

No. _____

国立天文台 天文学データ解析計算センター
成果報告書 (平成 16 年度)

応募カテゴリ B

システム VPP

プロジェクト ID: rty10b

研究代表者 (現在のユーザ ID : yokoymtk)

氏名	横山 央明
所属機関名	東京大学 理学系研究科 地球惑星科学専攻
連絡先住所	〒 113-0033 東京都文京区本郷 7-3-1 東京大学理学部 1 号館 805 号室
電話番号	03-5841-4591
E-mail	yokoyama.t@eps.s.u-tokyo.ac.jp
職または学年	助教授

研究課題名

(和文)	擾乱の影響下における磁気リコネクションの研究
(英文)	Study of magnetic reconnection with finite amplitude fluctuations

研究分担者

氏名	所属機関名	E-mail	ユーザ ID
工藤 哲洋	Univ. Western Ontario, Canada (現職 国立天文台)	kudoh@astro.uwo.ca	kudotk

成果に関連して出版、もしくは印刷、投稿中の論文リスト

(1) このプロジェクト（同様の過去のプロジェクトも含む）での成果

「有限振幅擾乱影響のもとでの磁気リコネクションの3次元シミュレーション」横山 央明、地球惑星科学関連合同大会（2004.5.11 幕張）.

'MHD Simulations of a Solar Flare' Yokoyama, T., IAU Symp. 226: Coronal and Stellar Mass Ejections, Beijing, Aug 13 - 17, 2004

'Reconnection in the Solar Corona: Observations and MHD Simulations' Yokoyama, T., 35th COSPAR Science Assembly, Session E3.2, Paris, July 19 - 24, 2004

'Theory and Simulations of Solar Flares' Yokoyama, T., 'Asia-Oceania Geosciences Society Annual Meeting' Session SP07, Singapore, July 5 - 9, 2004

'MHD Simulations of Reconnection with Finite-Amplitude Fluctuations' Yokoyama, T., 'International Workshop "Explosive Phenomena in Magnetized Plasmas – New Development in Reconnection Research"' Yukawa Inst., Kyoto, Mar 17 - 19, 2004

'Reconnection with Finite-Amplitude Fluctuations' T. Yokoyama MR2005 US-Japan Workshop on Magnetic Reconnection, Plasma Merging, and Magnetic Jets - "Astrophysical Reconnection and Particle Acceleration" Awajishima island, Hyogo Prefecture, Japan 8-10 March 2005

