

ブラックホール降着円盤の大局的 3 次元磁気流体シミュレーション

町田 真美

〈国立天文台理論研究部 〒181-8588 東京都三鷹市大沢 2-21-1〉

〈学術振興会特別研究員 PD〉

e-mail: mami@th.nao.ac.jp

ブラックホール候補天体の活動性の起源である降着円盤について調べるために、降着円盤全体を含む大局的な 3 次元磁気流体シミュレーションを行いました。その結果、たとえ最初は弱い磁場であっても、磁気回転不安定性によって磁場は増幅されること、磁場がある程度まで強くなると一定の値に維持されること、磁場から作られる乱流によって角運動量を失ったガスは中心天体に落ち込むことが示されました。さらに、白鳥座 X-1 など観測される X 線光度の時間対称的な増光と減光 (X 線ショット) は降着円盤内縁付近で生じる磁気再結合によって説明できそうであることがわかりました。

1. はじめに

活動銀河中心核、クェーサーなどの活動銀河中心核や、マイクロクェーサーや X 線連星などの銀河系内のブラックホール候補天体からは非常に大きなエネルギーが放射されています。例えば、クェーサーからは、太陽系程度の大きさ (10^{13} m) の領域から 10^{39} W のパワーが放出されており、これは通常銀河が単位時間あたりに放出する全エネルギーの数百から千倍程度になります。このように狭い領域から放射された非常に大きなエネルギーは、ブラックホールに回転しながら落ち込むガスが解放する重力エネルギーを源としていと考えられています¹⁾。ブラックホールに回転しながら落下するガスは円盤形状になるため、降着していくガスの作る天体を降着円盤と呼びます。最初に提唱された降着円盤モデルは、クェーサーのエネルギー源を説明するためのものでし

た。しかしその後の研究により、生まれたての星 (原始星) や X 線連星、そして普通の銀河であるわれわれの天の川銀河にも中心天体と降着円盤のセットが存在することがわかり、降着円盤は宇宙に存在するごく普通の天体であることがわかってきました。

2. 降着の起源は？

ところで、降着円盤には重大な謎が存在しています。それは、回転しているガスを中心に降着させるための摩擦力 (粘性) の起源です。回転しているガスの重力と遠心力が釣り合ったままだとガスは中心に落ち込むことができません。そのようなガスが中心に落下するためには、角運動量を減らして遠心力を小さくしていく必要があります。標準降着円盤理論では角運動量の輸送しやすさを表すパラメーター α^* を導入しています²⁾。このとき粘性の起源として降着円盤内部の磁場を伴っ

¹⁾ 標準降着円盤理論では、降着円盤内の乱流が粘性の起源であると考えます。このとき、粘性の大きさはガス圧に比例すると仮定し、その比例係数を α と置きます。

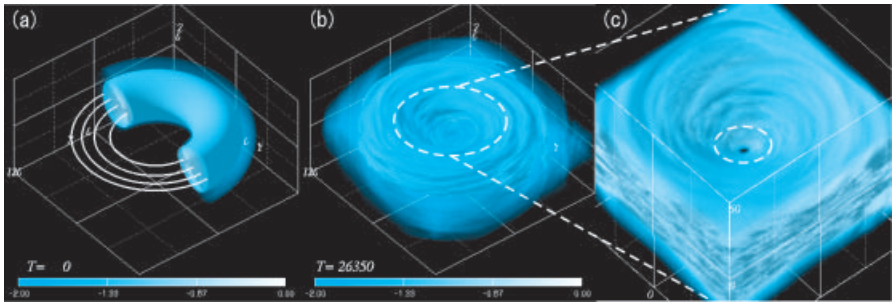


図 1 降着円盤の密度構造を示しています。青い等値面は対数表示した密度分布です。(a) 初期密度分布と磁力線(白線)を示しています。計算領域は $-120 r_g < x, y < 120 r_g, -70 r_g < z < 70 r_g$ です。(b) 計算単位時間で時刻 $T=26,350$ での降着円盤の全体図で、表示領域は (a) と同じです。ガスが角運動量を外向きに輸送して中心天体に落ち込んでいる様子を示しています。(c) (b) と同じ時刻の拡大図 ($60 r_g$) です。降着円盤の内部が見えるように断面を切っており、降着円盤の内部は乱流状態になっていることがわかります。内側の白い破線は $10 r_g$ を示しています。

