

2002 年度大規模シミュレーションプロジェクト成果報告書

研究課題名:宇宙ジェットの一般相対論的電磁流体力学数値シミュレーション

グループ:msa37b

研究代表者:青木成一郎

1 はじめに

宇宙ジェットは、原始星や AGN など様々な天体に見付かっており、普遍的な現象と言える。しかし、宇宙ジェットの研究は現在まで様々に行われているとは言え、その加速機構や細長い構造の形成など、未だ解決されていない問題は数多い。

ところで、宇宙ジェットの観測においては、“降着円盤から噴出する磁気加速ジェット”を示唆する証拠が多い。更に、AGN から噴出するジェットの case、superluminal motion に見られるように、速度が光速に近いジェットであると考えられており、この加速には大きな重力ポテンシャルを利用すると有効である。また、AGN の中心に巨大質量のブラックホールが存在する観測的証拠がいくつかあり、例えば、MGC-6-30-15 に見られる鉄輝線の重力赤方偏移 (Tanaka et al. 1995[15]) や、NGC4258 の水メーザーによる観測 (Miyoshi et al. 1995[6]) である。これらのことから、AGN から噴出するジェットの噴出メカニズムを詳しく調べるには一般相対論的電磁流体力学 (GRMHD) を用いる必要がある。GRMHD による宇宙ジェットのシミュレーションは Koide et al. (1998[4], 1999[5]) が世界で初めての成功例である。彼らの研究によれば、これまでの非相対論的電磁流体力学によるシミュレーション (Uchida & Shibata 1985[9], Shibata & Uchida 1986[12] 等) に見られた磁場の力により加速される、magnetically driven jet のほかに、一般相対論的扱いにより初めて得られた、gas pressure driven jet が見られた。彼らに拠れば gas pressure driven jet は、ブラックホールの重力による激しい降着により、降着円盤内の降着流が超音速となり衝撃波が生じ、その圧力勾配により加速するジェットと考えられている。

我々のグループでは、gas pressure driven jet を加速する衝撃波の生成メカニズムについてのこれまでの研究から、この衝撃波は、遠心力の効果により降着円盤の流体要素の落下が妨げられることにより生じることが分かっている。

この研究の際、降着円盤からブラックホールへの降着流において、gas pressure driven jet を加速する衝撃波と同じメカニズムで生じる衝撃波の他に、異なる衝撃波が得られた。その衝撃波は、ブラックホールへ向かって伝播する衝撃波であり、準周期的に生じる特徴がある。今年度は、この準周期的衝撃波の形成について調べた。

2 モデル設定

座標原点にあるシュワルツシルトブラックホールの周りを降着円盤が回っていると仮定する。計算領域は $1.2r_s \leq r \leq 80r_s$ とし (r_s はシュワルツシルト半径)、750 メッシュとする。

また、降着円盤は $r \geq 3r_s$ の領域に置き、降着円盤とブラックホールの間は降着円盤のコロナを置く。簡単のため、磁場は考えず、赤道面の 1.5 次元（座標は 1 次元、ベクトル量は 2 次元）を考える。さらに、降着円盤の自己重力は無視する。また、時空は原点のブラックホールの初期により決まり、時間発展しないとする。ガスは比熱比 (5/3) の理想気体とする。

また、数値計算は simplified total variation diminishing (TVD) method (Davis 1984[1]) を用いて行った。詳しくは、Koide et al. (1999, Appendix D[5]) 参照。

