

MHD 数値シミュレーションによるコロナ斜め磁場中の彩層蒸発ジェットの再現

松井 悠起, 横山 央明, 堀田 英之

1. イントロダクション

太陽大気中ではコロナジェットと呼ばれる突発的な放出現象が見られる。コロナジェットは X 線や EUV で観測され、分光観測から EUV ジェットの速度は音速程度になることが知られている。コロナジェットはコロナ中の磁場と浮上磁場の磁気リコネクションによって生じ、またその際にもなう彩層蒸発により音速程度まで加速されると考えられている。

ひので衛星の極端紫外線撮像分光装置 (EIS) で EUV ジェットを分光観測した結果、低温ジェットの速度が音速を大きく超えていることが観測された⁽¹⁾。このことから低温ジェットは彩層蒸発ジェットではなく磁氣的に加速されていることが示唆される。一方で高温ジェットは音速程度であったため高温ジェットは彩層蒸発ジェットであると考えられる。これより高温ジェットと低温ジェットで別々の加速メカニズムが働いていると考えられる。これを数値計算により示すために、我々は彩層蒸発ジェットの MHD シミュレーションを行った。

これまでにジェットの数値計算は数多く行われてきた。Yokoyama & Shibata (1995,1996) による 2 次元 MHD シミュレーション^(2,3)により、磁気リコネクションモデルに基づくジェットの再現が行われた。しかし彼らは熱伝導を取り入れていなかったため彩層蒸発ジェットは再現できなかった。彩層蒸発ジェットの再現は Miyagoshi & Yokoyama (2004)⁽⁴⁾においてコロナ磁場が水平な状況で再現されている。

今回我々は、コロナ磁場が斜めの場合の彩層蒸発ジェットの再現に成功した。観測的には「アネモネ型」のジェットに対応した状況である。技術的には、ジェット発生前の静穏コロナを数値的にうまく設定したのが進展の要因である。我々は熱伝導に加えてコロナ加熱と放射の効果を取り入れることで安定したコロナを保つことに成功した。

2. 数値モデル

2.1 磁気リコネクションモデル

ジェットの物理的なモデルとして考えられているのが図 1 の磁気リコネクションモデルである。コロナ中の磁場の下から磁束浮上が起こることでコロナ磁場との間で磁気リコネクションが起こる (図 1,1)。磁気リコネクションの結果加熱されたプラズマがリコネクションアウトフローとして放出される (図 1,2)。この際磁場に沿って熱伝導が起こり、磁気リコネクションの熱が彩層に伝わる。その結果圧力の高くなった彩層プラズマが上昇する (図 1,3)。この上昇速度は圧力により加速されているので、音速程度になる。また同時にローレンツ力による磁氣的な加速が起こると考えられる。

2.2 基礎方程式

流体は非粘性・圧縮性・有限磁気拡散の磁気流体とする。計算領域は 2 次元デカルト座標 (xy 平面) で $\partial/\partial z = 0$, $V_z = 0$, $B_z = 0$ と仮定する。解くのは、密度 ρ 、圧力 p 、速度 \mathbf{V} 、磁場 \mathbf{B} についての 2 次元 MHD 方程式

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (1)$$

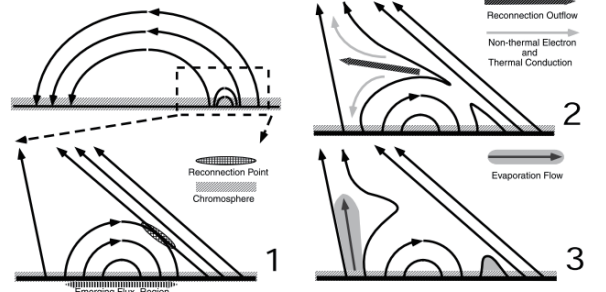


Fig. 1 磁気リコネクションモデルと彩層蒸発ジェット
Shimojo et al. 2001 より

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{V}) + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{V} \mathbf{V} + \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) \xi - \frac{B \mathbf{B}}{4\pi} \right] = \rho \mathbf{g} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{B}) + c \nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho V^2 + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \nabla \cdot \left(\left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} p + \frac{1}{2} \rho V^2 \right) \mathbf{V} - c \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{4\pi} \right) - \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{V} = (\kappa_{\parallel} \nabla_{\parallel} T) - R + H \quad (4)$$

$$\mathbf{E} = \frac{4\pi}{c} \eta \mathbf{J} - \frac{1}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{B} \quad (5)$$

