

# 輻射フィードバック下でのガス降着率 —超巨大ブラックホールの起源の探求

杉村 和 幸

〈東北大学理学研究科 天文学教室 〒980-8578 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-3〉  
e-mail: sugimura@astr.tohoku.ac.jp



超巨大ブラックホールの種はどのように作られ、その後どのように超巨大ブラックホールまで成長したのだろうか？ 超巨大ブラックホールの形成過程を明らかにするには、ブラックホール周りの降着円盤からの輻射の影響下で、ブラックホールへのガス降着がどのように進むかを理解する必要がある。しかしながら、これまでのガス降着の研究では、降着円盤からの輻射フラックスが非等方性を持つことが考慮されておらず、輻射の非等方性がどれくらい結果に影響するかも不明という問題があった。そこで、われわれはブラックホールへのガス降着の軸対称二次元輻射流体シミュレーションを行い、輻射の非等方性の度合に応じて降着率が大きく変わることを明らかにした。本稿では、超巨大ブラックホール形成シナリオについて簡単に紹介した後、われわれの研究結果とその意義について述べる。

## 1. はじめに

宇宙開闢時のインフレーションにより刻み込まれたとされる原始揺らぎから、現在われわれが観測するようなさまざまな天体が形成されるまでの宇宙の歴史を正しく理解することは、天文学の大きな目標の一つである。その際、大きな問題となるのが、太陽の約百万倍以上の質量をもつ超巨大ブラックホール (supermassive black hole; 以下 SMBH と略す) の形成・成長過程である。

SMBH は、銀河の中心に普遍的に存在することが観測から知られており、輻射やガス放出によるエネルギーや運動量の持ち込み (フィードバック) により天体形成史に大きな影響を与えた重要な天体と考えられている。しかしながら、いまだ標準形成シナリオすら確立しておらず、SMBH がどのように形成されたかは天体形成史を解明するうえでボトルネックとなっている。

SMBH は宇宙の歴史の中で形成・成長してき

たと考えられる。そこで、その起源を探るために宇宙初期に目を向けてみる。次章で、宇宙初期の SMBH について、現在知られている観測的事実を簡単に紹介する。

## 2. 宇宙初期の超巨大ブラックホール

一般にブラックホール (black hole; 以下 BH と略す) 周辺には、ガス降着の際に降着円盤が形成される。降着円盤からの放射は非常に明るい場合があり、銀河中心の SMBH の明るさが銀河全体の明るさを凌駕することもある。そのような天体は活動銀河核<sup>1), 2)</sup> と呼ばれ、中でも特に明るい種族にはクエーサーという名前がつけられている。

今から約 20 年ほど前、SDSS (Sloan Digital Sky Survey) によるクエーサー観測によって、ビッグバンから約十億年後 (赤方偏移  $z \sim 6$ ) の宇宙にも SMBH が存在することが初めて確認された<sup>3)</sup>。その後、観測が進んでサンプル数がどんどん増え、最近ではすばる HSC (Hyper Suprime-Cam) に

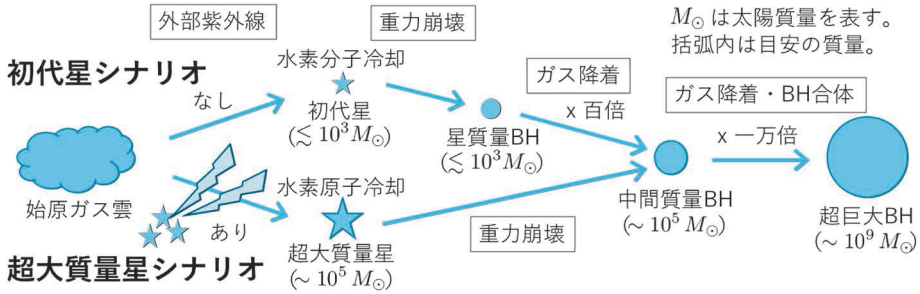


図1 二つの有力視されている超巨大BH形成シナリオ. 上: 初代星シナリオ, 下: 超大質量星シナリオ.

よるクエーサー観測<sup>4)</sup>なども加わって、これまでに100個以上のクエーサーが赤方偏移6以上で見つかっている。観測領域の大きさを考慮してSMBHの個数密度に焼き直すと、だいたい $\sim 1 \text{ cGpc}^{-3}$  (cGpcは膨張宇宙の共動系での長さ)となる。最遠方のものとしては $z=7.1$ に $\sim 10^9 M_{\odot}$  ( $M_{\odot}$ は太陽質量)のSMBHが観測されており<sup>5)</sup>、また、 $z=6.3$ には $\sim 10^{10} M_{\odot}$ のSMBHも見つかっている<sup>6)</sup>。最新の観測結果についてもっと詳しく知りたい人は、Galleraniらによるレビュー<sup>7)</sup>を参照いただきたい。

SMBH形成シナリオは、ここで紹介した観測的事実を説明できる必要がある。特に、ビッグバン後十億年以内に $10^9 M_{\odot}$ のSMBHを作らないといけないということが、SMBH形成シナリオへの強い制限となる\*1。

### 3. 超巨大BH形成シナリオ

SMBHは、種となるBHが、ガス降着、および、BH同士の合体によって質量を獲得(=成長)することで形成する。しかし、当然、質量を何桁も増やすような成長には時間がかかる。そのため、