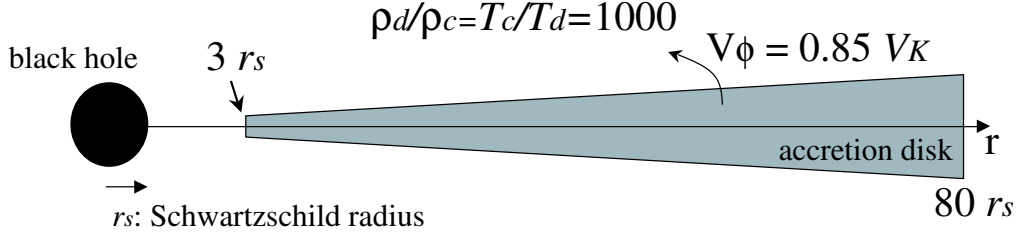


図 1: モデル設定

3 基礎方程式

GRHD シミュレーションの基礎方程式は、3+1 形式 (Thorne et al. 1986[16]) を用いている。3+1 形式では、共変形式で記述された基礎方程式の時間成分と空間成分を分けられて記述されており、時間発展を追う数値シミュレーションにおいて扱いやすいという利点がある。3+1 形式の記述において、時間は無限遠方での時間を取る。また、スカラー量は流体に乗った系で表し、ベクトル量は、FIDO (fiducial observer) において表す。(FIDO とは、座標に固定した観測者である。)

基礎方程式は、粒子数保存、エネルギー運動量保存が挙げられ、共変形式ではそれぞれ以下で表せる (Weinberg 1972[17], Koide et al. 1998[4], 1999[5])。

$$\nabla_\nu(\rho U^\nu) = 0, \quad (1)$$

$$\nabla_\nu T^{\mu\nu} = 0, \quad (2)$$

ただし、 $\mu, \nu = 1, 2, 3, 4$ 。また、 ∇_ν は共変微分、 U^ν は 4 元速度を表す。さらに、 $T^{\mu\nu}$ はエネルギー運動量テンソルであり、以下で表される。

$$T^{\mu\nu} = pg^{\mu\nu} + (e_{int} + p)U^\mu U^\nu, \quad (3)$$

ここで、 ρ, p, e_{int} は、それぞれ、流体に乗った系での質量密度、圧力、及び 内部エネルギー密度を表す。 $(e_{int} = \rho c^2 + p/(\Gamma - 1))$ である。 Γ は比熱比 ($\Gamma = 5/3$) である。

line element は以下で与えられる。

$$(ds)^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad (4)$$

$$g_{ij} = 0 (i \neq j), g_{00} = 1 - r_s/r, g_{11} = 1, g_{22} = r, g_{33} = r \sin \theta. \quad (5)$$

以後、以下の定義を使用する。

$$g_{00} \equiv -h_0^2, g_{ii} \equiv h_i^2 \quad (6)$$

ここで、ラプス関数は $\alpha = h_0$ である。

ここで、FIDO 系 ($\hat{c}t, \hat{x}^1, \hat{x}^2, \hat{x}^3$) では、line element は、

$$(ds)^2 = -(\hat{c}t)^2 + \sum_{i=1}^3 (d\hat{x}^i)^2 \quad (7)$$

と表せる。だから、4元速度はFIDO系での速度 ($\hat{v}^i$)、ローレンツ因子 ($\hat{\gamma} = 1/\sqrt{1 - \sum_{i=1}^3 (\hat{v}^i/c)^2}$) を用いると、

$$U^0 = \hat{\gamma}/\alpha, U^i = 1/(h_i c) \hat{\gamma} \hat{v}^i \quad (8)$$

と表せ、また、流体に乗った系でのエネルギー運動量テンソルは、FIDO 系での値 ($\hat{T}^{\mu\nu}$) で表すと、

$$T^{00} = \hat{T}^{00}/\alpha^2, T^{0i} = T^{i0} = 1/(\alpha h_i) c \hat{P}^i, T^{ij} = \hat{T}^{ij}/(h_i h_j) \quad (9)$$

ただし、 $\hat{P}^i \equiv 1/c^2 h \hat{\gamma}^2 \hat{v}^i$ ($h = \rho c^2 + \Gamma p / (\Gamma - 1) = e_{int} + p / (\Gamma - 1)$ はエンタルピー密度) とした。また、 $\hat{T}^{ij}$ を具体的な物理量を使って表すと、 $\hat{T}^{ij} = p \delta^{ij} + h/c^2 h_i h_j (\delta^{ii} = 1, \delta^{ij} = 0 (i \neq j))$ となる。

