二温度磁気流体計算によるジェットの構造解析

大 村 匠

町田真美

九州大学大学院理学府物理学専攻

1. 課題の背景

宇宙ジェットは, 細く絞られた超音速なプラズマ流で,その起源は中心のコンパクト天体の重力エネルギーの解放にある。ジェットのエネルギーは中心天体のスケールに比例し, 恒星ほどの質量を持つブラックホールからでも相対論的な速度で数光年にわたってジェットが伝搬していることが知られている(図 1)。そのため, ジェットは中心天体近傍ガスの元素組成や磁場といった情報を遠方へと伝える役割を担っている。さらには, ジェットが星間ガスと相互作用することで宇宙環境に大きな影響を与えることがわかっている。また, ジェット伝搬によって, 多数の強い衝撃波が形成される。そのため, ジェットは衝撃波による宇宙線粒子加速の場としても注目されている。

ジェットの電波・X 線観測放射は, 電子のエネルギー(温度)に依存する制動放射やシンクロトロン放射, 逆コンプトン散乱の輻射強度である。高温希薄なプラズマ流では電子の輻射による冷却時間よりもイオンと電子のクーロン衝突による緩和時間が長くなるため, 電子温度がイオン温度よりも低くなる。さらには, プラズマの運動量の大部分はイオンが担っているため, ジェットの衝撃波によってイオンの方が優先的に過熱されると考えられる。したがって, ジェット内部では電子温度とイオン温度が異なっている可能性が高く, この点を取り扱う必要がある。ジェットの加速機構には磁場のエネルギーが必要不可欠であることが明らかにされている。

そこで本課題では, 電子ガスとイオンガスは同じ速度でともに運動するが電子とイオンは独立したエネルギー方程式を持つ一流体二温度磁気流体(MHD)方程式によってジェット伝搬中での電子温度分布の進化を調べることを目的とする。

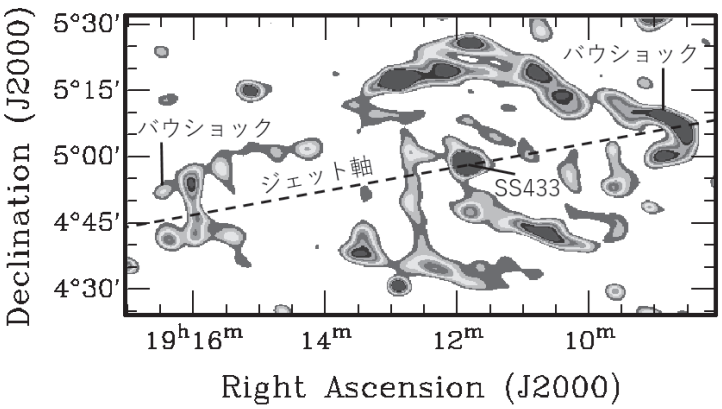

図 1：オーストラリア電波干渉計により撮像された星雲 W50 全体図(3.0 GHz)

W50 中心に位置するコンパクト天体 SS433 からジェットが噴出している。ジェットは,星間ガスと相互作用することでジェット先端に弓状の衝撃波(バウショック)を形成する。　提供：酒見

2. 数値計算コード

本章では, 用いた数値計算コードについてまとめる。本課題では, プラズマガスはイオンと電子によって構成された中性プラズマを仮定し, プラズマの電気抵抗率が 0 である一流体二温度 MHD 方程式を解く。解いた方程式系は以下である。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{v}) = 0 \tag{1}$$

$$\rho \left[\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + (\boldsymbol{v} \cdot \nabla)\boldsymbol{v}\right] = -\nabla p_{gas} + \boldsymbol{j} \times \boldsymbol{B} \tag{2}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \nabla \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) \tag{3}$$

$$\rho T_i (\frac{\partial s_i}{\partial t} + \boldsymbol{v} \cdot \nabla s_i) = -q^{ie} \tag{4}$$

$$\rho T_e (\frac{\partial s_e}{\partial t} + \boldsymbol{v} \cdot \nabla s_e) = +q^{ie} - q^{brems} \tag{5}$$

