# プラズマ中の２次元Ｘ型電流層における磁気的収縮と それに伴う磁気音波の衝撃波形成

森田　智之*，山口　健一*，坂井　純一**

## 概　　要

プラズマ中の２次元Ｘ型電流層において，磁気ローレンツ力によって生じる電流層の収縮の非定常力学過程を，数値解析によって調べた。

断熱比$\gamma = 3$の時には，電流層が振動しながら収縮し，$\gamma = 5/3$の時には，振動なしに収縮する。この電流層の収縮に伴い，磁場，密度，速度，圧力などの各物理量が変動し，強い磁気音波の衝撃波が形成されることを示す。

## １．はじめに

Ｘ型磁場配位をもつプラズマ中の電流層には，磁気再結合過程に関連して多くの文献がある(たとえば，最近の研究結果のまとめは，文献１を参照；以前の関連する文献は，文献１に含まれる)。その中で，特に太陽プラズマでは，太陽フレアのモデル[2]や，太陽プロミネンスのモデル[2]として，プラズマ中の電流層の力学的ふるまいの研究は，重要な位置を占める。従来の電流層の力学の研究は，定常状態の研究[1]や，Tearingモード不安定性の解析[1]にみられるように，線形安定解析が主であった。しかし，最近では，大型計算機を用いたシミュレーション，及び，太陽の観測技術の進展に伴い，非定常問題として，電流層の力学過程を研究することが重要になってきている。[1,3]

特に，太陽フレアの爆発的初相(早い場合には１秒以内)で，イオン，陽子，及び，電子が，相対論的エネルギーまで加速されることが，SMMの観測などで明らかになった。[4] この様な速い，そして効率のよい粒子加速の物理過程として，現在２つのモデル[5,6]が提案されている。その第１のモデルは，太陽コロナ中に存在する，２本，又は，多くの電流ループが互いに相互作用(主に，合体相互作用)をして，磁気再結合によって，磁場のエネルギーをプラズマの加熱，及び，高エネルギー粒子の加速に変換するというモデルである。このモデルでは，２本の電流ループの中間に形成されるＸ型電流層の力学過程，特に，非定常力学過程が重要な役割を演じている。

これまでは主に，１次元の電流層がモデルとして扱われてきたが，この論文では，２次元Ｘ型電流層の非定常収縮過程を調べる。

この論文で用いられる基礎方程式は，Sakaiなど[7](1987)によって，プロミネンス形成理論の論文に提出されたものを用いる。第２節では，電磁流体(MHD)方程式より，より簡単化された非線形連立常微分方程式を導出する。これらが，２次元Ｘ型電流層の非定常力学過程をよく記述している。第３節では，この基礎方程式を数値解析することによって，電流層が，磁気ローレンツ力によって，断熱

＊富山大学工学部電気工学科　　＊＊富山大学工学部応用数学講座

比$\gamma=3$の時には，振動しながら収縮することを示し，２次元電流層が，１次元電流層に近づくことを示す。また，$\gamma=5/3$の時には，振動なしに，一気に収縮する。この収縮に伴い，磁気音波の衝撃波が形成されることを示す。

第４節では，得られた結果をまとめる。また，衝撃波形成に伴う，電流層での磁気的再結合過程への影響や，衝撃波による粒子加速などについても議論する。

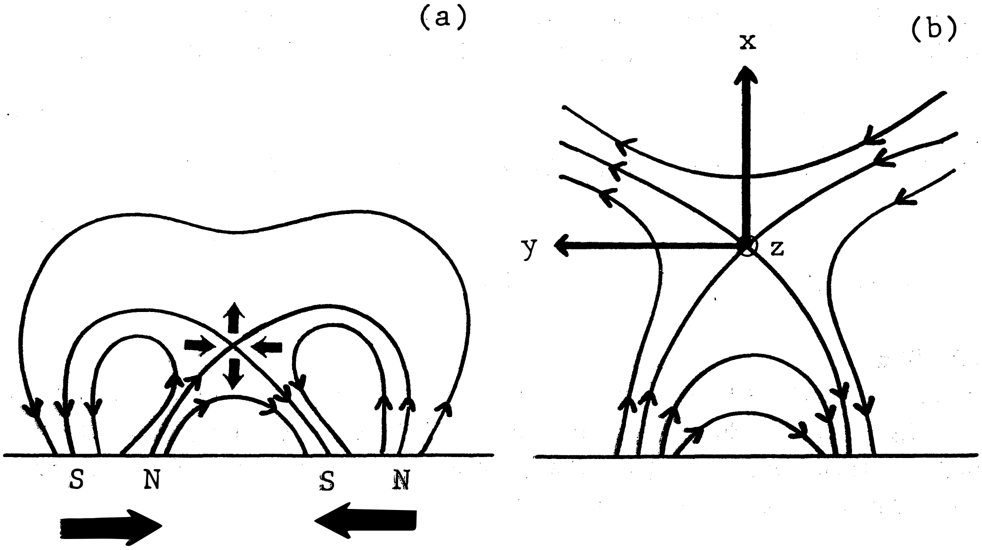


図１(a)　プロミネンス形成の場所での磁場配位，
及び，プラズマの流れ
(b)　座標系

## 2．基礎方程式と電流層のモデル

### 2.1　MHD 方程式

プロミネンスをモデル化すると，図１(a)に示すように，光球面の活動域の磁場によって形成される，コロナ中の薄い電流層である。図１(b)のように，垂直方向を$x$軸，水平方向を$y$軸，そして，プロミネンスに沿った水平方向を$z$軸として座標を設定する。ここで，プロミネンスは，$z$軸方向に一様な薄膜と仮定する。