た乱流(磁気乱流)が想定されていましたが、磁気乱流の生成・維持機構は明らかになっていませんでした。突破口を開いたのは Balbus と Hawley による磁気回転不安定性の発見です³⁾。その後行われた降着円盤の一部分を取り出した局所的な 3 次元磁気流体シミュレーションは、磁気回転不安定性が磁気乱流を生成し角運動量輸送の起源となりうることを示しました^{4), 5)}。しかし、円盤の一部を取り出す局所計算には、計算結果がシミュレーションの計算領域に依存してしまうという欠

点があります。そこで筆者らは局所計算とは相補的な、降着円盤全体を計算領域に含む大局的な 3 次元の磁気流体シミュレーションを行いました。「降着円盤内部の磁気エネルギーの時間進化はどうなっているのか、また磁場によって効率的にガスが落ち込んでいくのか」を明らかにすることが本研究の目的です。

3. 数値計算のモデル

数値計算の初期モデルとして、重力、遠心力、

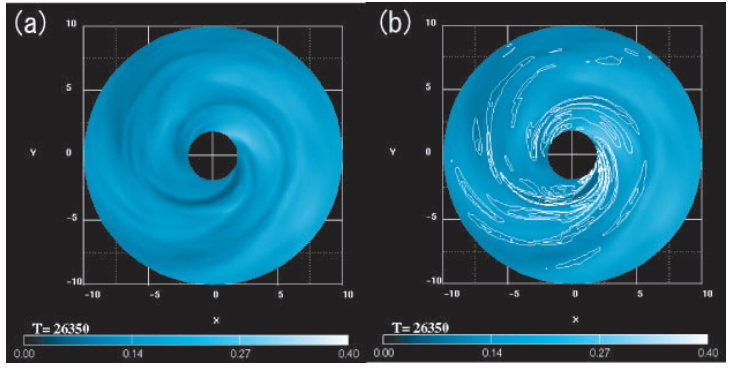


図 2 $10 r_g$ より内側の領域の赤道面密度と磁場構造を示した図です。白っぽいところが密度が高いところです。(a) 赤道面の密度分布を表示した図です。密度の濃い部分と薄い部分とで渦状の構造をしているのがわかります。高密度のところを渦状腕と呼びます。(b) 白線は磁場強度の等値線を表しています。(a) の図に磁場強度の等値線を重ねて表示した図です。強磁場領域は密度の低い渦状腕の縁に沿って分布しています。

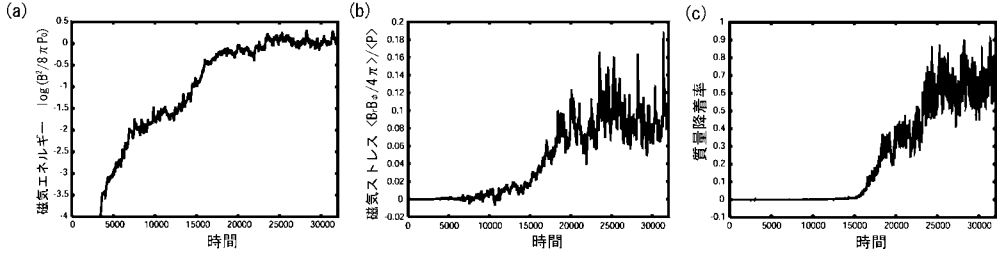


図 3 (a) 磁気エネルギーの時間発展のグラフです. (b) α_B の比を表しています. (c) 半径 $r=2.5 r_g$ で測定した質量降着率の時間発展のグラフです. (a), (b) では, $4 r_g < r < 10 r_g, 0 < z < 1 r_g$ の間の値の平均をとっています.

ガス圧勾配力, ローレンツ力のすべてが釣り合った角運動量一定のドーナツ型をしたガス分布を仮定しています. このガス円盤は, 半径 $50 r_g$ (r_g はシュバルツシルト半径: 10 太陽質量のブラックホールの場合 $1 r_g$ は約 30 km) で圧力が最大となるような角運動量をもち, 半径 $50 r_g$ で磁気圧がガス圧の 100 分の 1 になる弱い方位角方向磁場をもっています (図 1a). 数値計算には円筒座標系を用い, 磁気流体力学の基礎方程式を修正 Lax-Wendroff 法と呼ばれる方法を用いて差分化して物理量の時間進化を追跡しました*2. この計算では降着円盤の自己重力は無視し, ガスからの輻射冷却も無視しています. また, ガスは光学的に薄い (遠くを見渡せる), 密度の低い状態を考えてい

ます⁶⁾.

