

# バースト降着下での初期宇宙超大質量星形成過程計算

櫻井 祐也 (東京大学大学院 理学系研究科)

## Abstract

宇宙初期超大ブラックホールの形成を説明する有力モデルである、direct collapse 理論で考えられている超大質量星形成過程について、現実的な降着史を考えた星進化の計算は詳細に行われていない。本研究では、現実的な降着史として、降着円盤が重力不安定になるときに起きるバースト降着を考え、進化過程で星からの紫外線によるフィードバックによって、星へのガス降着が抑制されないかどうかを解明する目的で、星進化の 1 次元数値計算を行った。0.1 $M_{\odot}$ /yr の一定降着率の場合は星はフィードバックを受けずに進化できることが知られているが、本研究の計算により、平均降着率が 0.1 $M_{\odot}$ /yr の場合にも、星の進化過程で多量の紫外線が出てフィードバックが起きる可能性があることが示された。

## 1 Introduction

近年の可視光・赤外光観測から、赤方偏移  $z \sim 6$  で質量が  $\sim 10^9 M_{\odot}$  の超巨大ブラックホール (SMBH) が約 20 個存在していることが示された。この SMBH 形成過程はいまだ明らかにされておらず、その解明が現代天文学の課題の一つとなっている。

従来の SMBH 形成理論では、 $z \gtrsim 25$  で形成された  $100 M_{\odot}$  程度の BH が SMBH の種となり、これが降着・BH 合体を繰り返して、 $z \sim 6$  までに SMBH になると考えられていた。しかしこの理論の問題の一つとして、通常考えられる最速の降着率であるエディントン降着で BH の成長時間を見積もると、質量を  $10^9 M_{\odot}$  まで増やすためには  $z \sim 6$  での宇宙年齢程度の時間が掛かる、ということが挙げられている。この問題を解消する理論として有力なものに、 $10^{5-6} M_{\odot}$  程度の超大質量星から、SMBH の種となる同質量程度の BH が直接崩壊によりできるという direct collapse 理論が考えられている (Haiman, Z. (2013))。

超大質量星が形成されると考えられている、初期宇宙の重元素を含まない、ビリアル温度が  $T_{\text{vir}} \gtrsim 10^4 \text{K}$  のダークマターハロー中のガス雲では、ガスの星への急速降着が起きると考えられている。降着率はガス温度により決まり、

$$\dot{M}_* \sim \frac{a_{\text{T}}^{3/2}}{G} \sim 2 \times 10^{-1} \left( \frac{T}{10^4} \right) M_{\odot}/\text{yr} \quad (1)$$

と計算できる<sup>1</sup>。  $a_{\text{T}}$  は音速、 $G$  は重力定数である。形成過程で星が質量を増すために重要なことは、進化の途中でフィードバックによる質量降着の抑制が起きないことである。星が形成される過程でもし放射冷却が効率的になり、その結果星が縮むと、星が熱くなり、そこから多量の紫外線が出る。それが周辺ガスを電離すると、ガスの急速降着が妨げられる (フィードバック)。

フィードバックが星形成過程で効くかどうかを詳細に探究するためには、状態方程式や構成ガスの性質、核反応をすべて考慮する必要がある。これらは複雑であるため、星進化の数値計算を行う必要がある。従来の研究では、周辺ガスの質量降着率を一定とした星進化の計算が行われてきた (Hosokawa, T., et al. (2013))。0.1  $M_{\odot}$ /yr 以上の一定降着率では、フィードバックが起きずに星が大質量になるまで進化できる可能性が示された。しかし現実的な状況では降着率は時間変動する。例えば、原始星周りにできる円盤は自身の自己重力で不安定になり分裂し、分裂片は物質を多く持つため、星に降着する時、瞬間的に降着率が高くなる (バースト降着) (Vorobyov, E. I., et al. (2013))。このような現実的な降着率のもとでの超大質量星形成については、詳細な研究は未だなされていない。

そこで本研究では、時間変動降着率下での星形成過程の詳細、特に進化の途中でフィードバックが起

<sup>1</sup>初期宇宙で通常考えられるダークマターハローの温度は  $\sim 10^3 \text{K}$  であり、この場合の典型的な降着率は  $10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$  である。

きるかどうかを解明することを目的として、現実的なバースト降着を適切にモデル化し、その降着率下での星形成過程を、1 次元数値計算を行うことで、 $2 M_{\odot}$  の星が  $10^{2-5} M_{\odot}$  程度になるまで追った。この計算により、バースト降着下での超大質量星形成可能性に対してある程度の制限をつけることが出来る。