SMBHは宇宙初期にできた重たい種BHから成長したことが示唆される。以下では、現在有力視されているSMBH形成シナリオである、初代星シナリオと超大質量星シナリオを紹介する\*2(図1参照)。

#### 3.1 初代星シナリオ

宇宙初期に生まれる重たい天体と言って、まず一番に挙げられるのが初代星であろう。原始密度揺らぎから初代星が生まれるまでの過程は、宇宙論的初期条件からの流体シミュレーションによって明らかにされている<sup>10)-12)</sup>。また、初代星の質量は典型的に $\sim 10^2 M_{\odot}$ で、上限は $\sim 10^3 M_{\odot}$ と報告されている<sup>13)-15)</sup>。初代星の重力崩壊によってできた種BH( $\lesssim 10^3 M_{\odot}$ )がSMBHまで進化するというのが初代星シナリオである。

上でBHはガス降着、または、BH同士の合体によって成長すると書いたが、初代星起源BHの初期段階の成長はガス降着によって進むと考えられる。なぜなら、初代星起源BH同士の合体では、合体の際の重力波放出の反跳で合体後のBHが $\sim 100 \text{ km/s}$ の速度を獲得するため<sup>16)</sup>、脱出速度 $\lesssim 10 \text{ km/s}$ の宇宙初期の小さいハローから銀河間

\*1 ここで、すべてのSMBHが共通の起源をもつとは限らないことを注意しておく。観測の大部分を占める近傍のSMBHが宇宙初期に観測されるSMBHとは異なるシナリオで形成したこともありえる。しかし、たとえ具体的な起源が異なっていたとしても、SMBH形成までの物理過程には共通点が多くあるはずであり、加えて宇宙初期のSMBH形成はそれ自体が興味深いテーマであるため、本稿では $z \geq 6$ のクエーサー観測を説明するシナリオに絞って話を進める。

\*2 ほかに、非常に密集した星団中で恒星同士が合体して最終的に $\sim 10^3 M_{\odot}$ の種BHができるというシナリオなども提唱されている<sup>8),9)</sup>。

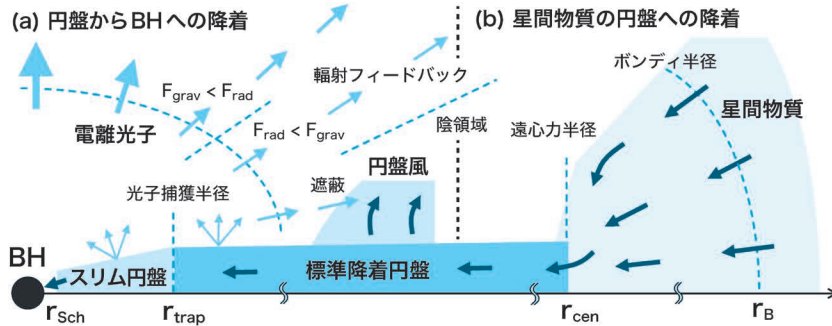


図2 星間物質のBHへの降着の全体像. (a) 円盤からBHへの降着, (b) 星間物質の円盤への降着. この図は降着率が高くBH近傍にスリム円盤が出現している場合に対応し, 降着率が低い場合には標準降着円盤がBH近傍まで続く.

空間に飛び出して, それ以上の成長が見込めなくなるからである. 一方, ガス降着もBH降着円盤からの輻射フィードバックにより降着率が大幅に低下するため<sup>17), 18)</sup>, 初代星シナリオには, 非現実的な状況を考えない限り宇宙初期の限られた時間ではSMBHまで成長が間に合わないという, 成長時間の問題があると言われていた.

しかし, ここで, 鍵となるのが, この問題が大ききな仮定に基づいて導かれていたことである. 先行研究では降着率を求める際に, BH降着円盤からの輻射が等方的であると仮定していたのである. 実際には輻射の非等方性により降着率が増加して, 上で述べた成長時間の問題が解決する可能性があった. そこで, われわれは輻射の非等方性を考慮して降着率を求めるため, 本稿で紹介する研究に着手した.

### 3.2 超大質量星シナリオ

宇宙初期に, 近くの銀河からの強い紫外線輻射を受けた始原(金属を含まない)ガス雲において,  $\sim 10^5 M_{\odot}$ の超大質量星が生まれる可能性が提唱されている<sup>19)-21)</sup> 超大質量星は, 強い紫外線輻射により水素分子が完全に光解離され, 水素原子(Ly $\alpha$ )冷却で収縮が進んだ場合に形成すると考えられている(図1). 超大質量星が重力崩壊してできた $\sim 10^5 M_{\odot}$ のブラックホール(ダイレクト・コラプスBH)をSMBHの種と考えるのが

超大質量星シナリオで, 重たい種BHから短時間でSMBHを形成できる利点がある. 実際, 宇宙論的流体シミュレーションの中で,  $10^5 M_{\odot}$ の種BHをハロー中心に手で置いてその後の進化を計算すると, 種BHが $z=7$ までに $10^9 M_{\odot}$ のSMBHまで成長することが報告されている<sup>22)</sup>.

