

三次元の一般相対論的電磁流体力学 (GRMHD) シミュレーションによる 降着する回転ブラックホールのジェットと磁場の幾何について

伊地知 翔真 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

回転していて磁場を持つコンパクト天体やその降着円盤は強いトロイダル磁場をつくり、非常に磁化したプラズマを相対論的ジェットに変える。重要なのは、ジェットの形成プロセス自身は non-dipolar 磁場に対して不安定であることだ。三次元の一般相対論的電磁流体力学 (GRMHD) シミュレーションをつくり、dipolar (二極) / quadrupolar (四極) 磁場の降着におけるジェット形成プロセスや成長の安定性を見た。dipolar モデルでは、強い非対称的なディスク乱流にも関わらず、生成されたジェットは 10^3 重力半径で角度はおおよそ $\theta \sim 10^\circ$ まで絞られ、Lorentz 因子は $\Gamma \sim 10$ まで達しており、重要な崩壊や消失は見られなかった。逆に quadrupolar モデルでは、定常的で相対論的なジェット ($\Gamma \geq 3$) は作られなかった。このように、降着する磁場の幾何が相対論的ジェット形成の重要な役割を行うことを議論していく。

1 Introduction

最初の宇宙論的ジェットは 1917 年、HeberCurtis によって発見された M87 のジェットである。このジェットは活動銀河核の中で最もよく研究されたジェットであり、その構造は重力半径の 10 倍まで観測されている。今までに多くの活動銀河核/ブレイザーや中性子星、ブラックホール (BH) X 線連星系や Herbig-Haro objects、さらにはガンマ線バースト等でジェットが見つかっている。しかし、ジェットがどのように加速・一直線状になるかや、どのように周りの物質を降着させているかを説明するのは困難である。ジェットの研究は、系の環境によって問題が複雑化するからである。

最もよく使われているジェットの理論によると、強い磁場の元となる磁気回転乱流が降着を起こす [Balbus & Hawley (1998)] ことで、この強いトロイダル磁場が磁化した降着円盤を通して、ジェットを加速・一直線上に絞っている [Lynden-Bell (1969); Blandford & Rees (1974); Lovelace (1976); Blandford & Znajek (1977)] と言われている。本質的に重要なのは、この磁場の理論が、観測されているジェットの構造や安定性を説明できるかにある。

現実のジェットでは解析的なアプローチは困難であるため、観測 [e.g., Worrall et al. (2007)] や実験

[e.g., Ciardi et al. (2009)] と、理論とを比較することは難しい。そのため、磁気流体力学 (MHD) シミュレーションが現実のジェットモデルの研究に有用であると言える。特に、ディスクの乱流や、異なった幾何の大局的な磁場によるジェットの形成過程を調べるには、大局的なシミュレーションが必要である。そこで、今回は大局的スケールにおける完全な 3D の一般相対論的 (GR) MHD シミュレーションを行った。

2 Numerical Model

各パラメータは比較を容易にするため先行研究 [McKinney (2006)] に従い、トーラス最大圧力半径 $r = 12M$ (光速 $c = 1$ 、重力定数 $G = 1$ とし、 M は BH 質量を表す)、内縁を $r = 6M$ 、断熱係数を $\gamma = 4/3$ 、そしてディスクの厚みを $\delta\theta \sim \pm 0.3^\circ$ とした。BHspin は、ディスクの厚みと spin 平衡 ($a \geq 0.4M$) を満たすよう $a = 0.92M$ と決めた [McKinney & Gammie (2004)]。また、ディスクは赤道面内にあるとする。

基準のモデルでは、球座標を用い解像度は $r \times \theta \times \phi = 256 \times 128 \times 32$ とした。範囲は $0 \leq \phi \leq 2\pi$ とし、極で途切れないように $0 \leq \theta \leq 2\pi$ と定めた。

