

宇宙初期の超巨大ブラックホール形成

稲吉 恒平

〈Department of Astronomy, Columbia University, 550 W 120th St., New York, NY 10027, USA

／日本学術振興会海外特別研究員〉

e-mail: inayoshi@astro.columbia.edu



宇宙誕生から僅か10億年という時代に太陽の10億倍以上もの質量をもつ超巨大ブラックホールが存在する。その起源として、宇宙初期に超大質量星の崩壊によって形成される種ブラックホールが有力な候補の一つと考えられている。われわれは、初代銀河の中で形成された巨大なガス雲が重力崩壊し、最終的に超大質量星が誕生するまでの一連の過程について研究を行った。本稿ではその過程を概観し、現在盛んに議論されているトピックについて簡単に紹介する。

1. はじめに

近年の観測技術の発展により、遠方宇宙に対する理解は飛躍的に進んできている。宇宙で最初に星や銀河が形成される“宇宙暗黒時代の終焉”に関する研究は観測・理論ともに盛んに行われており、まさに天体物理学・宇宙論のフロンティアであると言えるのではないだろうか。なかでも、現在の宇宙の銀河にも普遍的に存在し、太陽の 10^6 – 10^{10} 倍という質量をもった超巨大ブラックホール (Supermassive black hole; 以下SMBH) は特に興味深い天体である。その起源や形成過程を理解することは天体物理学・宇宙論の重要な未解決問題の一つとなっている。

最新の観測結果では、赤方偏移が6程度の遠方宇宙で60個以上のSMBHが発見されており、推定されるBH質量は 10^7 – $10^9 M_{\odot}$ と非常に大きい¹⁾。最遠方のSMBHは赤方偏移が7.09で、質量が $\sim 2 \times 10^9 M_{\odot}$ と推定されている²⁾。

誕生から間もない宇宙初期に $10^9 M_{\odot}$ 以上の質量をもったSMBHが形成されているという事実は、SMBHの起源を大きく制限することになる。つまり、この観測結果は莫大な質量をもつ天体が

急速に形成されることを示唆しているのである。こうした制限の下で、宇宙初期のSMBHの起源や形成過程を説明するモデルが考えられてきた。

2. SMBHの種は何か？

2.1 初代星種モデル

宇宙初期のSMBHの起源としてまず候補に挙がるのは、宇宙で最初に誕生する星 (以下、初代星) である。これまでの多くの研究、特に数値シミュレーションを用いた研究によって^{3)–5)}、初代星は赤方偏移が $z \sim 20$ の宇宙におけるミニハロー (質量が $10^6 M_{\odot}$ 程度のダークマターハロー) の中で誕生すると考えられている。また、その典型的な質量は現在の宇宙で誕生する星々に比べて大きい (~ 10 – $100 M_{\odot}$) と予想されている^{6), 7)}。大質量の初代星が重力崩壊によってBHを形成し、それが種としてガス降着やBH同士の合体により成長するというのが最も単純なシナリオとして研究されてきた⁸⁾。いくつかの準解析的なモデルを用いた計算によれば、このシナリオで $z \sim 6$ のSMBHを説明することは可能である^{9), 10)}。しかしながら、このシナリオでは、降着や合体が非常に効率良く起こることを仮定しなければならず、

実際にそのような“理想的な状況”を実現できるかどうか問題となる。成長を妨げる主な要因としては、初代星やBH降着円盤から放射される輻射の影響（主に電離加熱）が挙げられる^{11), 12)}。BHへの降着率は、BHの重力がガスの圧力勾配よりも支配的になる半径（ $R_{\text{Bondi}} \sim GM_{\text{BH}}/c_s^2$ ）でのガスの流入率

$$\begin{aligned} \dot{M}_{\text{Bondi}} &\sim 4\pi\rho c_s R_{\text{Bondi}}^2, \\ &\sim 4\pi\rho \frac{G^2 M_{\text{BH}}^2}{c_s^3}, \end{aligned} \quad (1)$$

で与えられる。この値はBondi降着率と呼ばれ、その表式は、電離加熱によるガスの温度上昇がBHへの降着率を抑制することを表している。また、BH同士の合体に伴い放射される重力波の反跳によりBHが銀河の外に放出されてしまい、その後の成長が止まってしまうという過程にも留意が必要であろう¹³⁾。いずれの場合も、初代星が誕生するミニハローの質量が小さく、星形成やBHの成長を妨げる数々の影響を免れないことが本質的な問題となり、初代星種モデルでのSMBH形成を難しくしている。

