

星周円盤の分裂と進化に与える非局所的な輻射の影響

山本 貴宏 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

本発表は (Y.Tsukamoto et al. 2015) のレビューである. 近年, 大きい軌道半径 ($10\sim 10^3$ AU) を持つガス惑星が発見された. こうした惑星の形成モデルとして, 原始星を取り巻く星周円盤の重力不安定性に基づくモデルが提唱されている. これは円盤が重力不安定性によりガス球を形成し, このようなガス惑星に進化したというシナリオである. 本論文では, 特に大質量円盤 ($\sim 0.1M_{\odot}$) が原始星 ($10^{-2}\sim 10^{-3}M_{\odot}$) を取り巻いている状況に注目して, ガス球の形成条件およびガス球の進化について研究した. 具体的には, 原始星が形成されてから約 10^4 年までの円盤の分裂・ガス球の形成・進化を SPH 法によりシミュレーションし, その結果を解析した. 円盤の冷却については, 粘性加熱と局所的な輻射輸送が釣り合うモデルが主流であった. しかし, 本論文のシミュレーションの結果, 実際には鉛直方向の輻射よりも動径方向の輻射のほうが卓越していることがわかった. これにより今まで円盤の分裂条件とされてきた Gammie の条件は成り立たない. さらに初期条件を変えてシミュレーションした結果, ガス球の形成条件が質量降着率と回転エネルギーに依存する形で与えられた. また本論文では, 渦状腕上の Toomre の Q や渦状腕の腕の長さも形成条件に寄与すると示唆している. 本論文では分裂後のガス球の進化についても議論しているが, 今回は割愛する.

1 Introduction

1995 年の初観測以来, 多様な性質をもつ系外惑星が次々に見つかっている. 中には $10^2\sim 10^3$ [AU] もの軌道半径をもつガス惑星も存在し, それらはワイド・オービット・プラネットと呼ばれている. このワイド・オービット・プラネットの形成は, 従来の標準シナリオでは説明が難しいとされている. そこで, 原始惑星系円盤が重力不安定性によりガス球に分裂し, そのガス球が惑星に進化したというシナリオが提唱されている. 本論文はこのシナリオについて研究したものである.

ガス円盤が重力不安定になる条件としては, 次の判定条件が知られている (Toomre 1964):

$$Q \equiv \frac{\kappa_{ep} c_s}{\pi G \Sigma} \leq 1. \quad (1)$$

ここで, κ_{ep} はエピサイクル振動数, c_s は音速, Σ は面密度である. しかし, 重力不安定になることが, 即, clump への分裂につながるかは非自明である. 実際, Laughlin と Bodenheimer によるシミュレーション (Laughlin & Bodenheimer 1994) によると, ガス円盤は $Q \lesssim 1.5$ で非軸対称な摂動に対して重力不安定性を示し, 渦状腕を形成する. しかし, 面密度の再配置

および渦状腕上での加熱により, 準安定状態 ($Q \sim 1$) になり, 分裂しない. つまり, 重力不安定がそのまま円盤の分裂につながるわけではない.

Gammie は円盤の冷却を取り入れたモデルでシミュレーションを行った (Gammie 2001). 具体的にはエネルギー方程式に $-U/t_{cool}$ という項を付け加えた. ここで輻射が鉛直方向に卓越しており, 局所的な粘性加熱と釣り合っているという仮定 (local cooling law) が暗におかれている. その結果, $t_{cool}\Omega \sim O(1)$ という分裂条件を得た.

しかし, Gammie が発見したこの条件が原始惑星系円盤に適用できるかどうかは検証されていない. 本論文では, 特に原始星 ($10^{-2}\sim 10^{-3}M_{\odot}$) の周囲を取り囲む massive な円盤 ($\sim 10^{-1}M_{\odot}$) に対して, local cooling law が適用できるかどうかを, 解析・シミュレーションの双方から検討した.