磁場の幾何には、dipolar (二極) / quadrupolar (四極) の磁場の二種類を用意した。dipolar モデルはジェットシミュレーションモデルで最もよく用いられている。quadrupolar モデルは、dipolar モデルを用いて、ベクトルポテンシャルの ϕ 成分を以下のように定義した。

$$A_{\text{quadrupole}} = A_{\text{dipole}} \cos \theta \quad (1)$$

$$A_{\text{dipole}} = \frac{1}{2} \{ (r + r_0)^\nu f_- + 2M f_+ [1 - \ln(f_+)] \} \quad (2)$$

ただし $f_- = 1 - \cos^\mu \theta$, $f_+ = 1 + \cos^\mu \theta$, $\nu = \frac{3}{4}$, $\mu = 4$, $r_0 = 4$ とし、 $\theta > \frac{\pi}{2}$ では $\theta \rightarrow \pi - \theta$ とする。先行研究での GRMHD シミュレーションでは、初めの multi-polar 磁場の次数が重要であり、特に一旦準安定状態が達成されればモデルのパラメータ値は重要でなくなる。

シミュレーションを行う領域は、Lorentz factor が端で $\Gamma \sim 10$ となるように、一辺 $1000M$ の立方体とした [Tchekhovskoy et al. (2008)]。また、シミュレーションの計算時間は $t = 5000M$ とした (トラス内縁で 50 回転に相当)。これは、ジェットが領域の端に届くのが $t = 5000M$ であるためで、以下では $t \sim 4000M$ の状態を考察した。また質量降着率やエネルギー、角運動量は $t \sim 3000M$ からは $r \sim 10M$ までほぼ一定 (準安定状態) とした。

3 Results

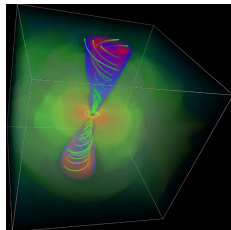


図 1: dipolar モデルのジェット; 中心の領域 $\pm 100M$ の立方体領域。黄色は BH と降着円盤の等圧力面、オレンジ色は外側のディスク、黄緑色は降着円盤の風を表す。 $\Gamma \leq 4$ の相対論的ジェットは赤色 (境界は青色) で、磁場は緑色の曲線で表されている。

まず dipolar 磁場の 3D シミュレーションにより得られたジェットの BH 近傍の画像を図 1 に示す。このように基準の dipolar モデルでは、非対称な乱流にも関わらず、磁化したジェットは両極から発射されている [BZ 効果, Blandford & Znajek (1977)]。それぞれの極のジェットは一定の電磁場ルミノシティ $L \approx 0.01 \dot{M} c^2$ を持ち、この値は先行研究の 2D シミュレーションの、高解像度の時の結果と同じであった [McKinney (2006); McKinney & Gammie (2004)]。

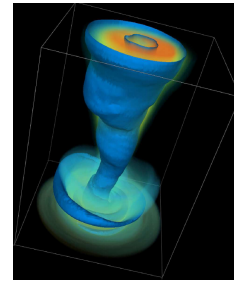


図 2: dipolar モデルのジェット; $z \sim 1000M$ までの large scale、片側のみ。青緑色はディスクの外側とその風、青の等値面はジェットの外・内側の境界で、それらに挟まれたオレンジ色が $\Gamma \leq 10$ の相対論的ジェットを表している。

次に図 2 は、先ほどの dipolar 磁場によるジェット図 1 を縮小して $z \sim 1000M$ までの large scale で片側のみを見たものである。ジェットは $\theta \approx 10^\circ$ に絞られており、 $z = 1000M$ までほぼ安定で、 $\Gamma \sim 5 - 10$ まで達していた。ディスクの乱流による摂動以上の成長は示さず、これがジェット構造の起源のようだ。

