出限界より、 τ Cet では 165[pix]、 ϵ Eri では 195[pix] より遠方では 1000K 以上、 $1R_{\oplus}$ 以上の THEMs は存在しないということになる。今回の解析結果、HiCIAO において $1\text{pix}=0.013''$ であることと、それぞれの天体までの距離から計算すると、どちらも主星から約 8AU より遠方においては 1000K 以上、 $1R_{\oplus}$ 以上の THEMs は存在しない、と言い換えることができる。

4.2 Assumptions and uncertainty

今回の議論の前提となる THEMs のフラックスは、この概念が提唱されたばかりで詳しい議論がなされておらず、現在は天体の表面から均等に黒体放射が出

ているという非常に簡単なものを想定してある。更に、潮汐力による加熱に関しても様々なパラメータがあるのが、依存性の小さいものに関してはイオや地球の物理的パラメータを適用し、特に依存性の高い温度と半径の二つを変化させてフラックスを考えている。仮定が多い分不定性は大きいということを考慮しておかねばならない。

次に今回の解析結果において、 5σ での検出限界はノイズを全方向に対して平均を取り、そこから計算されている。しかしノイズは全方向に均質になっていないわけではなく、主星に近いほどノイズのばらつきも大きい。そのため、不定性が残っており実際は主星から更に離れた部分までしか制限できていないと考えるのが妥当である。これらの仮定に対する不定性を改善するには、系外衛星の物理的パラメータ、軌道パラメータをきちんと把握した上で観測、解析において生じるノイズを減らす必要がある。

4.3 Contrast

直接撮像において一番問題となっているのはどう高コントラストを得るか、ということである。HiCIAOではコントラストの限界から極端で理想的なTHEMsしか写らないとされている。従って、解析手法をどう改善するというよりは、観測機器の検出限界を改善するという事に期待するところが大きい。今回はHiCIAOを用いてHバンドで撮像されたものだが、違う波長帯で観測すると現存する観測機器でも必要なコントラストを減らす事ができる。例えば図1において、スピッツァーのIRACを用いて $4.5\mu\text{m}$ で観測すれば、600K程度のTHEMsも観測できる可能性があることがわかる。将来的な観測機器では更なる高コントラストが得られると期待される。実際にJWSTやSPICAが運用されれば、300Kから500Kで地球と同じ大きさの天体も検出可能と考えられている。

5 Conclusion

直接撮像によって潮汐力で暖められた系外衛星 (THEMs) の検出は可能であるという論文 (Peters &

Turner 2013) に基づいて、系外惑星の存在が既に確認されている近傍天体 η Cet と ϵ Eri を直接撮像したデータを解析する事で、THEMsについて議論する。解析した結果、THEMsと思われる点状天体は見つからなかったが、見つからなかった事から今回の検出装置 HiCIAO の検出限界を元に THEMs の存在について制限をつけることはできる。ノイズを計算することで、どちらの惑星系においても 8AU より離れた所に 1000K 以上、 $1R_{\oplus}$ 以上の THEMs は存在しない、という制限をつけることができた。しかし、今回の議論において THEMs のフラックスは単純な黒体放射とする、ノイズは主星からの距離のみで考えるなど多数の仮定を設けており、不定性があるので本当に制限をつけられているのは 8AU より遠方にあるということを留意しておかなければいけない。直接撮像においてコントラストの改善が重要課題だが、今日稼働している観測機器で考えると、Hバンドにおいて Subaru/HiCIAO で観測するより $4.5\mu\text{m}$ において Spitzer/IRAC で観測する方が検出に必要な主星と THEMs のコントラストは1桁ほど小さいため、こちらで観測するとまた違う結果が得られるかもしれない。また、将来的な観測装置では 300K~500K の THEMs でも検出可能と推定されている。

Acknowledgement

今回の解析を進めるにあたり、指導教官である田村教授を始め、SEEDS プロジェクトメンバーの日下部さんには LOCI の解析方法を教えて頂き、更に解析がうまくいかない時に様々なアドバイスを頂きました。また、東京工業大学佐藤研究室博士研究員の葛原さんにはコントラストを導出するプログラム、その使い方をご指導頂きました。本当にありがとうございました。

Reference

1. Peters & Turner (2013) 769:98 (8pp)
2. SEEDS project
http://seeds.mtk.nao.ac.jp/seeds/SEEDS_Project/TOP.html

フレアが惑星大気に及ぼす影響の解析

上原 翔 (首都大学東京大学院 理工学研究科)

Abstract

1990 年代までは存在しないとさえいわれていた太陽系外惑星は、今や 3000 個以上の候補が発見され、宇宙には惑星が無数に存在することがわかってきている。いくつかの惑星検出方法のうち、2009 年に打ち上げられたケプラー宇宙望遠鏡は、恒星の可視光の明るさを高精度で測定でき、惑星が主星を隠す時に生じる周期的な明るさの変化を検出できる。惑星が主星の前面を通過する現象をトランジットと呼び、この手法をトランジット法という。惑星がこのような軌道を持つ確率は低いが、ケプラー衛星は一度に 10 万個の恒星を観測することができるので、トランジットをする惑星を多数検出できる (惑星候補数 2362 個、2012 年 1 月現在)。ケプラー衛星により得られた膨大な系外惑星データのうち、私は主星がフレアを起こす場合に注目した。先行研究として、軌道周期が 1 日未満である惑星 Kepler Input Catalog(KIC)12557548b(Rappaport+12, Kawahara+13) では、トランジットの際の光度変化が一定でない点から惑星の大気が蒸発していると解釈されている。私は、大気が定常的に蒸発する場合に限らず、例えばフレアといった主星に大きな光度変化がある時に、惑星大気が瞬間的に大きな変化を示す可能性があるのではないかと考えた。我々は、Kepler データから、スーパーフレアが検出される恒星で、トランジットを起こしている惑星候補を探し、数個の候補を発見した。今回は、そのうちのスーパーアースサイズの候補天体について解析を報告する。

1 Introduction

特に close-in-planet の場合、恒星からの輻射は惑星大気の加熱に大きな影響を及ぼし得る。そこで解析天体には、以下の 2 条件

- kepler 天体のうち惑星を有する候補であること (false positive でないこと)
- その惑星候補の軌道周期が 1 日以下であること

を満たすサンプルを選んで母集団とした。公開されている 7305 天体のうち false positive でないものは 4229 天体であり、そのなかで軌道周期 1 日以下のものは 112 天体であった。我々はさらに、主星がスーパーフレアを起こしている系を探し、解析を行った。条件を満たす系は 2 つ見つかった。ここではこれらを仮に「系 A」、「系 B」と呼ぶ。

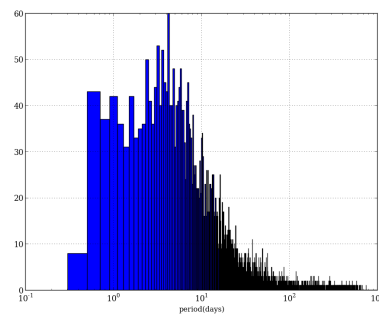


図 1: 横軸軌道周期のヒストグラム。

2 Methods/Instruments and Observations

2.1 フレアサーチ

まず、8 日分の区間で flux の平均値 (trend) を 2 次関数近似で決めた。次に、trend から 8%以上を閾値として、それを越えたデータ点をスーパーフレアの

候補とした。さらに、得られたフレア候補点の前後 4 日以内にそれを超えるピークが存在しないことを条件として課し、そこから宇宙線と思われる飛び値等を除外した残りをスーパーフレアとした。

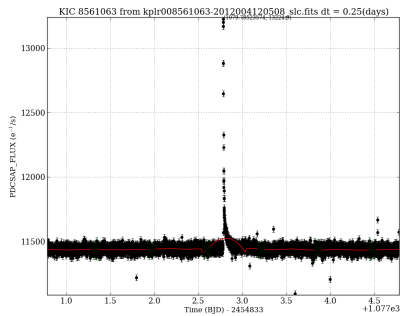


図 2: フレアの検出例。

2.2 フレア前後で減光量を比較

フレアの前で惑星の transit による減光量に変化があるかどうかを調べるため、フレア前は 10 周期、フレア後は 1 周期から 5 周期まで期間を変えながら重ね合わせ (fold)、前後で比をとった。特にフレア後については、フレアの影響のタイムスケールが不明であるため、fold 期間を変化させて系統的に解析する必要があると考えられる。

3 Results

以下に、フレアサーチの結果詳細な解析対象に選んだ系 A 及び系 B について、それぞれ増光が最大だったスーパーフレアの前後の fold 結果を記す。

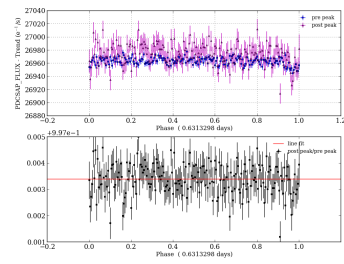


図 3: 系 A: 周期 1 まで fold

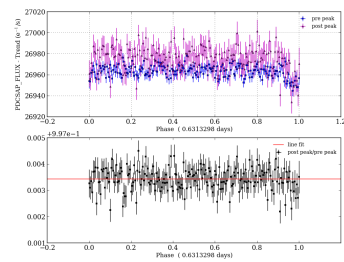


図 4: 系 A: 周期 2 まで fold

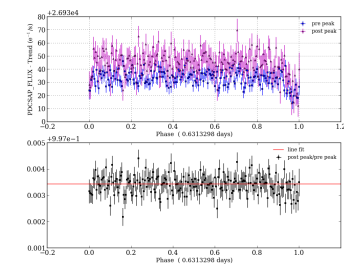


図 5: 系 A: 周期 3 まで fold

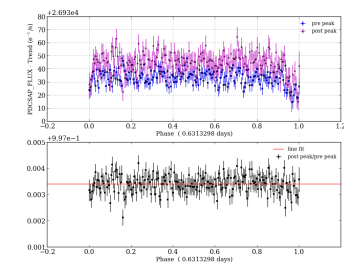


図 6: 系 A: 周期 4 まで fold

2014 年度 第 44 回 天文・天体物理若手夏の学校

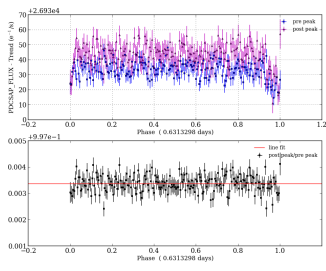


図 7: 系 A:周期 5 まで fold

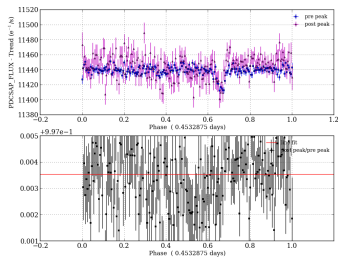


図 8: 系 B:周期 1 まで fold

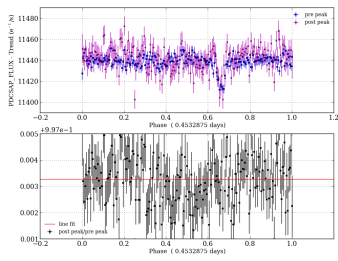


図 9: 系 B:周期 2 まで fold

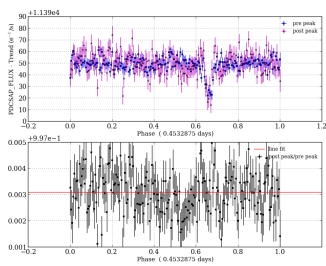


図 10: 系 B:周期 3 まで fold

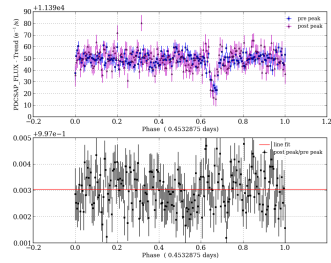


図 11: 系 B:周期 4 まで fold

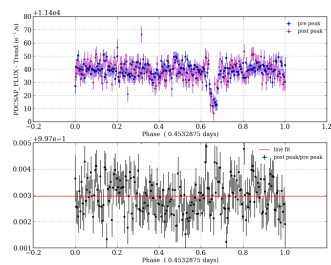


図 12: 系 B:周期 5 まで fold

4 Discussion

著者 D. and 著者 E. and 著者 F. 2014. 発行元 3

フレア前後の flux の比をとったものに対し直線 fit をし、それぞれについてカイ 2 乗検定を行った。以下に、その結果をまとめる。比をとった結果には明らか

表 1: 系 A:カイ 2 乗検定

周期	カイ 2 乗	自由度	実現確率
1	206.773	200	0.356380963
2	203.11	200	0.425438454
3	196.672	200	0.552317492
4	209.799	200	0.303144832
5	219.215	200	0.167352231

表 2: 系 B:カイ 2 乗検定

周期	カイ 2 乗	自由度	実現確率
1	230.257	200	0.070026105
2	244.923	200	0.016592968
3	232.281	200	0.0585007865
4	240.241	200	0.027187639
5	235.01	200	0.0454616655

かな変動は認められなかった。理論的には、transit の瞬間だけ何らかの変動があり、それ以外の部分は 1 に近い直線になると考えられるが、そのように見える結果は得られなかった。カイ 2 乗検定についても、フレア後の fold 期間が長くなるにつれ実現確率がだんだん大きくなると考えていたが、そのようには見えない。誤差が大きく、変動があったとしても残念ながら埋もれてしまっているものと思われる。今後の課題としては、transit の light curve をモデルを用いて fit し、変化の検出精度を上げるということ、また、周期 2 日以上 of 惑星についても同様の解析を行うことが挙げられる。

Reference

- Rappaport, S . 2012. The Astrophysical Journal, Volume 752, Issue 1, article id. 1, 13 pp. (2012)
- Kawahara Hajime. 2013. The Astrophysical Journal Letters, Volume 776, Issue 1, article id. L6, 6 pp. (2013)

冥王代における後期重爆撃による大陸の破壊と溶融

芝池 諭人 (東京工業大学大学院 理工学研究科)

Abstract

冥王代の岩体は発見されていないが、花崗岩があった証拠となるジルコン結晶が発見されている。そのため、冥王代には既に大陸地殻がありその後消失したと考えられている。消失の理由として、冥王代末期の天体衝突の集中「後期重爆撃」による破壊や溶融がよく挙げられるが、定量的な推定はあまりなされていない。本研究ではこれを解析的に計算する式を導出し、後期重爆撃による冥王代の大陸地殻消失が困難であることを明らかにした。具体的には、衝突天体のサイズ分布を累乗近似し、そのベキ指数 α を変化させながら大陸地殻の破壊量および溶融量を推定した。さらに、後期重爆撃を典型的な三つのモデル (Cataclysm, Soft-Cataclysm, Non-Cataclysm) で表し、破壊及び溶融する体積の推移を大陸成長曲線と比較した。

1 Introduction

地球上で発見されている最古の岩体は 38 億年前のものであり、冥王代にできた岩体はいない見つかっていない。しかし近年、44 億年前の放射性年代を持つジルコン結晶 ($ZrSiO_4$) が発見され (Wilde et al., 2001)、冥王代には既にある程度大陸地殻があったが、その後消失したと考えられるようになった。なぜならジルコンは、花崗岩つまり大陸地殻から形成されるからである。この大陸地殻消失の理由として、冥王代末期の天体衝突の集中「後期重爆撃 (LHB)」による破壊や溶融、あるいは大陸地殻そのものの沈み込みが挙げられる。本研究では、LHB による地殻への影響を推定し、LHB が消失の理由足りうるか議論する。

LHB はその規模もタイミングも正確にはわかっておらず、いくつかの説がある。月面の巨大衝突盆地と衝突溶融物からは、39 億年前に大きな衝突数のピークを持つ (Cataclysm モデルと呼ぶ) と推測される (Tera et al., 1974 など)。一方で、小さなクレーターの数密度曲線と太陽系形成モデルに従った数値シミュレーションの比較からは、LHB は 41 億年前に緩やかなピークを持つと推測されている (Soft-Cataclysm モデル, Morbidelli et al., 2012 など)。さらには、これらのクレーターは冥王代末期 (41-39 億年前) 以後に限定されるため、それ以前は実際はより多く衝突しており、冥王代末期にピークは無かったとする説 (Non-Cataclysm モデル) もある (Hatmann, 1975 など)。

2 Overview

本研究では後期重爆撃の冥王代大陸への影響として、個々の衝突により破壊あるいは溶融する地殻の体積と面積を、衝突天体のサイズ分布に従って積分した値を解析的に推定する。個々の衝突による影響は、例えば破壊される体積 V_{dest} は

$$V_{\text{dest}} = 0.0949 \frac{\rho_p}{\rho_t} v^{1.3} g^{-0.66} \sin^{1.3} \theta m^{0.78} \quad (1)$$

と表せる (Abramov et al., 2012)。ここではトランジェントクレーターの体積を破壊される体積とした。 ρ_p, ρ_t はそれぞれ衝突天体及び大陸地殻の密度、 v, θ は衝突速度及び角度、 m は衝突天体質量、 g は重力加速度である。(1) 式は衝突実験や数値シミュレーションから得られるスケーリング則であり、破壊面積 S_{dest} 、溶融体積 V_{melt} 及び面積 S_{melt} も同様に式で表せる (Abramov et al., 2012)。もし地殻が溶融すれば、その放射性年代は衝突時の年代にリセットされたと考えられる。これらは全て衝突天体質量 m に依存し、それぞれ m の 0.78, 1.53, 1.67 乗に比例する。 ϵ_m はランキン-ユゴニオの式の比内部エネルギーである。

$$S_{\text{dest}} = 1.48 \rho_p^{\frac{0.44}{3}} \rho_p^{-\frac{2}{3}} v^{0.88} g^{-0.44} m^{0.52} \quad (2)$$

$$V_{\text{melt}} = \frac{0.42}{\rho_t} \left(\frac{v^2}{\epsilon_m} \right)^{\frac{3}{2} \times 0.56} \sin^{1.3} \theta m \quad (3)$$

$$S_{\text{melt}} = 1.08 \rho_t^{-\frac{2}{3}} \left(\frac{v^2}{\epsilon_m} \right)^{0.56} \sin^{\frac{2.6}{3}} \theta m^{\frac{2}{3}} \quad (4)$$

次に衝突天体のサイズ分布を考える。後期重爆撃期に衝突した天体はその多くがメインベルト小惑星帯由来と考えられているが、その根拠として月面のクレーターサイズ分布と現在の小惑星帯のサイズ分布の一致が挙げられる (Strom et al., 2005)。小惑星帯のサイズ分布は累乗近似が可能で、およそ以下の (5) 式に従う (Dohnay, 1969)。このとき、累積数 N_{sfd} は質量が m より大きい小惑星の数である。本研究では、小惑星と考えられている衝突天体のサイズ分布を累乗近似し、このべき指数 α をパラメータとして変化させる。なお、現在の小惑星帯は $\alpha = 1.6$ で近似できる。

$$\frac{dN_{\text{sfd}}}{dt} = Am^{-\alpha} \quad (5)$$

この (5) 式に従って $V_{\text{dest}}, S_{\text{dest}}, V_{\text{melt}}$ 及び S_{melt} を地球に衝突する最小質量 μ_e から最大質量 m_{max} まで m で積分すれば、LHB 全体の大陸地殻に与える影響、 $V_{\text{dest,T}}, S_{\text{dest,T}}, V_{\text{melt,T}}$ 及び $S_{\text{melt,T}}$ が推定できる。それぞれ m の $1.78 - \alpha, 1.53 - \alpha, 2 - \alpha, 1.67 - \alpha$ 乗に比例するため、これらの値が 0 より小さい時 m の小さい方に依存、0 より大きい時 m の大きい方に依存する。なお、面積についてはこの後クレーター同士の重複を補正する。一方体積は、重複を考慮できないばかりか依存度の高い大きな衝突において地殻より深くまで破壊/溶融することになるため、かなり過大評価となっている可能性がある。

累積数 N_{sfd} と最大質量 m_{max} には以下の関係がある (Zahnle and Sleep, 1997)。

$$N_{\text{sfd}}(> m_{\text{max}}) = \frac{A}{\alpha - 1} m_{\text{max}}^{1-\alpha} \approx 1 \quad (6)$$

一方で地球に衝突する最小質量は、現在の地球の大気圏で燃え尽きない最小の質量 $\mu_e = 1 \times 10^{11.5} \text{g}$ とする (Bland and Artemieva, 2003)。また、月と地球に衝突した天体のサイズ分布は相似関係にあり、月よりも地球の方が 23 倍衝突しやすい。よって比例定数 A_m と A_e は

$$A_e = 23A_m \quad (7)$$

の関係を持ち、月に残る LHB の痕跡から地球に衝突した量を推定できる。

3 Method and Results 1

α を変化させた時の破壊/溶融量を推定する。まず、(i)LHB 期に地球に衝突した総質量を与えた場合を考える。累積数 N_{sfd} に対して総質量 M_T は

$$M_T = \int_{\mu_e}^{m_{\text{max}}} \frac{dN_{\text{sfd}}}{dt} m dm = \frac{Am_{\text{max}}^{2-\alpha}}{2-\alpha} \left\{ 1 - \left(\frac{\mu_e}{m_{\text{max}}} \right)^{2-\alpha} \right\} \quad (8)$$

$$\approx \frac{Am_{\text{max}}^{2-\alpha}}{2-\alpha} \quad (9)$$

この関係と式 (6) より、総質量から地球に衝突した天体のサイズ分布と破壊/溶融量を推定する。例えば、総溶融体積 $V_{\text{melt,T}}$ は

$$V_{\text{melt,T}} = \int_{\mu_e}^{m_{\text{max}}} \frac{dN_{\text{sfd}}}{dt} V_{\text{melt}} dm = \frac{0.42}{\rho_t} \left(\frac{v^2}{\epsilon_m} \right)^{0.84} \sin^{1.3} \theta M_T \quad (10)$$

と M_T に比例することがわかる。また、総溶融面積 $S_{\text{melt,T}}$ は

$$S_{\text{melt,T}} = \int_{\mu_e}^{m_{\text{max}}} \frac{dN_{\text{sfd}}}{dt} S_{\text{melt}} dm \propto \frac{(2-\alpha)^{\alpha-1} (\alpha-1)^{2-\alpha}}{\frac{5}{3}-\alpha} \times \left\{ \left(\frac{2-\alpha}{\alpha-1} M_T \right)^{\frac{5}{3}-\alpha} - \mu_e^{\frac{5}{3}-\alpha} \right\} M_T^{\alpha-1} \quad (11)$$

と α と M_T によって表せる。 $V_{\text{dest,T}}$ 及び $S_{\text{dest,T}}$ についても同様である。

これらの式を使って破壊/溶融体積及び面積を推定した。総質量は $2 \times 10^{23} \text{g}$ と考えられている (Gomes et al., 2005 など)。また、他の推定では $1.5 \times 10^{23} \text{g}$ とされている (Levison et al., 2001, Jorgensen et al., 2009)。これらの値を M_T に代入して、各体積及び面積を求めた。なお、衝突速度は $v = 20 \text{km/s}$ 、衝突角度は最も確率の高い $\theta = 45^\circ$ 、密度は $\rho_p = \rho_t = 2.7 \text{g/cm}^3$ とした。このとき破壊/溶融体積は図 1、破壊/溶融面積は図 2 となる。また、冥王代末期の大陸地殻体積はおよそ現在の 12% であり (McCulloch and Bennett, 1994)、現在の大陸地殻は約 $7.18 \times 10^9 \text{km}^3$ である

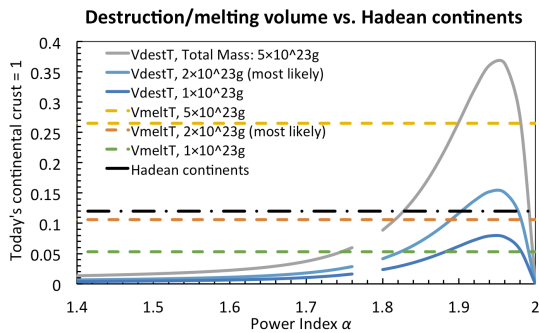


図 1: 破壊/溶融体積と冥王代の大陸の比較

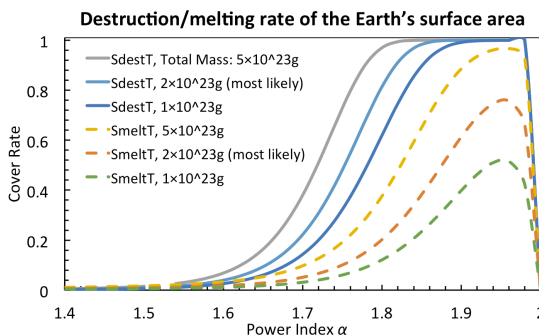


図 2: 破壊/溶融領域が地球表面を占める割合

(Cogley, 1984)。図 1 を見ると、総質量 $2 \times 10^{23} \text{g}$ のとき、溶融体積は冥王代の大陸の体積と同程度であることがわかる。破壊体積は $\alpha < 1.9$ のとき、冥王代大陸を上回る。一方で図 2 を見ると、例えば小惑星のサイズ分布 ($\alpha = 1.6$) では、地球表面の 1 割以下しかカバーできないことがわかる。 $\alpha > 1.8$ のとき、ようやく破壊領域が地球表面を覆う。まとめれば、総質量を与えた時、溶融体積は冥王代大陸を上回るが、面積は地球表面を覆うことができないとわかる。

次に、(ii)LHB 期の月への最大衝突を考える。LHB の期間に月に衝突した最大の衝突は Imbrium 盆地として現在まで残っている。この直径から式 (2) 等を用いて衝突天体の質量 $m_{\max,m}$ を推定すると、 $m_{\max,m} = 1.0 \times 10^{21} \text{g}$ を得る。この値から破壊/溶融量を推定した (詳細は省く)。

最後に、(iii) 月面のクレーター数密度から考える。

LHB 以降のクレーター数密度は以下の式で与えられる (Morbidelli et al., 2012)。このとき時間 t の単位は Gyr(Ga) であり、 N_{20} は 1km 四方の直径 20km 以上のクレーター数を表す。

$$\frac{dN_{20}}{dt} = 2.7 \times 10^{-16} \exp(6.93t) + 5.9 \times 10^{-7} \quad (12)$$

式 (12) を 41 億年前以降 t で積分すれば LHB の規模がわかる。この積分値を用いて破壊/溶融量を推定した (詳細は省く)。

(i)(ii)(iii) の結果をまとめると表 1 を得る。表 1 は、冥王代の大陸をほとんど破壊あるいは溶融できる α の範囲を示した。表 1 を見れば、(i)(ii)(iii) どの場合

表 1: 冥王代大陸を消失可能な α の範囲

	$V_{\text{dest},T}$	$V_{\text{melt},T}$	$S_{\text{dest},T}$	$S_{\text{melt},T}$
(i)	$\alpha > 1.9$	any α	$\alpha > 1.8$	$\alpha > 1.9$
(ii)	$\alpha > 1.9$	any α	$\alpha > 1.8$	$\alpha > 1.9$
(iii)	$\alpha < 1.5$	$\alpha < 1.6$	$\alpha < 1.3$	$\alpha < 1.4$