プロミネンスの形成の理論は，様々な物理的過程をふまえている。たとえば，プラズマ圧縮過程，温度と重力の効果，コロナ中の加熱，輻射過程などが含まれる。そして，これらを表現する式は，次に示すように，重力とエネルギー輸送を考慮した，MHD 方程式である。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho\mathbf{V})=0 \tag{1.1}$$

$$\rho\left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t}+(\mathbf{V}\cdot\nabla)\mathbf{V}\right)=-\nabla P+\frac{1}{4\pi}(\nabla\times\mathbf{B})\times\mathbf{B}-\rho g e_x \tag{1.2}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}=\nabla\times(\mathbf{V}\times\mathbf{B})+\frac{c^2}{4\pi\sigma}\Delta\mathbf{B} \tag{1.3}$$

$$\frac{\partial P}{\partial t}+(\mathbf{V}\cdot\nabla)P+\gamma P\nabla\cdot\mathbf{V}=(\gamma-1)\left[E_H-Q_C+\nabla(\kappa_0 T^{5/2}\nabla T)\right] \tag{1.4}$$

ここで，$\rho$，$\mathbf{V}$，P，$\mathbf{B}$，そしてTは，それぞれ密度，速度，圧力，磁場，そして温度である。また，

重力加速度 $g(x)$ は，次のように与えられる。

$$g(x) = GM_{\odot}R_{\odot}^{-2}\left(1+\frac{x}{R_{\odot}}\right)^{-2} = g_{\odot}\left(1+\frac{x}{R_{\odot}}\right)^{-2} \qquad (1.5)$$

ここで，$M_{\odot}$，$R_{\odot}$，$g_{\odot} = GM_{\odot}R_{\odot}$ はそれぞれ，太陽の質量，太陽の半径，太陽表面での重力加速度である。

式(1.4)の $E_H$ と $Q_C$ は，加熱と輻射による冷却の項である。加熱効果を示す $E_H$ は，波動，もしくは電流の散逸のためによるが，未だよく解明されておらず，次のように，簡単な形をとるものと仮定する。

$$E_H = h\rho \qquad (1.6)$$

ここで，h は定数である。一方，輻射冷却を示す $Q_C$ は，次のようになる。

$$Q_C = \chi\rho^2 T^{\alpha} \qquad (1.7)$$

ここで，$\chi$ と $\alpha$ は定数だが，温度によって変化する。

### 2.2 電流と磁場

図1(a)に示したように，磁極が向かい合っている2つの磁気双極子は，互いに近づき合うと考えられる。X-Y 断面をみると，$y$ 軸と平行に，両方向からプラズマが流入しており，それによって，X型をした磁場配位が形成される。X型をした磁場配位をとりまくように，水平にプラズマが流入しているわけだが，その速度 $v_y$ を，次のように仮定する。

$$v_y = \frac{\dot{a}}{a}y \qquad (2.1)$$

ここで，$a(t)$ は，スケール因子で，時間の関数である。また，$\dot{a} = da/dt$ である。スケール因子 $a(t)$ は，電流層の厚さの連続的な変化を特徴づける。即ち，$a(t)$ が小さくなると，電流層が薄く圧縮されることを意味する。

また，垂直方向の流れの速度 $v_x$ は，次のように仮定する。

$$v_x = v_{x0}(t) + \frac{\dot{b}}{b}x \qquad (2.2)$$

ここで，$v_{x0}(t)$ と，別のスケール因子 $b(t)$ は，基礎方程式より，後ほど決定される。

磁場の各成分は，次のように仮定する。

$$B_x = B_{x0}(t)\frac{y}{\lambda} \qquad (2.3)$$

$$B_y = B_{n0}(t) + B_{y0}(t)\frac{x}{\lambda} \qquad (2.4)$$

$$B_z = B_{z0}(t) \qquad (2.5)$$

ここで，$\lambda$ は電流層の特徴的長さである。未知関数 $B_{x0}(t)$，$B_{y0}(t)$，$B_{z0}(t)$，$B_{n0}(t)$ は，基礎方程式より，後ほど決定される。式(2.4)の中の $B_{n0}(t)$ は，磁場のX点が上下に移動する様子を示す項である。