$$\mathbf{J} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B} \quad (6)$$

$$p = \frac{k_B}{m} \rho T \quad (7)$$

である。ここで $\gamma = 5/3$ は比熱比、 ξ は単位テンソル、 k_B は Boltzmann 定数、 m は平均粒子質量、 c は光速、 \mathbf{g} は重力加速度、 R は放射冷却、 H はコロナ加熱である。重力は一律な重力を考えている。熱伝導は磁場に沿った方向のみ考えていて

$$\kappa_{\parallel} = \kappa_0 T^{5/2} \quad (8)$$

κ_0 は cgs 単位系で 1×10^{-6} である。 R は光学的に薄い放射による冷却項で

$$R = \rho^2 \cdot \Lambda(T) \quad (9)$$

密度が高くなり光学的に厚くなる効果を取り入れるために次のように近似する。

$$R = \rho^2 \cdot \Lambda_{\rho}(\rho) \cdot \Lambda(T) \quad (10)$$

$$\Lambda_{\rho}(\rho) = (\rho_{cl}/\rho) \tanh(\rho/\rho_{cl}) \quad (11)$$

いま $\rho_{cl} = 10^{12}$ と仮定している。 $\Lambda(T)$ は放射損失関数で、次のような近似を行った。

$$\Lambda(T) = \chi T^{\alpha} \quad (12)$$

$T(K)$	α	χ	Reference
$4 \times 10^5 < T < 1 \times 10^5$	3.0	8.00×10^{-37}	1
$1 \times 10^5 < T < 3 \times 10^5$	0.0	8.00×10^{-22}	1
$3 \times 10^5 < T < 8 \times 10^5$	-2.5	3.94×10^{-8}	2
$8 \times 10^5 < T < 2 \times 10^7$	-1.0	5.51×10^{-17}	2
$2 \times 10^7 < T$	0.4	3.31×10^{-27}	3

Table. 1 References. -(1)Sterling et al. 1993;(2)Hildner 1974;(Nagai 1980).

$\chi(T), \alpha(T)$ は表 1 にまとめてある。 $4 \times 10^4 K$ 以下の放射冷却は無視している。

コロナ加熱は遷移層で一定の静的な加熱を仮定した。対流層を無視し、コロナと彩層のみの計算を行った結果、図 2 のような平衡状態になる。コロナ上部ではコロナ加熱と熱伝導が釣り合っていて、遷移層付近では放射冷却と熱伝導が釣り合っている。

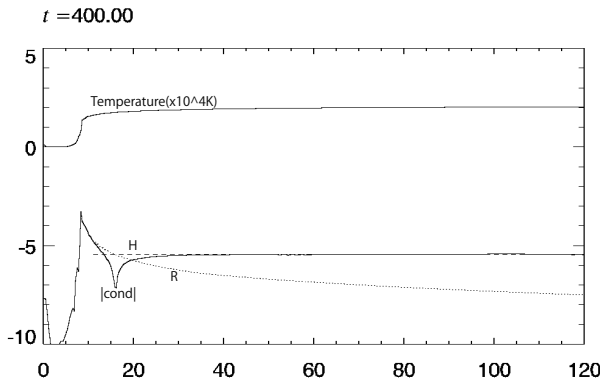


Fig. 2 エネルギーの釣り合い。それぞれ実線 ($|cond|$) は熱伝導の絶対値、破線 (H) はコロナ加熱、点線 (R) は放射のエネルギーを表している。

磁気拡散は以下のように異常抵抗モデルを仮定する。

$$\eta = \begin{cases} \eta_{st} & \text{for } v_d < v_c, \\ \eta_{st} + \eta_{an} (v_d/v_c - 1)^2 & \text{for } v_c \leq v_d \leq v_{dmax}, \\ \eta_{max} & \text{for } v_d \geq v_{dmax}, \end{cases} \quad (13)$$

ただし、 v_{dmax} は、 η が η_{max} と等しくなる時の v_d の値。

変数は以下のように無次元化して扱われる。長さ、速度、時間の単位はそれぞれ H_0 、 C_{S0} 、 $\tau_0 \equiv H_0/C_{S0}$ 。ここで H_0 、 C_{S0} は $y = 0$ (光球面) での圧力スケール長 $\mathcal{H} \equiv p/(\rho g)$ と音速 $C_S \equiv \sqrt{\gamma p/\rho}$ 。密度は光球面 ($y = 0$) での値 ρ_0 で無次元化する。