これらより、実際に解く基礎方程式を 3+1 形式で書き直すと (Koide et al. 1999[5])、

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -\frac{1}{h_1 h_2 h_3} \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x^i} \left[\frac{\alpha h_1 h_2 h_3}{h_i} D (\hat{v}^i + c \beta^i) \right], \quad (10)$$

$$\frac{\partial \hat{P}^i}{\partial t} = -\frac{1}{h_1 h_2 h_3} \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x^j} \left[\frac{\alpha h_1 h_2 h_3}{h_j} (\hat{T}^{ij} + c \beta^j \hat{P}^i) \right] - (\epsilon + D c^2) \frac{1}{h_j} \frac{\partial \alpha}{\partial x^i} + \alpha f_{curve}^i, \quad (11)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = -\frac{1}{h_1 h_2 h_3} \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x^i} \left[\frac{\alpha h_1 h_2 h_3}{h_i} c^2 (\hat{P}^i - D \hat{v}^i + \frac{\beta^i}{c} \epsilon) \right] - \sum_{i=1}^3 c^2 \hat{P}^i \frac{1}{h_i} \frac{\partial \alpha}{\partial x^i}, \quad (12)$$

ここで、 $f_{curve}^i \equiv \sum_{j=1}^3 (G_{ij} \hat{T}^{ij} - G_{ji} \hat{T}^{jj})$ 、 $G_{ij} \equiv -\frac{1}{h_i h_j} \frac{\partial h_i}{\partial x^j}$ である。また、 $D \equiv \gamma \rho$ 、 $\hat{P}$ 、 $\hat{T}^{ij}$ 、及び $\epsilon = h \hat{\gamma} - p - D c^2$ は、それぞれ、FIDO での密度、エネルギーフラックス密度、運動量フラックス密度、及びエネルギー密度である。

4 初期条件と境界条件

4.1 初期条件

コロナの密度、圧力は音速点を通る Bondi 解により決める。降着円盤の密度はコロナの密度の 1000 倍、圧力はコロナの圧力と等しく、釣り合っていると仮定。降着円盤の回転は sub-Kepler (ケプラー速度の 0.85 倍) とする。この条件は、Koide et al. (1998[4], 1999[5]) において、gas pressure driven jet を加速する衝撃波は磁場による降着円盤から角運動量の引き抜きにより引き起こされ、その際、回転速度は sub-Kepler となっているためである。

4.2 境界条件

radial 方向の外側、内側ともに自由境界とする。

5 結果

外向きに伝播する衝撃波と内向きに準周期的に伝播する衝撃波の 2 種類の衝撃波が得られた。これら 2 種類の衝撃波は、図 2 の圧力の時間発展の図によりはっきり分かる。

