

Evolution of Binary System through Accretion: Accretion Rates of Primary and Secondary

○越智康浩, 杉本香菜子 (名大理), 花輪知幸 (千葉大先進)

Yasuhiro OCHI* and Kanako SUGIMOTO* and Tomoyuki HANAWA**

*Dept. of Physics and Astrophysics, Nagoya University, Nagoya 464-8602, Japan

**Center for Frontier Science, Chiba University, Chiba 263-8522, Japan

Protostars acquire most of their masses from the surrounding gas disk in the first 10^5 year from their birth. When the protostars are binary, their masses are supplied by accretion from the surrounding gas disk. We have reexamined the accretion with two dimensional numerical simulations. Binary protostars accrete gas mainly through two channels, outer one located near the less massive star (secondary) and inner one near the more massive star (primary). The inner channel is open only when the accreting gas has a small specific angular momentum. The gas accreting through the outer channel flows around the secondary and mainly goes to the primary. The primary accretes more than the secondary irrespectively of the angular momentum of the accreting gas.

1. 導入

標準的な考え方によれば、星はその質量の大半を、ガス降着により獲得する。観測される多くの星は連星なので¹⁾、ガス降着を考える際には、二つの星が共通重心の周りを回転していることを考慮にいれなくてはならない。

このような考えに基づき、周囲のガスが連星に降着する流れが弾道軌道近似や流体力学方程式にもとづき、計算されてきた¹⁾²⁾³⁾⁵⁾。Bate & Bonnell (1997)³⁾の流体力学計算によると、主星（質量が大きいほうの星）と伴星の質量降着率は、ガスの比角運動量 j_{inf} に強く依存する。比角運動量を連星間距離 a と連星回転角速度 ω を単位として測ると、 $j_{\text{inf}} = 1.6$ の場合、質量降着率は伴星のほうが圧倒的に高く、 j_{inf} が 0.8 より小さい場合だけ、主星の質量降着率が高い。これより以前に研究された弾道軌道計算¹⁾²⁾からも、同様の結果が得られている。

われわれは高精度で再計算を行い、Bate & Bonnell (1997)³⁾と反対の結果を得た。精度を上げた計算によれば、 $j_{\text{inf}} = 1.6$ の場合でも主星のほうがガスの降着率が高い。

本稿ではまず第2章でモデルと計算手法を示す。第3章で、われわれの結果を示す。3.1節では典型的なモデルの結果について、3.2節ではガス降着の角運動量に対する依存性について、3.3節では連星の質量比に対する依存性について示す。

2. モデルと計算手法

われわれは連星の公転軌道を含む2次元平面内のガスの流れを考えた (Fig. 1)。簡単のため、連星は原点を中心とする円軌道をもつと仮定した。Bate & Bonnell (1997)³⁾と同じく、長さの単位には連星間距離 a 、時間の単位には連星の角速度 ω の逆数を採用した。主星と伴星の質量をそれぞれ M_1 と M_2 とした ($M_1 > M_2$)。星の重力は、半径 $d = 0.2a$ の一様球の重力で近似したい。またガスは等温で音速は一定であると仮定し、降着するガスの自己重力は簡単のため無視した。降着による星の質量の増加も簡単のため無視した。従って主星と伴星の質量 M_1 と M_2 は常に一定である。この単位系では連星の総質量 $M_1 + M_2$ は一定なので、連星系は星の質量比 $q = M_2/M_1$ によって特徴づけられる。

われわれは流体力学方程式をデカルト座標系で2次精度有限差分スキームを使って解いた。差分にはRoe (1981)⁶⁾のTVDスキームを採用した。また2次精度を得るためにMUSCLを採用した [例えばHirsch (1990)⁷⁾を参照]。

計算領域は $-L < x, y < L$ の範囲で、全ての計算で $L = 5.12a$ とした。計算格子数は全てのモデルで 1024^2 とした。

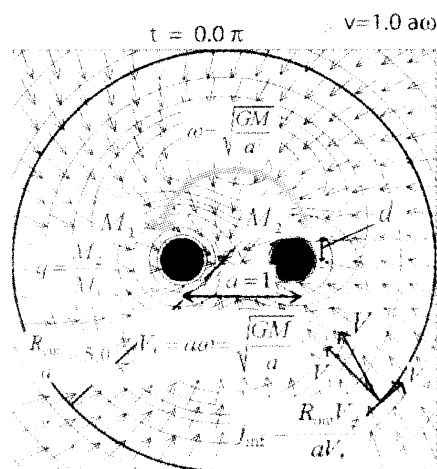


Fig. 1. Model parameters and units are shown schematically. The primary and secondary rotate around the origin, the center of the computation box. The unit length is their separation, a , and the unit time is the inverse of the angular velocity, $1/\omega$.

