小特集

# 俯瞰と展望:磁気リコネクション研究の最前線

Overview and Prospect-Frontier Researches in Magnetic Reconnection -

## 1. はじめに-分野連携が進むリコネクション研究-

### 1. Introduction - Rapid Progress in Interdisciplinary Research of Magnetic Reconnection -

小野 靖,松元亮治<sup>1</sup>,星野真弘<sup>2</sup>,清水敏文<sup>3</sup>,堀内利得<sup>4</sup> ONO Yasushi, MATSUMOTO Ryoji<sup>1</sup>, HOSHINO Masahiro<sup>2</sup>, SHIMIZU Toshifumi<sup>3</sup> and HORIUCHI Ritoku<sup>4</sup>) 東京大学大学院新領域創成科学研究科,<sup>1)</sup>千葉大学大学院理学研究科, <sup>2)</sup>東京大学大学院理学系研究科,<sup>3)</sup>宇宙航空研究開発機構,<sup>4)</sup>核融合科学研究所

(原稿受付:2013年9月30日)

磁気リコネクション研究はこの10年,従来の MHD 領域の解釈を一新し,二流体更に運動論領域の解釈を開 拓してきた.室内実験,観測,理論・シミュレーションの分野間連携の急進展が新境地を生み,新分野として磁 気回転不安定性(MRI)をはじめとする天文分野のリコネクション研究,さらに応用研究も始まっている.背景 には,粒子・階層シミュレーションの開拓,室内実験研究の急拡大,高精細な太陽衛星観測,複数衛星による磁 気圏観測の開拓など主要4分野の研究が新段階に入り,さらにそれらの連携が新たな解釈を導き,新しい分野融 合型研究へと進化した影響が大きい.本小特集では,この10年,リコネクション研究が如何に進展したかを,分 野融合した最新スタイルにのっとり,その研究の進歩と物理課題についてレビューしてみたい.

#### Keywords:

magnetic reconnection, current sheet, Sweet-Parker model, merging

#### 1.1 小特集にあたって

#### 1.1.1 なぜ、今、磁気リコネクション研究か?

磁気リコネクション(磁力線再結合)現象とは,高導電 率のプラズマ中で本来凍結されるべき磁力線が,図1のよ うに,つなぎ変わる現象である.プラズマ中のすべての磁 気配位が磁場構造を変えるときに必ず必要とされる現象で あり,主として

1) プラズマ中の磁場構造変化の時間スケールを決める,

2)磁場エネルギーを運動・熱エネルギーに変換する, といった2つの意味からその物理の解明は重要である,磁 気リコネクションの積み重ねは,磁場構造変化,いわゆる 自己組織化を生み,その際に生じる磁気エネルギーから運 動・熱エネルギーへの変換は新たに生まれる安定状態の磁 場・熱圧力構造や流れの構造を決めることになる.

磁気リコネクションは、磁場構造変化の際に必ず現れ て、時間スケールを決め、磁気エネルギーを運動・熱エネ ルギーに変換するため、適用範囲は磁化プラズマ全般にお よぶ.まさにプラズマ科学が理解すべき共通基礎現象であり、カバーするプラズマパラメータ領域も図2のように実験室、太陽、磁気圏、天体にわたり、温度、密度で軽く数桁を越える.実験室ではプラズマのディスラプション、太陽プラズマではコロナの爆発現象や高エネルギー粒子発



Corresponding author's address: Graduate School of Frontier Sciences, The University of Tokyo, TOKYO 113-8656, Japan

corresponding author's e-mail: ono@k.u-tokyo.ac.jp



図2 磁気リコネクションが発生するプラズマの温度,密度領域.

生,磁気圏のサブストームはその典型であるが,最近は降 着円盤や天体噴出流中での電磁エネルギーから熱エネル ギーへの変換や粒子加速などへ適用範囲が広がり続けてい る.

図3に「磁気リコネクション」をアブストラクト・キー ワードに含む学術論文数の推移を示す。2000年以降に論文 数が急増し、明確な発展期となっていることがわかる.磁 気リコネクション研究は過去30年研究されてきたが[1], 最近の10年で、新段階への遷移があり、研究はまさに旬と いえよう. その進展については、1.3で詳しく述べるが、あ えて2つに絞れば、

- 1) MHD から二流体・運動論的なリコネクション解釈へ の移行
- 2)実験室・観測・理論のリコネクション分野間連携の急 進展と領域の急拡大

があげられよう.

第1の進化は、MHD 領域にほぼ限定されていたリコネ クション研究の枠組みが二流体, さらに運動論へ進化し, 飛躍的に広がったことである.注目すべきは、巨視的に MHD の重要性はいささかも軽くはならず、リコネクショ ン領域には運動論、二流体物理が現れて、MHD 現象と連 結される新しい描像を生んだことである. 従来の Sweet-Parker モデルや Petschek モデルは近似としての価値は不 変であるものの,研究の中心はこれらのモデルでは記載不 能な運動論的物理に移りつつある. 典型的な成果は第2章 の異常抵抗の解明, 高エネルギー粒子加速, ホールリコネ クションなどにあり、多くの章で繰り返し触れられるはず である.この流れは、理論シミュレーションに始まり、観



図3 「磁気リコネクション」をアブストラクト・キーワードに 含む学術論文数の推移.

測,室内実験に広がり,階層化やオープン境界といったリ コネクション物理解析の革新につながっている.

第2の進化として、磁気リコネクション分野は、MR 2000 (Magnetic Reconnection 2000 in Space and Laboratory Plasmas) 国際会議(東京, 2000年2月)をはじめとする大 胆な分野間連携が、分野間共同研究につながった. 図4に 示すように日米科学技術協力の枠組みで毎年, MR20XX 会議をリコネクション主要4分野が連携して日米交互で開



MR2000国際会議(2000年東京)[2]



MR2004国際会議(2004年京都)



MR2008国際会議(2008年残波岬)



MR2010国際会議(2010年奈良)[3]



IPELS2013国際会議(2013年白馬)

図4 リコネクションの異分野・国際連携会議10年の歴史.

Special Topic Article

催し,その歴史は既に13年になる[2,3].2010年からは,日 米でタイアップしたCOEプロジェクトが立ち上がり,研究 が一層加速した.これは米国側NSF (National Science Foundation)のCOEプロジェクト,日本側・日本学術振興 会の先端研究拠点を次々立ち上げて,実験・観測・理論の 異分野連携と日米欧の国際連携を同時に推進してきた.日 本側,米国側の研究組織を図5に示す.

本小特集では、これらにあげられたリコネクション研究 10年の進歩をなるべく整理した形でレビューしたい.まと めるにあたって3つの方針を立てさせていただいた.

1) 全体を通じてこの10年でリコネクション研究の何が変

わったのかがわかるように心掛け、

- 2) さらに異分野連携を意識して、記事自体も実験室、観 測、理論といった分野毎でではなく、リコネクション の重要物理項目で整理し、
- 3) さらに執筆も,異分野の複数の研究者が協力して行う 形式を取って,今後のリコネクション研究の方向性を 示すこととした.
- 1.2 リコネクションの基礎モデル

磁気リコネクションモデルは、1)定常、2)スラブモデ ルを前提にした解析モデルであり、現代的な意味でもその



図 5 (a) 日本学術振興会先端研究拠点プログラムおよび(b)米国エネルギー省 COE プログラムにおける:Center for Magnetic Self-Organization. 基礎は、Sweet-Parker モデル[4,5]といえる. 抵抗散逸の みによるリコネクションの説明に比べ、プラズマ流へのエ ネルギー変換を加えたため、磁気エネルギー減少が大幅に 増え、リコネクション速度を速くすることができた.具体 的には、図1のように反平行の磁力線がインフロー速度 vi で磁気中性面に向かうと、電流シート(幅δ,長さLの拡 散領域)で互いに打ち消されて運動エネルギーへと変換さ れ、プラズマをアルヴェン速度 $V_{\rm A} = B / \sqrt{\mu_0 n_{\rm i} m_{\rm i}}$ まで加速す る (これをアウトフローといい, n<sub>i</sub>はイオン密度, m<sub>i</sub>はイ オン質量). すると、 $v_i = \delta V_A/L = V_A/\sqrt{R_m}$ とかける. ここ で, ηは電流シートの電気抵抗,磁気レイノルズ数  $R_{\rm m} = \mu_0 L V_{\rm A} / \eta$  である. Sweet-Parker モデルのリコネク ション時間 $t_{SP}$ はアルヴェン時間 $t_A = L/V_A$ として  $t_{\rm SP} = L/v_{\rm i} = t_{\rm A}\sqrt{R_{\rm m}}$ とかける、太陽コロナの $R_{\rm m} \sim 10^{13}, t_{\rm A}$ ~10 sec より、コロナのリコネクション時間は、 $t_{SP} = 3 \times$ 107 sec とほぼ1年になり, 現実の数時間以内に比べてまだ まだ長いが、実効抵抗がバルクのプラズマの抵抗より極め て大きいとの近年の研究成果を取り込めば、これを大きく 短縮することも可能である.

Sweet-Parker 時間 t<sub>SP</sub> が長い理由の1つは,リコネク ションジェットの幅が狭い電流シート幅で制限されている ためである.拡散領域を小さく限定して拡散時間を短く し,さらにスローショック(衝撃波)を用いて,電流シー トを介さずにスローショックを介してインフローがアウト フローに直接変換される機構を加えたものが Petschek モ デル[6]である.Petschek 時間は磁気レイノルズ数や電気 抵抗にほとんど依存しないが,大きな近似に基づくモデル であるため,異常抵抗がないとそもそも発生しない等の指 摘もあり,近年はPetschekモデルそのものを用いるという より,スローショック等のエッセンスを役立てるケースが 多い.

#### 1.3 磁気リコネクション研究10年の進展は何か?

この10年で磁気リコネクション研究を支える主要分野 は、1)理論・シミュレーション、2)室内実験、3)太陽観 測、4)磁気圏観測 に続き、5)天体観測が加わり、リコ ネクション研究の拡大が実感できる.各分野について、こ の10年のリコネクション研究の進化について概観してみよ う.

#### 1.3.1 理論・シミュレーション分野のリコネクション研 究の進展

リコネクションは、ミクロからマクロまでの様々なス ケールの物理が競合して起きる階層横断現象であり、非常 にダイナミカルでバラエティに富んだ様相を呈する.最近 のペタスケールのスーパーコンピュータの出現に象徴され る計算機の発達とあいまって、シミュレーションは、この 10年間で、2次元、定常性、MHDといった制約から解放さ れ、3次元でダイナミカルに時間発展するリコネクション を扱うことのできる大規模シミュレーションが可能とな り、磁気リコネクションの様々な新しい姿が解明されつつ ある.まず、1)複雑なトポロジーを反映した3次元リコネ クションと高速リコネクションの関係の解明における進展 である.太陽コロナでのリコネクションのトリガー問題 (2.5節)や地球磁気圏の昼側前面と夜側の電流層を対象と した異方性リコネクションがその典型的な例である.次 に、2)プラズモイドの生成に象徴される間欠的あるいは 突発的リコネクションの解明の進展である. 核融合プラズ マで発生するダブルティアリングモードの非線形発展 (2.4節),あるいは磁気圏尾部でのプラズモイド放出等が その例である.この課題は、また、プラズマ実験(2.3節) との比較検証が可能となり、新たな進展をもたらしてい る.3)エネルギー流入出のあるミクロ開放系での無衝突 リコネクションの誘発機構とそのダイナミクスにおける進 展,例えば、粒子運動論効果と異常抵抗の発生機構(2.1 節) がそれである. また, 4) プラズマ不安定性の発達した 乱流中におけるリコネクション (2.2節) とそこでのプラズ マ加速,加熱機構の物理(3.2節)の進展もあげられる.こ れは, 乱流状態プラズマ中で高速リコネクションが実現で きるのかという大きな課題への挑戦でもある. さらに,5) ミクロ運動論物理とマクロの MHD 物理をつなぐ連結階層 シミュレーション (5.1節), プラズマの多スケール構造を リコネクション現象に導入したフラクタルリコネクション (3.3節),弱電離プラズマ中でのリコネクション(4.2節), あるいは相対論的プラズマ中でのリコネクション(4.1節) といった新たなリコネクションの物理に対しても進展がみ られる.

#### 1.3.2 室内実験分野のリコネクション研究の進展

2000年からの10年間は、磁気リコネクション室内実験が 急速に数を増した拡大期であり、リコネクション研究全体 に室内実験という新手法が浸透した.トーラスプラズマ合 体を用いたクローズ系の磁気リコネクション実験は、従来 の電極を用いたオープン系の実験に比べ、温度、密度、磁 気レイノルズ数を保ちやすいことから主流となり、東京大 学、プリンストン大学からスワルスモア大学、MIT、Caltech、と拡大を続け、リバモア研究所へ続き、応用を絡め れば更に5装置が運転を開始している.レーザープラズマ による高磁場リコネクション実験も近年始まっており、多 様な問題へ適応した室内実験が行われるようになった.

カバーするリコネクション物理課題は急速に増え,高速 リコネクション機構[2章]から,二流体・運動論的物理 [2.1節],近年はエネルギー変換機構[3章],更に弱電離領 域[4.2節]に広がっている.具体的には,

- 高速リコネクション機構として、(a)電流シートの異常抵抗の解明[2.1, 2.2節],(b)プラズモイド・シート放出[2.3節],(c)3次元リコネクション[2.5節],
- 2) リコネクションの二流体的解釈として、ホール効果 [2.1, 3.1節]
- 3) リコネクションの運動論的解釈として、イオンメアン ダーリング効果[2.1, 3.1節] を明らかにし.
- 4) エネルギー変換機構として、(a)リコネクションアウトフローによる下流部分のイオン加熱[3.1節],(b) 電流シート部分の電子加熱[3.1節],(c)二流体領域のイオン加速につながる静電ポテンシャルの形成[3.1 節],(d)非熱的粒子加速・加熱[3.2,3.3節]

等が明らかになり,リコネクションによるハイパワープラ ズマ加熱は,核融合プラズマ加熱などの応用[4.4節]を生 んでいる.

#### 1.3.3 太陽観測分野のリコネクション研究の進展

「ようこう」のX線画像観測によって、太陽フレアの爆 発的なエネルギー解放が、磁気リコネクションによると強 く支持されるようになった. 小さい X ポイント領域で起き るミクロな過程が、短時間のうちに、数10万キロメートル のコロナ磁場の構造を変えて、プラズマと共に(コロナ質 量放出) 莫大な磁場・熱エネルギーを解放する. その理解 には、コロナ磁場を正確に把握することが肝要とな る. 2006年9月23日に打ち上げられた太陽観測衛星「ひの で」は、太陽表面(光球)の磁場ベクトルを高解像度で測 定する可視光磁場望遠鏡を搭載し、この磁場データから数 値解法によってコロナ磁場構造を推定して、コロナ質量放 出を再現するイベントドリブン型数値シミュレーションが 行われた[2.5節]. X ポイント上空では、プラズモイドと よばれる高温プラズマの塊が噴出し、メートルオーダーの ミクロな過程を巨大なフレアサイズと結びつけるものとし て、プラズモイド噴出による高速リコネクションの誘導や フラクタル的性質が注目されている[2.3, 3.3節].また, インフローと共に、アルヴェン速度のリコネクション ジェットの観測が待たれる[3.1節].極紫外線撮像分光装 置により、10 km/s 程度のインフローや 300-1000 km/s のリコネクションジェット、磁気リコネクションのイオン 加熱が明らかになりつつある[5.3節].

