

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。

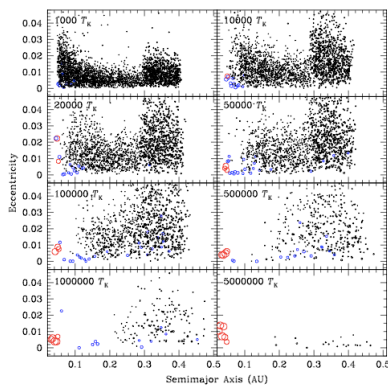


図 1: タイプ I 惑星移動の効果を含めた計算 (runA1) での a-e 平面の系の時間進化。円の大きさは物体の物理的半径に比例しており、質量が $M > 0.01M_{\oplus}$, $M > 0.1M_{\oplus}$ の惑星がそれぞれ青と赤で表されている。 T_k は $0.2M_{\odot}$ 周りの 0.1AU でのケプラー時間。

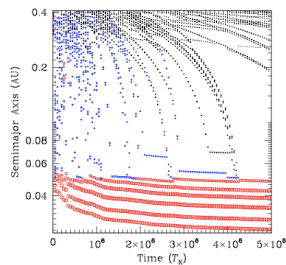


図 2: runA1 での惑星の軌道長半径の進化

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。

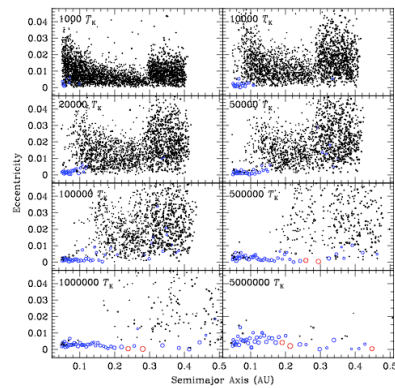


図 3: タイプ I 惑星移動の効果を含めない計算 (runB1) での a-e 平面の系の時間進化。

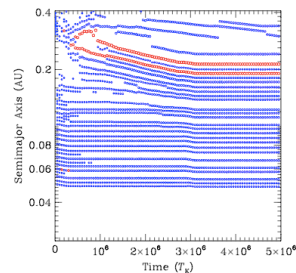


図 4: runB1 での惑星の軌道長半径の進化

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。

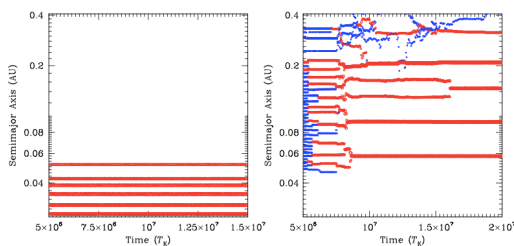


図 5: 円盤ガス散逸後の runA1(左) と runB1(右) の軌道進化。

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".