境界条件として、原点から R_{out} 離れた円周から一定の面密度 (Σ)、速度 (v_{inf})、比角運動量 (j_{inf}) を持つガスを計算の間中入れ続けた。従って境界からの質量流入率 $\dot{M} = 2\pi R_{\text{out}} v_{\text{inf}}$ は時間的に一定である。落下速度 v_{inf} はこの境界でガスの運動エネルギーとポテンシャルエネルギーの和が0になるようにとった (ほとんどのモデルでは、ガスの降着を連星が15回転するまで ($t = 0$ から 30π) 追跡した。

3. 結果

3.1 $q = 0.6$, $j_{\text{inf}} = 1.6$

Fig. 2. は $j_{\text{inf}} = 1.6$, $q = M_2/M_1 = 0.6$ のモデルの $t = 8.0\pi$ での面密度・速度分布を表している。このモデルではガスの音速は、 $c_s = 0.25a\omega$ である。黒みはガスの面密度分布を表す。矢印は回転系から見たガスの速度を表す。実線は回転系から見た有効ポテンシャルの等値面を表す。左側に伴星（もう一方の星より質量の小さい星）、右側に主星（質量の大きい星）が位置している。伴星側で等値線が交わる点は、連星系の外側から来るガスからみて、最もポテンシャルの低い位置である。この点はLagrange L_2 point と

呼ばれ、回転系から見た有効ポテンシャルの鞍点である。主星すぐそばの鞍点は L_3 point と呼ばれ、 L_2 point の次にポテンシャルが低い。主星と伴星の間の鞍点は L_1 point と呼ばれ、回転系での平衡点である Lagrange points の中で最もポテンシャルが低い。

この時刻では右側に位置する主星の方が密度の高く半径の大きなガス円盤を持っている。これは主星のほうに質量降着率が高いことを示している。Fig. 2. では L_2 point から渦状の腕が時計回りにくっきりと見える。一見この腕に沿ってガスが連星に流れ込んでいるように見えるが、ガスの流れはこの腕に沿ってはいない。この腕は衝撃波で、連星周囲のガスはここで減速される。Lagrange L_2 point の近傍で減速されたガスだけが、連星系に流入する。この流入経路を Channel B と呼ぶことにする。Channel B を通るガスの多くは伴星には直接降着せず、伴星に沿って半周した後、 L_1 point を通過して、主星周りに円盤を形成する⁶⁾。 L_1 point を通過したガスのうち、伴星に戻るのはわずかである。

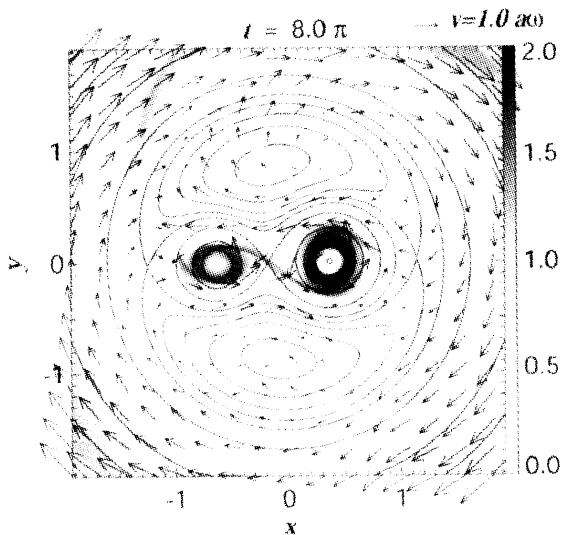


Fig. 2. Surface density and velocity distributions at $t = 8.0 \pi$ in the model $q = 0.6$, $j_{\text{inf}} = 1.6$, $c_s = 0.25$. Primary and secondary are located right and left, respectively. The right bar denotes the scale for the logarithm of the surface density, $\log \Sigma$. The top arrow denotes the unit velocity.

