

# 銀河中心の大質量ブラックホールによる 棒状銀河の力学進化

穂積俊輔 (滋賀大学教育学部)

## はじめに

最近の観測から、比較的大きな近傍銀河の中心には大質量ブラックホール(BH)が存在し、その質量は渦状銀河では $10^6 M_\odot$ から $10^9 M_\odot$ 程度と見積もられている(Kormendy & Gebhardt 2001)。このような大質量BHによる力学効果として、棒状銀河の棒状構造消失という現象が数値計算で示された。この棒状構造の消失が宇宙年齢程度の時間で起こるために必要なBH質量は、円盤質量の4-5%程度とされている(Norman, Sellwood, & Hasan 1996; Shen & Sellwood 2004)。このBH質量は、 $10^{11} M_\odot$ 程度の典型的な円盤銀河で換算すれば、約 $10^{10} M_\odot$ に相当する。もし、この質量がすべて円盤中心のBHに帰着されれば、棒状構造を破壊するためのBH質量は、観測から示唆される渦状銀河に存在する最大のBH質量を超えてしまう。したがって、円盤中心のBHによる棒状構造消失は現実の宇宙では起こらないことになる。しかし、Norman et al. (1996)やShen & Sellwood (2004)の結論は、Kuzmin-Toomre 円盤を使って得られたものである。この円盤モデルの質量分布は、現実の円盤銀河が示す指数関数的な表面密度分布とは異なり、質量の中心集中度が低い。実際、Hozumi & Hernquist (2004)は、厚さゼロの2次元円盤モデルを用いているが、指数関数的表面密度分布の円盤に対して、棒状構造消失に必要な最小のBH質量は円盤質量の0.5%程度であることを示した。

そこで、現実の円盤銀河の密度分布が示す指数関数的表面密度分布を持った3次元円盤を使って、円盤中心の大質量BHが棒状不安定でできる棒状構造に与える力学構造の進化を調べ、棒状構造消失に必要な最小のBH質量が近傍の渦状銀河で観測される最大BH質量より小さいことを示す。さらに、このようなメカニズムで棒状構造が消失した銀河と生まれつき棒状構造のない円盤銀河を観測的に区別するために、棒状構造が消失した円盤の構造の特徴を明らかにする。

## モデルと方法

円盤モデルとして指数関数的表面密度分布を示す3次元円盤を用い、平坦な回転速度分布を実現するように外場としてのハローを導入する。円盤の密度分布は、

$$\rho(R, z) = \frac{M}{4\pi h^2 z_d} \exp\left(-\frac{R}{h}\right) \operatorname{sech}^2\left(\frac{z}{z_d}\right), \quad (1)$$

として円盤に垂直な方向には等温分布を仮定する。ここで、 $M$ は円盤質量、 $h$ は指数関数のスケール長、 $z_d$ は厚さ方向のスケール長である。ハローの密度分布はHernquist (1990)のモデルを採用し、そのスケール長を $10h$ 、質量を $9M$ とする。円盤の速度分布はHernquist (1993)の方法に従って、無衝突 Boltzmann 方程式の2次のモーメントまで使って平衡分布を実現する。円盤の広がりは、半径方向に $R = 15h$ とし、垂直方向に $z = 10z_d$ とする。ここで、 $z_d = 0.2h$ である。円盤は $N = 200,000$ 個の等質量の粒子で表現する。

BHは外場として与え、スプラインカーネルを使って質点を球状に広げたもので表現する。そのsoftening lengthは $\epsilon_{\text{BH}} = 0.01h$ とし、BH質量は $M_{\text{BH}} = 0.001M, 0.003M, 0.005M, 0.007M, 0.01M$ とする。棒状不安定後十分な時間が経過した $t = t_{\text{BH}}$ にBHを円盤中心に加え、時間とともに質量( $M_*$ )を断熱的に増加させる。

$$M_*(t) = \begin{cases} M_{\text{BH}} \tau^2(3-2\tau), & 0 \leq \tau < 1, \\ M_{\text{BH}}, & \tau \geq 1, \end{cases} \quad (2)$$

ここで、 $\tau = (t - t_{\text{BH}})/t_{\text{grow}}$ で、 $t_{\text{grow}}$ はBHの質量がゼロから $M_{\text{BH}}$ になるまでの時間を表す。単位系は $G = M = h = 1$ とする。ここで、 $G$ は万有引力定数である。これを $h = 3.5 \text{ kpc}$ 、 $M = 5.6 \times 10^{10} M_\odot$ として我々の銀河系に換算すると、時間と速度の単位はそれぞれ $1.31 \times 10^7$ 年と $262 \text{ km s}^{-1}$ になる。なお、 $t_{\text{BH}} = 300$ 、 $t_{\text{grow}} = 100$ とする。この $t_{\text{grow}}$ の値は、 $t_{\text{BH}} = 300$ での棒状構造の回転速度の約3.4倍になっている。

