

原始惑星系円盤中のリング構造形成過程

高橋 実道 (京都大学大学院 理学研究科/名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

近年、すばる望遠鏡の SEEDS プロジェクトなどにより、原始惑星系円盤に形成されているリング構造が観測されている。このような構造は、円盤の進化や円盤中の惑星形成を理解する上で鍵となると考えられており、注目を集めている。しかし、これらのリング構造の起源は未だに明らかになっておらず、これらの観測を説明する理論的研究の進展が急務となっている。観測されたリング構造の起源の候補として、viscus overstability による軸対称な不安定モードが考えられる。粘性ガス円盤の線形解析から、原始惑星系円盤において 10^5 年程度で軸対称モードが成長することが示唆されている。しかし、この解析は定常な円盤での局所的な不安定の成長を解析しており、非線形段階においてこの不安定がどのように振る舞うかについては未だ明らかではない。そこで、本研究では粘性円盤の一次元流体計算を行った。そして、原始惑星系円盤での不安定性の成長を非線形段階まで計算した。その結果、波は非線形段階でも成長し、面密度は最大で 10 倍程度まで大きくなることが分かった。最大の面密度は円盤のポリトロップ指数 γ が小さく等温に近いほど、また、波長が大きい mode ほど大きくなることが分かった。この数値計算の結果から、円盤に観測されている構造がこの不安定性によって形成されていた場合、密度構造が周期的に変化することが示唆される。

1 Introduction

1990 年代に初めて太陽系外惑星が観測されて以降、観測技術の進歩により、現在までに多くの系外惑星が観測されている。これらの系外惑星の観測を受け、惑星形成過程の解明が期待されている。しかし、最終的に形成された惑星の情報から、複雑な惑星形成過程を推測することは困難であり、未だに多くの理論的課題が残されている。その一方で、近年すばる望遠鏡の SEEDS プロジェクトや ALMA などの最新の観測装置により、原始惑星系円盤の撮像観測が大きく進んでる。原始惑星系円盤は惑星系形成の舞台であるため、この観測は惑星形成過程を解明する重要な手掛かりを含んでいることが期待される。

撮像観測によって、原始惑星系円盤にはリングのような構造が形成されていることが分かってきた (Mayama et al. 2012; Casassus et al. 2013)。リング構造の起源は明らかになっていないが、リング構造の内側に観測されていない惑星が存在し、円盤にギャップを空けているのではないかと広く考えられている。しかし、円盤の構造を説明するために複数の惑星が必要となり、全ての観測されているリング構造が多くの惑星を持った系でなければならない。

本研究の目的は、この円盤構造の形成を全く別の方法で説明することである。差動回転している粘性円盤には viscus overstability という不安定が存在することが知られている (Lynden-Bell & Pringle 1974)。この不安定の成長により、円盤に面密度構造を形成することができる。本研究では、この不安定の成長を 1 次元流体シミュレーションにより非線形段階まで追うことで、viscus overstability による円盤の構造形成について議論した。

2 Viscus Overstability

まず、連続の式、Poisson 方程式、運動方程式から、viscus overstability の分散関係を求める。

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = -\nabla \cdot (\Sigma \mathbf{v}), \quad (1)$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \Sigma \delta(z), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_r}{\partial t} = & -v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta^2}{r} - \frac{1}{\Sigma} \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{\partial \Phi}{\partial r} \\ & + \frac{2}{\Sigma} \frac{\partial}{\partial r} \left(\Sigma \nu \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + 2\nu \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_r}{r} \right) \\ & + \frac{1}{\Sigma} \frac{\partial}{\partial r} \left[\Sigma \left(\xi - \frac{2}{3}\nu \right) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) \right], \quad (3) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial t} = -v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{v_r v_\theta}{r} + \frac{1}{\Sigma r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[\Sigma \nu r^2 \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{v_\theta}{r} \right) \right]. \quad (4)$$