一方,太陽表面とコロナをつなぐ約1万度の弱電離・衝 突プラズマからなる彩層プラズマでも上空に噴出する彩層 ジェットや,黒点半暗部で無数に発生する微小・短寿命な 「マイクロジェット」,黒点暗部に時々現れるライトブリッ ジによる間欠的な噴出現象が初めてとらえられ[4.2節], 精密磁場計測から推定される小角度で交差する磁束管同士 の部分的リコネクションについて室内実験と比較も行われ た.彩層やコロナ中に磁力線に励起されたアルヴェン波と 考えられる波動の存在も初めて検出した.太陽に似た遠く にある恒星では,巨大なフレア(スーパーフレア)が起き, 将来太陽でも発生してインフラに甚大な影響を与える可能 性が議論されている[4.3節].

#### 1.3.4 磁気圏分野のリコネクション研究の進展

磁気圏分野では、「直接観測」の利点を活かして、また 理論シミュレーションとの融合研究が進み、リコネクショ ンの運動論の研究が大きく進展した。1990年代後半から Geotail 衛星観測などにより、また2000年からは Cluster 衛星による編隊観測が加わり、磁気圏で観測されるリコネ クションの電流層の厚みがイオン慣性長程度に薄くなるこ とが明らかになった[2.1節].速度分布関数の観測や編隊 観測から電流を正確に観測することが可能になり、電流層 の厚みの観測が精力的に行われた。驚くことにリコネク ションのオンセット時には、ほとんどの観測イベントでイ オン慣性長まで薄くなっていることがわかった。このよう な観測とあいまってホール項が関与する物理が追及され、 (1)ホール電流に伴う磁場の4重極構造、(2)それに伴い励 起される静電場構造とそのダイナミクスへの影響[3.1 節],(3)リコネクションで生成される速度分布関数の性質 [3.2節] などの研究が行われた.特に X 点近傍で観測され るイオンの非マックスウェル速度分布関数は、慣性抵抗や 粒子加速 (メアンダーリング/Speizer 加速) にとって重要 な物理として解析が進められた.また観測された磁場に平 行方向と垂直方向の温度異方性もスロー衝撃波の形成に大 きく影響を与えていることも議論された.また、(4)プラ ズマ不安定を解したミクロ・メゾスケールの波動に関して は、ソリトン的静電場の発生と伝播の研究が行われた[2.2 節〕.理論シミュレーションとあいまって進められ,空間 スケールはイオン慣性長以下の小さなスケールであるが大 振幅電場構造を伴うため,全体ポテンシャルとしてはプラ ズマ動力学に重要であると考えられるようになってきた. またこれらに加えて、(5)電子やイオンの非熱的高エネル ギー粒子加速の研究も大きく進展し、プラズマシートの条 件によって左右される加速効率の研究が行われている、イ オンと電子とでは加速の性質が異なり、電子加速にはプラ ズマシートの厚みが支配パラメータになっていることが議 論されている.以上のように、磁気圏研究の10年を振り 返ってみると、これらの観測研究で要となったのは速度分 布関数を用いた計測であり、またクラスター衛星による編 隊観測により時間と空間の分離する観測を試みたことで あった.そしてこれまでの古典的な MHD 的描像を超えた イオンスケールでの運動論的リコネクション物理の確立が 進んだことである.

#### 1.3.5 天文分野のリコネクション研究の進展

この10年で急進展した宇宙物理分野の最大の発見はガン マ線バースト源が銀河系外にあることが確定したことであ り,ブラックホール形成に伴う相対論的ジェット噴出が起 源と考えられるようになった.相対論的ジェット噴出がリ コネクションによるかどうかは確定していないが,第2の 発見である超強磁場の中性子星(マグネター)起源とされ る巨大ガンマ線フレアはリコネクションに起因する可能性 が高いと考えられている.2004年12月に観測されたフレア は過去最大級であり,地球電離圏にまで影響を及ぼした. 第3は「かに星雲」の高分解能X線撮像によって中心にあ る中性子星(パルサー)近傍から噴出するジェット状の構 造と,それと垂直なリング状のX線放射領域が観測された ことである.Fermiガンマ線観測衛星により,ガンマ線が 突発的に増光するフレア等も観測されている.

活動銀河中心核,ガンマ線バースト,パルサー等におけ る相対論的アウトフローでは中心天体近傍では電磁エネル ギーが卓越しているのに対し,遠方ではプラズマの運動エ ネルギーが優勢となる.ポインティングフラックスとプラ ズマのエネルギーの比σを如何にしてσ≫1からσ<1に変 化させるかというσ問題の解決が待たれ,その電磁エネル ギー変換には相対論的な磁気リコネクションの寄与が濃厚 である.相対論的な散逸性磁気流体コードと PIC コードに よるシミュレーションが複数試みられている[4.1節, 5.2 節].ジェット噴出等の活動性の駆動源と考えられている 降着円盤については円盤全体を計算領域に含めた大局的な 3次元磁気流体シミュレーションが本格化した.降着円盤 中の磁気リコネクションがブラックホール候補天体等で観 測されるX線フレアの起源となる可能性を議論し,磁気回 転不安定性による磁場増幅とパーカー不安定性による円盤 からの磁束流出の相乗作用によって,円盤内部での方位角 方向磁場の周期的反転(円盤ダイナモ)が駆動されること が明らかになった.磁気回転不安定性の成長と磁気コネク ション,粒子加速過程のPICシミュレーション[3.2節],星 間ガス中での磁気乱流の成長と乱流磁場中での磁気リコネ クションの研究も進められている[2.2節].

#### 1.4 論点の整理

本小特集では、現在のリコネクション研究の2大テーマ である「高速リコネクション機構」、「エネルギー変換過 程」を取り上げ、重要な物理項目を概観した後、新しいリ コネクション研究を方向づける「新たなリコネクション研 究の芽」を紹介し、発展に著しい「リコネクション研究の 課題と将来」をまとめることとした.最後の「まとめ」で は、リコネクション研究がこの10年如何に進化し、新段階 に移ったかについて、以下の10の項目を選定した.改めて、 最終章で言及したい.

- **遷移1**:MHD リコネクションから、二流体・運動論的リ コネクションへ進化.
- 遷移2:エネルギー変換は、Sweet-Parker的描像から、
   1)バルクプラズマ加熱と2)非熱的高エネルギー
   粒子生成の2方面へ進化、
- **遷移3**:高速リコネクション機構は1)異常抵抗,2)非定 常,3)3次元へ展開.
- **遷移4**:シミュレーションは MHD・クローズ境界から, 粒子・オープン境界へ進化.

- 遷移5:室内実験は1)リコネクション加熱、2)粒子・二流体性物理、3)プラズモイド放出に進出し、4)応用研究、5)弱電離リコネクションがスタート.
- 遷移6:太陽観測は1)フロー・加熱の高精細衛星観測が スタート、2)波動、3)弱電離リコネクションが 新たな研究対象へ。
- 遷移7:磁気圏観測では、時間から空間を分離する多点・ 2次元観測がスタートし、非対称リコネクション や非熱的粒子加速などの運動論的リコネクション 物理へ進化。
- 遷移8:降着円盤、活動銀河中心核ジェットをはじめ、天体活動現象における電磁エネルギーからプラズマのエネルギーへの変換にとって磁気リコネクションが不可欠な要素へ進化.
- **遷移9**:非相対論リコネクションから相対論的リコネク ションへ拡大.
- **遷移10**:異分野融合・国際連携の具体化:データドリブン シミュレーション、観測の模擬実験、分野連携国 際会議など.

#### 参考文献

- [1]小特集「磁気リコネクション研究の到達点と課題」プラ ズマ・核融合学会誌 77,948 (2001).
- [2] MR2000会議特集号, Earth, Planets Space 53 (2001).
- [3] MR2010会議特集号, Phys. Plasmas 18 (2011).
- [4] P.A. Sweet, *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, IAU Symp. No. 6, edited by B. Lehnert (Cambridge Press, London, 1958). P. 123.
- [5] E.N. Parker, J. Geophys. Res. 62, 609 (1957).
- [6] H.E. Petschek, *Physics of Solar Flares*. Edited by W. N. Hess (NASA SP-50, Washington DC, 1964), p. 425.

# ● ● **小特集** 俯瞰と展望:磁気リコネクション研究の最前線

## 2. 高速リコネクション機構の最新研究

## 2. Recent Researches on Fast Magnetic Reconnection Mechanism

## 2.1 電流シートの散逸

## 2.1 Dissipation of Current Sheet

堀内利得 HORIUCHI Ritoku 核融合科学研究所 (原稿受付: 2013年9月30日)

太陽コロナ,地球磁気圏や地上プラズマ実験等の高温プラズマ中で観測される磁気リコネクション現象では、高速で効率の良いエネルギー変換とプラズマ輸送が発生する.本節では、これら高速リコネクション機構を 考える上で重要となる、リコネクション点近傍でのミクロな運動論過程に支配された、プラズマ凍結の破れ、異 常電気抵抗の発生、磁場エネルギーの散逸等の物理機構について最近の研究成果を引用しながら、解説する.

#### Keywords:

collisionless reconnection, current sheet, dissipation mechanism, energy transfer, anomalous resistivity

#### 2.1.1 はじめに

一流体 MHD 系での電流シートの散逸,すなわち,磁場 エネルギーからプラズマ熱エネルギーへの変換は,オーム の法則に現れる抵抗散逸項によって引き起こされる.太陽 コロナのような高温希薄プラズマ中では二体粒子間衝突を 基にした電気抵抗率が非常に小さいため、単純な抵抗散逸 による電流の散逸時間スケールは約300万年にも達し,数 分~数時間で発生している太陽フレア等の磁気リコネク ションに支配されたと想定されている高速エネルギー解放 現象の観測結果を説明できない[1].そのため、単純な抵 抗散逸機構以外の高速磁気リコネクション機構、とりわけ、 運動論効果や乱流に基づく散逸機構の研究が精力的に実施 されてきた.以下では、二体粒子間衝突が無視できる無衝 突プラズマ中での磁気リコネクション、すなわち、無衝突 リコネクションにおける電流シートの散逸機構を考える.

#### 2.1.2 電流シートの形成

磁気リコネクションが発生する領域には、反平行のリコ ネクション磁場成分を支える強力な電流シートが形成され る. MHD 空間スケールの電流シートに存在するプラズマ の大部分は磁場に拘束されて運動をする、すなわち、プラ ズマ凍結条件を満たしているため、磁気リコネクションは 発生しない.電流シートが発達するに従ってその空間ス ケールが小さくなり、運動論的空間スケールに近づく.あ る運動論空間スケールでプラズマ凍結条件が破れ、無衝突 リコネクションが誘発されるものと考えられる.ゆえに、

National Institute for Fusion Science, Toki, GIFU 509-5292, Japan

散逸の物理機構を考える上で、この電流シートの空間ス ケールがどのパラメータに依存して決まるかが重要となる.

ここでは、外部からエネルギー補給のある開放系で行っ た無衝突リコネクションの粒子シミュレーション結果につ いて議論する[2-5]. 電流シートの中心付近ではプラズマ 凍結条件が破れており,磁気中性面を横切って行き来する メアンダーリング運動と呼ばれる複雑な熱運動が存在する [6]. この運動の平均的な振幅はローカルなラーモア半径  $\rho$  (= $v_t/\omega_c$ ) が磁気中性面からの距離と等しくなった場所で 決まり、ラーモア半径と電流シートの厚さの相乗平均で近 似できる[2]. 図1は、電子とイオンのメアンダーリング 運動の振幅を含む4つの空間スケールの時間発展を示して いる[3]. ここで、空間スケールは、リコネクション点か らプラズマ流入境界に向かう空間座標軸(y軸)に沿って 計測する.時間の経過につれて,電流シートの半値幅 d<sub>Bx</sub> がイオンのメアンダーリング振幅 lmi の値に近づいたころ から電流シートの中心でリコネクション電場が成長を始め る. 電流シートはさらにピーキングし, その空間スケール が電子のメアンダーリング振幅 lme の値に漸近したころに リコネクション電場が最大となる. 開放系粒子シミュレー ションの長時間実行により、ある条件を満たした時、系全 体が準定常状態に緩和していくことが見出されている [4,5]. **図2**はこの準定常状態における電流シートの空間 構造を示している[5]. ここで,d<sub>i</sub> = c/ω<sub>ni</sub> はイオン慣性長 を示している.準定常状態では、電子メアンダーリング振 幅で特徴づけられる中央の鋭く切り立った頂構造とイオン

author's e-mail: horiuchi.ritoku@nifs.ac.jp



図1 電流シートにおける4つの空間スケールの時間発展[3]. ここで、d<sub>Bx</sub>、d<sub>e</sub>、l<sub>mi</sub>、l<sub>me</sub>は、それぞれ、電流シートの半 値幅、電子慣性長、イオンのメアンダーリング振幅、およ び電子のメアンダーリング振幅を表している。空間スケー ルは c/wceで規格化されている。



図 2 準定常状態における電流密度の空間分布[5]. ここで d<sub>i</sub> と λ<sub>d0</sub> はイオン慣性長およびデバイ長の初期値を表す.

メアンダーリング振幅で特徴付けられる周辺部の肩構造の 二重空間構造が形成されていることがわかる.この結果 は,磁気中性面を横切るメアンダーリング運動がプラズマ 凍結条件の破れとリコネクション電場の成長に重要な働き をしていることを示唆している.