超大質量星シナリオにおける問題点は, 超大質量星形成に適した環境が減多に実現しないことである. 超大質量星形成に最低限必要な紫外線強度は, われわれが現実的な銀河スペクトルを考慮して再計算した結果, 先行研究の値より10倍ほど高い $J_{21}^{\text{UV}} \approx 1,000$  (単位は $10^{-21} \text{ erg s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ )となること明らかになった<sup>23)</sup>. それを銀河の2点相関関数から求めた銀河間距離分布<sup>24)</sup>と組み合わせると, ほぼすべての種BHがSMBHまで成長したと仮定しない限りSMBHの個数密度 $\sim 1 \text{ cGpc}^{-3}$ が達成できないことがわかった. ただ, 最近の宇宙論的流体シミュレーションでは, 上記の2点相関関数を用いた手法では取り扱えない, 紫外線源銀河の非線形効果が効く環境で超大質量星が形成することが示唆されており<sup>25)</sup>, 今後の研究の進展によって上記の個数密度の見積もりは変更される可能性がある.

## 4. BHへのガス降着

3.1節の終わりに述べたように、本稿で紹介する研究は種BHへのガス降着率がテーマである。研究結果の紹介に移る前に、本章で種BHへのガス降着過程の全体像を俯瞰しておく。

ガス（星間物質）の種BHへの降着は、約10桁にわたるスケールをまたがる現象が互いに影響し合って決まる壮大な過程である（図2）。BH重力がガス圧に対して優勢になることで降着を始めたガスは、遠心力のために降着円盤に取り込まれ、降着円盤を通じて中心に向かって流れ、最終的にBHの事象の地平面内に吸い込まれる。その際、円盤を流れるガスの降着率は外側での供給率で決まるが、一方で、外側での供給率は内側からやってくる電離光子の影響を受けて決まる。そのため、BHへの降着率を明らかにするには、約10桁にわたるガス降着過程全体を理解する必要がある。

以下ではガス降着過程について、領域を大きく二つに分けてより詳しく見ていく。

### 4.1 円盤からBHへの降着

まず、降着円盤からBHへのガス降着過程について概観する（図2a）。降着円盤はBH近傍から遠心力半径 $r_{\text{cen}}$ （星間物質が角運動量一定のまま落下したときに遠心力と重力が等しくなる半径）までの幅広いスケールにまたがって存在し、ガスは粘性によって角運動量を捨てながら降着円盤を通じて中心に落下していく。降着円盤からBHへのガス降着過程は、輻射流体シミュレーションを用いて活発に調べられている<sup>26)</sup>。

BHへの降着率は事象の地平面（シュワルツシルト半径 $r_{\text{sch}}$ ）へのガス流入率のことであるが、その決まり方は単純である。降着円盤に外側から降着率 $\dot{M}$ でガスが供給されたとき、一部のガス（例えば約10パーセント<sup>27)</sup>）が円盤風などによって失われる分を引いたものが、質量保存則よりBHへの降着率となる。以下では、そのようにして失われるガスの割合は小さいと仮定し、BHへ

の降着率は外側からの降着率 $\dot{M}$ で与えられるとする。降着円盤の構造を考えるうえで便利な量が、エディントン光度

$$L_E = \frac{4\pi M_{\text{BH}} G c m_p}{\sigma_T} = 3 \times 10^7 \left( \frac{M_{\text{BH}}}{10^3 M_\odot} \right) L_\odot \quad (1)$$

と、エディントン降着率 $\dot{M}_E = L_E / c^2$ である（ $\sigma_T$ はトムソン散乱断面積、 $m_p$ は陽子質量、 $L_\odot$ は太陽光度）。球対称を仮定すると、光度 $L$ が $L_E$ より大きいとき、トムソン（コンプトン）散乱による外向きの輻射力（ $F_{\text{rad}}$ ）が内向きのBH重力（ $F_{\text{grav}}$ ）に勝ちガスは降着できなくなる。

降着率が小さいとき（ $\dot{M} < \dot{M}_E$ のとき）、標準降着円盤と呼ばれる幾何学的に薄い円盤構造が実現することが知られている<sup>28)</sup>。標準降着円盤は、BHの重力ポテンシャルにガスが落ち込む際に得た運動エネルギーを光子のエネルギーに変換する役割を果たし、円盤全体からの光度は $L \approx 0.1 \dot{M} c^2$ で与えられる。後で見るように、BH近傍の高温な降着円盤表面から放出される電離光子は、大スケールでのガス降着に影響を与える。

一方、 $\dot{M} > \dot{M}_E$ のときは、外側では標準降着円盤の構造が実現するものの、光子捕獲半径 $r_{\text{trap}} = (\dot{M} / \dot{M}_E) r_{\text{sch}}$ より内側にはスリム円盤と呼ばれる比較的厚い円盤構造が実現することが知られている<sup>29)</sup>。スリム円盤では、光子が拡散的に円盤表面から抜け出すよりも速くガスが光子もろともBHに落ち込む（＝光子捕獲が起きる）ため、輻射効率が低下する。

光子捕獲が起ると輻射効率は低下するが、 $\dot{M} \gg \dot{M}_E$ のとき $L > L_E$ となり<sup>26), 29), 30)</sup>、超臨界降着が実現する。先ほど $L > L_E$ だとガスは降着できないと述べたが、ここで $L > L_E$ でも降着が可能になったのは、輻射フラックスの非等方性のためである。円盤内での輻射フラックスは鉛直方向を向いており、円盤に沿った方向の輻射力は小さく円盤を通じた降着が可能である。また、円盤上空においても、輻射フラックスの非等方性のために、極

