

MHD Simulation of Coronal Mass Ejections

理工学研究科 知能情報工学専攻メディア情報工学1

澤邊無二男, 坂井純一, 川田勉

munio@mi.iis.toyama-u.ac.jp

本研究では、Coronal Mass Ejection:CME のシミュレーションを行う。それぞれ弱い軸の流れと強い軸の流れを備えた磁束管に沿って移動する濃いプラズマ流の衝突プロセスを調べる。プラズマ流の衝突面では強い爆発が現われ、磁束管の破壊が起きるのが確認された。また強い軸の流れを備えた磁束管の方がより大きな爆発を起こすことがわかった。

Keywords : Coronal Mass Ejection,MHD

1 Introduction

太陽は主に水素原子と水素が電離したプラズマが主役であり、その太陽プラズマにおける様々な現象が世界中で観測、理論、またシミュレーション研究が行われている。また太陽面での爆発現象であるフレアに関連し、様々なプラズマ放出現象が起きている。その中でもコロナ質量放出 (Coronal Mass Ejection :CME) はサイズが一番大きく、地球にまで影響を及ぼすことも珍しくない。この CME が地球を襲うと、地球の磁気圏の形状をゆがめ、磁気圏に捕らえられている荷電粒子を加速して、磁気嵐が引き起こされる。また、南極や北極地方では美しいオーロラ (極光ともいう) が生じる。CME は毎日数回起きており、すべてが地球方向にコロナ物質を飛ばすわけではない。この CME の太陽表面での状態をシミュレーションする。本研究ではプラズマ流が磁束管内部で衝突する時の様子を MHD コードを用いて解く。

2 Basic Equations

3次元の MHD コードを使用し、人工風 (Artificial Wind) スキームを用いて以下の MHD 方程式を解く。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho V_i) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho V_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}[(\rho V_i V_j + (p + B^2)\delta_{ij} - 2B_i B_j)] = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial B_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(V_j B_i - V_i B_j) = \frac{1}{Re_m} \frac{\partial^2 B_i}{\partial x_j^2}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho V^2}{2} + \frac{p}{\gamma - 1} + B^2 \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[V_i \left(\frac{\rho V^2}{2} + \frac{\gamma p}{\gamma - 1} + 2B^2 \right) - 2B_i B_j V_j + q_i \right] = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

ここで ρ, V_i, p, B_i はそれぞれ、密度、速度、圧力、磁場であり、 γ は $\gamma = 5/3$ で与えられる断熱定数、 Re_m は磁気レイノルド数、 δ_{ij} はクロネッカーデルタ、 q_i は散逸磁束エネルギーである。密度、圧力、速度、磁場はそれぞれ ρ_0, p_0 、音速 $C_s = (\gamma p_0 / \rho_0)^{1/2}$ 、 $B_0 = (8\pi p_0)^{1/2}$ で無次元化される。

3 Simulation Model

図1にシミュレーションモデルを示す。上部への変化を良く観察するために上半分のみの磁束管を底面に配置する。 $q = 0.1$ と $q = 0.8$ の2つのケースを備えた磁束管に沿って移動する速度を持ったプラズマ流を衝突させるようなモデルである。シミュレーションサイズは $N_x = 400$ 、 $N_y = 100$ 、 $N_z = 300$ である。磁束管の磁場と圧力を次のように与える。

$$B_x = \frac{q B_y (z - z_c)}{a}, \quad B_y = -B_0 e^{-(r/a)^2},$$

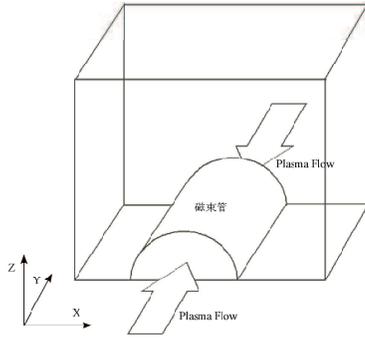


図 1: シミュレーションモデル

$$B_z = -\frac{qB_y(x-x_c)}{a}, p = \left(\frac{q^2}{2} - \frac{q^2r^2}{a^2} - 1\right)e^{-2(r/a)^2} + 2, \quad (5)$$