#### 2.1.3 プラズマ凍結条件の破れ

周辺の MHD 領域から電流シートの中央に近づくにつ れ、まず、大きな質量を持ったイオンの凍結条件が破れ、 イオンと電子の運動に差が発生する.ここでは、電子はま だ凍結条件を満たしている.このイオンと電子の凍結条件 の破れの差は、イオンと電子が別々の運動することによっ て現れるホール電場の項によって次式のように与えられる.

$$\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v}_{e} \times \boldsymbol{B} = \boldsymbol{E} + \boldsymbol{v}_{i} \times \boldsymbol{B} - d_{i}/n \left( \boldsymbol{j} \times \boldsymbol{B} \right) = 0, \quad (1)$$

ここで, *j* = *n*/*d*<sub>i</sub>(*v*<sub>i</sub>-*v*<sub>e</sub>), *v*<sub>i</sub>, *v*<sub>e</sub>, *n* は, それぞれ, 電流密 度, イオン流速, 電子流速, 数密度を表す.(1)式から明 らかなように, ホール項の空間スケールはイオン慣性長で 与えられるため, イオン慣性長より内側の領域では, イオ ンの凍結条件が破れているものと推測される.一方, 粒子 シミュレーションではイオン慣性長よりむしろイオンメア ンダーリング振幅がイオンの凍結条件の破れと深く関わっ ていることが報告されている[2-4].この差は何か.この 問いに対する回答を得るために, 粒子シミュレーションか ら得られた準定常状態にある系の平衡電流方向(*z* 軸方向) のイオンに働く力の空間分布を, 図3に示す[5].図中の 各曲線は, 次式に示したイオンの運動方程式の各項の*z* 成 分に対応している.

$$\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v}_{i} \times \boldsymbol{B} = d_{i} / n \, \nabla \cdot \boldsymbol{P}_{i} + d_{i} \left( \boldsymbol{v}_{i} \cdot \nabla \boldsymbol{v}_{i} \right), \qquad (2)$$

 $\leftrightarrow$ 

ここで、 $P_i$ はイオン圧力テンソルを、右辺の第2項はイオン慣性項を示している。系が準定常状態にあるため、電場 は空間的にも時間的にも一様となっている。イオンメアン ダーリング振幅より内側では、圧力テンソル項が主とな り、リコネクション電場を支えている。一方、イオン慣性 長とイオンメアンダーリング振幅の間の領域  $(d_i < y < l_{mi})$ では、イオン圧力テンソル項とイオン慣性項が逆符号で同 程度の有限の振幅を有しているため、2つの項が打ち消し あって、イオンの凍結条件の破れが小さく抑えられてい る.(1)式と(2)式を用いると、次の近似式(3)を得る。

$$(\mathbf{j} \times \mathbf{B})/n \approx \nabla \cdot P_{\mathbf{j}}/n + \mathbf{v}_{\mathbf{j}} \cdot \nabla \mathbf{v}_{\mathbf{j}} \approx O(m_{\mathbf{e}}/m_{\mathbf{j}}),$$
 (3)

ここで, meとmiは電子とイオンの質量を表す.(3)式に おいて,イオンの凍結条件の破れを表すとされたホール項 (左辺)は,右辺の2項の打消し合いの結果,この領域では 成長しない.これは,ジャイロ粘性相殺効果[7]と等価で あることが解析的にわかっている.電子の凍結条件に関し ても同様の結果が得られている[5,8].換言すると,電流 シートのメアンダーリング振幅より内側で発生する磁気中 性面を横切って行き来するメアンダーリング運動が凍結条 件の破れにとって本質であるといえる.

同様の結果が、プラズマ閉じ込め装置を用いたリコネク ション実験で得られている.東京大学のTS-3装置による 球状トカマクの合体実験の結果[9]を、図4に示す.この 装置では、リコネクション面に垂直方向の磁場成分(ガイ ド磁場)を変化させることにより、磁気リコネクションの イオンラーモア半径に対する依存性を解析することができ る. 図は, 実効電気抵抗 η(=|E/J|) のイオンラーモア半径 (上図)およびイオン慣性長(下図)で規格化した電流シー トの厚さδに対する依存性を、6種類の異なるガイド磁場 をもった実験結果についてまとめたものである. この合体 実験では、時間の経過とともに電流シートが圧縮されその 厚さがイオンラーモア半径に近づく、それに伴い、実効的 な電気抵抗が増加していく様子が見られる. 図4 でわかる ように、電流シートの厚さをイオンラーモア半径で規格化 した場合にはきれいな相関が見られるが、イオン慣性長で 規格化された場合には、きれいな相関が見られない. すな



図3 準定常状態におけるイオンの運動方程式の各項の空間分布.



図4 実効電気抵抗の電流シートの厚さ∂に対する依存性.6種 類の異なるガイド磁場の値を持った場合の球状トカマクの 合体実験結果[9]をまとめたもので、上図と下図は、それぞ れ、電流シートの厚さをイオンラーモア半径およびイオン 慣性長で規格化した場合を示している.

わち,この結果はリコネクション電場あるいは実効的な電 気抵抗が電流シート内部のイオンのラーモア半径で特徴付 けられる熱運動(メアンダーリング運動)に主として依存 して決められていることを示唆している.

#### 2.1.4 電流シートでのエネルギー変換と散逸

電流シートの内部では、リコネクション電場による加熱 や加速のほかに、様々なエネルギー変換が起こっている. 例えば、イオンと電子の凍結条件の破れの差に起因してイ オンと電子の運動に差が生まれる.この両者の運動の差に より電荷分布に偏りができ、リコネクション面内成分を持 つ静電場(ホール電場)が形成される.この電場は、さら に、電子とイオンの運動に影響を及ぼすことになる.一般 に、電流シートの内部ではプラズマと電磁場との相互作用 を通じて、分布関数がマックスウェル型から大きく外れ る.この分布関数の変形を伴うエネルギー変換と散逸は区 別して考える必要がある.

図5に、3次元開放系粒子シミュレーションで得られた 準定常状態におけるイオンと電子の分布関数を示す[10]. 図は位相空間(y, vy)における分布で、マックスウェル分布 で与えられる熱平衡にあるプラズマがシミュレーションの 上流境界(図の左右の端)から供給されていることを示し ている.リコネクション点(y=0)からの距離がイオンメ アンダーリング振幅に等しくなる頃から、イオンの分布に マックスウェル分布からのずれが生じ始め、その内側に入 るとイオンが存在しない位相空間上の空孔を形成する.こ れは、この領域にいるイオンの大部分がホール電場によっ て電流シートの中心に向かう加速を受け、大きな速度を もったメアンダーリング運動をすることに起因している. その結果,リコネクション点近傍では,y方向に正と負の 平均速度をもった2種類の頂をもち,速度ゼロ近傍に粒子 が存在しない分布関数へと変形する.イオンの平均エネル ギーとしては増加したわけであるが,加熱により分布関数 が全体として広がる「散逸過程」が起こった場合とは異な ることがわかる.電子の分布にも規模は小さいが同様の空 孔が形成されていることもわかる.このように,プラズマ 凍結条件が破れている運動論領域では,プラズマは熱平衡 になく,分布関数もマックスウェル型から大きく変形を受 けている.

散逸は非可逆過程で、電磁場のエネルギーからプラズマ のエネルギーへ一方向的にエネルギーの流れが発生する. このエネルギー変換は、マクロ的には、次式の右辺第2項 の電場がプラズマにする仕事として表現される.

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int d^{3}x \left\{\frac{\boldsymbol{B}^{2}+\boldsymbol{E}^{2}}{2}\right\} = \int d^{3}x \left\{\nabla \cdot (\boldsymbol{B} \times \boldsymbol{E}) - \boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{j}\right\} \quad (4)$$

仮にオームの法則を用いると、この項はよく知られている 抵抗散逸項-ηj<sup>2</sup> (<0) に還元することができる. ま た, 高速のプラズマの流れが存在する系への拡張として, ローレンツ不変な相対論的散逸項として定式化できること が Zenitani 等[11]によって示されている. 図6で示してい るように、一般に、リコネクション下流域にはリコネク ション点から外向きの高速の電子プラズマ流が形成される ため、凍結条件の破れの領域  $(E_z^* = E_z + v_e \times B|_z \neq 0)$  と (4)式の右辺第2項で定義された磁気エネルギーの散逸領 域とは同一ではない[11]. 無衝突プラズマ中で散逸が起こ るためには、粒子間衝突と同様に、規則的な粒子運動を履 歴のない非可逆で不規則運動に変換する物理過程が必要と なる.リコネクション点を通過するストカスティックな粒 子軌道の効果もその1つと考えられる[12].また、プラズ マ中の波と荷電粒子の相互作用も粒子間衝突と同様の散逸 過程として働くことも知られている. これまでのシミュ レーション研究から、電流シートの不安定性に伴うプラズ



図5 準定常状態にある系の位相空間(y, v<sub>y</sub>)における電子(上 図)とイオン(下図)の分布関数.ここで赤色は大きな値 を,青色は粒子が存在しない領域を表している.また,空 間と速度は,それぞれ,デバイ長および熱速度の1/10で規 格化されている.



図6 電子慣性系での電場の紙面垂直成分 *E*<sup>z</sup> (= *E*<sub>z</sub> + *v*<sub>e</sub>×*B*|z)(上 図)および相対論的散逸項(下図)の空間分布[11].

マ波相互作用および無衝突衝撃波[3]が電流シートの散逸 における大きな役割を果たしていることが明らかにされて いる.

#### 2.1.5 プラズマ不安定性による異常抵抗とその 役割

電流シートでの異常抵抗の発生機構として,いくつもの プラズマ不安定性が主として粒子シミュレーションを用い て研究されてきた. 例えば, 磁気圏での高イオン温度プラ ズマ中では、ケルビン・ヘルムホルツ不安定性が電流シー トの散逸で重要となることが、Shinohara 等[13]によって 報告されている、これらのプラズマ不安定性の役割につい ての議論は2.2節に譲る.ここでは、有力候補の1つである ドリフトキンク不安定性を例に、電流シートにおける異常 抵抗発生機構とそれに伴う散逸について説明をする. イオ ンラーモア半径程度の空間スケール程度まで圧縮された電 流シートでは2つのプラズマ不安定性が時間差をもって成 長する[14-16].まず、電流シートの周辺に存在する圧力 勾配の急峻なところで、静電モードである"低域混成ドリ フト不安定性"(LHDI)が励起する.このモードは、高 ベータである電流シートの中心に進入することなく、周辺 領域のみで局所的に成長するため、電流シートの中心での 異常抵抗の発生には直接には関与しない. 一方, 電流シー ト内部のイオンは周辺領域と磁気中性面の間を行き来する メアンダーリング運動をしており、このイオンが周辺領域 を通過するときに LHDI あるいはホール効果によって生ま れた静電場と相互作用する.この相互作用は、電流シート 中心での電流配位とイオンの分布関数に変形をもたらす. この変形が元になり、低周波数の電磁モードである"ドリ フトキンク不安定性"(DKI)が成長をはじめる[14-16]. 図7は、DKIの成長期におけるイオンと電子に働く主な力 の空間分布を示している[15]. ここでは、プラズマ不安定 性の影響を評価するために, 例えば, 電場による力を, 直 流成分と波動成分に展開し、以下のように与える.

$$\langle n_j E_z \rangle = \langle n_j \rangle \langle E_z \rangle + \left\langle \tilde{n}_j \tilde{E}_z \right\rangle, \tag{5}$$

ここで、 $\langle F \rangle$ は、物理量 F o z軸方向の空間平均を、添え 字 jはイオンまたは電子を、 $\hat{F}$ は物理量 Fの波動成分を表 す. DKIの成長期には、電場の直流成分(赤線)が電流シー



 図7 DKIの成長期における電子(上図)とイオン(下図)に働く 主な力のz成分の空間分布.ここで、〈F〉は、物理量Fのz軸 方向の空間平均を、添え字jはイオンまたは電子を、F は物 理量 F の波動成分を表す.

ト中心 (y = 0) で発達する.また,DKI によって生まれた ローレンツ力の中の波の非線形結合項がこの直流電場の項 と釣り合っていることもわかる.即ち,次式が成り立つ.

$$\langle n_j \rangle \langle \boldsymbol{E} \rangle \approx \left\langle \boldsymbol{f}_j \times \boldsymbol{B} \right\rangle,$$
 (6)

ここで、f = nv は数密度フラックスを示す。別の言い方を すると、ドリフトキンク不安定性によるプラズマ波相互作 用が電流シートの中心に平衡電流方向の電場を作り出す異 常電気抵抗としての働きをする。この過程で生まれた電気 抵抗の値は $\eta \sim 0.1 - 0.2\eta_{Hall}$  ( $\eta_{Hall}$ :ホール抵抗値)と評価 されている[15].

ここで得られた DKIの成長率は、線形理論[17]から予想 される値より1桁程度大きなものとなっている.特に、線 形理論では、イオンと電子の質量比 me/m; が実際の値に近 づくにつれ、DKIの成長率が減少し、実際の質量比では無 視できるほどに小さくなると予想している. Moritaka 等[16] は、粒子シミュレーションと線形理論の矛盾の原因を探る ため、様々な質量比のシミュレーションを実行し、DKI の質量比依存性を明らかにした.図8は、その結果を示し ている. 注目すべきことは、ドリフトキンクモードに2種 類あり、質量比が100を超えるあたりから2つのモードが 分岐することである. 1つは、電子のダイナミックスに依 存した kL~0.5 程度の短波長モードで、その成長率は電子 の質量が小さくなるにつれ一様に減少する.他の1つは、 イオンのダイナミックスのみに依存した kL~1.7 程度の長 波長モードで,その成長率は電子の質量に依存せず,ほぼ 一定の値を維持している.よって、この長波長モードは実 値の質量比においても有限の成長率を維持できる. この長 波長モードの特性は、LHDI との相互作用によりイオンの 分布関数がドリフト速度の異なる2つの成分から成る分布 へと変形したことに起因していることも解明された[16].



図8 2種類の DKI モードの成長率の質量比依存性.赤印が長波 長モード,青印が短波長モードの成長率を示している [16].

これまで、プラズマの凍結条件を破りリコネクション電 場の成長を生み出す機構として、電流シート中心でのメア ンダーリング運動に起因する粒子運動論効果とプラズマ不 安定性に伴う異常抵抗について議論してきた. ここでは, 外部駆動源の存在する系での3次元粒子シミュレーション [10,14]で得られた結果を基に、両機構の関係とドリフト キンク不安定性によって生み出された異常電気抵抗の電流 シートの散逸における役割について議論する. 2.1.2と 2.1.3のところで述べたように、まず、粒子運動論効果によ り、無衝突リコネクションが発展する.ある時間の経過後 に系は準定常的にリコネクションが進行する状態に緩和す る.この時点では、プラズマ不安定性は発達しておらず、 図5に示したように、リコネクション近傍の位相空間で空 孔をもつ分布関数を形成する. この時点より, ゆっくりと プラズマ不安定性が成長を始める.図9に、DKIが十分成 長した後の分布関数を示す. 位相空間に形成された構造が 消え, 粒子が位相空間の広い範囲に拡散しているのが解 る.即ち、DKIにより規則的な運動から不規則運動へと運 動が変化したことが見て取れる.このように、プラズマ不 安定性に伴う異常抵抗が存在する系では、運動量やエネル ギーが粒子とプラズマ波との間で交換される過程を通じ て、リコネクションに伴う電流シートの散逸が効率的に進 行するものと考えられる.

#### 2.1.6 ガイド磁場の影響

球状トカマクの合体実験[9]のところで議論したように、 ガイド磁場が存在すると荷電粒子の磁化が強められ、プラ ズマ凍結条件が破れる運動論領域が狭められる.プラズマ 中には運動論的空間スケールを示すパラメータとして、 ラーモア半径の他に慣性長が存在する.ガイド磁場を持た ないハリス型の平衡解では、電子メアンダーリング振幅  $l_{me} >$ 電子慣性長 $d_e$ 、の関係(図1を参照)が成り立つが、 ガイド磁場が増加するに従いこの関係に変化が現れる. 図10は電流シートの中央に電子電流シートが発達した時点 での4つの空間スケールのガイド磁場依存性を示している [3].ここで、 $B_{20} \ge B_0$ はガイド磁場を引コネクション磁場 成分の初期値を示している.ガイド磁場の弱い $l_{me} > d_e$ の パラメータ領域では、電子電流分布の空間スケールは電子 メアンダーリング振幅によって決められている.ガイド磁 場の増加に伴い、電子電流分布の空間スケールは電子メア



図 9 DKIが十分発達した時の位相空間(y, vy)における電子(上
 図)とイオン(下図)の分布関数.空間と速度の規格化は
 図 5 と同じ.