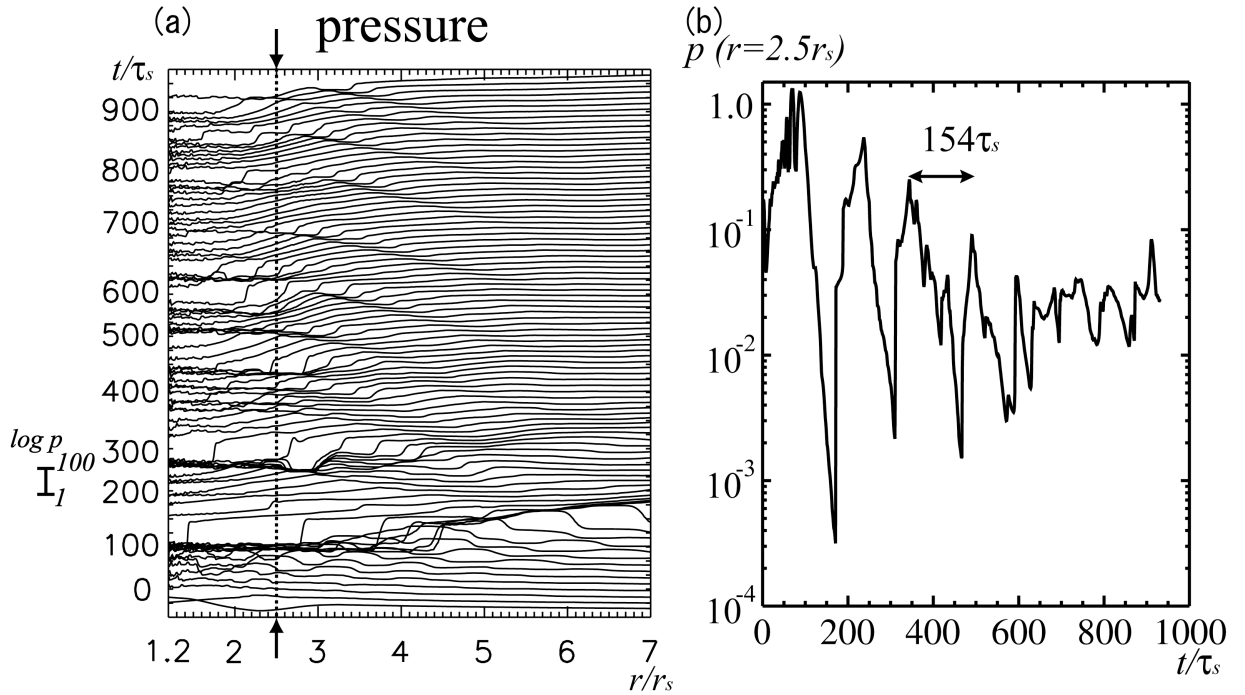


図 2: 圧力の時間発展

図 2 (a) の横軸はブラックホールからの距離、縦軸方向は、圧力のスナップショットを時間発展の順に並べたもの (時間の単位は $\tau_s \equiv r_s/c$) であり、外向きに伝播する衝撃波が 1 回伝播し、内向きに伝播する衝撃波が複数回、間欠的に伝播する様子が見られる。また、間欠的な衝撃波の伝播を見るために、ある場所 ($r = 2.5r_s$) での圧力の時間変化を見たものが図 2 (b) で、これは、図 2 (a) の点線の部分を切り出したものである。この図から、準周期的に、およそ $154\tau_s$ ごとにブラックホールへ向かって衝撃波が伝播する様子が分かる。

得られた 2 種類の衝撃波を詳しく見るため、各物理量のスナップショットをとったのが図 3 である。図 3 で p 、 ρ はそれぞれ、流体に乗った系での密度、圧力である。また、 v_ϕ/V_K 、 v_r/c は、それぞれ、ケプラー速度で規格化した回転速度、光速で規格化した radial 方向の速度。ただし、これらの速度は、ともに FIDO での値である。また、時間の単位は τ_s ($\equiv r_s/c = 2GM/c^3$) である。

