O-8

宇宙ジェットの MHD シミュレーション

Magneto-hydrodynamic (MHD) Simulations of Astrophysical Jets

○齋藤 陽香 [1],岩本弘一 [2]

*Haruka Saito [1],Koichi Iwamoto [2]

Abstract : Astrophysical jets have been observed to flow out of the central objects such as proto-stars and black holes. We develop a numerical code to solve the magneto-hydrodynamic (MHD) equations. The code has been tested with a shock tube problem and is now being applied to 2-D axisymmetric simulations for a jet launched from an accretion disk.

1 .はじめに

宇宙ジェットとは, 中心天体の近傍から双方向に吹き出す, 細く絞られたプラズマのアウトフローである. ジェットには, 原始星から吹き出す「原始星ジェット」, ブラックホール近傍から吹き出す「系内ジェット」, 銀河の広範囲に伸びる「活動銀河核ジェット」など様々なものがあり, 電波などでは分解されて観測されている. 中心天体の周囲には電離したプラズマガスや放射からなる降着円盤が渦巻いている. これらのジェットの先端や内部には音速を超える流れが存在し, 衝撃波が発生していると考えられている[1].

ジェットの加速機構のモデルとしては、降着円盤の放射場によって加速する「放射圧加速モデル」, 降着円盤を貫く磁場を介して加速する「磁気加速モデル」(MHD モデル) などが有力である. 磁気加速モデルでは降着円盤に垂直な方向の磁場と回転によって生じる磁気遠心力や, 回転によって捻られた磁場が作る磁気圧によってジェットが加速される. またジェット周囲に磁力線が巻き付き, 巻き付いた磁力線による磁気張力もジェットを加速させる要因である. 本研究では磁気流体力学 (MHD) の数値計算コードを作成し, ジェットの生成過程をシミュレーションによって調べる.

2. MHD の基本方程式とその数値解法

2.1 MHD の基本方程式

無次元化された MHD 方程式は以下のようになる.

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

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\nabla p + j \times B$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{p}{\rho^{\gamma}}\right) = \frac{(\gamma - 1)\eta j^2}{\rho^{\gamma}}$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\nabla \times E$$

$$E = -v \times B + \eta j$$

$$j = \nabla \times B$$

$$\nabla \cdot B = 0$$

ここで, ρ, v, p, B, E, j, η, γは密度, 速度, ガスの圧力, 磁束密度, 電場, 電流密度, 電気抵抗率, 比熱比を表す. 本研究では, $\eta = 0$とした理想 MHD 方程式を考える. $U = \left(\rho, \rho v_x, \rho v_y, \rho v_z, B_x, B_y, B_z, e\right)$とし, F, G, Hをそれぞれ x, y, z方向の流速密度とすれば, 方程式は $\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial z} = 0$ という保存形になる. ここで, e は全エネルギー密度である.

2.2 HLLD 法

MHD 方程式の数値解法として Godunov 法にもとづく HLLD 法を用いた. メッシュの境界で定義される数値流速を$F^*{}_{i+1/2}, G^*{}_{j+1/2}, H^*{}_{k+1/2}$とすると, 差分式

$$U^{n+1}_{i,j,k} - U^{n}_{i,j,k} = -\frac{\Delta t}{\Delta x}\left(F^*{}_{i+\frac{1}{2}} - F^*{}_{i-\frac{1}{2}}\right)$$
$$-\frac{\Delta t}{\Delta y}\left(G^*{}_{j+\frac{1}{2}} - G^*{}_{j-\frac{1}{2}}\right) - \frac{\Delta t}{\Delta z}\left(H^*{}_{k+\frac{1}{2}} - H^*{}_{k-\frac{1}{2}}\right)$$

により Uの時間発展が求められる. HLLD 法は接触不連続や回転不連続を解像できるように HLL 法を拡張した近似リーマン解法である[2]. HLLD 法ではリーマンファン内の不連続面に垂直な方向の速度を一定とする. この仮定から, 全圧力が一定の非圧縮状態になり, リーマン問題の解から遅進衝撃波が除外される. リーマンファン内には, 2 つの速進衝撃波S_R, S_L, 2 つのアルフヴェン波S^*_R, S^*_L, 1 つのエントロピー波S_Mで分割された 4 つの状態(U^*_L, U^{**}_L, U^{**}_R, U^*_R)が存在する (Figure 1). 4 つの状態は保存則から導かれる不連続面

1: 日大理工･院（前）･物理　2: 日大理工･教員･物理

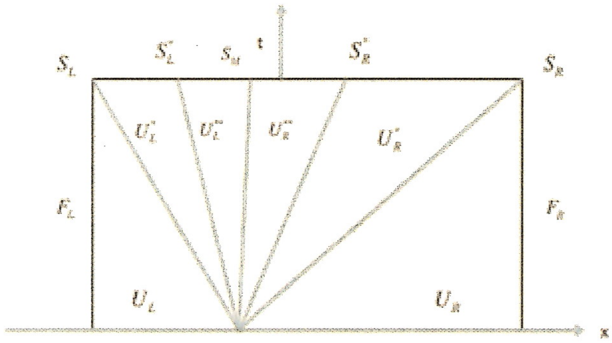

Figure1. The approximate solution in HLLD approximate Riemann solver

におけるジャンプ条件から代数的に求められ，HLLD 数値流速 F^*は以下のように得られる．

$$F^* = \begin{cases} F_L & 0 \leq S_L \\ F_L^* & S_L \leq 0 \leq S_L \\ F_L^{**} & S_L^* \leq 0 \leq S_M \\ F_R^{**} & S_M \leq 0 \leq S_R^* \\ F_R^* & S_R^* \leq 0 \leq S_R \\ F_R & S_R \leq 0 \end{cases}$$