計算はGRAPE-5上でツリー法で行い、力とポテンシャルは4重極項まで展開して求め、opening angleは $\theta = 0.6$ とする。重力はPlummer softeningで計算し、そのsoftening lengthは0.04である。

## 議論

図1と図2から、BH質量が円盤質量の約1%であれば、十分に短い時間スケールで棒状構造は消失することがわかる。BH質量が円盤質量の0.5%であっても、完全に棒状構造を破壊できないが、かなりの程度まで破壊できることもわかる。図3から、BHが与えた質量まで成長した後、棒状構造の振幅が大き雑に $\exp(-t/\tau_{\text{BH}})$ のように指数関数的に減少している。この棒状構造の振幅の時間に対する傾きが $\tau_{\text{BH}}$ を求めると、 $M_{\text{BH}} = 0.001, 0.003, 0.005, 0.007, 0.01$ に対してそれぞれ $3.3 \times 10^{10}$ 年、 $1.4 \times 10^{10}$ 年、 $6.5 \times 10^9$ 年、 $1.9 \times 10^9$ 年、 $2.0 \times 10^9$ 年のようになる。したがって、円盤質量の0.5%のBH質量であれば、最終的にはハッブル時間以内で棒状構造を消失させる可能性がある。この質量は、 $10^8 M_\odot$ 程度であり、近傍の渦状銀河から観測的に得られている最大のBH質量より小さい。事実、NGC 4594 (Sa型)の中心には $10^9 M_\odot$ 程度のBHが存在していることが推測されている。このように、棒状構造は円盤中心の大質量BHによってそれほど頻繁に壊されるわけではないが、このような大質量BHによる棒状構造消失という現象は現実の宇宙で起こり得るものである。

これまでの数値計算では、棒状構造消失後にバルジ状の構造が形成されたことが報告されている(Norman et al. 1996; Shen & Sellwood 2004)。しかし、図1からわかるように、今回のモデルでは棒状構造消失後に際立ったバルジ状の構造は形成されていない。

棒状構造消失後の銀河円盤の構造を図4に示す。我々の銀河では、半径方向の速度分散の2乗( $\sigma_r^2$ )は、円盤の表面密度( $\mu$ )に比例することが観測から得られている(Lewis & Freeman 1989)。一方、われわれの数値計算でも $\mu$ と $\sigma_r^2$ は、それぞれ、 $3 \leq r \leq 7$ の範囲で $\mu \propto \exp(-0.5r)$ と $\sigma_r^2 \propto \exp(-0.03r)$ のように近似することができる。その結果、 $\sigma_r^2$ と $\mu$ との関係は $\sigma_r^2 \propto \mu^{0.12}$ が得られ、円盤の構造は大きく異なる。銀河円盤は棒状不安定によって $\sigma_r$ が全体に大きくなるが、棒状構造消失の過程では $\sigma_r$ はあまり増大せず、それほど銀河円盤を熱くすることはない。そして、棒状構造が消失した円盤の指数関数のスケール長は初期円盤の約2倍大きくなっている。これらの棒状構造が消失した円盤の構造的特徴は、生まれつき棒状構造がない銀河と棒状構造が消失した銀河を観測的に区別する手段として有効であると考えられる。

## 参考文献

- Hernquist, L. 1990, ApJ, 356, 359
- Hernquist, L. 1993, ApJS, 86, 389
- Hozumi, S., & Hernquist, L. 2004, PASI, submitted
- Kormendy, J., & Gebhardt, K. 2001, in AIP Conf. Proc., Vol. 586, 363
- Lewis, J., & Freeman, K. C. 1989, AJ, 97, 139
- Norman, C.A., Sellwood, J.A., & Hasan, H. 1996, ApJ, 462, 114
- Shen, J., & Sellwood, J.A. 2004, ApJ, 604, 614