主星側からも伴星側に比べ面密度の低い渦状の腕が伸びている。しかしこの腕は主星周りの円盤とほとんど結ばれていないのでガスは主星側からほとんど流入しない。

3. 2 角運動量依存性

われわれは $j_{\text{inf}} = 1.3, 1.4, 1.5, 1.7, 1.8$ そして 1.9 の場合について $q = 0.6$, $c_s = 0.25$ に固定した計算を行い主星と伴星の質量降着率の j_{inf} に対する依存性を調べた。Fig. 3. は Fig. 2. と同じであるが、 $j_{\text{inf}} = 1.3$ である。主星側からも伴星側と同じくらい高い面密度の腕が伸びている。この場合も主星の方が密度の高く半径の大きなガス円盤を持っており、質量降着率が高いことを示している。主星側から伸びた腕は、主星回りの円盤と結ばれており、ガスは主星近くの L_3 point から流入する。 L_3 point を通過した後ガスは直接、主星周りに円盤を形成する。このような流入経路を Channel A と呼ぶことにする。質量比 $q = 0.6$ の時は、i) $j_{\text{inf}} \leq 1.4$ の場合、ガスは Channel A と

B の両方を通り降着する。ii) $1.5 \leq j_{\text{inf}} \leq 1.7$ の場合、主に Channel B を通る。iii) $j_{\text{inf}} \geq 1.8$ の場合、連星の周りにガスが溜った後、ガスは Channel B を通って主星に降着した。

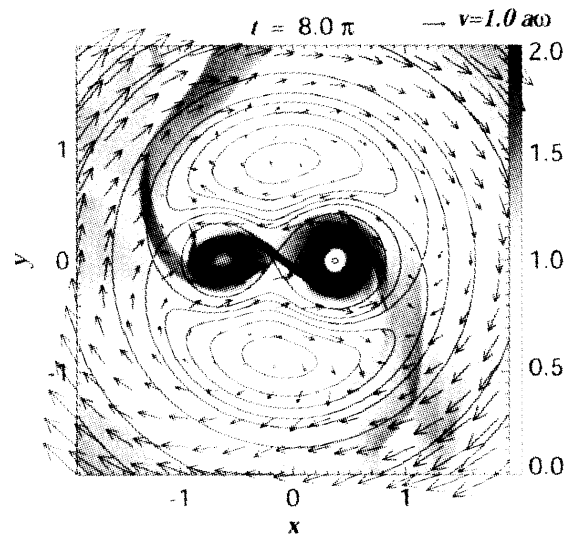


Fig. 3. The same as Fig. 2. but for $j_{\text{inf}} = 1.3$.

iii) の場合 初期にガスが降着しない期間がある。この機関は j_{inf} が大きいほど、また音速が低いほど長い。i) - iii) のいずれでも、 j_{inf} の値に依らず、質量降着率は主星のほうが高い。

3. 3 質量比依存性

前節までは質量比 $q = 0.6$ の場合だけについて述べたが、われわれは $q = 0.2$ の場合についても計算を行った。 $q = 0.2$, $j_{\text{inf}} = 1.4$ (以後 モデル 2-14) の場合、主星側に渦状の腕が現れなかった。 $q = 0.6$, $j_{\text{inf}} = 1.4$ (以後 モデル 6-14) の場合には同じ時刻で比べても、主星側に渦状の腕が現れた。このことは、モデル 2-14 はモデル 6-14 の場合に比べ L_3 point が境界 $r = R_{\text{in}}$ から遠ざかったことが原因であると考えられる。

4. まとめ

われわれは Bate & Bonnell (1997)³⁾ と反対の結果を得た。われわれの計算では $1.3 \leq j_{\text{inf}} \leq 1.9$ において主星の質量降着率のほうが伴星よりも高かった。3.1 節で示したように、ガスは有意な角運動量を持っている為、 L_2 point から直接伴星に降着せず、伴星に沿って半周し、 L_1 point を通過し、主星円盤を形成する。

引用文献

- 1) Artymowicz, P.: Acta Astronmica 33 (1983) 223
- 2) Bate, M. R.: MNRAS 285 (1997) 16
- 3) Bate, M. R. & Bonnell, I. A.: MNRAS 285 (1997) 33
- 4) Duquennoy, A. & Mayor, M.: A & A 248 (1991) 485
- 5) Günther, R. & Kley, W.: A & A 387 (2002) 550
- 6) Hanawa, T., Y. Ochi & K. Sugimoto: Proc. International Astronomical Union Colloquium 191, ACCRETION OF PROTOBINARY AND EVOLUTION OF THE MASS RATIO (2003)
- 7) Hirsch, C.: Numerical Computation of Internal and External Flows Vol.2 (Wiley, 1990) 493
- 8) Roe, P. L.: Comput. Phys. 43 (1981) 357