でも、ほとんどの α で冥王代大陸を消失させることは困難であるとわかる。もし LHB のサイズ分布が現在の小惑星帯と同じ、つまり $\alpha = 1.6$ であったなら、総溶融体積のみが条件を満たす。しかしその場合も面積は不十分である。またこの設定は、地殻の温度分布シミュレーションによる先行研究 Abramov et al. (2013) の設定に対応し、その推定結果 (地球表面の 5-10% が溶融) とよく一致する。

4 Method and Results 2

α を 1.6 に固定して破壊/溶融体積の時間推移と大陸成長曲線を比較する。一億年毎の $V_{\text{dest},T}$ 及び $V_{\text{melt},T}$ を三つの典型的な LHB モデル Cataclysm, Soft-Cataclysm, Non-Cataclysm に沿って計算する。Soft-Cataclysm モデルは、式 (12) に 41 億年前以降従うとした。このとき LHB(以降) に月に衝突する総質量はおよそ $2 \times 10^{21} \text{g}$ となる。式 (12) は、Morbidelli et al. (2012) において月に衝突した総質量を $2 \times 10^{21} \text{g}$ として得られた式である。同論文ではさらに、月の強親鉄性元素量から 45 億年前以降の衝突総質量が $3.5 \times 10^{22} \text{g}$ と推定されるため、45-41 億年前に

$3.3 \times 10^{22} \text{g}$ が月に衝突したと仮定し、LHB 以前のクレーター数密度 (指数関数的に減少する) を推定している。ここではこの推定結果を使用する。一方 Cataclysm モデルは、Imbrium 盆地から推定される衝突量を 39-38 億年前に集中して衝突させた。このとき月への総質量はやはり約 $2 \times 10^{21} \text{g}$ となる。よって 45-39 億年前の衝突数の推移は Soft-Cataclysm モデルと等しいとした。Non-Cataclysm では Soft-Cataclysm モデルをそのまま 41 億年前以前に外挿した。

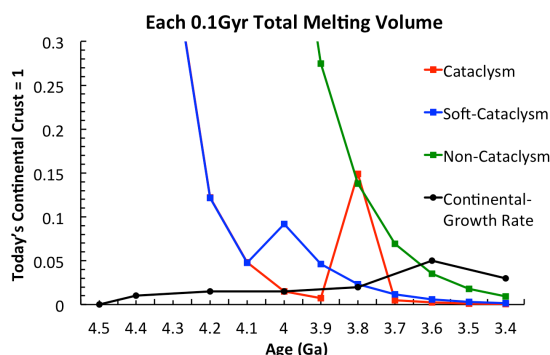


図 3: 破壊/溶融体積の推移と大陸成長

図 3 は総溶融体積 $V_{\text{melt},T}$ の推移である。どのモデルであっても、常に溶融体積が新たにできる大陸体積を上回っていることがわかる。つまり、新たにできる大陸ができたそばから溶融していく可能性がある。

5 Discussion and Conclusion

Result1 からは、LHB によって冥王代大陸と同程度の体積を溶融できる可能性が示唆された。しかし、ほとんどの α で破壊/溶融領域により地球表面のわずかな部分しか覆うことができない。一方で時間推移 (Result2) を見ると、大陸をできたそばから溶融 (あるいは破壊) していく可能性が示唆された。もし冥王代の大陸地殻が一カ所に集中していれば、そこに巨大な天体が衝突し、まとめて溶融した可能性が体積の推定結果から示唆される。この場合、大陸地殻が厚いことで溶融 (あるいは破壊) 体積の過大評価を減らすこともできる。しかし、太古代の大陸地殻は島弧の様に地球上に散在していると言う主張もあ

り (Yamamoto et al., 2009)、冥王代も同様であるかもしれない。もしこれが正しければ、破壊/溶融領域によって地球表面を覆うことができないため、全ての大陸地殻を破壊/溶融することは難しい。つまり、特定の場合を除けば、LHB によって冥王代大陸を消失させることは困難である。これは、冥王代大陸が大陸地殻であるにも関わらずマントルへと沈み込んだ可能性を示唆する。

Reference

- [1] Wilde, S.A., Valley, J.W., Peck, W.H., Graham, C.M., 2001. Nature 409, 175-178.
- [2] Tera, F., Papanastassiou, D.A., Wasserburg, G.J., 1974. Earth Planet. Sci. Lett. 22, 1-21
- [3] Morbidelli, A., Marchi, S., Bottke, W.F., Kring, D.A., 2012. Earth Planet. Sci. Lett. 355-356, 144-151.
- [4] Hartmann, W.K., 1975. Icarus 24 181-187
- [5] Abramov, O., Kring, D.A., Mojzsis, S.J., 2013. Chemie der Erde 73 227-248.
- [6] Abramov, O., Wong, S.M., Kring, D.A., 2012. Icarus 218, 906-916.
- [7] Strom, R.G., Malhotra, R., Ito, T., Yoshida, F., Kring, D.A., 2005. Science 309, 1847-1850.
- [8] Dohnay, J.S., 1969. J. Geophys. Res. 74, 2531-2554.
- [9] Zahnle, K.J., Sleep, N.H., 1997. Springer-Verlag, New York, pp. 175-208.
- [10] Bland, P. A., Artemieva, N. A., 2003. nature 424, 288-291
- [11] Gomes, R., Levison, H.F., Tsiganis, K., Morbidelli, A., 2005. Nature 435, 466-469.
- [12] Jørgensen, U.G., Appel, P.W.U., Hatsukawa, Y., Frei, R., Toh, Y., Oshima, M., 2009. Icarus 204, 368-380.
- [13] McCulloch, M.T., Bennett, V.C., 1994. Geochimica Cosmochimica Acta 58, 4717-4738.
- [14] Cogley, J.G., 1984. Reviews of Geophysics and Space Physics 22, 101-122.
- [15] Yamamoto, S., Senshu, H., Rino, S., Omori, S., Maruyama, S., 2009. Gondwana Research 15, 443-453.

トランジット時刻変動を用いた低密度惑星系の発見

増田 賢人 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

本研究では、Kepler-51 (KOI-620) とよばれる複数トランジット惑星系におけるトランジット時刻変動の解析結果を論じる。この系は、2つのトランジット惑星 Kepler-51b (周期 45.2 日)、Kepler-51c (周期 85.3 日) およびトランジット惑星候補 KOI-620.02 (周期 130.2 日) の3つのトランジット天体を有しており、これらは 1:2:3 の平均軌道共鳴近くに存在している。本研究ではこれら3惑星のトランジット時刻変動を解析することで、各惑星の質量をそれぞれ $2.1^{+1.5}_{-0.8} M_{\oplus}$ (Kepler-51b)、 $4.0 \pm 0.6 M_{\oplus}$ (Kepler-51c)、 $7.6 \pm 1.4 M_{\oplus}$ (KOI-620.02) と決定し、KOI-620.02 もまたこの系に属する惑星 (Kepler-51d) であることを立証した。さらに、トランジットから求めた惑星半径を上記の結果と組み合わせると、3つの惑星全てがこれまで発見された中で最も低い密度 (0.05 g/cm^3 以下) をもつことが明らかになった。この値は太陽系で最も密度が低い土星 (0.7 g/cm^3 程度) のさらに 1/10 以下であり、Kepler-51 系は現在の理論では形成が非常に難しい特異な惑星系であることが示された。上記の結果は、「短周期の複数トランジット惑星系に属する惑星は、それ以外の惑星と比べて密度が低くより多くのガスを含む」という近年指摘され始めた傾向を支持する新たな証拠となった。この違いは惑星系によって異なる形成・進化の経路が存在することを示唆するものである。

1 Introduction

2009 年の打ち上げ以来、ケプラー宇宙望遠鏡によって発見されたトランジット惑星の数は候補も含めると 3000 以上を数える。これらの惑星には、トランジットの深さから半径が推定可能であるという利点がある一方で、その質量の推定は容易ではなかった。これまで、惑星の質量は主に視線速度法 (惑星による主星の公転運動を、主星のスペクトル線のドップラーシフトを用いて検出する) を用いて決定されてきたが、ケプラーがターゲットとする星の多くは暗すぎて分光観測が困難なためである。

視線速度法にかわる質量推定法として、ケプラーによって発見された複数トランジット惑星系に対して近年よく用いられるのが、トランジット時刻変動 (惑星どうしの重力相互作用によるトランジットの一定周期からのずれ) の解析である。トランジット時刻変動は、視線速度とは異なり基本的に測光データのみを用いて解析可能である。そのため、ケプラーのターゲットに数多く含まれる暗い星の周りの惑星系において、トランジット時刻変動の解析は特に有用である。

このような複数トランジット惑星系のうち、本研

究では Kepler-51 (KOI-620) という系に着目した。この系は、力学的安定性から質量の上限値が与えられている2つのトランジット惑星 Kepler-51b (周期 45.2 日)、Kepler-51c (周期 85.3 日) およびトランジット惑星候補 KOI-620.02 (周期 130.2 日) の3つのトランジット天体を有しており、これらは 1:2:3 の平均軌道共鳴近くに存在している。本研究ではこれら3惑星のトランジット時刻変動から各惑星の質量を精密に推定し、KOI-620.02 が確かに惑星であることを示すとともに、この惑星系のより詳細な性質を論じる¹。

2 Stellar and Planet Properties

主星の性質 (有効温度 T_{eff} 、表面重力 $\log g$ 、質量 M_{\star}) としては、NASA Exoplanet Archive² に記載の値を用いた。これらの値と Claret & Bloemen (2011) の表から、主星の周辺減光パラメータの初期推定値として $(u_1, u_2) = (0.36, 0.28)$ を得た。

¹本研究の内容は、Masuda (2014) に準じる

²<http://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu>

各惑星の公転周期 P 、惑星と主星の半径比 R_p/R_* 、軌道長半径と主星半径の比 a/R_* 、軌道傾斜角 i の初期推定値としても、同様に NASA Exoplanet Archive の値を用いた。

3 Light Curve Analysis

3.1 Transit Parameters and Transit Times

解析したデータは、NASA Exoplanet Archive で公開されている PDCSAP (Pre-search Data Conditioned Simple Aperture Photometry) flux である。Q12–16 については short-cadence のデータ、Q1–11 については long-cadence のデータを用いた。まず下処理として、ライトカーブからトランジット周辺のデータ点を抜き出し、これを 3 次多項式でフィットして割り算することで、トランジットのベースラインを 1 に規格化し、長周期のトレンドを取り除いた。

次に、これらのトランジットライトカーブから、各惑星のトランジット中心時刻 t_c およびトランジットパラメータ (公転周期 P 、惑星と主星の半径比 R_p/R_* 、インパクトパラメータ b 、周辺減光パラメータ u_1 、 u_2 、主星の平均密度 ρ_*) を決定するため、以下の操作を繰り返し行った：

1. トランジットパラメータの値を固定し、各惑星の各トランジットをフィットしてその中心時刻を決定する。得られた中心時刻をトランジット回数の一次関数でフィットし、公転周期 P と切片の値 t_0 (0 回目のトランジット中心時刻に対応する) を求める。
2. 1. で得られたトランジット中心時刻を用いて、各惑星のすべてのトランジットの中心時刻を 0 に揃えたものを作る。これをフィットし、トランジットパラメータの値を決定する。この際、周期 P は 1. で求めた値に固定する。

以上の操作を 5 回繰り返すことで、self-consistent なトランジットパラメータとトランジット中心時刻として、表 1–4 に示す値を得た。対応するトランジットライトカーブは図 1 に示してある。

表 2: Kepler-51b のトランジット中心時刻

Transit number	t_c (BJD – 2454833)	$1\sigma_{\text{lower}}$	$1\sigma_{\text{upper}}$	$\chi^2/\text{d.o.f}$	$O - C$ (days)
0	159.10975	0.00072	0.00072	2.14	0.00323
1	204.26437	0.00078	0.00076	1.86	0.00253
2	249.41453	0.00120	0.00152	3.24	-0.00262
3	294.57446	0.00251	0.00159	2.12	0.00199
4	339.72399	0.00083	0.00088	2.32	-0.00379
5	384.87799	0.00078	0.00079	4.04	-0.00510
6	430.03405	0.00076	0.00076	1.78	-0.00436
8	520.34240	0.00151	0.00168	0.80	-0.00663
9	565.49926	0.00106	0.00148	3.29	-0.00509
10	610.65682	0.00087	0.00095	1.00	-0.00285
11	655.81302	0.00080	0.00084	1.38	-0.00196
12	700.97595	0.00204	0.00156	2.19	0.00566
13	746.12646	0.00082	0.00086	1.10	0.00085
14	791.28654	0.00102	0.00129	1.79	0.00562
15	836.43982	0.00074	0.00074	2.24	0.00358
16	881.59882	0.00072	0.00071	0.91	0.00727
17	926.75475	0.00083	0.00078	1.42	0.00789
18	971.90566	0.00181	0.00262	1.95	0.00348
19	1017.05878	0.00083	0.00088	1.62	0.00129
20	1062.21217	0.00075	0.00075	2.50	-0.00064
21	1107.36887	0.00095	0.00097	0.94	0.00075
22	1152.52090	0.00088	0.00088	0.96	-0.00253
23	1197.67687	0.00097	0.00097	0.87	-0.00188
24	1242.83059	0.00087	0.00087	0.99	-0.00347
25	1287.98482	0.00086	0.00088	0.92	-0.00456
26	1333.14289	0.00091	0.00090	0.95	-0.00179
27	1378.29779	0.00088	0.00088	0.86	-0.00220
28	1423.45442	0.00091	0.00090	1.00	-0.00089
29	1468.61324	0.00089	0.00089	0.97	0.00261

表 3: Kepler-51c のトランジット中心時刻

Transit number	t_c (BJD – 2454833)	$1\sigma_{\text{lower}}$	$1\sigma_{\text{upper}}$	$\chi^2/\text{d.o.f}$	$O - C$ (days)
0	295.31257	0.00378	0.00384	0.98	-0.00057
1	380.64295	0.00358	0.00354	0.97	0.01337
2	465.95289	0.00287	0.00283	1.41	0.00687
3	551.26161	0.00319	0.00304	0.99	-0.00086
4	636.56677	0.00324	0.00325	2.04	-0.01214
7	892.51469	0.00384	0.00393	1.90	-0.01355
8	977.84149	0.00360	0.00364	1.16	-0.00319
10	1148.45861	0.00327	0.00327	1.00	-0.01896
11	1233.80785	0.00322	0.00324	0.89	0.01385
12	1319.11072	0.00331	0.00342	0.95	0.00027
14	1489.75414	0.00337	0.00340	0.88	0.01080

3.2 TTV Modeling

次に、上で得られたトランジット時刻を数値的にモデル化することで、各惑星の質量および軌道離心率を決定した。ここでは簡単のため、各惑星の公転軌道面はすべて同一平面内にあるものとした。

軌道の数値積分には、4 次のエルミート法 (Kokubo & Makino 2004) を用いた。各時刻ごとに計算された惑星の座標から、主星–惑星間の天球面における距

表 1: Kepler-51 の各惑星のトランジットパラメータ

Parameter	Kepler-51b	Kepler-51c	KOI-620.02
t_0 (BJD - 2454833)	159.10653 \pm 0.00033	295.3131 \pm 0.0018	212.03246 \pm 0.00039
P (days)	45.155314 \pm 0.000019	85.31644 \pm 0.00022	130.178058 \pm 0.000071
a/R_*	61.5 $^{+1.5}_{-1.2}$	94.1 $^{+2.2}_{-1.9}$	124.7 $^{+3.0}_{-2.5}$
R_p/R_*	0.07414 $^{+0.00059}_{-0.00061}$	0.094 $^{+0.028}_{-0.017}$	0.10141 $^{+0.00084}_{-0.00085}$
b	0.251 $^{+0.073}_{-0.138}$	1.017 $^{+0.034}_{-0.023}$	0.250 $^{+0.075}_{-0.141}$
u_1		0.375 $^{+0.040}_{-0.036}$	
u_2		0.311 $^{+0.083}_{-0.087}$	
ρ_* (g cm $^{-3}$)		2.16 $^{+0.15}_{-0.13}$	
$\chi^2/d.o.f$		12681/12417	

表 4: KOI-620.02 のトランジット中心時刻

Transit number	t_c (BJD - 2454833)	$1\sigma_{\text{lower}}$	$1\sigma_{\text{upper}}$	$\chi^2/d.o.f$	$O - C$ (days)
0	212.02417	0.00066	0.00066	2.67	-0.00829
1	342.20715	0.00063	0.00062	2.28	-0.00337
2	472.39116	0.00064	0.00064	2.08	0.00258
3	602.57341	0.00063	0.00063	2.17	0.00678
5	862.93196	0.00076	0.00070	3.88	0.00921
6	993.10424	0.00064	0.00065	2.35	0.00343
7	1123.28307	0.00065	0.00066	1.12	0.00420
8	1253.44963	0.00062	0.00063	0.89	-0.00730
9	1383.62994	0.00064	0.00064	0.99	-0.00505

離が最小となる時刻を Fabrycky (2010) に従って求め、これをシミュレーションにおけるトランジット時刻 t_c^{sim} とした。すべての計算は、時刻 T_0 (BJD) = 2455720 から開始し、BJD = 2454980 と BJD = 2456345 の間で行った。

フィットしたパラメータは、各惑星の質量と主星質量の比 M_p/M_* 、 T_0 に最も近いトランジット中心時刻 T_c 、公転周期 P 、離心率 e 、および近点引数 ω である (ただし実際には $e \cos \omega$ と $e \sin \omega$ の組み合わせを用いた)。3 惑星の公転面が揃っていることを仮定したため、軌道傾斜角は $i = 90^\circ$ 、昇交点経度は $\Omega = 0^\circ$ に固定してある。まず、多次元シンプレックス法を用いて

$$\chi^2 = \sum_{j:\text{planets}} \sum_{i:\text{observed transits}} \left[\frac{t_{c,j}(i) - t_{c,j}^{\text{sim}}(i)}{\sigma_j(i)} \right]^2 \quad (1)$$

(ここで、 $t_{c,j}(i)$ 、 $t_{c,j}^{\text{sim}}(i)$ はそれぞれ観測またはシミュレーションから求めた惑星 j の i 番目のトランジット中心時刻、 $\sigma_j(i)$ は $t_{c,j}(i)$ の誤差) を最小にする 15 個 (各惑星 5 個 \times 3 惑星) のパラメータの値の組を決定し、その周囲で Markov chain Monte Carlo (MCMC) を用いた探索を行った。この組に対応する

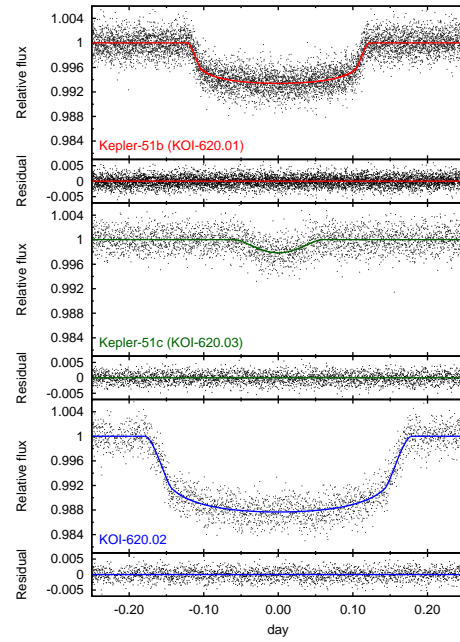


図 1: Kepler-51 の 3 惑星のトランジットライトカーブを公転周期で折り畳んだもの。上から順に Kepler-51b、Kepler-51c、KOI-620.02 に対応する。黒い点がデータ点、色のついた実線はデータ点へのベストフィットモデルを示す。

ベストフィットモデルを図 2 に黒い実線で示した。MCMC から求めた事後確率分布の中央値、 1σ の誤差 (中央値の周囲で事後確率分布の 68% を含む範囲) は表 5 の上段にプロットしてある。

これらの値と表 1 で求めた値を組み合わせると、各惑星の質量、半径、平均密度、軌道長半径、平衡温度 T_{eq} などが、それぞれ $M_p = (M_p/M_*) \times M_*$ 、 $R_p = (R_p/R_*) \times R_*$ 、 $\rho_p = (\rho_p/\rho_*) \times \rho_*$ 、 $a = (a/R_*) \times R_*$ 、 $T_{\text{eq}} = (T_{\text{eq}}/T_{\text{eq},*}) \times T_{\text{eq},*}$ と表すことができる。

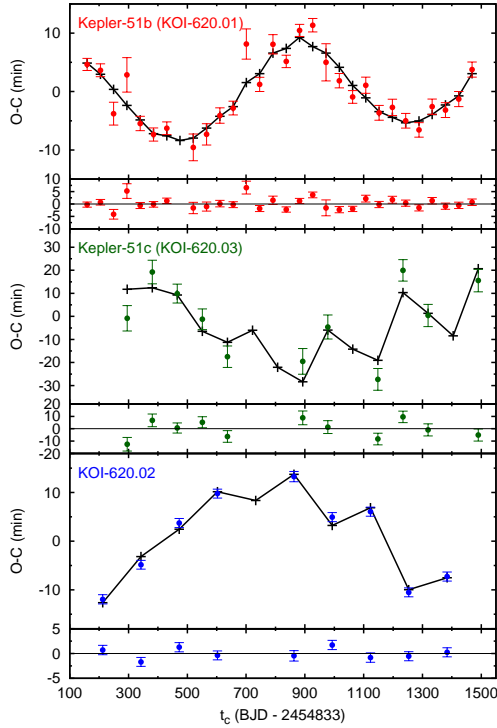


図 2: Kepler-51 の 3 惑星のトランジット時刻変動をフィットした図。上から順に Kepler-51b、Kepler-51c、KOI-620.02 に対応する。エラーバー付きのカラーの点は、観測されたトランジット時刻 t_c をトランジット回数の一次関数でフィットしたときの残差を分の単位で示している。黒の折れ線はデータ点へのベストフィットモデルを示す。

$(3M_\star/4\pi\rho_\star)^{1/3}$ 、 $\rho_p = \rho_\star \times (M_p/M_\star) \times (R_p/R_\star)^{-3}$ 、 $a = [GM_\star(1 + M_p/M_\star)P^2/4\pi^2]^{1/3}$ のように求まる。これらの値は表 5 下段に示してある。

以上の結果から、まず KOI-620.02 がこの惑星系の惑星 (Kepler-51d) であることが確かめられた。また、Kepler-51 の 3 つの惑星が、これまで発見された惑星の中で最も低い密度をもつことも明らかとなった。上で示したように、惑星密度は M_p/M_\star 、 R_p/R_\star 、 ρ_\star のみから計算でき、これらはライトカーブのみから得られるため、この結論は主星パラメータの不定性には依存しないことに注意する (ただし、質量と半径はそれぞれ主星パラメータに依存するため、惑星密度の解釈は変わりうる)。

表 5: トランジット時刻変動とライトカーブから得られた惑星の性質

Parameter	Kepler-51b	Kepler-51c	KOI-620.02
トランジット時刻変動でフィットしたパラメータ			
M_p/M_\star	$6_{-2}^{+4} \times 10^{-6}$	$(1.2 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(2.2 \pm 0.3) \times 10^{-6}$
(BJD - 2454833) T_c	881.5977 ± 0.0004	892.509 ± 0.003	862.9323 ± 0.0004
P (days)	45.1540 ± 0.0002	$85.312_{-0.002}^{+0.003}$	$130.194_{-0.002}^{+0.005}$
$e \cos \omega$	-0.016 ± 0.006	$0.010_{-0.008}^{+0.0013}$	$0.005_{-0.006}^{+0.011}$
$e \sin \omega$	-0.04 ± 0.01	$-0.009_{-0.013}^{+0.009}$	$-0.006_{-0.010}^{+0.008}$
上記のものから導かれるパラメータ			
M_p (M_\oplus)	$2.1_{-0.8}^{+1.5}$	4.0 ± 0.6	7.6 ± 1.4
R_p (R_\oplus)	7.1 ± 0.3	$9.0_{-1.7}^{+2.8}$	9.7 ± 0.5
ρ_p (g cm^{-3})	$0.03_{-0.01}^{+0.02}$	0.03 ± 0.03	0.05 ± 0.01
a (AU)	0.251 ± 0.01	0.38 ± 0.02	0.51 ± 0.02
e	0.04 ± 0.01	$0.014_{-0.009}^{+0.013}$	$0.008_{-0.008}^{+0.011}$

4 Discussion

得られた惑星質量・半径と理論モデルの比較によると (e.g. Lopez & Fortney 2013)、Kepler-51 の惑星は質量比で 10–40% 程度の H/He の外層を含むことが予想される。しかし、観測された程度の質量でこれほど多くのガスを含む惑星を形成するのは困難 (e.g. Ikoma & Hori 2012) であるとされており、Kepler-51 系がどのように形成されたかは理論的に興味深い問題である。また今回の発見は、近年指摘されつつある「トランジット時刻変動によって質量が決定されたコンパクトな複数惑星系は、その他の系の惑星と比べ低い密度をもつ」という傾向 (e.g. Jontof-Hutter et al. 2014) を指示するものでもある。以上の事実は、これら一群の低密度惑星が、現在知られているとは異なる経路を辿って形成または進化した可能性を示唆するものである。

Reference

- Masuda, K. 2014, ApJ, 783, 53
 Claret, A., & Bloemen, S. 2011, A&A, 529, A75
 Kokubo, E., & Makino, J. 2004, PASJ, 56, 861
 Fabrycky, D. C. 2010, ArXiv e-prints
 Lopex, E. D., & Fortney, J. J. 2013, arXiv e-prints
 Ikoma, M., & Hori, Y. 2012, ApJ, 753, 66
 Jontof-Hutter, D., et al. 2014, ApJ, 785, 15

原始惑星のガス捕獲による軌道進化

菊地 章宏 (東京工業大学大学院 理工学研究科)

Abstract

近年の直接撮像観測により、ほぼ円軌道で長周期 ($\sim 30\text{--}1000\text{AU}$) の巨大ガス惑星が発見されている。長周期では惑星形成時間が円盤ガスの散逸時間よりも長く、その場で形成されたとは考えにくい。本研究では、ガス捕獲によるコアの軌道進化の式を解析的に導出し、それらを数値的に解くことで、以下のコア集積モデルに基づいた形成シナリオで観測を説明しうるか調べた。1) $< 30\text{AU}$ で微惑星が集積してコアができる。2) 近くのガス惑星によってコアが散乱されて高離心率になる。3) 遠点近くで大きな角運動量のガスを捕獲することで、軌道長半径はあまり減少せずに円軌道化する。4) 結果として、ほぼ円軌道の長周期巨大ガス惑星になる。結果、以下のことが分かった。質量が 10 倍増加する間に離心率は $1/5$ になる。軌道長半径は、離心率が 1 から 0 に減少する間に多くて $1/2$ しか減少しない。ゆえに、このシナリオは観測された円軌道長周期巨大ガス惑星の形成を説明しうる。もし散乱されたコアの遠点距離が円盤サイズよりも大きければ、軌道長半径は円盤サイズの約 $1/4$ になる。ホットジュピターの軌道長半径が円盤の内縁を示しているのと同様、長周期ガス惑星の軌道長半径は円盤の外縁を反映していると言える。