ここで, $\rho = \rho_i + \rho_e = n(m_e + m_i) \approx m_i n$とし$\rho$はガス質量密度, nは数密度, m_i, m_eはそれぞれイオンと電子の質量である。$\boldsymbol{v}, \boldsymbol{j}, \boldsymbol{B}$はそれぞれガス速度, 電流密度, 磁場である。$p_{gas}$はガスの圧力で, イオンと電子圧力$p_i, p_e$を用いて$p_{gas} = p_i + p_e$と表される。イオンと電子は断熱変化を仮定しているため, イオンの内部エネルギーϵ_iと電子の内部エネルギーϵ_eはそれぞれ

$$\epsilon_i = \frac{p_i}{\gamma_i - 1}, \quad \epsilon_e = \frac{p_e}{\gamma_e - 1} \tag{6}$$

となる。ここで, γ_i, γ_eはそれぞれイオンと電子の比熱比である。s_i, s_eはそれぞれイオンと電子のエントロピーで

$$s_i = c_{V,i} \log \frac{p_i}{\rho^{\gamma_i}}, \quad s_e = c_{V,e} \log \frac{p_e}{\rho^{\gamma_e}} \tag{7}$$

と表される。ここで, $c_{V.i}$と$c_{V.e}$はそれぞれ電子とイオンの定積比熱である。本課題では Stepney&Guilbert(1983)及び Dermer et al.(1991)の表式を用いて高温希薄なプラズマでの電子とイオンのクーロン衝突によるエネルギー交換率（クーロンカップリング）q^{ie}を計算する。また, 電子の輻射冷却によるエネルギー損失率として制動放射q^{brems}のみを考慮する (Svensson 1984)。クーロンカップリングと制動放射の式はそれぞれ

$$q^{ie}(\rho, T_i, T_e) = \Lambda_{ie} \rho^2 (T_i - T_e) \frac{\sqrt{2\pi} + \sqrt{\theta_i + \theta_e}}{\theta_i + \theta_e}, \theta_i = \frac{k_B T_i}{m_i c^2}, \theta_e = \frac{k_B T_e}{m_e c^2}, \tag{8}$$

$$q^{brems}(\rho, \theta_e) = \Lambda_{brmes} \rho^2 F(\theta_e), \tag{9}$$

である。ここで, Λ_{ie}とΛ_{brems}はそれぞれの定数値, $\theta_{i,e}$は電子とイオンの無次元温度, $F(\theta_e)$は制動放射の無次元放射率である。

式(1)-(5)を以下のように保存形式に書き直すことができる。

$$\frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial t} + \nabla \cdot \boldsymbol{F} = \boldsymbol{S} \tag{10}$$

$$\boldsymbol{U}=\begin{pmatrix}\rho\\ \rho\boldsymbol{v}\\ \boldsymbol{B}\\ E\\ \rho s_e\end{pmatrix},\boldsymbol{F}=\begin{pmatrix}\rho\boldsymbol{v}\\ \rho\boldsymbol{v}\boldsymbol{v}+p_T\boldsymbol{I}-\boldsymbol{B}\boldsymbol{B}\\ \boldsymbol{v}\boldsymbol{B}-\boldsymbol{B}\boldsymbol{v}\\ (E+p_T)\boldsymbol{v}-\boldsymbol{B}(\boldsymbol{v}\cdot\boldsymbol{B})\\ \rho s_e\boldsymbol{v}\end{pmatrix},\boldsymbol{S}=\begin{pmatrix}0\\ 0\\ 0\\ -q^{brems}\\ (+q^{ie}-q^{brems})/T_e\end{pmatrix} \tag{11}$$

ここで, $\boldsymbol{I}$は単位行列を表す。全エネルギー密度Eと全圧力p_Tは,

$$E=\epsilon_i+\epsilon_e+\frac{\rho|\boldsymbol{v}|^2}{2}+\frac{|\boldsymbol{B}|^2}{2} \tag{12}$$

$$p_T=p_{gas}+\frac{|\boldsymbol{B}|^2}{2} \tag{13}$$

によって関係づけられる。したがって, ガス全体のダイナミクス(式(11)の 1 から 4 行目)は一温度 MHD 計算と全く同じであるが, 電子とイオンはエネルギー交換を考慮した一流体二温度系となる。式(11)の 5 行目より電子のエントロピーが保存されるため, 衝撃波では選択的にイオンが加熱される。