図10 電流シートの中央に電子電流シートが発達した時点での4 つの空間スケールのガイド磁場依存性[3].

ンダーリング振幅とともに減少してくる. $B_{x0}/B_0 > 1$ の領 域では、これまでの関係が逆転し、*Ime* < *de* となる.この領 域では、電子電流分布の空間スケールが電子慣性長に沿う 形で決められていることが解る.即ち,ガイド磁場の強い パラメータ領域では、電子電流シートの散逸は電子メアン ダーリング運動の効果でなく、電子慣性効果に支配されて いることを示唆している.ガイド磁場の増加に伴いプラズ マ凍結条件が破れる運動論領域が狭められ,(4)式で定義 されたプラズマへのエネルギー変換率の総量は減少するこ とが予想される.図11は、ガイド磁場の値の異なる4種類 の場合の電子に関するエネルギー変換率の総量の時間発展 を示している[3]. ここで, 電場は電磁成分 Emg と静電成 分 Est に展開することによりそれぞれの役割を明らかにし ている.リコネクション点近傍の電流シートではリコネク ション電場(電磁成分)によるエネルギー変換が、下流域 での衝撃波領域では、静電成分による高速の電子運動エネ ルギーからイオンエネルギーへの変換が主として発生する ことが報告されている[3]. 図11から明らかなように、ガ イド磁場の増加に伴い、エネルギー変換率の総量が減少し ていく.これは、ガイド磁場中では電流シート内の散逸領 域が狭められたことを反映しているものと考えられる. さ



図11 ガイド磁場の値の異なる4種類の場合の電子に関するエネ ルギー変換率総量の時間発展[3].ここで、EmgとEstは電 場の電磁成分および静電成分を示している.また、ガイド 磁場 B<sub>20</sub>はリコネクション磁場成分の値 B<sub>0</sub>で規格化されて いる.

らに、電流シート内にガイド磁場が存在すると、電子はリ コネクション電場によりガイド磁場方向に容易に加速さ れ、その結果、ガイド磁場方向の電子電流分布が長時間維 持されることになる.これが、ガイド磁場が存在する場合、 下流方向まで引き延ばされた発達した電流シートが形成さ れる原因となっている.

#### 2.1.7 まとめ

ここでは、高速リコネクション機構を考える上で重要と なる、リコネクション点近傍でのミクロな運動論過程に支 配された、プラズマ凍結条件の破れ、プラズマ不安定性に 伴う異常電気抵抗の発生とその役割、エネルギー変換機構 と磁場エネルギーの散逸過程の関係等について,主として 粒子シミュレーションと合体実験の結果を引用しながら解 説した.最後に,これらの物理機構の多くは,外部からの エネルギー流入のある開放系での粒子シミュレーション [2-5,10,14]によって明らかにされたものであることを付 記する.

#### 参 考 文 献

- [1] 小野 靖他: プラズマ・核融合学会誌 77,948 (2001).
- [2] R. Horiuchi and T. Sato, et al., Phys. Plasmas 1, 3587 (1994).
- [3] R. Horiuchi and T. Sato, et al., Phys. Plasmas 4, 277 (1997).
- [4] W. Pei, et al., Phys. Rev. Lett. 87, 235003 (2001).
- [5] A. Ishizawa and R. Horiuchi, Phys. Rev. Lett. 95, 045003 (2005).
- [6] T.W. Speiser, J. Geophys. Res. 70, 4219 (1965).
- [7] S.I. Braginskii, *Review of Plasma Physics* (Consultants Bureau, New, York, 1965) Vol I, p.205.
- [8] M. Hesse, et al., Phys. Plasmas 6, 1781 (1999).
- [9] Y. Ono, et al., Phys. Plasmas 4, 1953 (1997).
- [10] R. Horiuchi and H. Ohtani., Commun. Comput. Phys. 4, 496 (2008).
- [11] S. Zenitani et al., Phys. Rev. Lett. 106, 195003 (2011).
- [12] W. Horton and T. Tajima, Geophys. Res. Lett. 17, 123 (1990).
- [13] I. Shinohara, et al., Phys. Rev. Lett. 87, 105004 (2001).
- [14] R. Horiuchi and T. Sato., Phys. Plasmas 6, 4565 (1999).
- [15] T. Moritaka et al., Phys. Plasmas 14, 102109 (2007).
- [16] T. Moritaka and R. Horiuchi, Phys. Plasmas 15, 092114 (2008).
- [17] W. Daughton, Phys. Plasmas 6, 1329 (1999).

# ● **小特集** 俯瞰と展望:磁気リコネクション研究の最前線

## 2. 高速リコネクション機構の最新研究

## 2. Recent Researches on Fast Magnetic Reconnection Mechanism

## 2.2 リコネクションと波動・乱流の相互作用

### 2.2 Interactions between Reconnection, Plasma Waves and Turbulence

篠原 育,横井喜充<sup>1)</sup>
 SHINOHARA Iku and YOKOI Nobumitu
 宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所,<sup>1)</sup>東京大学生産技術研究所
 (原稿受付:2013年9月30日)

近年では、リコネクション領域で MHD スケールから電子スケールまでの広い周波数帯にわたってプラズマ 擾乱が励起されていることが知られている.宇宙空間での衛星観測や地上のリコネクション実験においては、計 測技術の向上によりリコネクションに伴うプラズマ擾乱に関する物理過程の議論が可能になっている.プラズマ の揺動は実効的な抵抗や磁気拡散率を大きく上げ、さらに局在することを可能にする.このため、乱流は高速リ コネクションを実現する要因となりうる.本節では、こうしたリコネクション領域に見られるプラズマ擾乱を通 して、長い間、標準的なモデルとして考えられてきた定常的、2次元的、層流的なリコネクション・モデルに対 して、非定常性、3次元性、乱流性の効果が加わることで見いだされてきた、リコネクションの新しい描像につ いて紹介する.

#### Keywords:

anomalous transport, electron dynamics, cross-scale coupling, turbulent reconnection, cross-helicity

#### 2.2.1 リコネクションと波動の相互作用

宇宙空間での観測や室内実験の進歩によって、リコネク ション領域のプラズマ擾乱に関する観測・実験的知見が蓄 積され、局所的な電磁場擾乱の励起等の理解は進んだが、 巨視的にはリコネクションとプラズマ波動の因果関係につ いてはまだまだ不明な点が多く残されている.本節では、 宇宙プラズマ観測・室内実験と数値シミュレーションの結 果から、イオンスケールより短い/小さい時空間スケール におけるプラズマ波動とリコネクションの相互作用につい ての話題を紹介する.

#### 2.2.1.1 リコネクションとプラズマ波動によるエネル ギー散逸

リコネクションの爆発的な発生を説明する考え方の1つ に異常抵抗モデルがある.電子-イオンのハイブリッドス ケールにおけるプラズマ波動(低域混成波やウィスラー 波,等)は,電子・イオン双方の運動と結合し,波を介し て電子・イオンの運動量交換を可能とすることから,異常 抵抗を発生する有力な候補と考えられてきた.これまで 様々に提案されているプラズマ不安定の中でも,低域混成 ドリフト不安定[1]は有力な候補と考えられている.しか し,地球磁気圏や太陽コロナ,等の現実のプラズマの中で, これらの不安定性が実際に不安定化され,リコネクション がトリガーされると考えるには多くの問題があり,現在に 至るまで,速いリコネクションのトリガーを問題なく説明 できる異常抵抗の発生過程はみつかっていない.

宇宙空間での"その場"観測では、リコネクション領域 における異常抵抗の原因となり得るプラズマ波動の存在の 探査が試み続けられてきた.Geotail衛星の磁気圏尾部探査 では、リコネクション領域中の磁気中性面近傍で低域混成 ドリフト波が励起されていることが同定された[2]が、観 測された波動のパワースペクトルから推定される異常抵抗 値は、推定される磁気レイノルズ数でO(1000)以上と小さ く、磁気圏尾部リコネクションのトリガーを説明するには 波動強度にして1桁以上小さいものであった.当時の段階 では、「観測結果は磁気中性線から離れた場所でのもので あった」等の議論の余地が残されていたが、その後、Geotail衛星が磁気中性線の極めて近傍を通過したと考えられ る観測データが複数得られた(図1)[3-5]ことにより、こ の結果はより確度の高いものになったと考えられている.

磁気圏尾部リコネクションによる磁場エネルギー散逸率 を Zenitani ら[4]が推定しており、その値は波動強度から 推定される波動-粒子相互作用によるエネルギー散逸率よ りも数桁も大きい.磁気圏尾部の観測結果は、異常抵抗モ デルよりも、リコネクション電場が電子の圧力テンソルの

ISAS of JAXA, Sagamigahara, Kanagawa 252-5210, Japan

<sup>1)</sup>Institute of Industrial Science, University of Tokyo, TOKYO 153-8505, Japan

authors' e-mail: iku@stp.isas.jaxa.jp, nobyokoi@iis.u-tokyo.ac.jp



図1 Geotail 衛星の2003年5月15日に観測された磁気圏尾部リコネクション領域の電磁場のパワースペクトル(上:磁場,中:電場)とプラズマ流速の太陽(+)一反太陽方向成分(-)(下:太線一電子,細線ーイオン).電子流の速さの最大値がアルヴェン速度(約2,000 km/s)を超えている.超アルヴェン速度の電子流は、粒子シミュレーションの結果に共通して、磁気中性線の極近傍にのみ見ることができる特徴である.

発散によってもたらされる無衝突リコネクション・モデル を支持する.磁気圏での結果と同様なプラズマ波動の出現 傾向が,室内実験でもみられるかどうか,検証実験がなさ れることを期待したい.

一方,プラズマ波動は磁気中性線近傍でこそ弱くなると はいえ,周辺部や電流層の境界領域近傍では無視できない 強度をもつ.波動強度から推定される磁気レイノルズ数は O(100)であることが報告されており[2],大局的にも電子 加熱等を通してリコネクションの発展に影響を与えている 可能性がある.実験室プラズマにおいても,電流層境界部 やリコネクション領域の中心部に低域混成周波数帯の波が 励起されることが報告されている[6-8],等,プラズマ波動 に関して実験と宇宙空間での観測との共通点は多く,リコ ネクションに対するプラズマ波動の果たす役割を解き明か すことには,宇宙プラズマ観測と実験室実験の比較研究を 進めることが有効だろう.

また,波動を局所過程として捉えるのではなく,電流層 内における非局所性を考慮することで,プラズマ波動がリ コネクションの大局的な発展に関与し得る可能性が,粒子 シミュレーション結果から指摘されている[9].この数値 シミュレーションの結果にみられるように,リコネクショ ンの速い成長をもたらす異なる時空間スケールをもつ物理 過程のダイナミックな非線形結合は,プラズマ波動がリコ ネクションの時間的発展に本質的な役割を果たしている可 能性を示唆するものである.ここに紹介した例にとどまら ず,リコネクションにおけるスケール間結合の物理過程の 観測的・実験的な検証研究が待たれる.

## 2.2.1.2 電子スケール波動とリコネクション電子ダイナ ミクス

宇宙空間での衛星観測の大きな利点の1つは、プラズマ の速度分布関数を電磁場変動と共に計測することができる ことだが、リコネクション領域内の電子ダイナミクスを十 分に分解できる程の高時空間分解能観測を実現することは 簡単ではない. 電子ダイナミクスに起因すると考えられる 電子スケールの高周波帯域(電子サイクロトロン振動から プラズマ振動)のプラズマ波動の計測は,直接観測をする ことの難しいリコネクション領域における電子ダイナミク スを探るのに有効なツールである.地球磁気圏内で観測さ れた、リコネクションの電子ダイナミクスとの関連が強く 示唆される電子スケールのプラズマ波動としては、リコネ クションによって生成された電子ビーム不安定による静電 孤立波 (ESW) [10],磁場拡散領域中で観測される高域混 成波[11],電子サイクロトロン波[12],等,数多くの報告 がなされている. Vibergら[12]は, Cluster衛星の編隊衛星 観測と高時間分解電子計測器を使って、磁気圏尾部リコネ クション領域の空間構造と電子分布関数・プラズマ波動の 対応関係を示し、磁場拡散領域における電子ダイナミクス の議論を行った.その結果、リコネクションの流入/流出 領域ではほとんど波の活動はみられない一方、セパラトリ クスは、電子分布関数や波動の性質で整理すると層状の空 間構造をしていることが明らかになった.

セパラトリクスに見られる ESW は、電子スケールの現 象であるにもかかわらず大きな振幅をもつことがあり、リ コネクション電子ダイナミクスを強く反映していることが 想像される.磁場拡散領域中の大振幅 ESW の生成がリコ ネクション率に与える影響について、興味深い数値実験が なされている[13]が、MHD スケールからみたリコネク ションの発展に対しての効果の有無はあまりはっきりして いない.電流層の巨視的な構造のダイナミクスによって起 動される電子ダイナミクスが、更にリコネクションの巨視 的発展にフィードバックを与えるかどうかは、リコネク ションのマルチ・スケール性を理解する上で大事なポイン トであると思われる.

また、大振幅のESWと関連する重要な話題としては、プ ラズマ波動が高エネルギー電子生成へ関与する可能性も挙 げられる。例えば、リコネクションによる電子ビームが、密 度非一様な太陽コロナ中を伝わる中でラングミュア波の擾 乱を励起し、さらに電子加速を起こす可能性[14]、等が指 摘されている。こうした電子スケールを含む現象の理解に ついては、宇宙空間プラズマにおける直接観測に期待した い.観測事実からリコネクションの電子ダイナミクスやス ケール間結合過程についての理解が大きく進展するだろう.

#### 2.2.2 リコネクションと乱流

#### 2.2.2.1 乱流リコネクション

1.2で説明されたように,古典的な Sweet-Parker のリコ ネクション・モデルを磁気レイノルズ数の大きな天体・宇 宙現象にあてはめると,遅いリコネクションしか起きない ことになる.実際に観測される現象を説明するためには, 高速リコネクションを実現する物理機構が不可欠である. 実質的な磁気拡散率が大きくなれば大きなリコネクション 率が達成されるため,磁気拡散率を実効的に大きくする機 構がいろいろと考えられてきた.乱流もそのような要素の ひとつと考えられている. Matthaeus と Lamkin は乱流の効果でリコネクション率 がどのように変化するかを検討した[15].初期に広い範囲 の波数帯に揺動を与え、二次元の周期的電流シートの状況 で電磁流体方程式を数値的に時間発展させた.その結果、 揺動によって電流シートは大スケールでの脈動や小スケー ルの磁気島を形成し、脈動や磁気島の運動の効果で層流の 場合に比べてずっと大きなリコネクション電場が生成され ることがわかった.複数のX点が形成され、揺動によって 高速のリコネクションが起こりうることが示された.