1 Introduction

近年の直接撮像観測により、ほぼ円軌道で長周期 ($\sim 30\text{--}1000\text{AU}$) の巨大ガス惑星が発見されている (e.g. Marois et al. (2008))。ガス惑星の形成モデルには、コア集積モデルと自己重力不安定モデルがある。コア集積モデルは、微惑星が合体成長することでできた 10 地球質量程度のコアが円盤ガスを捕獲してガス惑星になるというものであり、自己重力不安定モデルは円盤が自己重力により分裂してガス惑星になるというものである。しかしどちらにおいても円軌道長周期ガス惑星の形成を説明するには難点がある。円盤の内側ではコア集積モデルで形成されると考えられているが、円盤の外側では微惑星の合体成長のタイムスケールが円盤ガスの散逸タイムスケールよりも長くなってしまい、円盤ガスがなくなるまでに十分な大きさのコアを作ることは難しい。自己重力不安定では、褐色矮星が多くできてしまうという問題がある。 (e.g. Forgan & Rice (2013))。

これらの問題を回避するために、円盤の内側でコア集積モデルで惑星を作ってから軌道移動をするというモデルもいくつか提案されている。円盤の内側で形成された巨大ガス惑星は他の巨大ガス惑星と近接散乱をして、軌道長半径は $a > 100\text{AU}$ になること

が可能である。惑星と円盤ガスとの相互作用により離心率は減少する傾向にあるが、円盤外側のガスの質量は小さいのであまり効率的ではないと思われる (Muto et al. (2011); Ida et al. (2013))。

Ida et al. (2013) では、コアが散乱されて高離心率になり、ガスを捕獲することで円軌道長周期巨大ガス惑星になるという形成過程について言及した。詳細は以下である。1) $< 30\text{AU}$ で微惑星が集積してコアができる (Kokubo & Ida (1998))。2) 近くのガス惑星によってコアが散乱されて高離心率になる (Nagasawa et al. (2008))。3) 遠点近くで大きな角運動量のガスを捕獲することで、軌道長半径はあまり減少せずに円軌道化する。4) 結果として、ほぼ円軌道の長周期巨大ガス惑星になる。

Ida et al. 2013 では、効率的に離心率が減少すると仮定して軌道長半径を一定として見積もっている。本研究では、コアがガスを捕獲することによる軌道進化を調べた。

2 Model

コアの質量が限界コア質量 ($\sim 10M_{\oplus}$) を超えると、圧力勾配によりガスエンベロープの重力を支えられ

なくなり、準静的なガス収縮が始まる (e.g. Mizuno (1980)). 微惑星の質量降着率が小さいと、エネルギーの供給は小さくなり、限界コア質量は小さくなる。円盤の外側ほど微惑星の質量降着率は小さくなるので、軌道平均した限界コア質量は小さくなり、ガス収縮が始まると考えられる。

ガス惑星の大気構造の数値計算によると、ガスの収縮率は、

$$\tau_{\text{KH}} \simeq 10^{10} \left(\frac{M}{M_{\oplus}} \right)^{-(3-4)} \left(\frac{\kappa}{\kappa_{\text{ini}}} \right) \text{yr} \quad (1)$$

(κ は opacity) と表され、周囲のガスの密度や音速などにはあまり依存しない (Ikoma et al. (2000); Ikoma & Genda (2006)). 本研究では、上式の τ_{KH} の表式を用いず、ガスの質量増加率は 1 周期の間一定として、質量増加に対する軌道変化の式を導出した。離心率 e が $e > 0.1$ のとき、軌道上のほぼすべての位置で、コアとガスの相対速度は超音速になる。超音速流で発生する弧状衝撃波の影響を考慮した流体計算は今後の課題とする。

後の計算で示す通り、近点距離はすぐに増加するので、内側の巨大ガス惑星からの摂動は無視することができる。そのため、中心星と巨大ガス惑星の 2 体問題で考えた。また、以下の仮定をした。1) 円盤ガスはケプラー円軌道である。2) 惑星と円盤ガスの軌道面は一致する。3) ガス降着率は 1 周期の間一定である。4) ガスを捕獲するとき、質量と運動量は保存する。5) 有限な円盤も考え、円盤の外側ではガス降着をしないとす。

3 Derivation of formulas for orbital changes

上述の仮定の下で、ガスを捕獲することによる軌道変化の式を導出する。以下の導出では 2 つの場合、1) 遠点距離 Q が円盤半径 r_d よりも小さい場合 "embedded case" ($Q < r_d$)、2) 遠点距離 Q が円盤半径 r_d よりも大きい場合 "deviated case" ($Q > r_d$)、を考える。

1 周期でのコアの角運動量とエネルギーの変化

$\Delta L, \Delta E$ は、

$$\Delta L = \Delta M \frac{1}{t_d} \int \sqrt{GM_* r} dt, \quad (2)$$

$$\Delta E = -\Delta M \frac{1}{t_d} \int \left(\frac{GM_*}{2r} + \frac{v_{\text{rel}}(r)^2}{2} \right) dt \quad (3)$$

である。ここで ΔM は 1 周期で捕獲するガスの質量、 M_* は中心星質量、 G は重力定数、 $v_{\text{rel}}(r)$ はコアとガスの相対速度であり、

$$v_{\text{rel}}(r)^2 = \frac{GM_*}{r} \left[3 - \frac{r}{a} - 2\sqrt{\frac{a}{r}(1-e^2)} \right] \quad (4)$$

である。積分範囲は $r < r_d$ を満たす区間で、 t_d は $r < r_d$ を満たす時間間隔 ($t_d < T_K$) である。

コアの単位質量あたりの角運動量 ℓ とエネルギー ϵ ($\ell = \sqrt{GM_* a(1-e^2)}$, $\epsilon = -GM_*/2a$) の 1 周期での変化率は、

$$\frac{\Delta \ell}{\ell} \simeq \frac{\Delta L/\ell - \Delta M}{M} = \frac{\Delta M}{M} f_{\ell}(e, u_d) \quad (5)$$

$$\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \simeq \frac{\Delta E/\epsilon - \Delta M}{M} = \frac{\Delta M}{M} f_{\epsilon}(e, u_d) \quad (6)$$

と表せる。ここで

$$f_{\ell}(e, u_d) = f_{1/2}(e, u_d)/\sqrt{1-e^2} - 1 \quad (7)$$

$$f_{\epsilon}(e, u_d) = 4f_{-1}(e, u_d) - 2\sqrt{1-e^2}f_{-3/2}(e, u_d) - 2 \quad (8)$$

である。 u_d は $r < r_d$ での最大の離心近点離角 ($0 < u_d < \pi$) であり、

$$u_d \equiv \begin{cases} \cos^{-1} \left[\frac{1}{e} \left(1 - \frac{r_d}{a} \right) \right] & \text{[for } Q > r_d \text{]} \\ \pi & \text{[for } Q < r_d \text{]} \end{cases} \quad (9)$$

と表せる。 $f_{\beta}(\beta = 1/2, -1, -3/2)$ は、

$$f_{\beta}(e, u_d) = \frac{1}{t_d} \int \left(\frac{r}{a} \right)^{\beta} dt \quad (10)$$

として定義し、 e と u_d の関数として表すことができる。角運動量とエネルギーから軌道要素に変換すると、1 周期での軌道長半径 a と離心率 e の変化は、

$$\frac{\Delta a}{a} = -\frac{\Delta M}{M} f_a(e, u_d) \quad (11)$$

$$\Delta e = -\frac{\Delta M}{M} f_e(e, u_d) \quad (12)$$

と表せる。ここで、

$$f_a(e, u_d) = f_e(e, u_d) \quad (13)$$

$$f_e(e, u_d) = \frac{1 - e^2}{e} \left[f_l(e, u_d) + \frac{1}{2} f_e(e, u_d) \right] \quad (14)$$

である。

以上より、軌道進化の式は、

$$\frac{de}{d \log M} \simeq \frac{\Delta e}{\Delta M/M} = -f_e(e, u_d) \quad (15)$$

$$\frac{da}{d \log M} \simeq \frac{\Delta a}{\Delta M/M} = -f_a(e, u_d) \quad (16)$$

と表せる。また、 e と a の進化は

$$\frac{de}{da} \simeq f_e(e, u_d) / f_a(e, u_d) \quad (17)$$

と表せる。これらの式を数値積分することにより、質量増加による軌道の変化を求めた。

4 Evolution paths of e and a

まず”embedded case”($Q < r_d, u_d = \pi$) を考える。式 (15) より、 e の進化は M/M_{ini} の関数として書ける。式 (15) を数値積分した結果を図 1 に示す。 $M > 10M_{ini}$ で $e < 0.2e_{ini}$ となっており、離心率は効率的に減少している。式 (17) は式 (15) と同じ形であり、 e の進化は a/a_{ini} の関数で与えられる。図 2 は a - e 面での軌道進化を示している。 e と a はともに減少するので、図の右から左へ進化する。 a の減少より e の減少の方が大きい。 e が 1 から 0 まで減少する間に a の減少は最大でも 50% である。図 3 は、質量増加に対する近点距離 q の増加を示す。近点距離はすぐに増加するので、円盤の内側の巨大ガス惑星からの摂動は無視するという仮定は妥当である。

次に”deviated case”($Q > r_d$) を考える。 $r > r_d$ でガスを捕獲できず、軌道長半径がより減少する。図 4 は、円盤半径で規格化した、近点距離 q と遠点距離 Q の進化を示す。 $Q = r_d$ のときの q/r_d をパラメータとしてふり、”embedded case”($Q < r_d$) と”deviated case”($Q > r_d$) の両方をプロットした。ガス捕獲によって近点距離は増加し遠点距離は減少して円軌道化するので、図 4 は左上から右下へ進化する。図 5 図 6 は図 4 と同じパラメータで計算した結果を M - e

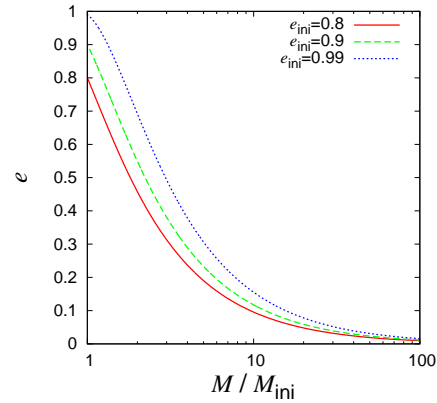


図 1: 質量 M の増加に対する離心率 e の進化

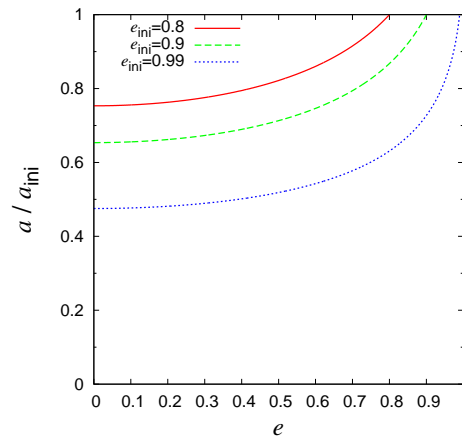


図 2: 離心率 e と軌道長半径 a の進化

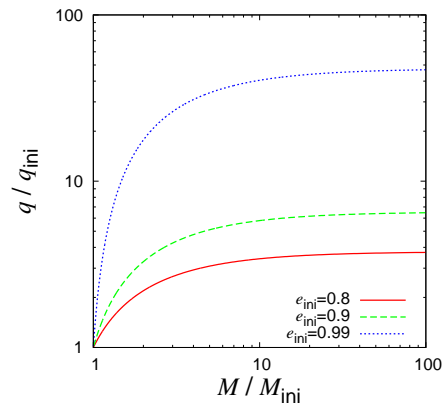


図 3: 質量 M の増加に対する近点距離 q の進化

面 e - a 面でプロットしたものである。 M_Q は $Q = r_d$ での質量である。 $Q > r_d$ では、離心率も効率的に減少する一方で、軌道長半径も大きく減少する。た

だ軌道長半径が減少して $Q < r_d$ になると、それ以降はその半分程度しか減少しない。初期の離心率が $e_{ini} \sim 1$ であれば、円軌道化後の軌道長半径は $a_{final} \sim r_d/4$ となる。

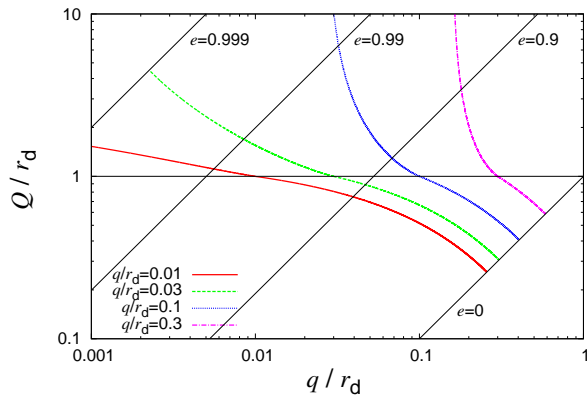


図 4: 近点距離 q と遠点距離 Q の進化。円盤半径 r_d で規格化した。 $Q = r_d$ のときの q/r_d をパラメータとしてふり、 $q/r_d|_{Q=r_d} = 0.01, 0.03, 0.1, 0.3$ とした。

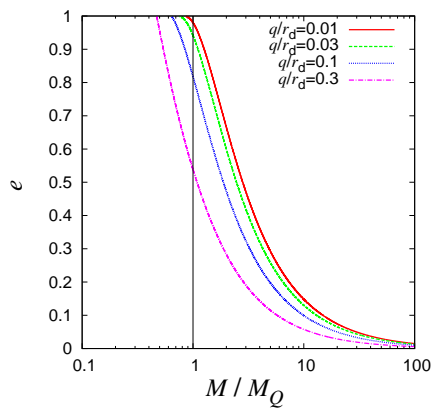


図 5: 質量 M の増加に対する離心率 e の進化。 M_Q は $Q = r_d$ での質量。パラメータは図 4 と同じ。

5 Conclusion

原始惑星がガスを捕獲することによって起こる軌道変化を調べた。超音速流で発生する弧状衝撃波の影響を考慮した流体計算は今後の課題とし、ガス捕獲についていくつかの仮定をおいた。軌道進化を表

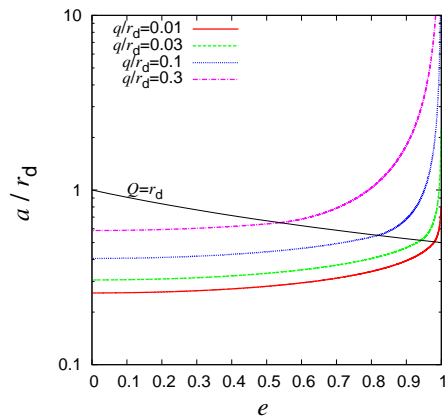


図 6: 離心率 e と軌道長半径 a の進化。パラメータは図 4 と同じ。

す微分方程式を導出し、それを積分することで離心率 e と軌道長半径 a の進化を求めた。結果、以下のことが分かった。質量が 10 倍増加する間に離心率は $1/5$ になる。軌道長半径は、離心率が 1 から 0 に減少する間に多くて $1/2$ しか減少しない。これらのことから、ガスを捕獲することによって、質量増加と円軌道化が同時に進行して、円軌道長周期のガス惑星が形成されると言える。もし散乱されたコアの遠点距離が円盤サイズよりも大きければ、軌道長半径は円盤サイズの約 $1/4$ になる。今後長周期ガス惑星が多く発見されて統計的な議論ができるようになれば、円盤サイズについて制約できるかもしれない。

Reference

- Forgan, D. & Rice, K. 2013, MNRAS, 432, 3168
- Ida, S., Lin, D. N. C. & Nagasawa, M. 2013, ApJ, 775, 42
- Ikoma, M., Nakazawa, K., & Emori, H. 2000, ApJ, 537, 1013
- Ikoma, M., & Genda, H., 2006. ApJ, 648, 696
- Kokubo, E., & Ida, S. 1998, Icar, 131, 171
- Marois et al. 2008, Science, 322, 1348
- Mizuno, H. 1980, Prog. Theor. Phys., 64, 544
- Muto, T., Takeuchi, T., & Ida, S. 2011, ApJ, 737, 37
- Nagasawa, M., Ida, S., & Bessho, T. 2008, ApJ, 678, 498

二重拡散対流による乱流混合と層形成

大野 由紀 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

二重拡散対流は、熱と組成の拡散によって起こる対流現象であり、惑星の内部で熱や組成の輸送を担っていると考えられている。ホットジュピターの異常に巨大な半径を説明する候補としても挙げられている。惑星の形成や進化を理解するために、二重拡散対流による輸送がどれくらいあるのか、無いのかを知ることは重要である。

Rosenblum et al. (2011) では、二重拡散対流の 3 次元シミュレーションを行っている。その結果、二重拡散対流による熱や拡散の輸送は通常の対流よりも小さいことが分かった。また、一様乱流状態になるものと、その後多数の薄い層を形成するものがある。薄い層は、その後合体して 1 つの層になる。層が形成・合体すると、熱と組成の輸送のフラックスが増加する。一様乱流状態に対して線形解析を行うことで、層の形成が起こる場合と起こらない場合を説明することができた。

1 Introduction

観測されているホットジュピターの半径は、通常の熱進化の理論で予想されるよりも大きいものがある。(図 1)。これについて、Chabrier and Baraffe(2007) で、二重拡散対流を用いた理論で大きい半径を説明できることが示されている。二重拡散対流では、拡散によって熱や組成が輸送される境界層と、境界層によって多数に分割された層対流が実現される(図 2)。層対流が発生しているときの熱輸送は、全対流しているときの熱輸送よりもはるかに小さくなるため、ガス惑星が熱を失って収縮するタイムスケールが長くなり、大きな半径を保っている。

通常の対流現象については、対流が起こるかどうかの条件として、Schwarzschild の条件と Ledoux の条件がある。Schwarzschild の条件は、組成が一様な場合の安定性条件であり、

$$\nabla - \nabla_{ad} = \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln p} \right) - \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln p} \right)_{ad} > 0 \quad (1)$$

のとき不安定である。一方、Ledoux の条件は、組成勾配がある場合の安定性条件であり、

$$\nabla - \nabla_{ad} > \nabla_{\mu} \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln p} \right) - \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln p} \right)_{ad} > \left(\frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln p} \right) \quad (3)$$

のとき不安定である。ここで、 T は温度、 p は圧力、 μ は平均分子量、添字の ad は断熱を表す。

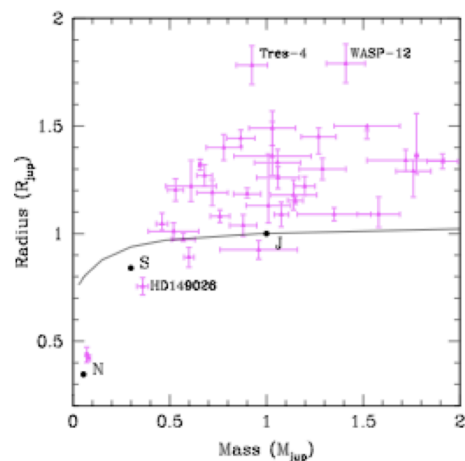


図 1: 惑星の質量と半径の関係 (Baraffe, Chabrier and Barman 2010)

次に、拡散がある場合の安定性について考える。二重拡散対流は、熱と組成の 2 つの拡散によって起こる対流現象である。圧縮性流体の圧力による密度変化を無視した近似 (ブシネスク近似) をした流体の方程式を用いる。バックグラウンドに一様な勾配を仮

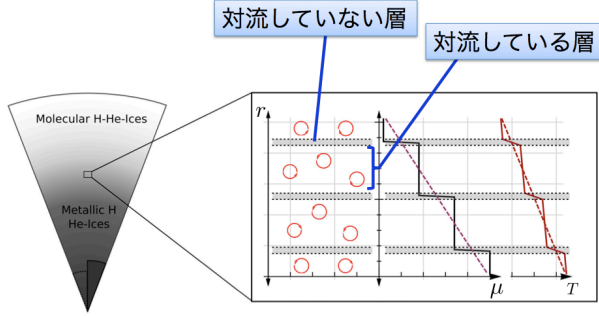


図 2: 惑星内部の二重拡散対流のイメージ (Leconte and Chabrier 2012)

定し、そこからのずれの物理量を記述する方程式は、

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p + \frac{\rho}{\rho_0} \mathbf{g} + \nu \nabla^2 \mathbf{u} \quad (4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T + (T_{0z} - T_{0z}^{ad})w = \kappa_T \nabla^2 T \quad (5)$$

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mu + \mu_{0z} w = \kappa_\mu \nabla^2 \mu \quad (6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (7)$$

となる。上から順に、運動方程式、熱の拡散の式、組成の拡散の式、連続の式である。ここで、 $\mathbf{u} = (u, v, w)$ は流体の速度、 ρ_0 はバックグラウンドの密度、 $\mathbf{g} = (0, 0, g)$ は重力加速度、 ν は粘性係数、 κ_T, κ_μ は拡散係数、添字の z は z の微分を表す。これらの方程式を無次元化すると、

$$\frac{1}{Pr} \frac{\partial \tilde{\mathbf{u}}}{\partial t} + \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla \tilde{\mathbf{u}} = -\nabla \tilde{p} + (\tilde{T} - \tilde{\mu}) \mathbf{e}_z + \nabla^2 \tilde{\mathbf{u}} \quad (8)$$

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla \tilde{T} - \tilde{w} = \nabla^2 \tilde{T} \quad (9)$$

$$\frac{\partial \tilde{\mu}}{\partial t} + \tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla \tilde{\mu} - R_0^{-1} \tilde{w} = \tau \nabla^2 \tilde{\mu} \quad (10)$$

$$\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} = 0 \quad (11)$$

となる。ここで、 Pr はプラントル数、 τ は拡散比、 R_0 は密度比、 R_{aT} はレイリー数であり、それぞれ

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa_T}, \quad \tau = \frac{\kappa_\mu}{\kappa_T} \quad (12)$$

$$R_0 = \frac{\alpha |T_{0z} - T_{0z}^{ad}|}{\beta |\mu_{0z}|} = \frac{\nabla - \nabla_{ad}}{\nabla_\mu} \quad (13)$$

$$R_{aT} = \frac{\alpha g |T_{0z} - T_{0z}^{ad}| L_z^4}{\kappa_T \nu} = \left(\frac{L_z}{d}\right)^4 \quad (14)$$

で定義される。この方程式に、

$$\tilde{T} = \hat{T} e^{ilx + imy + ikz + \lambda t} \quad (15)$$

の形で擾乱を加えた場合の線形安定性解析を行うと、以下の λ に関する 3 次方程式が得られる。

$$\left(\frac{\lambda}{Pr} + K^2\right)(\lambda + K^2)(\lambda + \tau K^2) \left(\frac{K^2}{l^2 + m^2}\right) - (\lambda + \tau K^2) + R_0^{-1}(\lambda + K^2) = 0 \quad (16)$$

λ の実部が正の解は不安定である。 λ の実部が正となり、二重拡散対流が起こる領域は、

$$\mu_{0z} > 0 \text{ のとき} : 1 < R_0 < \frac{1}{\tau} \quad (17)$$

$$\mu_{0z} < 0 \text{ のとき} : 1 < R_0^{-1} < \frac{Pr + 1}{Pr + \tau} \quad (18)$$

である。前者は Fingering Convection、後者は Double-Diffusive Convection と呼ばれる。この先で

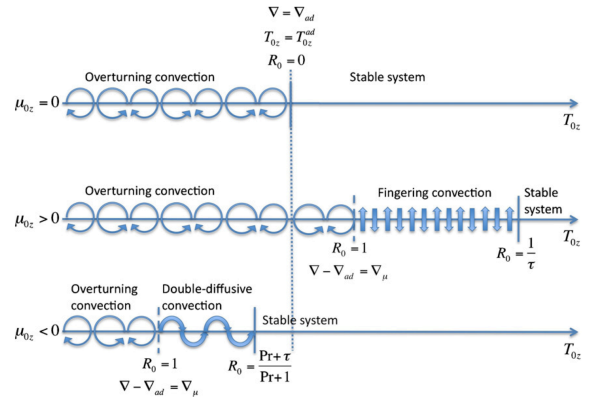


図 3: 対流の種類まとめ

は、後者の対流現象について扱う。(18) は、Ledoux の条件で安定、Schwarzschild の条件で不安定の領域である。

2 Numerical Experiments

Rosenblum et al. (2011) では、プシネスク近似の流体方程式を用いて数値計算を行った。プラントル数 $Pr = 0.3$ 、拡散比 $\tau = 0.3$ で、領域の高さ L_z 、密度比 R_0 の値を変えてさまざまなシミュレーションが行われた。

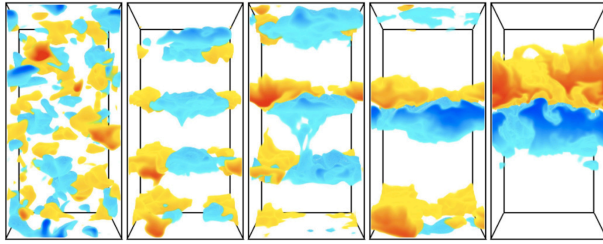


図 4: 層の形成と合体の様子。平均分子量の平均からのずれを色で示す。左から、 $t = 400, 1100, 1350, 1550, 1850$ のとき。一様乱流状態から層が形成され、その後 1 枚ずつ合体していく。

3 Result

対流による熱や組成の輸送を調べるためにヌッセルト数を用いる。ヌッセルト数 Nu は、

$$Nu = \frac{(\text{トータルフラックス})}{(\text{拡散フラックス})} \quad (19)$$

で定義される。ここでトータルフラックスは拡散のフラックスと乱流のフラックスの和である。熱と組成のヌッセルト数はそれぞれ、

$$Nu_T = \frac{-\kappa_T T_{0z} + \langle wT \rangle}{-\kappa_T T_{0z}} = 1 + \langle \tilde{w}\tilde{T} \rangle \quad (20)$$

$$Nu_\mu = \frac{-\kappa_\mu \mu_{0z} + \langle w\mu \rangle}{-\kappa_\mu \mu_{0z}} = 1 + \frac{R_0}{\tau} \langle \tilde{w}\tilde{\mu} \rangle \quad (21)$$

である。ヌッセルト数が多いことは、乱流による輸送が大きいことを意味する。

シミュレーションの結果、二重拡散対流のヌッセルト数は、 $Nu = 1 \sim 10$ 程度であった。これは、通常の対流の場合の $Nu = \text{数千}$ (Garaud et al. 2010) と比べてとても小さい。

対流の様子は、密度比 R_0 によって変化する。図 5 は、 R_0^{-1} ごとにヌッセルト数の時間変化をグラフにしたものである。前の線形解析で分かった初期の不安定性は一度飽和する。その後、 $R_0^{-1} > 1.35$ のものは飽和したままであり、一様乱流状態になっている。一方、 $R_0^{-1} < 1.35$ のものは、ヌッセルト数が増加する。これは、多層構造を形成している。またその後、層が合体するときに、ヌッセルト数は増加する。(図 6)