本課題で用いた計算コードは, 空間 5 次精度・時間 3 次精度を担保している高次精度 MHD コードの統合ソフトウェア CANS+[1]を二温度に拡張したものを使っている。CANS+では MHD 計算には, 解像度や計算効率に優れた Miyoshi&Kusano(2005)による近似リーマン解法の一つである HLLD 法を採用している。MHD 特有の問題である$\nabla\cdot\boldsymbol{B}$による数値誤差の蓄積を解消するために Dedner et al.(2016)による 9wave 法を用いている。また,ソース項の計算には陽解法を用いた。

3. 計算モデル

本課題は, 円筒座標系(r,θ,z)を用いる。図 2 に数値実験概念図を示す。本課題では, ジェットの生成機構と考えられている降着円盤の計算は行わず, ジェットの伝搬のみを解く。そのため, $z=0$で$0<r<r_g$の領域に磁気・運動エネルギーを注入することで収束したジェットを生成する。r_gは, 中心ブラックホールのシュバルツシルト半径である。境界条件は, $z=40r_g$と$r=20r_g$で自由境界を用いた。計算に用いたメッシュ数は$(N_r,N_\theta,N_z)=(512,64,1024)$とし, メッシュ幅は一定とした。また, イオンの比熱比は, 非相対論極限である$\gamma_i=5/3$とし, 一方, 電子の比熱比は, 相対論極限である$\gamma_e=4/3$とした。

規格化定数とモデルの数値実験で用いた基礎パラメータとを表 1 にまとめる。注入するジェットの速度は$0.4c$とし, ガス圧と磁気圧の比であるプラズマβが 10 となるトロイダル方向磁場を与える。ジェットのマッハ数は 6 である。ジェットの温度は電子温度とイオン温度は同じ1.5×10^{10}Kを与え, 外部ガスの温度は一桁低い1.5×10^{9}Kとした。また, 外部ガスとジェットは, 圧力平衡状態であるとした。クーロンカップリングと制動放射による電子とイオンのエネルギー収支は, 密度に大きく依存する。ジェットのダイナミクスはエネルギー損失がなく注入するエネルギーが同じ場合, 外部ガスとジェットガスの密度比のみに影響する。本課題ではエネルギー損失によるジェットダイナミクスの密度依存性を検証するため, 基本モデルと高密度モデルの二つのモデルで計算を行った。基本モデルの密度は, 10^{-8}g/ccとし, 高密度モデルは基本モデルよりも 10 倍高密度とした。本課題のジェットの各物理量は, 代表的なジェット天体である「はくちょう座 X-1」の観測結果(Gallo et al. 2005)を基に決定している。

[1]http://www.astro.phys.s.chiba-u.ac.jp/cans/doc/preface.html

本計算には, 東京大学の Oakforest-PACS を用いた。フラット MPI 並列にて,8 ノードを使用し,512 並列での計算を実施した。1 モデルの計算に約 4000CPU 時間要した。

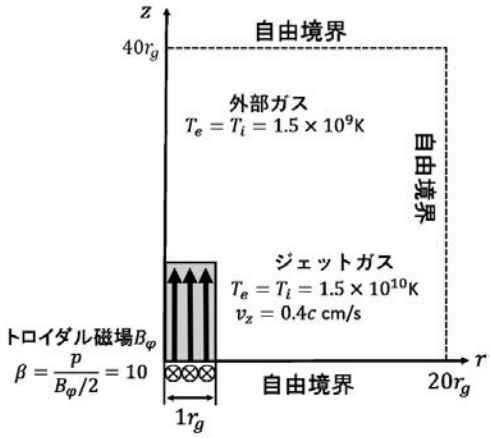

図 2：ジェット伝搬数値実験概念図

表 1：規格化定数と基礎パラメータ

Model name		Fiducial Mode	High Density Model	
	Numerical Unit	Physical Unit		
letgth	r_g	3.0×10^6 cm		
velocity	v_0	6.5×10^8 cm/s		
time	t_0	4.6×10^{-3} sec		
density	$\rho_{\rm amb}$	10^{-8} g/cm^3	10^{-7} g/cm^3	
temperature	T_0	5.1×10^9 K		
v_{jet}	$T_{e,jet} = T_{i,jet}$	$T_{e,amb} = T_{i,amb}$	plasma β	ρ_{jet}
0.4c	1.5×10^{10}K	1.5×10^9K	10	$\rho_{jet} = 0.1\rho_{amb}$

