

# 相対論的流体コードを用いた相対論的宇宙ジェットの伝搬の数値解析

Numerical analysis of the propagation of relativistic jets with relativistic hydrodynamic code

- 水田 晃, 大阪大学レーザー核融合研究センター, 〒 565-0871 吹田市山田丘 2-6, Email: amizuta@ile.osaka-u.ac.jp  
山田章一, 大阪大学レーザー核融合研究センター, 〒 565-0871 吹田市山田丘 2-6, Email: syamada@ile.osaka-u.ac.jp  
高部英明, 大阪大学レーザー核融合研究センター, 〒 565-0871 吹田市山田丘 2-6, Email: takabe@ile.osaka-u.ac.jp

Akira MIZUTA, Institute of Laser Engineering, Osaka Univ. 565-0871, JAPAN  
Shoichi YAMADA, Institute of Laser Engineering, Osaka Univ. 565-0871, JAPAN  
Hideaki TAKABE, Institute of Laser Engineering, Osaka Univ. 565-0871, JAPAN

We investigate the dependence of dimensionless parameters, such as mass density and pressure ratio between the beam to the ambient matter, and Mach number and Lorentz factor of the beam, on the propagation velocity of the relativistic jets with our 2D relativistic hydrodynamic code. The propagation velocity derived 1D momentum balance where the contact discontinuity in the head of the jet is at rest is fixed in our models. Although the estimate does not include multidimensional effect, the actual propagation velocities are almost the same for our models.

## 1. はじめに

流速が光速に近い又は、局所系での熱エネルギーが構成粒子の静止質量エネルギーよりも大きい流体は相対論的効果を考慮しなくてはならない。このような流れは宇宙プラズマでは、宇宙ジェット、降着円盤の流れ、ガンマ線バースト、そして超新星爆発などがあげられる。また近年超高強度レーザーによって実験室内で相対論的なプラズマを生成することが可能となりつつある。このようなプラズマの流れをシミュレーションするため、2次元相対論的流体コードを開発した。本研究ではその応用として宇宙ジェットの伝搬にかんするシミュレーションを行なった。

活動銀河核と呼ばれる降着円盤を持つブラックホールを中心とした活発な銀河中心から双極方向に吹き出す超音速のプラズマ流はそのビームの流速が光速に近い相対論的な流れのものもある。このようなジェット<sup>(1)</sup>は一般にビームと星間物質の密度比が1よりも小さい、いわゆる「軽い」ジェットである。このようなジェットでは伝搬速度はビームの流速よりも遅くなり、先端では運動エネルギーが熱エネルギーに変換され、Hot Spotと呼ばれる非常に活発な領域が形成される。この領域は近年の観測技術の発達にもなって電波を始め、X線など幅広い波長で観測が詳細に行なわれはじめているが、まだ、物理的な状態や、ジェットの成分が電子・陽電子対プラズマなのか、水素プラズマなのかといった問題などは結論が出していない。

本研究では1次元解析から得られたジェットの伝搬速度を固定し、密度比やビームのマッハ数などの無次元パラメータを変化させ、伝搬速度に対する依存性を比較した。

## 2. 基礎式・数値計算法

空間が軸対象2次元の場合相対論的流体方程式は以下のようにかける。

$$\frac{\partial(\rho W)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho W v_r)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho W v_z)}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho h W^2 v_r)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r(\rho h W v_r^2 + p)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho h W^2 v_r v_z)}{\partial z} = \frac{p}{r}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho h W^2 v_z)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho h W^2 v_r v_z)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho h W^2 v_z^2 + p)}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho h W^2 - p)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho h W^2 v_r)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho h W^2 v_z)}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

ここで、 $\rho, p, v_r, v_z, W, \epsilon$ 、そして  $h$  はそれぞれ、静止質量密度、圧力、速度の  $r, z$  成分、ローレンツ因子 ( $W \equiv (1 - v \cdot v)^{-1/2}$ )、比内部エネルギー、そして比エンタルピー ( $h \equiv 1 + \epsilon + p/\rho$ ) である。熱力学的な量  $\rho, p, \epsilon, h$  は局所的な静止系で測られる。ここでは光速 ( $c$ ) を1とするような単位系を用いている。理想気体を仮定し、状態方程式として