層形成に関連して、 γ 不安定性と呼ばれる不安定性について述べる。 γ 不安定性は、一様乱流状態で z

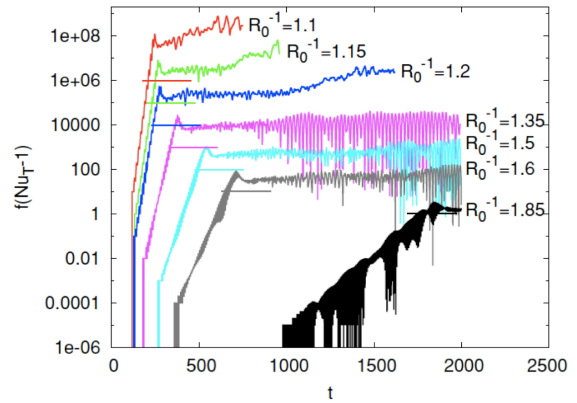


図 5: ヌッセルト数の時間変化

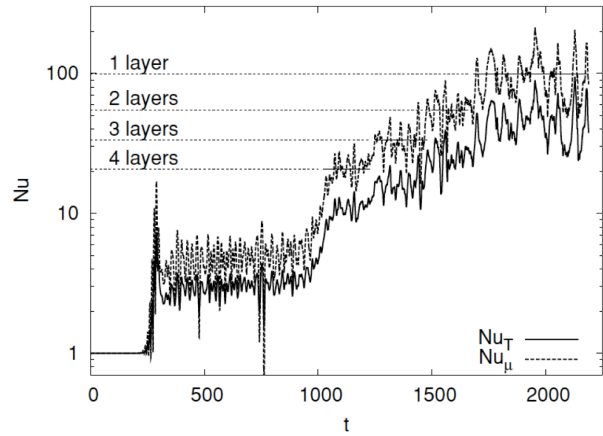


図 6: 層の合体によるヌッセルト数の変化

方向の不安定性である。ブシネスク流体の方程式の空間平均を取った方程式について線形安定性解析を行う。基礎方程式は、以下ようになる。

$$\frac{1}{Pr} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla p + (T - \mu) \mathbf{e}_z + \nabla^2 \mathbf{u} - \frac{1}{Pr} \nabla \cdot \mathbf{R} \quad (22)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} - w + \mathbf{u} \cdot \nabla T = -\nabla \cdot \mathbf{F}_T^{tot} \quad (23)$$

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} - \frac{1}{R_0} w + \mathbf{u} \cdot \nabla \mu = -\nabla \cdot \mathbf{F}_\mu^{tot} \quad (24)$$

ここで、 \mathbf{R} はレイノルズ応力、 \mathbf{F}^{tot} はトータルフラックスを表す。Radko(2003)によると、 γ 不安定性は、平均が 0 の流れで起こる不安定性なので、 $\mathbf{u} = 0$ となり、運動方程式は無視でき、残り 2 つの方程式も

簡単になる。

$$\bar{T}(z, t) = \hat{T} e^{ikz + \Lambda t} \quad (25)$$

の形で摂動を加えると、以下の Λ に関する 2 次方程式が得られる。

$$\Lambda^2 + \Lambda k^2 \left[A_2 \left(1 - \frac{R_0}{\gamma_0} \right) + Nu_0 (1 - A_1 R_0) \right] - A_1 k^4 R_0 Nu_0^2 = 0 \quad (26)$$

ここで、

$$A_1 = R_0 \left. \frac{d(1/\gamma_{tot})}{dR_\rho} \right|_{R_0}, \quad A_2 = R_0 \left. \frac{dNu_T}{dR_\rho} \right|_{R_0} \quad (27)$$

$$Nu_0 = Nu_T(R_0), \quad \gamma_0 = \gamma_{tot}(R_0) \quad (28)$$

とおいた。(26) の解は、 $\frac{1}{\gamma_{tot}}$ が R_0^{-1} の減少関数のとき不安定である。不安定となる領域は、 $R_0^{-1} < 1.35$ であり、シミュレーションで層の形成・合体が観察される領域と一致する。図 8 は、 $R_0^{-1} = 1.2$ のシミュ

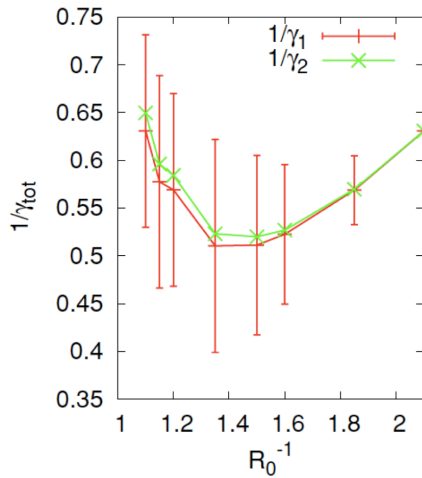


図 7: R_0^{-1} と $\frac{1}{\gamma_{tot}}$ の関係。 $R_0^{-1} < 1.35$ のとき、 $1/\gamma_{tot}$ が減少関数になっており、層形成が起こる領域と一致する。

レーションの密度のフーリエ成分の時間進化と、波数が k_3, k_4 の場合の Λ の値を示したものである。 Λ の値は、 k を大きくしていくと発散してしまうことから、波長の短い場合は γ 不安定性の理論は使えないことが分かる。実際、 k_4 に関しては一致していないが、 k_3 では、よく一致している。

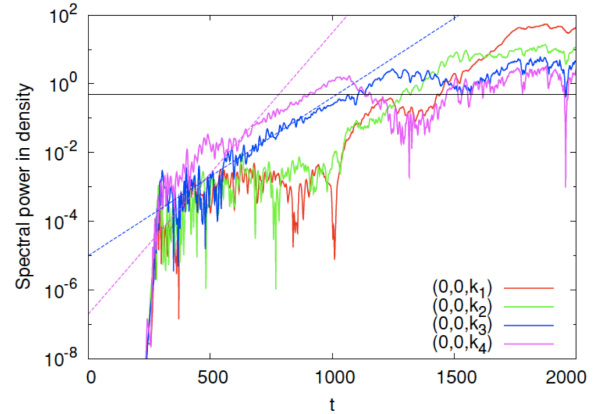


図 8: 密度のフーリエ成分の時間進化。 k_n は波長が計算領域の高さの $\frac{1}{n}$ になる波数

4 Summary & Future work

ホットジュピターの異常に巨大な半径を説明するために、二重拡散対流について知ることは重要である。

二重拡散対流による熱や拡散の輸送は通常の対流よりも小さい。また、一様乱流状態になるものと、その後多数の薄い層を形成するものがある。薄い層は、その後合体して 1 つの層になる。層が形成・合体すると、熱と組成の輸送のフラックスが増加する。一様乱流状態に対して線形解析を行うことで、層の形成が起こる場合と起こらない場合を説明することができた。

今後は、数値シミュレーションを行い、二重拡散対流の性質について更に調べ、異常に巨大な半径をもつホットジュピターの起源を解明したい。

Reference

- Rosenblum et al. 2011. ApJ
- Chabrier and Baraffe 2007. ApJ
- Leconte and Chabrier 2012. A&A
- Radko 2003. J.Fluid Mech.
- Traxler and Garaud and Stellmach 2011. ApJ

M 型星周りの惑星形成シミュレーション

磯江 麻里 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

近年、観測技術の発展に伴い太陽型星よりも小さい質量を持つ M 型星の周りにおいても系外惑星が発見されている。一般に、地球型惑星形成は暴走的成長／寡占的成長と、それに続く円盤ガス散逸後の巨大衝突段階の 2 段階で記述される。惑星形成の軌道構造 (平均運動共鳴、離心率、軌道長半径) に大きな影響を及ぼすものとして惑星を中心星方向に移動させる効果 (タイプ I 惑星移動) が重要だと考えられてきた。しかし、タイプ I 惑星移動の効果だけでは説明できない平均運動共鳴に捕獲されていない系外惑星が最近の観測で発見された。そこで、本講演では、M 型星の中心近傍での地球型惑星形成を、円盤ガスを考慮に入れた N 体シミュレーションによって、最新の観測結果の説明を試みた “N-body simulations of planetary accretion around M dwarf stars” (Ogihara and Ida 2009) を紹介する。この論文では、タイプ I 惑星移動がある場合とない場合に巨大衝突段階までの地球型惑星形成シミュレーションを行った。その結果、惑星移動が遅いと始めに平均運動共鳴に捕獲された状態で並ぶ惑星の数が増え、円盤ガスの散逸後に巨大衝突を起こし平均運動共鳴から外れることを明らかにした。つまり、先述した観測された惑星は惑星移動速度が遅い状況で形成されたことが示唆された。しかし、共鳴に入った惑星系の円盤散逸後の安定性はまだわかっていないため更なる研究が必要とされる。本講演では地球型惑星形成について調べた論文を紹介し、観測結果との整合性をふまえて最新の研究成果と問題点を挙げ、今後の研究課題を示す。

1 Introduction

M 型星は銀河円盤内の星の 7 割ほどを占めるが、その低光度ゆえに高分散分光観測に適さず、系外惑星探査の対象は主に太陽型星周りの惑星であった。しかしながら近年の観測技術の発展に伴い、M 型星周りの惑星系についても地上視線速度観測が行われるようになった。M 型星は光度が小さいために、ハビタブルゾーンが中心星に近く、現在の視線速度観測でもハビタブルゾーン内にある惑星を観測できる可能性がある。また、M 型星は恒星断面積が小さいので、トランジット法を用いることで太陽型星よりも小さい惑星を検出することができるという点でも有利である。さらに、M 型星周りの惑星について考えることは理論モデルを考える際にも有利な点がある。M 型星周りの原始ガス円盤の質量が小さいため、コア集積モデルを適用すると暴走的ガス集積が起こらず、巨大ガス惑星が形成されない。巨大ガス惑星による摂動を無視することができ、これは計算を単純化する。

Terquem and Papaloizou (2007) では太陽型星の周りでタイプ I 惑星移動を経験する N 体シミュレーションを行い、その結果、原始惑星が 1AU より内側の範囲にまで移動し形成され、円盤内縁付近で惑星同士が相互作用を起こし、最終的に 2-5 個の惑星が中心星近くで平均運動共鳴に入った状態で形成されることを発見した。

しかしながら、観測された 2 つの M 型星周りの多重惑星系はどちらも平均運動共鳴に入っておらず、またその惑星の分布は広く広がっていた (Udry et al. 2007; Mayor et al. 2009)。この観測結果を説明する為に Ogihara and Ida (2009) では線形解析によって予測された最大効果のタイプ I 惑星移動を経験する場合と、全く経験しない場合での惑星形成 N 体シミュレーションを行った。ここでは微惑星から原始惑星までの暴走的／寡占的成長段階と、それに続く巨大衝突段階の 2 段階を通して計算を行っている。その結果、惑星の最終的な軌道構造は移動速度に依存するという発見をした。

本稿では Ogihara and Ida (2009) の M 型星周り

での惑星集積 N 体シミュレーションを紹介する。まず 2 節で円盤モデルと計算方法を説明し、3 節で惑星集積の N 体シミュレーションの結果を示す。最後に現時点での観測結果との整合性について議論し、問題点を挙げ、今後の研究課題を示す (4 節)。

2 Methods

Ogihara and Ida (2009) では、中心星の質量を $M_* = 0.2M_\odot$ と仮定し、主系列星段階の質量-光度関係 ($L_* \propto M_*^3$) から求めた光度 $L_* = 0.01L_\odot$ の M5V 型星を考えた。それに付随する円盤のガス面密度分布 Σ_g は Ida and Lin (2004) に従って与える。

$$\Sigma_g = 2400f_g \left(\frac{r}{1\text{AU}} \right)^{-3/2} \text{ g cm}^{-2}. \quad (1)$$

ここで f_g はスケールリングファクターで、 $f_g = 1$ の時、原始太陽系星雲最小質量 (MMSN) モデル (Hayashi (1981)) の 1.4 倍になる。Ogihara and Ida (2009) では、円盤の固体成分の面密度分布 Σ_d をスケールリングファクター f_d を用いて次のように与える。

$$\Sigma_d = 10\eta_{\text{ice}}f_d \left(\frac{r}{1\text{AU}} \right)^{-3/2} \text{ g cm}^{-2}. \quad (2)$$

η_{ice} は ice line より外側での氷の凝固による固体成分の増加を表す。本論文では $M_* = 0.2M_\odot$ 周りの円盤としては比較的大きな値である $f_g = f_d = 1$ を適用している。

円盤の温度が 170K である半径だと仮定すると、ice line は、

$$r_{\text{ice}} \simeq 2.7 \left(\frac{L_*}{L_\odot} \right)^{1/2} \text{ AU} \quad (3)$$

となる。光度 $L_* = 0.01L_\odot$ の中心星を考えているので、ここでは $r_{\text{ice}} = 0.3\text{AU}$ と置き、その境界をはさんで η_{ice} の値を以下のように適用してシミュレーションを行う。

$$\eta_{\text{ice}} = \begin{cases} 1 & [r < 0.3\text{AU}] \\ 3 & [0.3\text{AU} < r]. \end{cases} \quad (4)$$

Ogihara and Ida (2009) では微惑星の軌道を 4 次のエルミート法で積分 (Makino and Aarseth 1992) し、段階的に区別されたタイムステップを積分 (Makino

1991) している。中心星中心の座標において、位置 r_k にある粒子 k の運動方程式は、

$$\frac{d^2\mathbf{r}_k}{dt^2} = -GM_* \frac{\mathbf{r}_k}{|\mathbf{r}_k|^3} - \sum_{j \neq k} GM_j \frac{\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j|^3} + \mathbf{F}_{\text{aero}} + \mathbf{F}_{\text{damp}} + \mathbf{F}_{\text{mig}} \quad (5)$$

と表される。右辺第一項は中心星からの重力、右辺第二項は惑星間の相互重力を表しており、 \mathbf{F}_{aero} , \mathbf{F}_{damp} , \mathbf{F}_{mig} はそれぞれ、空気力学的なガス抵抗、重力的な摂動によってできた密度波による軌道離心率と軌道傾斜角の減少、トルク的不安定性によって引き起こされるタイプ I 惑星移動として知られる、ガスとの潮汐相互作用による内側への移動の効果を示している。本論文では N 体シミュレーションに特化した特別な計算機である GRAPE-6 を用いて、全てのペアの相互間での自己重力を計算している。

ここでは初期条件として 0.05AU から 0.4AU の間に 5000 個の微惑星を置いた。ただし、ice line よりも内側の地球型惑星の集積過程を詳しく調べるために、ice line よりも内側に $1.3 \times 10^{24}\text{g}$ の物体を 3898 個、外側に 1102 個の $6.5 \times 10^{24}\text{g}$ の物体を置いている。また、初期の速度分散は脱出速度に合わせている。2つの物体の半径が重なったとき、完全合体を仮定しており、衝突後の新たな物体は 2 体の質量と運動量を保存している。

本論文では空気力学的なガス抵抗と重力的な摂動による軌道傾斜角、軌道離心率、軌道長半径の減少とタイプ I 惑星移動の効果の全てを含む場合 (setA) を初期の微惑星のランダムに変えて 4 回計算し (runA1-A4)、また、タイプ I 惑星移動の効果を見捨てた場合 (setB) の計算を同じように 4 回行った (runB1-B4)。

3 Results

3.1 円盤ガス散逸前の暴走的/寡占的成長

3.1.1 タイプ I 惑星移動あり

図 1 はタイプ I 惑星移動の効果を含めた計算の結果を示している。 $\sim 0.1\text{AU}$ では原始惑星が孤立質量近くまで成長してから中心星に落下しているが、外側の領域では孤立質量に達する前に中心星の方へ移

動するので外側の領域に多くの微惑星が残っている。物体の離心率が成長段階で他の物体との近接遭遇によって上昇しているが、最終的な原始惑星の離心率は重力的な密度波の効果によって小さく (≤ 0.01) 押しえられている。

runA1 の軌道進化を図 2 で示している。中心星との距離が近いほど惑星の移動速度は速くなるので、内側の原始惑星が先に円盤内縁付近に達し、その後落下してくる惑星と連続的に相互作用を起こし、衝突・合体し、平均運動共鳴に捕獲された状態で円盤内縁領域に集中して並ぶ。最終的な惑星の多くは、タイプ I 惑星移動によって角運動量を失っている外側の惑星によって、円盤内縁よりも内側に押し出されている。円盤ガス散逸前までの最終的な惑星の数は平均 $\bar{N} = 5.0 \pm 0.71$ であった。

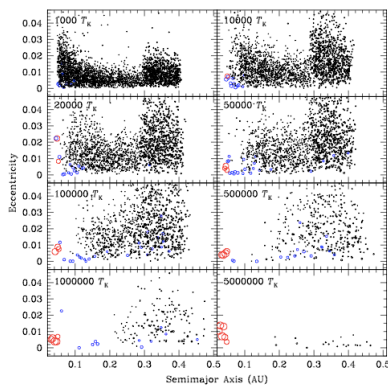


図 1: タイプ I 惑星移動の効果を含めた計算 (runA1) での a-e 平面の系の時間進化。円の大きさは物体の物理的半径に比例しており、質量が $M > 0.01M_{\oplus}$, $M > 0.1M_{\oplus}$ の惑星がそれぞれ青と赤で表されている。 T_k は $0.2M_{\odot}$ 周りの 0.1AU でのケプラー時間。

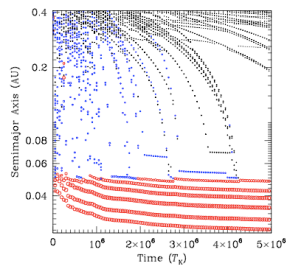


図 2: runA1 での惑星の軌道長半径の進化

3.1.2 タイプ I 惑星移動なし

図 3 は runB1 の場合の軌道傾斜角と軌道離心率の時間進化を表したものである。原始惑星はその移動速度の遅さ故に孤立質量に達してから中心星の方向に移動している。runA1 において原始惑星がほとんど形成されなかった外側の領域でも runB1 では原始惑星が形成されている。

図 4 は runB1 での図 2 と同じ図である。タイプ I 惑星移動の効果がない場合、惑星の移動速度が遅いので平均運動共鳴への捕獲が優位になり、移動が止められやすくなる。その結果、原始惑星が衝突・合体することは珍しく、原始惑星同士の軌道間隔は狭くなる。最終的に $0.01M_{\oplus}$ の以上の惑星が平均運動共鳴に入った状態で 45 個形成され、runA1 の結果と比較してより近い軌道間隔 ($5 - 6r_H$) を持つ。また、その形成領域は外側まで広がっていることがわかる。最終的な惑星の平均的な数は $\bar{N} = 40 \pm 3.3$ で runA1 よりも 1 桁ほど大きい。

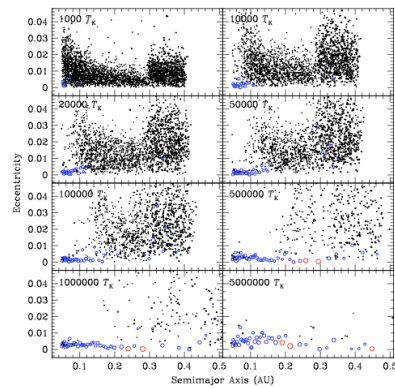


図 3: タイプ I 惑星移動の効果を含めない計算 (runB1) での a-e 平面の系の時間進化。

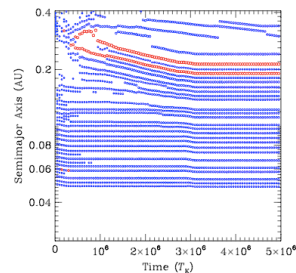


図 4: runB1 での惑星の軌道長半径の進化

3.2 円盤ガス散逸後の安定性

円盤ガス散逸後の長期的な安定性を調べるために、Ogihara and Ida (2009) では円盤ガス散逸前の最終的な状態 ($5 \times 10^6 T_k$) から $0.01 M_\oplus$ 以上の質量の惑星を取り出し、円盤ガスを $\sim 1.4 \times 10^4 T_k$ のタイムスケールで散逸させた。図 5 は runA1(左図) と runB2(右図) の円盤ガス散逸後の軌道進化を示したものである。

runA1 では系は円盤ガス散逸後も $2 \times 10^7 T_k$ まで安定なままで、最終的に 6 つの惑星が $5 - 9 r_H$ の間隔で形成された。他の 3 つのランでも類似した結果を示し、最終的に軌道間隔はほとんど変化せず (平均軌道間隔 $\overline{\Delta a} = 9.5 \pm 0.97 r_H$)、離心率は $\bar{e} = 0.0086 \pm 0.0061$ となり、平均運動共鳴に捕獲されている系が形成された。

一方で runB1 では、円盤ガス散逸前に平均運動共鳴に入った状態で形成されていた $0.01 M_\oplus$ 以上の 45 個の惑星が円盤ガス散逸とともに離心率が上昇し、軌道交差を始め巨大衝突を起こす。最終的に 9 個の惑星が $e \sim 0.08$ で平均運動共鳴から外れた状態で形成された。タイプ I 惑星移動の効果を含めた場合 (runA1) の結果とは対称的に最終的な惑星は円盤内縁領域に集中することなく、中心星から離れた領域まで分布しており、また広い軌道間隔 ($19 \pm 2.2 r_H$) と比較的高い離心率 (0.055 ± 0.020) を持つ。

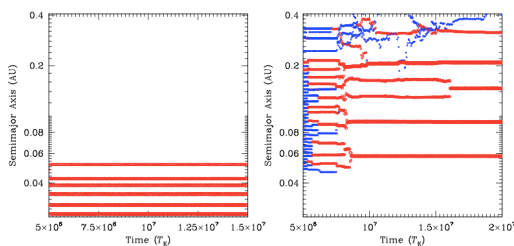


図 5: 円盤ガス散逸後の runA1(左) と runB1(右) の軌道進化。

4 Discussion & Conclusion

Ogihara and Ida (2009) ではシミュレーションによって M5V 型星周りでの地球型惑星形成を円盤ガス散逸前の微惑星から原始惑星への暴走的/寡占的

成長とそれに続く巨大衝突段階の 2 段階を通して調べた。その結果、惑星の移動速度が最終的に形成する惑星の軌道構造に大きく影響を及ぼすことを発見した。惑星の移動速度が遅いほど、円盤ガス散逸前に平均運動共鳴に捕獲された状態で並ぶ惑星の数が増え、円盤ガス散逸後に巨大衝突を起こし、平均運動共鳴から外れた状態で惑星が形成される。また、その惑星の軌道分布は中心星から離れた領域まで広がっている。2009 年以前に見つかった M 型星周りの多重惑星系 GI581 b,c,d(Udry et al. 2007) と HD40307 b,c,d(Mayor et al. 2009) は惑星が広く分布していて、非共鳴軌道周期となっている。これは Ogihara and Ida (2009) の惑星移動速度が遅い場合のモデルと解釈できる。

Ogihara and Ida (2009) が発表された 2009 年以降、スーパーアースと呼ばれる地球の数倍程度の質量を持つ地球型惑星が次々と観測されている。本論文では惑星の移動速度によって最終的に形成される惑星の軌道構造が変化することを指摘したが、更に、円盤の大きさ・重さや移動速度、中心星の質量、gas/dust 比、中心星の光度進化に付随する ice line の進化など、様々な追加のパラメータを系統的に振ることでスーパーアースの形成を説明され得ることが期待される。また、タイプ I 惑星移動の効果も 2009 年以降新たに研究されているので、新たなタイプ I 惑星移動の効果を含めたシミュレーションも今後の課題である。¹

Reference

- Ogihara.M. and Ida.S. 2009. ApJ, 699, 824
 Terquem.C. and Papaloizou.J.C.B 2007. ApJ, 654, 1110
 Udry.S. et al. 2007. A&A, 469, L43
 Mayor.M. et al. 2009. A&A, 493, 639
 Hayashi.C. 1981. Prog. Theor. Phys. Suppl, 70, 35
 Ida.S. and Lin.D.N.C. 2004. ApJ, 604, 388
 Makino.J and Asrseth.S.J. 1992. PASJ, 44, 141
 Makino.J. 1991. ApJ, 369, 200

¹The authors thank the Yukawa Institute for Theoretical Physics at Kyoto University, where this work was initiated during the YITP-W-14-06 on "Summer School on Astronomy & Astrophysics 2014".

