

低金属度環境における大質量星からの輻射フィードバック効果

福島 肇 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

星の質量は降着が終わることによって決定する。大質量星形成においては膨大な輻射が原始星から放出され、降着流にフィードバック効果を持たすため、質量降着が終了する条件が存在する。特に、ダストは降着流内に光学的厚みが異なる領域を降着流内に形成し、ガスの力学に影響する。ダストの量は金属度量によって変化するため、大質量星のフィードバック効果は金属度量によって異なることが予想される。本研究では、原始星の降着流内の構造をダストによる光学的厚みの変化により考察した。また、それに基づいて内部構造とともに原始星の降着進化計算を球対称、定常を仮定することで行い、外層の物理的構造を明らかにした。

1 Introduction

銀河は現在の宇宙において多種多様な構造をしている。銀河内の構成要素である星や星間物質の進化を理論的に追うことによって、それらを理解する試みがなされてきた。その中で、星の初期質量関数や星形成率といった銀河内での星形成を特徴づけるパラメーターは上記の議論に必要である。特に、大質量星は膨大な輻射による H II 領域の形成を行う。また、寿命が尽きることで超新星爆発とそれに伴う重元素放出をする。これらにより、大質量星は銀河環境全体をコントロールしその後の星形成過程に決定的な影響を与えるため、その形成率は重要である。始原ガスからの星形成過程は理解が進んできていて、形成される星の多くは太陽の数十倍から百倍の大質量星になることがわかってきた。(Hirano, S. et al. (2014)) しかし、低金属度領域における星の初期質量分布はわかっておらず、そのため低金属領域における大質量星の形成率を見積もることはできていない。本研究では大質量星の初期質量分布を調べる際に重要となる、原始星の降着成長における輻射フィードバック効果を調べた。先行研究 Hosokawa, T. & Omukai, K. (2009a) では、輻射フィードバックによって星が降着成長の限界をむかえる条件を考察し、原始星の降着進化における原始星の内部構造の計算が行われた。今回は、原始星の外層も含めた計算を行い原始星の降着流の内部構造を調べた。

2 原始星の降着進化

星形成における輻射フィードバック効果を考察するためには、星の内部構造および降着流の構造を物理量の矛盾なく解く必要がある。今回は降着流一定かつ定常解、球対称を仮定して降着進化計算を行った。(Stahler, S. W., Shu, F. H., and Taam, R. E. 1980a, 1980b, 1981) これにより、原始星周りの降着流内の物理量を導出した。

2.1 原始星周りの構造

図 1 に主降着期における原始星周りの降着の構造を示す。高密度コア内部で形成された原始星の質量は外層の質量と比べて極めて小さく、周囲のガスを降着することで質量を増加させる。この時、原始星からの輻射が降着流にフィードバック効果をもたらすため、外層に異なる性質を持つ領域ができる。降着流内のダストは約 2000 K を超えると蒸発するため、外層にダスト破壊面ができる。ダスト破壊面の外側はダストが存在するため光学的に厚いダスト層を形成する。内側はダストが存在しないため光学的に薄い層 (opacity gap) が形成される。降着流は原始星表面まで到達するとショック層を通過し原始星の内部に入る。原始星表面が光学的に厚い場合は周囲に光学的に厚い層 (precursor) が形成される。

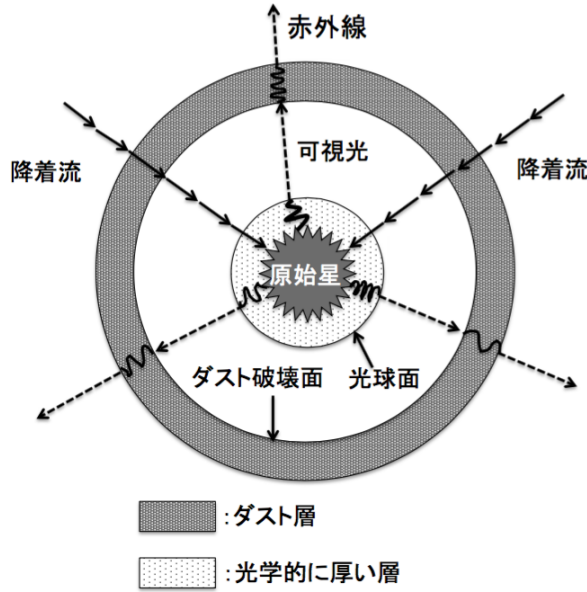


図 1: 原始星周りの降着流構造

2.2 計算方法

原始星の内部構造を計算し、得られた値を用いて降着流内の物理量を求める。原始星内部の進化計算は Hosokawa, T. & Omukai, K. (2009b) を用いた。ショック層における物理量により全エネルギー流 L_e を求める。

$$L_e = L_{rad} - \dot{M} (h + u^2/2 - GM_*/r) \quad (1)$$

h はエンタルピー、 u は速度、 M_* は原始星の質量を表す。 L_e が保存することを用いて以下のように計算を行った。また、ダスト層における境界条件として光学的厚みを $\tau = r\rho\kappa$ で評価し、 $\tau = 1$ となる場所で降着流は自由落下していると仮定した。