ここで $r = [(x-x_c)^2 + (z-z_c)^2]^{1/2}$ である。磁束管の中心は $(x_c, z_c) = (200, 0)$ 、半径 $a = 80$ 、twist parameter と呼ばれる電流の強さは $q = 0.1, 0.8$ の 2 通り、そして $B_0 = 0.1$ である。そして磁束管内部には密度の濃いプラズマを置き、次のように密度と速度を与える。

$$\rho = p + \left\{0.5\rho_c \left[1 - \tanh\left(\frac{y-y_1}{3}\right)\right] + 0.5\rho_c \left[1 + \tanh\left(\frac{y-y_2}{3}\right)\right]\right\} e^{-(r/30)^2} + 50e^{-z/100}, \quad (6)$$

$$V_x = V_z = 0, \quad (7)$$

$$V_y = \left\{0.5V_{y1} \left[1 - \tanh\left(\frac{y-y_1}{3}\right)\right] - 0.5V_{y2} \left[1 + \tanh\left(\frac{y-y_2}{3}\right)\right]\right\} e^{-(r/30)^2} \quad (8)$$

ここで、 $y_1 = 25$ 、 $y_2 = 75$ 、 $\rho_c = 10$ 、そして $V_{y1} = V_{y2} = 1.0C_s$ である。このように磁束管に沿って反対方向のプラズマ流が流れ、衝突するモデルである。

4 Simulation Result

4.1 Case of $q = 0.1$

図 2 は磁束管に沿った 2 つの moving solitary magnetic sausage の衝突プロセスの時間発展を示

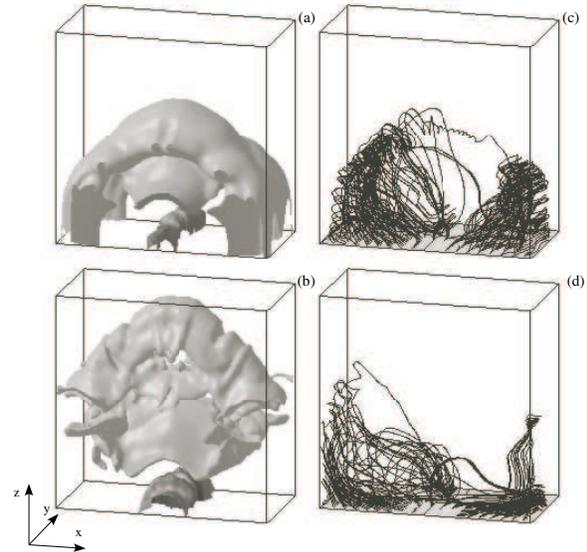


図 2: $q = 0.1$ での磁場の時間発展 $|B| = 0.08$ (a) $t = 500\tau_A$, (b) $t = 800\tau_A$ と磁力線 (c) $t = 500\tau_A$ (d) $t = 800\tau_A$

す。 $t = 500\tau_A$, $t = 800\tau_A$ での磁場の時間発展と磁力線を示す。図 2(a)(b) で見られるように、2 つの moving solitary magnetic sausage の衝突により強い爆発が現われ、その結果磁束管の強い破壊が起き、アーケード状に上に盛り上がっている。また、底面から出る磁力線は $t = 500\tau_A$ で図 2 (c) のように弱くアーケードを保つが、図 2 (d) $t = 800\tau_A$ で磁力線は割れてしまう。