原始惑星型円盤と磁気制動

鈴木 匠 (新潟大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

星形成は、分子雲コアが重力収縮により原始星へと進化し、その後、主系列星に進化していくと考えられている。その星形成過程の初期段階に、回転で支えられた星周円盤が原始星の周りに形成されているという多数の観測結果がある。この円盤は、惑星形成の舞台であると考えられており、原始惑星系円盤と呼ばれている。星形成過程における大きな問題の 1 つである「角運動量問題」や、この原始惑星系円盤の観測などに対して、矛盾のない理論シミュレーションが求められている。この解決のためには、より現実的な物理現象を考えなければならず、星形成過程における自己重力、非理想 MHD 効果、輻射輸送などの物理過程を取り入れた 3 次元抵抗性輻射磁気流体の原始星形成過程のシミュレーションがなされた (Tomida et al.2013)。本発表では、Tomida et al.,2013,Apj763,6 の計算結果の一部を紹介する。

1 Introduction

星形成は、分子雲コアが重力不安定になり収縮し、原始星へ進化し、その副産物ともいえる原始惑星系円盤などの形成ともなう。そして、原始星は、主系列星へと進化していく。この発表は、その星形成の初期段階の分子雲コアが重力収縮し、原始星を形成していく段階にフォーカスを当てている。

星形成過程の問題の 1 つに「角運動量問題」と言われるものがある。この問題は、観測されている分子雲コアの角運動量は、原始星の角運動量と比べて数桁以上も大きいというものである。つまり、この事実は、分子雲が収縮して星になる過程のどこかで、ほとんどの角運動量を外へ輸送する機構が存在することを意味している。この機構がないと分子雲の自己重力が遠心力に打ち勝てずに、ガスの収縮が途中で止まってしまい、星形成がなされないのである。ここで、回転と磁場によるアウトフローや磁気制動 (Magnetic Braking) という角運動量を効率良く輸送する機構が、この角運動量問題の解決案として考えられている。しかし、磁気制動の効果を理想 MHD で計算すると、角運動量輸送の効率が良すぎるため、星周円盤が形成されないという結果になる。観測によると、星形成の初期段階において、星周円盤をとともなうケースが多くあり、これは、観測結果との不一致と言える。この問題は、「Magnetic Braking Catastrophe」(Mellon R.R.,2008,Apj 681,1356)と呼ばれている。この Magnetic

Braking Catastrophe に注目して原始星形成を考えていく。この Magnetic Braking Catastrophe においては、オーム散逸の効果が重要であるので、オーム散逸の効果に注目する。以下の基本方程式に従い、3D の非理想 MHD シミュレーションがなされている。

2 Methods

基本方程式

Ideal MHD part:

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

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + [\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v} + (p + \frac{1}{2} |\mathbf{B}|^2) \mathbf{I} - \mathbf{B} \otimes \mathbf{B}] = 0$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot [(e + p + \frac{1}{2} |\mathbf{B}|^2) \mathbf{v} - \mathbf{B}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})] = 0$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{v} E_r] = 0$$

Self-gravity part:

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} = -\rho \nabla \Phi$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\rho \mathbf{v} \cdot \nabla \Phi$$

Resistivity part:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}) = 0$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} - \nabla \cdot [\eta \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B})] = 0$$

Radiation part:

$$\frac{\partial e_g}{\partial t} = -c \sigma_p (a_r T_g^4 - E_r)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F}_r + \mathbf{P}_r : \nabla \mathbf{v} = c \sigma_p (a_r T_g^4 - E_r)$$

Radiation force part:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} = \frac{\sigma_R}{c} \mathbf{F}_r$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \frac{\sigma_R}{c} \mathbf{F}_r \times \mathbf{v}$$

ρ : ガス密度 t : 時間 \mathbf{v} : 流体速度 \mathbf{B} : 磁気流体密度

p : ガスの圧力 T_g : ガスの温度 e : 全ガスエネルギー

e_g : ガスの内部エネルギー E_r : 輻射エネルギー密度

Φ : 重力ポテンシャル \mathbf{F}_r : 放射エネルギーフラックス

\mathbf{P}_r : 放射圧テンソル c : 光速 G : 重力定数

$a_r = \frac{4\sigma}{c}$ σ : ステファンボルツマン定数

η : 抵抗 σ_R : ロスランド平均 opacity

I : 単位行列

これらの方程式を使い、孤立した 1 太陽質量程度の分子雲コアが原始星に進化していくという仮定で、オーム散逸の効果がある場合とそうでない場合の数値計算がなされた。

3 Results

以下に計算結果 (図 1) を載せる。左側の図が、オーム散逸の効果を含めた結果で、右側の図がオーム散逸の効果を含めない理想 MHD のシミュレーション結果である。上段は、回転軸を含む面、下段は、回転軸に垂直な面の密度断面図を示している。この右側の 2 つの図から、理想 MHD 計算では、角運動量輸

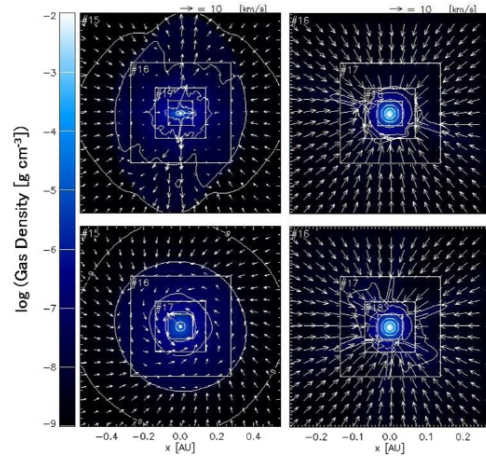


図 1: 計算結果

送が働き、図の中心部の原始星は、角運動量をほとんど持っていない。これは、原始星形成時に星周円盤が形成されないということ、つまり Magnetic Braking Catastrophe が起こるということを意味する。左側の 2 つの図、オーム散逸の効果を含めた計算結果の方は、大きい角運動量を持っていて、原始星形成時に原始惑星系円盤の形成がされることを示している。これにより、Magnetic Braking Catastrophe が解消されるのである。

4 Future

ALMA による高精度な観測と理論との比較が可能になりつつあり、この分野のさらなる発展が期待されている。しかし、この計算は、原始星形成後わずかな時間しか計算できておらず、星周円盤がどのように進化していくのか計算を進めることはできない。星周円盤の進化や、その円盤の中での惑星形成などの課題など重要な問いが残されている。

Reference

Kengo Tomida et al 2013. Apj 763,6

Mellon R.R. 2008. Apj 681,1356

2014 年度 第 44 回 天文・天体物理若手夏の学校

Zhi-Yun Li et al 2014. arXiv:1401.2219

回転分子雲コアの分裂条件

福島 肇 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

星の質量分布は初期質量関数 (IMF) として与えられるが、理論的に分布の説明はなされていない。しかし、観測的に星形成の初期条件である分子雲コアの質量分布と IMF に相関があると示唆されているため、分子雲コアの重力崩壊の過程を調べる事は重要である。ここでは、等温、等密度の一樣回転している回転楕円体分子雲コアの収縮を扱う。回転しない場合は自己相似的な収縮が見られるが、回転が加わると分子雲の収縮には三つの結果があり、(1) 自己相似的な収縮を行い中心に一つの断熱的なコアを作る (2) 細長い形状に収縮するが分裂しないもの (3) 等温収縮の段階で分子雲コアが分裂するもの、と分けることがわかった。特に角速度が小さい極限では、初期の熱エネルギーと重力エネルギーの比によって分裂が起こるかどうかを決定できる。本発表は T.Tshuribe and S.Inutsuka . (1999) のレビュー発表を行なう。

1 Introduction

主系列星初期の質量分布を初期質量分布関数 (Initial Mass Function, IMF) と呼び、理論的な完全な再現はなされていない。IMF の $1 \sim 100M_{\odot}$ の範囲において、IMF では単位質量あたりの星の個数が質量の $-2.5 \sim -2.7$ の指数のべきで分布している。IMF は星の形成過程と関係があり星形成の dynamics を理解することで IMF の再現に近づくと考えられている。原始星は分子雲の中で密度の高い領域である分子雲コアが重力収縮し形成される。分子雲コアの質量分布をみると、 $50 \sim 100M_{\odot}$ の範囲では個数に対する質量の指数が -2.6 となることがわかっていて、よって IMF と分子雲コアの質量分布関数には相関があるように見える。しかし、一つの分子雲コアが重力収縮してそのまま原始星が形成させるわけではなく、分裂を伴うことにより連星や多連星に進化していくこともある。よって、分子雲コアの重力収縮過程における分裂がどのような条件下で起きるかを調べる必要がある。本発表では、分子雲コアが重力収縮して行く過程において、初期条件として等温、剛体回転 (角速度 Ω_0)、密度一樣球 (密度 ρ_0 , 半径 r_0) を考える。初期状態における熱エネルギー・回転エネルギーと重力エネルギーの比によって分裂が起きる条件を評価する。

2 Methods

分子雲コアが重力収縮に対し、圧力と遠心力の系の進化への働きをみる。

2.1 分子雲コアの重力収縮と圧力と遠心力の効果

密度一樣球を圧力、遠心力がない状態で重力収縮させると密度一樣で中心に向かって自由落下する。初期において分子雲コアの内部に密度勾配が存在しないため自由落下していく。外側から rarefaction wave が音速 c_s で伝播し、圧力勾配が生じることで初めて圧力が重力収縮に対して働く。遠心力により重力収縮の速度は遅くなり、動径方向については遠心力と重力がつりあい bounce を起こす点があるが、遠心力が働かない回転軸方向については早く収縮し薄い楕円体が形成さる。この楕円体を disk として近似する。本発表では、回転軸方向に圧力が働き、動径方向については遠心力と重力がつりあっている disk の重力不安性を議論し、分裂に対する評価を以下の初期条件によるパラメーターで行なう。

$$\alpha_0 = \frac{\text{熱エネルギー}}{|\text{重力エネルギー}|} = \frac{5c_s^2 r_0}{2GM} \quad (1)$$

$$\beta_0 = \frac{\text{回転エネルギー}}{|\text{重力エネルギー}|} = \frac{\Omega_0^2 r_0^3}{3GM} \quad (2)$$

2.2 disk の重力不安定性

重力収縮によって形成される disk の重力不安定性を考えるため、無限に広がったシート状の剛体回転する平板の分散関係を求める。静止している密度一様な平板に対して線形解析を行なう。連続の式、運動方程式、ポアソン方程式を摂動の一次項に関して抜き出すと

$$\frac{\partial \sigma_1}{\partial t} + \sigma_0 \nabla \mathbf{v}_1 = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = -\frac{c_s^2}{\sigma_0} \nabla \sigma_1 - \nabla \Phi_1 + 2\mathbf{v}_1 \times \boldsymbol{\Omega} \quad (4)$$

$$\nabla \Phi_1 = 4\pi G \sigma_1 \delta(z) \quad (5)$$

σ は面密度、 \mathbf{v} は速度、 Φ は重力ポテンシャルを表し、添字の 1 は摂動の一次項を意味する。各摂動項が $\exp i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \omega t)$ に比例するとして上の式に代入し分散関係を求めると、

$$\begin{aligned} \omega^2 &= c_s^2 k^2 - 2\pi G \sigma_0 k + 4\Omega^2 \\ &= c_s^2 \left(k - \frac{\pi G \sigma_0}{c_s^2} \right)^2 + 4\Omega^2 \left[1 - \left(\frac{\pi G \sigma_0}{2\Omega c_s} \right) \right] \end{aligned} \quad (6)$$

ω の値が虚数になる時に与えた摂動が指数関数的に成長する。最も重力不安定になる波数は $k = \frac{\pi G \sigma_0}{c_s^2}$ である。実際に考えているのは有限の厚みを持った disk であり、S.Miyama et. al. (1987) によると最も重力不安定になる波数は平板の場合と比べて $\frac{1}{2}$ 倍になる。よって、

$$k_{crit} = \frac{\pi G \sigma_0}{2c_s^2} \quad (7)$$

となる。形成された disk の厚みを z_d とおく。回転軸方向には圧力の効果が働いているので、等温状態の平板の厚みを近似して用いる。

$$z_d \simeq \frac{c_s^2}{\pi G \sigma_0} \quad (8)$$

最も重力不安定になる波長を disk の厚みに対して求めると

$$\lambda_{crit} = \frac{2\pi}{k_{crit}} = \frac{4c_s^2}{G\sigma_0} = 4\pi z_d \quad (9)$$

動径方向からの rarefaction wave が到達していない状況を考える。この領域の disk の半径を r_{rf} とおく。

disk が重力不安定性により分裂するためには、摂動で与えた波長が disk の半径 r_{rf} より小さくなる必要がある。この分裂条件をみるために flatness $f = \frac{r_{rf}}{z_d}$ を定義する。flatness によって分裂する条件を評価すると

$$f > \frac{\lambda_{crit}}{z_d} = 4\pi \quad (10)$$

となる。以下で述べる基礎方程式を解き分子雲コアの flatness を導出し (10) によって disk が分裂するかどうかを求める。

2.3 基礎方程式

楕円体分子雲コアの運動方程式を解き、楕円体の特徴的な形を求めたい。ここでは円筒座標 (r, θ, z) を用いる。遠心力の効果で z 軸方向につぶれるよう楕円体は進化して行くため、(a) $(r, 0, 0)$ における質点の動径方向の運動方程式、(b) $(0, 0, z)$ における z 軸方向の運動方程式を考えれば分子雲コアの形が決まる。(1) の運動方程式は

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{\xi_0 G_r(\xi)}{3R^2} + \frac{\xi_0 \beta_0}{R^3} \quad (11)$$

(2) は

$$\frac{d^2 Z}{dt^2} = -\frac{G_z(\xi)}{3RZ\xi_0} \quad (12)$$

となる。(11) の第一項は楕円体からの重力、第二項は遠心力を表す。(12) は z 軸方向なので重力による力しかない。ここで、

$$G_r(\xi) = \frac{3 \arccos(\xi) \xi \sqrt{1-\xi^2}}{2(1-\xi^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (13)$$

$$G_z(\xi) = 3 \frac{-\xi^2 \arccos(\xi) + \xi \sqrt{1-\xi^2}}{(1-\xi^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (14)$$

R, Z は scale factor であり、初期値との比を表す、

$$\begin{aligned} R &= \frac{r}{r_0}, Z = \frac{z}{z_0} \\ \xi &= \frac{z}{r} = \xi_0 \frac{Z}{R}, \xi_0 = \frac{z_0}{r_0} \end{aligned} \quad (15)$$

(11),(12) は scale factor だけで記述されている。また密度一様な楕円体内部における運動方程式は外部

殻からの寄与はないため、scale factor で同じ方程式をたてることができる。よって、この楕円体は初期値が密度一様ならば、楕円体の形は変化していくが密度一様のまま重力収縮する。次に、rarefaction wave の伝播の式をみでみる。rarefaction wave は流体に対して音速 c_s で伝播することをを用いると

$$\frac{dr_{rf}}{dt} = v_r(r_{rf}) - c_s, v_r(r_{rf}) = \frac{dR}{dt} \frac{r_{rf}}{R} \quad (16)$$

$$\frac{dz_{rf}}{dt} = v_z(z_{rf}) - c_s, v_z(z_{rf}) = \frac{dZ}{dt} \frac{z_{rf}}{Z} \quad (17)$$

流体自体も重力収縮で速度を持つため上の各式の第一項がつく。(11) と (12),(16) と (17) の数値解を求めていく。

2.4 系の進化と終状態

密度一様球で剛体回転分子雲コアの重力収縮過程と終状態を求める。重力収縮するとき z 軸方向には遠心力が効かないため動径方向と比べて早く重力収縮する。そのため、 z 軸方向からの rarefaction wave が動径方向からのものよりも早く中心に到達する。 $t_{z,ff}$ を z 軸方向の自由落下時間、 $t_{z,rf}$ を z 軸方向からの rarefaction wave が到達時間とする。(I) $t_{z,ff} < t_{z,rf}$ のとき、自由落下の方が早いので圧力勾配が効かず z 軸方向に無限に薄い楕円体となり分裂する。(II) $t_{z,ff} > t_{z,rf}$ のとき、重力収縮が圧力によって抑制され、disk が形成される。この時、disk の厚みを z_d としてこの後の計算を行なう。(II) の場合更に動径方向に関して二つの場合分けを行なえる。 t_b を動径方向に重力と遠心力がつりあいを起こし bounce する時間、 $t_{r,rf}$ を動径方向の rarefaction wave が到達する時間と定義する。① $dt_b > t_{r,rf}$, bounce が起こる前に rarefaction wave が中心に到達し分子雲コア全体に圧力サポートがある。この時は自己相似解的に分裂せずに重力収縮する。② $t_b < t_{r,rf}$, bounce が起きた時にまだ圧力サポートされていない領域が中心にある。この時に分裂するかどうかは基礎方程式の数値解を解き flatness を計算することで評価する。まとめると分子雲コアの重力収縮には次の 3 つの終状態が考えられ、終状態 1 圧力サポートが効かず、 z 方向に無限に薄くなり分裂する (I)。終状態 2 全体に圧力が働き、分子雲コアが分裂せずに収縮する。(II①)。

終状態 3 bounce が起こった際に遠心力と重力がつりあい、中心に圧力サポートがない disk ができる。この分裂条件を flatness で評価する (II①)。

3 Results

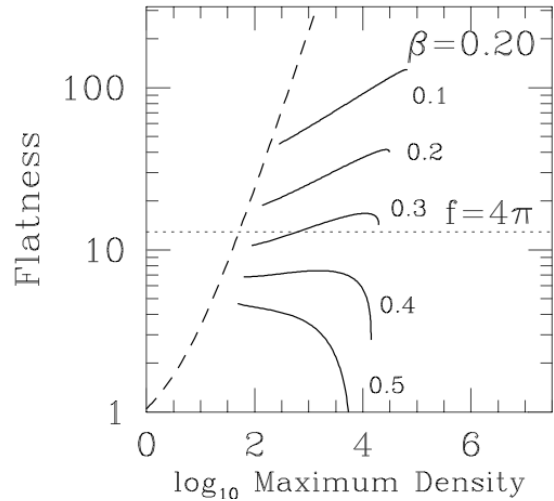


図 1: flatness の時間発展

図 1 は $\beta_0 = 0.20$ に対し異なる α の値に対する flatness の時間発展である。 z 軸方向の rarefaction wave が到達しない間は中心部は初期条件の値によらず同様に時間発展し、すべての場合点線を進んでいく。しかし、 z 方向の rarefaction wave 到達すると点線の経路を離れ実線部に移動し進化する。この時の経路は α_0 の値による。その後、動径方向に遠心力による bounce がおこるか、もしくは動径方向の rarefaction wave が中心に到達した時点で計算を止め flatness を求める。初期値の熱エネルギーが多き方が rarefaction wave は早く伝播し、また圧力によるサポートも大きくなるため flatness は小さくなるのがわかる。図 2 は初期値パラメーター α_0 と β_0 の値によりどの終状態になるかを示している。 $f = 0$ と $f = \infty$ に挟まれた領域が終状態 3 にあたり flatness が 4π より大きい領域は分子雲コアは分裂すると考えられる。 $f = 0$ の上の領域が終状態 2 にあたり自己相似解的に重力収縮する。また $f = \infty$ の下の領域は終状態 1 にあたる。

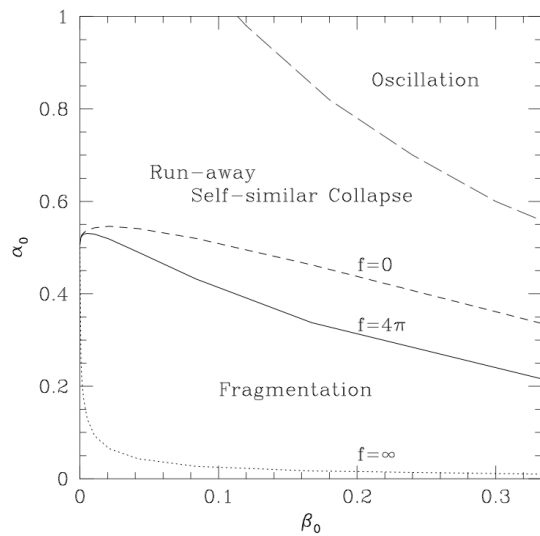


図 2: α_0, β_0 による分裂への評価

4 Conclusion

初期条件として等温、剛体、密度一様球をおいた場合に初期パラメーター α_0, β_0 による分裂条件を求めた。分子雲コアが分裂するかどうかは回転エネルギーより熱エネルギーの値のほうが支配的であることがわかり、とくに回転が小さい極限においては $\alpha_0 \geq 0.5$ が分子雲コアが分裂せずに重力収縮する条件になっていることがわかる。

Reference

- T.Tsuribe and S.Inutsuka . 1999. ApJ , 526, 307
 S.Miyama et. al . 1987. Prog. Theor. Phys., 279, 621

Super Massive Black Hole formation by cold accretion in the first galaxies

森田 一平 (九州大学大学院 地球惑星科学研究科)

Abstract

超大質量ブラックホールの新しい形成シナリオの提案を行う。今まで提案されていたシナリオにはいくつか欠点があり、その欠点を補うことのできるシナリオである。冷たい降着流の流入した層では熱くて密な層が形成され、その層でガスが収縮し、超大質量星を形成することができる。超大質量星を形成するための熱進化を水素の個数密度と温度を変化させることで突き止めた。

1 Introduction

宇宙に初めて星ができ始めたのは宇宙誕生後 1 億年から数億年 ($z=10-20$) の時である。一方で、宇宙誕生後 8 億年後の high- z ($z>6-7$) の宇宙で SMBH の存在を示すキューサーが発見されている。天体の最大成長率である Eddington 降着率を保ってブラックホールが成長すると SMBH になるためには 8 億年が必要である。しかしながら、観測事実から初代星が SMBH になったとすると数億年の間に質量を増加させなければならない。そのため、SMBH の形成時間の短縮が必要である。この形成時間の短縮のためにどのようなシナリオであれば適切であるのかを探ることが今回の研究の目的である

2 Methods

冷たい降着流の衝撃を受ける層での熱進化を計算し、超大質量星形成条件を探る。冷たい降着流は定常で plane parallel を仮定する。衝撃後の層の温度は $T_{Vir} \sim 10^4 K$ 以上とする。

冷却時間

$$t_{cool} = \frac{(\frac{3}{2})n_H k_B T}{\Lambda_{net}} \quad (1)$$

Λ_{net} : 単位質量あたりの冷却率

自己収縮時間

$$t_{ff} = \sqrt{\frac{32}{3\pi G\rho}} \quad (2)$$

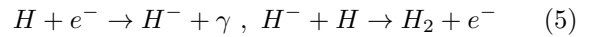
水素と温度の初期値は以下の通りである。

$$10^2 < n_{H,0} < 10^7, \quad 3000K < T_0 < 10^5 K \quad (3)$$

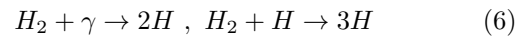
$t_{cool} < t_{ff}$ の時ガス雲は等圧圧縮を続け、重い質量の星を形成する。 $t_{cool} > t_{ff}$ の時、収縮を止め、密な層を形成する。ガス雲が分裂した後の密度進化は中央の核の自己収縮により増加する。よって密度進化は以下のようになる。

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\rho}{t_{ff}} \quad (4)$$

最も主要な冷却材の形成の反応と解離の反応は以下の通りである。 H_2 が形成される反応



H_2 の衝突解離の反応



3 Results

冷たい降着流の流入により起こる衝撃でできる初期銀河中の高温で高密度な領域 (図の青色部分) で超大質量星が形成される。図の青色部分でないところの初期値を与えると、冷却が効き、自己収縮を止めてしまい、目的とする大きな質量を持つ星はつくることができなかった。図の青い部分での初期値を与えると、Ly α 放射により、8000K まで冷却されるもののそれ以上は冷えず、8000K あたりから伸びている実線に乗ることになり、超大質量星を形成できた。

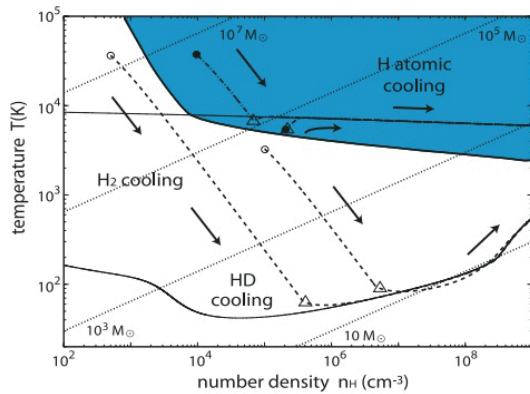


図 1: ガス雲の熱進化を表す図。点線が熱進化の過程を表す。縦軸は温度、横軸は水素原子の個数密度を表す。

Reference

Inayoshi and Omukai et al. 2012 MNRAS,423,2539

4 Discussion

今回のレビューではプライモーディアルなケースのみを紹介したが、実際は金属量などの考察も加えてある。金属量に関してはプライモーディアルなケースで起こる場合を考えても今回はあまり問題とならないため省いている。今後は初期値に与えたパラメーター自体が実現可能であるかを調査することが必要である。

5 Conclusion

今までの超大質量ブラックホール形成で考えられていたシナリオは2つである。1つ目の星質量ブラックホールの質量増加による形成はブラックホールが最大降着率を保てないことに問題があった。2つ目の超大質量星の超新星爆発による超大質量ブラックホール形成は時間的なスケール自体には問題がなかったものの、冷却材の解離を光解離としていることに問題があり、この時点の遠紫外線のエネルギーが不足していた。今回のシナリオにおいては強力な遠紫外線を必要とせずに超大質量星を形成するという自然な流れでこの形成過程を説明することに成功した。今回のシナリオであれば、高温・高密な領域を作り出せ、超大質量ブラックホールを形成することが可能である。

異なる金属量における星形成後期段階の進化

中村 鉄平 (九州大学大学院 地球惑星科学専攻)

Abstract

星形成後期段階の進化を調べるために、星形成前のガス雲の金属量を $0 \leq Z \leq Z_{\odot}$ の範囲で変化させシミュレーションを行った。ほぼ静水圧平衡状態にあるガス雲から計算を開始し、原始星誕生後 100 年間で計算した。星形成過程は $Z \leq 10^{-4} Z_{\odot}$ と $Z > 10^{-4} Z_{\odot}$ で大きな違いが見られた。 $Z \leq 10^{-4} Z_{\odot}$ では安定した円盤は形成されずに分裂が頻繁に起こり、多くの原始星が形成される。いくつかの原始星は原始星同士の相互作用によってガス雲の中心から放出されるが、最終的に 10~20 の原始星からなる星団が形成される。 $Z > 10^{-4} Z_{\odot}$ では単一の原始星が形成し、周囲には安定した円盤が現れる。この場合円盤内で時折分裂が起きクランプが形成されるが、最終的にクランプは中心の原始星に落下する。星形成過程の違いはガスの熱進化と質量降着率の違いによって生じる。ガス雲の熱進化はファーストコアの生存時間を決定する。 $Z > 10^{-4} Z_{\odot}$ の場合では原始星が形成される前にファーストコアを形成するが、 $Z \leq 10^{-4} Z_{\odot}$ では安定なファーストコアは形成されない。ファーストコアは次第に円盤に成長し、円盤は角運動量輸送を効率的にし、分裂を抑制する。 $Z \leq 10^{-4} Z_{\odot}$ の場合は質量降着率が高く円盤の表面密度が短時間で増加し、円盤は重力的に不安になる。結果的に活発な分裂が引き起こされる。

1 Introduction

星形成は宇宙の力学的、科学的進化を支配する。星質量や星からのフィードバック、星の終末は宇宙全体の進化に強く関係をしている。宇宙進化の歴史を理解するには、星形成プロセスを理解することがとても大切である。近年の研究で初期宇宙における星形成プロセスは現在や中期の宇宙における星形成プロセスとは大きく違うということがわかった (Bromm et al.2001; Smith 2007; Jappsen et al. 2007)。その大きな違いは主に金属量やダストの量に影響を受けていると考えられている。初期宇宙のガス雲は金属もダストも含まれない、一方で現在のガス雲は金属もダストも含んでいる。金属とダストの量が星形成ガス雲の熱進化の変化をもたらす (Omukai 2000; Omukai et al.2005,2010)。

今研究ではガス雲進化のシミュレーションを原始星誕生後~1-100yr で計算した。今回の計算では原始星モデルを利用することによって sink 問題と計算時間の短縮を行った。

2 Methods

異なる金属量を含む 8 つのガス雲の星形成進化をシミュレーションした。ガス雲の初期状態として Bonner-Ebert (BE) を仮定して計算を始めた (Ebert 1955; Bonnor 1956)。ガス雲はそれぞれ違う初期質量と温度を持っている (図 1)。

すべてのモデルで回転 $\Omega_0 = 3 \times 10^{-15} s^{-1}$ を初期値として与えている。磁場は今研究では導入しない。化学進化を次元計算し、導入した (図 2)。また原始星モデル (図 3) をシミュレーションに導入することによって sink 問題の解決、計算時間の短縮を行った。

3 Results

3.1 $Z = 0$ and $10^{-6} Z_{\odot}$ モデル

両モデルでは頻繁に分裂が起きた (図 4,5)。 $Z = 0$ で最も重い原始星の質量は $\sim 2M_{\odot}$ 、半径 $\sim 160R_{\odot}$ 、 $10^{-6} Z_{\odot}$ では質量 $18M_{\odot}$ 、半径 $160R_{\odot}$ だった。分裂は中心付近で頻繁に起こり、分裂片の数は 10~20 が現れた。両モデルに違いは殆ど見られなかった。