2.2.1 ダスト層

ダスト層内は光学的に厚いため、輻射場はガスと十分にカップリングしていて当局的であると仮定して計算を行う。よって $E_{rad} = aT^4$ 。また、拡散近似が成り立つため、

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3\rho\kappa}{4caT^3} F'_{rad} \quad (2)$$

F'_{rad} は流体静止系での輻射場のエネルギー流速密度であり、流体の速度が光速に比べて十分小さい近似のもとでは

$$F'_{rad} = F_{rad} - \frac{4}{3}uaT^4 \quad (3)$$

となる。また運動方程式は

$$\left(u - \frac{a_T^2}{u}\right) \frac{du}{dr} = -\frac{GM_*}{r^2} + \frac{2a_T^2}{r} + \frac{\kappa F'_{rad}}{caT^4} \left(aT^4 + \frac{3}{4}T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_\rho\right) \quad (4)$$

となる。 a_T は等温音速である。また連続の式として $4\pi r^2 \rho u = -\dot{M}$ を用いる。ダスト層においては降着流が原始星に近づくにつれて、ダストは蒸発もしくは衝突によって破壊される。それによる opacity、 κ の変化も考慮する。ダストが破壊されることにより、降着流の光学的厚みが減少し、 $\tau < 1$ になった際に、ダスト破壊面をむかえたとする。

2.2.2 Opacity Gap

光学的厚みが小さくなるため、ガスと輻射場の温度は異なってくる。このため、運動方程式とともに熱方程式と輻射場の式を解く必要がある。熱方程式は

$$uT \frac{ds}{dr} = c\kappa (E_{rad} - aT^4) \quad (5)$$

となる。運動方程式は

$$\left(u - \frac{a_s^2}{u}\right) \frac{du}{dr} = -\frac{GM_*}{r^2} + \frac{\kappa}{c} F'_{rad} + \frac{2}{r} a_s^2 + \frac{c}{u} \kappa (aT^4 - E_{rad}) \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln \rho}\right)_s \quad (6)$$

a_s は断熱音速である。また、輻射圧と輻射のエネルギー密度関係は Eddington factor $P_{rad} = fE_{rad}$ によって与えられる。光学的に薄い領域は原始星の光球面とダスト破壊面からの輻射を受けているため、幾何学的に Eddington factor を求めることができ、

$$f(r) = \frac{1}{3} \frac{1 - D\mu_g^3(r)}{1 - D\mu_g(r)} \quad (7)$$

$$\mu_g(r) = \left(1 - \frac{r_g^2}{r^2}\right)^{1/2} \quad (8)$$

$$D = \frac{T_g^4 - T_d^4}{T_g^4 + T_d^4} \quad (9)$$

これを用いて、輻射圧について

$$\frac{dP_{rad}}{dr} + \frac{1}{r} (3P_{rad} - E_{rad}) = -\frac{\rho}{c} \kappa F_{rad}' \quad (10)$$

となる。(5)、(6)、(10) を原始星に向けて内側に積分していく。星の表面に到達する前に $\tau > 1$ になった場合は precursor の内部構造計算をさらに行う。precursor はダスト層と計算式は同じである。これにより、原始星の外層の物理量を星表面まで求めることができる。

3 輻射フィードバックによる質量降着限界

大質量星形成において原始星から放出される輻射は膨大であるために、輻射フィードバック効果により外層内で降着流が質量降着できない場合がある。光学的に厚いダスト層が形成される場合には、原始星から放出される輻射はダストに吸収され赤外線として再放射される。輻射の吸収によって吸収面は外側に $L/4\pi r^2 c$ の運動量流速を受け取る。降着流の内向きの運動量流速 ρu^2 がこれを上回っていないと降着できない。(Larson & Starrfield 1971, Wolfire & Cassinelli 1987) よって降着が続く条件として、

$$\rho u^2 > \frac{L}{4\pi r^2 c} \quad (11)$$

を満たす必要がある。連続の式より、 $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho u$ を用いると式 (11) は、