2.2 超大質量星種モデル

初代星起源の種BHシナリオが抱える諸問題を解決するためにはどうすれば良いだろうか。最もシンプルな考えは種BHの質量を大きくすることであり、そうすればSMBHを形成するまでの時間を短縮することができる。さらに式(1)からわかるように、BH質量が大きくなれば \dot{M}_{BH} に比例してガス降着率は大きくなる。BHへのガスの降着率が大きくなると、やがてガスが重力エネルギーを解放して放射する光子の圧力も大きくなり、降着の強さを自的に制限するようになる。内向きの重力と輻射圧による外向きの力が釣り合ったときの降着率はEddington限界と呼ばれており、

$$\dot{M}_{\text{Edd}} = \frac{L_{\text{Edd}}}{\epsilon c^2} \sim \frac{M_{\text{BH}}}{t_{\text{Edd}}}, \quad (2)$$

と与えられる。ここで、 L_{Edd} はEddington光度、 $t_{\text{Edd}} = 0.45\epsilon/(1-\epsilon) = 0.05 \text{ Gyr}$ である（輻射変換効率 $\epsilon = 0.1$ と仮定）。式(1)と(2)から、Bondi降着率（外から落とせる量）がEddington降着率（BHが獲得できる量）に達する条件を考えると、

$$M_{\text{BH}} \gtrsim 10^5 M_{\odot} \left(\frac{c_s}{10 \text{ km s}^{-1}} \right)^3 \left(\frac{n}{10^2 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \quad (3)$$

となる¹²⁾。式(2)から、質量が $10^5 M_{\odot}$ を超える種がEddington降着率でSMBHにまで成長したと仮定すれば、成長にかかる時間は

$$\begin{aligned} t_{\text{BH}} &\sim 0.05 \text{ Gyr} \times \ln \left(\frac{M_{\text{SMBH}}}{M_{\text{seed}}} \right) \\ &\sim 0.5 \text{ Gyr} < \text{宇宙年齢} (z \sim 7) \end{aligned} \quad (4)$$

となり、 $z \sim 6-7$ の宇宙初期に観測されているSMBHを説明することが可能になる。この条件を達成するために、超大質量星（ $M_* \sim 10^{5-6} M_{\odot}$ ）の重力崩壊によって誕生するBHを種にするシナリオ（Direct collapseシナリオと呼ばれる）が考えられた*1。このシナリオでは、BH質量の初期条件の違いが、形成時間の短縮（成長率の増加）を可能にすることに加え、後述のように種々のフィードバックの影響を抑えることができる。本稿では以下、この超大質量星が宇宙初期に形成される過程に絞って議論を進めていく。

3. 初代銀河中での超巨大ガス雲形成

本章では、超大質量星のもととなる超巨大ガス雲の形成過程を説明する。この過程は、宇宙論的構造形成と密接にかかわり超大質量星形成の初期条件などを決定づける重要な段階であり、最近10年間で急速に理解の進んだトピックである。

超大質量のガス雲を形成するためにはガスの分

*1 多くの場合、Direct collapseシナリオの利点はEddington降着率での成長時間が短縮されることに焦点を当てられるが、BH質量が小さいときのBondi降着率によるリミットが回避できる点も重要である。

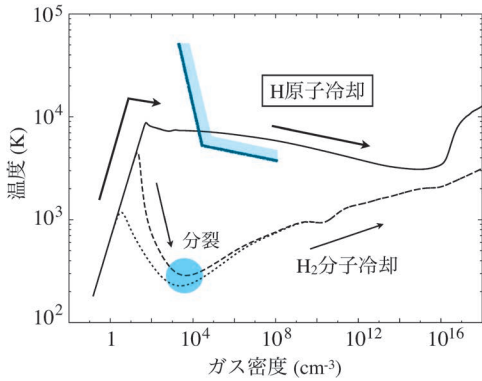


図1 始原ガスの熱進化の様子 (球対称). 各線はそれぞれ超大質量星形成 (H原子冷却; 実線) の場合と, 通常の初代星形成 (H₂分子冷却; 破線, 点線) の場合を表している. 高密度・高温領域 (青線; $\geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $\geq 10^4 \text{ K}$) では, H₂分子はガス粒子同士の衝突により解離する.

裂を抑制することが必要である. ガス雲の分裂過程は, その温度進化, すなわちガスの冷却過程に強く依存する. 宇宙初期の星形成においては, H₂分子とH原子の輝線放射が冷却過程として働く. 図1には, それぞれの冷却過程が重要になる場合のガスの温度進化を, 崩壊するガスの密度の関数として示した. まず, H₂分子冷却が働く場合 (点線や破線) を考える. この場合は初代星が形成されるとき温度進化に対応する⁵⁾. ダークマターハローの重力によってガスの温度が断熱的に上昇した後, ガス中ではH₂分子が形成される ($T \geq 10^3 \text{ K}$). そして, 温度が $\sim 200 \text{ K}$ まで急激に低下することで, ガス雲はより小さな塊へと分裂してしまう. その典型的な質量は, 分裂が収まる温度の極小値あたりでのジーンズ質量

$$M_J \sim 10^3 M_\odot \left(\frac{T}{200 \text{ K}} \right)^{3/2} \left(\frac{n}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \quad (5)$$