ここで、 Σ は面密度、 v_r 、 v_θ は動径方向、方位各方向の速度、 Φ は重力ポテンシャル、 P は z 方向に積分した圧力、 ν 、 ξ はそれぞれ shear viscosity, bulk viscosity である。これらの方程式を用い WKB 近似を用いた局所的な線形解析 ($kr \gg 1$) を行う。ここでは background として $\Sigma_0 = \text{const}$, $v_{r0} = 0$, $v_\theta = \Omega r$ とし、粘性係数の面密度依存性を $\nu \propto \Sigma^\beta$ と仮定した。ゆらぎの成長率を $-i\omega = x$ とおくと、分散関係は

$$\begin{aligned} & x^3 + \left(\xi + \frac{7}{3}\nu \right) k^2 x^2 \\ & + \left[\nu \left(\xi + \frac{4}{3}\nu \right) k^4 + c_s^2 k^2 - 2\pi G \Sigma_0 |k| + \kappa^2 \right] x \\ & + \nu k^2 [c_s^2 k^2 - 2\pi G \Sigma_0 |k| + (\beta + 1)(4\Omega^2 - \kappa^2)] \\ & = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

となる (Schmit & Tscharnuter 1995)。ここで κ はエピサイクル振動数 $\kappa^2 = 4\Omega^2 + 2r\Omega \partial\Omega/\partial r$ 、 c_s は音速である。

本研究では、乱流を粘性としてモデル化した α 粘性モデルを用いる (Shakura & Sunyaev 1973)。

$$\nu = \alpha c_s^2 / \Omega. \quad (6)$$

$\alpha = 0.01$, $M_* = 2M_\odot$, $r = 100\text{AU}$, $\Sigma_0 = 9\text{g/cm}^2$, $T = 10\text{K}$, $Q = \kappa c_s / \pi G \Sigma = 3$ とした時の分散関係を図 1 に示す。この分散関係から、波長 $\sim 30\text{AU}$ で最も成長率が大きく、 10^5 年程度でゆらぎが成長することが分かる。

3 数値計算

本研究では 1 次元流体シミュレーションを行い、viscous overstability の非線形での振る舞いを調べた (c.f. Latter & Ogilvie 2009)。局所近似である shearing sheet 近似 (Goldreich & Lynden-Bell 1965) を用いて、以下の方程式の時間発展を計算した。

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \nabla \cdot (\Sigma v) = 0, \quad (7)$$

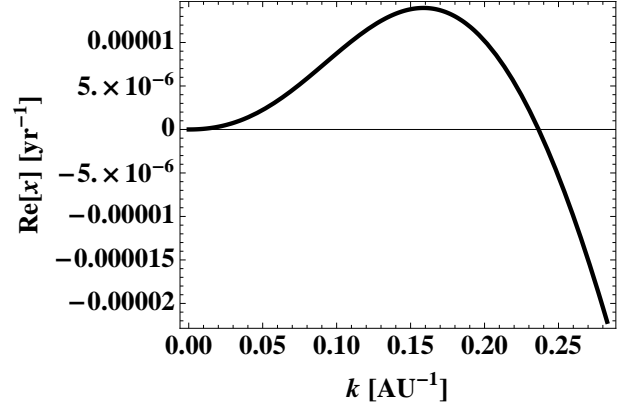


図 1: $\beta = 0$, $c_s = 2 \times 10^4 \text{cm/s}$, $\Sigma = 9 \text{g/cm}^2$, $\alpha = 0.01$, $Q = 3$ の場合の分散関係。これは半径 100AU で中心性質量 $2M_\odot$ に対応する。

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial t} &= -v_x \frac{\partial P}{\partial x} + 2\Omega v'_y - \frac{\partial \Phi_{\text{disk}}}{\partial x} \\ &+ \frac{1}{\Sigma} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{4}{3} \nu \Sigma \frac{\partial v_x}{\partial x} \right), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v'_y}{\partial t} &= -v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{1}{2} \Omega v_x \\ &+ \frac{1}{\Sigma} \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \Sigma \frac{\partial v'_y}{\partial x} - \frac{3}{2} \Omega \right), \end{aligned} \quad (9)$$

