

## 科学研究費助成事業（学術研究助成基金助成金）研究成果報告書

平成25年 5月31日現在

機関番号：62616  
 研究種目：若手研究（B）  
 研究期間：2011～2012  
 課題番号：23740373  
 研究課題名（和文） 高速磁気リコネクションにおける3次元磁気拡散機構の理論的解明  
 研究課題名（英文） Theoretical study of the 3D dissipation mechanism in fast magnetic reconnection  
 研究代表者  
 藤本 桂三（FUJIMOTO KEIZO）  
 国立天文台・理論研究部・特任助教  
 研究者番号：90553800

研究成果の概要（和文）： 磁気リコネクションは、宇宙プラズマ中に生起するさまざまな爆発現象の発生過程において重要な役割を担っていると考えられているが、マイクロ領域で進行する磁気散逸過程の詳細は明らかにされていない。本研究では、大規模な3次元プラズマ粒子シミュレーションを実施することにより、高速磁気リコネクションにおける3次元的な磁気拡散機構を調べた。その結果、シアード駆動型の不安定波動により異常磁気散逸が発生することが明らかになった。

研究成果の概要（英文）： Magnetic reconnection is believed to play a crucial role in a variety of explosive phenomena in space plasma. However, the dissipation mechanism taking place in a small region is poorly understood. The present study has performed a large-scale plasma particle simulation and investigated the 3D dissipation mechanism in a fast magnetic reconnection. It is found that a shear-driven mode generates the anomalous dissipation.

## 交付決定額

（金額単位：円）

	直接経費	間接経費	合計
交付決定額	3,200,000	960,000	4,160,000

研究分野： 数物系科学

科研費の分科・細目：地球惑星科学・超高層物理学

キーワード：磁気リコネクション、異常磁気散逸機構、シアード駆動型不安定性、プラズモイド、電磁粒子シミュレーション、適合細分化格子

## 1. 研究開始当初の背景

磁気リコネクションは、プラズマ中で磁力線がつながりかわることによって、磁場のエネルギーをプラズマの運動エネルギーに変換する現象である。プラズマのごく一部の領域で起きる局所的な現象であるにもかかわらず、しばしばグローバルな磁場構造を変化させプラズマを強く加速させるため、地球磁気圏サブストームや太陽フレアのような爆発的な現象の発生過程において重要な役割を担っていると考えられている。しかし、宇宙プラズマはほとんどの領域で非常に希薄であるため、そ

の衝突周波数が対象となる現象の周波数に比べて十分に小さく、“無衝突”プラズマ状態にある。無衝突プラズマにおいて高速磁気リコネクションを可能にする磁気拡散機構（電気抵抗生成機構）は未だに明らかになっていない。

これまで、磁気リコネクションのモデル化は、大規模構造についてはMHD（Magnetohydrodynamics）シミュレーションによって、また、磁気中性線近傍に形成される磁気拡散領域周辺の振る舞いについては電磁粒子シミュレーションによって、それぞれ独立になされてきた。MHDモデルでは磁気拡

散過程を陽に記述できないため、拡散係数(電気抵抗率)を人為的に与える必要があるが、その時間・空間的な与え方によって計算結果が大きく変わることが知られている(例えば、*Ugai* [Phys. Plasmas, Vol. 2, 388, 1995])。さらに、最近のグローバル MHD シミュレーションでは、磁気圏サブストームのグローバルな応答が、電気抵抗率の与え方によって敏感に変化することが指摘されている(*Kuznetsova et al.* [J. Geophys. Res., Vol. 112, A10210, 2007])。このことは、磁気中性線近傍のごく局所的な領域で進行する磁気拡散過程が、磁気リコネクションやそれを伴う大規模現象のグローバルな振る舞いに影響を与え得ることを示唆している。したがって、磁気拡散機構の解明は、磁気リコネクションそのものだけではなく、磁気圏全体のダイナミクスを理解する上でも必要不可欠である。

一方、電磁粒子モデルでは計算機資源の制約からこれまで大規模構造の変化を追うことができなかった。従来の 2 次元電磁粒子シミュレーションでは、電子スケールの磁気拡散領域(電子磁気拡散領域)の形成に伴って電子慣性効果(電子が有限時間加速されることによって等価的な電気抵抗が生じるという効果)が強化され、一時的に高速磁気リコネクションが実現されることが知られている(例えば、*Shay et al.* [J. Geophys. Res., Vol. 106, 3759, 2001])。しかし、大規模構造または 3 次元構造の中で、本当に電子慣性効果のみで高速磁気リコネクションが維持されるかどうかは自明ではない。

