

原始星ガス円盤の形成と重力不安定性による角運動量輸送 (ID: nks40)

西合 一矢 (名大 理/国立天文台), 松本倫明 (法政大学), 花輪知幸 (名大理)

1 はじめに

星は分子雲中の星間ガスが自己重力収縮することにより形成される。その過程で星間ガスはほぼ等温を保ちつつ暴走的に収縮する。この暴走収縮は天文単位スケールの first core と呼ばれる準平衡天体を形成することで、一時的に止まる。first core は準平衡状態であるため比較的長いタイムスケール存在する。このため first core の密度構造やエンベロープの間の質量・角運動量のやり取りは、その後形成される原始星や原始星ガス円盤に大きな影響を与えると思われる重要である。

2 これまでの first core の研究

図 1 は、Masunaga and Inutsuka (1998) が球対称のガス雲の重力収縮進化を 1 次元輻射輸送数値シミュレーションを用いて追跡した結果である。横軸の中心密度の上昇に対し、中心でのガス温度の変化を表したものである。ガスは、 $\rho = 10^{-13} \text{ g cm}^{-3}$ までは、ほぼ等温を保つが、その後しばらくガス温度は $T \propto \rho^{0.4}$ に比例して上昇する。これは重力エネルギー開放に対して放射冷却が間に合わないためである。ガスが断熱的となるとすぐに半径約 5 AU の準圧力平衡なコアが形成される。このコアは first core と呼ばれる (see also Larson 1969)。

First core スケールで重要となる回転や分裂などを追跡するためには多次元の計算が必要である。多次元計算において、輻射輸送をともに計算することは計算時間の点からも困難である。しかし、first core は、ポリトロップガス ($P = K\rho^\gamma$)、 $\gamma = 7/5$ でよく近似できるとことが知られている。Tohline, Durisen, and McCollough (1985) は、回転平衡なポリトロップガス円盤の進化を 3 次元数値シミュレーションを用いて追跡した。彼らは、 $\beta \geq 0.3$ の場合、開いた 2 本のスパイラル状腕が形成されることを示した。Williams and Tohline (1987) は、非軸

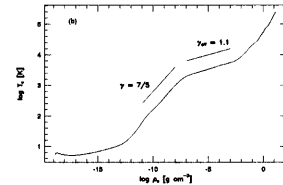


図 1: Matsunaga and Inutsuka (1998) の Fig2: 球対称ガス雲の中心温度の進化

対称モードの線形成長率は tensor-virial 方程式でよく説明できることを示した。

しかし、彼らの計算は孤立した回転平衡なガス円盤の進化を追跡したものである。first core は形成後、エンベロープから激しくガスが降着し質量や角運動量を増大させていく。このため first core の進化を正しく追跡するには、回転落下するエンベロープをも含めた 3 次元数値シミュレーションが必要となる。Matsumoto and Hanawa (2001) は、回転落下するガス雲中での first core の形成・進化を 3 次元計算により追跡した。彼らの初期状態として、より大きなスケールでのガス雲の重力収縮の数値シミュレーション結果から中心領域を切り抜いたものを使った。その結果は 2 本腕が約 1000 年周期で形成され、その衝突により高密度なガス塊が形成されというものであった。しかし、彼らの計算では回転落下するエンベロープの取り扱いに大きな近似がある。彼らは境界からの流入ガスの流速と角運動量を初期値のまま時間的に固定した。しかし、多くの数値シミュレーションによると回転落下するガス雲では、ある半径を通過するガスの角運動量と質量はほぼ時間比例して増大していくことが示されている。

我々は本研究で Matsumoto and Hanawa (2001) の問題点を踏まえ、初期状態および回転落下するエンベロープからの質量・角運動量をより理想的に取り扱った。これにより、形成直後の first core そのものの物理的な進化の特徴を定量的に調べることができた。