程度になる. この分裂片が温度を少しずつ上昇させながら崩壊していき, やがて中心には原始星ができる. その後, 周囲のガスが原始星に降着することで主系列星へと進化する. 第5章で簡単に触れるが, 詳細な輻射流体計算などの結果から, 最

終的には初代星は数十-100 M_\odot 程度の大質量として誕生すると考えられている^{6), 7)}. ここで重要なのは, ガス雲の中でH₂冷却が支配的になると, ガスはたちまち分裂して星質量が $10^5 M_\odot$ を超える超大質量星は形成されないという点である. つまり, H₂分子冷却の抑制は, 超大質量星形成の必要条件の一つである.

次に, H₂分子の形成を阻害する過程を考える. その過程としては主に遠紫外線 (Lyman-Wernerバンド; 11.2-13.6 eV) による光解離とガス粒子同士による衝突解離の二つが重要である:



低密度領域では光解離, 高密度領域では衝突解離が働く. H₂分子が解離した場合, 優勢となるのは前段落で紹介したH原子による冷却過程である. 高温のガス中 ($\geq 8,000 \text{ K}$) では, H原子は衝突励起され, Ly α 輝線を放射してガスを冷却することができる. そのような高温の環境は, ミニハローよりも後の時代 ($z \sim 10$) に形成される, より重力ポテンシャルの深いダークマターハローの中で実現する (ハローのビリアル温度は $\sim 10^4 \text{ K}$). この大質量ハローの中では, 星からの紫外線放射や超新星爆発などが起きてもダークマターの重力でガスを保持しておくことができるため, 星形成が継続的に起き, 宇宙で最初の銀河 (以下, 初代銀河) が誕生すると考えられている¹⁴⁾.

図1の実線は, 初代銀河中で強い紫外線に照射されたガスの熱進化を表している¹⁵⁾. 低密度ではH₂は十分に光解離されているため, ガスは冷えることなくビリアル温度まで断熱的に温度を上昇させていく. 温度が $\sim 8,000 \text{ K}$ に達するとH原子冷却 (Ly α 放射) が働き, ガスは等温に収縮を始める. ガスはそのまま高密度 ($\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) まで等温収縮を続け, 最終的に中心部が光学的に厚くなり原始星が形成される. この等温収縮の

間、密度が上昇するにつれて紫外線は遮蔽されるため、 H_2 分子の光解離は働かなくなる。一方で、高密度では衝突解離が効率的に働き、 H_2 分子形成を抑制することができる（図の高温、高密度領域）。ガスがこのような温度進化をたどった場合、 H_2 冷却が働いたときとは異なり、ガス雲は急激な温度低下を起こさないため、分裂を回避して超巨大質量を形成することが期待できる。この段階でのガス分裂は3次元流体シミュレーションを用いた研究が盛んに行われており、宇宙論的な構造形成の枠組みで、質量が $10^5 M_\odot$ を超える超巨大ガス雲が初代銀河中に形成されることが確認されている^{16), 17)}。

4. 超巨大ガス雲の重力崩壊

次に、超巨大ガス雲が形成され、H原子冷却によって等温に収縮し始めた後の進化を考える。図1に示したように、球対称を仮定した場合、ガスの熱進化はほぼ等温のまま進み、最終的に雲の中心が光学的に厚くなり、原始星が形成される。ここで確認せねばならないのは、現実に近い（球対称からずれた）初期条件の下でも、原始星が形成されるまでの収縮過程でガスの分裂は起きないのかどうかということである。

これまでにもいくつかのグループが3次元流体シミュレーションを用いて、このガス分裂の問題に取り組んできた^{18), 19)}。ガス分裂の効率は熱進化の様子に強く依存するため、ガスの放射冷却率やそれを決める非平衡化学反応を詳細に扱う必要がある。ところが、従来の研究ではその放射冷却・化学反応における重要な過程を無視していた。なかでも、(1) $Ly\alpha$ 放射を高密度まで光学的に薄いと見做すことと、(2) 高密度領域での H_2 分子冷却を無視することは、特に大きな単純化であり、そのため、ガスが高温を保って収縮することが約束されてしまい、実際に分裂の有無を議論するには不十分であった。また高密度 (10^{10} cm^{-3}) では3体反応 ($3H \rightarrow H_2 + H$) によって H_2 分子が急激