2 Model and Method

まず, 本論文のシミュレーションで分裂せず準安定状態 ($Q \sim 1$) になった円盤について考察する. ここでは各物理量が r のべき関数である (物理量 X は

$X \propto r^{n_x}$ と書ける) と仮定する。

2.1 Standard Disk との違い

本論文では Standard Disk モデル (Shakura & Sunyaev 1973) をベースに解析を行った。ただし、原始惑星系円盤に適用するために次の 2 点について修正を加えた。まず、角速度の動径依存性の導出方法について修正した。Standard Disk モデルでは動径方向の運動方程式から、円盤がケプラー回転していること ($\Omega \propto r^{-3/2}$) を導出した。し

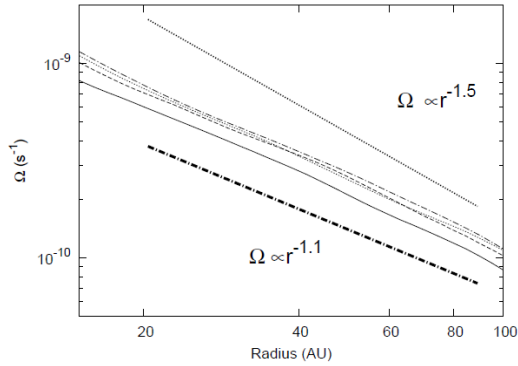


図 1: 角速度の動径依存性。太い破線はべき関数でフィッティングしたものである。

かし、今考えている円盤は massive なので、ケプラー回転していない。それは本論文で行ったシミュレーションでも示されている (図 1)。そこで今回は、シミュレーションの結果から角速度の動径依存性を与えることとする。二つ目の修正は、粘性を表すパラメータ α についてである。Standard Disk モデルでは、 α は定数である。一方、今考えているのは $Q \sim 1$ という準安定状態にある円盤である。このことを考慮して、連続の式、角運動量の保存則と合わせて計算すると、 α のべきと温度 T のべきの間に、

$$n_\alpha + \frac{3}{2}n_T = 0 \quad (2)$$

という関係があることがわかる。このことから準安定で α が一定の円盤は等温であるといえる。しかし、原始惑星系円盤が等温である状況は現実的ではなく、本論文のシミュレーションでもそのような状況は起こっていない。したがって、今回考える準安定な円盤

では α は一定ではなく、動径依存性を持っていることがわかる。

2.2 エネルギー方程式

次に、円盤内部のエネルギーの釣り合いについて、local cooling law を仮定して解析する。diffusion 近似を用いてエネルギー方程式を書き下すと、

$$\left| \frac{d \ln \Omega}{d \ln r} \right|^2 \alpha \frac{c_s^2}{\Omega} \Sigma \Omega^2 = \frac{32\sigma T^4}{3\tau} \quad (3)$$

となる。このエネルギー方程式と円盤の基礎方程式 (連続の式、運動方程式、状態方程式、鉛直方向の静水圧平衡) を解くと、各物理量のべきについて以下の関係式を得る:

$$\begin{cases} n_\Omega - n_\Sigma + \frac{1}{2}n_T = 0 \\ n_\alpha + \frac{3}{2}n_T = 0 \\ n_\alpha + 2n_\Sigma + n_\Omega = n_T. \end{cases} \quad (4)$$

これに図 1 から得られた $n_\Omega = -1.1$ という値を代入すると、

$$n_T = -2.2, n_\Sigma = -2.2, n_\alpha = 3.3 \quad (5)$$

という結果を得る。これらの値とシミュレーションを比較して、local cooling law の妥当性を検証する。

2.3 シミュレーション

本論文は流速制限拡散近似 (FLD) を用いた SPH 法によりシミュレーションを行った。原始惑星系円盤の形成も含めて consistent にするために、分子雲コア (質量 $1M_\odot$ 、温度 $10K$) の状態からシミュレーションを始めることとし、初期条件は分子雲コアの半径と角速度によって様々に設定した。