4. 角運動量輸送と磁気回転不安定性

図 1b は計算単位時間 $T=26,350$ での降着円盤の全体図です. 中心のブラックホールが 10 太陽質量であるとする, $T=10,000$ は実時間にして約 1 秒にあたります. この図から, 初期に釣り合った状態であったガスは, 効率的に角運動量を外向きに輸送して中心に落ち込み, 降着円盤を形成することがわかります. この図を見ていると, 降着円盤はまるで台風のような形をしているという感想をもたれるのではないかと思います. 実際には異なる性質の物理現象なのですが, 活動を維持するために必要なさまざまな機構の一つとし

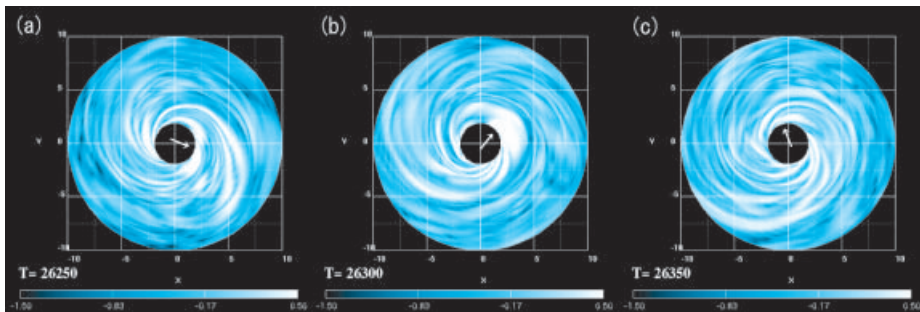


図 4 対数表示した赤道面の電流密度分布の図です. (a), (b), (c) はそれぞれ計算単位時間で $T=26,250, 26,300, 26,350$ の時刻になります. それぞれの図の白い矢印は強電流領域が移動していく様子を示しています.

*2 この計算では, ガス密度 ρ_0 , シュバルツシルト半径 r_g , 光速 c (秒速 30 万 km) で規格化した物理量を用いています. 中心のブラックホール質量が 10 太陽質量であるとした場合, r_g は約 30 万 km になります. さらに, ガス密度を $\rho_0 = 10^{-5} \text{ kg m}^{-3}$ と仮定すると, 磁場強度は $B_0=300 \text{ T}$, 電流密度は $J_0=3.3 \times 10^{-6} \text{ Am}^{-2}$ に相当します.

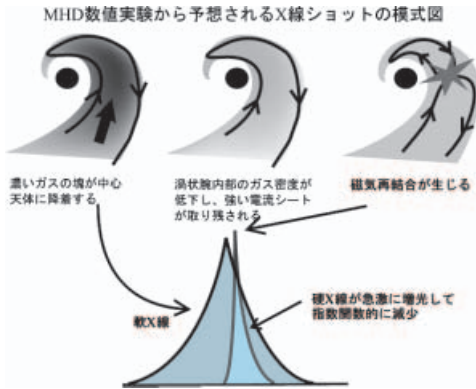


図 5 (上段) 数值計算から示唆された、降着円盤にガスが吸い込まれ磁気再結合が生じるまでを示す模式図。(下段) 一連の過程で放出される X 線の時間進化の模式図。