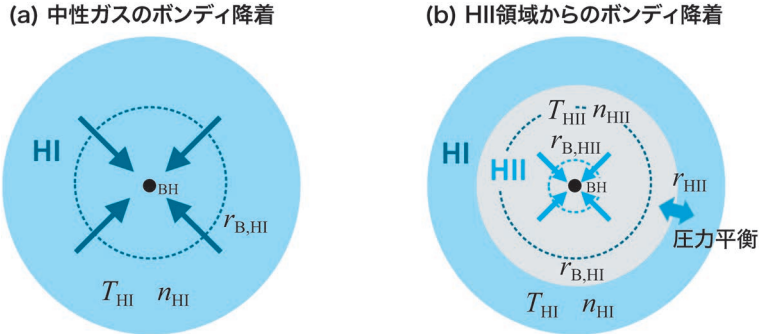


図3 (a) 中性ガスのボンディ降着と (b) H II 領域からのボンディ降着.

側の  $F_{\text{grav}} < F_{\text{rad}}$  となっている領域と、赤道面側の  $F_{\text{rad}} < F_{\text{grav}}$  となっている領域ができる (図2a).

BHから離れた領域でも、降着円盤表面から、熱圧駆動、輻射力駆動、磁気駆動などさまざまな駆動メカニズムで円盤風が吹く可能性がある<sup>31)–33)</sup>. 円盤風で円盤上空に巻き上げられたガスはBH近傍からの輻射を遮蔽すると考えられ (図2a)、観測的にも円盤風によるX線の遮蔽が報告されている<sup>34)</sup>. しかし、BH質量や降着率、ガスの金属度などによって円盤風の構造がどう決まるかの系統的な理解はほとんど進んでいない状況である. 後で見るように、円盤風が作る陰領域は大スケールでのガス降着に大きく影響するため、今後の研究の進展が待たれるところである.

#### 4.2 星間物質の円盤への降着

次に、星間物質の降着円盤への降着について述べる (図2b). この過程も、遠心力半径  $r_{\text{cen}}$  から星間物質までの広いスケールにまたがった現象である.

まず、星間物質の円盤へのガス降着を理解するために、ボンディ降着と呼ばれる、無限に広がった一様ガス中に静止するBHへの降着を考える (図3a). 無限遠での密度を  $n_{\infty}$ 、音速を  $c_s$  とすると、ボンディ半径

$$r_B = \frac{GM_{\text{BH}}}{c_s^2} \approx 10^4 \left( \frac{M_{\text{BH}}}{10^3 M_{\odot}} \right) \left( \frac{c_s}{10 \text{ km/s}} \right)^{-2} \text{ au} \quad (2)$$

より内側で重力が圧力に対して優勢になってガスがほぼ自由落下するような解が得られる. また、等温を仮定すると、ボンディ降着率が

$$\dot{M}_B = \frac{4\pi\lambda_B m_p n_{\infty} G^2 M_{\text{BH}}^2}{c_s^3} \quad (3)$$

$$\approx 10^{-3} \left( \frac{n_{\infty}}{10^5 \text{ cm}^{-3}} \right) \left( \frac{M_{\text{BH}}}{10^3 M_{\odot}} \right)^2 \left( \frac{c_s}{10 \text{ km/s}} \right)^{-3} M_{\odot}/\text{yr} \quad (4)$$

と求まる<sup>35)</sup> (等温のときの係数  $\lambda_B \approx 1$  を代入). 実際にはガスは有限の角運動量をもつため、 $r_{\text{cen}}$  に近づいて角運動量が効き始めるとガスの運動をボンディ降着で記述できなくなり、 $r_{\text{cen}}$  より内側には降着円盤が形成される (図2b). ただし、 $r_{\text{cen}} \ll r_B$  であれば、ボンディ半径付近におけるガスの角運動量の影響は小さく、円盤への降着率は質量保存則より  $\dot{M}_B$  で見積もることができる.

実際には、星間物質の円盤への降着率は、内側からやってくる電離光子の影響を受ける. 以下で、簡単な場合を考えて電離フィードバックの影響を見てみる. まず、電離光子の効果を考えず、温度  $T_{\text{HI}} = 10^4 \text{ K}$  (対応する音速  $c_s \approx 10 \text{ km/s}$ )、密度  $n_{\text{HI}} = 10^5 \text{ cm}^{-3}$  の一様な中性水素ガス中で、 $M_{\text{BH}} = 10^3 M_{\odot}$  のBHへの降着 (図3a) を考えると、式(4) から  $\dot{M} \sim 10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$  と求まる. 次に、BH近傍から等方的に電離光子が放射され、温度  $T_{\text{HII}} = 7 \times 10^4 \text{ K}$  のH II領域が形成した場合を考える (図3b). すると、H II領域と中性ガスの間の

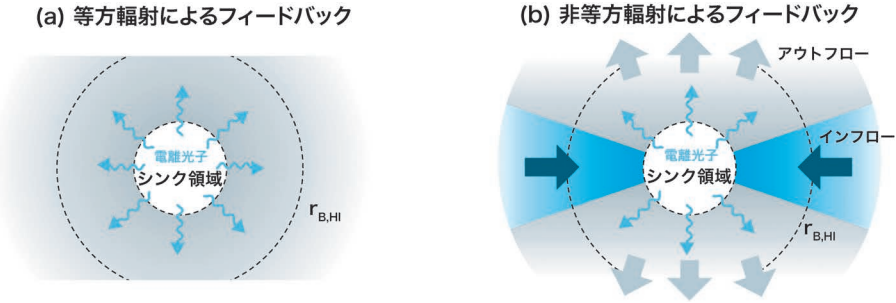


図4 (a) 等方輻射によるフィードバック, (b) 非等方輻射によるフィードバック下でのBHへのガス降着.