$$v'_y = v_y + \frac{3}{2} \Omega x, \quad (10)$$

$$\nabla^2 \Phi_{\text{disk}} = 4\pi G \Sigma \delta(z). \quad (11)$$

状態方程式はポリトロープを仮定し、初期の温度が 10K になるように与えた。境界条件として周期境界条件を用いた。

$$\Sigma \left(-\frac{L}{2}, t \right) = \Sigma \left(\frac{L}{2}, t \right), \quad (12)$$

$$v_x \left(-\frac{L}{2}, t \right) = v_x \left(\frac{L}{2}, t \right), \quad (13)$$

$$v'_y \left(-\frac{L}{2}, t \right) = v'_y \left(\frac{L}{2}, t \right). \quad (14)$$

ここで、 L は x 方向の計算領域の大きさである。本研究では初期条件として各波長の固有状態を与え、 L を初期に与える揺らぎの波長とし、それぞれの mode の個別の時間発展について計算した。

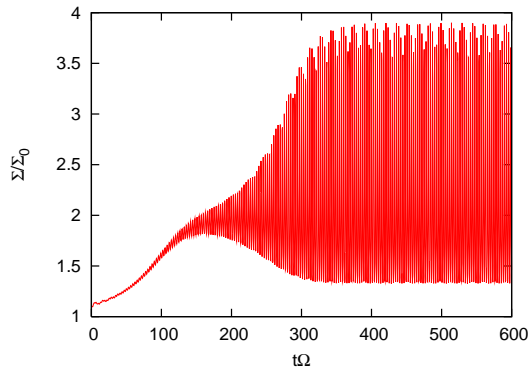


図 2: 円盤の最大面密度の時間発展。用いたパラメータはの値は $\alpha = 0.1, Q = 3, k = 0.7\Omega/c_s$ で、ほぼ最大成長波長に対応する。面密度の最大値は background の 4 倍程度に成長する。

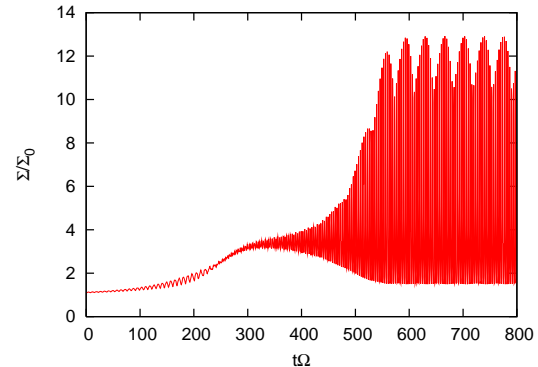


図 3: 円盤の最大面密度の時間発展。用いたパラメータは $\alpha = 0.1, Q = 3, k = 0.4\Omega/c_s$ で、最大成長波長より長い波長に対応する。面密度の最大値は background の 13 倍程度に成長する。

4 Results

前節で説明した数値計算により得られた、viscus overstability によるゆらぎの長時間進化の結果を以下に示す。

4.1 ゆらぎの成長の飽和

不安定性の長時間進化により得られた円盤の最大面密度の時間発展を図 2 に示す。ここではパラメータとして $\alpha = 0.1, Q = 3, \gamma = 1.01$ を用いた。波数についてはほぼ最大成長波長に対応する $k = 0.7\Omega/c_s$ を用いた。計算の初期には面密度のゆらぎの振幅は線形解析から得られる成長率で指数関数的に成長する。その後ゆらぎの振幅が大きくなり非線形段階に移り、 $t\Omega \sim 300$ で面密度の最大値が初期の約 4 倍に成長する。非線形段階に移り揺らぎが成長しても、円盤は自己重力により重力崩壊を起こすことなく波の伝播が続き、最大面密度は飽和する。その振動数はエピソード振動数程度である。