$$p = (\gamma - 1)\rho\epsilon, \quad (5)$$

を用いる。 $\gamma$  は比熱比である。

相対論的流体の計算コードは80年代に人工粘性を用いる方法がとられてきたが、ローレンツ因子が2を越えると流速に対して数値的に不安定であり、非常に光速に近い流体計算が困難であった。90年代に入り、相対論的流体方程式は非相対論的流体方程式と同様に保存系でかけるため、ゴドノフ法をはじめとする保存系のスキームが適応されはじめローレンツ因子の大きな流速にも精度よく安定に計算できるようになってきた<sup>(2)(3)</sup>。我々は、近似Riemann解を用いた数値流束によるスキームを用いている。しかし、保存形で計算をする場合には保存量から  $\rho, p, v$  などの基本量を毎計算ステップごとに計算しなくてはならず、計算への負担が大きいものとなる。今回開発をしたコードでは、数値流速はMarquinaの流束式<sup>(4)</sup>を用い、MUSCL法により空間補間精度は2次精度、時間積分は1次精度である。

局所静止系での音速は状態方程式(5)式を用いると以下の式を満たす。

$$h c_s^2 = \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = \gamma(\gamma - 1)\epsilon, \quad (6)$$

相対論的なジェットのような場合にはHot Spotと呼ばれる活発な領域においてその温度はエネルギーに閉算して静止質量エネルギー程度又はそれ以上の相対論的温度になる。相対論的な温度度においては比熱比は $(5/3 \rightarrow 4/3)$ へと連続的に変化する<sup>(5)</sup>。そのような状況では比熱比を温度の関数として考えなければならず、局所的に比熱比を考慮しなければならないが本研究では比熱比一定で計算を行なった。近年局所的に比熱比を計算するコード開発は盛んに行なわれており<sup>(6)(7)</sup>、我々も一般的な状態方程式をコードに取り込んで行く予定である。

Tab. 1: Simulation conditions

	A1	A2	B1	B2
$\rho_a$		1		
$v_j^{1D}$		0.37		
$\eta$	$6.8 \cdot 10^{-3}$	$1.25 \cdot 10^{-4}$	$6.66 \cdot 10^{-4}$	$7.7 \cdot 10^{-6}$
$M_b$	6.0	1.73	6.0	1.74
$\epsilon_b$	$2.5 \cdot 10^{-2}$	42	$2.6 \cdot 10^{-2}$	67
$\gamma$	5/3	4/3	5/3	4/3
$v_b(W_b)$	0.99(7.1)		0.999(22)	
K	10	100	1	100

### 3. 相対論的ジェット

ジェットのダイナミクスや構造を議論するために星間ガスが一樣につまった軸対象な空間にビームとして定常な流れを計算領域の一端から境界条件として入れ続けるジェットの計算が行われてきた<sup>(8)(9)</sup>。しかし、それらはパラメータ領域も狭く十分ではなかった。また、無次元パラメータとして、ビームと星間物質の密度比 ( $\eta \equiv \rho_b/\rho_a$ )、圧力比 ( $K \equiv p_b/p_a$ )、及び、ビームのマッハ数 ( $M_b \equiv v_b/c_{s,b}$ )、ローレンツ因子 ( $W_b \equiv (1 - v_b^2)^{-1/2}$ ) が用いられているが統一的な議論にまでは至っておらず、観測との比較までにはなかなかつながらなかった。

1次元の運動量バランスより得られた伝搬速度をに注目した計算が統一的解釈のために行われた<sup>(7)</sup>。ジェット先端でのビームと星間物質の接触不連続面の静止系において運動量バランスを考慮すると1次元解析での伝搬速度  $v_j^{1D}$  は、

$$v_j^{1D} = \frac{\sqrt{\eta_R^*}}{1 + \sqrt{\eta_R^*}} v_b. \text{ where } \eta_R^* \equiv \eta_R W_b^2, \eta_R \equiv \frac{\rho_b h_b}{\rho_a h_a}. \quad (7)$$

で与えられる。ここで、添字の b,a はそれぞれビーム、星間ガス (ambient gas) を表す。境界から流入させるビームの条件を  $v_j^{1D} = 0.37c$  と固定し、ローレンツ因子及び、マッハ数を変え、実際の伝搬速度への依存性を調べた。詳細なパラメータは Table 1 にまとめた。A1,2 のモデルはビーム流速 0.99 (ローレンツ因子 7) であり、それぞれ、低温、高温のビームとなっており、比内部エネルギーで 3 桁異なる。B1,2 のモデルはビーム流速 0.999 であり、ローレンツ因子では A のモデルの約 3 倍の 22 である。A のモデルと同様低温 (B1)、高温 (B2) のモデルとした。結果として、密度比は -6 乗から -3 乗とも及ぶことになる。圧力比 K は星間物質の音速が  $c_{s,a} \sim 10^{-2.5 \sim -3} c$  程度になるようにとった。

