

# 惑星移動シミュレーションによる短周期巨大惑星の形成過程考察

小野 智弘 (京都大学大学院 理学研究科宇宙物理学教室)

## Abstract

現在数多くの短周期巨大惑星が太陽系外で観測されている一方で、短周期巨大惑星は太陽系内には存在しない。本研究では、粘性降着や光蒸発、惑星によるギャップ形成等の過程を考慮した原始惑星系円盤ガスの面密度進化、円盤との重力相互作用による惑星移動、及び惑星コアへのガス降着を数値計算することで、形成される惑星の軌道長半径と質量にどのような制限や関係があるか調べた。特に光蒸発過程としては、中心星からだけでなく、近傍の大質量星からの紫外線照射が惑星の最終軌道長半径と質量へ及ぼす影響も調べた。結果として、惑星コアが 1 Myr 以内で形成されれば短周期巨大惑星が形成されることが分かった。

## 1 Introduction

惑星形成がどのように成されたかという問題に対して、近年より多くの人が興味を持つようになっている。それは 1990 年代に初めて発見されて以後、多数の系外惑星が観測されてきたからに他ならない。現在、ケプラー衛星が惑星候補と挙げている天体の数は 2300 個以上 (Batalha et al. 2013) にまで増えている。

観測されている系外惑星の大半は、軌道長半径が 1 AU 以下の巨大ガス惑星であるホットジュピター ( $M_p \geq 100M_\oplus$ ) や、氷惑星であるホットネプチューン ( $M_p \sim 10M_\oplus$ ) のような短周期巨大惑星である ( $M_p$  は惑星質量、 $M_\oplus$  は地球質量)。短周期巨大惑星は、惑星コアに氷成分を持ち雪線より外側で惑星コアが形成されたと考えられる。従って、中心星近傍に存在する為には惑星移動をしなければならない。しかし、短周期巨大惑星が何故太陽系内に存在しないのか、どのように惑星移動をしたのか等、様々な未解決問題がある。この為、これらを包括的に説明できる新しい惑星形成モデルが必要となる。

先行研究として重力相互作用による惑星移動を数値計算することで、惑星の軌道長半径と質量の関係図が算出されている (e.g., Ida & Lin 2004)。しかし、これらは円盤ガスの面密度進化について非常に単純な仮定を置いている。本研究では、幾つかのガス面密度散逸機構を考慮して重力相互作用による惑星移動と、惑星への大気降着を数値計算した。

## 2 Model

### 2.1 惑星移動

惑星移動のモデルはいくつかあるが、今回は円盤との重力相互作用による惑星移動のみを採用した。惑星移動が起こる為には円盤ガスと惑星の間でトルクが働かなければならない。惑星により発生する重力ポテンシャルの摂動が、ガス円盤に与える影響を考えると、トルクは各共鳴 (Co-rotation 共鳴, Lindblad 共鳴) で強く働くことが分かる (Goldreich & Tremaine 1980)。全ての共鳴でのトルクを合計することで惑星に働く正味のトルクを計算することができる。惑星軌道に近い共鳴で働くトルクは強く、円盤ガスを排除しようとする。この力によってガス円盤内にギャップが形成されるかどうかで 2 種類の惑星移動 (Type 1, Type 2) が考えられている。

Type 1 移動は、共鳴で働くトルクがガスを排除できない程弱い、小質量惑星の移動である。この時のトルクは Tanaka et al. (2002) で計算されており、全ての共鳴で働くトルクの合計、惑星移動は

$$\Gamma_{\text{total}} = -(1.36 + 0.54\beta) \left(\frac{M_p}{M_*}\right)^2 \left(\frac{h}{r}\right)^{-2} \Sigma a^4 \Omega_K^2 \quad (1)$$

$$\frac{da}{dt} = 2 \left(\frac{GM_*}{a}\right)^{-1/2} \frac{\Gamma_{\text{total}}}{M_p} \quad (2)$$