3.2 $Z = 10^{-5}Z_{\odot}$ モデル

$Z = 0$ and $10^{-6}Z_{\odot}$ モデルと似た結果になった(図6)。しかし、このモデルでは合計7つの分裂片が中心領域から放出された。分裂片の数も多く最大で25の原始星が形成された。

3.3 $Z = 10^{-4}Z_{\odot}$ モデル

原始星誕生前に分裂が起こっている(図7)。フィラメント構造を形成し、分裂もその周囲で起こっている。分裂片の数は $Z = 10^{-4}Z_{\odot}$ モデルと比べると少なくなった。

3.4 $Z = 10^{-3}Z_{\odot}$ モデル

上のモデルとは大きく違い、分裂はめったに起きない(図8)。分裂しても中心の原始星に落下する。最終的には1つの原始星が残った。

3.5 $Z = 10^{-2}Z_{\odot}$ モデル

最初の分裂片が合体したあとで星周円盤が発達する(図9)。分裂は円盤の内側の縁で起こるが分裂片はすぐに中心に落ちるか消える。

3.6 $Z = 10^{-1}Z_{\odot}$ モデル

他のモデルと同様に原始星誕生前に分裂が起こっている(図10)。分裂片が合体すると星周円盤が発達し、スパイラル構造も発達する。

3.7 $Z = Z_{\odot}$ モデル

1つの原始星が中心に誕生し、周辺に安定した円盤が形成された(図11)。円盤の中でスパイラル構造が出来る。このモデルでは分裂は起こらなかった。

4 Discussion

星形成過程は $Z \leq 10^{-4}Z_{\odot}$ と $Z > 10^{-4}Z_{\odot}$ で大きな違いが見られた。 $Z \leq 10^{-4}Z_{\odot}$ では安定した円盤は形成されずに分裂が頻繁に起こり、多くの原始星が形成される。いくつかの原始星は原始星同士の相互作用によってガス雲の中心から放出されるが、最終的に10~20の原始星からなる星団が形成される。 $Z > 10^{-4}Z_{\odot}$ では単一の原始星が形成し、周囲には安定した円盤が現れる。この場合円盤内で時折分裂が起きクランプが形成されるが、最終的にクランプは中心の原始星に落下する。星形成過程の違いはガスの熱進化と質量降着率の違いによって生じる。ガス雲の熱進化はファーストコアの生存時間を決定する。 $Z > 10^{-4}Z_{\odot}$ の場合では原始星が形成される前にファーストコアを形成するが、 $Z \leq 10^{-4}Z_{\odot}$ では安定なファーストコアは形成されない。ファーストコアは次第に円盤に成長し、円盤は角運動量輸送を効率的にし、分裂を抑制する。 $Z \leq 10^{-4}Z_{\odot}$ の場合は質量降着率が高く円盤の表面密度が短時間で増加し、円盤は重力的に不安になる。結果的に活発な分裂が引き起こされる。

5 図

Model	Z	T_0 [K]	M_{cl} [M_{\odot}]	R_{cl} [AU]	n_{ps} [cm^{-3}]
1	0	197	1851	3.80×10^5	3.4×10^{17}
2	$10^{-6}Z_{\odot}$	195	1823	3.78×10^5	3.8×10^{17}
3	$10^{-5}Z_{\odot}$	190	1753	3.73×10^5	4.3×10^{17}
4	$10^{-4}Z_{\odot}$	154	1279	3.36×10^5	3.4×10^{18}
5	$10^{-3}Z_{\odot}$	34	133	1.58×10^5	8.5×10^{19}
6	$10^{-2}Z_{\odot}$	18	39	1.01×10^5	9.1×10^{19}
7	$10^{-1}Z_{\odot}$	20	46	1.06×10^4	1.7×10^{20}
8	Z_{\odot}	11	7.1	4.84×10^4	2.2×10^{20}

図 1: 初期設定

Reference

Abel and Norman. 2012. 発行元 1

Borrm. 2013. 発行元 2

Omukai, and Matsumoto, and Inutsuka. 2013. 発行元 3

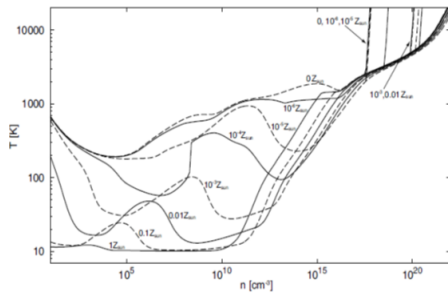


図 2: それぞれの金属量におけるガス雲の熱進化一次元計算

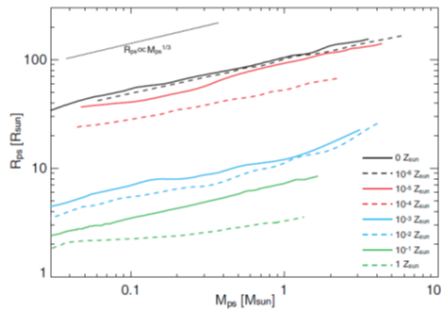


図 3: それぞれの金属量での原始星の半径と質量

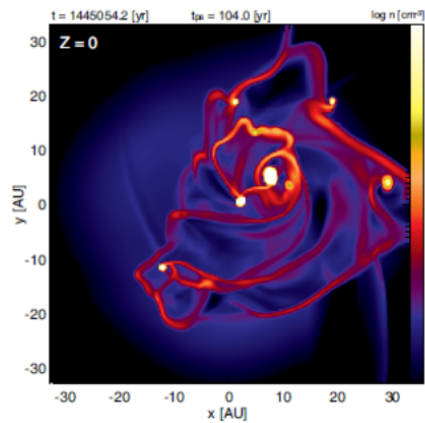


図 4: $Z = 0$ モデル

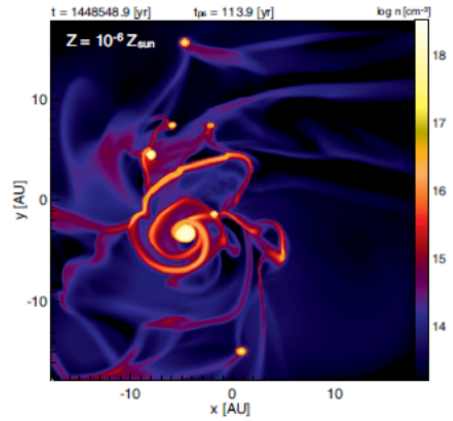


図 5: $Z = 10^{-6} Z_{\odot}$ モデル

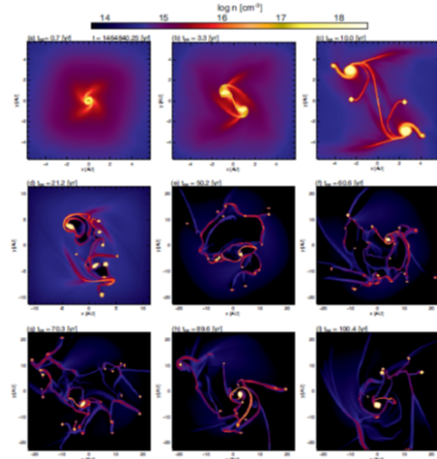


図 6: $Z = 10^{-5} Z_{\odot}$ モデル

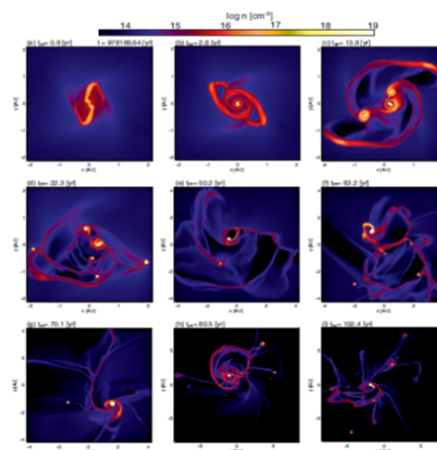


図 7: $Z = 10^{-4} Z_{\odot}$ モデル

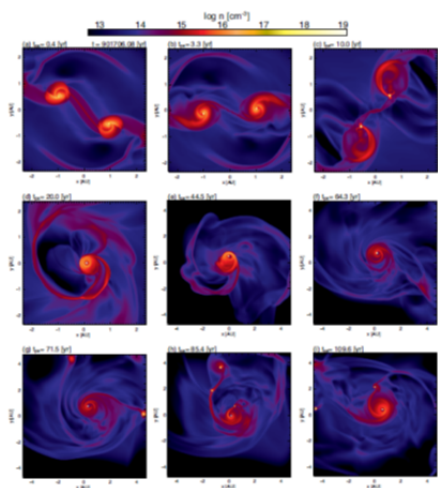


図 8: $Z = 10^{-3} Z_{\odot}$ モデル

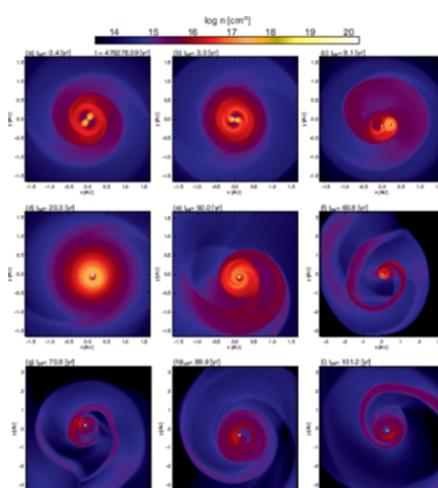


図 10: $Z = 10^{-1} Z_{\odot}$ モデル

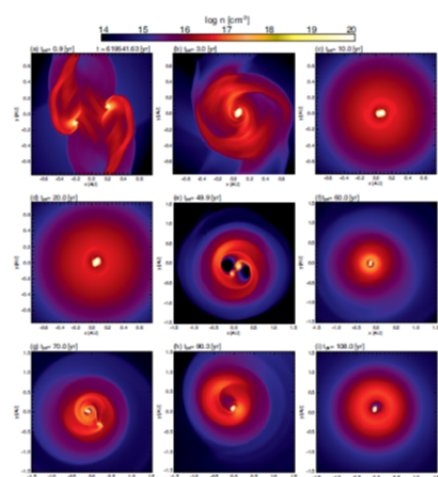


図 9: $Z = 10^{-2} Z_{\odot}$ モデル

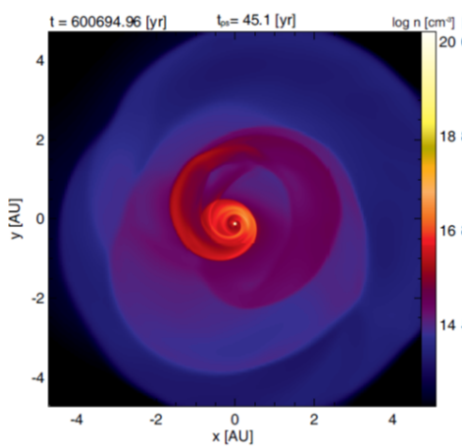


図 11: $Z = Z_{\odot}$ モデル

星周円盤における分裂片の破壊

加藤 広樹 (大阪大学大学院 理学研究科)

Abstract

星間空間中にある分子雲が収縮して、原始星が形成されるという過程において、分子雲は角運動量を持っている為に、原始星の周りには円盤が形成される。形成された円盤の質量が原始星質量と比べてある程度重い場合、円盤内で重力的に不安定になり、円盤の分裂片が形成されると考えられている。形成された分裂片は、周りの円盤との相互作用により中心の原始星へと落下していき、円盤の寿命と比べて早く落下する場合は中心の原始星と衝突をする可能性がある。この時、分裂片は自己重力により形状を保っているが、中心にある原始星による重力の寄与も受けており、分裂片の中心から見て、分裂片の重力が支配的に作用する境界領域を表す Hill 半径と呼ばれる半径が存在する。Hill 半径の大きさは両者の質量比と中心星からの距離で決まる為、中心星へと分裂片が落下する事により変動し、分裂片の大きさが Hill 半径を上回ると、分裂片の一部が剥ぎ取られていき、結果として分裂片が破壊されることがあり得る。しかし、この破壊にかかる時間と落下の時間との詳しい関係は不明であり、中心にある原始星へと落下しきる前に全て壊されるのか、ある程度の形を保って落下するのか等はわかっていない。

今回、我々は原始星周りを回転する薄い円盤を考え、その中で形成された分裂片の二次元平面内の流体運動を SPH 法を用いて計算した。分裂片の面密度分布としてポリトロブ球による断熱状態のものを考え、これに中心星が及ぼす重力の影響を加えて、中心星周りをケプラー速度で周回させた時の分裂片の時間進化を追った。結果として、分裂片の大きさが Hill 半径と同程度になる位置に達すると、中心星へとガスが剥ぎ取られていき、その一部が分裂片の運動に寄与して、クランプの中心星への落下が早まるという結果が得られた。落下の加速によって、分裂片が Hill 半径に達する位置よりも、さらに中心星に近づいた位置に落ちて行きながら破壊されることがわかった。

1 導入

近年になり太陽系外の星の観測が進んでおり、多くの原始星の周りで円盤が観測されている。その中には重力不安定によって円盤の分裂片が生じているものもある。この分裂片は円盤との相互作用で中心星へと落下していく事があり、その運動の様子は一部の惑星形成モデルや FU Ori 変光星の増光モデル等の天体現象に大きく関与していると考えられる。しかし、それらの現象の研究では計算領域の問題として、中心星からある程度の距離より内では計算を行わずにある種の仮定を置いているものが多くある。しかし、中心星は分裂片より重い為、その近傍では潮汐力が大きく働くようになり、分裂片が破壊される場合がある。破壊されたガスがどう運動するか（中心星への落下の様子や周辺に円盤ができるかどうかといった事）はそもそも考えている惑星形成等の理論

に影響を与える可能性がある為、その振舞を調べる事は非常に意義のある事である。

そこで本研究では潮汐力で分裂片が破壊される場合にどのような運動をするのか、どれ程の時間で破壊されるのかを調べる事を目標とした。その為に 2 次元での SPH 計算を行い検証を行った。

2 モデル

まず分裂片が破壊される指標として以下の Hill 半径を考える。

$$R_{Hill} = R_p \left[\frac{m}{3M} \right]^{1/3} \quad (1)$$

Hill 半径は中心星と分裂片の重力が近似的に釣り合う場所であり、その為 Hill 半径より内では分裂片の重力が支配的に働いている事を表している。分裂

片の大きさが Hill 半径を上回るような時は中心星の力が支配的になった部分から破壊されていくと考えられる。

今回はこの Hill 半径と分裂片の大きさが等しくなる場所を基準として計算を行う。2次元 SPH によって計算を行い、中心星に落下した粒子は取り除いて計算する。流体の基礎方程式は以下のようになる。

質量保存則

$$\Sigma \left\{ \frac{\partial v}{\partial t} + (v \cdot \nabla) \right\} + c_s^2 \nabla \Sigma + \Sigma \nabla \Phi \quad (2)$$

運動方程式

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \nabla \cdot (\Sigma v) = 0 \quad (3)$$

面密度 Σ 、速度ベクトル v 、音速 c_s 、外力のポテンシャル Φ

中心星へと落ちた粒子は取り除く為、質量保存則は粒子が中心星へと落下する前にのみ成り立つものである。外力 Φ は中心星による重力と、注目している領域外のガス重力である。ガス圧はガスがポリトロップ $\gamma = 5/3$ の場合として与えた。初期に分裂片を置いた場所以外は真空として計算を行い、その他の条件は次のようにおいて、ケプラー速度を与えて計算を行った。

中心星質量 $M = 1 M_{\odot}$

クランプ質量 $m = 0.1 M_{\odot}$

クランプ半径 $r = 10 \text{ AU}$

3 結果

計算の結果、分裂片の中心が破壊される時に落下する事がわかった。図 1、2 は計算の初期の状態と 1/2 周期後の様子である。黒線は初期速度における軌道である。

図 3 は Hill 半径内に納まっている分裂片質量の時間変化である。

図よりある程度時間がたった所 (T=0.8 周辺) で破壊の速度が上がっているのがわかる。

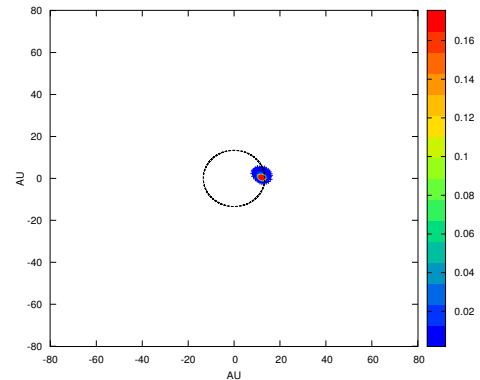


図 1: 初期の様子

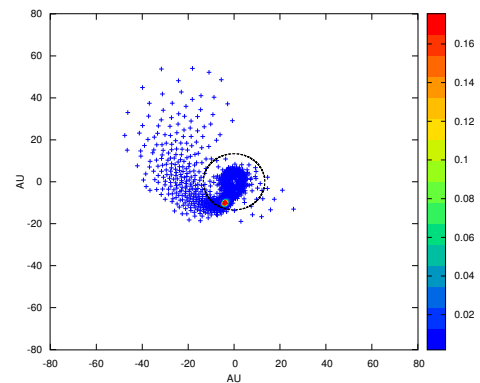


図 2: 1/2 周期後の様子

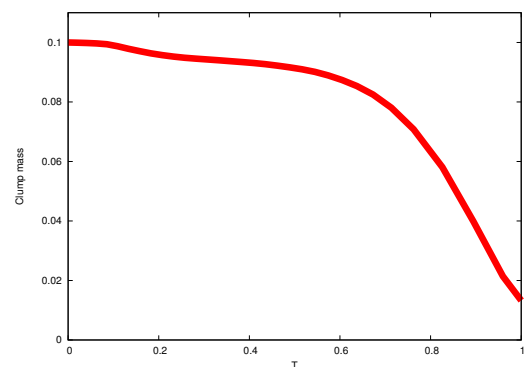


図 3: 分裂片の質量変化

4 考察

今回の計算結果から、分裂片が潮汐力で破壊される場合分裂片自体も破壊されたガスと共に中心星へと落下するのではないかと考えられる。分裂片が落下した場合中心星重力の影響が強まるため、破壊は早く進行すると考えられる。実際に破壊の速度は加速しているのが見て取れる。本体が落下する理由は未だ調べていないが、角運動量の輸送により生じていると考えられるので、今後はこれを調べる事を考えている。

Reference

Nayakshin S.2010,MNRAS.408.36

Vorobyov E.I.,&Basu S.,2005,ApJ,633,137

Toomre A.,1964,ApJ,139,1217

軟 X 線トランジェント MAXI J0158-744

和田 健太郎 (東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻 M2)

Abstract

2011 年に MAXI によって発見された軟 X 線トランジェント MAXI J0158-744 は、非常に重い白色矮星 - Be 型星連星での新星と考えられているが、可視光が観測されておらず、継続時間が短く (~ 1300 s), 非常に明るい ($\sim 2.0 \times 10^{40} \text{ergs}^{-1}$) といった特異な性質を有しており、特に、白色矮星の質量に対して、エディントン光度の 100 倍を超えるような光度について、未だ理論的な説明がなされていない。この研究では、特にこの光度を説明するために、新星風の理論 (Kato and Hachisu, 1994) を用いて、観測されたような光球のパラメータの範囲で、光度を再現出来るような解が存在するかを調査した。その結果、 Chandrasekhar 限界程度 $1.4M_{\odot}$ や、これを越える $2.0M_{\odot}$ といった質量を持つ白色矮星においても、観測されたような光度の再現は困難であることがわかった。光度を上げるには、白色矮星の質量を重くするか、遷音速点での密度を下げる必要がある。白色矮星が高速に自転していたり、強い磁場を持っている場合には、 Chandrasekhar 限界を超えても安定に存在できる可能性は示唆されており、どの程度までが現実的なのかを検討している。また、加速が起きている遷音速点が光球の外側の光学的に薄い領域に存在することで、輻射のエネルギーが失われず、高い光度が保たれる可能性も考えられる。しかし、光学的に薄い領域を記述するためには、新星風の理論を拡張する必要があり、現在の課題としてこれを行っている。

1 Introduction

MAXI J0158-744 は小マゼラン雲 (SMC, 距離 60 kpc) で 2011 年に発見された軟 X 線 (0.7 - 7 keV) トランジェントで、最大光度は $\sim 2.0 \times 10^{40} \text{ergs}^{-1}$, 継続時間は ~ 1300 s, 黒体輻射としてフィッティングした光球の最大半径は 4800km, スペクトルでは、He like Ne の輝線が見られた。Swift による追観測によって、伴星候補として Be 型星が発見されている。(Morii et al. 2013)

通常の新星では、連星をなす主系列星から白色矮星表面に降着したガスが一定の量に到達することで核反応に点火し、これが爆発的に広がることで、質量放出を伴い、拡大した光球が生じる。最初、可視光で輝いた後、光球の収縮に伴って、内側の高温の領域があらわれ、やがて軟 X 線で輝くようになる。

新星として考えると、白色矮星が非常に重い場合、少量のガスで核反応に点火できるため継続時間が短くなり、また、可視光から軟 X 線期に移行するまでの時間も短くなることから、今回の現象を説明できる可能性がある。ただし、通常の新星では軟 X 線期に移行するまでに数十日から数百日を要することから、今回の現象のタイムスケールが特異であることに注意する必要がある。白色矮星の質量は Chandrasekhar

ル限界と同等か、これを越えている可能性も考えられる。黒体輻射としてフィッティングした、観測されている光球の最小半径は ~ 1300 km 程度であり、白色矮星の質量と半径の関係からも、質量は $\sim 1.4M_{\odot}$ 程度を超えている可能性が示唆される。今回の現象が新星であるなら、この点においても他に例のないものである。

さらに、今回観測された光度 $2 \times 10^{40} \text{ergs}^{-1}$ は、通常の新星の 100 倍程度も明るい。こうした光度を、新星風の理論の枠組みの中で説明可能なのかを検証し、そうでない場合、これを説明する新しいモデルを見つけることがこの研究の主要な目的である。

2 Methods

新星風の理論 (Kato and Hachisu, 1994) では、球対称な定常状態、拡散近似、LTE 近似を仮定し、以下のような方程式系を解くことで、新星風が起きている状態の、白色矮星の表面から光球表面までの光学的に厚い領域を記述することができる。質量放出率が固有値として求められ、時間にそって変化する外層質量に応じたモデルをならべることによって、光度曲線を描くことができ、新星の光度曲線の理論的説明において、めざ

ましい成果をあげた。

$$4\pi r^2 \rho v = \dot{M} = \text{const} \quad (1)$$

$$v \frac{dv}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} + \frac{GM}{r^2} = 0 \quad (2)$$

$$L_r + \dot{M} \left(\frac{v^2}{2} + w - \frac{GM}{r} \right) + L_n = \text{const} \quad (3)$$

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{3\kappa\rho L_r}{16\pi acT^3 r^2} \quad (4)$$

$$\text{where } w = \frac{5kT}{2\mu m_a} + \frac{4aT^4}{3\rho} \quad (5)$$

方程式は上から順に、質量保存、運動量保存、エネルギー保存、拡散近似から導かれる温度勾配を表している。

ここでは、平均分子量を求めるための電離度は、Sahaの式を想定している元素について連立させて求めており、また、不透明度については OPAL のテーブルを補間することであたえた。白色矮星の半径については、白色矮星のモデルから計算される近似式を用いた。チャンドラセカール限界を超えるような場合は、 $\sim 10^2 \text{ km}$ 程度の幾つかの場合を想定した。核反応は、pp チェイン、CNO サイクル、トリプル α によるエネルギー生成率を入れている。

方程式系は硬くなることがあり、陰的解法での積分が必要とされている。ここでは、3 段 6 次の陰的ルンゲクッタ法を使った。

今回の現象では、白色矮星の質量はわかっておらず、観測からは光球の光度や半径、現象の継続時間のみが得られている。これらの情報から、白色矮星の質量などをパラメータとして、光度を再現出来るような解が存在するかを調査した。

3 Results

以下に $1.4M_{\odot}$ の白色矮星の場合の解の例 (図 1) と、 $2.0M_{\odot}$ の白色矮星の場合の解の例 (図 2) を示す。光球半径が通常の新星よりもかなり小さい $\sim 10^3 \text{ km}$ ため、プロファイルの形状はやや異なって見える。いずれの場合も求められている光度を得ることはできなかった。

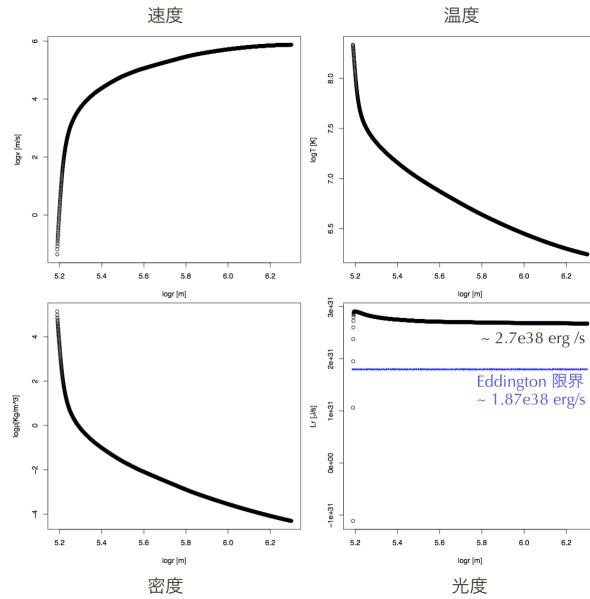


図 1: $1.437M_{\odot}$ の白色矮星の場合の解の例

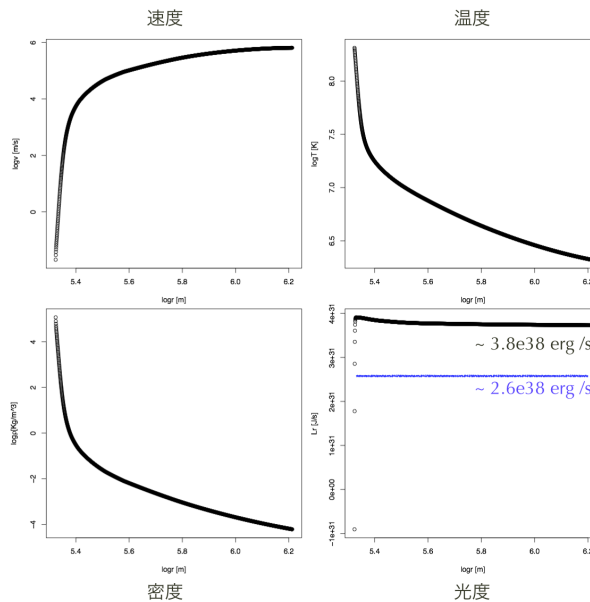


図 2: $2.0M_{\odot}$ の白色矮星の場合の解の例

4 Discussion

ここで、解を求めることなしに、遷音速点での光度の計算式から、広い範囲でパラメータサーベイを行い、遷音速点での光度の上限を見積もった結果が (表 1) のようになった。これは、あくまでも上限の見積もり