Lazarian と Vishniac は Goldreich と Sridhar による磁気 乱流の現象論[16] に基づき,スケーリングを用いて磁力 線の不規則 (stochastic) 運動によって与えられる磁力線の 拡散率を評価した[17].磁気乱流の現象論では,磁場に沿 う方向の渦のサイズ  $\ell_{\perp}$  は渦の転回時間内にアルヴェン波 の伝搬する距離  $\ell_{\parallel}$  に等しくなるという臨界平衡 (critical balance) 条件:

$$\ell_{\perp} \delta u_{\ell}^{-1} \sim \ell_{\parallel} V_{\Delta}^{-1} , \qquad (1)$$

を仮定する.また、乱流エネルギーのエネルギー移送率 ε がスケールによらないという Kolmogorov 的な描像

$$\varepsilon \simeq \frac{\delta u_{\ell}^3}{\ell_{\perp}} \simeq \frac{L_{\rm i}}{V_{\rm A}} \frac{u_{\rm L}^4}{L_{\rm i}^2}, \qquad (2)$$

を仮定する.ここでL<sub>i</sub>は乱流エネルギーを入射するスケー ル, u<sub>L</sub>は入射スケールでの乱流運動の特徴的速さであ る.これらより,磁場に平行方向と垂直方向の渦運動の速 度とスケールについて

$$\delta u_{\ell} \sim u_L \left( \ell_{\perp} / L_i \right)^{1/3} M_A^{1/3}, \tag{3}$$

$$\ell_{\parallel} \sim L_{\rm i} \left(\ell_{\perp}/L_{\rm i}\right)^{2/3} M_{\rm A}^{-4/3},\tag{4}$$

という関係を得る $[M_A (\equiv u_L/V_A)$ はアルヴェンマッハ数]. プラズマが磁力線に沿ってsだけ動くときに、不規則運動 によって磁力線に垂直方向に移動する距離 $\ell_{\perp}$ を考えると、 そのs依存性は

$$\frac{\mathrm{d}\ell_{\perp}}{\mathrm{d}s} \simeq \frac{\delta b_{\ell}}{B_0} \simeq \frac{\delta u_{\ell}}{V_{\mathrm{A}}},\tag{5}$$

と表すことができる.ここに式(3)を代入し積分すること で移動距離 ℓ」が計算できる.移動距離 ℓ」の自乗は

$$\ell_{\perp}^{2} \simeq (s^{3}/L_{\rm i}) M_{\rm A}^{4} \qquad (L_{\rm i} > s), \qquad (6 a)$$

$$\ell_{\perp}^2 \simeq L_i s M_A^4 \qquad (s > L_i) \qquad (6 b)$$

となる.式(6b)はsが乱流運動のスケールより大きい場合で、ブラウン運動による拡散と同じ形になっている.

式(6)からリコネクション領域の厚さを $\Delta \sim \sqrt{\ell_{\perp}^2}$ で評価 すると、リコネクション率は

$$v_{\rm i}/V_{\rm A} = M_{\rm A}^2 \min[(L_{\rm i}/s)^{1/2}, (s/L_{\rm i})^{1/2}],$$
 (7)

となる.この式からわかるように、リコネクション率は分子的な磁気拡散率 η によらず、乱流を特徴づける量だけで 決まる.その基本的な結果は乱流運動がもたらす磁力線の 不規則な揺動のみに依存するもので、古典抵抗など微視的

#### な磁場の散逸機構にはよらない.

最近 Eyink らは磁場の不規則な運動を Lagrange 的拡散 として解釈し, Lazarian らと同様に式(7)が得られること を示した[18].ただし,これらの仕事はすべて前述した磁 気乱流の現象論[16]を基にし,その制約を受け継いでい る.すなわち,すべての揺らぎはアルヴェン波であり,磁 場に垂直方向の揺らぎしか存在しないと想定し,垂直方向 の揺らぎは Kolmogorov 的なスケーリングに従うとはじめ から仮定している.また,クロス・ヘリシティは恒等的に ゼロと仮定しているほか,平均磁場や平均速度場の非一様 性も完全に無視している.

#### 2.2.2.2 乱流リコネクションの数値計算

乱流リコネクションの数値計算は、次元数や境界条件な どの幾何・境界条件の違いの他に、どのような乱流を想定 するかによって、様々に区分される. 乱流の起源は何か (ティアリング・モードなどの不安定性に起因するのか、 外から強制的揺動を与えるのか、あるいは微視的なスケー ルでのリコネクション自体が乱流の起源となっているの か)、リコネクション領域の内外に揺動がどの程度分布す る設定になっているか、揺動がどのスケールに存在してい るか、といった想定する乱流の性質の違いともいえる.

Servidio らは、周期境界条件下で高いレイノルズ数の二 次元の電磁流体方程式を数値的に解くことで乱流中でのリ コネクションの様子を調べた[19].その結果、サイズやエ ネルギーが大きく異なるきわめて多く(約1,300)のX点的 構造が生成され、各点でリコネクションが起きることが示 された.そのリコネクションは高速なものから低速なもの まで様々である.彼らは、これら多くのリコネクション・ イベントと乱流の統計的性質を比較することで、乱流リコ ネクションでは、リコネクションの拡散領域の厚みが乱流 の散逸スケールに対応し、幅が乱流の相関スケールに対応 することを見出した.これらの結果は、リコネクションが 乱流の統計的性質に支配されていることを示唆している.

Kowal らは, Lazarian と Vishniac の考えに則って三次元 の非周期的境界条件の下で数値計算を行ない、リコネク ションにおける乱流の役割を調べた[20].彼らは、揺らぎ を与えずに発展させた系に対してある時刻以降外部から乱 れを注入し、リコネクション率がどのように発展するか計 算した. 与える揺動の大きさ, 揺動を注入するスケール, 分子的な磁気拡散率 η の大きさ,あるいはガイド磁場の有 無にリコネクション率がどう依存するかを解析した.基本 的な結果は、乱流状態でリコネクションは大きく促進さ れ,そのリコネクション率は分子的な磁気拡散率 η に依存 しない、また、与える乱れの大きさが大きいほどリコネク ション率は大きくなり、乱れを与えるスケールが大きいほ どリコネクション率も大きくなる,というものであった. さらに、さまざまな無衝突効果は乱れた系でのリコネク ション率にはほとんど効かないことも示唆している.これ らの結果は、磁力線の不規則な運動によって多くのリコネ クション・イベントが生じ、アウトフロー領域の厚みが実 効的に広くなるという乱流リコネクションのシナリオ[17] を裏付けるものとしている.

Loureiro らの数値計算では、周期境界を用いた二次元系 で、ティアリング・モード不安定性が速いリコネクション にどう効くかを調べている[21].その結果、揺動のレベル が上がるに従い、リコネクション率の分子的磁気拡散率 っの依存性が小さくなることが示されている.このこと は、乱流中ではリコネクション率は微視的スケールの物理 によらず、乱流自体の非線型ダイナミクスに支配されるこ とを示唆している.

#### 2.2.2.3 リコネクションの非一様乱流モデル

現実の状況ではリコネクション前後の磁場やリコネク ションに伴う流れ場の形状を含め巨視的スケールは不均一 場である.したがってリコネクションの乱流も平均場の不 均一さを伴う非一様乱流となる. 速度勾配が代表するよう に巨視的スケールの非一様性は乱れを生成する. 逆に, 一 様乱流は減衰するのみで、乱流を維持するには外から乱れ を注入し続けねばらない. 従来のリコネクション研究で考 察されてきた乱流は概ねこの種の一様乱流であった. さら に平均場の不均一性自体も乱流輸送で変化する. それに加 えて,回転や磁場が存在して系の対称性に破れが生じる と、乱流場自体が構造をもつようになる. 乱流エネルギー が乱れの強さを表す量であるのに対して、磁気ヘリシ ティ,運動ヘリシティ、クロス・ヘリシティ(速度=磁場 相関)といった諸ヘリシティは乱れの構造を表す量であ る. 乱流磁気拡散に代表されるように乱れは輸送を促進 し、この性質は乱流の強度すなわち乱流エネルギーによっ てよく記述される.これに加えて、対称性の破れた系では 諸ヘリシティが有限の値で正負に分布し乱流中での構造形 成や乱流輸送の抑制に寄与する.以上のような考えに基づ き, Yokoi と Hoshino は平均場と乱れの相互作用という視 点から乱流リコネクションを研究した[22]. そこでは平均 場の方程式中に乱流の効果を組み入れ、同時に乱流エネル ギーや乱流クロス・ヘリシティといった乱流統計量の発展 方程式が考慮される.従来の研究と比較して(i)乱れが外 から入力されるのではなく、速度勾配や磁場勾配といった リコネクション現象に内在する平均場の非一様性から自発 的に発生する;(ii)輸送促進だけでなく,乱れによる輸送 抑制にも注目し、両者の均衡からリコネクション領域が局 在する、という点に特徴がある.このようなアプローチの

詳細については文献[23-25] を参照されたい.

#### 2.2.2.4 まとめ

もし普遍的なリコネクションの理論モデルが存在すると するなら、そのようなモデルは無衝突プラズマ、衝突プラ ズマの区別にかかわらず妥当であるべきであろう. 乱流リ コネクションに基づく高速リコネクションのシナリオは、 微視的な物理過程によらず、リコネクション率を決める. その意味で、乱流リコネクションは高速リコネクションの 普遍的なモデルになる可能性がある.

#### 参考文献

- [1] J.D. Huba et al., Geophys. Res. Lett. 4, 125 (1977).
- [2] I. Shinohara et al., J. Geophys. Res. 103, 20365 (1998).
- [3] T. Nagai et al., J. Geophys. Res. 116, A04222 (2011).
- [4] S. Zenitani et al., Geophys. Res. Lett. 39, L11102 (2012).
- [5] M. Fujimoto *et al.*, Space Sci. Rev. **160**, 123 (2011).
- [6] T.A. Carter et al., Phys. Rev. Lett. 88, 015001-1 (2002).
- [7] T. Carter et al., Phys. Plasmas 9, 3272 (2002).
- [8] H. Ji et al., Phys. Rev. Lett. 92, 115001-1 (2004).
- [9] I. Shinohara and M. Fujimoto, *Frontiers of Magnetospheric Physics* (Elsevier, Amsterdam, 2005), p.123.
- [10] H. Matsumoto et al., Geophys. Res. Lett. 30, 1326 (2003).
- [11] W.M. Farrell et al., Geophys. Res. Lett. 29, 1580 (2002).
- [12] H. Viberg et al., Geophys. Res. Lett. 40, 1032 (2013).
- [13] H. Che et al., Geophys. Res. Lett. 37, L11105 (2010).
- [14] H. Ratcliffe et al., Astrophys. J. 761, 176 (2011).
- [15] W. H. Matthaeus and S.L. Lamkin, Phys. Fluids 28, 303 (1985).
- [16] P. Goldreich and S. Sridhar, Astrophys. J. 438, 763 (1995).
- [17] A. Lazarian and E.T. Vishniac, Astrophys. J. 517, 700 (1999).
- [18] G. L. Eyink et al., Astrophys. J. 743, 51 (2011).
- [19] S. Servidio et al., Phys. Rev. Lett. 102, 115003 (2009).
- [20] G. Kowal et al., Astrophys. J. 700, 63 (2009).
- [21] N.F. Loureiro *et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **399**, L146 (2009).
- [22] N. Yokoi and M. Hoshino, Phys. Plasmas 18, 111208 (2011).
- [23] K. Higashimori et al., Phys. Rev. Lett. 110, 255001 (2013).
- [24] N. Yokoi et al., submitted to Phys. Plasmas (2013).
- [25] N. Yokoi, Geophys. Astrophys. Fluid Dyn. 107, 114 (2013).

# • • **小特集** 俯瞰と展望:磁気リコネクション研究の最前線

## 2. 高速リコネクション機構の最新研究

## 2. Recent Researches on Fast Magnetic Reconnection Mechanism

## 2.3 プラズモイド放出と非定常リコネクション

## 2.3 Plasmoid Ejection and Non-Steady Magnetic Reconnection

井 通晓,西塚直人<sup>1)</sup> INOMOTO Michiaki and NISHIZUKA Naoto 東京大学大学院新領域創成科学研究科,<sup>1)</sup>国立天文台 (原稿受付:2013年9月30日)

リコネクション拡散領域内で発生・成長するプラズモイドの存在は、太陽・磁気圏・実験室プラズマなどで 普遍的に観測されている間欠的なエネルギー解放(=非定常リコネクション)と密接な関係を有している.本節 では、さまざまな観測や計算機シミュレーションの研究成果を通して、プラズモイド放出現象と過渡的な高速リ コネクションとの関連性について論じる.

#### Keywords:

magnetic reconnection, plasmoid, impulsive reconnection, solar flare, geomagnetic tail, laboratory experiment

#### 2.3.1 リコネクションにおけるプラズモイド

地球磁気圏尾部や太陽フレアなどの衛星観測において は、リコネクションに関連して「閉じた磁気面で囲まれた プラズマの塊」=プラズモイド(磁気島)が形成されるこ とが知られている. Sweet-Parker モデルや Petschek モデ ルに代表される「定常的な」リコネクションとは異なり、 プラズモイドが介在する場合には瞬間的に大きなエネル ギー解放が発生し、リコネクションは多様な噴出現象を 伴った非定常な現象として発現する.

プラズモイドの形成・放出過程は以下のように考えられ る[1]. 磁気レイノルズ数の大きなプラズマ中のリコネク ションでは薄く長い電流シートが形成される(図1 Ⅱ) が、このような電流シートは外部からの流れに対して不安 定になり、小さい電流シートに分裂 (Fragmentation) して しまう. つまり, 局所的にインフローが強いところは電流 シートが薄く、そうでないところは逆に電流シートが厚く なり、この傾向は進行するほど強く現れる.この薄くなっ た部分はさらに薄い電流シート(X点)となり,厚い部分 は磁気島(三次元的にはプラズモイド)を形成する(図1 Ⅲ). MHD 近似が成り立つようなプラズマ中では、こうし た不安定性はティアリングモードとよばれる[2]. 最近の 高分解能 MHD シミュレーションによると、磁気レイノル ズ数が104を超えると電流シートはティアリング不安定に なり, 内部に磁気島のチェーンを形成することが示されて いる[3-11]. 形成された磁気島の中心(O点)にはそれぞ れ同方向の電流が流れているため互いに引力を及ぼしあ

い,二次的なリコネクションを伴って磁気島同士の合体 (Coalescence不安定)により成長する(図1 N).また,磁 気島の位置は電流シートの長さ方向に不安定であり,合体 を繰り返したあと電流シート外に放出される(図1 V). このようなプラズモイドの合体と放出の際に瞬間的に大き なエネルギー解放が起こるため,過渡的(Impulsive)リコ ネクションあるいは爆発的(Bursty)リコネクションなど と呼ばれる[12-14].



*Graduate School of Frontier Sciences, The University of Tokyo, CHIBA 277-8561, Japan* <sup>1)</sup>National Astronomical Observatory of Japan, Mitaka, TOKYO 181-0015, Japan

corresponding author's e-mail: inomoto@k.u-tokyo.ac.jp

本節ではこのような非定常高速リコネクションの発現に ついて,拡散領域に比べて有意な大きさを有するようなグ ローバルなプラズモイドとの関連に基づき概説する. ミク ロとグローバル (マクロ) をつなぐようなプラズモイドの ダイナミクスとそれに伴う粒子加速については, 3.4節に て詳述する.