この結果は、この不安定の成長により円盤に構造ができた場合、その位置での dynamical time 程度で構造が時間変化することを示唆している。

4.2 最大面密度のパラメータ依存性

次に、上と同じパラメータで、ゆらぎの波数が成長が最大するときより小さい $k = 0.4\Omega/c_s$ の時の結果を図 3 に示す。面密度の振幅が飽和する時刻は $t\Omega \sim 600$ で、最大成長波長の場合よりも時間がかかる。しかし、飽和した際の面密度は background の 13 倍程度になり、最大成長波長の場合よりも大きくなる。これは、波長が長い方が面密度ゆらぎの振幅を大きくするために必要なガスをより広範囲から集めることができるためであると考えられる。

また、 $Q = 2$ として最大成長波長で計算した場合、面密度は最大で 6 倍程度になった。 $Q = 3, \gamma = 1.4, k = 0.7$ で計算した場合は面密度は 2 倍程度まで成長した。これらの結果から、最大の面密度は γ が小さく等温に近いほど、また、重力的に不安定であるほど大きくなる傾向が得られた。

5 Discussion

5.1 観測との比較

近年の原始惑星系円盤の撮像観測から、様々な円盤で半径 100AU 程度にリングに近い構造が形成されていることが分かってきた (c.f. Casassus et al. 2013)。これらの構造は、リングの内側に存在する惑星によって形成されたとする議論が多いが、今だにこの惑星

は観測されていない。本研究で議論した viscous overstability は、成長の timescale が十分に長く、惑星を持たない円盤や重力的に安定な円盤でも成長するため、これらの観測を説明するメカニズムの候補になり得る。観測される円盤のリング構造が viscous overstability によって形成されていた場合、半径 100AU では 10^5 年程度で不安定が成長し、1000 年程度でこの構造が変化することを示唆している。

5.2 乱流粘性の取り扱い

円盤ガスの分子粘性は非常に小さく、分子粘性のみを考慮すると不安定の成長には非常に長い時間がかかる。円盤の寿命 10^6 年程度ではその寄与は無視できるほど小さい。本研究では、MRI による乱流粘性を主な粘性の起源と考えている。MRI 乱流はその空間、時間スケール ($\sim c_s \Omega^{-1}, \Omega^{-1}$) よりも十分大きいスケールを考える場合には、粘性としてよく近似できる (Balbus & Papaloizou 1999)。しかし、本研究で議論したような、dynamical timescale $\sim \Omega^{-1}$ で振動する mode について乱流を粘性でモデル化して扱うことには注意が必要である。今後、MRI 乱流を直接数値計算し、原始惑星系円盤で viscous overstability が起こる可能性について議論する必要がある。

6 Conclusion

本研究は、観測されている原始惑星系円盤のリング構造の起源として viscous overstability に着目した。MRI による乱流粘性を用い、原始惑星系円盤の典型的なパラメータで線形解析を行うと、viscous overstability は 100AU では 30AU 程度の波長で最も不安定となり、 10^5 年程度でゆらぎが成長することが分かった。これらの値は観測と矛盾しない。この viscous overstability による円盤構造形成についてさらに調べるため、ゆらぎが成長し非線形になった後の振る舞いを流体シミュレーションを用いて調べた。その結果、面密度は最大で 10 倍程度まで大きくなることが分かった。面密度が大きくなった場合でも非線形の波の振動は続き、重力崩壊は起こらなかった。この結果から、円盤に観測されている構造がこの不安

定性によって形成されていた場合、密度構造が周期的に変化することが示唆される。最大の面密度は円盤のポリトロップ指数 γ が小さく等温に近いほど、また、波長が大きい mode ほど大きくなることが分かった。

Reference

- Balbus, S. A., & Papaloizou, J. C. B. 1999, *ApJ*, 521, 650
- Casassus, S., van der Plas, G., M, S. P., et al. 2013, *Nature*, 493, 191
- Goldreich, P., & Lynden-Bell, D. 1965, *MNRAS*, 130, 125
- Latter, H. N., & Ogilvie, G. I. 2009, *Icarus*, 202, 565
- Lynden-Bell, D., & Pringle, J. E. 1974, *MNRAS*, 168, 603
- Mayama, S., Hashimoto, J., Muto, T., et al. 2012, *ApJ*, 760, L26
- Schmit, U., & Tscharnuter, W. M. 1995, *Icarus*, 115, 304
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337