であって、そのパラメータの位置に解が存在していることを示しているわけではない。

表 1: 遷音速点での光度の上限の見積もり

質量 (M_{\odot})	半径 (km)	上限光度 (10^{40}ergs^{-1})
1.43727	100.6	0.0448
1.43740	50.06	0.0449
2.0	-	0.0624
4.0	-	0.125
20.0	-	0.625
40.0	-	1.25

このように、ただ白色矮星を重くしていくだけでは、非現実的な質量が必要になってしまう。これらの上限値はパラメータサーベイの中で、密度がより低い位置にあり、遷音速点がより光学的に薄い、光球に近い位置にあるような状態に存在している。これは物理的には、光学的に薄い領域で加速が起きることで、輻射のエネルギーが新星風の加速に使われすぎることなく、高い光度が保たれているような状態ではないかと考えられる。しかし、遷音速点が光球の外側の光学的に薄い領域に存在するような場合には、拡散近似を用いている新星風の理論は適用できなくなってしまう。そこでこうした場合にも適用できるように、近似をゆるめて、モデルに変更を加えることにした。光学的に薄い領域での輻射の影響を、計算を複雑にさせ過ぎず、ある程度適切に扱うためには、流速制限拡散近似 (FLD) や M1 クロージャなどが用いられることが多い。ここでは、1 次元ながら、M1 クロージャを用いることにした。以下に方程式を簡単に示す。

質量保存, 運動量保存, エネルギー保存

$$4\pi r^2 \rho v = \dot{M} = \text{const} \quad (6)$$

$$v \frac{dv}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} + \frac{GM}{r^2} = 0 \quad (7)$$

$$\frac{dL}{dr} + \dot{M} \left(v \frac{dv}{dr} + \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{\rho} (U + P) \right) + \frac{GM}{r^2} \right) \quad (8)$$

$$+ \frac{d\epsilon}{dr} = 0 \quad (9)$$

内部エネルギーと圧力

$$U = E_i + E_r = \frac{3}{2} \frac{kT}{\mu u} \rho + aT^4 \quad (10)$$

$$P = P_g + P_r = \frac{kT}{\mu u} \rho + DE_r \quad (11)$$

M1 クロージャ

$$P_r = DE_r \quad (12)$$

$$D = \frac{1 - \chi}{2} + \frac{3\chi - 1}{2} = \chi \quad (13)$$

$$\chi = \frac{3 + 4f^2}{5 + 2\sqrt{4 - 3f^2}} \quad (14)$$

$$f = \frac{F}{cE_r} = \frac{1}{4\pi a c} \frac{L}{r^2 T^4} \quad (15)$$

$$\frac{dP_r}{dr} = -\frac{\kappa \rho F}{c} = -\frac{\kappa}{4\pi c} \frac{\rho L}{r^2} \quad (16)$$

平均分子量, 不透明度, 白色矮星の半径, 核反応については、前述の場合と同様の計算を用いている。

これらを解くことで、白色矮星の表面から、光球を超えて、光学的に薄い十分遠方な領域までを記述することを目指している。

5 Conclusion

MAXI J0158-744 で観測されたような光度を説明するためには、単に白色矮星を重くするだけでは上手く行かず、遷音速点が光球の外側にあり、光学的に薄い領域で加速が起きているような状態を考える必要がある。こうした状態を記述するためには、光学的に薄い領域も扱えるように、近似をゆるめて、モデルに変更を加える必要がある。現在、新しいモデルでの計算を試みており、観測されたような光度を再現できる解が存在するかを検証している。

Reference

- Kato and Hachisu. 1994. ApJ
Morii et al. 2013. ApJ

Kepler-51 系における形成時の水素ヘリウム大気量推定

黒崎 健二 (東京大学大学院 理学系研究科 地球惑星科学専攻)

Abstract

Due to the progress in observational techniques, we have discovered many exoplanets. The number of multiple systems is increasing year by year. Multiple systems allow us to infer planetary masses by the transit timing variation method. To constrain bulk compositions of planets in multiple systems is important to verify the formation and evolution theory. We constrain the hydrogen-helium mass fraction for planets of Kepler-51 system as an example for a multiple system. While several studies investigated the mass loss evolution of the planets, there are few studies as to investigate the impact of the present intrinsic temperature of the planet. We simulate the interior structure and evolution of highly-irradiated sub/super-Earths that consist of a rocky core surrounded by a hydrogen-helium envelope, which include mass loss due to the stellar XUV-driven energy-limited hydrodynamic escape. We find that the present intrinsic temperature of the planet is important to estimate the present hydrogen-helium mass fraction. We also find there are minimum value for the initial hydrogen-helium mass fraction by the present planet's intrinsic temperature. Minimum values of hydrogen-helium mass fractions for Kepler-51 planets are larger than 10 %. This implies that the halting of the accretion process or the migration process is essential for the origin of Kepler-51 systems.

1 Introduction

Now a days the number of close-in low-mass low-density (LMLD) planets is getting greater due to the high precision observations by space telescopes. Since Kepler space telescope have discovered many types of multiple transit systems, they will tell us the difference between the our solar system and other planetary systems. Small planets are of great interest in their compositions because such LMLD planets do not exist in our solar system. Ikoma & Hori (2012) calculated the accretion of the hydrogen-rich atmosphere of LMLD planets and concluded that LMLD planets which obtained the hydrogen-rich atmosphere in situation had $\lesssim 10\%$ by mass. That is, the mass fraction of hydrogen-rich atmosphere for the LMLD planet is essential to understand the formation scenario.

Since LMLD planets which we have known are close to their host star, they have experienced the photo-evaporative mass loss. Several stud-

ies showed the impact of the photo-evaporative mass loss on their masses, radii, and compositions (e.g. Valencia et al., 2010, Nettelmann et al., 2011, Lopez et al., 2012, Kurokawa & Kaltenegger 2013, Kurosaki et al., 2014). Owen & Wu (2013) calculated the thermal evolution and mass loss of the LMLD planet which is consisted of a rocky core and a hydrogen-helium (hereafter H-He) envelope simultaneously. They showed the theoretical population of LMLD planets. The theoretical population is consistent with Kepler data. Lopez & Fortney (2013) also calculated smaller mass planets compared to Owen & Wu (2013). They also showed the small mass planets cannot retain their hydrogen-helium envelope for a long period.

Kepler-51 system has extremely low-mass low-density planets. Masuda (2014) showed that the Kepler-51 system has three planets and their mean densities were $\sim 0.05 \text{ g/cm}^3$. They would have had significant effect of mass loss. This suggest that

Kepler-51 system possessed more H-He envelope when they were formed. To constrain the initial H-He envelope is important because the H-He mass fraction implies the origin of the planet.

It is important to determine the bulk composition of low-mass low-density planets because the bulk composition, especially the H-He mass fraction, is a clue to solve origins and evolutions of planets. We focus on the H-He mass fraction for Kepler-51 b, c and d via numerical simulation for the thermal evolution and energy-limited mass loss.

2 Method

In this study, we simulate the evolution of the mass and radius of a planet that consists of a H-He envelope and a solid core, including the effects of mass loss due to the photo-evaporation driven by the XUV flux from the host star. We suppose that the structure is consisted of three layers in spherical symmetry and hydrostatic equilibrium: namely from top to bottom consisted of a H-He atmosphere, a H-He convective envelope and a solid core. We assume the solid core to be rock. In this study, we calculate the thermal evolution and mass loss simultaneously (see Kurosaki et al., 2014 for detail). We use the atmospheric model Guillot (2010) and adopt $\gamma = 0.4$. We assume the He mass fraction in the H-He atmosphere and H-He envelope $Y = 0.25$. We use Freedman et al., (2008) for the atmospheric opacity. We set the initial conditions and calculate backward by time. We stop the calculation if the planet have reached the assumed age or the planetary radius is larger than its Roche lobe radius. We calculate the initial hydrogen helium content of three planets; Kepler-51 b, c and d (see table 1). Here we set parameters: the initial intrinsic temperature $T_{\text{int},0}$ and the age T_a . We assume the age of the Kepler-51 system is equal to that of Kepler-51. We adopt $T_a = 0.3$ Gyr for the age of this system. We assume F_{XUV} as a constant value through

表 1: Parameter sets for Kepler-51 planets

Name	$M_p [M_{\oplus}]$	$R_p [R_{\oplus}]$	$a [\text{AU}]$
Kepler-51 b	2.1	7.1	0.2514
Kepler-51 c	4.0	9.0	0.384
Kepler-51 d	7.6	9.7	0.509

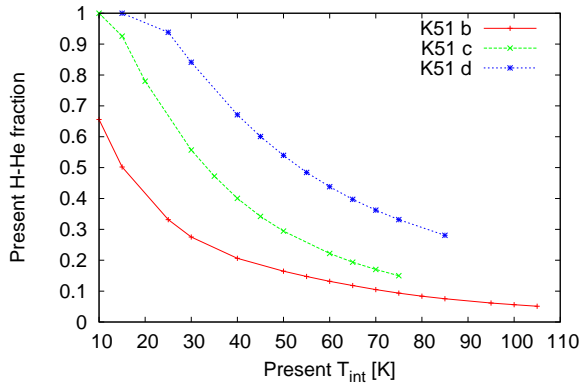
the time evolution. In general, F_{XUV} is a function of time and decrease as the time is elapsed. In this study, we adopt $F_{\text{XUV}} = F_0 (a/1\text{AU})^{-2}$ where $F_0 = 30, 100 \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$. We define the equilibrium temperature T_{eq} as $T_{\text{eq}} = T_{\text{eff}} \sqrt{R_{\star}/(2a)}$ where T_{eff} , R_{\star} , and a are the effective temperature for Kepler-51, the radius for Kepler-51, and the semi-major axis, respectively. We adopt $T_{\text{eff}} = 6018\text{K}$, $R_{\star} = 0.940R_{\oplus}$, and a from Table 1.

3 Result

Here we show the bulk composition of Kepler-51 planets. First, we derive H-He mass fractions for them in the present day. Second, we derive H-He mass fractions for them when they were formed. Lastly, we explain the reason for the behavior of the H-He mass fraction between the present state and the initial state.

3.1 Present H-He mass fraction

Figure 1 shows the relationship between the present intrinsic temperature T_{int} and the present H-He mass fraction. T_{int} is related to the planetary luminosity as $L_p = 4\pi R_p^2 \sigma T_{\text{int}}^4$ where σ is a Stefan-Boltzmann constant. We find that the present H-He mass fraction increase as the T_{int} decrease. That is because the larger T_{int} causes the larger planetary entropy. The larger planetary entropy causes the thermal expansion of planetary radius and then present H-He mass fraction decrease. We find that H-He mass fractions are 5-65 % for Kepler-51 b, 20-100 % for Kepler-51 c, and 30-100 % for Kepler-51 d. If the H-He mass fraction for each planet is

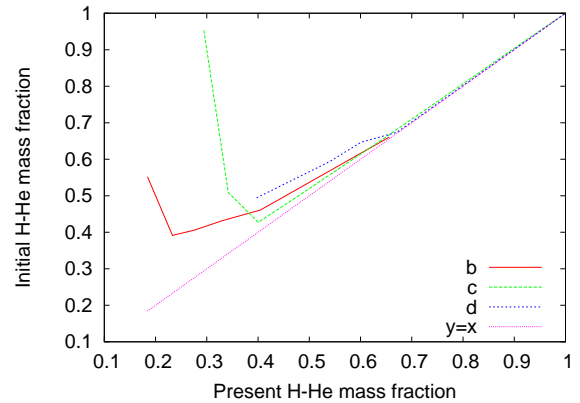


☒ 1: Relationships between the present T_{int} and present H-He mass fractions. The red, green, and blue are Kepler-51 b, c, and d, respectively.

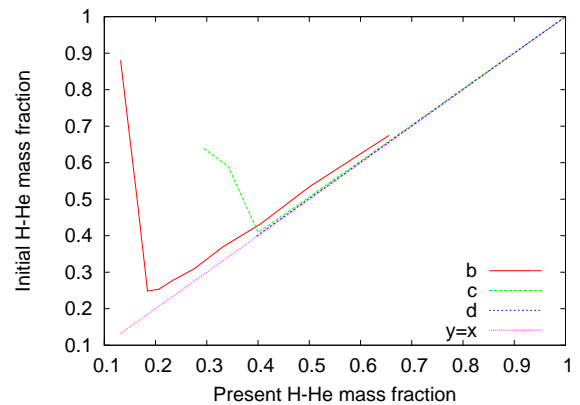
less than the lower limit for each planet, the age of the planet is inconsistent.

3.2 Initial H-He mass fraction

Although uncertainty of the mass loss theory and the initial heat content unable us to determine the upper limit of initial H-He content, we find that there are minimum value for the initial H-He content by the present H-He content. Figure 2 shows relationships between present H-He mass fractions and initial planetary masses for $F_0 = 100$. Figure 3 shows relationships between present H-He mass fractions and initial planetary masses for $F_0 = 30$. In general, the present H-He content is a function of the present intrinsic luminosity. That is, the planet's H-He content is small if the present intrinsic luminosity is high due to the high entropy of the planet. Although we cannot remove the uncertainty of XUV flux and the water mass fraction, we have removed the uncertainty of the minimum H-He content. This minimum value for H-He content X_H^* will be useful to constrain the formation scenario. Supposed $30 \leq F_0 \leq 100$ by the time evolution, we find that $X_H^* = 20 - 35 \%$ for Kepler-51 b, $X_H^* = 35 - 40 \%$ for Kepler-51 c. However, we



☒ 2: Relationships between the present and initial H-He mass fractions for $F_0 = 100$. The red, green, and blue are Kepler-51 b, c, and d, respectively.



☒ 3: Relationships between the present and initial H-He mass fractions for $F_0 = 30$. The red, green, and blue are Kepler-51 b, c, and d, respectively.

cannot find X_H^* for Kepler-51 d because the mass loss does not affect significantly.

3.3 Existence for the minimum value

The reason why there are minimum values for initial H-He mass fractions is the balance between the mass loss timescale and thermal contraction. The most important effect for the existence of the minimum value is the expansion rate of a hydrogen-helium planet. The expansion rate is a function

of the planetary mass, H-He mass fraction and the planetary intrinsic temperature supposed the semi-major axis is constant. If the present H-He mass fraction is small, the present intrinsic temperature is large. Then the planet is easy to expand, which causes the significant mass loss. On the other hand, the large H-He mass fraction is due to the small present intrinsic temperature. Then the planet does not expand enough to cause the significant mass loss. In figure 2 and 3, $y = x$ means that the planet have not experienced significant mass loss.

4 Discussion

4.1 Uncertainty of the XUV flux

We evaluate the uncertainty of the X-ray flux. Since we have little knowledge about the XUV flux of the Kepler-51, we evaluate the 8 types of X-ray model derived by Jackson et al., (2012). However, the difference of X-ray model does not affect the value of X_H^* significantly. Therefore, $X_H^* > 10\%$ for Kepler-51 planets is valid.

4.2 The orbital stability of Kepler-51 system

For Kepler-51 system, the mutual Hill radius Δ is larger than 9. Chambers et al., (1996) showed that the multiple system for $\Delta > 9$ is stable for a long periods. Although Chambers et al., (1996) assumed planetary masses are constant value, this conclusion does not change when we assume $e = 0$. Therefore, Kepler-51 system has no problem in the orbital stability if they experienced significantly mass loss.

5 Conclusion

We constrain the hydrogen-helium mass fraction for planets in the Kepler-51 system. We can derive

the minimum mass fraction for the hydrogen-helium mass fraction. Minimum values of hydrogen-helium mass fractions for these planets are larger 10 %. Although we need evaluate the sensitivity of the composition of core and atmosphere, this implies that Kepler-51 system have not been likely to formed in situ and the halting the accretion of atmosphere and the migration process are essential to constrain the origin of the Kepler-51 system.

Acknowledgement

K.K. are supported by Grants-in- Aid for JSPS Fellows: No., 26-11515.

Reference

- Chambers, J. E., Wetherill, G. W., & Boss, A. P. 1996, *Icarus*, 119, 261
- Freedman, R. S., Marley, M. S., & Lodders, K. 2008, *ApJS*, 174, 504
- Guillot, T. 2010, *A&A*, 520, A27
- Ikoma, M., & Hori, Y. 2012, *ApJ*, 753, 66
- Jackson, A. P., Davis, T. A., & Wheatley, P. J. 2012, *MNRAS*, 422, 2024
- Kurosaki, K., Ikoma, M., & Hori, Y. 2014, *A&A*, 562, A80
- Kurokawa, H., & Kaltenegger, L. 2013, *MNRAS*, 433, 3239
- Ribas, I., Guinan, E. F., Güdel, M., & Audard, M. 2005, *ApJ*, 622, 680
- Lopez, E. D., & Fortney, J. J. 2013, *ApJ*, 776, 2
- Lopez, E. D., Fortney, J. J., & Miller, N. 2012, *ApJ*, 761, 59
- Masuda, K. 2014, *ApJ*, 783, 53
- Owen, J. E., & Wu, Y. 2013, *ApJ*, 775, 105
- Valencia, D., Ikoma, M., Guillot, T., & Nettelmann, N. 2010, *A&A*, 516, A20

微惑星形成の重力不安定モデルにおける Drag Instability

白井 陽祐 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

微惑星形成における重力不安定モデルは μ m サイズから cm サイズの円盤中のダストから自己重力不安定による収縮を経て微惑星を形成するモデルである。自己重力による不安定が起きるにはダスト密度が円盤中で極端に高くなるような領域ができることが必要であるが、円盤を最小質量モデルに仮定すると恒星の重力などによって平均場的にそのような領域を作ることは困難であると考えられている。その他のメカニズムで局所的に高密度な領域が出来る可能性があるが、そのひとつとして考えられるのが Drag Instability と言われるメカニズムである。今回は Chiang&Youdin (2010) から重力不安定モデル全体の概観と Drag Instability のメカニズムを理解することに注力した。

1 Introduction

原始惑星系円盤中のダストは恒星の重力によって垂直方向に赤道面に向かって沈降し赤道面付近にダスト密度の高い層が形成されると考えられる。しかし、乱流やケルビンヘルムホルツ不安定の影響によってダストの沈降そのものやダスト層全体が薄くなることが妨げられる可能性が指摘されている。したがって平均場的にダストが自己重力不安定に陥るまで高密度に濃集することが困難であると考えられる。恒星重力以外の要因によってダストが局所的に濃集する可能性として、ガス圧が高い領域や乱流渦の隙間にダストが濃集していくメカニズムなどが考えられている。その中でも本発表ではダスト層が一定程度形成された後に発生する Drag Instability に注目する。局所的な圧力勾配へのダストの濃集や乱流渦の隙間へのダスト濃集はダスト層の形成に関わらず発生するが、Drag Instability はガスによる drag がダスト粒子の運動に対して働く結果として、ダストの密度ゆらぎを増大させ不安定を招くメカニズムであり、ダスト層における重力不安定を議論する上で重要である。この不安定はダスト層がある程度成層した場合に必ず発生すると考えられるためその詳細を理解することは微惑星形成プロセスを理解する上で重要な問題である。

2 Methods

Drag Instability を表す基礎方程式を Goodman&Pindor (2000) に基づいて示す。

ダスト層を円盤径方向一次元で垂直方向に積分した面密度とともに考え、径方向のダストの運動に対してダスト面密度の関数によって与えられるガスによる drag が働くモデルを考える。

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\Sigma v) = 0$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = g - \gamma(\Sigma)v$$

Σ は面密度、 v はダストの径方向への運動の速度、 γ はダストにはたらくガスによる drag の大きさを示す係数を表し、 g は重力・圧力・コリオリ力を代理する項である。

この基礎方程式系に対して以下の γ の一次のテイラー展開による近似を用いてフーリエ依存 ($\exp(\Gamma t - ikx)$) の線形摂動を与え安定性の解析を行う。(Γ : 実部が成長率、虚部が角振動数を表す定数/ i : 虚数単位)

$$\gamma(\Sigma) \approx \gamma_0 + d\gamma/d\Sigma|_0 \Sigma'$$

3 Results

以上により線型安定性解析から以下の分散関係式を得ることが出来る。

$$\Gamma = \frac{\Gamma_0}{2} \left(-1 + 2i\tilde{k} \pm \sqrt{1 - 4i\delta_\gamma \tilde{k}} \right)$$

$$\tilde{k} \equiv kv_0/\gamma_0, \delta_\gamma \equiv d\ln\gamma/d\ln\Sigma|_0$$

この分散関係式から $\delta_\gamma \neq 0$ に対して必ず正の角速度を持つことが分かる。これによりガスによる drag がダストに対して集合的に働く場合必ず不安定をもたらすことが示されている。

成長のメカニズムを知るためにモード解析を行う。 Γ の実部に着目して成長モードの δ_γ に関するテイラー展開より

$$\Gamma = \Gamma_0 + \Gamma_1 + \Gamma_2 = ikv_0 - i\delta_\gamma kv_0 + \gamma_0 \tilde{k}^2 \delta_\gamma^2$$

これと基礎方程式から $v' = v'_0 + v'_1 + v'_2$ を求めると

$$v'_0 = 0$$

$$v'_1 = -\delta_\gamma (\Sigma'/\Sigma_0) v_0$$

$$v'_2 = -(\Gamma_1/\gamma) v'_1 = -i\tilde{k}\delta_\gamma^2 (\sigma'/\Sigma_0) v_0$$

$\Sigma', v'_0, v'_2, v'_2$ の変動を表したのが図 1 である。 δ_γ の一次の項を見ると v'_1 は Σ' とともに大きくなる。 $\delta_\gamma > 0$ ならドリフト速度は密度極大に向かって drag force の摂動によって遅くなる。波は拡大しないが速度は変化する。 δ_γ の二次の項を見ると v'_1 の加速は drag の対象となり二つ目の流 v'_2 を引き起こす。 v'_2 は v'_1 の符号が密度極大 (極小) の場所で変わることから位相が $-\pi/2$ ずれている。これが密度の摂動を増大させている要因である。

4 Discussion

Youdin&Goodman(2005) では 3次元ダスト・ガスの 2 流体モデルを使ってダスト-ガス間の相互作用を考慮して同様の安定性解析を行っているが Goodman&Pindor (2000) によるガスの drag がダストに対して集合的に働くと仮定した Drag Instability による不安定性解析の結果と同様の不安定性があること

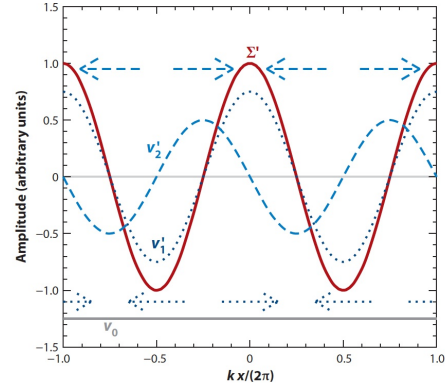


図 1: Chiang&Youdin(2010). より引用。縦軸は摂動の振幅、横軸は径方向の座標を摂動の波長で規格化したものを表す。平衡状態における径方向内側へのダストのドリフト速度は x 近傍においてローカルに v_0 で一定とし、灰色の実線で示している。赤の実線が波長 $2\pi/k$ の面密度の摂動 (Σ')、濃青の破線が δ_γ の一次のダストの速度の摂動 (v'_1)、青の破線が δ_γ の二次のダストの速度の摂動 (v'_2) を表している。また、濃青の破線の矢印が v'_1 による、青の破線の矢印が v'_2 によるダストの mass flux を表す。

が示されている。Youdin&Goodman(2005) においてはダスト層のダスト-ガス比とダストのストップングタイムが不安定の成長に対して重要なパラメーターであることが示されているが、このことから Drag Instability をケルビンヘルムホルツ不安定やダストサイズの合体成長による変化と共に考える必要があることを示している。

5 Conclusion

今回は Drag Instability 単体でのダストの濃集について理解することに注力したが、今後 Drag Instability とその他の不安定過程やダストの濃集メカニズム、ダストサイズ分布の進化がどのように関連、相互作用して自己重力不安定の発生に対して影響を及ぼすのかについて理解を深め検討していきたいと考えている。

6 Reference

E.Chiang and A.N.Youdin. 2010, Annu. Rev. Earth Planet. Sci. 2010. 38:493-522

J.Goodman and B.Pindor. 2000, arXiv:astro-ph/9112538v1

Andrew N. Youdin and Jeremy Goodman.2005, arXiv:astro-ph/0409263v1

低金属度衝撃波圧縮ガス層の分裂

宮澤 航平 (東北大学大学院 天体理論グループ M1)

Abstract

初代銀河における星の質量関数はまだ不明な点が多い。銀河に流入するガスは衝撃波を伴いハローに落ち込むと考えられており、本研究では衝撃波により圧縮・加熱されたガスからの星形成を考えた。初代銀河で形成される典型的な星の質量を見積もるために、ガスの熱進化を追うことで母体となる fragment の質量スケールを求めた。一般に初代星はおよそ $100M_{\odot}$ の大質量星であると考えられているが、重水素分子による冷却やダストによる水素分子生成が有効になるに従い、 $10M_{\odot}$ 程度の小質量星ができることを示唆する結果が得られた。これは初代銀河で誕生した低金属度星が直接観測できる可能性があることを示す結果である。

1 Introduction

初代星 (種族 III) の典型的な質量は $10M_{\odot}$ から $100M_{\odot}$ と考えられている一方で太陽近傍の星 (種族 I) や低金属度星 (種族 II) は太陽質量程度で小質量である。このことから宇宙の星形成史の中で、星の典型的な質量が大質量から小質量へと遷移したと考えられている。(Pop III / II Transition) 本研究の目的はこの遷移がどのように起こるのかを明らかにすることである。先行研究で球対称に自由落下するガスを初期条件とした質量スケールの見積りはされている一方で、銀河形成期に衝撃波を経験したガスを初期条件とした fragment の質量スケールについて系統的な議論はあまりなされていない。この問題を考える上でハローに流入するガス密度は正確にわかっていないので、今回は $n_{\text{pre}} = 0.01\text{cm}^{-3}$ から 10^5cm^{-3} まで幅広い初期密度に対し fragment の質量スケールを計算した。

2 Methods

定常的な一次元の流れを仮定し、衝撃波通過後の領域 (Post-shock region) について One-zone 計算した。衝撃波面の前後はランキン-ユゴニオの関係式で結ばれる。

$$x = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2} \quad (1)$$

$$y = \frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad (2)$$

ここで波面前方の物理量を p_1, ρ_1, v_1 、後方の物理量を p_2, ρ_2, v_2 とし、 M_1 は前方でのマッハ数である。定常流の仮定からショック通過後のガスは質量と運動量を保存しながら進化する。温度進化は (5) のエネルギー方程式を解く。 e は単位質量あたりの熱エネルギーであり Λ_{net} は単位体積あたりの正味の冷却率である。これには輝線とダスト放射の冷却、及び化学反応の反応熱を考慮した。輝線に関しては HI の Ly α と C, O の微細構造線、 H_2 , HD, CO, OH, H_2O の分子輝線を考え、光学的に薄いことを仮定した。

$$\rho v = \rho_2 v_2 \quad (3)$$

$$\rho v^2 + p = \rho_2 v_2^2 + p_2 \quad (4)$$

$$\frac{de}{dt} = \frac{p}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} - \frac{\Lambda_{\text{net}}}{\rho} \quad (5)$$