## 2 Methods

### 2.1 Evolutionary calculations

1 次元の星進化計算では、Yorke, H. W. and Bodenheimer, P. (2008) で開発され、Hosokawa, T., et al. (2013) で改良された数値計算コードを使った。このコードでは、4 つの方程式、すなわち連続の式、運動方程式、エネルギー保存則、エネルギー輸送の式

$$\frac{\partial P}{\partial m} = -\frac{Gm}{4\pi r^4} \quad (2)$$

$$\frac{\partial r}{\partial m} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho} \quad (3)$$

$$\frac{\partial l}{\partial m} = E_{\text{nuc}} - c_P \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\delta}{\rho} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial m} = -\frac{GmT}{4\pi r^4 P} \nabla \quad (5)$$

を差分化し、星の内部では Henyey 法と多次元ニュートン法の組み合わせにより計算し、星の表面では数値積分により計算することで、星の進化を計算することが出来る。 $m$  は星中心からの質量、 $P$  は圧力、 $r$  は中心からの星の半径、 $l$  は (局所) 光度、 $T$  は温度、 $\rho$  は密度、 $E_{\text{nuc}}$  は核反応などによる正味のエネルギー生成率、 $c_P$  は単位質量あたりの定圧比熱、 $\delta = -(\partial \ln \rho / \partial \ln T)_P$  である。また、 $\nabla = (\partial \ln T / \partial \ln P)_s$  は温度勾配である。ここでは静水圧平衡を仮定して、式 (2) で慣性項を落とした。熱平衡は仮定せず、式 (4) では時間微分項を残した。

初期条件は、ポリトロップ指数  $n = 1.5$  のポリトロップ星とした。質量降着の影響を考慮するため、時間が進むごとに、一番表面のグリッドに  $\dot{M}_* \Delta t$  の質量を加える。時間ステップはステップ毎に自動的に調節されるようにする。星内部でのグリッドは、グリッド間の物理量が急激に変化しないよう、また余分にグリッドを張らないよう、各時間ステップごと

に加減する。また、表面で解いた解と内部で解いた解をつなぐ部分の温度は、各時間でほぼ同じになるようにするため、表面付近のグリッドを動かすことで調節する。

対流が効率的になるかどうかを決めるため、対流不安定になる場合に Schwarzschild criterion

$$\nabla_{\text{ad}} < \nabla_{\text{rad}} \quad (6)$$

を用いる。ここで

$$\nabla_{\text{ad}} = \frac{P\delta}{T\rho c_P} \quad (7)$$

$$\nabla_{\text{rad}} = \frac{3}{16\pi a c G} \frac{\kappa l P}{m T^4} \quad (8)$$

である。 $\kappa$  は opacity で、 $a$  は放射定数である。各グリッドでこの 2 つの量を計算し、Schwarzschild criterion が満たされるときは、エネルギーの輸送で対流優勢、そうでないときは輻射優勢となる。エネルギー輸送の式に現れる温度勾配  $\nabla$  は、対流安定であるときは  $\nabla = \nabla_{\text{rad}}$  とし、対流不安定なときは mixing length theory で現れる 3 次方程式をカルダノの公式で解析的に解くことにより求める。

状態方程式は縮退の効果を考慮に入れた。opacity  $\kappa$  の計算では、多数の過程を考慮に入れた。具体的には、電子散乱、free-free absorption、重元素での bound-free absorption、重元素での bound-bound absorption、水素・ヘリウムでの bound-free absorption、 $\text{H}^-$  による bound-free/free-free absorption、分子による bound-bound absorption、dust による吸収である。正味のエネルギー生成率  $E_{\text{nuc}}$  の計算では、pp チェーンや CNO サイクル、triple  $\alpha$  過程などによるエネルギー生成率や、ニュートリノによるエネルギー損失率を考慮した。これらはガスの成分に依存するが、本研究では宇宙初期の星形成を想定し、主に  $^1\text{H}$  と  $^4\text{He}$  で構成される始原ガスを考えた。それぞれの初期質量比は  $X = 0.72, Y = 0.28$  とした。

計算に主に影響するパラメータは、内部解と表面解をつなぐ部分の温度  $\text{Atmx}$  と、表面付近を動かす際その速さを決める  $dZdt$  と、自動で時間ステップを調節するときの時間ステップの最大値  $d\text{TMX}$  と最小値  $d\text{TMN}$  と、 $\eta$  である。 $\eta$  は、降着ガスが中心星に落ち込むときに開放する重力エネルギーの何割かが、後からくるガスにより中心へ引きずられる効果