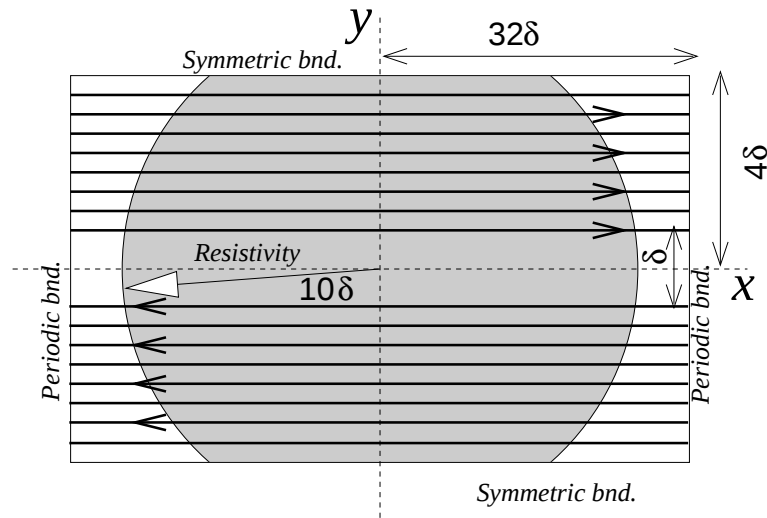


図 1: 2次元シミュレーションの初期条件

成果の概要

擾乱の影響下における磁気リコネクションの研究

1. はじめに

太陽フレアのエネルギー解放の物理過程が磁気リコネクションであることは、観測的には確立しつつある。いっぽうで、磁気リコネクションのかなめともいべき磁気拡散領域が、大磁気 Reynolds 数のもとでどのような構造をしているのかがまだ明らかになっていないため、その理論は完成しているとはまだいえない。太陽コロナでは Spitzer 抵抗で定義される磁気 Reynolds 数が極端に大きい ($\approx 10^{13}$)。おおむねこの値が、フレア全体 (数万から数十万 km 程度) と磁気拡散領域との空間規模の比である。したがって単純に考えると拡散領域はセンチメートル以下という大きさをでなければならないことになる。プラズママイクロ過程による非 Spitzer 抵抗 (粒子慣性効果や異常拡散) を考えたとしても、それが効く空間規模すなわちイオン Larmor 半径は数メートル程度である。このような極端な空間規模差を同時にもち構造が物理的に安定であるとは考えられない。磁気流体乱流により実効的に拡散が大きくなっている中間的な拡散領域がその間におそらく存在すると考えられている。本研究では、磁気リコネクションが、乱流的な擾乱によってどのような影響を受けるのかを、磁気流体シミュレーションによって調べた。

2. 2次元磁気流体シミュレーション

2.1 計算モデル

まずは、2次元シミュレーションを実行した。方程式系は、有限拡散の磁気流体方程式系で以下のように与えられる。

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{V}) + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{V} \mathbf{V} + \left(p + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right) \mathcal{I} - \frac{\mathbf{B} \mathbf{B}}{4\pi} \right] &= 0 \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + c \nabla \times \mathbf{E} &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho \mathbf{V}^2 + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right] + \nabla \cdot \left[\left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} p + \frac{1}{2} \rho \mathbf{V}^2 \right) \mathbf{V} + \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{B} \right] &= 0 \\ p &= \frac{k_B}{m} \rho T \\ \mathbf{E} &= \eta \mathbf{J} - \frac{1}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{B} \\ \mathbf{J} &= \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B}\end{aligned}$$

ただし、 $\mathcal{I}$ は単位テンソル、 k_B は Boltzmann 定数、 m は平均粒子質量である。

図1は初期条件を示す。反平行磁場にはさまれた孤立した電流シートを初期に設定し、その中に擾乱を与えることでリコネクションを誘発する。

初期磁場は、

$$\begin{aligned}B_x(y) &= B_0 \tanh \left(\frac{2y}{\delta} \right) \\ B_y &= 0 \\ p(y) &= p_0 (1 + 1/\beta) - \frac{1}{8\pi} B_x^2 \\ \rho(y) &= \gamma p / C_s^2 \\ V_x = V_y &= 0 \\ B_0^2 &= 8\pi p_0 / \beta\end{aligned}$$

ここで β は、磁場一様領域 ($|y| \gg \delta$) でのプラズマベータ (圧力と磁気圧との比) で $\beta = 0.3$ にとっている。また、初期音速 (温度) C_s は一様である。磁気拡散については、全領域には印加せず、半径 10δ の範囲だけに $\eta = 0.01 C_s \delta$ の強さで与えている (図1の灰色の領域)。これは Sweet-Parker 的なリコネクションを誘発するためである。以後、この原稿では、シミュレーション結果の単位として、長さに初期電流シートの厚み δ 、速度に初期音速 C_s をとる。これにさらに加えて、ランダムな速度擾乱 (乱流擾乱) を全領域にさらに与える。磁場ベクトルポテンシャル A_z にランダムな擾乱を与えて、 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ の条件を満たすように保証した。計算領域は $|x| \leq 32\delta$ 、 $|y| \leq 4\delta$ で、 x 方向には周期境界、