### 4. 数値計算結果、議論

Figure 1 ~ 4 はそれぞれモデル A1,A2,B1,B2 の計算終了時 ( $t = 468[R_b/c]$ :  $R_b$  はビーム半径) での密度の等高図である。左端からビーム流が注入されているが、高温のモデル A2 は低温のモデルに A1 比べ流入直後にビーム径が大きくなっているのがわかる。A2 のモデルのビームが高温であるために同径方向に膨張するためである。しかし、モデル B1,B2 では見られず、A2 に比べ運動エネルギーが大きいからだと考えられる。全てのモデルにおいて、先端ではビームと星間物質との相互作用によりバウショックが形成され、またその z 軸方向手前には反射ショックであるマッハショックが形成されている。ビームはこのマッハショックまで直進し、運動エネルギーのほとんどを熱エネルギーに変換し、Hot Spot 領域を形成し、進行方向に対して逆流となり、豊かなコクーンと呼ばれる構造をつくり出している。このコクーン内部では圧力は

ほぼ等圧となっており (Fig.2)、コクーンがビーム流が広がるのを支えているのがわかる。軸上のビーム内に斜め衝撃波がいくつかみえるが、これはコクーン内にケルビン-ヘルムホルツ不安定性からできた渦構造によってできた圧力擾乱によってビームを支えるバランスが崩れたためにできたと考えられる。

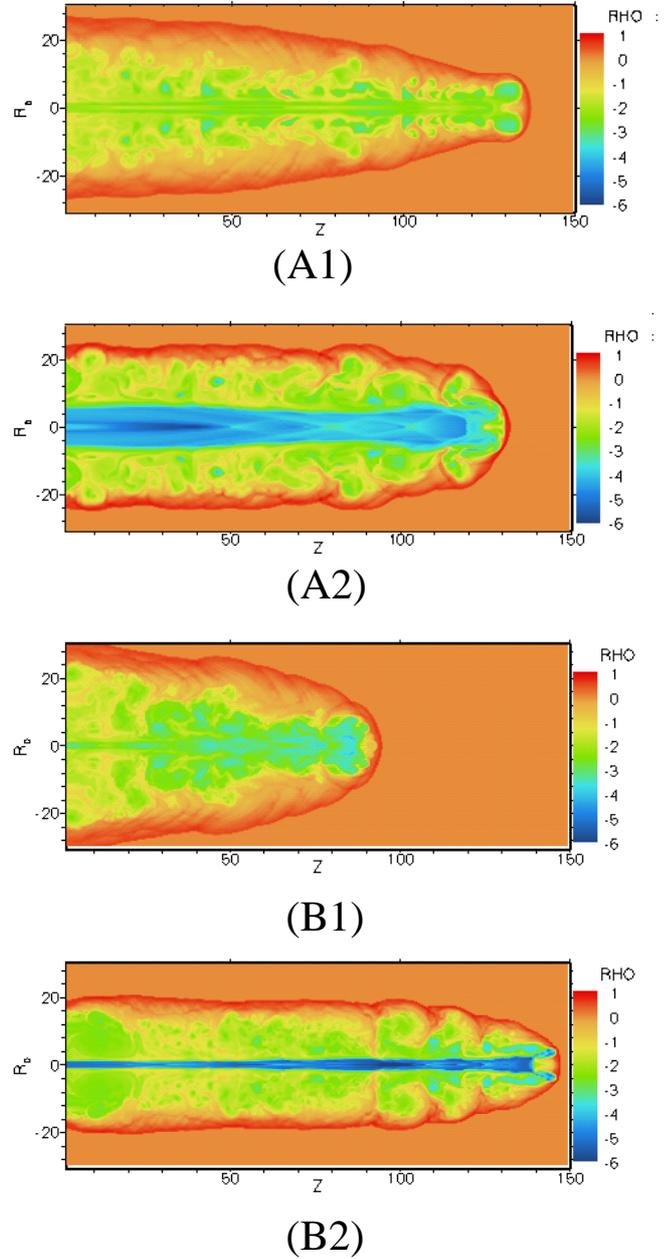
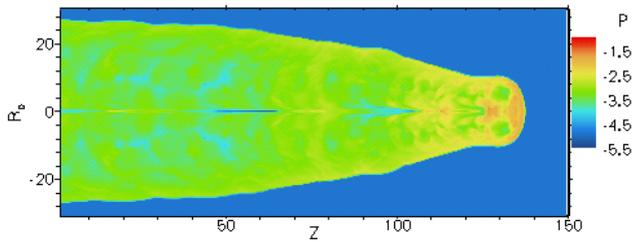
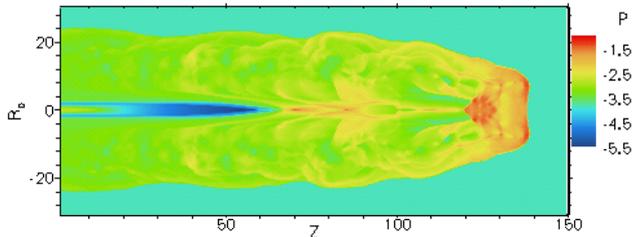