これに対して、我々は、PIC (Particle-In-Cell) 法を用いた従来の電磁粒子コードに適合細分化格子 (AMR: Adaptive Mesh Refinement) を適用した新しいコード (AMR-PIC コード) を開発し、磁気拡散領域周辺の微細構造を詳細に捉えながら大規模構造の時間発展を記述することに成功している。このコードを用いて大規模な 2 次元シミュレーションを実施した結果、電子磁気拡散領域が下流方向に伸張し、電子慣性効果が大きく減衰することが明らかになった。薄く伸びた電流層では、電子が電流密度方向(第 3 次元方向)に強く加速されるため、この方向に何らかの不安定性が励起される可能性がある。つまり、現実の 3 次元空間では電子慣性効果による電気抵抗だけではなく波動粒子相互作用による異常電気抵抗が発生し、高いリコネクション効率が維持されている可能性が高い。実際、反並行磁場に対して垂直な面内でおこなった 2 次元粒子シミュレーション (*Shinohara et al.* [Phys. Rev. Lett., Vol. 87, 095001, 2001]) では、キンク不安定性に伴って電気抵抗が発生することがわかっている。しかし、計算機資源の制約から、テアリング不安定性

とキンク不安定性を同時に記述できるような大きな計算領域で 3 次元シミュレーションを実施することは非常に困難であるため、キンク不安定性が磁気リコネクションに与える影響は明らかになっていない。

## 2. 研究の目的

以上のような背景から、本研究では、我々が独自に開発した 3 次元 AMR-PIC コードを用いて大規模な 3 次元電磁粒子シミュレーションを実施し、キンク不安定性にともなう異常電気抵抗の発生機構と、それがどの程度高速磁気リコネクションに寄与しているのかを明らかにする。

## 3. 研究の方法

3 次元 AMR-PIC コードを分散メモリ型計算機 (Fujitsu FX1@名古屋大学) で実行させ、大規模な超並列計算 (1024 コア、メモリ最大 6TB) を実施することにより、電流層の 3 次元的时间発展を調べた。初期値としてハリス平衡解の磁場プロファイル  $B_x = B_0 \tanh(z/\delta)$  および密度プロファイル  $n(z) = n_0 \operatorname{sech}^2(z/\delta) + n_b \tanh^2(z/\delta)$  を用いた。ここで、 $\delta$  は電流層の半値幅であり、 $\delta = 0.5\lambda_i$  および  $n_b = 0.044n_b$  とした ( $\lambda_i$  はイオンの慣性長)。イオンと電子の質量比は  $m_i/m_e = 100$ 、光速とアルヴェン速度の比は  $c/V_A = 27$ 、イオンと電子の温度比は  $T_{oi}/T_{oe} = 5.0$  をそれぞれ用いた。計算領域の大きさは  $L_x \times L_y \times L_z = 82\lambda_i \times 10\lambda_i \times 82\lambda_i$  である。全体が格子間隔  $\Delta_{LB} = 0.08\lambda_i$  の粗い格子で張られており、局所的に  $\Delta_{LB} = 0.02\lambda_i$  まで格子を細分化することが可能である。格子の細分化は、局所的な電子のデバイ長  $\lambda_{De}$  および電子の流体速度  $V_{ey}$  が  $\Delta_L > 2.0\lambda_{De}$  もしくは  $V_{ey} > 2.0V_A$  を満たす時に実施する。

## 4. 研究成果

磁気リコネクションは初期の磁場に小さな擾乱を与えることによって開始された。図 1 (a) に定常的な高速磁気リコネクションが起きているときの磁気 X 線近傍の 3 次元図を示す。薄い電流層が、x 方向にはプラズモイド形成、y 方向にはキンクモードに対してそれぞれ不安定であることがわかる。図 1 (b) と図 1 (c) はそれぞれリコネクション効率と磁気 X 線近傍における波数 ( $k_y$ ) スペクトルの時間変化を示す。これまでの研究で既に報告されているように、最初に励起するモードは lower hybrid drift instability (LHDI) で  $t\omega_{ci} = 4$  付近にピークを持っている。しかし、LHDI はすぐに飽和、減衰するため高速磁気リコネク