## 2.3 基礎方程式の導出

連続の式(1.1)へ，式(2.1)，(2.2)を代入すると，密度 $\rho(t)$ は，時間だけの関数となることがわか

る。即ち，

$$\rho(t)=\frac{\rho_0}{a(t)\,b(t)} \tag{3.1}$$

ここで，$\rho_0$は一定である。

次に，誘導電流に関する式(1.3)に，速度の式(2.1)，(2.2)，そして磁場に関する式(2.3)～(2.5)を代入し，計算すると，以下のように各磁場の成分が決定される。

$$B_{x0}=\frac{B_0}{a^2} \tag{3.2}$$

$$B_{y0}=\frac{B_0}{b^2} \tag{3.3}$$

$$\frac{dB_{n0}}{dt}=-\frac{v_{x0}B_0}{\lambda\, b^2}-B_{n0}\cdot\frac{\dot{b}}{b} \tag{3.4}$$

$$B_{z0}=\frac{B_{00}}{ab} \tag{3.5}$$

ここで，$B_0$，$B_{00}$は定数である。

圧力Pを次のように仮定する。

$$P(x,y,t)=P_{00}(t)-P_0(t)\cdot\frac{x}{\lambda}-P_{x0}(t)\cdot\frac{x^2}{\lambda^2}-P_{y0}(t)\cdot\frac{y^2}{\lambda^2} \tag{3.6}$$

運動方程式(1.2)へ，式(2.1)～(2.5)，式(3.1)～(3.3)，式(3.5)，(3.6)を代入，計算すると次のようになる。まず，運動方程式の$x$成分で，$x$に依らない項だけ取り出すと，

$$\frac{dv_{x0}}{dt}+v_{x0}\cdot\frac{\dot{b}}{b}=\frac{ab}{\rho_0}\cdot\frac{P_0}{\lambda}-\frac{B_{n0}B_0}{4\pi\lambda}\cdot\frac{ab}{\rho_0}\left(\frac{1}{b^2}-\frac{1}{a^2}\right)-g_{\odot} \tag{3.7}$$

$x$に比例する項をみると，

$$\frac{d^2b}{dt^2}=2\cdot\frac{P_{x0}}{\lambda^2}\cdot\frac{ab^2}{\rho_0}-\frac{{v_A}^2}{\lambda^2}\left(\frac{a}{b^2}-\frac{1}{a}\right)+2\cdot\frac{g_{\odot}}{R_{\odot}}\cdot b \tag{3.8}$$

ここで，$v_A=B_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$である。$y$成分を考える。

$$\frac{d^2a}{dt^2}=2a^2b\cdot\frac{P_{y0}}{\rho_0\lambda^2}+\frac{{v_A}^2}{\lambda^2}\left(\frac{1}{b}-\frac{b}{a^2}\right) \tag{3.9}$$

最後に，エネルギー輸送に関する式(1.4)について考察する。今，式(1.4)は，加熱と輻射冷却の項を含んでいるが，この論文では，特に，断熱圧縮について考え，よって右辺を無視することができる。即ち，$x$に依らない項と，$x$に比例する項に分けて考えると，次式が得られる。

$$\frac{dP_{00}}{dt}-\frac{v_{x0}P_0}{\lambda}+\gamma P_{00}\left(\frac{\dot{a}}{a}+\frac{\dot{b}}{b}\right)=0 \tag{3.10}$$

$$\frac{dP_0}{dt}+2\cdot\frac{P_{x0}}{\lambda}\cdot v_{x0}+\frac{\dot{b}}{b}P_0+\gamma P_0\left(\frac{\dot{a}}{a}+\frac{\dot{b}}{b}\right)=0 \tag{3.11}$$

ここで，$P_{x0}$と$P_{y0}$は，以下のように定義した。

$$P_{x0}=\frac{P_a}{a^{\gamma}b^{\gamma+2}} \tag{3.12}$$

$$P_{y0}=\frac{P_a}{a^{\gamma+2}b^{\gamma}} \tag{3.13}$$

ここで，$P_a$は一定である。式(3.12)，(3.13)を用いると，スケール因子$a(t)$，$b(t)$の時間変化を記述する式(3.9)，(3.8)は，次のようになる。

$$\frac{d^2a}{dt^2}=\frac{{C_s}^2}{\lambda^2a^{\gamma}b^{\gamma-1}}+\frac{{v_A}^2}{\lambda^2}\left(\frac{1}{b}-\frac{b}{a^2}\right) \tag{3.14}$$

$$\frac{d^2b}{dt^2}=\frac{{C_s}^2}{\lambda^2a^{\gamma-1}b^{\gamma}}-\frac{{v_A}^2}{\lambda^2}\left(\frac{a}{b^2}-\frac{1}{a}\right)+2\cdot\frac{g_{\odot}}{R_{\odot}}\cdot b \tag{3.15}$$