#### 2.3.2 プラズモイドの観測例

最初に,地球磁気圏や太陽大気,室内実験において観測 されてきたプラズモイドの振る舞いを紹介する.

#### 2.3.2.1 地球磁気圏におけるプラズモイドの観測

地球磁気圏尾部におけるプラズモイドの発生は,古くは 70年代から予測されており[15],磁気嵐の発生[16,17]と の関連性が指摘されてきた.また,観測されるプラズモイ ドの多くは中心に垂直方向の強い磁場を有していることが 報告されており[18,19],そのような三次元磁場構造を有 するものは特に磁東ロープ(Flux rope)ともよばれる. 図2に地球磁気圏尾部のプラズマシート中で観測された磁 束ロープの例を示す[20].両極性の*B*<sub>z</sub>が閉じた磁気面の 存在を示唆しており,その中心に強い*B*<sub>y</sub>が存在してい る.このプラズモイドの発生と同期して,地球に向かう (x方向)突発的なプラズマフローが観測されている.

#### 2.3.2.2 太陽大気におけるプラズモイドの観測

太陽大気(コロナ)では、90年代以降の太陽観測衛星に よるX線・紫外線観測を通して、太陽フレアに伴う様々な 噴出現象が観測されるようになってきた.太陽フレアのポ



図2 Geotail 衛星によって観測された地球磁気圏尾部のプラズ マシート中のプラズモイド(磁束ロープ)[20]. 衛星は比 較的地球に近い位置(GSM X≳-30R<sub>E</sub>)で磁気圏尾部を観 測しており,時刻20:35:32にプラズモイドが衛星を横 切って地球方向(+x方向)に移動している.

ストフレアループ上空で、X線を放射する高温プラズマ 塊、もしくは高温ループの上方への噴出現象が観測されて いる.これらはプラズモイド噴出と呼ばれ、太陽フレア中 での磁気リコネクションの観測的証拠であると考えられて いる [21-24]. 図3に,太陽観測衛星 [ようこう] によって 観測されたプラズモイド噴出と硬X線放射との関連を示す [24]. 硬 X 線は, 主にコロナ中の100万度のプラズマがリ コネクションによって1000万度以上に加熱されることで放 射され、その強度はリコネクション電場あるいはリコネク ションレートに比例すると考えられる.1回のフレア中に 複数回のプラズモイド噴出が発生し、その噴出に同期する ように硬 X 線放射の増加がみられることから、プラズモイ ドによる過渡的な高速リコネクションの発生が指摘されて いる.しかしながら、観測されるプラズモイドの様態は 様々であり、もともとコロナ上空に存在している磁束管が 加熱されたものなのか、電流シート中で新しく形成された ものなのか、ということは観測的にはまだ全ては同定でき ていない. またプラズモイド噴出は軟 X 線だけでなく, 硬 X線[25,26]や電波・マイクロ波[27-30] でも観測されて おり,非熱的粒子を伴うことがわかっている.このような 非熱的粒子の生成には、プラズモイドのダイナミクスが関 連していると考えられており、詳細は3.4節にて示す.

## 2.3.2.3 リコネクション室内実験におけるプラズモイドの観測

単一の磁束管を引き伸ばし二つの磁束管に分離させるような室内実験(プルリコネクション[31])では、電流シート内に閉じた磁気面を有するプラズモイドが形成・放出されるケースが観測されている[32].図4に室内実験において観測されたプラズモイドの例を示す。左右方向から対向磁力線が接近するようなケースにおいて、t=475µsの時刻に電流シート内に閉じた磁気面構造が形成されており、X



図3 太陽フレアにおけるプラズモイド噴出の高さ時間プロット (上図・中図:プラズモイドは P1-P7 と付記)と硬 X 線放 射強度曲線のピーク(下図:矢印)との関連[24].



図4 TS-4室内実験のポロイダル磁気面計測に現れたプラズモ イドの生成と放出の様子.

点が2か所に現れている.形成されたプラズモイドは,や がて下方に放出され,二次的なリコネクションを介してア ウトフロー領域の磁束に吸収されている.

### 2.3.3 プラズモイドによる非定常高速リコネク ションの実現

#### 2.3.3.1 観測結果から推測される高速化メカニズム

室内実験において特に大きく成長したプラズモイドの放 出が発生する場合には、図5に示すように放出のタイミン グと同期してリコネクション電場の一時的な上昇が観測さ れており、プラズモイド放出に伴って過渡的な高速リコネ クションが発現していると考えられる.室内実験において は、プラズモイドの加速度が最大となる時刻においてリコ ネクション電場の増進が最も顕著であるという結果が得ら れている[32].強いガイド磁場が電流シート中に存在する とき、リコネクションが阻害されて磁束が電流シート周り にパイルアップする.このパイルアップとプラズモイドの 噴出とが同期して起こるような時、正味のエネルギー解放 の速さ(リコネクションレート)が一時的に大きくなると 解釈されている.

太陽フレアの観測では、プラズモイドの噴出のタイミン グと同期して(a)フレアループ足元での硬X線の放射 [22-24], (b)電流シートへ向かうインフロー速度の増加 [33], (c)フレアループの上昇速度の増加[34] が観測され ている. 硬 X 線の放射強度やインフロー速度はリコネク ション速度と相関のある観測量であり、フレアループの高 さは磁力線が繋ぎ変わった量を表しているため、これらの 観測結果はプラズモイド噴出とリコネクションの高速化の 相関を示している.軟X線ループの上空に硬X線放射が見 られるようなフレア (Masuda-type flare) について、プラ ズモイドの移動速度と軟X線ループの上昇速度の関係を 図6に示す.ここで、*△H*は硬X線放射と軟X線ループの 高さの差を表しており,両者の距離が遠いほどプラズモイ ドの放出速度および軟X線ループの上昇速度が大きくなる 傾向が示されている. △H は軟 X 線ループ形成に要する時 間と、リコネクションした磁束の蓄積速度の積で表される.



図5 TS-4室内実験で見られたプラズモイドの有無によるリコ ネクション電場の変化[32].



図6 太陽フレアにおけるプラズモイド速度と軟 X 線フレアルー プの上昇速度の相関[34].

このような、プラズモイド放出とリコネクション速度の 間の正の相関の原因としては、(a) プラズモイド放出によ る線形的な加速、(b) 非線形的な加速、および (c) 二次的 な不安定性の駆動といったメカニズムが提案されている. 非圧縮のプラズマにおいて、磁気リコネクション拡散領域 に流入するプラズマ量と流出するプラズマ量との保存則を 考えると、インフロー速度 V<sub>in</sub> とインフロー領域の大きさ (長さ) L<sub>in</sub>、プラズモイドの幅 W<sub>p</sub>、プラズモイド速度 V<sub>p</sub> との間に下記のような関係式が成り立つと考えられ、プラ ズモイドの大きさおよび噴出速度とインフロー速度の正の 相関関係を説明することができる.

$$V_{\rm in} = \frac{W_{\rm p}}{L_{\rm in}} V_{\rm p} \tag{1}$$

このような効果は、パイルアップによってプラズモイド 中の密度が上昇しているような場合にはさらに顕著になる と考えられる[35].すなわち、プラズモイド噴出によって 急激に低下した密度を補充するためにインフローがより駆 動される.

一方で,強められたリコネクション・アウトフローに よって今度はプラズモイド自身が加速されるために,正の フィードバックが起きるとするモデルもあり,太陽衛星観 測におけるプラズモイドの高度と硬X線放射の相関をうま く説明することができる[1].

$$V_{\rm p} = \frac{V_{\rm A} \exp\left(\omega t\right)}{\exp\left(\omega t\right) - 1 + V_{\rm A}/V_0} \tag{2}$$

また,プラズモイド噴出もしくは磁束管ループ噴出は3 次元的な MHD 不安定性(キンク不安定性やトーラス不安 定性)によっても加速される.プラズモイドが拡散領域か ら十分に離れてしまった時にはアウトフローによる加速効 果は減少するが,リコネクションによってプラズモイド (磁束管)の磁束が増幅されるため,磁気流体不安定性の成 長率が増加することでプラズモイドが加速され,リコネク ションが高速化される[36,37].

このように、十分に成長したプラズモイドの噴出過程で は、より多くの質量を拡散領域から放出し、その結果とし てより多くのインフローを誘導するため、ミクロなプラズ モイドが放出される場合に比べて、リコネクションレート の増加はより顕著になると考えられる。巨視的な磁束管放 出現象として知られるコロナ質量噴出(CME)とその下の 垂直電流シート中のフレアリコネクションとの間にも フィードバックが存在することが広く受け入れられてい る.CME速度と軟X線ライトカーブとの間には高い相関が 観測され[38,39]、CME加速度と硬X線ライトカーブとの 間にも多くの噴出現象で高い相関がみられている[40] こ とから、プラズモイド放出と類似のメカニズムを有してい る可能性を指摘できる.

#### 2.3.3.2 シミュレーション研究におけるプラズモイド形 成と非定常リコネクション

プラズモイド形成による非定常リコネクションは, MHD シミュレーションや粒子シミュレーションを用いた リコネクション理論研究のホットトピックでもある.70年 代にティアリングモードが提唱され[2],80年代に磁気レ イノルズ数が104を超える時にティアリング不安定になる ことが予測された[41]. MHD シミュレーション中で局所 異常抵抗を仮定すると、電流シートが十分薄くなったとこ ろで異常抵抗が発生し、ティアリング不安定性を促進して プラズモイド噴出と Coalescence 不安定性による合体とが Bursty に繰り返される[1,42-45]. この時, 間欠的なプラ ズモイド噴出とインフロー(もしくはリコネクションレー ト)の増幅とが同期することが示された.さらに近年磁気 レイノルズ数が104-6という高分解能の数値計算が可能にな り、一様抵抗を仮定した場合でもティアリングモードが起 こってプラズモイド・チェーンが形成されることが示され た[3-11]. さらに噴出によってスローショックを伴うダイ ナミックな高速リコネクションへと遷移する例も確認され た[10].

無衝突プラズマ中でのプラズモイド形成も粒子シミュ レーションによって再現され、プラズモイド噴出に伴うリ コネクションレートの過渡的な増幅が報告された[46,47]. 電流シートの厚みと長さの比がプラズモイド噴出によって 増加したためだという解釈がなされたが.正味の増幅はま だそれほど確認されておらずなお議論の最中である.完全 な運動論的電子・陽子のシミュレーションによる複数プラ ズモイド生成が計算され[48,49],さらに二流体シミュ レーションでも同様のダイナミクスが再現された[50].複 数のプラズモイドが形成される時,プラズモイドは合体と 収縮を繰り返し,効率的な粒子加速が起こると期待されて いる(詳細は3.4節を参照).

よりグローバルな,太陽フレア-CME を包括する MHD シミュレーションをみてみると,CME とその下の垂直電 流シート中のフレアリコネクションとの間にフィードバッ クが見られる.これらは定性的には次元によらず様々なシ ミュレーション中で示されている(例えば2次元[51],3次 元[36,37,52,53]).定量的には,CME 速度を変化させた 時のリコネクションレートと,電流シート内の抵抗値(抵 抗値を上げるとリコネクションレートも上がる)を変化さ せた時の CME 速度とを調べてみる研究がなされており, 両者の間に定量的にも相関関係があることが報告されてい る[54].

#### 2.3.4 まとめ

リコネクションにおいて、拡散領域サイズに比べて有意 な大きさを有するような十分成長したプラズモイドの放出 現象と、過渡的な高速リコネクションとの関連について、 衛星観測・室内実験・計算機シミュレーション等の研究成 果を紹介した.磁気圏・太陽大気・室内実験といった広範 なパラメータのプラズマに対して様々な境界条件の下で両 者の因果関係が観測されていることは、プラズモイド形成 を介した過渡的リコネクションという形態が高い普遍性を 有していることを示唆しており、高磁気レイノルズ数プラ ズマにおける高速なエネルギー解放過程を解明する重要な 要素であると考えられる. 今後は現象論的な解釈にとどま らず、より定量的な評価が望まれるが、プラズモイドの成 長が運動論的領域からマクロスケールにわたっているこ と,非線形であること,放出過程自体が大規模な構造変化 を伴うことなど、その本質に迫るためには更なる研究が必 要であろう.近年の粒子シミュレーションや観測・実験研 究によって運動論的スケールにおけるリコネクションに関 する理解が大幅に深化したが、本節で示したような比較的 大規模なプラズモイド放出現象や、それがさらに大域的な 構造不安定性をトリガする可能性などは,改めて MHD ス ケールにおける研究が不可欠であることを示唆するもので あろう.

#### 参考文献

- [1] K. Shibata and S. Tanuma, Earth Planets Space 53, 473 (2001).
- [2] H.P. Furth et al., Phys. Fluids 6, 459 (1963).
- [3] R. Samtaney *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 105004 (2009).
- [4] N.F. Loureiro *et al.*, Mon. Not. R. Astron. Soc. **399**, 146 (2009).
- [5] Y.M. Huang and A. Bhattacharjee, Phys. Plasmas 17, 062104 (2010).
- [6] M. Skender and G. Lapenta, Phys. Plasmas 17, 2905 (2010).
- [7] L. Bettarini and G. Lapenta, Astron. Astrophys. 518, 57 (2010).

- [8] M. Barta et al., Astrophys. J. 730, 47 (2011).
- [9] C. Shen *et al.*, Astrophys. J. **737**, 14 (2011).
- [10] Z. Mei et al., Mon. Not. R. Astron. Soc. 425, 2824 (2012).
- [11] L. Ni et al., Phys. Plasmas 19, 072902 (2012).
- [12] J.N. Leboeuf et al., Phys. Fluids 25, 784 (1982).
- [13] E.R. Priest, Rep. Prog. Phys. 48, 955 (1985).
- [14] T. Tajima et al., Astrophys. J. 321, 1031 (1987).
- [15] K. Schindler, J. Geophys. Res. 79, 2803 (1974).
- [16] M.B. Moldwin and W.J. Hughes, J. Geophys. Res. 98, 81 (1993).
- [17] A.Ieda et al., J. Geophys. Res. 106, 3845 (2001).
- [18] R.C. Elphic et al., Geophys. Res. Lett. 13, 648 (1986).
- [19] W.J. Hughes and D.G. Sibeck, Geophys. Res. Lett. 14, 636 (1987).
- [20] J.A. Slavin et al., J. Geophys. Res. 108, SMP 10 (2003).
- [21] K. Shibata et al., Astrophys. J. 451, L83 (1995).
- [22] M. Ohyama and K. Shibata, Publ. Astron. Soc. Japan 49, 249 (1997).
- [23] S. Tsuneta, Astrophys. J. 483, 507 (1997).
- [24] N. Nishizuka, Astrophys. J. 711, 1062 (2010).
- [25] H.S. Hudson et al., Astrophys. J. 561, L211 (2001).
- [26] L. Sui et al., Astrophys. J. 612, 546 (2004).
- [27] B. Kliem et al., Astron. Astrophys. 360, 715 (2000).
- [28] M.R. Kundu *et al.*, Astrophys. J. 559, 443 (2001).
- [29] J.I. Khan et al., Astron. Astrophys. 388, 363 (2002).
- [30] M. Karlicky et al., Astron. Astrophys. 395, 677 (2002).