一方 quadrupolar モデルについて、先行研究での 2D シミュレーションでは multi-polar モデルにおいてはジェットは現れなかった [McKinney & Gammie (2004); McKinney & Narayan (2007); Beckwith et al. (2008)] が、今回の 3D シミュレーションでも、quadrupolar モデルによる強いジェットは現れず、赤道面の対称性が崩れた。これは、quadrupolar 磁場ではコロナの極場は常に降着・排出しており、上下に噴出する時間が無く、超相対論的 ($\Gamma \geq 3$) なジェットを生成することができなかったためと思われる。

4 Discussion

以上より、BH まわりの dipolar 磁場は磁化した相対論的ジェットを作ることができ、 $z = 1000M$ まで目立った消失や拡散も起こらなかった。一方 quadrupolar モデルでは弱い乱流、極も磁化されず、相対論的なジェットは見られなかった。この研究と先行研究から言えるのは、超相対論的ジェットをつくるには少なくとも、 $a \geq 0.4M$ で回転する BH と、dipolar 磁場が必要である。

この結果は様々な観測を説明できる。例えば、FRI/FRII system の違いを説明できる。FRI は豊富な星間物質に囲まれており、両極が非相対論的で、中心から散逸的な放出がある。FRII はほとんど物質には囲まれておらず、片極が超相対論的で、放射ローブまで強力なほとんど消失しない放射が出ている [Owen & Ledlow (1994)]。これらの系の違いは、磁場の multi-polar 構造と関連している。FRII は BH によって作られ、周りの物質を貫くことができるが、FRI はより広く散逸的な磁化乱流円盤 ($\Gamma \leq 3$) によって作られたものであり、容易に同期し減速・消失してしまう。動径方向にある (弓やこぶ型の) 構造は、降着方法が dipole から multi-pole へ移り変わることで起こる。M87 では、放出を作るゆっくりとした散逸的な円盤風が数 parsec 以内に相対論的な暗いとげとしてあるかもしれない [Kovalev et al. (2007)]。いて座 A* では、様々な星間物質が主に非 dipolar 磁場による降着を形成しているので、ジェットは現れないであろう [Nayakshin (Cuadra & Springel)]。X 線連星系では、low-hard 状態でのジェットは dipolar 磁場によって作られたものであり降着率は低く [Igumenshchev (Narayan & Abramowicz)]、中間の soft 状態は multi-polar 磁場を含んでおり、hard-soft 間の遷移による過渡的なジェットは dipolar 成分の消失によって起こりうる。ガンマ線バーストでは、超相対論的ジェットを作るために強い dipolar 磁場を保つための対称的で整った BH 円盤が必要であるといえる。

このシミュレーションでまだ考慮すべきものは、磁場の他の幾何や円盤の粘性、高解像度にした時の効果等が挙げられる。将来の研究テーマとしては、このシミュレーションと同じように、ジェットを出している BH まわりの降着円盤を GRMHD シミュレーショ

ンで解き、実際の BH の可視化を目指して研究していきたい。

Reference

- McKinney J.C., & Blandford R.D., 2009, MNRAS
 Balbus S.A., & Hawley J.F., 1998, Rev.Mod.Phys.
 Lynden-Bell D., 1969, Nat
 Blandford R.D., & Rees M.J., 1974, MNRAS
 Lovelace R.V.E., 1976, Nat
 Blandford R.D., & Znajek R.L., 1977, MNRAS
 Worrall D.M., et al., 2007, MNRAS
 Ciardi A., et al., 2009, ApJ
 McKinney J.C., 2006, MNRAS
 McKinney J.C., & Gammie C.F., 2004, ApJ
 Tchekhovskoy A., McKinney J.C., Narayan R., 2008, MNRAS
 McKinney, & Narayan R., 2007, MNRAS
 Beckwith K., Hawley J.F., Krolik J.H., 2008, ApJ
 Owen F.N., & Ledlow M.J., et al., 1994, Astron.Soc.Pac.
 Kovalev Y.Y., et al, 2007, ApJ
 Nayakshin S., Cuadra J., & Springel V., 2007, MNRAS
 Igumenshchev I.V., Narayan R., & Abramowicz M.A., 2003, ApJ