Fig. 1: Log scale density contour of A1, A2. B1 and B2 at the end of the simulation

4つのモデルの伝搬速度を比較するために接触不連続面の位置の時間発展をかいたのが Fig.3 である。A1,A2 のモデルは  $t = 150, 370[R_b/c]$  で減速をしているのが時間発展には共通性がみられ、その伝搬速度は  $v_j^{1D}$  に比べやや遅い。B2 のモデルは始めやや加速するが、その後は A1,A2 のモデルとほぼ同じ速度で伝搬している。B1 のモデルだけは大きく異なった様子を見せ、早い時期  $t = 50[R_b/c]$  に減速し、その後ほぼ等速で伝搬している。これらの違いに関しては今後理論的な解析も含め、統一的に考察を



(A1)



(A2)

Fig. 2: Log scale pressure contour of A1, A2 at the end of the simulation

していく予定である。

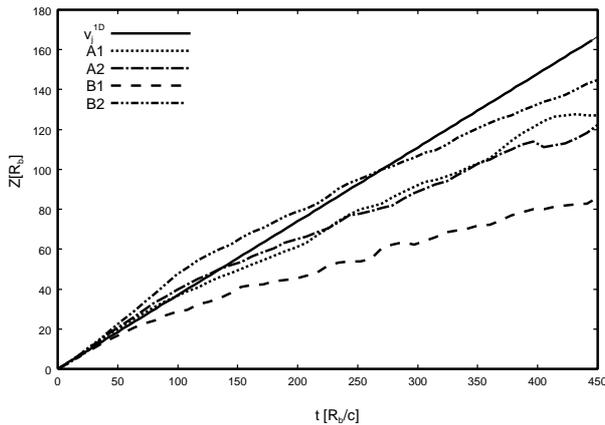


Fig. 3: Time Evolution of the contact discontinuity

## 5. まとめ

2次元軸対象相対論的流体コードを用いて相対論的ジェットの数値計算を行なった。1次元解析から得られたジェットの伝搬速度を固定し、密度比、マッハ数などの無次元パラメータを変えたモデルにおいても実際の伝搬速度に共通性が見られたが、大きく異なるものもみられた。今後は多次元性も考慮に入れた解析を含めた統一的な解析を行なっていく予定である。

## 参考文献

1. C. L. Carilli & P. D. Barthel, *Astron. Astrophys. Rev.* **7**(1996), pp. 1-54.
2. J. M<sup>a</sup>. Ibáñez, & J. M<sup>a</sup>. Martí *J. Comp. Applied Math.* **109**(1999), pp. 173-211.
3. J. M<sup>a</sup>. Martí, & E. Müller, *Numerical Hydrodynamics in Special Relativity* in Living Reviews in

Relativity, **2**(1999) [www.livingreviews.org/Articles/Volume2/1999-3marti](http://www.livingreviews.org/Articles/Volume2/1999-3marti)

4. R. Donat & A. Marquina, *J. Comp. Phys.*, **125** (1996), pp. 42-58.
5. L. D. Landau, & E. M. Lifshitz (1959), *Course in Theoretical Physics; Vol. 6: Fluid Mechanics* (Pergamon Press, Oxford)
6. S. A. E. G. Falle, & S. S. Komissarov, *MNRAS*, **278**(1996), pp. 586-602.
7. L. Scheck et al., *MNRAS*, in press
8. M. L. Norman et al., *A&A*, **113** (1982) pp. 285-302.
9. J. M<sup>a</sup>. Martí et al., *ApJ*, **479**(1997), pp.151-163.