- [31] M. Yamada et al., Phys. Plasmas 4, 1936 (1997).
- [32] 林由記他: 電気学会論文誌 A 132, 239 (2012).
- [33] S. Takasao et al., Astrophys. J. 745, L6 (2012)
- [34] M. Shimizu et al., Astrophys. J. 683, L203 (2008).
- [35] Y. Ono et al., Phys. Plasmas 18, 111213 (2011).
- [36] K. Kusano et al., Astrophys. J. 760, 31 (2012).
- [37] K. Nishida et al., Astrophys. J. Lett. 775, L39 (2013).
- [38] W. M. Neupert et al., J. Geophys. Res. 106, 25215 (2001).
- [39] J. Zhang et al., Astrophys. J. 559, 452 (2001).
- [40] M. Temmer et al., Astrophys. J. 673, L95 (2008).
- [41] D. Biskamp et al., Phys. Fluids 29, 1520 (1986).
- [42] F. Malara et al., Phys.Fluids, B4, 3070 (1992).
- [43] B. Kliem et al., Astron. Astrophys. 360, 715 (2000).
- [44] S. Tanuma et al., Astrophys. J. 551, 312 (2001).
- [45] D.A. Uzdenski et al., Phys. Rev. Lett. 105, 235002 (2010).
- [46] W. Daughton et al., Phys. Plasmas 13, 072101 (2006).
- [47] K. Fujimoto and R. Sydora, Phys. Rev. Lett. 109, 265004 (2012).
- [48] W. Daughton and H. Karimabadi, Phys. Plasmas 14, 072303 (2007).
- [49] W. Daughton et al., Phys. Rev. Lett. 103, 065004 (2009).
- [50] S. Zenitani et al., Astrophys. J. 696, 1385 (2009).
- [51] J.T. Karpen *et al.*, Astrophys. J. **760**, 81 (2012).
- [52] T. Torokand B. Kliem, Astrophys. J. 630, L97 (2005).
- [53] B.J. Lynch *et al.*, Astrophys. J. **683**, 1192 (2008).
- [54] K. Nishida et al., Astrophys. J. 690, 748 (2009).



## 2. 高速リコネクション機構の最新研究

### 2. Recent Researches on Fast Magnetic Reconnection Mechanism

## 2.4 2つのリコネクションの協調現象 ー構造駆動の非線形不安定性と突発的磁気リコネクションの起源ー

### 2.4 Interaction of Two Magnetic Reconnections - Structure Driven Nonlinear Instability and the Origin of Explosive Magnetic Reconnection -

岸本泰明<sup>1,2)</sup>, JANVIER Miho<sup>3)</sup>

KISHIMOTO Yasuaki and JANVIER Miho

<sup>1)</sup>京都大学大学院エネルギー科学研究科,<sup>2)</sup>同エネルギー理工学研究所,<sup>3)</sup>Observatoire de Paris, Meudo

(原稿受付:2013年9月30日)

反転磁気シア配位のトカマクプラズマで現出する DTM (Double Tearing Mode) と呼ばれる突発的で爆発的 な磁気リコネクション現象に焦点を当て、この過程を ①初期状態の形成,②トリガーと連鎖ダイナミックス、 ③大域的構造発展とエネルギー開放の3つの素過程に要素分割し、それらを引き起こす物理機構について解説す る.特に、トリガーの起源となる磁気島の幅や三角度などの構造変化によって駆動される新しい2次的不安定性 (構造駆動の非線形不安定性)を同定するとともに、この不安定性を通した位相整合により1次元の自由エネル ギー源を効率的に開放する素過程について論じる.

Keywords:

magnetic reconnection, explosive dynamics, sudden event, double tearing mode, nonlinear instability, trigger mechanism

#### 2.4.1 はじめに

太陽で発生するフレアやコロナ放出現象,磁場核融合装 置で発生するディスラプション現象など,自然・実験室を 問わず,様々なプラズマで突発的で爆発的なエネルギー開 放現象が観測されているが,これらの過程で磁気リコネク ションが重要な役割を果たしている[1].この中でディス ラプションは電流を流して閉じ込め磁場を生成するトーラ ス形状のトカマク装置で起きる現象であり,電流勾配や圧 力勾配が自由エネルギー源となって発生する電磁流体力学 (MHD)的な揺らぎの振幅が増大することによって引き起 こされると考えられている[2].このような現象は,核融 合実現の観点からは避ける必要がある一方,磁気リコネク ションに関わる現象解明の糸口となる可能性がある[1].

"突発性"とは、現象が爆発的に発展するとともに、それ が何時起こるかわからない確率的要素を含む現象であるこ とを意味している.地震,雷,放電,雪崩,蕁麻疹や心筋 症,種の発現やバブル崩壊なども同様の特性をもつ[3].突 発現象が確率論か決定論かを見極めるのは容易でない.突 然にみえても、何かがゆっくりと進行している場合も多 い.蕁麻疹では発症前は正常にみえた皮膚も高い活性状態 にあったり、雷・放電では発生前に広範囲に電離スポット が生成されていたりしていて[4]、それらがあるレベルに 達したところで何らかのトリガーが加わることによって一 気苛成に現象が出現することが指摘されている.これらの 現象は共通性が強く、①突発的現象に先行する初期状態が いかに形成されるか、②何がトリガーをもたらすのか、③ トリガー後に系はどのように発展するのか、という問題に 還元することができる.近年、これらの過程を非平衡状態 における転移現象として理解する試みもなされている[5].

何か事象が発生したとき,我々は最初に線形理論で理解 しようとする.線形理論は圧力や電流などの1次元構造 (勾配)を自由エネルギーとして,それがある臨界値に達す ると線形不安定性というトリガーが作用して揺らぎが増大 すると考える.このような1次元構造は"見えやすい構造" であり,解析でその起源は問わない.一方,上述の蕁麻疹 や雷・放電現象に線形理論が適用できるかは定かでない. それらの初期状態はより複雑で見えにくく,発症前の蕁麻 疹のように,ゆっくりと進行している場合が多い.これを 物理的に注釈すれば,"複雑な構造が大きなエネルギー変 化を伴うことなく進行する"といえよう.大きなエネル

<sup>1)</sup>Graduate School of Energy Science, Kyoto University, KYOTO 611-0011, Japan <sup>2)</sup>Institute of Advanced Energy, Kyoto University, Uji, KYOTO 611-0011, Japan

<sup>3)</sup>Observatioire de Paris, Meudo, France

corresponding author's e-mail: kishimoto@energy.kyoto-u.ac.jp

ギー変化を伴えば容易に見えるからである.

近年,反転磁気シアと呼ばれる磁場構造の中で現出する ダブルティアリングモード (DTM) が突発的で爆発的な磁 気リコネクション現象を引き起こすことが指摘されている [6,7].これらの研究では、トリガーのメカニズムを「構造 駆動の非線形不安定性」として参照し、その物理機構を明 らかにしようとしている、本節では、これらに焦点を当て て最近の研究を紹介するとともに、「突発性の科学」とも いえるプラズマ物理学のパラダイムを議論する.

2.4.2 構造駆動非線形不安定性とリコネクション 図1は、トカマクの磁場構造を模式的に示している[8]. トカマクは、トロイダル磁場 Br と電流によるポロイダル 磁場 B<sub>P</sub> が合成した傾斜した磁力線によって形成され、そ の傾斜度 $q \equiv (B_T/B_p)(r/R)$ (安全係数)とその空間変化率  $\hat{s} \equiv r\partial \ln q / \partial r$  (磁気シア) によって特徴付けられる.この トロイダル方向とポロイダル方向の揺らぎのモード数を (m, n)とすると、q(r) = m/nを満たす半径(有理面)で揺 らぎは不安定になりやすく、例えば、ティアリングモード が発生する[9]. このモードは磁気島構造を有しており, 有理面に局在して発生する.これに対して、反転磁気シア 配位では、**図1**に示すように、q(r)は極小値をもち、その 前後で磁気シアの符号は逆転する.このため、一つの (*m*,*n*) に対して二つの有理面が存在することから、各々に 局在した磁気島構造をもつ DTM が発生する[6,7].この DTM は二つの磁気島が一体となった巨視的モードであ り, 各々の磁気島の腹(O点)と節(X点)の位相がπ/2だけず れた反対称モードである. その線形成長率 γ<sub>d</sub>は,有理面間 幅d, プラズマ抵抗率 η, ポロイダル波数 ky などに依存す るが,抵抗率に着目すると,有理面間幅が十分に広い場合  $(d \leq a)$ は $\gamma_{\rm d} \sim \eta^{3/5}$ であり、狭い場合  $(d \ll a)$  は $\gamma_{\rm d} \sim \eta^{1/3}$ となる[2]. ここで, a はプラズマ半径である.

この DTM に伴う磁気リコネクションについて石井等は 興味深い研究を行った[6,7]. 図2は,円柱プラズマで,有 理 面 間 幅 が(A)狭 い 場 合  $(d \ll a)$  と(B)中 間 領 域  $(d \leq a)$ の場合についてm/n = 3/1のDTMの時間発展を示 している.(A)では,DTM は有理面間全域に広がった構



図1 トカマクの反転磁気シア配位における磁力線ピッチ q(安全係数)と m/n = 2/1 共鳴面に励起された DTM による磁気島の様子.図はトカマク配位の一部を切り出したスラブ配位を示す.dは共鳴面間の幅.

造を示し、磁場エネルギー(E<sub>M</sub>)と静電エネルギー(E<sub>K</sub>)は 飽和まで連動して増大するとともに、外側磁気島のX点が 内側磁気島の〇点に押される形で磁気リコネクションが進 展し,最終的に内外の磁束が入れ替わる.一方,(B)では, DTM は二つのティアリングモードが弱く結合した構造を もつが、線形成長の飽和後(t~150)、磁場エネルギーは Rutherford 領域的[10]に緩やかに増加する一方,静電エ ネルギーは飽和し、磁束と流れは互いに分離した挙動を示 す. その後、t~500付近から静電エネルギーが急激に増大 し、エネルギー比が E<sub>K</sub>/E<sub>M</sub>~0.1 に回復した時点で内外の 磁束が入れ替わる.興味深いのは、磁気リコネクション領 域が、(A)では Sweet-Parker 的な Y 形状であるのに対し て、(B)ではPetschek的なX形状が長時間維持されている 点である.この間,内側の磁気島は三角変形を強め,電流 分布もシート構造から点構造に先鋭化する. また, 爆発的 な磁気リコネクションを引き起こすまでの時間は抵抗値 η によって変化するが(小さい抵抗値)程長くなる),一旦そ れが引き起こされれば、それ以降のダイナミックスの時間 スケールは抵抗率に依存しない.

これらの一連のダイナミックスを,磁気島の三角変形に 伴う2次的不安定性の結果と結論づけ,これを「構造駆動 の非線形不安定性」と命名した[6].非線形不安定性とは, DTM の線形不安定性を引き起こす1次元の電流勾配と区 別した磁気島の構造変化に伴う新しい自由エネルギーによ る不安定性を意味しているが,2次的不安定性の起源やト リガーの物理機構についての詳細は解明されていない.そ の後,Wang等[11,12]は,DTM の高速磁気リコネクショ ンはスラブ配位においても発生することから,トポロジー に依存しない普遍性の高い現象であることを示した.原因 として,リコネクション領域近辺で生成されるプラズマ流 の重要性を指摘している.

#### 2.4.3 構造駆動非線形不安定性の起源

前節で論じた2次不安定性の原因を解明することは,突 発性の起源を探る観点からも興味深い.ここで構造とは複 雑な2次元・3次元構造を意味している.例えば,**図2** (B)のように,磁気島の三角変形が進めば磁場の圧力や張 力に不均衡を生じてそれが新たな不安定性の自由エネル ギー源になっても不思議ではない[13].この不安定性 は,1次元的な勾配に起因する線形不安定性とは異なり, 形成された磁気島を介した2次的なものであることから非 線形である.これは,ドリフト波などの微視的不安定性が 成長して乱流に発展すると,乱流構造そのものが新しい自 由エネルギー源となって帯状流が成長し,乱流輸送に影響 を与える過程と類似している.

この構造駆動の非線形不安定性を検証するため,強いガ イド磁場 (z 方向)を仮定したポロイダル磁束 ψ ポテンシャ ル φ に対する非圧縮性の簡約 MHD 方程式

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -[\phi, \phi] + \eta J , \qquad (1)$$

$$\frac{\partial \nabla^2 \phi}{\partial t} = -[\phi, \nabla^2 \phi] + [\psi, J] . \qquad (2)$$

に基づくスラブ配位(図1)でのDTMの非線形シミュレー ションを行った.ここで, $[A,B] = \partial_x A \partial_y B - \partial_x B \partial_y A$ , (x,y)は半径およびポロイダル方向に対応し, $(L_x, L_y)$ をシ ミュレーション領域とする.平衡ポロイダル磁場は  $B_{eq} = 1 - (1 + B_c) \operatorname{sech}(\xi x)$ で与え[14], $x = \pm x_s$ が2枚の 共鳴面である.抵抗率  $\eta$ , 共鳴面間幅  $d = 2x_s$ , システム長  $L_y$  などが DTM を特徴付けるパラメータとなる.また,  $E_M = \langle \tilde{\phi}^2 \rangle / 2 \& E_K = \langle \tilde{\phi}^2 \rangle / 2 \& \mathbb{E}$ 平均の磁気エネルギーと静電 エネルギーとして,それらの成長率を $\gamma_M = \partial_t \ln E_M \&$   $\gamma_{\rm K} = \partial_{\rm t} \ln E_{\rm K}$ と定義する[15-17].



図 2 円柱プラズマでの(A)強結合 DTM と(B)中間結合 DTM の非線形シミュレーション結果.対応する安全係数分布と DTM の固有関数 (磁束)(左),断面でのヘリカル磁束関数の等高線(中),および,磁場エネルギーと静電エネルギーの時間発展の様子[6,7].



 図3 スラブ配位での(a) L<sub>V</sub>=0.7(t=30000 まで)と(b) L<sub>V</sub>=0.8(t=12000 まで)の場合の非線形シミュレーションにおける磁場エネルギー E<sub>M</sub> とポテンシャルエネルギー E<sub>K</sub> の時間発展と各4時刻における磁束の等高線.(b)に対しては, E<sub>M</sub> と E<sub>K</sub> の成長率の時間発展が示 されている.(b)における T<sub>k</sub><sup>c</sup> と T<sub>m</sub><sup>c</sup> は, E<sub>M</sub> と E<sub>K</sub> の成長率が極小になる反転時間 (inflection time), t<sub>1</sub> と t<sub>2</sub> は, E<sub>M</sub> と E<sub>K</sub> が優位に増 大する特徴的な時間を示す[15-17].