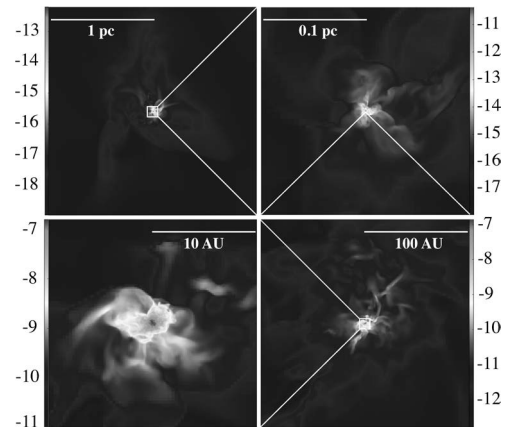


図2 崩壊するガス雲の密度分布。左上から時計回りに中心部が拡大されている。左下パネルは中心に形成された原始星を示している。色はガス密度 (g cm^{-3}) の対数を表している。

に形成されるため、その冷却を無視することは分裂効率を過小評価するものであった。強調しておくが、ガス雲の中で H_2 冷却が支配的になり、ガス温度が低下すると、ガスの分裂を誘発する可能性が大きくなる。これらの問題を解決すべく、われわれは必要な微視的過程（冷却・化学）をすべて取り入れた3次元流体シミュレーションを行い、超巨大ガス雲の崩壊から原始星が形成されるまでの一連の進化過程を追うことに初めて成功した²⁰⁾。

それでは、シミュレーション結果を順を追って見ていこう。われわれは、実際の銀河形成時に生じると予想される乱流場を初期条件として与えたガス雲の崩壊計算を行った。図2には、シミュレーション終了時のガス密度の分布を示した。ガス雲の中心コアは外層部を取り残しながら収縮していく。ガスの乱流場はフィラメント状の構造を作り、それを伝うようにガスは中心部まで落ちていき原始星に降着する。図2の左下のパネルは最中心部の密度構造を表しており、この時点で質量が $\sim 1 M_\odot$ で半径が $\sim 2 \text{ AU}$ の巨大に膨れ上がった原始星が形成されていることがわかる。今回のわれわれの計算では、収縮中に激しい分裂は起こら

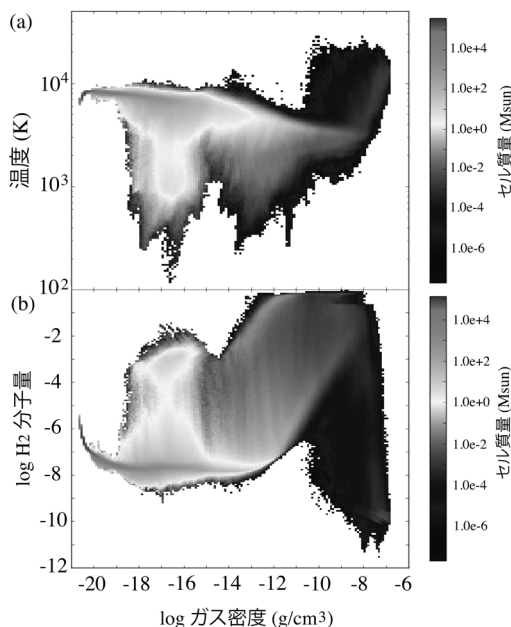


図3 原始星形成後のガス雲の (a) 温度と (b) H_2 分子量の分布.

ず、結果的に単一の原始星が形成された。

図3には、ガスの (a) 温度分布と (b) H_2 分子量の分布を示した。これもシミュレーション終了時の分布を表している、色はその密度、温度、 H_2 分子量をもつガスの質量を表している。図3 (a) からわかるように、ガス雲は高温層 ($\geq 10^3 \text{ K}$) と低温層 ($\sim 10^3 \text{ K}$) の二つの層からなる。高温部はガス質量の大半を占めており、その進化の様子は図1とよく合致している。低密度から Ly α 放射、2光子放射、連続波放射に伴う冷却により温度を僅かに下げながら収縮していき、最終的にガスが連続波冷却に対して光学的に厚くなると、そこに原始星 (断熱コア) が形成される。高温ガス中の H_2 分子量は $\rho \leq 10^{-13} \text{ g cm}^{-3}$ までは小さい値のまま一定だが (図3b), それよりも高密度の領域では3体反応により増加していき、 $\rho \sim 10^{-8} \text{ g cm}^{-3}$ で原始星が形成されると解離してしまう。 H_2 分子は大量に形成されるものの、同時にガスが H_2 分子の輝線放射に対して光学的に厚くなるため、高温層は冷えずに温度を保つことができた。

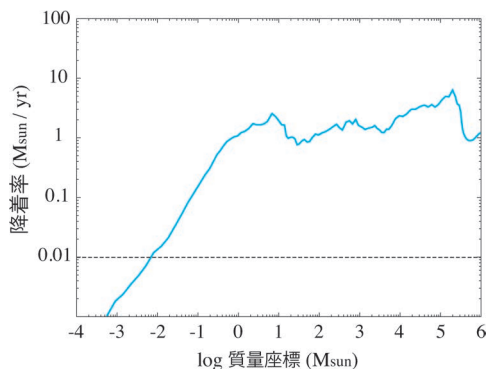


図4 ガスの流入率 ($\dot{M}_{\text{acc}} = -4\pi\rho v_{\text{rad}} r^2$) を質量座標の関数として示した (実線). 破線は臨界降着率 ($10^{-2} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) を表しており、その値より高い降着率で原始星が成長すると原始星は膨張し輻射フィードバックが働かなくなる。