ここで，$C_s$は音速で，${C_s}^2=2P_a/\rho_0$である。

## 2.4　基礎方程式の無次元化

前節では，非線形連立偏微分方程式を，より簡単な非線形連立常微分方程式まで導出した。この節では，計算機によるシミュレーションによって解を求めるために，方程式を無次元化する。即ち，方程式に含まれる次元のある量を，基準となるスケールと，無次元量との積で表す。つまり，時間$t$を，基準の時間スケール$T_0$と，無次元量$\tilde{T}$で表すと，式(3.14)は，次のようになる。

$$\frac{d^2a}{d\tilde{T}^2}=\frac{1}{{M_s}^2}\cdot\frac{1}{a^{\gamma}b^{\gamma-1}}+\frac{1}{{M_A}^2}\left(\frac{1}{b}-\frac{b}{a^2}\right) \tag{4.1}$$

ここで，$1/{M_A}^2$と$1/{M_s}^2$は，次のように定義する。

$${v_A}^2\frac{{T_0}^2}{\lambda^2}\equiv\frac{1}{{M_A}^2} \tag{4.2}$$

$${C_s}^2\frac{{T_0}^2}{\lambda^2}\equiv\frac{1}{{M_s}^2} \tag{4.3}$$

同様に，$v_{x0}$や$B_{no}$なども無次元化すると，次のようになる。

$$v_{x0}=V_0\tilde{v}_{x0}=\frac{\lambda}{T_0}v_{x0}$$

$$B_{n0}=B_0\tilde{B}_{n0}$$

$$P_0=P_a\tilde{P}_0$$

$$P_{00}=P_a\tilde{P}_{00}$$

これらの関係より，式(3，15)，(3.4)，(3.7)，(3.10)，(3.11)は，次のような無次元化方程式となる。

$$\frac{d^2b}{d\tilde{T}^2}=\frac{1}{{M_s}^2}\cdot\frac{1}{a^{\gamma-1}b^{\gamma}}-\frac{1}{{M_A}^2}\left(\frac{a}{b^2}-\frac{1}{a}\right)+2M_gb \tag{4.4}$$

$$\frac{d\tilde{B}_{n0}}{d\tilde{T}}=-v_{x0}\frac{T_0}{\lambda b^2}-\frac{\tilde{B}_{n0}}{b}\cdot\frac{db}{d\tilde{T}}=-\frac{\tilde{v}_{x0}}{b^2}-\frac{\tilde{B}_{n0}}{b}\cdot\frac{db}{d\tilde{T}} \tag{4.5}$$

$$\frac{d\tilde{v}_{x0}}{d\tilde{T}}=-\frac{\tilde{v}_{x0}}{b}\cdot\frac{db}{d\tilde{T}}+\frac{ab}{2}\cdot\frac{\tilde{P}_0}{{M_s}^2}-ab\frac{\tilde{B}_{n0}}{{M_A}^2}\left(\frac{1}{b^2}-\frac{1}{a^2}\right)-M_{1g} \tag{4.6}$$

$$\frac{d\tilde{P}_0}{d\tilde{T}}=-\frac{\tilde{P}_0}{b}\cdot\frac{db}{d\tilde{T}}-2\frac{\tilde{v}_{x0}}{a^{\gamma}b^{\gamma+2}}-\gamma\tilde{P}_0\left(\frac{1}{a}\cdot\frac{da}{a\tilde{P}}+\frac{1}{b}\cdot\frac{db}{d\tilde{T}}\right) \tag{4.7}$$

$$\frac{d\tilde{P}_{00}}{d\tilde{T}}=\tilde{v}_{x0}\tilde{P}_0-\gamma\tilde{P}_{00}\left(\frac{1}{a}\cdot\frac{da}{d\tilde{T}}+\frac{1}{b}\cdot\frac{db}{d\tilde{T}}\right) \tag{4.8}$$

ここで，$M_g$と$M_{1g}$は，おのおの次のように定義した。

$$M_g\equiv\frac{g_{\odot}{T_0}^2}{R_{\odot}}$$

$$M_{1g} \equiv \frac{g_{\odot} T_0}{V_0}$$

## 3．計算結果

前節で導出した基礎方程式を数値解析するために，この論文では，アダムス法を使用した。スケール因子や速度などの初期条件は，次のように設定した。

| | |
|---|---|
| $a = 1$ | $B_{n0} = 0.01$ |
| $\dot{a} = -0.001$ | $P_0 = 1$ |
| $b = 2$ | $P_{00} = 1$ |
| $\dot{b} = 0$ | $M_A = 1$ |
| $v_{x0} = 0.001$ | $M_s = 1$ |