圧力平衡のために密度  $n_{\text{HII}}$  が下がり、音速  $c_s$  も上がるため、式(4)よりH II領域からの降着率は  $\dot{M} \sim (\text{a few}) \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$  となり、元の値と比べて2桁以上小さくなる。後で見るように、ここで見積もった降着率は、等方輻射を仮定した際のシミュレーション結果をよく再現する。

最後に、等方輻射を仮定しても降着率が下がらない例外的な状況を紹介しておく。もし、周囲の中性水素ガス密度  $n_{\text{HI}}$  が非常に高く、H II領域の半径  $r_{\text{HII}}$  が中性水素ガスのボンディ半径  $r_{\text{B,HII}}$  より小さい状況が実現すると、 $r_{\text{B,HII}}$  内にガスが入り込んで  $n_{\text{HII}}$  が上昇し、 $r_{\text{HII}}$  がどんどん小さくなる。このような現象が  $n_{\text{HI}} \geq 10^6 (M_{\text{BH}}/10^3 M_{\odot}) \text{ cm}^3$  のとき実現し、降着率が電離フィードバックがないときの値に戻ることが報告されている<sup>36)-38)</sup>。

### 5. ガス降着シミュレーション

本章ではわれわれが行ったBHへのガス降着シミュレーションの結果を紹介する<sup>39)</sup>。

先行研究では等方輻射を仮定しており、その場合には全方向でフィードバックが効いてガスの降着率が大きく低下することが知られていた(図4a)。しかし、BH近傍からの電離光子は円盤風による遮蔽などにより非等方性をもつことが予想される(4.1節参照)。そのような場合には、フィードバックが効く領域と降着が進む領域が分離されて効率的に降着が進むことが考えられる(図4b)。そこで、本研究では、非等方輻射

フィードバック下でのBHへのガス降着の理解を確立することを目的として、軸対称二次元輻射流体シミュレーションを行った。

初期条件として、一様なガスの中心にBHが静止している状況を考えた。宇宙初期の現実的な環境を考えるのは次の段階であり、まずは物理的な理解の確立を優先して理想的な設定を採用した。4章で述べたように、BHへの降着率は星間物質の降着円盤への降着率で決まり、それはボンディ半径周辺での物理過程により決まる。そこで、図4のように、ボンディ半径周辺が含まれるように計算領域をとり、中心に設置したシンク領域へのガス流入率  $\dot{M}$  をBHへのガス降着率とした。

内側からの電離光子の放射は計算領域よりずっと小さいスケールの物理で決まるため、半解析的なモデルを用いて記述した。降着円盤の光度  $L$  は、フィッティング関数<sup>30)</sup>を用いて各時刻の  $\dot{M}$  に応じて与えた。輻射の非等方性については、陰の大きさをパラメータにしていくつかの場合を調べた。

それでは、シミュレーション結果の紹介に移る。

#### 5.1 等方的な中心輻射を仮定した場合

まず、先行研究<sup>17), 18)</sup>と同様に等方的な中心輻射を仮定した場合の結果を紹介する。降着率  $\dot{M}$  と光度  $L$  の時間発展は図5(a)のようになり、輻射フィードバックの影響で  $\dot{M}$  と  $L$  が振動していることが見て取れる。図6(a)はある時刻のス

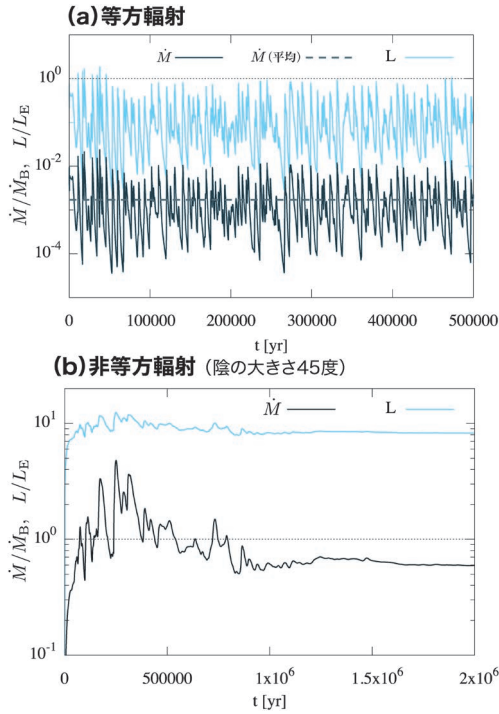


図5 (a) 等方輻射, (b) 非等方輻射の場合の降着率  $\dot{M}$  と光度  $L$  の時間発展. (a) と (b) で縦軸の目盛りが異なることに注意.

ナップショットである. 全方向に H II 領域が広がっていて, 4.3 節で考えた H II 領域からのボンディ降着 (図 3b) とほぼ同じ状況が実現している. 実際,  $\dot{M}$  の平均値は 4.3 節での見積もりと合致しており, フィードバックなしのときの値である  $\dot{M}_B$  より 2 桁以上小さくなっている.