一方で、低温層は広い密度範囲 ($10^{-18} \leq \rho \leq 10^{-11} \text{ g cm}^{-3}$) で存在している。この成分は、乱流による膨張 (断熱冷却) と H_2 分子冷却とが連関することで生じる熱的不安定により作られる。膨張により温度が低下して H_2 の解離が非効率になると、 H_2 分子量が上昇して、それを引き金にして温度がさらに低下する。この過程は H_2 分子形成や解離に伴い生じる化学・熱的不安定として知られている²¹⁾。

最後に、原始星形成後のガス流入率を質量座標の関数として示した (図4)。この時点で原始星の質量は $\sim 1 M_{\odot}$ なので、それよりも外側の流入率は原始星の降着率を表している。原始星へのガス降着率は、

$$\begin{aligned} \dot{M}_{\text{acc}} &\sim \frac{M_{\text{J}}(\text{ジーンズ質量})}{t_{\text{ff}}(\text{自由落下時間})}, \\ &\sim \frac{c_{\text{s}}^3}{G} \propto T^{3/2}, \end{aligned} \quad (8)$$

で大まかに見積もることができる²²⁾。H原子冷却によって収縮していくガス雲は高温かつ等温であるため、降着率は $\sim 2 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ と非常に大きい値をもち、ほぼ一定値になる。この結果から、原始星は急激に質量を増加させ、その寿命 ($\sim 10^6 \text{ yr}$) 以内に超大質量星に成長することが

期待される。

このように、現実に近い初期条件の下で、放射冷却や化学反応といった微視的過程を考慮した場合でも、超巨大ガス雲は激しい分裂を回避して収縮し、中心に形成された原始星が急速に成長することのできるシステムだということがわかった。

5. 原始星から超大質量星へ

原始星が形成された後は、原始星は周囲のガスを降着により獲得して成長していく。超巨大ガス雲は高温のため、中心に形成された原始星への降着率は $1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ を超える値になる。では、そのような降着率の下で原始星はどのように進化するのだろうか。

図5には、2通りのガス降着率の下で成長する原始星の半径進化を示した。降着率が低い場合は初代星の形成、高い場合は超大質量星の形成時に対応している。まず、典型的な大質量星（初代星）形成における降着率の場合を考える²³⁾。原始星の進化は大きく次の三つの段階に分けることができる：(1) 断熱膨張期、(2) 準静的収縮期、(3) 主系列星期。形成直後の原始星は内部が光学的に厚いため放射によって熱を逃がすことができず、降着衝撃波により生成された熱を溜め込んで膨張していく。やがて、質量の増加とともに中

心の温度が上昇すると、中心部のオパシティが下がるため ($\kappa \propto \rho T^{-7/2}$; クラマース則)、原始星は熱を輻射として外部へ逃がすようになり準静的に収縮を開始する。収縮は水素の核燃焼が起こるほど中心温度が上昇したところで止まり、星は主系列星になる。この収縮に伴い、表面温度は上昇 ($T_{\text{eff}} \sim 10^5 \text{ K}$) し、原始星は大量の紫外線を放射するようになる。初代星形成の場合、この紫外線によるガスの電離加熱がガスの降着を妨げて成長を止めてしまうため、最終的な星の質量は数十-100 M_{\odot} 程度になると考えられている^{6),7)}。

次に降着率が高い超大質量星形成の場合を考える。この場合も低降着率の場合と同様、原始星の半径は質量の増加とともに膨張する。しかしながら、高降着率の場合は星半径は収縮に転じることなく成長していく。このときも原始星の内部では、熱は放射によって外部に運ばれるため、内側は収縮を開始する。一方、星の表層では、激しいガス降着により生成した熱と内部から運ばれてきた熱とを効率良く外へ逃がすことができなくなり、ガスは膨張する。この場合、原始星の構造は、生まれたばかりでありながら、赤色巨星のような非一様構造に進化する²⁴⁾。ここで、原始星の成長を阻害する要因として、まず紫外線による電離加熱が想定される。しかしながら、超大質量原始星は巨大な半径をもつため、その表面温度は初代星の場合と異なり、 $T_{\text{eff}} \approx 5,000 \text{ K}$ 程度と低温である。そのため、超大質量原始星から放射される紫外線の量は少なく、ガス降着を妨げる要因にはならないと考えられる。