を考慮したものである。これにより、中心星の表面光度は

$$L_{*,\text{acc}} \equiv \eta L_{\text{acc}} = \eta \frac{GM_* \dot{M}_*}{R_*} \quad (9)$$

の分だけ増えることになる (Hosokawa, T., et al. (2013))。実際の計算は、これらのパラメータを調節しつつ行う。

## 2.2 Models considered

バースト降着を考慮した降着率は、図 1 上のように、降着率が高い時期と低い時期の降着率と継続時間、2 つの時期の遷移時間の 5 つを主なパラメータとしてモデル化する。主なバースト降着モデルを表 1 にまとめる。これらのモデルは平均降着率が約  $0.1M_\odot/\text{yr}$  となるように決める。モデル A では、高降着率期と低降着率期の間の降着率は線形補間により決める。モデル B で、対応する時期の降着率はべき関数により補間する。バースト降着モデルは、高降着率期から計算を始める。

バースト降着での計算との比較のため、一定降着率の場合の計算も行う。 $0.1M_\odot/\text{yr}$  と  $0.001M_\odot/\text{yr}$  の 2 つのモデルを考える。

表 1: 平均降着率が約  $0.1M_\odot/\text{yr}$  であるバースト降着のモデル

モデル名	A	B
高降着率の期間 [yr]	50	500
低降着率の期間 [yr]	500	5400
高降着率 [ $M_\odot/\text{yr}$ ]	1.06	1
低降着率 [ $M_\odot/\text{yr}$ ]	0	0.001
遷移時間 [yr]	5	1000

## 3 Results and Discussions

計算結果を図 1、図 2、図 3 に示す。

図 1 のモデル B で  $\sim 40$  yr で急激に半径が大きくなっているのは、 $\eta$  が小さく cold accretion を考えたことによるものであり、バースト降着の影響ではない。もし  $\eta$  を大きい値にとれば、この半径の急激上昇は見られない。

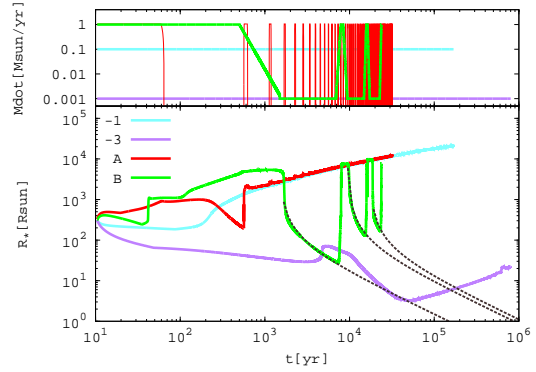


図 1: 降着率と星の半径の進化。凡例の -1 は降着率が  $0.1M_\odot/\text{yr}$ 、-3 は降着率が  $0.001M_\odot/\text{yr}$  であることを意味する。黒線は解析モデルによるフィッティングである。

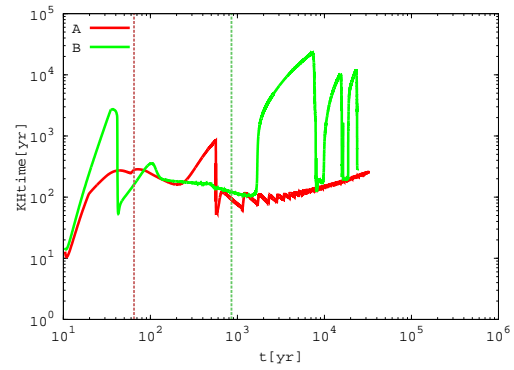


図 2: KH 時間スケールの進化。赤 (緑) 点線はモデル A (B) の最初の KH 収縮が始まる前に、降着率がはじめて  $\dot{M}_{\text{crit}} \sim 0.04M_\odot/\text{yr}$  を下回る時刻。