本研究以前は, このような結果に基づき, 輻射フィードバックにより種 BH への降着率は大きく低下すると言われていた. また, 等方輻射を仮定したシミュレーションでは  $L < L_E$  を満たすように降着率が下がることから<sup>40)</sup>, 超臨界降着も起こらないと考えられていた. そして, その帰結が初代星シナリオにおける成長時間の問題であった (3.1 節参照). だが, 果たしてそれでよいのだろうか?

5.2 輻射の非等方性を考慮した場合

それでは, 今回新たに得られた輻射の非等方性

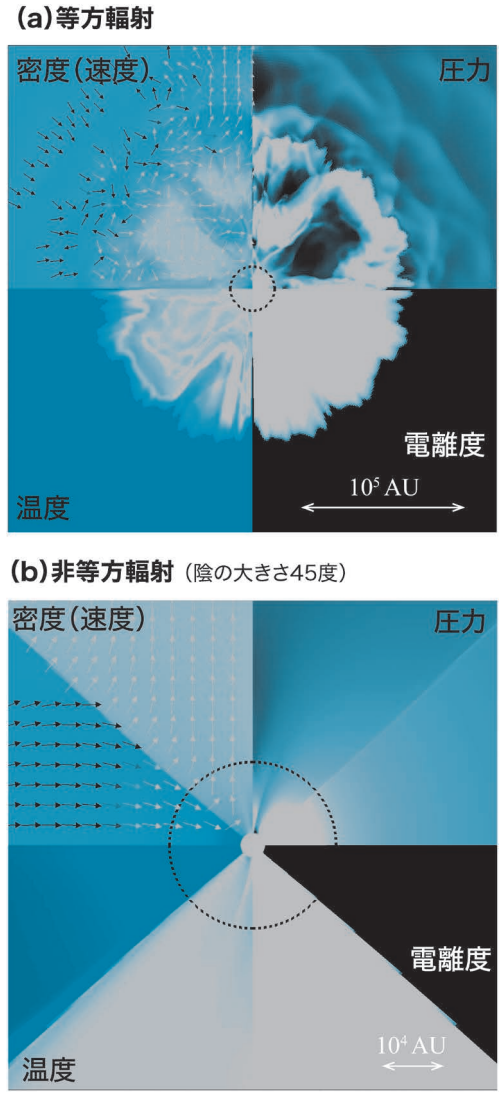


図6 (a) 等方輻射, (b) 非等方輻射の場合のスナップショット. 各パネルは左上から右回りに, 密度, 圧力, 電離度, 温度で, 矢印は速度. 色は値に対応しており, 密度を除いて, 薄い (濃い) ほど値が大きい (小さい). 密度においては, 色が濃い (薄い) ほど値が大きい (小さい). 破線はボンディ半径.

を考慮した場合の結果について紹介する. まず, 非等方性の効果が大きい, 赤道面からの見込み角が 45 度の陰を仮定したときの結果から見ていく. 図 5(b) は  $\dot{M}$  と  $L$  の時間発展である. ガスの流れは定常的な状態に落ち着き, そのときの  $\dot{M}$  は  $\dot{M}_B$

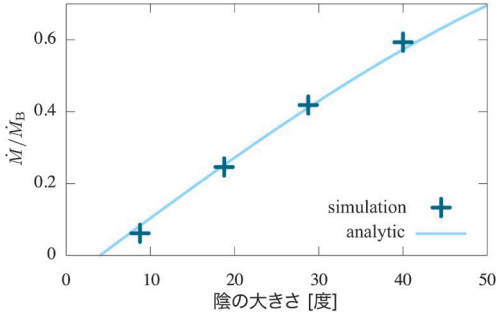


図7 降着率の陰の大きさ依存性.

と同じオーダーとなっている．また， $L$ は $L_E$ より大きくなり，超臨界降着が実現している．図6 (b)は最終時刻のスナップショットである．ボンディ降着的にガスが落下している赤道面側の中性降着領域と，熱圧と輻射力で外向きに加速されている極側の電離アウトフロー領域の2領域に分かれており，図4(b)で考えた構造が実現することが確かめられた．電離アウトフロー領域には電離中性境界からガスが供給されている．

次に，降着率の陰の大きさ依存性の結果を紹介する．陰の大きさを変えた計算をいくつか行い，定常的な状態に落ち着いた後の $\dot{M}$ をプロットしたのが図7である．陰が大きいほど $\dot{M}$ が高くなっているのが見て取れる．この結果は，中性領域の立体角からのボンディ降着的な降着と電離中性境界からの光蒸発的なガス流出を考慮した解析的モデル（図7の曲線）でよく再現できる．この解析的モデルは，陰が約5度より小さくなると，電離アウトフロー領域へのガス流出により中性領域からの降着がすべて失われてしまうことを预言する．実際，陰を非常に小さくして計算すると，等方輻射のときと同様に $\dot{M}$ が大きく低下した．

以上より，輻射の非等方性によって $\dot{M}$ が大幅に増加し，超臨界降着が実現する可能性があることが明らかになった．このことは，これまで言われてきた初代星シナリオにおける成長時間の問題は，等方輻射の仮定に大きく依存していたことを意味する．