$r$  は半径、 $\Sigma$  はガス面密度で  $\Sigma \propto r^{-\beta}$ 、冪の指数  $\beta \sim 1$ 、 $a$  は惑星の軌道長半径、 $h$  は円盤のスケールハイト、 $M_*$  は中心星質量、 $\Omega_K = \sqrt{\frac{GM_p}{r^3}}$  はケプラー角速度、 $t$  は時間。

Type 2 移動は、共鳴で働くトルクがガスを排除する程強い、大質量惑星の移動である。強いトルクによって、ガス円盤の惑星軌道周辺にギャップを形成する。一度ギャップが形成されると、ギャップ構造は維持されながら移動する。この時の惑星が単位質量あたりの円盤に与えるトルクは Lin & Papaloizou (1986) によって近似式が与えられている。

$$\Lambda = \text{sign}(r - a) \frac{q^2 GM_*}{2r} \left( \frac{r}{\Delta_p} \right)^4 \quad (3)$$

$\text{sign}(x)$  は  $x > 0$  なら 1、 $x < 0$  なら  $-1$  となる関数。また、 $q = \frac{M_p}{M_*}$ 、 $\Delta_p = \max(h, |r - a|)$ 。これより惑星移動は以下の式で与えられている。

$$\frac{da}{dt} = - \left( \frac{a}{GM_*} \right)^{-1/2} \left( \frac{4\pi}{M_p} \right) \int r \Lambda \Sigma dr \quad (4)$$

一般的に惑星はコアへの質量降着の過程で、Type 1 から Type 2 へ移ると考えられており、その臨界質量はガス粘性等の影響を考慮して、 $10M_\oplus$  のオーダーであると考えられている。しかし、臨界質量は厳密には求められてはいない。今回は  $15M_\oplus$  のコアを形成し、Type 1 のみ、Type 2 のみの移動をそれぞれ考えた。実際の惑星移動は (2) 及び (4) 式の中間の値となると考えられる。

またこれらの惑星移動とは別に、[20 AU, 50 AU] にある惑星は円盤外側の微惑星と相互作用して円盤外側へ移動すると考えられている。この移動は主にガス散逸後の移動である。

## 2.2 惑星への質量降着

惑星コア形成後の惑星への質量降着を考える。Rice & Armitage (2003) より、コア自体の成長は惑星大気の成長に比べて無視できるので、惑星コアは常に質量一定と仮定した。

Type 1 移動の時、惑星の周りにガスは十分存在している為、Ikoma et al. (2000) で与えられる惑星大気成長のタイムスケールを用いる。

$$\tau_{\text{grow1}} \sim 10^8 \left( \frac{M_p}{M_\oplus} \right)^{-5/2} \left( \frac{\kappa}{1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}} \right) \left( \frac{\Sigma}{\Sigma_0} \right)^{-1} \text{ yr} \quad (5)$$

Ikoma et al. (2000) では定常なガス円盤を考えていた為、今回ガス面密度に依存する項を導入した。 $\Sigma_0$

は初期ガス面密度、 $\kappa$  は Rosseland 平均不透明度。

Type 2 移動の時、惑星はギャップの中に存在し、周りにガスが無い為 Type 1 移動とは異なった大気成長をする。この時ギャップの外側の壁からのガス流が、惑星と内側の壁に降着してゆく (Artymowicz & Lubow 1996)。惑星への降着率  $\epsilon$  は Veras & Armitage (2004) によって与えられている。

$$\frac{\epsilon(M_p)}{\epsilon_{\text{max}}} = 1.67 \left( \frac{M_p}{1 M_{\text{Jup}}} \right)^{1/3} \exp \left( \frac{-M_p}{1.5 M_{\text{Jup}}} \right) + 0.04 \quad (6)$$

$M_{\text{Jup}}$  は木星質量、 $\epsilon_{\text{max}} \sim 1$ 。Lubow & D'Angelo (2006) に従えば、

$$\frac{dM_p}{dt} = \epsilon(M_p) \frac{dM_{\text{disk}}}{dt} \quad (7)$$

$$\frac{dM_{\text{disk}}}{dt} = 3\pi\nu(3a)\Sigma(3a) \quad (8)$$

$\nu = \alpha\Omega_K h^2$  は粘性係数、 $\alpha$  は標準 Shakura & Sunyaev (1973) 粘性パラメータ。