数値流速 G^*, H^*も同様に求められる

3 .衝撃波管問題のテスト計算

　数値計算コードの動作を確認するため，衝撃波管問題のテスト計算を行った．

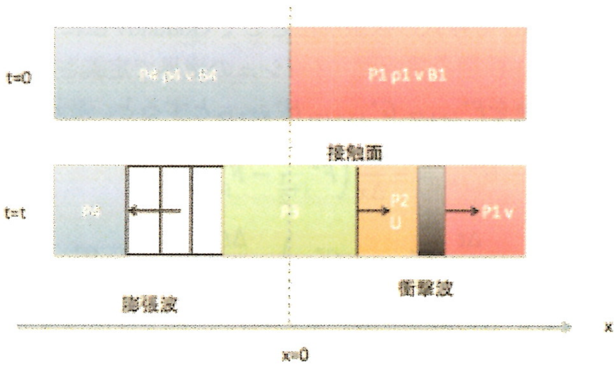

Figure2. Shock tube problem

初期条件として，Figure2 の上部に示すように，1 次元的な管の中で，密度，圧力等が一様な 2 つの領域が，$x = 0$ の位置で仕切られている状態を考える．$t = 0$ に仕切りを取り除くと管内に衝撃波や膨張波が生じる．このような問題を衝撃波管問題と呼ぶ．$x < 0$（左）と $x > 0$（右）の初期状態がそれぞれ

$$(\rho, v_x, v_y, v_z, B_x, B_y, B_z, p) = \left(1.08, 1.2, 0.01, 0.5, \frac{2}{\sqrt{4\pi}}, \frac{3.6}{\sqrt{4\pi}}, \frac{2}{\sqrt{4\pi}}, 0.95\right), (1,0,0,0, \frac{2}{\sqrt{4\pi}}, \frac{4}{\sqrt{4\pi}}, \frac{2}{\sqrt{4\pi}}, 1)$$

の場合[3] の結果を Figure 3 (密度) と

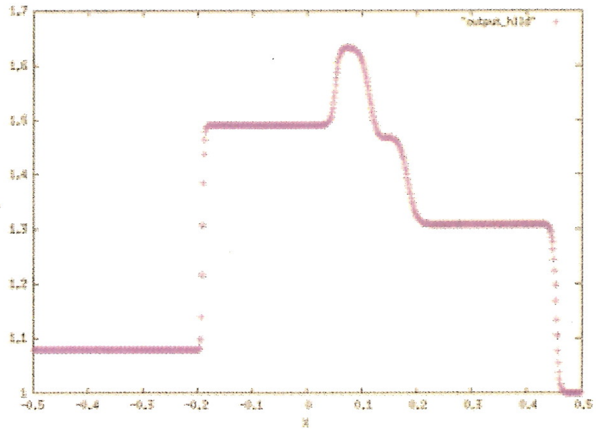

Figure3. Density ρ

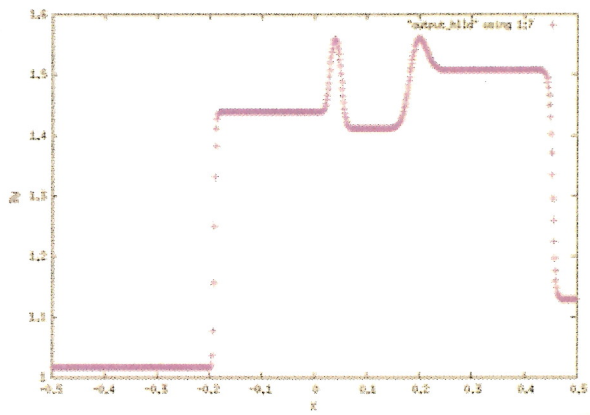

Figure4. Magnetic field strength B_y

Figure 4 (磁場の y 成分) に示す．メッシュ数を 2000, 差分式は時間空間ともに 1 次精度とした．左から順に速進衝撃波(FS)，回転不連続(RD)，遅進衝撃波(SS)，接触不連続(CD)，SS, RD, FS と 7 つの不連続面が現れていることが分かる． HLLD 数値流速は FS, RD, CD を考慮して構成されているため，これらが比較的良く解像されていることが分かる．

4.今後の展望

　2 次元軸対称の計算コードをテストし，時間空間ともに 2 次精度に変更し，MHD ジェット生成の数値シミュレーションを行う予定である．

5 .参考文献

[1] 小山　勝二，嶺重　慎編「ブラックホールと高エネルギー現象」(シリーズ現代の天文学 8)，日本評論社

[2] Miyoshi & Kusano, Journal of Computational Physics 208, 315 (2005)

[3] Ryu & Jones, Astrophysical Journal 442, 228 (1995)