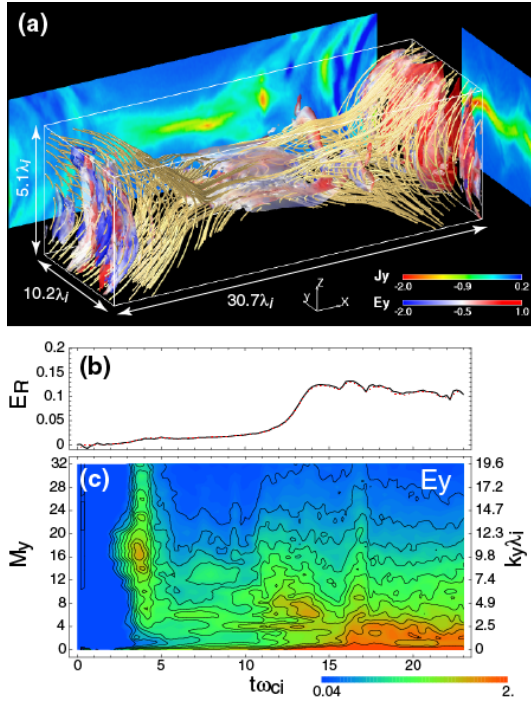


図1 : (a)  $t\omega_{ci} = 23$ における電流密度  $|J|$  の等値面 (表面の色は電場  $E_y$ ) と磁力線、それに  $x = 41\omega_{ci}$  と  $y = 0$  における電流密度  $J_y$  の断面図。(b) リコネクション効率  $E_R$  の時間変化。(c) 磁気 X 線に沿って伝搬する波動の波数スペクトルの時間発展。

ション過程にはほとんど寄与しない。一方、高速磁気リコネクション過程ではモード数  $M_y = 2$  の電磁波動 (キックモード) が顕著になることがわかった。特に、後述するように最初のプラズモイドが発生する  $t\omega_{ci} = 16$  以降においてその活動が活発になっていることがわかる。

電磁波の発生により、電子電流層周辺の電子流が乱流的となり、電流を担っている電子の運動量が輸送される。その結果、磁気 X 線近傍において磁気散逸が生まれる。この乱流による電子の異常運動量輸送を評価するため、一般化されたオームの法則の各項を波動構造にわたって平均化した以下の式を用いる。

$$\begin{aligned} \langle -E_y \rangle = & \frac{1}{\langle n_e \rangle} \left( \langle n_e \vec{V}_e \rangle \times \langle \vec{B} \rangle \right)_y + \frac{1}{e \langle n_e \rangle} \langle \nabla \cdot \vec{P}_e \rangle_y \\ & + \frac{m_e}{e \langle n_e \rangle} \langle n_e \vec{V}_e \cdot \nabla V_{ey} \rangle + \frac{1}{\langle n_e \rangle} \langle \delta n_e \delta E_y \rangle \\ & + \frac{1}{\langle n_e \rangle} \langle \delta (n_e \vec{V}_e) \times \delta \vec{B} \rangle_y \end{aligned}$$

ここで、変数  $A$  を  $A \equiv \langle A \rangle + \delta A$  のように  $y$  軸に沿った平均値  $\langle A \rangle$  と波動による変動成分  $\delta A$  に分けて考える。また、 $\vec{P}_e$  は電子の圧力テンソルであり、右辺の最後の項が電磁波動による異常効果を示す。図2 (a) に各項の  $z$  軸に沿ったプロファイルを示す。電磁乱流によ