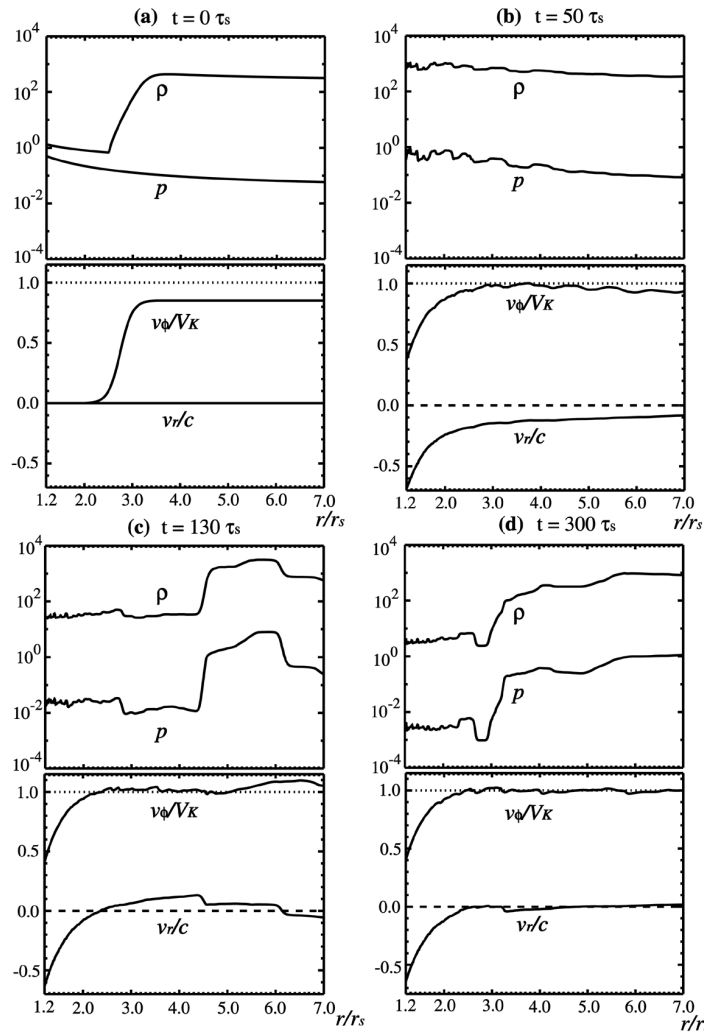


図 3: 各物理量のスナップショット

図 3 (a) は、初期条件を表す。初期は sub-Kepler ($v_\phi/V_K = 0.85$) であり、また、コロナは

落下していない。図 3 (b) の図では、降着円盤の流体要素の落下に伴い、降着円盤の外側から内側へ角運動量が輸送され、降着円盤の内側の領域がケプラー速度に達している様子が見られる。これにより、外側から落下する流体要素が内側で止められる。図 3 (c) では、その後も外側から落下し続ける流体要素が内側で止められ、落下速度が超音速であるため、衝撃波が生成して、外向きに伝播する様子が見られる ($4.6r_s$ に reverse shock 面、 $6.1r_s$ に forward shock 面が見られる)。図 3 (d) では、準周期的に内向きに伝播する衝撃波が生成している様子が見られる ($3.3r_s$ が forward shock 面)。数値シミュレーションにおいて、このようにブラックホールへ向かって伝播する衝撃波が準周期的に得られた。

以後、この準周期的衝撃波の生成メカニズムについて見ていく。今回与えた初期条件として、降着円盤の回転速度に sub-Kepler を与えており、これが降着円盤に擾乱を与えていることになると思われる。降着円盤に radial 方向の摂動を与えると、以下の分散関係式を満たす波が発生する (Kato et al. 1998[3])。

$$\omega^2 = \kappa^2 + k^2 C_s^2. \quad (13)$$

ただし、 κ はエピサイクリック振動数 ($\kappa = \sqrt{1 - \frac{3r_g}{r}}\Omega$)、また、 Ω はケプラー運動の振動数、 ω は、発生した波の振動数。 C_s は、音速。この時発生する波が伝播する様子を示したのが図 4 である。