4. 結果および考察

4-1. 基本モデル

図 3(左)のジェットの衝撃波構造を表す$\nabla \cdot \boldsymbol{v}$のボリュームレンダリング, 図 3(右)に$t = 9.5t_0$におけるジェット断面図でのイオン温度($r < 0$)と電子温度($r > 0$)のコンターを示す。衝撃波のボリュームレンダリングをみると, ジェットと外部ガスとの衝突によってバウショックが形成されていることが確認できる。また, ジェット先端には最も強い衝撃波（ターミナルショック）が, ジェット内部には斜めのインターナルショックが確認できる。この二つの衝撃波は, 膨張波がジェット流境界で反射し生じた圧縮波が先行する圧縮波に追いつくことで形成される。電子とイオンの温度分布は, ジェットの内部で大きく異なることがわかる。これは, ジェット内の衝撃波でイオンが電子よりも選択的に加熱される条件を課していること, ジェット内は密度が低いためクーロン衝突によるエネルギー交換が少ないことが理由であると考えられる。特に, 強い衝撃波であるターミナショックによって形成されるホットスポットでは, 電子温度がイオン温度よりも数十倍低い値となることが確認できる。また, ターミナショックによって, ジェット流が減速され, ジェットを包みこむ高温なバックフロー(コクーン)が形成される。ホットスポットのガスはジェット軸を回り込むように下流へと伝搬する。そのため,イオンが高温で,電子

が10^9K程度の構造が維持される。また, コクーンと外部ガスとの境界である接触不連続では, 速度シアによるケルビン–ヘルムホルツ不安定性が発達していることが確認できる。基本モデルでは, ガスが希薄なため制動放射によるエネルギー損失が少ない。そのため, ジェットのダイナミクスは, 先行研究の MHD ジェット伝搬数値実験結果と同じとなることが分かった。

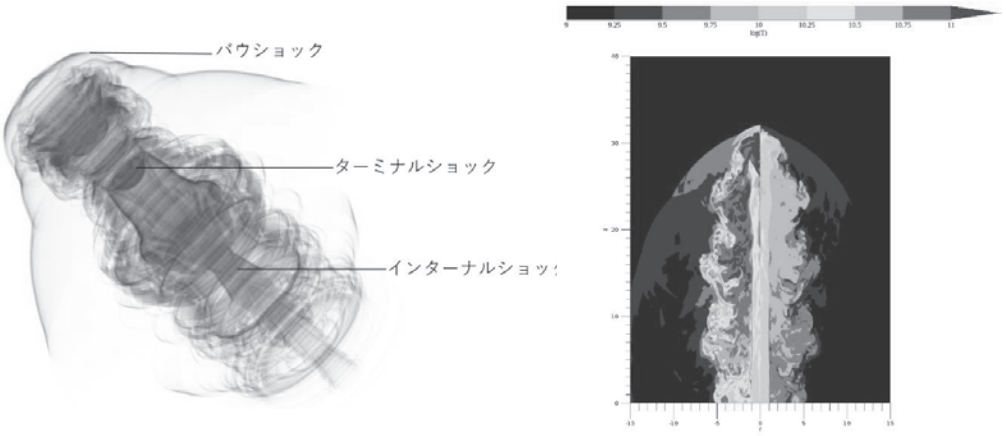

図 3：(左)ジェットの衝撃波ボリュームレンダリング($\boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{v}$)
(右)ジェット温度断面図。イオン温度($\boldsymbol{r<0}$)と電子温度($\boldsymbol{r>0}$)の対数コンター