また、原始星の質量放出についても考慮する必要がある。これは現在の宇宙に存在する大質量星では一般的な過程である。特に進化の後期段階の巨星では、星が脈動不安定になることが知られており、実際に星風などにより激しい質量放出を起こしている。線形解析を用いた数値計算の結果、超大質量星の場合も質量が500 M_{\odot} を超えた辺りから脈動不安定になることがわかった²⁵⁾。脈動

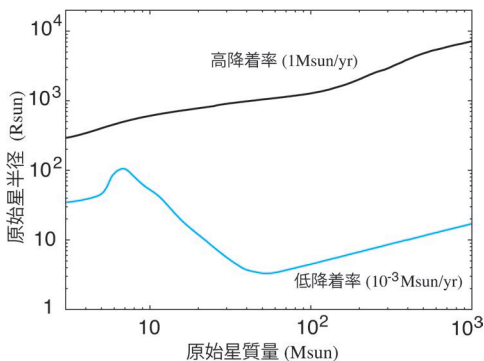


図5 ガス降着により成長する原始星の半径進化。それぞれ、降着率が $10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (青線) と $1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (黒線) の場合を示している。

不安定を引き起こすのはカッパ機構と呼ばれる過程で、星表層の不完全電離領域（この場合は He^+ ）でのオパシティ構造の激しい変化により輻射の流れが塞ぎ止められて起こる不安定である。不安定による質量放出は $\geq 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ と比較的大きいが、この値は原始星へのガス降着率を上回るほどではない。したがって、脈動不安定も原始星の成長を妨げることはない。

われわれは、超大質量原始星の降着進化と不安定性の発展を、星が一般相対論的不安定で重力崩壊を起こす $\sim 10^5 M_{\odot}$ まで計算し、原始星からの輻射フィードバックと脈動不安定による質量放出はともに原始星の成長を妨げるものではないという結論を得た²⁶⁾。

6. 今後の課題

前章まで、宇宙初期の超巨大ブラックホール形成のシナリオ、特に超大質量星形成を考える Direct collapse シナリオについて述べてきた。最後に、このトピックにおいて残された問題や今後の課題（筆者が個人的にそう思う）をいくつか紹介する。

6.1 超大質量星形成が起きる可能性

前述したような超巨大ガス雲の形成から原始星の成長までの一連の過程は、宇宙初期にどれくらいの頻度で実現するのだろうか。

超大質量星を形成する必要条件は、ガス雲中の H_2 分子を解離することであった。 H_2 分子形成を十分に阻害するためには、強い紫外線強度が必要となる。その臨界強度は $J_{\text{UV}}^{\text{crit}} \approx 10^3$ （単位は $10^{-21} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ ）と考えられており²⁷⁾、準解析的なモデルや N 体計算を用いた見積もりによると、超大質量星の崩壊で形成される種 BH の数密度は $z \approx 10$ で $\sim 1 \text{ Gpc}^{-3}$ (comoving) となる^{28), 29)}。この値は非常に小さい値ではあるが、実際に観測されている $z \geq 6$ の SMBH の数密度と近く、矛盾はないようにみえる。

しかし、この見積もりは過大評価である可能性

がある。というのも、紫外線源となる星形成銀河は X 線源にもなりうるからである。超巨大ガス雲を形成するときの密度 (10^4 cm^{-3}) では、 H_2 分子は電子を触媒とする反応



によって形成される。そのため、外部からの X 線によりガスの電離度が上がると、 H_2 分子の形成が促進され、実効的に $J_{\text{UV}}^{\text{eff}}$ が大きくなる。強い紫外線が照射されている初代銀河の数は $J_{\text{UV}}^{\text{eff}}$ の急激な減少関数であるため、X 線電離による $J_{\text{UV}}^{\text{eff}}$ の上昇は、紫外線による超大質量星形成が大きく制限されることを意味している³⁰⁾。初期宇宙の X 線源についての研究は盛んに行われているものの、現状ではいまだ不定性が多いため、実際に超大質量星形成に影響を及ぼすかはわかっていない。X 線は銀河間空間のガスの温度を上昇させるため、その加熱は中性水素ガスからの 21 cm 線放射にも影響を与える。将来的に初期宇宙からの 21 cm 線の観測によって、X 線背景場の進化を制限することができれば、Direct collapse シナリオの妥当性を検討できるだろう³¹⁾。

それでは、紫外線の全くない場合においても超大質量星を形成することはできないのだろうか？ 超大質量星を形成するための本質的な必要条件は、 H_2 分子を解離することであった。たとえ紫外線が存在しない場合でも、図 1 に青線により示した高密度・高温領域 ($\geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$, 10^4 K) に達しさえすれば、 H_2 分子はガス粒子同士の衝突により解離する³²⁾。こうした状況は、構造形成の枠組みで初代銀河が形成されるときに生じる高密度・低温のガス流 (cold accretion flow) がハローの中心部で衝突するときに実現すると期待される³³⁾。紫外線のない場合での超大質量星形成がどの程度の頻度で起こり、それが high- z SMBH の観測を説明できるのかを検討する必要がある。