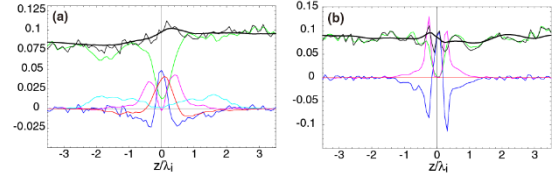


図2 : 一般化されたオームの法則における各項の寄与。(a) 3次元の場合、(b) 2次元の場合。各線は、 $\langle -E_y \rangle$  (太い黒線)、 $\left( \frac{1}{\langle n_e \rangle} \langle n_e \vec{V}_e \rangle \times \langle \vec{B} \rangle \right)_y$  (緑線)、 $\left( \frac{1}{e \langle n_e \rangle} \langle \nabla \cdot \vec{P}_e \rangle \right)_y$  (青線)、 $\left( \frac{m_e}{e \langle n_e \rangle} \langle n_e \vec{V}_e \cdot \nabla V_{ey} \rangle \right)$  (紫線)、 $\frac{\langle \delta n_e \delta E_y \rangle}{\langle n_e \rangle}$  (水色線)、 $\frac{\langle \delta (n_e \vec{V}_e) \times \delta \vec{B} \rangle_y}{\langle n_e \rangle}$  (赤線)、それに右辺の総和 (細い黒線) をそれぞれ示す。

る異常散逸効果 (赤線) が磁気 X 線近傍において、電子粘性効果 (青線) と同様、大きな値となっていることがわかる。このことから、3次元磁気リコネクションでは電磁乱流による異常運動量輸送が磁気散逸に大きく寄与することがわかる。この点において、電子粘性効果のみによって磁気散逸が与えられる2次元磁気リコネクションの場合 (図2 (b)) とは大きく異なっている。また、3次元過程における電流層の厚さは、電磁乱流が発生するため2次元過程の約2倍程度になっている。つまり、電磁乱流によって電子が加熱され、その分アウトフローの速度は小さくなる。結果として、電子電流層の縦横比は2次元過程の場合に比べ大きくなる。

電磁乱流による異常運動量輸送の2次元プロファイルを図3 (a) - (b) に示す。電磁乱流が磁気 X 線近傍の小さな領域に局在化していることがわかる。つまり Petschek タイプの高速磁気リコネクションを実現する上で好ましい状況となっている。重要な点は、磁気 X 線における異常輸送が時間的に定常ではなくダイナミックに変動することである (図3 (d))。我々は、磁気 X 線における異常輸送の突発的な増加がプラズモイド形成の直後に起きることを突きとめた。プラズモイドが形成される前においても、乱流輸送は存在するがその振幅は比較的小さい (図3 (a))。ところが、プラズモイドの発生にともなってプラズモイド周辺で局所的に乱流が強化されることがわかった (図3 (b))。これは、フラックスロープの中心付近でイオンと電子両方の速度シアアが大きくなり、後述するように、電磁波動の成長率が増加するためである。実際、図1 (a) からわかるように、波動の振幅は電流層よりもプラズモイド周辺において大きくなっている。プラズモイドが電流層から放出された後には、磁気 X 線周辺においても電磁乱流が増加する (図3 (c))。これは、プラズモイド周

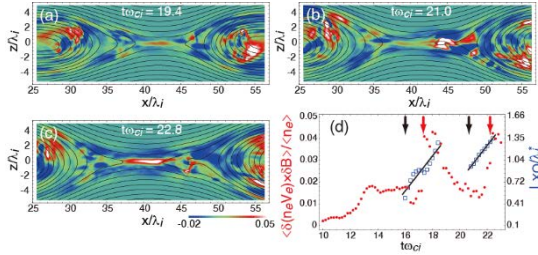


図3：電磁乱流による異常運動量輸送の2次元プロファイル。時間は、それぞれ、(a)  $t\omega_{ci} = 19.4$ 、(b)  $t\omega_{ci} = 21.0$ 、(c)  $t\omega_{ci} = 22.8$  である。(d) 磁気 X 線における異常輸送の時間発展 (赤点) とプラズモイド発生時における磁気 X 線と磁気 0 線の距離  $L_{X0}$  の時間発展 (青四角)。

辺において形成された乱流的な電子フローパターンが磁力線に沿って伝播し、磁気 X 線近傍でも電子がより乱流的になるためであると考えられる。今、プラズモイド形成と磁気 X 線における乱流増加の時間差を見積もると、2 つ目のプラズモイドでは  $\omega t \approx 1.6\omega_{ci}^{-1}$  となる。一方、プラズモイドの初期形成位置は  $L_{X0} \approx 0.95\lambda_i^*$  である (図3 (d)) から、情報が磁気 0 線から X 線まで伝播した時の速度は  $V_p = L_{X0}/\Delta t \approx 0.59\lambda_i^*\omega_{ci} \approx 1.2V_A^*$  と見積もることができる。ここで、 $V_A^*$  はプラズモイド周辺の局所的なアルヴェン速度である。つまり、プラズモイド形成位置において乱流が強化されたという情報は、おおむねアルヴェン速度程度で伝播して磁気 X 線に到達したことになる。