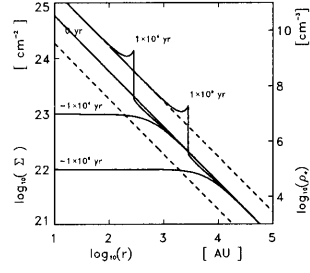


図 2: Saigo and Hanawa (1998) の Fig.7: 回転しながら自己重力収縮するガス円盤の自己相似解から面密度分布の進化

3 方法とモデル構築

我々は、回転落下するガス円盤中での first core の形成と非軸対称進化を 3 次元数値シミュレーションを用いて計算した。計算グリッドはカーテシアン座標、 $(n_x, n_y, n_z) = (256, 256, 128)$ 、を用いた。なお、 m の奇数モードの非軸対称性も追跡できるように赤道面对称性以外は仮定しなかった。解いた式は、質量保存式、運動方程式、ポアッソン方程式と状態方程式である。

初期状態は、Saigo and Hanawa (1998) による回転落下するガス円盤の自己相似解を用いた。この相似解では、軸対称を仮定し Thin Disk 近似した面密度 Σ が半径の関数として与えられる (図 2)。軸方向に圧力平衡を仮定して、

$$\rho(r, z) = \frac{\Sigma(r)/(2h(r))}{\cosh^2(z/h(r))} \quad (1)$$

さらに、軸対称を用いて 3 次元の密度・速度分布を得た。初期の中心密度を、 $0.82 \times 10^{-13} \text{ g cm}^{-3}$ とした。これは、中心密度が発散する 400 yr 前にあたる。

境界からのガスの流入や重力ポテンシャルは、計算ボックスの外部に自己相似解で与えられる回転落下するガス円盤が広がっているとして計算した。境界から流入するガスの角運動量は時間に比例して増大していく。これらの工夫によって、100~200AU スケールと比較的小さな計算領域を高分解能で計算しながら、かつ大きなスケールのガス円盤から落下してくるガスの質量・角運動量をより理想的に計算に取り入れることができた。

非軸対称揺らぎとして、モード m の振幅 a の密度揺らぎ、 $\delta\rho = a \cos(m\theta)$ 、を与えた。Table 1 に

計算したモデルパラメータをまとめてある。

Table 1 Model Parameters					
Model	m	a	x_{max} [AU]	Δx [AU]	boundary type
A	-	0.0	83.45	0.65	1
B1	2	0.005	83.45	0.65	1
B2	2	0.01	83.45	0.65	1
B2F	2	0.01	83.45	0.65	2
B2L	2	0.01	116.69	0.91	1
B3	2	0.05	83.45	0.65	1
B4	2	0.50	83.45	0.65	1
B1	3	0.01	83.45	0.65	1
B2	3	0.05	83.45	0.65	1
C1	2-8	0.01	83.45	0.65	1

ガスの温度変化は、状態方程式をポリトロープとして表した。このとき、ガスが断熱的となる臨界密度を $\rho_{\text{crit}} = 10^{-13} \text{ g cm}^{-3}$ とし γ を

$$\gamma = \begin{cases} 1 & \rho \leq \rho_{\text{crit}} \\ 7/5 & \rho > \rho_{\text{crit}} \end{cases} \quad (2)$$

と定義した。

4 結果

4.1 典型例モデル B2L の進化ヒストリー

まず、first core 進化の典型的例としてモデル B2L の計算結果を示す。このモデルでは、 $m = 2$ モードの非軸対称密度揺らぎが 1% の振幅で入っている。

時刻 $t = 0$ の頃に圧力平衡な first core が形成された。図 3 (a) は、赤道面上の密度分布である。first core はエンベロープから大きな角運動量をもつガスが質量降着し半径を拡大させていく、 $t = 389 \text{ yr}$ では半径 13.9 AU、厚さ 2.8 AU となっている。この first core は、中心領域 $\sim 10 \text{ AU}$ では剛体回転、それより外側では回転速度一定の差動回転となっていてほぼ回転平衡である。図 3 (b) は、 $t = 1160 \text{ yr}$ の密度分布である。中心領域の剛体回転領域で $m = 2$ モードの非軸対称変形が起こってバーが形成されている。First core 全体もゆがんでいる。図 3 (c) は、 $t = 1440 \text{ yr}$ での密度分布であり first core の外縁部が外のエンベロープ中に広がって 2 本の広がった腕を形成する。同時に中心部の高密度バーは、収縮して比較的円くなっている。図 3 (d) の $t = 2290 \text{ yr}$ となると、広がった腕が first core に落下して再びバー状の first core となつて