ガスの分裂条件は Post-shock region の中心の最も冷えた領域が最も早く重力的に不安定になると仮定し、ガスがジーンズ条件: $t_{\text{ff}} < t_{\text{cross}}$ を満たしたらジーンズスケールに分裂するとした。ここで $t_{\text{ff}} = \sqrt{3\pi/32G\rho}$, $t_{\text{cross}} = L_{\text{layer}}/C_s$ であり L_{layer} は中心ガス層の厚さ、 C_s は音速である。初期の化学組成比は (Nakauchi et al. 2014) より $y_{\text{ini}}(\text{H}) = 0.99$, $y_{\text{ini}}(\text{H}^+) = 0.01$, $y_{\text{ini}}(\text{D}) = 3.96 \times 10^{-5}$, $y_{\text{ini}}(\text{D}^+) = 4.0 \times 10^{-7}$, $y_{\text{ini}}(e^-) = y_{\text{ini}}(\text{H}^+) + y_{\text{ini}}(\text{D}^+) + y_{\text{ini}}(\text{C}^+)$ とした。ここで $y(i) \equiv n_i/n_{\text{H}}$ である。重元素は C, O 及びその化学反応を考え、C, O の個数比は Pollack dust model (Pollack et al. 1994) より与えた。

3 Results

初代銀河は $z \sim 10$ に形成されたと考えられていることから、衝撃波の速度を初代銀河のハローの質量 $M_{\text{halo}} = 10^8 M_{\odot}$ に対応するドリアル速度である $v_s = 20 \text{ km/s}$ とした。今回は $Z = 0, 10^{-4} Z_{\odot}, 10^{-2} Z_{\odot}$ の 3 つの金属量に対し分裂条件を満たすまで計算を行った。以下に $Z = 0, 10^{-2} Z_{\odot}$ の場合の熱進化を示す。今回の設定では $Z = 10^{-4} Z_{\odot}$ の場合の進化は $Z = 0$ の場合と比較し有意な変化が見られなかったため図は省略する。すべての場合で 7000 K から 8000 K までは HI の Ly α 輝線によりすばやく冷却されるが、以降の熱進化は密度や金属量によって異なる。各図では流入するガス密度が $n_{\text{pre}} = 0.1, 1.0, 10, 10^2, 10^3, 10^4, 10^5 \text{ cm}^{-3}$ の場合を示した。背景紫外線や宇宙線の効果は計算に含めていない。

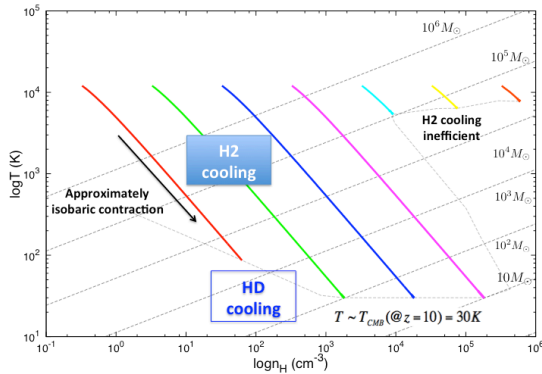


図 1: $Z = 0$ の熱進化

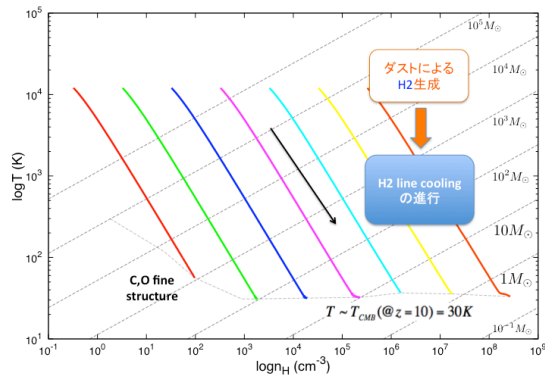


図 2: $Z = 10^{-2} Z_{\odot}$ の熱進化

$Z = 0$ のダストのない環境下では H_2 は電子を触媒とした H^- チャンネルにより生成される。



さらに $\lesssim 150 \text{ K}$ の低温では H_2 から HD が有効に生成されるようになり、およそ 100 K 以下では HD 冷却が H_2 冷却を上回り有効な coolant となる。



中心のガス層は流入するガスのラム圧により支えられるため、冷却に伴い近似的に定圧のまま圧縮される。図 1 より初期密度が低・中密度の場合では $y(\text{H}_2) \sim 10^{-3}$ まで十分に H_2 が生成され、振動・回転遷移輝線によりおよそ 100 K まで冷却が進んだ。密度が高いほうが冷却率が高く cooling time が短いいためすばやく H_2 冷却が進行し、ガス層が重力不安定になるほど十分厚くなる前に HD 冷却が進んだ。最終的に分裂条件を満たすまでに約 30 K まで冷却された。これは $z = 10$ の CMB 温度に対応している。 $n_{\text{pre}} \gtrsim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ の高密度の場合ではおよそ 8000 K まで冷却された後、 H_2 の衝突解離が進むためこれ以上冷えることができない。この境となる密度は H_2 の臨界密度に対応している。

$Z = 10^{-2} Z_{\odot}$ の場合では初期密度が低密度の場合において C, O の微細構造線の冷却が加わるために $Z = 0$ の場合よりもわずかに冷却が進行した。しかしこれにより fragment の質量スケールが大きく変化することはないようである。高密度の場合ではダスト表面での H_2 生成が有効に進むため、 $Z = 0$ の場合と異なり高密度領域においても H_2 の輝線による冷却が進行し最終的に約 30 K まで冷却が進んだ。

4 Conclusion

$Z = 0$ の場合の熱進化については先行研究と同様の結果が得られた。流入するガスが $\lesssim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ の低密度の場合で HD 冷却が十分に効く場合には $10 M_{\odot}$ から $100 M_{\odot}$ の fragment が生じ、低質量星が生まれる可能性がある。(Nakauchi et al. 2014) しかし今回の計算では比較的高い初期電離度を用いた。式 (6),(7)

より H^- チャンネルでの H_2 生成効率は電離度に依存し、今回は H_2 が効率よく生成され冷却効率が高いために fragment 質量が小さく見積もられた可能性がある。より低い電離度の場合についても分子冷却の効果を調べ、fragment の質量スケールを検証する必要がある。一方で高密度の場合にはおよそ $10^5 M_\odot$ の大質量 fragment が生じ、これが初期宇宙における超大質量ブラックホールの種になることが示唆される。(Inayoshi, Omukai. 2012)

先行研究によるとガスが強い背景紫外線に晒された場合、分子の破壊が進行するために分子冷却が効かなくなることから低質量 fragment が生じなくなる。しかし今回の研究からダストの存在は低質量 fragment の生成に大きく寄与することが期待される。今後背景紫外線が存在する環境下で低質量 fragment が生成されうるかを検証するとともに、閾値となる金属量: critical metallicity (Z_{crit}) を見積もることでどれくらい星間ガスに重元素が蓄積されれば低質量星が生成されるのかを調べる必要がある。また重元素の微細構造線の冷却により、ダストのない環境で低質量星が形成されうるかも検証したい。

Reference

- Nakauchi D. and Inayoshi K. and Omukai K. 2014. MNRAS, 422, 2667N
- Inayoshi K. and Omukai K. 2012. MNRAS, 422, 2539
- Safranek-Shrader C. and Bromm V. and Milosavljević M. 2010. ApJ, 723, 1568

ガスの状態方程式と星間雲の分裂質量の関係

水野 友理那 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

ガスの熱進化とフィラメントの分裂時期を考えることで、分裂片の質量は見積もることが出来る。指数を γ とするポリトロップガスのフィラメントを考える。 $\gamma > 1$ の場合、フィラメントの対称軸への収縮が止まる時点で分裂する。その後分裂片は、球対称に収縮する。一方、自己相似収縮するポリトロップ球に対して棒状の摂動を加えた結果、 $\gamma < 1.097$ で摂動が成長することが分かった。両者の結果は、 $1 < \gamma < 1.097$ の範囲ではどのように変化するか不明であるため、今後の研究に繋げていきたい。

1 イントロダクション

理論的に星間ガス雲の分裂はフィラメント形状を経て進むと考えられている。また、観測的にも星間ガス雲はフィラメントの集合体であることが知られている。これらから、フィラメントの分裂により分子雲コア形成が起こると考えられている。

$T \propto \rho^{\gamma-1}$ となるポリトロップガスを考える。以下では熱進化を γ の変化として考える。分裂片 (分子雲コア) の質量はフィラメントが分裂する時点でのジーンズ質量で与えられる。

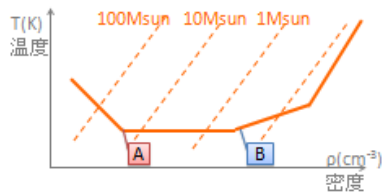


図 1: 星間ガスが収縮するときの温度と密度の関係の例。実線は星間ガスの熱進化、破線は力学平衡となる雲の質量 (ジーンズ質量) を表す。A でフィラメントが分裂した場合、形成される質量は $\sim 10M_{\odot}$ となる。B で分裂した場合、分子雲コアの質量は $\sim 10^{-1}M_{\odot}$ である。

2 フィラメント形状の収縮と状態方程式

半径 R のフィラメントが収縮している場合を考える。単位長さ当たりの質量を M_{line} として、フィラメントの圧力勾配と重力の比を考える。

圧力勾配は

$$|F_P| = \frac{K\rho^{\gamma-1}}{R} \propto R^{1-2\gamma} \quad \because \rho \propto R^{-2}$$

重力は

$$|F_g| = \left. \frac{d\Phi}{dr} \right|_{r=R} = \frac{2GM_{line}}{R}$$

これらから

$$\frac{F_P}{F_g} \propto R^{2-2\gamma}$$

1. $\gamma > 1$

$F_P/F_g < 1$ で収縮してもある半径 R_{cr} で $F_P/F_g > 1$ となるため、収縮は止まる。

2. $\gamma < 1$

$F_P/F_g < 1$ の場合は収縮し続ける。

3. $\gamma = 1$

安定なフィラメントの密度分布の密度分布は決まった形を持ち (Ostliker(1964))、密度分布から単位長さ当たりの質量は以下の式で与えられる。

$$M_{line,cr} = \frac{2c_s^2}{G}$$

• $M_{line} > M_{line,cr} \rightarrow$ 収縮し続ける

• $M_{line} < M_{line,cr} \rightarrow$ 膨張し続ける

実際の星間空間では、密度が高くなると光学的厚さが大きくなり、冷却が効果的ではなくなる。そのため、高密度で $\gamma > 1$ となった時に収縮が止まる。

3 フィラメント状雲の分裂

力学平衡で無限に長いフィラメントに対して摂動を加える。z 方向の摂動を $\delta\rho \propto e^{ikz + \sqrt{\mu}t}$ と考える。摂動の成長率は図 2 のようになる。ある波長より長い場合、摂動が成長することが分かる。

図 2 から最大成長率が存在することがわかる。この時の波数を k_{max} とする。 k_{max} の摂動が成長することで分裂片が形成される。よって、形成さえる分裂片の間隔も $\lambda_{max} = 2\pi/k_{max}$ に対応する。

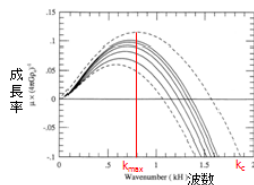


図 2: 分散関係式上側の破線が等温の力学平衡なフィラメントの摂動の成長率を表す。図中の k_c より短い波数の揺らぎが成長する。最も成長するの揺らぎは $k_{max} = k_c/2$ である。

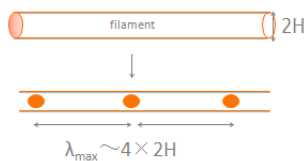


図 3: フィラメント状雲が分裂する様子最も成長する揺らぎが分裂片の間隔に対応する

4 分裂片の進化

Inutsuka & Miyama (1997) では、等温で自己相似収縮しているフィラメントに対して摂動を加え、摂動の成長を数値シミュレーションで調べられた。これにより、以下の 2 つの結果が得られた。

- (i) $M_{line} \sim M_{line,cr}$ (収縮が遅いフィラメント)
→ 球対称に run-away collapse し、分裂する。T
- (ii) $M_{line} > M_{line,cr}$ (収縮が速いフィラメント)
→ 軸方向に収縮し (spindle) し、分裂しない。

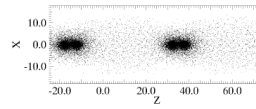


図 4: (i) 粒子要素をプロット

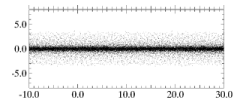


図 5: (ii) 左同様

(i) の分裂片はその後、球状に収縮していくことが分かった。(図 6 参照)

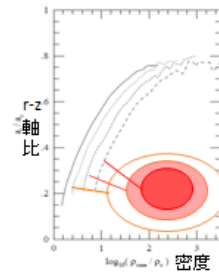


図 6: 分裂片の r-z 軸比線は密度等高線の r-z 軸比の時間進化を表す。時間進化に対して軸比が 1、すなわち球状に近づいていくことが分かる。

一方、Hanawa & Matsumoto (2000) では、球対称自己相似収縮するポルトローブ球に対して、球面調和関数型の摂動を加えた。摂動の成長率をみたところ、棒状の摂動 ($l=2, m=0$) が成長することが分かった。

図 7 の成長率の結果から、分裂片が収縮している間に棒状の摂動が成長するのは $\gamma < 1.097$ の範囲である。

5 まとめと今後

1. フィラメントが $\gamma > 1$ となった結果として収縮が止まり、分裂片が形成されることが予想される。

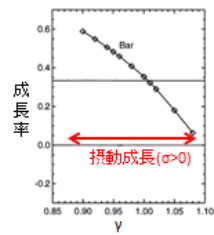


図 7: 棒状な摂動の γ に対する成長率

2. 球対称収縮するポリトロップガスに対して棒状の摂動を加えた場合、 $\gamma < 1.097$ で棒状の摂動が成長する。

今後、 $1 < \gamma < 1.097$ における進化がどのようなものかを研究していきたいと考えている。

Reference

- [1] S. Inutsuka & S. M. Miyama, 1992, ApJ, 388, 392
- [2] S. Inutsuka & S. M. Miyama, 1997, ApJ, 480, 681
- [3] T. Hanawa & T. Matsumoto, 2000 PASJ, 52, 241

磁気流体波動駆動型の巨大ガス惑星からの質量放出と大気構造

田中 佑希 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

近年は多数の太陽系外惑星が発見されており、その中には中心星に極めて近接した軌道を公転している巨大ガス惑星も多く存在している事が分かっている。このような惑星はホットジュピターと呼ばれており、中心星からの強力な輻射を受けて表面は 1000K 程度の高温に加熱されている。また様々な観測から、ホットジュピターが持つ大きく膨張した水素大気存在や、大気からの大量の質量放出現象の存在も分かっている。ホットジュピターからの質量放出については、大気上層部から高速で流れ出す水素大気存在が観測から明らかになっており、モデル依存性はあるものの質量放出率の推定値も得られている。しかし、このような大量の質量放出現象の詳細なメカニズムは未だにはっきりとは解明されていない。そこで我々がホットジュピターからの質量放出のメカニズムとして提案しているのが、磁気流体波動によって駆動される太陽風の質量放出現象である。

巨大ガス惑星が固有磁場を持っており、惑星表面に乱流が存在している場合は、表面で磁気流体波動が励起される。さらにその波が上空へ伝播し散逸することによって大気の運動エネルギーとなり、質量放出を駆動する事が考えられる。本研究では、太陽風と同様の数値計算を、ホットジュピターに関して典型的だと考えられるパラメータを用いて行った。その結果、磁気流体波動によって引き起こされた質量放出の値は、観測から推定されている質量放出率を説明出来る事が分かった。また、発見されている惑星の半径や質量、推定される表面温度などは様々であるため、これらをパラメータとして計算を行った。計算の結果から、ガス流は大気上層で超音速まで加速され、さらに高層大気は数万 K にまで加熱されることも示した。本講演では、ホットジュピターだけではなく巨大ガス惑星全般における質量放出の可能性や大気構造への影響についても議論したい。

1 Introduction

中心星に非常に近接した軌道を持つ巨大ガス惑星を「ホットジュピター」と呼ぶ。初めて発見された主系列星周りの系外惑星であるペガサス座 51 番星 b もホットジュピターであり、太陽系には無いタイプの惑星であるホットジュピターは系外惑星には普遍的であることが分かっている。典型的な軌道長半径は 0.1AU 以下であり、中心星からの強い輻射を受ける。そのため、表面温度は 1000 K 前後の極めて高温の環境になっていると考えられている。そのため、大気からは大量の大気散逸が発生していることが期待される。

系外惑星の観測手法の一つであるトランジット法からは惑星の半径や軌道周期などの情報が得られるが、高精度の観測を行うことによってその他にも様々な情報を得ることができる。例えば、多波長でのトラン

ジット観測を行うことにより、ホットジュピターの希薄な水素を主成分とする高層大気が惑星半径の数倍の大きさまで広がっている事や、大気の散逸が発生している事も分かっている。惑星から高温の水素大気が彗星の尾状に散逸している場合、紫外線領域での観測では散逸する大気によって中心星が隠されることによる減光が発生する。この減光は惑星本体のトランジット後にしばらく続くため、紫外線領域の減光曲線には歪みが生じる事になる。HD 209458b というホットジュピターでこの減光曲線の歪みが観測されており、質量放出率の下限値も $\sim 10^{10} \text{g/s}$ と求められている。(Vidal-Madjar et al. 2003)

このような大量の質量散逸を駆動するメカニズムとして、様々なものが提案されているが、未だにその詳細は未解明である。本研究では、惑星 (特にホットジュピター) が持つ固有磁場による、磁気流体擾

乱 駆動型の質量放出の可能性について調べた。これは、表面对流による乱流のエネルギーが磁場を介して惑星風を駆動し、質量放出に繋がるというモデルであり、太陽風の加速機構と同一のものである。

2 Numerical methods

ここでは、太陽風駆動に関する先行研究である Suzuki & Inutsuka(2005, 2006) の計算をガス惑星に応用する。太陽表面では対流によるエネルギー輸送が起きており、対流に起因する乱流が発生している。この乱流は太陽光球面の観測において、粒状斑という形で実際に観測されている。乱流によって磁力線の根元が揺さぶられることによって、表面からアルフヴェン波を主とする磁気流体波動が上空へと伝播することになる。これが太陽風を駆動する原因となっている事を示したのが先行研究である。

計算には 1 次元の flux tube を用いる。数値計算では輻射冷却と熱伝導を含めた理想的な磁気流体力学の方程式を解く。質量保存、運動量保存、エネルギーと磁場の発展式はそれぞれ以下のように書ける。

$$\frac{d\rho}{dt} + \frac{\rho}{r^2 f} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 f v_r) = 0 \quad (1)$$

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

$$\rho \frac{d}{dt} (r\sqrt{f}v_\perp) = \frac{B_r}{4\pi} \frac{\partial}{\partial r} (r\sqrt{f}B_\perp) \quad (3)$$

$$\rho \frac{d}{dt} \left(e + \frac{v^2}{2} + \frac{B^2}{8\pi\rho} - \frac{GM_\odot}{r} \right) + \frac{1}{r^2 f} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 f \left(\left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) v_r - \frac{B_r}{4\pi} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{v}) \right) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 f F_c) + q_R = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial B_\perp}{\partial t} = \frac{1}{r\sqrt{f}} \frac{\partial}{\partial r} (r\sqrt{f} (v_\perp B_r - v_r B_\perp)) \quad (5)$$

ここで、 ρ 、 \mathbf{v} 、 p 、 \mathbf{B} はそれぞれ密度、速度、圧力、磁束密度である。 r 、 \perp はそれぞれ動径成分、接線

成分を示す。また d/dt は Lagrange 微分、 $\partial/\partial t$ は Euler 微分である。単位体積当たりのエネルギーは $e = (1/(\gamma - 1))(p/\rho)$ 、 $\gamma = 5/3$ である。 F_c は電子熱伝導による熱輸送であり、

$$F_c = \kappa_0 T^{5/2} \left(\frac{dT}{dr} \right) \quad (6)$$

また、 $\kappa_0 \approx 10^{-6}$ である。 q_R は輻射による冷却を表す項である。

3 Results

3.1 表面での擾乱振幅に対する依存性

まずは惑星表面で磁力線に与える擾乱の速度分散が、惑星からの質量放出率やガス惑星の大気構造に与える影響について述べる。ガス惑星からの惑星風の噴き出しを駆動しているのは、表面擾乱により励起された磁気流体波動が持つポインティングフラックスである。擾乱の大きさに寄って磁気流体波動によって輸送されるエネルギーは変わるため、質量放出率もそれに伴って変化する事が期待される。系外惑星での表面乱流の強度は不明であるため、まずは表面での擾乱振幅をパラメータとして与えて計算を行った。ガス惑星は、木星半径、木星質量を設定し、表面温度は 1000K として計算を行った。その結果が図 1 である。

表面での擾乱が音速の 20% の時、質量放出率は $\dot{M} \approx 4.0 \times 10^{-16} M_\odot/\text{yr}$ となる。観測からの下限値は $\sim 1.6 \times 10^{-16} M_\odot/\text{yr}$ であるため、木星程度の大きさの天体で表面温度を 1000K とした場合は、表面での擾乱の速度振幅が音速の 20% 程度あれば観測の下限値を十分に説明することが出来る。

3.2 惑星半径・惑星質量に対する依存性

次に表面での速度擾乱の大きさを音速の 10% に固定し、惑星の半径と質量をパラメータとして変化した場合の質量放出率の依存性について考察する。発見されているホットジュピターは、その質量や半径

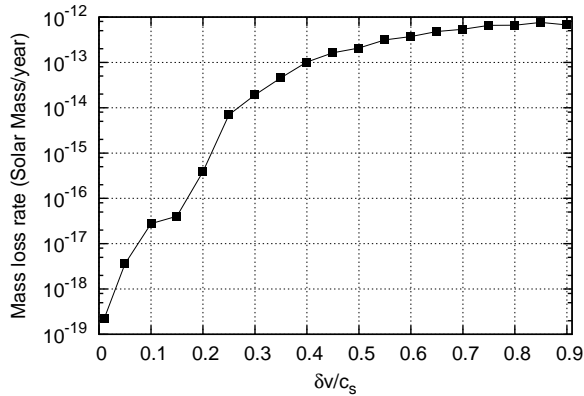


図 1: 惑星表面での擾乱振幅を変えた時の質量放出率の変化。横軸は表面音速で規格化した速度分散の大きさ、縦軸は太陽質量/年で規格化した質量放出率である。表面で磁力線に与える擾乱の大きさが大きいほど質量放出率も大きくなる事が分かる。

はまちまちである。特に、既存の理論では説明出来ないほどに大きく膨張した半径を持つホットジュピターも発見されており、それぞれの惑星で異なる質量放出率である事が期待される。その結果が図 2 である。

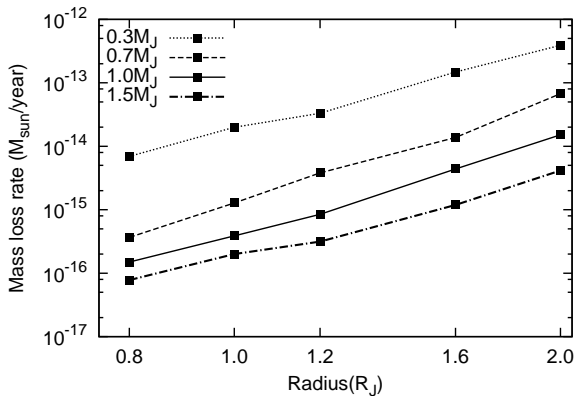


図 2: 惑星の半径と質量を変化させて計算した場合の質量放出率の変化。横軸は木星半径で規格化した惑星半径であり、 $0.8R_J \sim 2.0R_J$ の範囲を計算している。

図 2 より、惑星半径が大きく、惑星質量が小さい場合はより大きな質量放出率を得る事が分かる。特に半径には大きく依存している事が分かり、半径が 2 倍になると質量放出率は 1 桁程度増加している。

4 Discussion

ここでは、質量放出率の半径と質量に対する依存性について議論する。惑星の半径と質量によって質量放出率は大きく変化する事が分かった。これは、半径と質量が変化することによって惑星表面付近での重力が変化するため、大気のスケールハイトが変わる事に原因があると考えられる。磁気流体波動による惑星風の駆動は、惑星表面よりも上空で発生している。磁気流体波動が散逸する領域で惑星風が加速され、また大気が高温に加熱されていることが本研究での計算から明らかとなっている。

大気のスケールハイトと、惑星風が持ち去るエネルギーの収支を考えることにより、質量放出率の惑星半径・惑星質量への依存性は

$$\dot{M} \propto \frac{R^3}{M} \exp\left(-\frac{G r_c - R M}{c_s^2 r_c R}\right) \quad (7)$$

となる事が解析的には示すことができる。解析的に得られた式を元にフィッティングし、計算結果と比較したものが図 3 である。

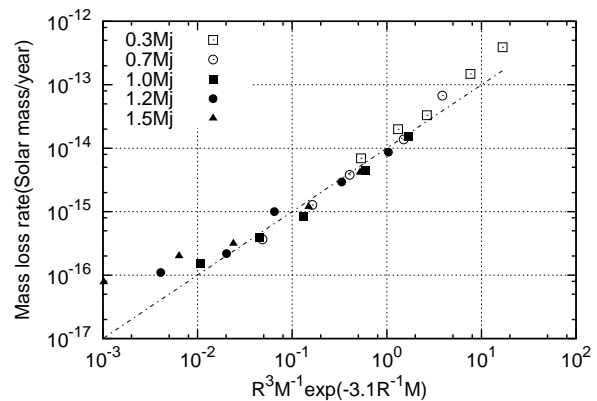


図 3: 横軸に解析的に得られた質量放出率の式をとり、縦軸に質量放出率を取った場合の図。おおむね解析的に得られた表式に従っている事が分かる。

5 Conclusion

本研究では、ホットジュピターからの質量放出は惑星自身の磁場によって駆動されているという仮定をおいて計算を行った。その結果、表面での速度擾乱が音速の 20%程度あれば観測結果を十分に説明するだけの質量放出率を実現出来ることが分かった。表面での擾乱の大きさは不明でありパラメータとして扱うしか無いが、その大きさ次第では観測による下限値を遥かに上回る量の質量放出率が期待されるということも分かった。そのため、惑星風は惑星の磁場が駆動していると考えられる。また、質量放出率の惑星半径や質量への依存性も導出した。

今後は、電離度や磁気拡散を含めたより現実的な状況の条件での計算も行い、低温のガス惑星への理論の適用を目指す。

なお、この研究内容の大部分は Tanaka et al.(2014) にまとめられている。

Reference

Suzuki & Inutsuka, 2005, ApJ

Suzuki & Inutsuka, 2006, ApJ

Vidal-Madjar et al. 2003, Nature

Tanaka et al. 2014, ApJ, accepted for publication