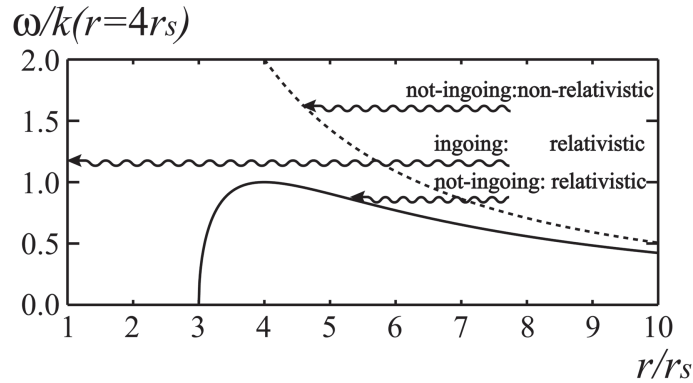


図 4: radial 方向の摂動により励起される波の伝播

図 4 は横軸がブラックホールからの距離、縦軸が波の振動数で、エピサイクリック振動数の最大値で規格化してある。実線の曲線は、エピサイクリック振動を表し、シュワルツシルトブラックホールの場合、 $r = 4r_s$ で最大値を取る。また、点線の曲線は、ケプラー運動の振動を表し、非相対論的な扱いでは、エピサイクリック運動の振動数は、ケプラー運動の振動数と一致する。分散関係式満たすのは、エピサイクリック振動数より振動数の大きい波である。従って、降着円盤内 ($r = 4r_s$) で発生した波はブラックホールへ向かって伝播するにあたり、エピサイクリック振動より大きい振動数の波のみブラックホールへ到達することができる。また、非相対論的扱いの場合、エピサイクリック振動数は、点線の曲線のように中心天体近傍で値が単調増加するため、発生した波は中心天体へ到達することができない。

数値シミュレーションの初期条件として sub-Keplerian の回転速度を降着円盤に与えているため、降着円盤内のあらゆるところで波が発生すると考えられる。発生した波のうち、エピサイクリック振動の最大値より大きな振動数を持つ波が、この図のようなメカニズムでブラックホールへ向かって伝播し衝撃波となると考えられ、またこの振動数が衝撃波の特徴的な振動数（周期）となっていると考えられる。エピサイクリック振動数の最大値は $1/(142\tau_s)$ であり、また、実際に数値シミュレーションの結果得られたブラックホールへ向かって伝播する準周期的衝撃波の周期は $154\tau_s$ であるため、これらはほぼ一致しており、準周期的衝撃波の周期はエピサイクリック振動の最大値で決まっていると解釈できる。今回は降着円盤の回転速度がケプラー速度の 0.85 倍の場合を取り上げたが、その他の値（0.95 倍、0.75 倍）でも準周期的衝撃波の周期はほとんど変わらない。

6 議論

ブラックホール近傍の時間変動と想定される現象として、X 線の準周期的時間変動である、quasi-stellar object (QPO) が知られており、今回得られたブラックホールへ向かって伝播する準周期的衝撃波の周期と比較してみる。計算結果で得られたある場所 ($r = 3.5r_s$) での radial 方向の速度のパワースペクトルが図 5 である。準周期的衝撃波の周期 ($154\tau_s$) 近辺に特徴的な値を持つことが図 5 から見て取れる。