3 Results and Discussion

3.1 各物理量の動径依存性

まず分裂しなかった円盤から検討していく。シミュレーションから得られた各物理量の動径依存性を、

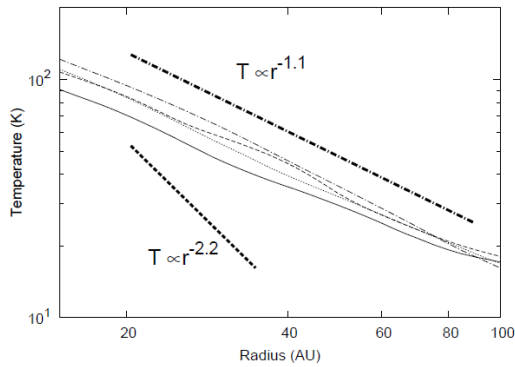


図 2: 温度の動径依存性. 点線が local cooling law から得られた計算結果で, 破線が非局所的な輻射 (後述) を仮定して得られた計算結果である.

local cooling law を仮定して得られた計算結果と比較する. 図 2 に温度のプロファイルを示す. この結果は式 (5) と一致しない. つまり, local cooling law から得られた結果はこのシミュレーション結果を再現しない. なお, ここには温度のプロファイルしか載せていないが, 面密度などのほかの物理量についても式 (5) から大きくずれていることが本論文中で確認されている.

3.2 非局所的な輻射の効果

では, 本当は円盤の中でどのようなエネルギー方程式が成り立っているのだろうか. 図 3 の緑の矢印に注目してほしい. この図から円盤中では輻射は鉛直方

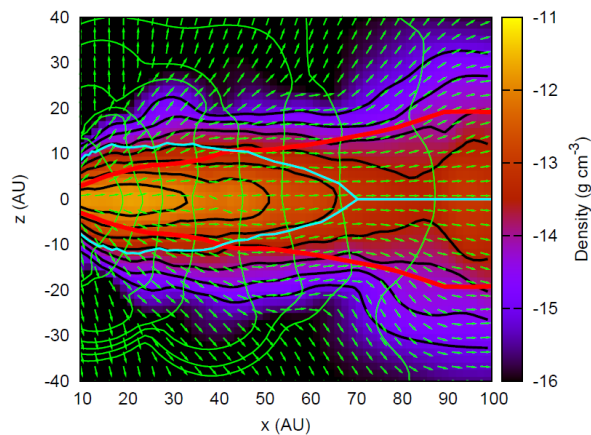


図 3: 円盤の断面図. 緑の矢印が輻射の方向を表す.

向よりもむしろ動径方向に卓越していることがわかる. したがって, local cooling law の仮定は原始惑星系円盤には適用できない.

次に, 動径方向の輻射が卓越している状況のエネルギー方程式を用いて, シミュレーションで得られたプロファイルを再現できるかどうかを確認する. エネルギー方程式を書き下すにあたり, 粘性による加熱は無視できることに注意する. これは円盤の面密度分

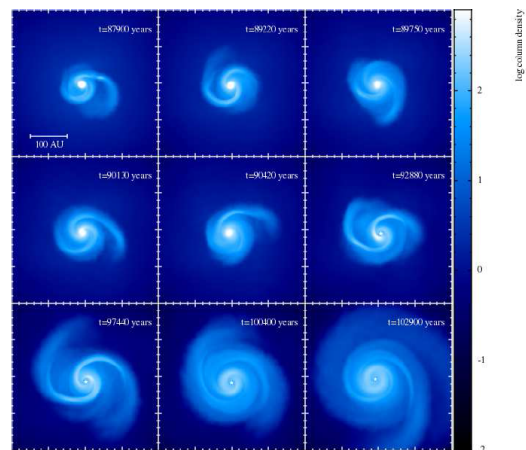


図 4: 円盤の面密度分布.

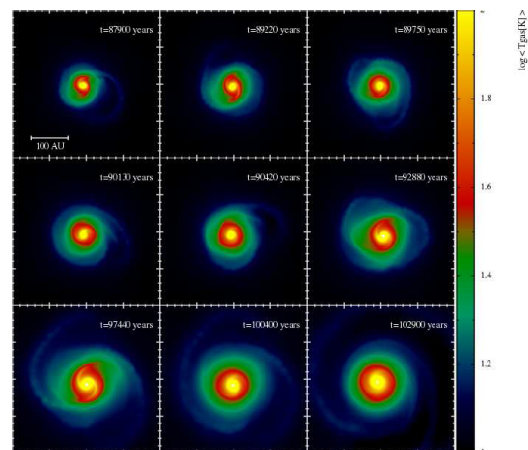


図 5: 円盤の温度分布.