## 2.3 ガス散逸過程

ガスの散逸機構として様々な機構が考えられている。今回は Hollenbach et al. (2000) より、タイムスケールが短いガス散逸機構 3 つを導入した。

1 つ目はガスの粘性拡散による散逸機構である。

2 つ目は中心星による光蒸発である。これは中心星の紫外線照射によって温められたガスの音速が、その場での脱出速度に達し散逸する機構である。各場所での臨界速度と、それ以内では散逸できない重力半径は Liffman (2003) で与えられ

$$c_s^2 = \frac{\gamma - 1}{2} \frac{GM_*}{r} \quad (9)$$

$$r_g = 1.4 \left( \frac{T_0}{10^4 \text{ K}} \right)^{-1} \text{ AU} \quad (10)$$

$T_0$  はガス流の根本での温度、 $\gamma = \frac{5}{3}$  or  $\frac{7}{5}$ 。中心星による光蒸発の為のガス面密度散逸率は、

$$\dot{\Sigma}_{\text{PHC}} = 2c_s n_{0c}(r) m_H \quad (r > r_g) \quad (11)$$

$m_H$  は水素原子質量、 $n_{0c}(r)$  はガス流の根本の数密度。Hollenbach et al. (1994) より、

$$n_{0c} = 5.7 \times 10^4 \left( \frac{\Phi}{10^{41} \text{ s}^{-1}} \right)^{1/2} \left( \frac{r_g}{10^{14} \text{ cm}} \right)^{-3/2} \left( \frac{r}{r_g} \right)^{-5/2} \text{ cm}^{-3} \quad (12)$$

$\Phi$  は中心星から単位時間辺りに出るイオン化光子の数。中心星による光蒸発は  $r < r_g$  では  $\dot{\Sigma}_{\text{PHC}} = 0$  とした。

3 つ目は大質量星による光蒸発である。星の大部分は星団内で形成される (Lada & Lada 2003)。大質量星 (今回は O 型星を考えた) の近くを円盤が通過した時、温められたガスが散逸していく機構である。大質量星による光蒸発の為のガス面密度散逸率は、

$$\dot{\Sigma}_{\text{PHE}} = 2c_s n_{0e}(r) m_H \mu \quad (r > r_{\text{in}}) \quad (13)$$

$\mu$  は平均分子量、Tamura (2011) より、

$$n_{0e} \sim n_1 - n_2 \log \left( \frac{d}{0.1 \text{ pc}} \right) \quad (14)$$

$$r_{\text{in}} \sim 20 \text{ AU} \quad (15)$$

$r_{\text{in}}$  は大質量星による光蒸発が有効になる半径、 $d$  は大質量星と系との距離、 $n_1 = 8.0 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ 、 $n_2 = 6.6 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ 。大質量星による光蒸発は  $r < r_{\text{in}}$  では  $\dot{\Sigma}_{\text{PHE}} = 0$  とした。Hillenbrand & Hartmann (1998) より、円盤は星団内で  $v = 3 \text{ km s}^{-1}$  で固有運動していると考え、

$$d = \sqrt{d_0^2 + (t - t_c)^2 v^2} \quad (16)$$

$d_0$ 、 $t_c$  は円盤が大質量星に最も近づいた時の距離、時間。

以上の散逸過程を含めたガス円盤進化を表す式は Lin & Papaloizou (1986) と Tamura (2011) より

Type 1 移動では、

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ 3r^{1/2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \nu \Sigma r^{1/2} \right) \right] - \dot{\Sigma}_{\text{PHC}} - \dot{\Sigma}_{\text{PHE}} \quad (17)$$

Type 2 移動では惑星によるギャップ形成も考慮に入れて、

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ 3r^{1/2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \nu \Sigma r^{1/2} \right) - \frac{2\Lambda \Sigma r^{3/2}}{(GM_*)^{1/2}} \right] - \dot{\Sigma}_{\text{PHC}} - \dot{\Sigma}_{\text{PHE}} \quad (18)$$