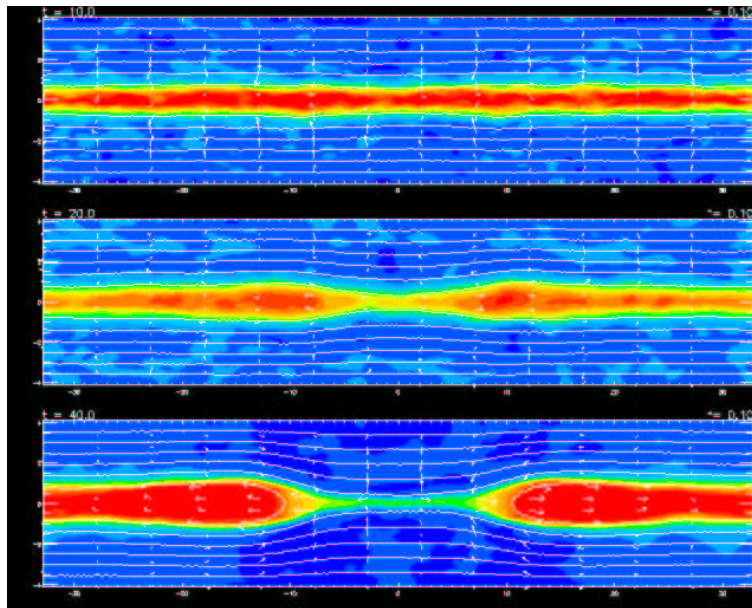


図 2: 2次元シミュレーションの結果。圧力分布の時間変化。

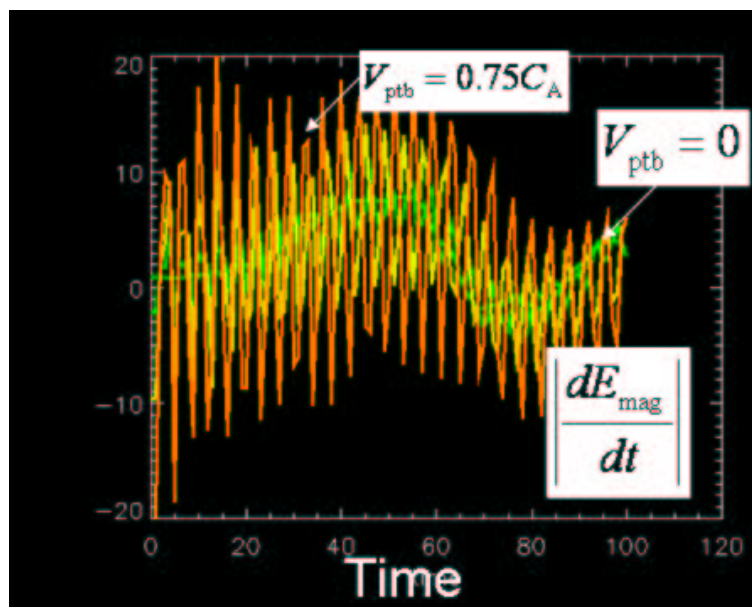


図 3: 2次元シミュレーションの結果。磁気エネルギー減少率の時間変化。緑線が擾乱なし、オレンジが、擾乱が Alfvén 速度の 75% のとき。そのほかは、同様に 50%、25% のとき。

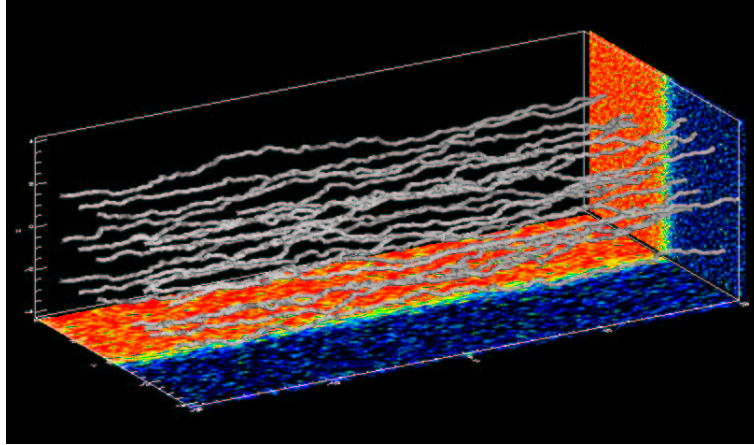


図 4: 3次元シミュレーションの初期条件。手前左右が x 方向、奥行が y 方向、縦が z 方向。灰色の線は磁力線。壁面は B_x を表し、赤が正方向、青が負方向。

y 方向には対称境界をとった。グリッド数は、 256×256 から 2048×2048 で、計算法は、人工粘性つき改良 Lax-Wendroff 法である。

2.2 結果

図 2 と図 3 とが、シミュレーションの結果である。擾乱を与えた場合でも、基本的には、薄い電流シートが発達して、Sweet-Parker 的なリコネクションが進行していることが、図 2 よりわかる。エネルギー変換効率（つまり磁気エネルギーの減少率）を測定してみると図 3 のように、振動しながらも、おおまかな絶対値は、加えた擾乱に依存しないことがわかる。振動は、ちょうど計算領域の y 方向の大きさを、ファストモードの磁気流体音波が横切る時間程度であった。