図 3 (a)(b)(c) では、3 つの異なる時間 ($t = 200\tau_A$, $t = 500\tau_A$, $t = 800\tau_A$) で $Y = 50$ の密度の空間分布 (グレースケールで示す) と磁場 (B_x, B_z) のベクトル図を示す。図 3 (d)(e)(f) では、同様な時間と Y の位置で密度の空間分布 (グレースケール) と速度 (V_x, V_z) のベクトル図を示す。図 3 (a)(b)(c) を見ると、密度の形に沿って磁場は構成され、時間が進むにつれ徐々に強くなっていることがわかる。それに対し速度は時間に関係無くほぼ一定で、衝突面から扇状のアップフローを図 3 (f) で見せている。

4.2 Case of $q = 0.8$

$q = 0.1$ の場合と同様に、図 4 は磁束管に沿った 2 つの moving solitary magnetic sausage の衝

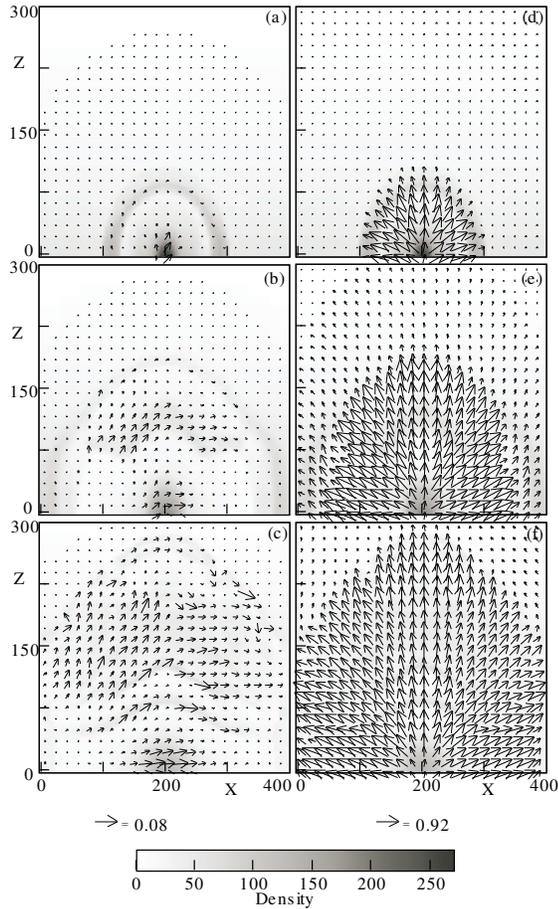


図 3: $q = 0.1$ での密度の空間分布と (B_x, B_z) ベクトル図 (a) $t = 200\tau_A$ (b) $t = 500\tau_A$ (c) $t = 800\tau_A$ 、密度の空間分布と (V_x, V_z) ベクトル図 (d) $t = 200\tau_A$ (e) $t = 500\tau_A$ (f) $t = 800\tau_A$

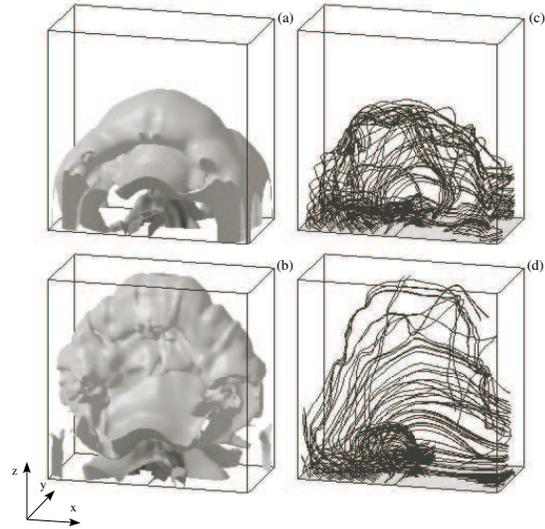


図 4: $q = 0.8$ での磁場の時間発展 $|B| = 0.08$ (a) $t = 500\tau_A$, (b) $t = 800\tau_A$ と磁力線 (c) $t = 500\tau_A$ (d) $t = 800\tau_A$.