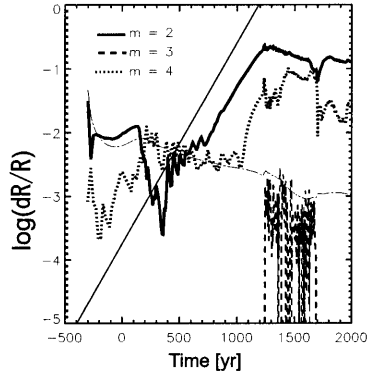


図 5: モデル B2L での非軸対称モードの時間進化 $\delta R/\bar{R}$. 太い実線が $m = 2$ のモードの進化、また、細い実線は式 (3), (4) の成長率を表したものである。

いる。その後、図 3(a)-(c) と同様に再び first core が変形して外縁部が外へ広がっていく。図 3 (e) は、 $t = 3276$ yr の時の密度分布である。2 度目に形成された腕の先端がちぎれてクランプを形成している。

図 4 (a)-(e) はそれぞれ図 3 と同じ時刻での赤道面上での比角運動量の分布を表している。角運動量分布をみると角運動量輸送やスパイラル状の腕の形成メカニズムがよくわかる。図 4 (b) では、ゆがんだ first core の先端に高い角運動量領域が現れている。これは、中心付近の高密度な剛体回転するバーの長軸が外側の差動回転部まで広がることで、差動回転しているガスに圧力トルクを通じて角運動量を輸送することによって形成されている。図 4 (c) で分かるように、この高い角運動量の領域が遠心力によって大きな半径まで飛ばされることでスパイラル状の腕を形成する。反対に高密度バーは角運動量を失って収縮する。図 4(d) のように、飛び出した高角運動量ガスはエンベロープの低い角運動量のガスと衝突することで再び first core へ落下する。図 4 (e) は、図 4 (a)-(c) と同様なメカニズムが再び起こり、高い角運動量のガスクランプが形成されている。

4.2 非軸対称進化の特徴

このように非軸対称性が角運動量輸送を生み、これが first core の進化にとって大きな影響を及ぼす。図 5 は、赤道面上の密度分布の非軸対称進化を表したものである。ここで、相対振幅とは、 $\delta R/\bar{R}$ であ

る。ここで $\bar{R}$ とは、等密度線の平均半径、また δR とは等高線の変形振幅である。太い実線が $\rho = \rho_{\text{crit}}$ の等密度線に対する $m = 2$ のモードでの相対振幅進化である。初期に密度揺らぎのために約 10^{-2} 程度の相対振幅があり、 $t = 300$ yr までは小さな値を保ち非軸対称揺らぎに対して安定である。 $t = 0$ yr 付近での変形は first core が形成された直後で半径が小さいことによる誤差である。 $t = 300$ yr から $m = 2$ モードの線形進化段階となり約 $t = 1200$ yr あたりまでに細長いバー状となる。この線形成長は、

$$\frac{\delta R}{\bar{R}} \propto \exp t/\tau, \quad (3)$$

但し、

$$\tau = 75 \text{ yr} \left(\frac{\rho_{\text{crit}}}{1 \times 10^{-13} \text{ g cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \quad (4)$$

であった。等高線の変形振幅 δR は、 $m = 3$ や 4 のモードについても計算した。いずれも $m = 2$ の進化が進んでから現れ、非線形進化が原因と思われる。

4.3 初期揺らぎの与え方に対する依存性

Table 1. のように、 $m = 2$, $a = 0.01$ 以外にも、さまざまなモード、振幅の揺らぎを与えたモデルも計算した。しかし、初期に式 (3),(4) のような線形成長をするという特徴は不変であった。さらに、純粋に $m = 3$ の揺らぎのみの場合を除き、 $m = 2$ のバーモードの進化が卓越した。

参考文献

- [1] Tohline, J. E., Durisen, R. H., & McCollough M. 1985, ApJ., **298**, 220.
- [2] Larson, R. B. 1969, MNRAS, **145**, 271.
- [3] Masunaga, H. , Miyama, S. M. & Inutsuka, S. 1998, ApJ., **535**, 346
- [4] Matsumoto & T., Hanawa, T. 2001
- [5] Saigo, K. & Hanawa, T. 1998, ApJ., **493**, 342.
- [6] Williams, H. A., & Tohline, J. E. 1986 ApJ., **315**, 594.