布と温度分布 (図 4, 図 5) からわかる. もし粘性加熱が無視できない寄与を与えるなら, 温度分布は面密度分布のように渦状になるはずだ. しかし, シミュレーションでは温度分布は原始星を中心する同心円状の分布になっている. このことは円盤のエネルギーバ

ランスにおいて、粘性加熱の寄与は無視できることを示している。この仮定のもと、エネルギー方程式を書き下すと次のようになる:

$$r \frac{\sigma T^3}{\kappa \rho} \frac{\partial T}{\partial r} = const. \quad (6)$$

これと円盤の基礎方程式を合わせて解くと、

$$n_T = -1.1, n_\alpha = 1.65, n_\Sigma = -1.65 \quad (7)$$

という結果を得る。温度の動径依存性については、図 2 と一致していることがわかる。またそれ以外の物理量についてもシミュレーションとよく一致することが、本論文で確かめられている。このことから、原始惑星系円盤では非局所的な輻射が大きな役割を果たしていることがわかる。

3.3 原始惑星系円盤の分裂条件

最後に、原始惑星系円盤の分裂条件について、シミュレーションの結果から考察する。図 6 は今回の

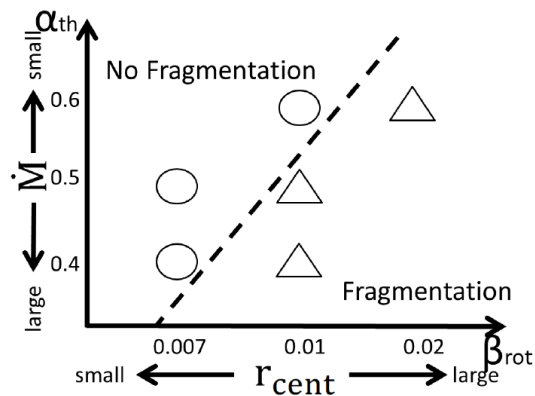


図 6: シミュレーション結果の分類

シミュレーション結果を分類したものである。これを見ると、質量降着率が大きいほど、また回転エネルギーが大きいほど分裂しやすいといえる。

また 図 7 では、分裂した円盤としなかった円盤とで、各動径での Q の最小値に大きな違いが見られる。面密度が大きいほど Q は小さくなるので、各動径での Q の最小値は渦状腕上での Q の値だとわかる。したがって、渦状腕上での Q パラメータが分裂条件を与えると推察できる。

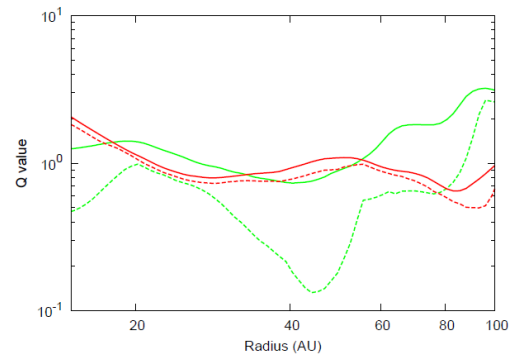


図 7: Q のプロファイル。実線は鉛直方向に平均した値、点線は各動径での最小値を示す。赤は分裂しなかった円盤、緑は分裂した円盤のものである。

ただし、本論文では具体的な分裂条件についてはさらなる研究が必要であるとしている。

Acknowledgement

基礎物理学研究所 (研究会番号: YITP-W-15-04) 及び国立天文台からのご支援に感謝いたします。

Reference

- [Y.Tsukamoto et al. 2015] Y.Tsukamoto, S.Z.Takahashi, M.N.Machida and S.Inutsuka 2015, MNRAS, 446, 1175
- [Toomre 1964] A.Toomre 1964, ApJ, 139, 1217
- [Laughlin & Bodenheimer 1994] G.Laughlin, P.Bodenheimer 1994, ApJ, 436, 335
- [Gammie 2001] C.F.Gammie 2001, ApJ, 553, 174
- [Shakura & Sunyaev 1973] N.I.Shakura, R.A.Sunyaev 1973, A&A, 24, 337