大質量星接近がない時は  $\dot{\Sigma}_{\text{PHE}} = 0$ 。

## 2.4 数値計算方法

ガス面密度の拡散方程式 (17) を標準的な 1 次 explicit method で数値計算した。半径の範囲は

[0.04 AU, 10000 AU] を取り、1000 分割した。また、境界での面密度は  $\Sigma = 0$  とした。

初期面密度は Lynden-Bell & Pringle (1974) と Hartmann et al. (1998) より

$$\Sigma_0(r) = \frac{M_d}{2\pi r_0 r} \exp(-r/r_0) \quad (19)$$

Alexander & Armitage (2009) より、初期円盤質量  $M_d = 10^{-1.5} M_* \cong 0.0316 M_*$ 、粘性パラメータ  $\alpha = 0.01$ 、スケールハイト  $h(r) = \frac{1}{30} \left( \frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^{5/4} \text{ AU}$ 、円盤サイズのスケーリング半径  $r_0 = 10 \text{ AU}$  (Hartmann et al. 1998)、粘性タイムスケール  $t_0 = \frac{4r_0^2}{3\nu(r_0)} \cong 2.0 \times 10^5 \text{ yr}$ 、中心星質量  $M_*$  は太陽質量とした。 $\Lambda$  は常に連続となるように、 $|r-a| \leq h$  の時  $\text{sign}(r-a)$  を  $(r-a)/h$  に置き換えた。

惑星コア形成時間  $t_{p0}$  は 0.15 Myr おきに [0 Myr, 15 Myr] の間に取り、形成時の惑星コアの質量は一律  $15M_\oplus$  とした。軌道長半径は 0.01 AU を下限とし、質量の上限は  $1000M_\oplus$  とした。まず、大質量星なしの場合を考え ( $\dot{\Sigma}_{\text{PHE}} = 0$ )、コア形成軌道長半径は 5, 10, 20, 30 AU を取った。次に大質量星に近づく場合を考え、コア形成軌道長半径は 20 AU、 $d_0 = 0.1 \text{ pc}$ 、 $t_c = 1, 3, 5, 8 \text{ Myr}$  として計算した。

## 3 Results & Discussion

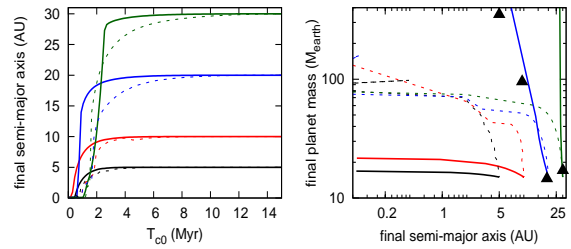


図 1: 左図: 横軸は惑星コア形成時間、縦軸は最終惑星軌道長半径。右図: 横軸は最終惑星軌道長半径、縦軸は最終惑星質量。実線は Type 1 移動、点線は Type 2 移動での結果。図の各色はコア形成軌道半径に対応しており、黒 5、赤 10、青 20、緑 30 AU。右図の三角印は太陽系惑星 (土星、木星、天王星、海王星)。

図 1 左図より Type 1 移動は Type 2 移動に比べてガスが十分存在するときは惑星移動が速い。しか

し、Type 1 移動はガスが減少すると Type 2 より速く減速することが分かる。図 1 右図の Type 1(実線)と Type 2(点線)の間の領域に最終的に惑星が形成されると考えられる。図 1 より、円盤内側 (10 AU 以内) で、早い段階 (1 Myr 以内) にコアが形成され、ほぼ Type 1 移動するならホットネプチューンは形成される。また、円盤外側 (20 AU より外) で、早い段階 (1 Myr 以内) にコアが形成されればホットジュピターは形成される。しかし、円盤外側コアの形成時間が遅くなると考えられている為、ホットネプチューンはホットジュピターより形成されやすいと考えられる。