## 6. 初代星起源ブラックホールの成長への応用

本章では初代星シナリオに対して本研究結果がもつ意義について議論する．ここでは，一例として，初代星の初期質量関数の上限<sup>14)</sup>にあたる質量 $M_{BH}=10^3 M_\odot$ の種BHが，初代銀河の中心密度<sup>41)</sup>にあたる密度 $n=10^5 \text{ cm}^{-3}$ のガス雲中で降着進化する場合を考え，輻射の非等方性によって種BHのガス降着進化がどのように変わるかを見ていく．ガス雲は温度 $10^4 \text{ K}$ の中性水素ガスからなると仮定する．

まず，先行研究で広く仮定されていたように，エディントン限界 ( $L=L_E$ )での降着を仮定してみる．このとき， $\dot{M}\approx 10 \dot{M}_E$ から種BHの成長率が求まる (4.1節参照)．各変数に値を代入し，式(1)および $\dot{M}_E=L_E/c^2$ を用いて $M_{BH}$ の時間進化を求めると， $M_{BH}=10^9 M_\odot$ になるまでに $z\sim 7$ の宇宙年齢とだいたい同じ700 Myrかかることがわかる．上限の降着率を常に保って降着を続けることは考えにくく，このことから初代星シナリオには成長時間の問題がある言われてきた．

しかし，輻射の非等方性によって高い $\dot{M}$ が実現する可能性がある．陰の大きさについては，種BHへのガス降着の際に生じる円盤風についての先行研究がないため，活動銀河核における輻射力駆動風の研究で得られた12度<sup>42)</sup>という値を借用する．すると，今回得られた陰の大きさと降着率の関係 (図7) から降着率を見積もることができ， $\dot{M}\approx 0.1 \dot{M}_B$ と求まる．各変数に値を代入し，式(4)を用いて $M_{BH}$ の時間進化を求めると，

$$M_{BH}(t) \sim \frac{10^3 M_\odot}{1 - (t/5 \text{ Myr})} \quad (5)$$

となる．この式では5 Myrで $M_{BH}$ が発散するが，実際にはそのタイムスケールで種BHが急成長し，BH周囲のガスの大半を取り込むことで降着が止まる (周囲のガス密度が低下して $\dot{M}_B$ が小さくな



る)。例えば、 $M_{\text{cloud}} \sim 10^5 M_{\odot}$  のガス雲中で初代星起源BHが成長することを考えると、 $z \sim 7$  の宇宙年齢 (700 Myr) と比べて一瞬とも言える短いタイムスケールで種BHは  $M_{\text{BH}} \sim 10^5 M_{\odot}$  まで成長する。その後は超大質量星起源の種BH ( $M_{\text{BH}} \sim 10^5 M_{\odot}$ ) と同様の進化をたどればよく、初代星起源の種BHも  $z \sim 7$  までに SMBH まで成長できると期待される。

種BHがどのような環境で進化するかは不定性が大きく、種BHへのガス降着の際に生じる陰の大きさも不明であり、実際の宇宙で何が起こったかについて明確なことは現状ではわからない。しかし、一つだけ言えることは、これまで広く言われてきた初代星シナリオの成長時間の問題には穴があり、現状では初代星シナリオを否定する必然性はないということである。今後、初代星シナリオをより深く調べて、シナリオの真偽を明らかにしていくことが重要である。

## 7. まとめと今後の展望

われわれは、先行研究で無視されていた降着円盤からの輻射の非等方性を考慮した二次元軸対称輻射流体シミュレーションを行い、ブラックホールへのガス降着率を調べた。その結果、輻射の非等方性によって降着率は大幅に増加することがわかった。超巨大ブラックホールの形成シナリオとして初代星シナリオと超大質量星シナリオが提案されているが、初代星シナリオには超巨大ブラックホールまで進化するのに時間がかかり過ぎる問題があると言われていた。しかし、われわれの計算で得られた非等方輻射フィードバック下での高い降着率を考慮すると、初代星起源ブラックホールも観測されている時期までに超巨大ブラックホールまで成長する可能性があることがわかった。

本研究は、輻射の非等方性が降着率にどう影響するかについて、物理的な理解を確立することを目的に進められた数値実験である。実際に宇宙で

起きたことを明らかにするには、以下に例を挙げると、今後解決しなくてはならない課題が山積している。まず、本研究では陰の大きさをパラメータとして扱ったが、種ブラックホールへのガス降着の際に生じる円盤風について調べ、どのような陰ができるかを明らかにする必要がある。また、今回は簡単のため一様静止ガスからのBHへの降着を調べたが、現実的には種BHやガス雲は銀河内を運動しているはずで、その効果を考慮する必要がある。ほかにも、実際の宇宙での種BHの成長を考える際には、種BHがどのような環境で成長するかについて宇宙初期の天体形成と絡めて調べることが必要である。

TMTやJWSTなどによって、超巨大ブラックホール形成期の宇宙を直接観測できる時代がもうすぐそこに迫っている。どのように超巨大ブラックホールが形成したかについて、理論と観測を直接比べることができるようになれば、その理解は飛躍的に発展するであろう。そのような時代に研究者としてかかわれる幸運に感謝しつつ、超巨大ブラックホールの起源の探求を進めていきたいと思う。