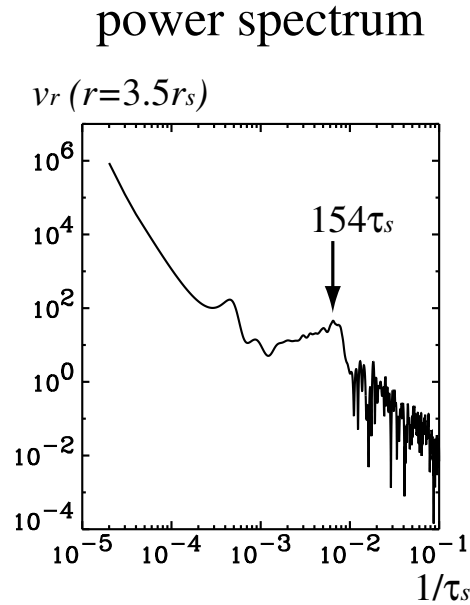


図 5: $r = 3.5r_s$ での radial 方向の速度のパワースペクトル

この特徴的周期の振動数は中心のブラックホールの質量で表すことができ、

$$656 \times \frac{M_{\odot}}{M} H_z \quad (14)$$

となる。ここで、中心天体の質量が分かっている2つのマイクロクエーサー（GRS1915+105、GRO J1655-40）のQPOの振動数と比較する。GRS1915+105の（high-frequency）QPOの振動数は40 Hz（Strohmayer 2001b[14]）と67 Hz（Morgan et al. 1997[7]）であり、また、中心天体の質量は、 $14 \pm 4M_{\odot}$ （Greiner et al. 2001[2]）と見積もられている。これから、準周期的衝撃波の振動数をこの天体について当てはめると、 $37 \sim 67 Hz$ となる。したがって、数値シミュレーションで得られた、ブラックホールへ内向きに伝播する衝撃波の振動数と実際のQPOの振動数はほぼ等しいことが分かる。

また、GRO J1655-40の（high-frequency）QPOの振動数は300（Remillard et al. 1999[10]）と450 Hz（Strohmayer 2001a[13]）であり、中心天体の質量は、 $5.5 \sim 7.9M_{\odot}$ （Shahbaz et al. 1999[11]）と見積もられている。こちらも同様に、準周期的衝撃波の振動数を求めると、 $85 \sim 122 Hz$ となる。こちらの場合は、結果が合わない。しかし、行った数値シミュレーションは中心がシュワルツシルトブラックホールの場合であり、回転していないブラックホールを仮定している。そこで、回転している場合のブラックホールのエピサイクリック振動数を求めた（Okazaki et al. 1987[8]）のが、図6である。

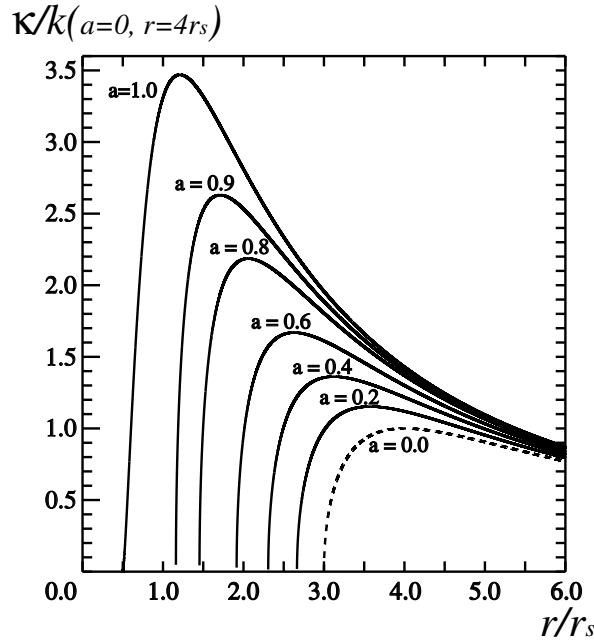


図 6: エピサイクリック振動数のスピンパラメータ依存性

図6で横軸はブラックホールからの距離、縦軸はシュワルツシルトブラックホールの場合のエピサイクリック振動の最大値で規格化したエピサイクリック振動数である。点線の曲線

($a=0.0$) はシュワルツシルトブラックホールの場合であり、実線の曲線 ($a=0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 0.9, 1.0$) は回転しているブラックホール (カーブラックホール) である。 a はブラックホールのスピンパラメータ ($0 \leq a \leq 1$, $a = c/(GM^2)J$, J はブラックホールの角運動量) である。また、図 6 では、ブラックホールの回転方向と降着円盤の回転方向が同方向の場合のみ示している。

この図から、ブラックホールが最大に速く回転している ($a=1.0$) 場合、回転していない場合と比べてエピサイクリック振動の最大値が ほぼ 3.5 倍大きくなることが分かる。ブラックホールが最大に回転している場合と仮定すると、準周期的衝撃波の振動数が 3.5 倍大きくなると考えられ、 $2296 \times \frac{M_{\odot}}{M} Hz$ となる。これに中心天体の質量を入ると、 $291 \sim 417 Hz$ となる。従って、GRO J1655-40 についても、ブラックホールへ内向きに伝播する衝撃波の予想される振動数が実際の QPO の振動数とおよそ一致すると考えられる。ただし、この予測は、後ほど、回転しているブラックホールの場合の数値シミュレーションを行って確認する必要がある。