3. 3次元磁気流体シミュレーション

前節で示した結果は、2次元シミュレーションによるものであり、奥行方向（ z 成分）の磁場を含まない計算であった。したがって、磁力線どうしの絡まり合いが考慮されておらず、乱流的な効果が小さいのかもしれない。そこで 3次元シミュレーションを実行した。

2次元シミュレーションを単純に拡張して、あらたに z 方向を考慮に入れる。ただし、擾乱は 3 次元的で、ベクトルポテンシャル A の 3 成分すべてに印加する。初期条件の磁力線の様子を図 4 に示す。エネルギー変換効率（つまり磁気エネルギーの減少率）を測定してみると 2次元のときと同様に振動しながらも、おおまかな絶対値は、加えた擾乱に依存しないことがわかる。

詳細にしらべてみると、初期にあたえた擾乱は、数 Alfvén 時間のあいだに拡散してしまうことがわかった。これは、初期擾乱のせいで、磁気圧分布に非一様性が生じ、その結果音波が発生して、熱化したためであると考えている。実際に測定してみると B_x に対する擾乱が減少するのにもなって、磁力線に沿った速度場 V_x や圧力に擾乱があらわれ振幅が大きくなっていくのがわかった。つまり波のモード変換が起きてしまっている。

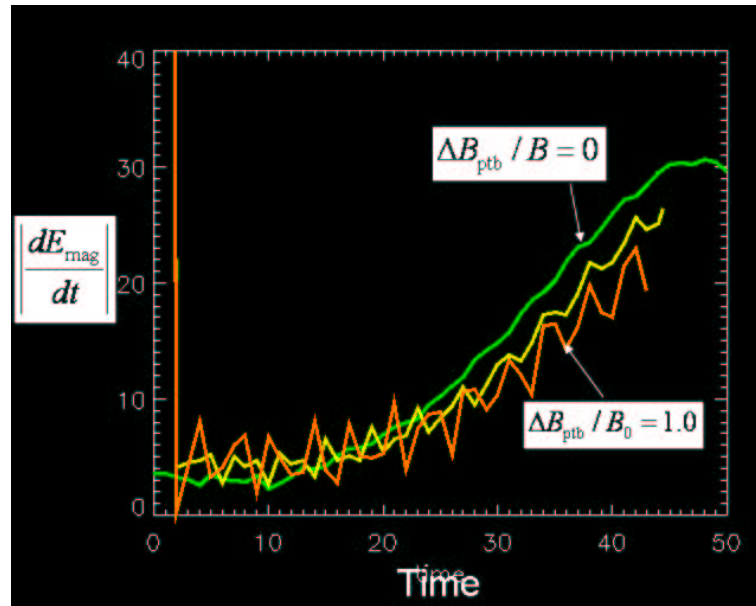


図 5: 3次元シミュレーションの結果。磁気エネルギー減少率の時間変化。緑線が擾乱なし、オレンジが、擾乱が Alfvén 速度の 100% のとき。黄色は 50% のとき。

その結果、磁場擾乱が相対的に小さくなり、薄くて短い電流シートを作る種が消滅してしまっているということがわかった。

これは、初期擾乱としてまったくランダムに磁気擾乱のみを与えたことに起因していると考えられる。つまりグリッドごとにランダムに与えたので数値的な拡散がかなり強くかかることがひとつの原因。もうひとつは、磁場のみに与えたので磁気圧の非一様性が生じたこと。磁気圧優勢なモデルなのですぐに圧縮波が誘起されてその結果擾乱のエネルギーが瞬時に拡散したと考えられる。現在、この点を改良するために、位相・振幅がランダムな Alfvén 波を擾乱とし、かつ空間的にある程度なめらかになるように印加したモデルを計算中である。