$$\dot{M} > \frac{L}{cu} \quad (12)$$

となる。更に、ダスト層内において再放射された赤外線に対して Eddington 限界を超えない必要がある。

$$L < L_{Ed,IR} = \frac{4\pi c G M_*}{\kappa_{IR}} \quad (13)$$

また、低金属度環境においては降着流内のダスト量が減少するため、光学的に厚いダスト層が形成されない場合が考えられる。この際には原始星から放出

される紫外線もしくは可視光に対して Eddington 限界を超えないことが条件となる。

$$L < L_{Ed,UV/opt} = \frac{4\pi c G M_*}{\kappa_{UV/opt}} \quad (14)$$

上の各条件は、降着流内の金属度量や降着流の大きさに依存するため、各々原始星の降着進化を計算し、降着流内の物理量を調べる必要がある。

4 Result & Discussion

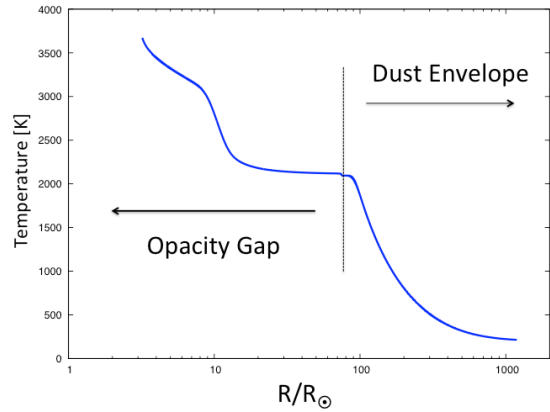


図 2: 主降着期原始星の降着流の温度構造

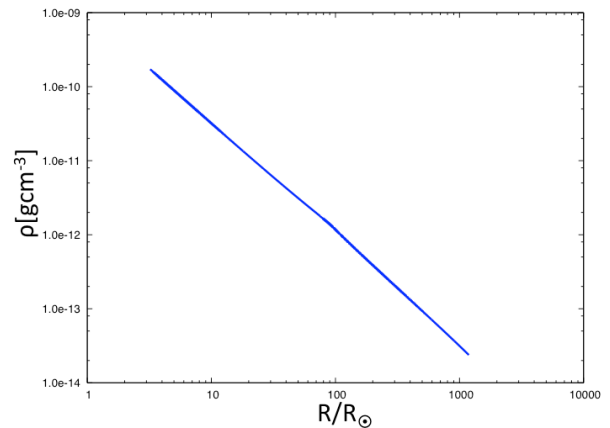


図 3: 主降着期原始星の降着流の密度構造

図 2、3 は降着率が $\odot M = 10^{-5} M_{\odot}/year$ 、質量が $2.96 \times 10^{-2} M_{\odot}$ の太陽金属度量の原始星の外層計算結果を表している。図 2 は降着流内の温度構造を表している。ダスト層の最も外側の領域 ($\tau = 1$) は温度が 213K である。ダスト層の内側は光学的に厚いため、ガスと輻射場の温度は同じである。これによりガスの温度はダストが破壊される約 2000K まで上昇する。ダスト破壊面の内側では光学的に薄い Opacity Gap が形成される。Opacity Gap 内ではガスと輻射場はカップリングしていない。ガスは内側に進むにつれて圧縮加熱するため温度が上昇する。輻射場は原始星表面に近づかない限り、温度が低いダスト破壊面からの寄与しか受けない。これにより式 5 より、ガスは輻射として熱を放出するため、図 2 が示すようにほとんど等温の領域が存在する。逆に原始星表面では、原始星からの輻射によって加熱されガスの温度は上昇する。また、原始星の中心質量が小さいため、輻射が降着流の力学に作用する効果は小さい。実際図 3 では自由落下と同じ密度分布をしていることがわかる。しかし、原始星が大質量になると原始星から放出される輻射が大きくなることが予想される。特にダスト破壊面が受ける輻射圧は大きいため、降着流は自由落下から遅れることが予想できる。また、ダストの opacity は金属度量にもよるため、降着流の内部構造は金属度量によって変化する。

Hosokawa, T. & Omukai, K. , ApJ, 691, 823 (2009b)

Larson, R. B. & Starrfield, S. , A & A, 13, 190 (1971)

Wolfire, M. F., & Cassinelli, J. P. , ApJ, 569, 846 (1987)

5 Conclusion

本研究では、主降着における大質量星の輻射フィードバック効果により質量降着限界をむかえる条件を考察するとともに、原始星の降着流内の構造を原始星の内部構造と矛盾なく計算することで求めた。

Reference

Hosokawa, T. & Omukai, K. , ApJ, 703, 1810 (2009a)

Hirano, S. et al. , ApJ, 781, 60 (2014)

Stahler, S. W. et al. , ApJ, 241, 637 (1980a)

Stahler, S. W. et al. , ApJ, 242, 226 (1980b)

Stahler, S. W. et al. , ApJ, 248, 727 (1981)