て、摩擦(粘性)が重要であるという点は同じです。図 1c は降着円盤の内部が見えるように図 1b の白い破線内を拡大した図です。降着円盤の断面はガスの濃いところと薄いところがまだらになっていて、内部は乱流状態になっていることがわかります。図 2 は図 1c に描かれた白い破線の内部 ($10 r_g$ より内側) の赤道面の密度分布を表しています。図 2b の白線は、磁場強度の等値線を表しています。図 1c で見たように、降着円盤ガスは乱流状態になっていますが、中心天体近傍を見ると密度の高低で渦のような腕構造(渦状密度構造)が形成されていることがわかります。また、磁場はガス密度が高い腕の部分ではなく、腕の周りの密度の低い領域に集まっていることがわかります。密度の高いガス塊は、磁場をひきずって(ゴム紐の真ん中をひっぱるような状態)中心に落ち込んでいきます。図 2b の白線は磁場強度を表しているので、この図から磁場の向きまではわかりませんが、磁場は渦状腕をは挟んでそろった構造(双対称渦状磁場)をしています。図 3 に降着円盤内部の磁気エネルギー、動径方向磁場と方位角方向磁場の積(磁気応力)とガス圧力の比 α_B (いわゆる角運動量輸送パラメーター α に対応)、質量降着率の時間進化のグラフを示します。図 3a, b は

$4 r_g < r < 10 r_g$, $0 < z < 1 r_g$ でくりぬいた円筒状の領域の物理量を平均した値です。また、図 3c は半径 $2.5 r_g$ で計算した質量降着率です。はじめは弱い磁場しかもっていないガス円盤の中で磁気回転不安定性が成長して円盤内部が磁気乱流状態になるために、ガスは角運動量を失います。その結果、弱い磁場をもったガスが角運動量を失って中心に降着していきます。ガスと一緒に降着していく弱い磁場もまた、磁気回転不安定性によって成長するため、初期には磁場をもたなかった領域でも磁場が指数関数的に増加します。磁気圧がガス圧の 10 分の 1 程度になるまで磁場が強められ、磁場強度は円盤内縁で数百回転の間維持されます。また図 3b より、磁気応力とガス圧の比 α_B は平均的には 0.1 くらいで一定になっていることがわかります。図 3c を見ると、 α_B が一定の値を示すようになると、質量降着もほぼ一定になることがわかります。これらの値は平均的には一定の値を保っていますが、短い時間で考えると非常に激しい時間変動をしています。

5. 中心天体近傍での活動性

次に中心天体近傍の電流密度分布を見てみましょう(図 4)。最初に目につくのは、電流が強い領域が細長い構造(フィラメント構造)をしている点でしょう。密度が高い領域が太い腕のような形を作り、その数が少く、渦状構造をしています(図 2)ガス密度分布とは随分異なった印象を与えます。図 2b で見たように、円盤内部はガス腕に沿った大局的な磁場構造をしています。狭い領域で見ると磁気乱流状態になっているため、至る所で電流が流れています。そのため、細長いフィラメント構造が形成されます。これらの電流フィラメントの中に磁気エネルギーは蓄えられています。蓄えられた磁気エネルギーは磁気再結合(磁気再結合に関してはさまざまな解説記事がありますので、そちらを参照してください)によって随時解放されています。図 4 の矢印はある強電流

領域の移動の様子を示しています。矢印の指している場所の色の濃さが変わっていることから、この領域では 100 計算単位時間（10 太陽質量のブラックホールの場合 10 ミリ秒）で電流密度が急激に増減しているのがわかります。磁気再結合が生じて磁気エネルギーが解放されると電流密度は小さくなります。したがって、図 4 の急激な電流密度の増減は、この領域で磁気再結合が起こったことを示しています。

降着円盤において、磁気エネルギーの蓄積と質量降着の間には密接な関係があります。図 5 の上段の図は質量降着とその後に起きる磁気再結合によって磁場のエネルギーが解放される状況を模式的に示した図です。降着円盤は、太陽系の惑星運動などと同様に、内側が速く回転している差動回転をしています。そのためガスが中心天体に落ち込むときに、落ちていくガスの先端は、さらに速く落下していきます。これによって、ガス塊が引き伸ばされて渦状密度分布を形成します（図 5 左上）。このときガスは磁場を凍結しながら中心に落ち込むため、密度の高いガス腕に沿って、反対向きの磁場が形成されます。この過程で紙面に垂直方向の電流が流れ、密度の高いガス腕の中には、強い電流フィラメントが形成されます。密度の高いガスの塊が中心天体に吸い込まれると、電流フィラメント内部の密度は下がります（図 5 中央上）。電流密度が高くてガス密度が低い状態は磁気再結合が発生しやすい状態であるため、磁気再結合が起こります（図 5 右上）。この磁気再結合によって電流フィラメントに蓄えられていた磁気エネルギーは熱エネルギーと運動エネルギーに変換されます。その結果、図 4 で見るような電流密度の急激な増減が生じます。図 6（表紙）は図 1c の白い破線の中を拡大した数値シミュレーション結果で、密度の濃い渦状腕が中心天体に吸い込まれていくところを示した図です。高い密度をオレンジの等値面で表しています。青→緑→黄色の濃淡は図 2 同様の赤道面の密度分布を示していて、