最後に、異常運動量輸送を引き起こした電磁波動の励起機構について考える。ハリストタイプの電流層における不安定性については、これまでも多くの研究がなされてきた (例えば、Pritchett et al. [J. Geophys. Res., Vol. 101, 27413, 1996])。しかし、ほとんどの研究で用いられてきた平衡解は、空間的に一様なプラズマ温度および速度プロファイルの下で、プラズマ密度に空間勾配を与えることによって電流層を作り出すものであった。一方、準定常磁気リコネクション過程における電流層プロファイルは、これとは大きく異なっている。密度プロファイルがおおむね一様であるのに対して、温度および速度が強い空間勾配を持っており、これにより電流層および圧力バランスが維持されている。さらに、無衝突過程における電流層はイオン電流層と電子電流層から成る 2 層構造になっている。したがって、従来のハリストタイプの電流層における解析結果が、そのまま準定常磁気リコネクション過程における電流層に適用できるとは考えにくい。本研究では、2 層構造を取り入れたより現実的な平衡解を用いて線形波動解析を実施した。まず、数密度  $n$  は空間的に一様とし、磁場および速度プロファイルは

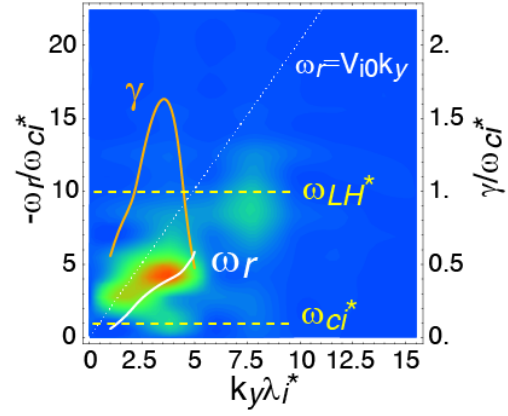


図4：シミュレーションにおいて得られた磁気 X 線近傍における波動スペクトル (カラー等高線) と線形解析結果 (実線:  $\omega_r$  は実周波数、 $\gamma$  は成長率) の比較。

それぞれ、 $B_x(z) = -\sum_s B_{0s} \tanh(z/\delta_s)$  および  $V_s(z) = -V_{s0}/\cosh^2(z/\delta_s)$  と与える。ここで、 $s$  は粒子種であり、 $B_{0s}$  と  $V_{s0}$  はアンペール則を満たすように  $V_{s0} = (1/\mu_0 n q_s)(B_{0s}/\delta_s)$  の関係がなければならない。また、圧力勾配が維持されるためには  $T_s(z) = -\int_z q_s V_s(\xi) B_x(\xi) d\xi$  のような温度プロファイルを持たなければならない。以上の平衡解をもとに、線形化された 2 流体方程式系を数値的に解くことによって、グローバルな線形波動の分散関係式を導く。

図4にシミュレーションにおいて得られた磁気 X 線近傍における波動スペクトル (カラー等高線) を示す。電磁波の周波数帯がその場のイオンサイクロトロン周波数 ( $\omega_{ci}^*$ ) と低域混成周波数 ( $\omega_{LH}^*$ ) の中間域であることがわかる。これは地球磁気圏尾部における観測結果と一致する結果である。図4には線形解析の結果が実線で書き添されている。この時利用いたパラメータは、 $\delta_i = 0.36\lambda_i^*$ 、 $V_{i0} = 2.1V_A^*$ 、 $\delta_e = \lambda_e^*$ 、 $V_{e0} = V_{Ae}^*$  である。図4から、シミュレーション結果と線形解析の結果がよく一致していることがわかる。このことから、シミュレーションにおける電磁波動が 2 流体近似の下で記述可能であることがわかる。そこで、さらにこの電磁波動の特性を理解するために線形解析を進め、質量比依存性や、イオン電流層の幅  $\delta_i$  依存性、それに、ガイド磁場依存性を調べた。その結果、 $\delta_i$  が電子スケール (電子慣性長) に比べて十分大きい限り、成長率が質量比に依存しないことがわかった。つまり、現実的な質量比の下でもこの電磁波動は十分励起し得る。一方、 $\delta_i$  が小さい場合には、成長率が  $\delta_i$  に強く依存し、 $\delta_i$  の増加とともに成長率が下がる。このことから、この波動がシアー駆動型モードであることがわかる。また、波動の時間・空間スケールには質量比依存がみられることから、イオンと電子の結合モードである可能性が高い。