2.3 初期条件

$0 < x < 80, -3 < y < 80$ の領域を計算した。グリッドは $[x, y] = [100, 400]$ で行った。

初期状態は y 方向に力学成層を考えているが、熱伝導とコロナ加熱と放射冷却の効果により、図 2 のような平衡状態に達する。初期状態でのコロナの温度は 1MK、光球 ($y = 0$) の温度は $1 \times 10^4 K$ とした。光球では対流不安定な成層にしてある。

磁場分布は、以下のように仮定する。

$$B_x(y) = [8\pi p(y)\alpha(y)]^{1/2} + B_{add} \quad (14)$$

$$\alpha(y) = \alpha_f f(y) \quad (15)$$

$$f(y) = \frac{1}{4} \left[\tanh\left(\frac{y-y_0}{w_f} + 1\right) \right] \left[-\tanh\left(\frac{y-y_1}{w_f}\right) + 1 \right] \quad (16)$$

対流層から浮き上がる磁束の初期分布は α_f で決め、コロナ中の磁場は B_{add} であたえている。

3. 結果

図 3 が初期状態の密度、図 4 が初期状態の温度の図を示している。白線は磁力線を表していて、コロナでは斜めの磁場、光球より下には磁束がある。これが $x = 40, -2 < y < 0$ の領域の擾乱によって磁束が Parker 不安により浮上する。矢印は速度の向きを示している。

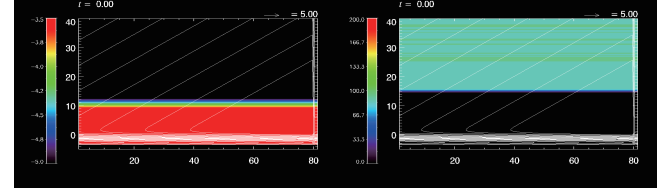


Fig. 3 初期状態の密度

Fig. 4 初期状態の温度

浮上した磁束が、コロナ磁場と磁気リコネクションを起こしている図が図 5、6 である。図 5 は密度、が図 6 は温度を示している。磁束とコロナ磁場との間で低温高密度なアイランドが形成され、磁気リコネクションにより排出されようとしている。この時にはまだ彩層蒸発は起きていない。

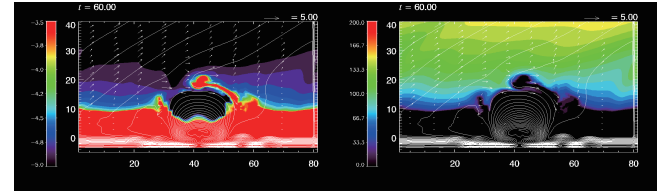


Fig. 5 磁気リコネクション：密度

Fig. 6 磁気リコネクション：温度

彩層蒸発ジェットが起きている図が図 7、8 である。図 7 は密度、が図 8 は温度を示している。磁気リコネクションによってつなぎ変わった磁場の足元に上昇流が起きている。同時に密度の高いプラズマの上昇が見られる。この上昇流は彩層蒸発ジェットと考えられる。彩層蒸発ジェットの温度は周りに比べて低い。

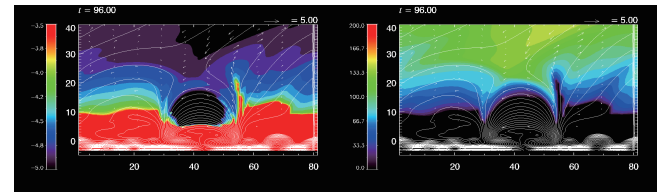


Fig. 7 彩層蒸発ジェット：密度

Fig. 8 彩層蒸発ジェット：温度

4. 議論

彩層蒸発ジェットの再現に成功したが、彩層蒸発ジェットはあまり高くまで上がらなかった。また温度も低く、観測で見られる高温の彩層蒸発ジェットは再現はできなかった。これは磁気リコネクションによるエネルギーの注入量が低いためと考えられる。今後は他のパラメータで計算を行うことで、スケーリング則を導出する予定である。また観測と比較して磁気的な加速が実際に起こっているのかを議論する予定である。

参考文献

- (1) Matsui, Y. and Yokoyama, T. and Imada, S., in prep
- (2) Yokoyama, T. and Shibata, K. 1995, Nature, 375, 42
- (3) Yokoyama, T. and Shibata, K. 1996, PASJ, 48, 353
- (4) Miyagoshi, T. and Yokoyama, T. 2004, ApJ, 614, 1042