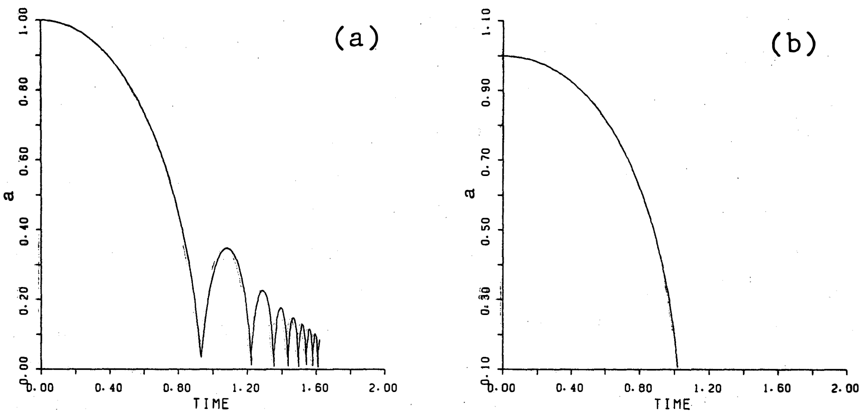


図２(a)　$\gamma = 3$ の時のスケール因子 a の時間変化
$(a(t=0) = 1.0)$
(b)　$\gamma = 5/3$ の時のスケール因子 a の時間変化
$(a(t=0) = 1.0)$

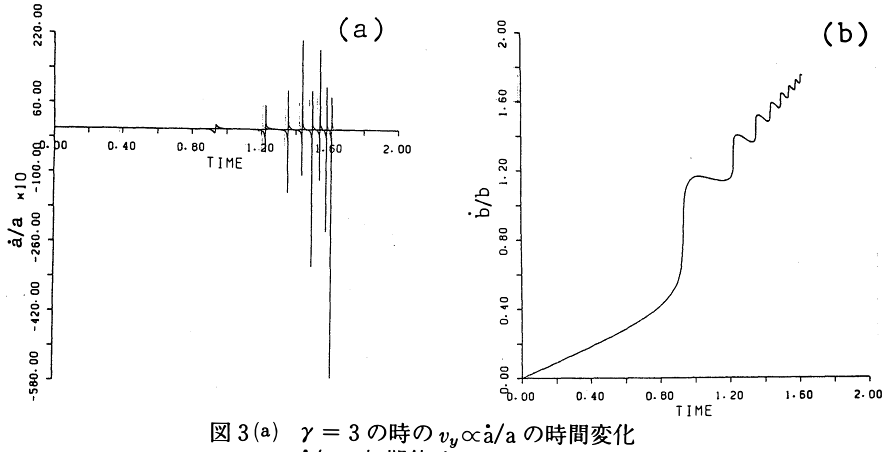


図３(a)　$\gamma = 3$ の時の $v_y \propto \dot{a}/a$ の時間変化
$\dot{a}/a$ の初期値は，$-0.001$
(b)　$\gamma = 5/3$ の時の $v_x \propto \dot{b}/b$ の時間変化
$\dot{b}/b$ の初期値は，0

時間の無次元量は$\tau_A$，そして$\beta$は次のように定義した。

$$\tau_A = \lambda / v_A$$

$$\beta = M_s{}^2 / M_A{}^2 = 1$$

図2は，スケール因子 a(t)の時間変化である。図2(a)は，断熱比$\gamma = 3$，図2(b)は，$\gamma = 5/3$の場合である。$\gamma = 3$の時は振動しながら減衰し，周期も次第に短かくなるが，$\gamma = 5/3$の時には，振動なしに減衰する。

図3は，断熱比$\gamma = 3$の時の$\dot{a}/a$と$\dot{b}/b$の時間変化である。プラズマの流入速度$v_y$は，$\dot{a}/a$に比例し，図3(a)からわかるように，両側から中心に向かって大きな速度で流入している。そして，この速度$v_y$の周期は，図2(a)と一致する。垂直方向の流れの速度$v_x$は，$\dot{b}/b$に比例する。図3(b)に，この$\dot{b}/b$の時間変化を示す。これから，度速$v_x$は，振動しながら上昇していくことがわかる。

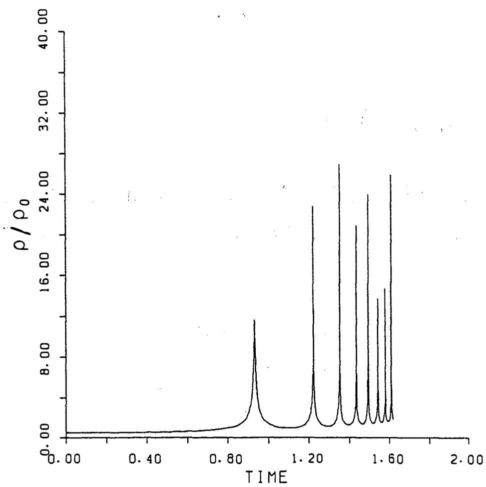


図4 $\gamma = 3$の時の密度$\rho/\rho_0 = 1/\mathrm{ab}$の時間変化

図4は，$\gamma = 3$の時の密度$\rho/\rho_0 = (\mathrm{ab})^{-1}$の時間変化である。これと，図2(a)を比較すると，スケール因子 a(t)が急に落ち込み，小さくなっている時間と，密度がピークになっている時間が一致している。即ち，水平方向からのプラズマの流入によって，電流層が圧縮され，密度が，非常に短かい時間で，10～30倍も大きくなっていることがわかる。