## 謝辞

本稿の科学的な内容は、2017年に筆者らが発表した投稿論文<sup>39)</sup>に基づいているので、詳しくはそちらをご覧ください。まず、異なる分野で博士号をとった筆者に、宇宙初期の天体形成という非常に面白いテーマに挑戦するチャンスを与えてくださった大向一行氏に深く感謝いたします。また、大向一行氏をはじめとして、分野転向後の共同研究者である井上昭雄氏、Carla M. Coppola氏、Danielle Galli氏、Francesco Palla氏、松本倫明氏、細川隆史氏、矢島秀伸氏の各氏には、新分野で研究を始めるのに必要な技術や知識を教えてくださいました。この場を借りて御礼を述べたいと思います。当真賢二氏、仲内大翼氏、矢島秀伸氏と編集を担当してくださった中村航氏には、

原稿について有益なコメントを数多くいただきました。感謝いたします。最後に、本稿を執筆する機会を与えてくださった富永望氏に感謝いたします。

本稿で紹介したシミュレーションは、国立天文台天文シミュレーションプロジェクト (CfCA) のXC30を利用して行いました。

## 参考文献

- 1) 谷口義明, 2016, 天文月報109, 339
- 2) 泉拓磨, 2017, 天文月報110, 203
- 3) Fan X., et al., 2000, AJ 120, 1167
- 4) Matsuoka Y., et al., 2016, ApJ 828, 26
- 5) Mortlock D. J., et al., 2011, Nature 474, 616
- 6) Wu X.-B., et al., 2015, Nature 518, 512
- 7) Gallerani S., Fan X., Maiolino R., Pacucci F., 2017, PASA 34, e022
- 8) Devecchi B., Volonteri M., 2009, ApJ 694, 302
- 9) Tagawa H., et al., 2015, MNRAS 451, 2174
- 10) Yoshida N., Omukai K., Hernquist L., 2008, Science 321, 669
- 11) Hosokawa T., Omukai K., Yoshida N., Yorke H. W., 2011, Science 334, 1250
- 12) 細川隆史, 2013, 天文月報106, 772
- 13) Susa H., Hasegawa K., Tominaga N., 2014, ApJ 792, 32
- 14) Hirano S., et al., 2015, MNRAS 448, 568
- 15) 平野信吾, 2015, 天文月報108, 6
- 16) Koppitz M., et al., 2007, Phys. Rev. Lett. 99, 041102
- 17) Milosavljević M., Couch S. M., Bromm V., 2009, ApJ 696, L146
- 18) Park K., Ricotti M., 2011, ApJ 739, 2
- 19) Omukai K., 2001, ApJ 546, 635
- 20) Bromm V., Loeb A., 2003, ApJ 596, 34
- 21) 稲吉恒平, 2015, 天文月報108, 5
- 22) Di Matteo T., et al., 2012, ApJL 745, L29
- 23) Sugimura K., Omukai K., Inoue A. K., 2014, MNRAS 445, 544
- 24) Dijkstra M., Ferrara A., Mesinger A., 2014, MNRAS 442, 2036
- 25) Chon S., Hirano S., Hosokawa T., Yoshida N., 2016, ApJ 832, 134
- 26) Ohsuga K., Mori M., Nakamoto T., Mineshige S., 2005, ApJ 628, 368
- 27) Takahashi H. R., Ohsuga K., 2015, PASJ 67, 60
- 28) Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, A&A 24, 337
- 29) Abramowicz M. A., Czerny B., Lasota J. P., Szszkiewicz E., 1988, ApJ 332, 646
- 30) Watarai K.-y., Fukue J., Takeuchi M., Mineshige S., 2000, PASJ 52, 133
- 31) Proga D., 2007, Proc. of the Central Engine of Active Galactic Nuclei 373, 267
- 32) Nomura M., et al., 2016, PASJ 68, 16
- 33) 萩野浩一, 2017, 天文月報110, 290
- 34) Ponti G., et al., 2012, MNRAS 422, L11
- 35) Shapiro S. L., Teukolsky S. A. 1983, Black holes, white dwarfs, and neutron stars: The Physics of Compact Objects (Wiley)
- 36) Inayoshi K., Haiman Z., Ostriker J. P., 2016, MNRAS 459, 3738
- 37) Sakurai Y., Inayoshi K., Haiman Z., 2016, MNRAS 461, 4496
- 38) Takeo E., et al., 2017, preprint (arXiv:1705.05382)
- 39) Sugimura K., Hosokawa T., Yajima H., Omukai K., 2017, MNRAS 469, 62
- 40) Park K., Ricotti M., 2012, ApJ 747, 9
- 41) Oh S. P., Haiman Z., 2002, ApJ 569, 558
- 42) Proga D., Stone J. M., Kallman T. R., 2000, ApJ 543, 686

## Rapid Black Hole Growth under Anisotropic Radiation Feedback

Kazuyuki SUGIMURA

*Astronomical Institute, Tohoku University, 6-3 Aoba, Aramaki, Aoba, Sendai 980-8578, Japan*

Abstract: Discovery of high-redshift ( $z \gtrsim 6$ ) super-massive BHs may indicate their rapid growth by efficient (super-Eddington) gas accretion. Here, I will present our recent work on such efficient accretion under anisotropic radiation feedback. We perform two-dimensional radiation hydrodynamics simulations of accretion flows, analytically modelling the anisotropic radiation from the circum-BH discs due to self-shadowing effect. The resulting accretion rate is much higher than that in the case of isotropic radiation and exceeds the Eddington-limited rate. Our results suggest that even stellar-remnant BHs have a potential to become high-redshift super-massive BHs.