

## 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、

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

( $\kappa$  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  $\tau_{\text{KH}}$  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  $\Delta M$  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  $\ell$  とエネルギー  $\epsilon$  ( $\ell = \sqrt{GM_* a(1-e^2)}$ ,  $\epsilon = -GM_*/2a$ ) 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、

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

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  $M$ - $e$

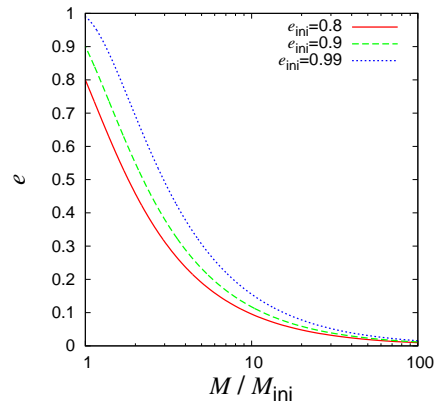


図 1: 質量  $M$  の増加に対する離心率  $e$  の進化

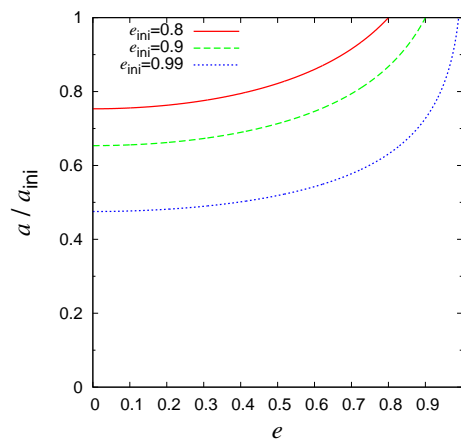


図 2: 離心率  $e$  と軌道長半径  $a$  の進化

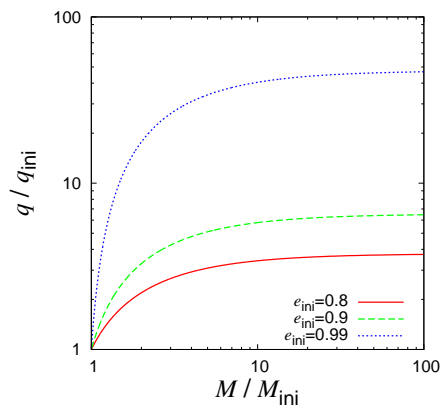


図 3: 質量  $M$  の増加に対する近点距離  $q$  の進化

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。

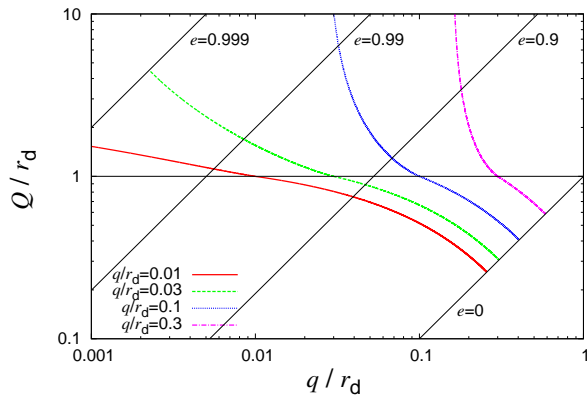


図 4: 近点距離  $q$  と遠点距離  $Q$  の進化。円盤半径  $r_d$  で規格化した。  $Q = r_d$  のときの  $q/r_d$  をパラメータとしてふり、  $q/r_d|_{Q=r_d} = 0.01, 0.03, 0.1, 0.3$  とした。

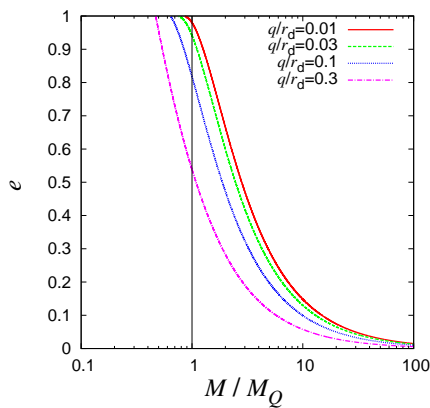


図 5: 質量  $M$  の増加に対する離心率  $e$  の進化。  $M_Q$  は  $Q = r_d$  での質量。パラメータは図 4 と同じ。

## 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

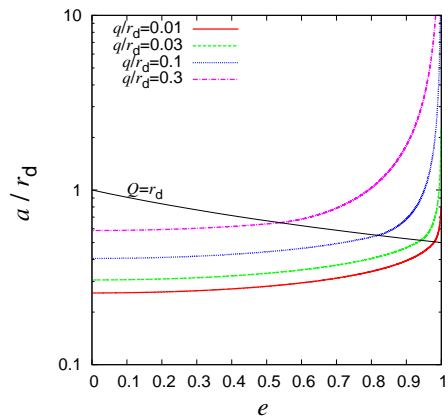


図 6: 離心率  $e$  と軌道長半径  $a$  の進化。パラメータは図 4 と同じ。

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