突プロセスの時間発展を示す。 $t = 500\tau_A$, $t = 800\tau_A$ での磁場の時間発展と磁力線を示す。図 4 (b) で見られるように、 $q = 0.1$ の場合よりも強い爆発が現われ、その結果、より大きなアーケードができる。それはきのこ雲のように見える。また、磁力線は図 4 (c)(d) のように比較的しっかりとしたアーケードを保つ。

図 5 (a)(b)(c) では、3つの異なる時間 ($t = 200\tau_A$, $t = 500\tau_A$, $t = 800\tau_A$) で $Y = 50$ の密度の空間分布 (グレースケール) と磁場 (B_x, B_z) のベクトル図を示す。図 5 (d)(e)(f) では、同様な時間と Y の位置で密度の空間分布 (グレースケール) と速度 (V_x, V_z) のベクトル図を示す。図 5 (a)(b)(c) を見ると、密度の形に沿って、磁場は時間が進むにつれ徐々に強くなっていることがわかる。それに対し速度は時間に関係無くほぼ一定だが、衝突面から $q = 0.1$ の場合よりも大きな扇状のアップフローを図 5 (f) で見せている。

5 Summary

今回 q (twist parameter) 以外の条件は全て同じである、2つの場合でのシミュレーションを行った。その結果、プラズマ流の衝突面では強い

爆発が現われ、磁束管の強い破壊が起きた。そして、そのままアーケード状に上方へ動いて行くのが観察された。 $q = 0.8$ の場合の方が $q = 0.1$ の場合よりも、つまりねじれた磁場を備えた磁束管の方が、2つのプラズマ流の衝突でより大きな爆発が起きることがわかった。また、磁力線は $q = 0.1$ では、 $t = 500$ くらいまでは平衡状態を保つが、その後は弾けてしまうことがわかった。

参考文献

- [1] J.I.Sakai,K.Nishi,and I.V.Sokolov,Astrophys. J. **40**, 137 (2003)
- [2] J.I.Sakai,K.Nishi,and I.V.Sokolov,Astrophys. J. **40**, 137 (2002)

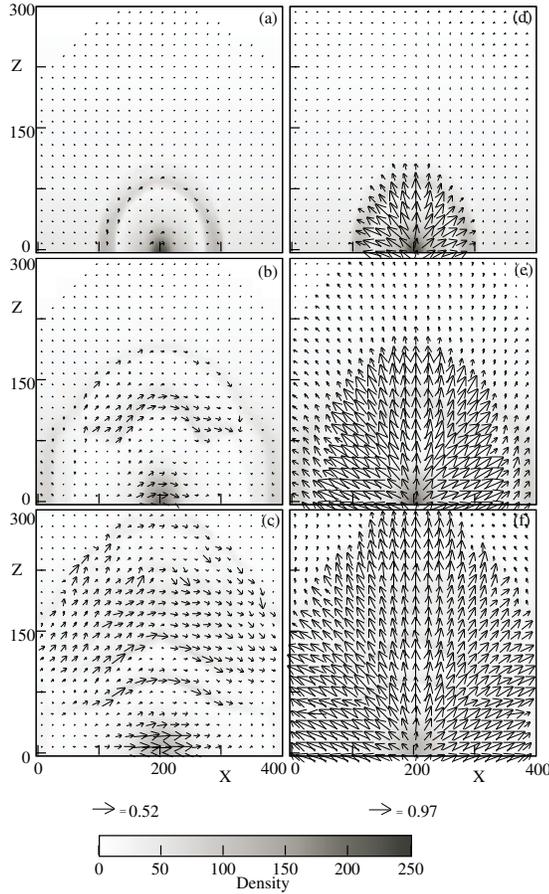


図 5: $q = 0.8$ での密度の空間分布と (B_x, B_z) ベクトル図 (a) $t = 200\tau_A$ (b) $t = 500\tau_A$ (c) $t = 800\tau_A$ 、密度の空間分布と (V_x, V_z) ベクトル図 (d) $t = 200\tau_A$ (e) $t = 500\tau_A$ (f) $t = 800\tau_A$.