6.2 種BHからSMBHへ

超大質量星の崩壊により質量が $10^{5-6} M_{\odot}$ を超える種BHが形成された後、実際に観測されているSMBHの質量 $\geq 10^9 M_{\odot}$ まで成長する過程を考えることも課題である。式(4)からもわかるように、大質量の種BHを考えることで成長時間の問題は解決している。いくつかのシミュレーション研究により、Direct collapseシナリオを考えた場合、種BHはcold accretion flowによって銀河中心まで運ばれたガスを獲得し、Eddington降着率を維持しながら $\sim 10^9 M_{\odot}$ まで成長できることが示唆されている³⁴⁾。それらの研究はBH近傍からの輻射フィードバックの効果を簡単にモデル化しており、セルフコンシステントな計算であるとは言えない*2。しかしながら、そのフィードバックモデルは、近傍の宇宙で観測されているSMBHと銀河の性質の間にある相関関係（例えば、BH質量と銀河のバルジ成分の星の速度分散との相関）など種々の観測結果を少ない数のパラメーター（加熱の効率など）で説明するモデルになっている³⁵⁾。今後の課題としては、それらのパラメーターが実現されるための物理的な理由を素過程に基づいた計算から詰めていくことと、そして最終的には大規模な数値シミュレーションを用いることで可能な限りセルフコンシステントな結果を出すことが求められている。

6.3 観測によるシナリオの制限

本稿では、主に超大質量星がhigh- z SMBHの起源とするDirect collapseシナリオに焦点を当て議論してきた。このシナリオは、初代星BHシナリオがもついくつかの不利な点を解消することができ、多くの研究者たちの関心を集めている。ただし、それはあくまでも理論上の問題であり、実際に観測によってシナリオが制限されているわけではない。

では、観測によってSMBHの起源に迫る方法はないのだろうか？ 初期宇宙の情報を探るには、実際に遠方銀河を観測することが重要である。高赤方偏移のSMBHはTMTやLSST, JWST, WISHなど多くの次世代の観測が計画されている。例えば、LSSTでは $5.7 < z < 6.7$ の宇宙に1,000個以上のSMBHを観測することが期待されており、 $z \simeq 7.5$ 程度までの観測可能性をもっている。今後の観測によりhigh- z SMBHの発見数が増加し、赤方偏移が7を超える遠方宇宙での発見が進めば、理論モデルをより厳しく制限することが可能になるだろう。

それに加えて、われわれの銀河系やその近傍の矮小銀河などに残されている、初期宇宙の星・BH形成の痕跡を探ることも重要である。SMBHの種形成のシナリオに関しては（初代星か超大質量星を考えた場合）、その種BHの質量に大きな差があるため、現在の宇宙に残された中間質量BHの質量関数の形が大きく変わるという見込みが行われている³⁶⁾。また、すべての種BHがSMBHに成長しないことを考えると、残存中間質量BHの数や空間分布がシナリオごとに変化することが期待されている³⁷⁾。この例からもわかるように、high- z SMBHの起源を探るにあたり、近傍宇宙の観測からも有益な情報を得ることができるだろう。このように、これまで見落としていたものが意外と近くにあるのかもしれない。

冒頭に示した「SMBHの種は何か？」という問いに答えを出すためには、理論モデルの提案や基礎過程を理解することはもちろんのこと、シナリオに決着をつけるための方法や観測提案をしていくことが必要となる。今後は、ますます発展する観測技術と理論の予言を比較することで、SMBHの起源の解明に一歩ずつ迫ることができるだろう。

*2 この種の問題では、BHへのガス供給率を決めるBondi半径と輻射フィードバックの強さを決めるBH降着円盤の内縁半径との比が $R_{\text{Bondi}}/R_{\text{Sch}} \sim (c/c_s)^2 \sim 10^9 (c_s/10 \text{ km s}^{-1})^{-2}$ と大きい値になるため、およそ9桁にも及ぶ広い空間範囲を考える必要があり、それが問題をセルフコンシステントに解決することを困難にしている。

謝 辞

本稿の内容は主に、大向一行氏、細川隆史氏、Elizabeth Tasker氏との共同研究および、筆者の博士論文に基づいています。まず、指導教官として面白い研究テーマに取り組むきっかけを与えてくださった大向一行氏に厚く御礼を申し上げます。そして、学生時代（それ以降も）頻繁に議論や雑談にお付き合いいただき、本稿にもご助言を賜りました細川隆史氏と田中圭氏にも深謝申し上げます。筆者が学生時代にお世話になった京都大学天体核研究室、基礎物理学研究所の皆様をはじめ、これまで多くの激励や助言を賜りました方々に、この場を借りて感謝いたします。また、今回の執筆の機会を与えてくださった町田正博氏にも御礼申し上げます。本稿で紹介した数値計算は、国立天文台天文シミュレーションプロジェクト（CfCA）のXC30システムを用いて行いました。CfCAの皆様にも深く御礼申し上げます。最後に、この記事をきっかけに、一人でも多くの学生の方が宇宙初期の天体やブラックホール形成に興味をもってくだされば幸いです。