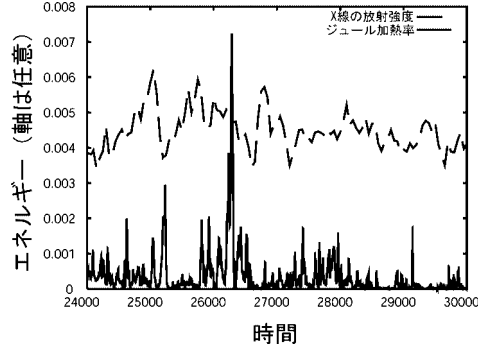


図 7 数値シミュレーションから求めた X 線強度の時間発展と磁気再結合に伴う加熱の時間変化を示した図です。

赤い線が磁力線を表しています。図 6a が図 5 左上の状態で図 6b はガスが吸い込まれて磁気再結合が終了した図 5 右上の状態に対応しています。密度構造がわかりやすいように図 4 とは見ている方向が異なりますが、図中に示してある矢印は図 4 の矢印と同じ位置を指し示しています。図 6a の時刻に中心付近にあった密度の高い塊（オレンジの等値面）が図 6b の時刻には中心天体に吸い込まれて渦状腕が希薄になっていることがわかります。

質量降着と磁気エネルギー増減の関係を踏まえて図 3 を見返すと、質量降着率が上昇すると磁気エネルギーも大きくなり、質量降着率が下がると磁気エネルギーも小さくなっていることがわかります。また、質量降着率の時間変動（図 3c）からだいたい 2,500–3,000 程度の大きな周期があることがわかります。この周期は初期のガス分布で圧力最大になる $50 r_g$ でのケプラー回転周期とほぼ等しくなっています。ここでは降着円盤モデルの詳細には触れていませんが、内側は放射を無視した光学的に薄い降着円盤で、外側は光学的に厚い標準円盤であると仮定しています。大規模な質量降着の周期は、これらの円盤の境界がどの半径にあるかによって決まっているのではないかと考えられます。

6. 観測との比較

ここまでは数値実験結果の説明でしたが、最後に観測との比較について少々触れたいと思います。本研究の数値シミュレーションは中心天体が10太陽質量とすると、実時間にして約3秒間という（本研究以前のシミュレーションからすると）長い時間を追っていることになるため、実際の観測と比較して見る事ができます。銀河系内ブラックホール候補天体である白鳥座 X-1 からは、数百ミリ秒程度で生じる X 線ショットという現象が観測されています^{9), 10)}。この現象は X 線光度が数十百ミリ秒で指数関数的に増光し、その後数十ミリ秒で急激に減光する現象です。X 線ショットは波長の長い X 線（軟 X 線）がエネルギーの半分以上を担っています。X 線ショットの特徴の一つは X 線ショットが始まると、波長の短い X 線（硬 X 線）の割合が徐々に数%少なくなり、X 線光度のピークで突然硬 X 線の割合が数%増加することです。X 線光度の急激な変化を説明できる現象はそんなに数多くはありません。硬 X 線の短時間変動は磁気再結合で生じる特徴の一つですから、X 線ショットと磁気再結合には何らかの関係があると考えられます。

すでに紹介したように、筆者らのシミュレーションからは、中心天体近傍で大きな磁気再結合が発生することが示されています。前述した中心近傍での磁気再結合が X 線ショットの発生機構ではないかと考えて、降着円盤からの放射と磁気再結合によるジュール加熱率の時間進化を比較して見たものが、図7です。実線はジュール加熱率、破線が波長の長い X 線（軟 X 線）の光度を表しています。この図からガスによって発生する軟 X 線光度が増減光したのち、大きな磁気再結合が生じていることがわかります。この時間間隔は実時間にすると 200 ミリ秒程度で、これは質量降着の時間間隔とほぼ同程度です。この数値実験は磁気再結合を考える数値実験ではないため、磁気再結