4–2. 高密度モデルと基本モデル比較

図 4(左)に高密度モデルの$t=9.5t_0$におけるジェット断面図でのイオン温度($r<0$)と電子温度($r>0$)のコンター, 図 4(右)に$z=0$から$z=10r_g$において平均化した動径方向のガスの圧力分布を示す。これらは, 図 4(右)と同時刻の結果である。基本モデルと比較して, 高密度モデルの方がジェットの動径方向への広がりが大きくなっている。制動放射によるエネルギー損失率は, 密度の二乗に比例する。したがって, 基本モデルと比較して 100 倍のエネルギー損失が生じる。外部ガスはジェットガスよりも 10 倍高密度であるため, 外部ガスの圧力がジェット内のガス圧よりも減少する。そのため, コクーンの圧力と外部ガス圧力が釣り合うところまでコクーンが断熱膨張する。その結果, 基本モデルでは端が$r=5r_g$程度であるのに対して, 高密度モデルは, $r=8r_g$まで広がっている。また, 同様にジェットとコクーンにおいても, 圧力差から生じるジェットガスの断熱膨張が生じ, ジェットビーム半径が$r=2r_g$まで膨張している。ジェット内の温度構造は, 大まかには基本モデルと同じで, イオン温度がホットスポットとコクーンで電子温度よりも数十倍高い値であることがわかる。電子は, 制動放射により冷却されるが同時に, クーロン衝突によるイオンとのエネルギー交換により加熱される。クーロン衝突の効果は, 電子温度とイオン温度の差と密度の二乗に比例する。そのため, 電子温度とイオン温度の温度差が大きいコクーンでは, 高密度モデルのほうがより電子が加熱される。同様に, イオン温度は, ホットスポットとコクーン内で抑制されている。

図 5 にジェット伝搬距離の時間進化進化を示す。一次元におけるジェットの伝搬距離r_{jet}は, ジェットガスと外部ガスとのモーメントの釣り合いの式から

$$r_{jet}=\frac{\sqrt{\eta}}{1+\sqrt{\eta}}v_{jet}t \quad , \quad \eta=\frac{\rho_{jet}}{\rho_{amb}} \tag{13}$$

と求まり, ジェットと外部ガスの密度比のみ依存する（図 5 黒線)。どちらのモデルとも, 理想的な伝搬速度よりもジェット伝搬速度が低下していることがわかる。これは, 多次元計算による効果であり, ジェットと外部ガスとの接触面が増加することで減速が生じる。また, 高密度モデルと基本モデルは, ほぼ同じ速度で伝搬している。このことから, 制動放射によるエネルギー損失は, ジェット伝搬の速度に寄与しないことが明らかである。

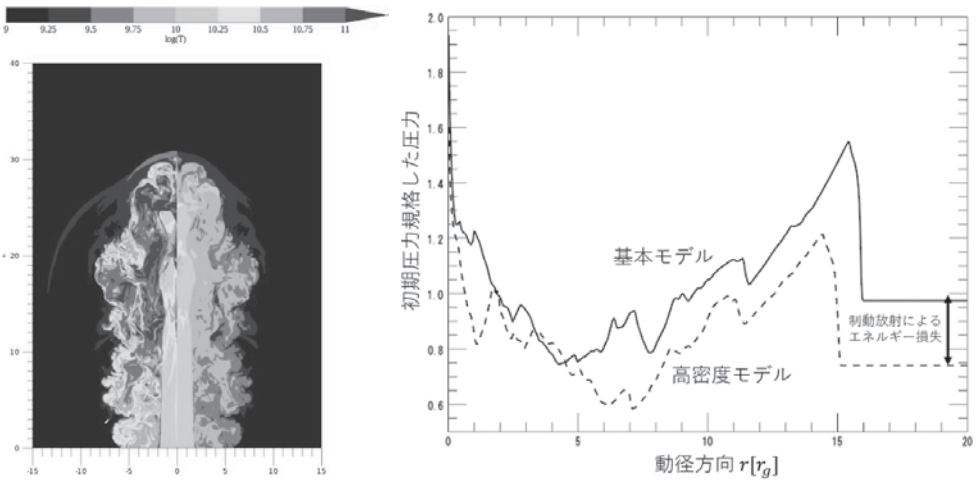

図 4 :(左)高密度モデルのジェット温度断面図。イオン温度($\boldsymbol{r<0}$)と電子温度($\boldsymbol{r>0}$)の対数コンター
(右) $z=0$から$z=10r_g$において平均化したガス圧の動径方向圧力分布