図5は，$\gamma = 3$の時の磁場の時間変化である。図5(a)は磁場の$x$成分，図5(b)は，磁場の$y$成分である。$B_{x0}$は，スケール因子 a(t)の関数だから，図2(a)と対比させると，密度$\rho$と同様な傾向を示すが，$B_{x0}$は，$a^2$に反比例するので，非常に大きな値となっている。逆に，$B_{y0}$は単調に減少していることがわかる。これは，スケール因子 b(t)の時間変化が，単調増加となっているためである。このこと($B_x \gg B_y$)より，電流層は，ほとんど一次元的に収縮されることが確められた。

図6は，$\gamma = 3$の時の圧力の時間変化である。図6(a)は圧力の$x$成分，図6(b)は圧力の$y$成分で

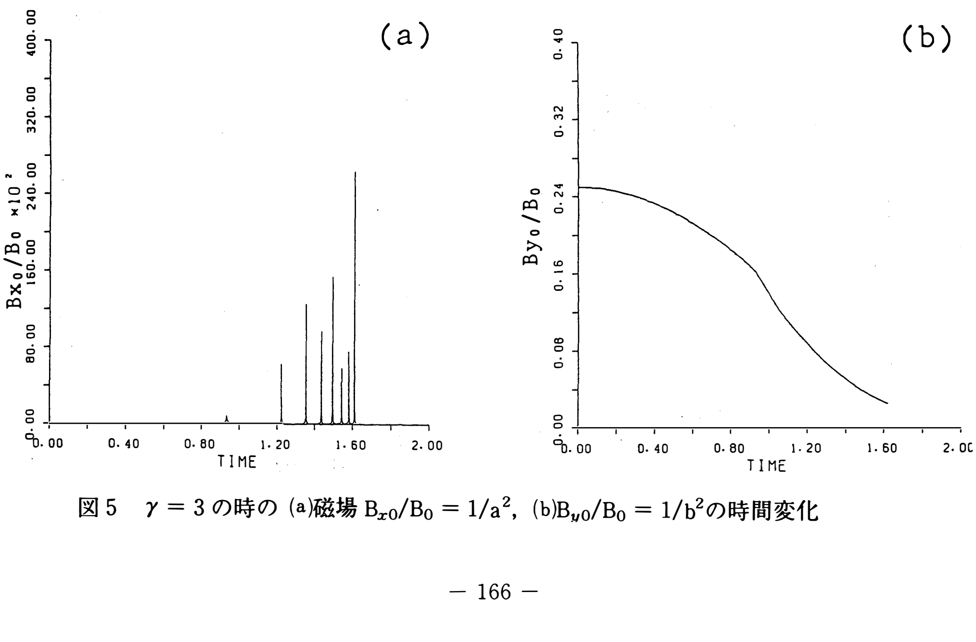


図5 $\gamma = 3$の時の (a)磁場$B_{x0}/B_0 = 1/a^2$，(b)$B_{y0}/B_0 = 1/b^2$の時間変化

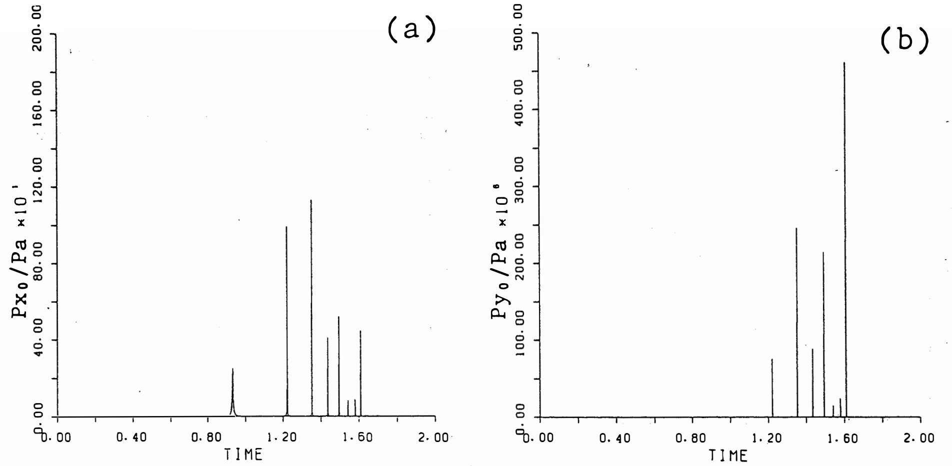


図６　$\gamma=3$ の時の(a)圧力 $P_{x0}/P_a = a^{-3}b^{-5}$，(b)$P_{y0}/P_a = a^{-5}b^{-3}$ の時間変化

ある。圧力Ｐは，スケール因子 a(*t*) と b(*t*) の関数なので，やはり，圧力がピークとなる時間は，a(*t*) が急に小さくなっている時間と一致する。図６(a)と(b)を比べると，ほぼ同じ傾向と言えるが，水平方向の圧力 $P_{y0}$ の値が，非常に大きいことに気付く。つまり，水平方向からのプラズマの流入により，電流層は，相等大きな圧力で圧縮されていることがわかる。