参考文献

- 1) Fan X., 2006, *New Astron Rev.* 50, 665
- 2) Mortlock D. J., Warren S. J., Venemans B. P., et al., 2011, *Nature* 474, 616
- 3) Bromm V., Coppi P. S., Larson R. B., 2002, *ApJL* 564, 23
- 4) Abel T., Bryan G. L., Norman M. L., 2002, *Science* 295, 93
- 5) Yoshida N., Omukai K., Hernquist L., 2008, *Science* 321, 669
- 6) Hosokawa T., Omukai K., Yoshida N., Yorke H. W., 2011, *Science* 334, 1250
- 7) 細川隆史, 2013, *天文月報* 106, 772
- 8) Haiman Z., Loeb A., 2001, *ApJ* 552, 459
- 9) Volonteri M., Haardt F., Madau P., 2003, *ApJ* 582, 559
- 10) Tanaka T., Haiman Z., 2009, *ApJ* 696, 1798
- 11) Alvarez M. A., Wise J. H., Abel T., 2009, *ApJL* 701, L133
- 12) Park K., Ricotti M., 2011, *ApJ* 739, 2
- 13) Koppitz M., Pollney D., Reisswig C., et al., 2007, *Phys. Rev. Lett.* 99, 041102
- 14) Bromm V., Yoshida N., 2011, *ARA&A* 49, 373
- 15) Omukai K., 2001, *ApJ* 546, 635
- 16) Bromm V., Loeb A., 2003, *ApJ* 596, 34
- 17) Shang C., Bryan G. L., Haiman Z., 2010, *MNRAS* 402, 1249
- 18) Latif M. A., Schleicher D. R. G., Schmidt W., Niemeyer J., 2013, *MNRAS* 433, 1607
- 19) Regan J. A., Johansson P. H., Haehnelt M. G., 2014, *MNRAS* 439, 1160
- 20) Inayoshi K., Omukai K., Tasker E., 2014, *MNRAS* 445, L109
- 21) Silk J., 1983, *MNRAS* 205, 705
- 22) Larson R. B., 1969, *MNRAS* 145, 271
- 23) Omukai K., Palla F., 2003, *ApJ* 589, 677
- 24) Hosokawa T., Yoshida N., Omukai K., Yorke H. W., 2012, *ApJL* 760, L37
- 25) Inayoshi K., Hosokawa T., Omukai K., 2013, *MNRAS* 431, 3036
- 26) Hosokawa T., Yorke H. W., Inayoshi K., Omukai K., Yoshida N., 2013, *ApJ* 778, 178
- 27) Sugimura K., Omukai K., Inoue A. K., 2014, *MNRAS* 445, 544
- 28) Dijkstra M., Haiman Z., Mesinger A., Wyithe J. S. B., 2008, *MNRAS* 391, 1961
- 29) Dijkstra M., Ferrara A., Mesinger A., 2014, *MNRAS* 442, 2036
- 30) Inayoshi K., Omukai K., 2011, *MNRAS* 416, 2748
- 31) Inayoshi K., Tanaka T. L., 2014, arXiv e-print
- 32) Inayoshi K., Omukai K., 2012, *MNRAS* 422, 2539
- 33) Dekel A., Birnboim Y., 2006, *MNRAS* 368, 2
- 34) Di Matteo T., Khandai N., DeGraf C., et al., 2012, *ApJL* 745, L29
- 35) Di Matteo T., Colberg J., Springel V., Hernquist L., Sijacki D., 2008, *ApJ* 676, 33
- 36) van Wassenhove S., Volonteri M., Walker M. G., Gair J. R., 2010, *MNRAS* 408, 1139
- 37) Rashkov V., Madau P., 2014, *ApJ* 780, 187

Formation of the Supermassive Black Holes in the Early Universe

Kohei INAYOSHI

*Department of Astronomy, Columbia University,
550 West 120th Street, New York, NY 10027, USA*

Abstract: Recent observations of high-redshift quasars have revealed that supermassive black holes with mass of $10^9 M_{\odot}$ have already formed as early as the beginning of the universe. As a promising origin of the supermassive black holes, formation of supermassive stars with mass of $10^{5-6} M_{\odot}$ and their subsequent collapse directly to the black holes in the first galaxies have been considered. We studied a series of the processes forming the seed BH through the direct collapse of supermassive stars.