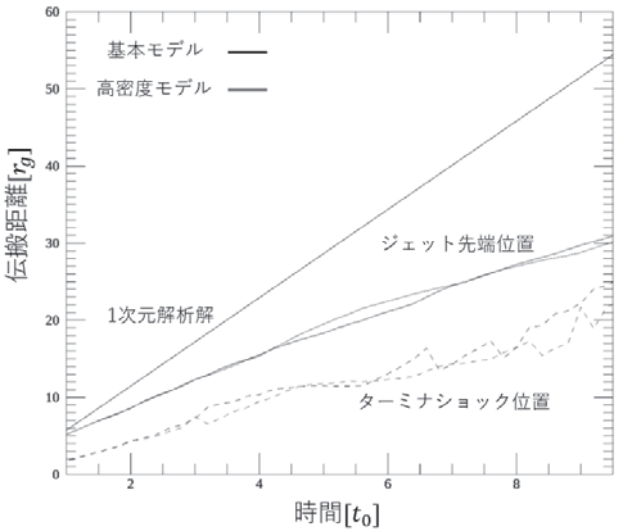

図 5 : ジェット伝搬距離時間進化

5. まとめ

Oakforest-PACS を用いた電子-イオン二温度 MHD 計算によるジェット伝搬数値実験を世界で初めて実施した。数値実験は, X 線連星はくちょう座 X-1 のジェット観測結果を基にパラメータを調整して行った。ジェット内部のガス密度は,観測的に明らかにはなっていないため,密度をフリーパラメータとして,基本モデルと高密度モデルの検証を行った。密度は,電子とイオン

のエネルギー収支を決定付ける重要なパラメータである。本課題によって得られた結果を下記にまとめる。

・ジェット内部の電子とイオンの温度構造は大きく異なり, 特にホットスポットとコクーンでは, イオンが電子よりも数十倍高い温度を持つ。
・高密度モデルでは制動放射に起因する外部ガス圧が低下することで, 断熱膨張によりジェットの動径方向の構造が大きくなる。
・制動放射によるエネルギー損失は, ジェットの伝搬速度に寄与しない。

これらの結果は, ジェット伝搬数値実験においても二温度の取り扱いが重要であること, ジェットのダイナミクスには密度パラメータが重要であることを示唆している。筆者の研究室では, X 線連星ジェットの観測にも取り組んでおり, ジェット密度の推定にも取り組んでいる。今後は, ジェットの主な輻射機構であるシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱を考慮した数値実験を行う予定である（「東京大学情報基盤センター 平成 30 年度若手・女性利用推薦課題(前期)」採択課題)。

謝　辞

本研究は「東京大学情報基盤センター 平成 29 年度若手・女性利用推薦課題(インターン)」及び「学際大規模共同利用・共同研究拠点(JHPCN)萌芽型共同研究課題」における採択課題「二温度磁気流体計算によるジェットの構造解析」によって行われたものです。また, 本研究における数値実験は, 東京大学情報基盤センターの Oakforest-PACS を使わせていただきました。東京大学情報基盤センター助教 星野哲也氏には, 共同研究者として Oakforest-PACS の使い方からコードの最適化に渡るまで多くの質問に親切に答えて頂きました。また、九州大学 酒見はる香氏には, 系内ジェット天体 W50 の電波画像を提供して頂きました。この場を借りてお礼申し上げます。

参　考　文　献

[1] Asahina, Y.,Ogawa, T., Kawashima, T. et al. 2014, APJ, 789, 79
[2] Blandford, R. D., & Payne, D. G. 1982, MNRAD. 199, 883
[3] Dermer, C., D., Liang, E. P., Canfield, E. 1991, ApJ, 369, 410
[4] Dedner, A.,Kemm, F., Kroner, D.,et al 2002, JCoPh, 175, 645
[5] Gallo, E., Fender, R., Kaiser, C., et al. 2005, Nature, 436, 819
[6] Miyoshi, T. & Kusano, K. 2005 JCoPh, 208, 315
[7] Narayan, R. & Yi, I. 1994, ApJ, 428, L13
[8] Norman, M. L., Winkler, K.-H. A., Smarr, L., & Smith, M. D. 1982, A&A, 113, 285
[9] Oda, H., Machida, M., Nakamura, K. E., Matsumoto, R. 2010, Apj, 712, 639
[10] Resser, S. M., Tchekhovskoy, A., Quataert, E. et al. 2015, MNRAS, 454, 1848
[11] Stepney, S. & Guilbert, P. W. 1983, MNRAS, 204, 1269
[12] Todo, Y., Uchida, Y., Sato, T., Rosner, R. 1992, PASJ, 44, 245
[13] Uchida, Y. & Shibata, K. 1985, PASJ, 37, 515