図７は，$\gamma=3$ の時，衝撃波の形成条件を満たしているか否かを示す。衝撃波は，プラズマの水平速度 $v_y$ が，磁気音波の速度 $V_M=\sqrt{{v_A}^2+{C_s}^2}$ より大きくなった時に形成される。今，$v_A/V_0=1$ と仮定しているので，$v_y > \sqrt{{v_A}^2+{C_s}^2}$ を満たす条件は，低ベーター($\beta$)プラズマでは，$|\dot{a}\sqrt{a/b}|>1$ となる。

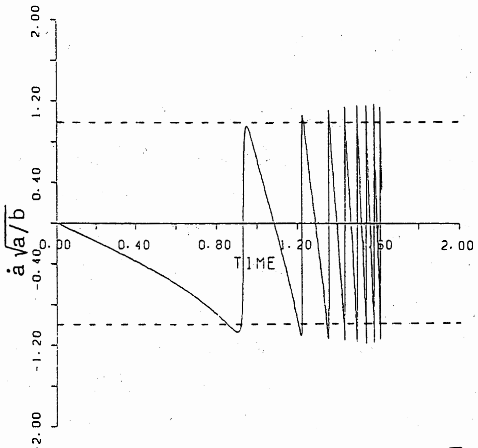


図７　$\gamma=3$ の時の衝撃波の形成条件；$|\dot{a}\sqrt{a/b}|>1$ の所で衝撃波が形成される
破線は，±１を示す

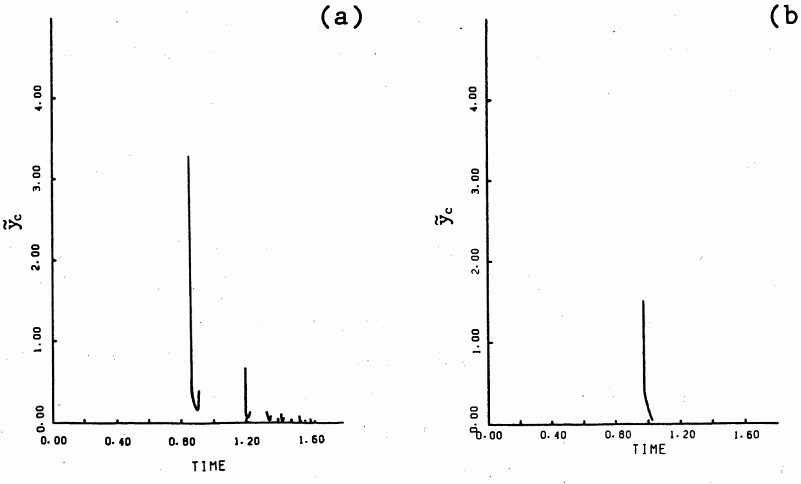


図８　(a)$\gamma=3$，及び，(b)$\gamma=5/3$ の時の衝撃波の形成場所 $\tilde{y}=y/\lambda$ を示す

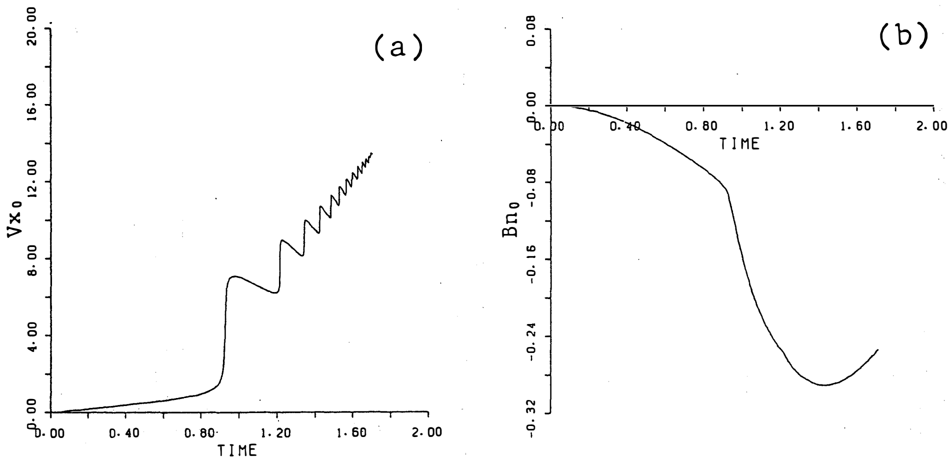


図 9　(a)$\gamma=3$ の時の上昇流の速度 $V_{x0}$，及び，(b)磁場 $B_{n0}$の時間変化

図 7 の破線が，±1 を示しているので，衝撃波は，電流層が圧縮される度に，形成されていることがわかる。

図 8 は，衝撃波の形成場所 $\tilde{y}_c(=y/\lambda)$ を示す。図 8 (a)は $\gamma=3$，図(b)は $\gamma=5/3$ の場合である。$\gamma=3$ の時は，図 7 より繰り返して衝撃波が形成されることが判明したが，その場所は，次第に中心方向に収束していくことがわかる。$\gamma=5/3$ の時は，スケール因子 a$(t)$が，バウンドせず，一気に減衰するため，衝撃波形成も，一回だけである。