以上のことから、シミュレーションにおいて得られた電磁波動は、ドリフトキンクモードやイオン-イオンキンクモードではなく新しい種類のモードであると結論付けられる。さらに、このモードは強いガイド磁場が存在する場合には安定化されることもわかった。

本研究では、大規模な3次元電磁粒子シミュレーションを実施することによって、高速磁気リコネクションにおける磁気散逸機構を調べた。その結果、磁気X線近傍に電流層をキンクさせるような電磁波動が励起し、これが異常磁気散逸を与えることが明らかになった。特に、プラズモイド形成にともなってその効果が増幅され、リコネクション電場に対して50%程度の寄与があることがわかった。さらに、線形波動解析を実施した結果、この電磁波動がプラズマの速度シアによって駆動されることを突きとめた。今後は、電流密度方向により大きな計算領域を確保した大規模なシミュレーションを実施することによって、シア駆動型モードの非線形発展とそれが磁気リコネクション過程に与える役割を調べる必要がある。

#### 5. 主な発表論文等

(研究代表者、研究分担者及び連携研究者には下線)

[雑誌論文] (計3件)

- (1) K. Fujimoto and R. Sydora, Plasmoid-induced turbulence in collisionless magnetic reconnection, *Physical Review Letters*, 査読有, Vol. 109, pp. 265004-1 - 265004-5, doi:10.1103/PhysRevLett.109.265004, 2012.
- (2) K. Fujimoto, Dissipation mechanism in 3D magnetic reconnection, *Physics of Plasmas*, 査読有, Vol. 18, pp. 111206-1 - 111206-5, doi:10.1063/1.3642609, 2011.
- (3) K. Fujimoto, A new electromagnetic particle-in-cell model with adaptive mesh refinement for high-performance parallel computation, *Journal of Computational Physics*, 査読有, Vol. 230, pp. 8508-8526, doi: 10.1016/j.jcp.2011.08.002, 2011.

[学会発表] (計18件)

- (1) 藤本桂三, R. Sydora, 高速磁気リコネクションにともなう電流層シア不安定性, 第132回地球電磁気・地球惑星圏学会, 2012年10月23日, 北海道札幌

市.

- (2) K. Fujimoto, AMR-PIC simulation of collisionless magnetic reconnection, Conference on Computational Physics (CCP2012), 2012年10月18日, 兵庫県神戸市.
- (3) K. Fujimoto and R. Sydora, Plasmoid-induced turbulence in 3D kinetic reconnection, 39<sup>th</sup> COSPAR Scientific Assembly, 2012年7月18日, Mysore, India.
- (4) 藤本桂三, R. Sydora, 3次元磁気リコネクションにおけるプラズモイド誘導乱流, 日本地球惑星科学連合2012年大会, 2012年5月22日, 千葉県千葉市.
- (5) 藤本桂三, Electromagnetic wave emission from the thin current sheet formed during fast magnetic reconnection, 第130回地球電磁気・地球惑星圏学会, 2011年11月4日, 兵庫県神戸市.
- (6) K. Fujimoto, AMR-PIC model and application to magnetic reconnection, 10<sup>th</sup> International School/Symposium for Space Simulations (ISSS-10), 2011年7月27日, Banff, Canada.
- (7) 藤本桂三, 高速磁気リコネクション時に形成される薄い電流層の3次元特性, 日本地球惑星科学連合2011年大会, 2011年5月24日, 千葉県千葉市.

#### 6. 研究組織

##### (1) 研究代表者

藤本 桂三 (FUJIMOTO KEIZO)  
国立天文台・理論研究部・特任助教  
研究者番号: 90553800

##### (2) 研究分担者

該当なし

##### (3) 連携研究者

該当なし