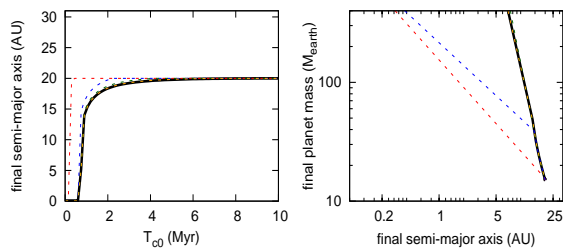


図 2: 図 1 と同様。ただし、コア形成軌道長半径は 20 AU、惑星移動は Type 1 移動。実線は大質量星接近がない時。点線はそれぞれ実線からのずれが大きい順に大質量星が  $d_0 = 0.1$  pc,  $t_c =$  赤 1, 青 3, 緑 5, 橙 7 Myr に接近したものの。

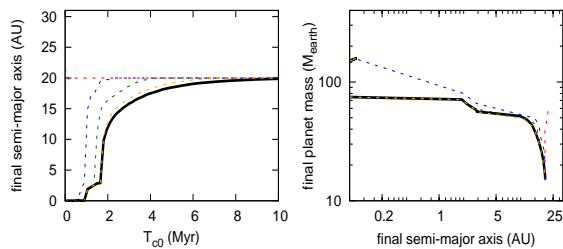


図 3: 図 2 と同様。ただし、惑星移動は Type 2 移動。

図 2、3 より、Type 1、Type 2 共に大質量星接近によって惑星移動は抑制される。これは大質量星接近によりガス密度が減少する為である。Type 1 は大質量星接近により、ある最終軌道長半径に対して最終質量が小さくなる。これは、大質量星によってガス散逸が加速される為である。逆に、Type 2 は大質量星接近により、ある最終軌道長半径に対して最

終質量が大きくなる。これは、大質量星が無い時と比べ、ガスが豊富にある早期に惑星コアが形成される必要がある為である。Type 1 と Type 2 の大質量接近による影響の違いは 2 つの惑星移動の速度の違いによるものと考えられる。

## 4 Conclusion & Future Work

惑星コアがある時間、軌道長半径で形成された時、最終的に形成される惑星の軌道長半径と質量に制限を与えることができた。現在の太陽系内の巨大惑星は、遅い時期に中心星から遠くでコアが形成されたと考えられる。また、短周期巨大惑星を形成する為には早い時期にコアが形成される必要があることも分かった。特に大質量星接近が存在した系においては、中心星から遠くでコア形成が起こると、より強い制限が惑星の軌道長半径と質量にかかる。しかし、これはまだ限られたパラメータでのみの結果なので、異なるパラメータでの結果を考える必要がある。

図 1 の右図に現在観測されている系外惑星をプロットすることで、その惑星のコアが形成された時間や軌道長半径の制限ができる。さらに多くの惑星をプロットしフィッティングすることで、Type 1 から Type 2 への移行を起こす臨界質量の見積もりを今後行っていく。

## Reference

- Alexander & Armitage. 2009. ApJ. 704. 989
- Artymowicz & Lubow. 1996. ApJ. 467. L77
- Batalha et al. 2012. ApJS. 204. 24
- Goldreich & Tremaine. 1980. ApJ. 241. 425
- Hartmann et al. 1998. ApJ. 495. 385
- Hillenbrand & Hartmann 1998. ApJ. 492. 540
- Hollenbach et al. 1994. ApJ. 428. 654
- Hollenbach et al. 2000. in Protostars & Planets IV. ed. V. Mannings. p401
- Ida & Lin. 2004. ApJ. 604. 388
- Ikoma & Nakazawa & Emori. 2000. ApJ. 537. 1013
- Lada & Lada. 2003. ARA& A. 41. 57
- Liffman. 2003. PASA. 20. 337
- Lin & Papaloizou. 1986. ApJ. 309. 846
- Lubow & D'Angelo. 2006. ApJ. 641. 526
- Lynden-Bell & Pringle. 1974. MNRAS. 168. 603
- Rice & Armitage et al. 2003. MNRAS. 342. 79
- Shakura & Sunyaev. 1973. A& A. 24. 237
- Tamura. 2011. Master Thesis
- Tanaka, Takeuchi & Ward. 2002. ApJ. 565. 1257
- Veras & Armitage. 2004. MNRAS. 347. 613