図 9 (a)は，$\gamma=3$ の時の上昇流の速度である。速度は，周期を短かくしながら増減を繰り返しているが，全体的に見ると，次第に大きくなっていることがわかる。図 9 (b)は，$\gamma=3$ の時の磁場 $B_{n0}$の時間変化である。$B_{n0}$の値が負で大きくなっていることは，式(2.4)より，$B_y=0$ の点が$x$の正の方向に移動していることを示す。即ち，磁場の X 点が上昇運動をしていることに対応する。

これまでは，プラズマの$\beta$値が，$\beta=1$として解析してきた。これらと対比するために，$\beta=0.1$，即ち，$M_s{}^2/M_A{}^2=0.1$として計算した。その結果，スケール因子 a$(t)$の時間変化は，$\gamma=3$，$\gamma=5/3$のいずれの場合も，図 2 と同様な特徴を示した。相違する点は，バウンドする周期が全体的に小さくなり，収縮する時間が早くなることである。また，プラズマの水平方向の初速度を変えた場合，どのような傾向を示すか調べてみた。今回は，$\dot{a}/a=-0.001$ と対比し，$\dot{a}/a=-0.5$ とした。その結果，スケール因子の時間変化や，磁場，密度などの物理量，そして，衝撃波形成は大きな違いを示さず，プラズマの初速度は，全体の傾向にあまり影響を与えないことがわかった。

## 4．結論及び考察

この論文では，プラズマ中の 2 次元 X 型電流層において，電流層が収縮する非定常力学過程を，数値解析によって調べた。その結果，断熱比$\gamma$によって，電流層の収縮過程は大きな違いを示した。また，電流層の収縮に伴い，種々の物理量が変動し，衝撃波が形成されることもわかった。電流層で磁気音波の衝撃波が形成されると，磁場の X 点近傍での磁気的再結合過程に，大きな影響を及ぼす可能性がある。実際，有限振幅の磁気音波によって磁気的再結合が助長されることが，理論及び[8,9,10]，シミュレーション[11]で確かめられている。磁気音波が衝撃波となって，磁場の X 点近傍に伝播すると，どの程度，磁気的再結合が助長されるか，今後の研究課題である。

又，衝撃波が，数回にわたって電流層領域から外に向って伝播すると，この磁気音波の衝撃波面で

強い粒子加速が可能になる[1]。多くのフレアでは，ある時には，準周期的に粒子加速が観測され，又，ある時には，かなりランダムに粒子加速が起っている。もし，電流層で衝撃波が多重形成されると，この様な多重のパルス的粒子加速の説明が可能になると考えられる。従って，電流層での衝撃波形成過程，及び，それによる磁気的再結合への影響，粒子加速の問題は，今後，増々研究する必要がある。

この論文では，電流層の加熱効果と輻射冷却による影響を無視し，断熱圧縮状態として考察してきた。今後，特に太陽プロミネンス形成の研究には，これらの項を含んだ方程式を考慮せねばならない。

**謝　　辞**

この論文の数値計算は，富山大学情報処理センターを使用したことを記し，感謝の意を表します。

**参考文献**

1．J.Sakai and Y.Ohsawa,（1987）Space Sience Review, 46, 113
2．E.R.Rriest,（1982）Solar Magnetohydrodynamics, D.Reidel 出版社　オランダ
3．J.Sakai,（1986）太陽プラズマ物理の諸問題，核融合研究　55，111
4．J.Sakai,（1986）太陽フレアでの爆発的磁気再結合と粒子加速，日本物理学会　41，734
5．T.Tajima, J.Sakai, H.Nakajima, T.Kosugi, F.Brunel and M.R.Kundu,（1987）　Ap.J. 321, 1031
6．Y.Ohsawa and J.Sakai,（1988）Ap.J. 332, 439
7．J.Sakai A.Colin and E.R.Priest,（1987）Soler physics
8．J.Sakai, and H.Waohimi,（1982）Ap.J. 258, 823, 114, 253
9．J.Sakai,（1983）J.Plaoma Phys. 30, 109.
10. J.Sakai, and K.I.Wishikawa,（1983）Solar Phys. 88, 241
11. J.Sakai, T.Tajima and F.Brunel,（1984）Solar Phys. 91, 103

富山大学工学部紀要第40巻 1989

# Magnetic Collapse and Formation of Fast Magnetosonic Shock Waves in Two-Dimensional X-type Current Sheet

Tomoyuki Morita, Ken-ichi Yamaguchi, and Jun-ichi Sakai

**Abstract**

We investigate non-steady magnetic collapse driven by Lorentz force in two-dimensional X-type current sheet. When adiabatic ratio, $\gamma = 2$, the current sheet can oscillate during magnetic collapse. While the current sheet can collapse without oscillation when $\gamma = 5/3$. We show that during the magnetic collapse in the current sheet fast magnetosonic shock waves can be generated.

(1988年10月31日受理)