7 まとめ

Koide et al. (1998, 1999) に見られた gas pressure driven jet の噴出原因である、降着円盤内に生成する衝撃波の生成について調べるため、1.5 次元一般相対論的流体力学を用いて非定常数値シミュレーションを行った。ブラックホールの周りを回転する降着円盤に与える初期の擾乱として、sub-Kepler の回転速度を与えた。その結果、gas pressure driven jet を加速する衝撃波と同じく、遠心力の効果により生成する衝撃波と、ブラックホールへ向かって伝播する準周期的衝撃波が得られた。今年度は、後者の衝撃波の生成メカニズムを詳しく調べた。この衝撃波は初期に与えた降着円盤内の擾乱により発生した波がブラックホールへ向かって伝播したものであり、この伝播は降着円盤のエピサイクリック振動に有限な最大値が存在するために可能となっていることが分かった。これは一般相対論的扱い特有の現象であり、非相対論的扱いには見られない。また、衝撃波の周期 (振動数) は降着円盤のエピサイクリック振動の最大値により特徴づけられることが分かった。この準周期的衝撃波が実際に起こっていると想定される天体として QPO に注目し、中心天体の質量が分かっている 2 つのマイクロクエーサーの QPO と比較した。その結果、GRS1915+105 については、今回得られた、準周期的衝撃波の振動数とおよそ一致した。また、GRO J1655-40 の場合も中心のブラックホールがほとんど最大に回転していると仮定すれば、およそ一致すると予想されることが分かった。ただし、こちらの場合は、実際に回転しているブラックホールの場合の数値シミュレーションを行って確認する必要がある。

参考文献

- [1] Davis, S. F. 1984, NASA Contractor Rep. 172373 (ICASE Rep 84-20) (Washington: NASA)

- [2] Greiner, J., & McCaughrean, M. 2001, *Nature*, 414, 522
- [3] Kato, S., Fukue, J., & Mineshige, S. 1998, *Black-Hole Accretion Disks* (Kyoto Univ. Press)
- [4] Koide, S., Kudoh, T., & Shibata, K. 1998, *ApJL*, 495, L63
- [5] Koide, S., Kudoh, T., & Shibata, K. 1999, *ApJ*, 552, 727
- [6] Miyoshi, M., et al. 1995, *Nature*, 373, 127
- [7] Morgan, E. H., Remillard, R. A., & Greiner, J. 1997, *ApJ*, 482, 993
- [8] Okazaki, A. T., Kato, S., & Fukue, J. 1987, *PASJ*, 39, 457
- [9] Uchida, Y., & Shibata, K. 1985, *PASJ*, 37, 515
- [10] Remillard, R. A., Morgan, E. H., McClintock, J. E., Bailyn, C. D., & Orosz, J. A. 1999b, *ApJ*, 522, 397
- [11] Shahbaz, T., van der Hooft, F., Casares, J., Charles, P. A., & van Paradijs, J. 1999, *MNRAS*, 306, 89
- [12] Shibata, K., & Uchida, Y. 1986, *PASJ*, 38, 631
- [13] Strohmayer, T, E 2001a, *ApJ*, 552, L49
- [14] Strohmayer, T, E 2001b, *ApJ*, 554, L169
- [15] Tanaka, Y., et al. 1995, *Nature*, 375, 65
- [16] Thorne, KIP. S., Price, R. H., & Macdonald, D. A. 1986, *Membrane Paradigm* (New Haven: Yale Univ. Press)
- [17] Weinberg, S. 1972, *Gravitation and Cosmology* (New York: Wiley)