## 結果

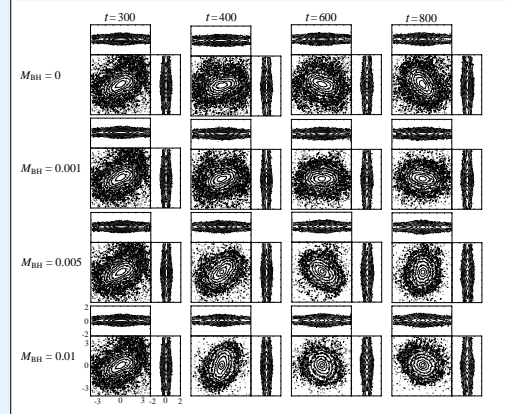


図1: ブラックホール ( $M_{\text{BH}} = 0, 0.001, 0.005, 0.01$ )を加えた後の棒状構造のface-onとedge-onの密度分布の時間進化。ブラックホールの成長は $t = 300$ に始まり、 $t = 400$ で与えた質量に達する。棒状構造の回転方向は反時計向きである。

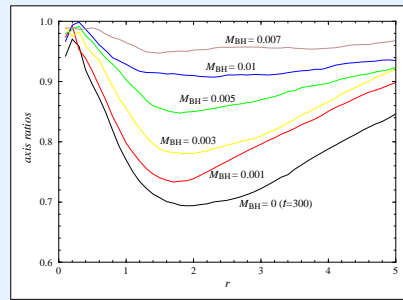


図2: 各ブラックホール質量に対する計算終了時 ( $t = 800$ )における棒状構造の半径ごとの軸比。  $M_{\text{BH}} = 0$ では、軸比はブラックホールを加える直前の $t = 300$ で計算したものの。

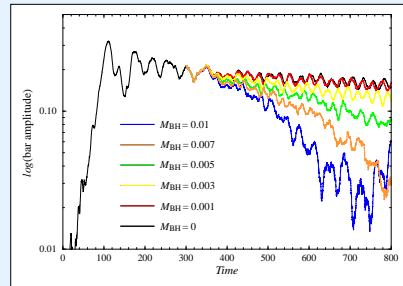


図3: 各ブラックホールモデルに対する棒状構造の振幅の時間進化 (ブラックホールのないモデルも含む)。ブラックホールは $t = 300$ に加え、 $t = 400$ で与えた質量まで成長する。棒状構造の振幅は時間とともに指数関数的に減衰し、その減衰の割合はブラックホール質量の増大とともに大きくなる。

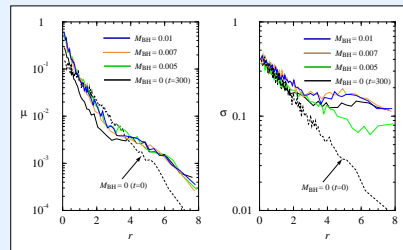


図4: 棒状構造がほとんど消失した円盤の表面密度分布(a)と、半径方向の速度分散分布(b)。破線は $t = 0$ 、黒の曲線は $t = 300$ でブラックホールを付加する直前であり、青、オレンジ、緑の曲線は $t = 800$ の計算終了時を示す。 $t = 300$ と $t = 800$ における値はブラックホールの長軸に沿って計算したものである。

## まとめ

1. 棒状構造は円盤中心の大質量BHによって消失させることができる。その際の棒状構造の振幅はBHが断熱的に成長したあと時間とともに指数関数的に減少する。その棒状構造の振幅の減衰率は、BH質量の増大とともに大きくなる。
2. 棒状構造が現在までに消失するのに必要な最小のBH質量は、円盤質量の1%程度であり、これは、典型的な円盤銀河では $10^9 M_\odot$ 程度となる。しかし、円盤質量の0.5%のBHであっても棒状構造をかなり丸くすることができる。棒状構造消失に必要な最小のBH質量は、観測から得られた円盤銀河の最大のBH質量より小さいので、この棒状構造の消失は現実の宇宙で起こり得るものである。
3. 棒状構造消失の過程においては円盤はそれほど熱くならない。しかし、棒状構造が棒状不安定によって形成される際円盤は大きく加熱され、すべての半径において $\sigma_r$ が非常に大きくなるので、棒状構造が消失した円盤銀河は非常に大きな $\sigma_r$ 分布を持つ。
4. 我々の銀河で得られた $\sigma_r^2 \propto \mu$ という関係は、棒状構造が消失した銀河には当てはまらず、それらは、 $\sigma_r^2 \propto \mu^{0.12}$ という関係を持つ。さらに、棒状構造が消失した銀河のスケール長は、初期円盤の2倍程度大きくなっている。
5. 生まれつき棒状構造がない銀河と中心の大質量BHによって棒状構造が消失した銀河とは、円盤のスケール長や半径方向の速度分散の分布のような構造的特徴から観測的に区別できると考えられる。
6. 棒状構造消失後に際立ったバルジの形成は見られない。