合によって解放された磁気エネルギーが熱エネルギーに変換される過程は近似して取り扱っています。そのため、ジュール加熱率の増減の後の軟 X 線光度の増光が見られませんが、実際には磁気再結合により加熱されたガスが軟 X 線を放射します。

図5下の図は本数値シミュレーションの結果から予想される X 線ショットの発生機構の模式図を表しています。図5での磁気再結合と質量降着の関係の説明の繰り返しになりますが、X 線の発生に目を向けて、もう一度中心近傍での磁気再結合について考えてみましょう。最初にガスの塊が磁場をひきずりながら中心に落ち込みます。このとき、磁場はガス塊の作る渦状構造に沿って反対向きの磁場を作るため、ガス塊は非常に強い電流フィラメント構造を作ります。ガスの塊が中心に吸い込まれるときに、圧縮されて高温になり軟 X 線を放出します。ガス塊の本体が中心に吸い込まれると軟 X 線は減少します。と同時に電流フィラメントは希薄になるため、磁気再結合が生じ硬 X 線が発生します。この磁気再結合によって解放された磁気エネルギーの一部が熱エネルギーになるために、さらに希薄なガスを加熱して軟 X 線を放出します。ピーク前とピークの後では、時間対称的な変化をしているように見えますが、X 線ショットのピーク後の振舞いは非常に複雑な成分の重ね合わせによって構成されていると考えられています。このように考えると X 線ショットの発生を説明できます。

7. ま と め

本稿では、降着円盤の質量降着を担う磁場にスポットをあてました。降着円盤の質量降着は磁場によって作られる乱流が担っていることを示しました。さらに中心天体近傍では磁気再結合が生じていることも示しました。また、実際に観測されている現象として、X 線ショットを取り上げ質量降着と磁場によって生じる、磁気再結合で説明で

きることを示しました。

謝 辞

この研究は、筆者の博士論文であり、指導教官である松元亮治教授（千葉大学）には多大なご指導をいただきました。また、宮路茂樹助教授（千葉大学）、嶺重 慎教授、柴田一成教授（京都大学）、中村賢仁助教授（松江高専）をはじめ、千葉大学宇宙物理学研究室の方々ほか、多くの方々にご助力、ご助言をいただきました。この場を借りて御礼申し上げます。また、本稿執筆にあたり、藤田 裕上級研究員（国立天文台）から多数の貴重なご助言をいただきました。ありがとうございます。数値計算は国立天文台データ解析計算センター共同利用 VPP5000で行っています。本研究のように観測との比較できるほどの長時間の計算は国立天文台のスーパーコンピューターを使用できたからです。感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) Kato S., Fukue J., Mineshige S., 1998, Black-Hole Accretion Disks (Kyoto Univ. Press, Kyoto)
- 2) Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, A & A 24, 337
- 3) Balbus S. A., Hawley J. F., 1991, ApJ 376, 214
- 4) Hawley, J. F., Gammie, C. F., Balbus S. A., 1995, ApJ 440, 742
- 5) Matsumoto R., Tajima T., 1995, ApJ 445, 767

- 6) Machida M., Matsumoto R., 2003, ApJ 585, 429
- 7) 柴田一成, 1996, 天文月報 89, 60
- 8) 新田伸也, 2004, 天文月報 97, 107
- 9) Negoro H., Kitamoto S., Takeuchi M., Mineshige S., 1995, ApJ 452, L49
- 10) 嶺重 慎, 竹内 充, 根来 均, 1995, 天文月報 88, 408

Global Three-Dimensional Magneto-hydrodynamic Simulations of Black Hole Accretion Disks

Mami MACHIDA

Division of Theoretical Astronomy, NAOJ, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan

Abstract: We present the results of global three-dimensional magneto-hydrodynamic simulations of black hole accretion disks. Numerical results indicated that initially weak magnetic fields are amplified by magneto-rotational instability (MRI). The amplification of magnetic fields saturates when the magnetic pressure becomes about 10% of the gas pressure. The Maxwell stress generated by the turbulent magnetic field enables mass accretion. X-ray shots observed in Cyg X-1 can be explained by magnetic re-connection taking place in the innermost region of the black hole accretion disk.