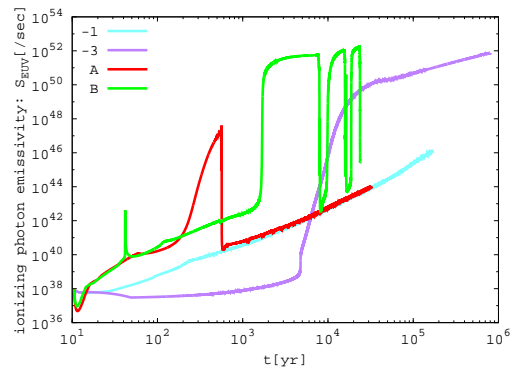


図 3: Ionizing photon emissivity の進化

図 1 のモデル A で、 $\sim 170$  yr で半径が減少し始めるのは、高降着率期から低降着率期に移行し、星の冷却が効き始めたからである。この星の収縮は Kelvin-Helmholtz (KH) 収縮である。KH 収縮が始まる時刻の目安は、バースト降着の場合、降着率が臨界降着率  $\dot{M}_{\text{crit}} \sim 4 \times 10^{-2} M_{\odot}/\text{yr}^2$  よりも小さくなった後、KH 時間スケール

$$t_{\text{KH}} = \frac{GM_*^2}{R_* L_*} \quad (10)$$

だけ時間が過ぎた時刻である。そのため、低降着率期に入ってもすぐに半径は減少しない。具体的に、降着率が  $\dot{M}_{\text{crit}}$  を下回った時間から KH 収縮が始まるまでの時間を図 1 と図 2 から読み取ると、 $\sim 100$  yr であり、これは同時期の  $t_{\text{KH}} \sim 200 - 300$  yr に近い。同じ議論をモデル B についてもできる。モデル B ではそれぞれの時間が  $\sim 300$  yr、 $\sim 150$  yr である。

図 1 を見ると、モデル A では一度 KH 収縮し、バーストにより再び半径を上昇させた後、大きな KH 収縮は起こさずにほぼ一定降着率  $0.1 M_{\odot}/\text{yr}$  の場合の進化に一致する。一方モデル B では、進化の過程で何回も大きく KH 収縮する。これは両モデルで、低降着率期の時間が異なることが原因である。低降着率期の時間が長いモデル B の方が、それだけ KH 収縮する機会が多いということである。

KH 収縮の線を説明するために、解析モデルを構築することが出来る。星の半径の変化は

$$\frac{dR_*}{dt} \sim -\frac{R_*}{t_{\text{KH}}} = -\frac{L_* R_*^2}{GM_*^2} \quad (11)$$

と見積もることが出来る。ここで、星の光度がエディントン光度<sup>3</sup>  $\propto M_*$  でよく近似できることを使うと、

$$\frac{dR_*}{dt} \propto -\frac{R_*^2}{M_*} \quad (12)$$

となる。低降着率期では質量を一定とみなし、これを積分すると、

$$R_* = \left( \frac{1}{R_{*,\text{up}}} + C \frac{t - t_{\text{up}}}{M_*} \right)^{-1} \quad (13)$$

<sup>2</sup>一定降着率のもとでの星の進化を考えた場合、この臨界降着率を境に星の進化の振る舞いに変化する。図 1 の  $0.1 M_{\odot}/\text{yr}$  の場合と  $0.001 M_{\odot}/\text{yr}$  の場合の星の進化を参照。

<sup>3</sup>輻射圧と重力が釣り合う場合の光度。

を得る。ここで C はフィッティングパラメータである。添え字の up は収縮開始時の値であることを意味する。図 1 のように、モデル B の各 KH 収縮についてこの解析モデルによるフィッティングを行ったところ、うまく収縮時の線を再現できた。このことから、収縮が KH 収縮であることが分かる。

図 3 のモデル A・B を見ると、KH 収縮時に電離光子放射率が数桁大きくなるのが分かる。特に大きな KH 収縮が起きるモデル B の場合では、10 桁近くこの量が増加する様子が分かる。このことから、平均降着率が  $0.1 M_{\odot}/\text{yr}$  の場合でも、バースト降着の間の低降着率期が長いほどより大きな KH 収縮が起き、フィードバックが大きく効くと考えられ、星が質量を増やして超大質量星になる可能性が低くなると考えられる。

## 4 Conclusion

バースト降着下での星進化では、低降着率期の時間が数千年程度と長いと、大きな KH 収縮が起こり、電離光子が多量に放出され、フィードバックが効くことが示唆された。これにより、バースト降着の間の低降着率期の時間がある一定以上長くなると、星が超大質量星になる可能性が低くなると考えられる。

## Acknowledgement

本研究を行うにあたり、多くのご指導を頂きました吉田直紀教授、細川隆史助教に深く感謝いたします。

## Reference

- Haiman, Z., 2013, *ASSL*, 396, 293  
 Hosokawa, T., et al., 2013, *ApJ*, 778, 178  
 Vorobyov, E. I., et al., 2013, *ApJ*, 768, 131  
 Yorke, H. W. and Bodenheimer, P., 2008, *ASPC*, 387, 189