ネクションが急速に加速され,内外の磁束が入れ替わる. Rutherford 領域では $E_{\rm K}$  は $E_{\rm M}$  に比べて6桁程度小さい. 図3(b)の成長率の時間発展から興味深いことが読み取れる.すなわち,静電エネルギーが爆発的な成長を示す時間  $t \sim t_1$  に先立って成長率 $\gamma_{\rm K}$  が $t \sim T_{\rm K}^c$ (~7000)付近で極小になり,減少から増大に転じている.これは, $t \sim t_1$  で爆発的成長をもたらす何らかの不安定性が $t \sim T_{\rm K}^c$ 付近で発生している可能性を示唆している.また,図3の磁束の空間分布からわかるように,爆発的成長が起きる場合は,磁気島幅の緩やかな成長とともに三角変形の度合いが増大している.これから $L_y$ が爆発的な磁気リコネクションの有無を規定するパラメータであることがわかる.

図4は,  $(x_s, L_y)$ 空間で,図3 (a)のようにDTMが一定値 に落ち着く場合( $\triangle$ )と図3 (b)のように爆発的不安定に至 る場合( $\Box$ )を調べたものである.これから,ダイナミック スを分ける臨界値 $(x_s^c, L_y^c)$ が存在し,  $(x_s, L_y)$ 空間でほぼ直 線的 $(L_y^c \propto x_s^c)$ になることがわかる.DTMの線形不安定 性は,一定の $L_y$ に対しては共鳴面間幅が狭い程,また,一 定の $x_s$ に対してはシステム長が長い程大きいことから,  $(x_s, L_y)$ 空間で臨界直線と平行な直線はほぼ同じ線形自由エネル ギー源の大きさに対応する.これから,DTMの非線形ダ イナミックスは線形不安定性の強さに関係付けられ,爆発 的不安定性発生の有無も線形自由エネルギー源の大きさに よって関係づけられている可能性が高い.

さらに,  $(x_s, L_y)$  が小さな領域 (図4の左下方) と大きな 領域 (図4の右上方) も共に爆発的不安定性を起こすこと から,その要因は磁気島のサイズそのものではなく,縦横 比が等しい相似形状を持った磁気島であることを示してい る.これから,爆発的不安定性は特徴的スケールのない現 象であることがわかる.上述の臨界直線は非線形ダイナ ミックを分ける分岐点であり,  $(x_s, L_y)$  が臨界直線の上方  $(x_s > x_s^c, L_y > L_y^c)$ から $(x_s^c, L_y^c)$  に近づけば近づくほど爆発的 不 安 定 性 が 発 生 す る 時 間 $(T_K^c, T_M^c)$  は 長 くなり,  $(x_s, L_y) \rightarrow (x_s^c, L_y^c)$  で $(T_K^c, T_M^c) \rightarrow \infty$ となる.

### 2.4.4 2次的不安定性の固有モード解析とトリ ガーのメカニズム

前節の磁気島の構造変形に伴う 2 次的不安定を同定する ため、ここでは、(1)(2)式の非線形シミュレーションか ら得られる各時刻の磁束 $\phi(x,y)$ とポテンシャル $\phi(x,y)$ を準 定常な 2 次元平衡 [ $\phi_{eq}(x,y), \phi_{eq}(x,y)$ とみなして、この下で (1)(2)式に対する線形不安定性解析を行う[15-17]. ( $\phi_{eq}, \phi_{eq}$ )の下での磁束とポテンシャルの摂動を( $\tilde{\phi}, \tilde{\phi}$ )とし て、(1)(2)を線形化すると以下になる:

$$\frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial t} = -[\phi_{\rm eq}, \tilde{\psi}] - [\tilde{\phi}, \psi_{\rm eq}] + \eta \nabla^2 \tilde{\psi}, \qquad (3)$$

$$\frac{\partial \nabla \phi}{\partial t} = -[\phi_{\rm eq}, \nabla^2 \tilde{\phi}] - [\tilde{\phi}, \nabla^2 \phi_{\rm eq}] + [\psi_{\rm eq}, \nabla^2 \tilde{\phi}] + [\tilde{\psi}, \nabla^2 \psi_{\rm eq}].$$
(4)

(3)(4)式を、非線形シミュレーションの各時刻 $t = t_0$ での2次元平衡( $\phi_{eq}, \phi_{eq}$ )の下で解くことにより、各時刻で



図4 (x<sub>s</sub>, L<sub>y</sub>) 平面における爆発的磁気リコネクション発生の有
 無. △は飽和に至る場合、□は爆発的不安定性に至る場合、
 実線は飽和と爆発的不安定性を分ける臨界曲線を示す.
 L<sub>y</sub> = 0.7 は図3(a), L<sub>y</sub> = 0.8 は図3(b)に対応する[14,16].

の固有関数( $\bar{\phi}, \bar{\phi}$ ) と固有値  $\gamma_s$ を決定する.尚,( $\bar{\phi}, \bar{\phi}$ ) は,背 景が2次元平衡であることから,異なったポロイダルモー ドが結合した単一の固有値をもった大域的モードとなる. この解析手法は,乱流プラズマに対する帯状流の変調不安 定性解析と類似している[18].

図5は,  $x_s = 0.8$ の場合, 異なる $L_y$  (0.75, 0.76, 0.80, 0.90) に対して,非線形シミュレーションの各時刻 t = t<sub>0</sub> で得ら れた磁気島を, (a)磁気島幅 $w(t_0)$ と(b)X点での内側磁気 島の三角変形の度合いを示す開き角 $\theta(t_0)$ で特徴付け、こ れらの関数として2次的不安定性の成長率γ。を示してい る.  $(w, \theta) = (0, 180^\circ)$ は磁気島がない場合  $(t_0 = 0)$  に対応 し、初期の DTM の線形成長率を再現する. Ly = 0.75 は爆 発的不安定性を起こす臨界値の下方(L<sub>y</sub> < L<sub>v</sub>)に位置する ため,磁気島幅 w の増大(開き角θの減少)とともに成長 率 γs は減少し,その後,抵抗性 DTM は安定化される(領 域I). 一方,  $L_y$ が臨界値のわずか上方 ( $L_y > L_y^c$ )の L<sub>y</sub> = 0.76 の場合は,抵抗性 DTM は磁気島幅の増大ととも に減少し(領域 I), w~0.5付近で一度安定化するが(領域 Ⅱ),磁気島幅がw~1.2付近まで成長すると再び不安定化 し、その後はwとともに急激に増大する(領域Ⅲ).wの大 きな領域  $(w \ge 1.5)$  では  $\gamma_s \sim \exp(\alpha w)$   $(\alpha$  は定数) の依存 性を示している.領域Ⅲは,抵抗性 DTM(領域 I)とは質 的に異なり,図2や図3で観測された三角変形などの構造 変化に伴う2次的不安定性であると考えられる.また,観 測された不安定性は $(w, \theta)$ に対して安定窓(領域II)があ ることから、この不安定性は磁気島の構造変化に対して安 定化と不安定化が互いに拮抗して閾値を決める臨界不安定 性であることを示している. L, が増大すると安定窓(領域 Ⅱ)は縮小し、Ly = 0.8 や 0.9 では消失する.これは、領域 Iの抵抗性 DTM 不安定性と領域Ⅲの2次的不安定性の双 方が共存(2つの不安定な固有値が存在)する領域がある ことを意味する.

図 6 は,  $x_s = 0.8$  に対して, (a)  $L_y = 0.7$  (図 3 (a)) およ び (b)  $L_y = 0.8$  (図 3 (b)) の各時刻の電流分布を示してい る. DTM が飽和する (a)の場合,電流分布の平坦化は有理 面の近傍に限られ,微小である.一方,爆発的不安定性を 示す (b)の場合, 2 次的不安定が発生する  $t \sim T_K^c$ 以前の



 図 5 x<sub>s</sub> = 0.8 の場合,異なった4つのシステム長Lyに対する非線形シミュレーションの各時刻の磁気島のもとで行った2次的不安定性の成長率γ<sub>s</sub>. 各時刻 t<sub>o</sub> での(a)磁気島の幅w(t<sub>o</sub>)と(b)内側磁気島のX点における開き各角q(t<sub>o</sub>)の関数として成長率が与えられている. 臨界点上方に位置するLy=0.76に対して抵抗性DTMの領域I,安定領域II,2次的不安定領域IIとしている[15,17].



図 6 x<sub>s</sub>=0.8に対して, (a) L<sub>y</sub>=0.7 および(b) L<sub>y</sub>=0.8の場合の各 時刻における電流分布[17].

t = 5000 では共鳴面の近傍だけで平坦化するが, $t \sim T_{\rm K}^{\rm c} \epsilon$ 超えたt = 10000 では変形が広範囲になり,t = 11300 では プラズマ全体に及ぶ.これらの結果から,2次的不安定性 の出現に伴って影響を受ける領域は大域化していることが わかる.尚,m = 0の電流分布変化は帯状磁場に対応する.

これまでの結果から不安定性の時間依存性を評価する. 線形モード飽和後のRutherford 様領域(図3(b)の領域 ②)では磁気島幅は時間にほぼ比例して成長する ( $w \sim t$ ).一方,2次的不安定性が支配的となる図3(b)の 領域③(あるいは図5の領域Ⅲ)では 前述のように  $\gamma_s \sim \exp(aw)$ と評価される.したがって, $\gamma_s \sim \exp(\beta t)(\beta)$ は定数)となることから, $|\tilde{\phi}| \sim \exp(\gamma_s t) \sim \exp(\beta t)(t]$ となり,ポテンシャル流は爆発的な成長を示すことがわか る.このような2次的な流れ $\tilde{\phi}$ が引き起こされると,(1) 式の非線形項[ $\tilde{\phi}, \phi_{eq}$ ]を通して $\tilde{\phi}$ が増大し,さらにMaxwell 応力項[ $\tilde{\phi}, \nabla^2 \tilde{\phi}$ ]を通して $\tilde{\phi}$ の増大を加速させる.また,爆 発的不安定性を引き起こす場合は,帯状磁場成分 $\tilde{\phi}_{m=0}$ が  $\hat{\phi}_{m=1}$ と同程度(あるいはそれ以上)大きく成長することから,  $[\hat{\phi}, \hat{\phi}_{m=0}]$ を通して $\hat{\phi}$ も増大させる要因となる.このように,一担2次的不安定性が駆動されれば, $\hat{\phi}$ の振幅は $\hat{\phi}$ のそれと比べて十分に小さくても(図3参照),上記の非線形結合が正のフィードバックループを形成し,指数関数増大を上回る大域的かつ爆発的な磁気リコネクションをもたらすと考えられる.この最終段階では, $E_{\rm K}/E_{\rm M} \sim 0.1$ となり,磁場とプラズマ流が強く結合したダイナミックに支配されている.

#### 2.4.5 まとめ

本節では、ダブルティアリングモード (DTM) が引き起 こす突発的で爆発的な磁気リコネクションに焦点を当て、 非線形シミュレーションと2次元磁気島構造を平衡磁場と して取り入れた不安定性解析により、磁気島の幅や三角変 形などの構造変化がある閾値に達すると2次的不安定性が 出現し、これが高速磁気リコネクションを引き起こす「構 造駆動の非線形不安定性」の起源であることを示した.類 似の非線形不安定性は上記以外にも存在し、磁場閉じ込め プラズマに豊富な構造やダイナミックスをもたらすことが 知られている.乱流による帯状モードの生成もその一つで ある[18].しかし、その役割はDTM のそれとは大きく異 なる.この様子を図7に模式的に示している.

圧力勾配があるとドリフト波などの微視的不安定性が乱 流を生成する(B1).この乱流は輸送を引き起こして自由 エネルギーを減少させる一方,2次的不安定性(変調不安 定性)を通して帯状流を発生させる(B2).この帯状流は 乱流が不安定性のエネルギー源であるとともに乱流渦を分 断することから乱流を抑制する働きがある(B3,B4).こ の考えを本DTMに適用すると,DTMによる2次的不安定 性(A2)が増大するとそのエネルギー源である磁気島の構 造変形は減少すると考えられるが,逆に磁気島を増大させ るとともに変形を加速させ,爆発的不安定性を引き起こす (A3,A4).これは帯状流が乱流を抑制する関係と逆であ



図7 (A)電流勾配による DTM と(B)圧力勾配による ITG モード の線形不安定性と非線形状態における 2 次的不安定性 (DTM は磁気島駆動の非線形不安定性, ITG は帯状流),お よび,それらが系にもたらすダイナミック (DTM は爆発的 な磁気リコネクション, ITG は輸送の低減).

り,一見エネルギー保存に反する様相を示すが,そうでは ない.これは以下のように考えられる.

2次的不安定性の成長を維持しながら、そのエネルギー 源である磁気島幅の増大や三角変形を減少させないために は、その過程で第三者からのエネルギー供給が必要であ る. 前節で議論したたように、2次的不安定性で成長した ポテンシャル $\tilde{\phi}$ は2次元平衡 $\phi_{eq}$ と非線形項( $[\tilde{\phi}, \phi_{eq}]$ )を 通して結合するが、この2次元平衡には線形 DTM の飽和 後にも残存した1次元電流勾配の成分 $\phi_{eq,m=0}$ が含まれる. 図6 で議論したように、線形 DTM が飽和した Rutherford 領域での電流分布の緩和は有理面近傍に局在して微小であ り、1次元の自由エネルギーの多くは消費されることなく 残存している. このため、ポテンシャル $\tilde{\phi}$ は $\phi_{eq,m=0}$ とも結 合することによって残存した1次元自由エネルギーを効率 的に入手・消費するとともに<br />
<br />
<br />
ら自身の自由エネルギー源と なる磁束 *ǫ*も増大させながら爆発的成長に導く正の帰還 ループを形成すると考えられる(A4).実際,2次的不安 定性がトリガーされてから1次元電流分布の大域的な緩和 が観測され(図6(b)),このエネルギーが爆発的不安定性 を支えている.

微視的乱流における帯状流と DTM による 2 次的不安定 性の違いは 2 次的不安定性モードの時空間スケールにあ る. 乱流と帯状流は時空間スケールに大きな開きがあるの に対して, DTM の磁気島と 2 次的不安定性モードの構造 は類似している[15]. このため, DTM では残存した1次 元自由エネルギーを効率的に開放することができるように 磁気島と2次的不安定性モードの位相を整合させていると 考えられる.これは,水口等[19]による MHD の非線形過 程のシミュレーションにおいて論じられた異なったモード 間の位相整合する概念(spontaneous phase alignment)に類 似して興味深い.

突発性の理解には、自由エネルギー源を線形に限ること なく非線形過程を通して生成される自由エネルギー源に目 を向け、それに伴うダイナミックや構造を調べる必要があ る.特に、トリガー問題は本稿で議論した高次の非線形性 が関与している可能性がある.非線形不安定性とそれにと もなう構造形成やダイナミックスは新しいプラズマ物理学 のパラダイムを与えることが期待される.

#### 参 考 文 献

- [1] M. Yamada et al., Rev. Modern Phys. 82, 603 (2010).
- [2] J. Wesson, *Tokamaks* (Oxford Science Publication, Clarendon Press - Oxford, 1997).
- [3] 岸本泰明編 (小特集):プラズマ・核融合学会誌 84,333 (2008),405 (2008),477 (2008).
- [4] 岸本泰明: 放電研究 50, 36 (2007).
- [5] 岸本泰明:シンポジウム「プラズマ相転移:プラズマ・放電の突発性や構造形成を解く新しい概念とその応用」, R4, Plasma Conference 2011, 2011年,金沢市.
- [6] Y. Ishii et al., Phys. Rev. Lett. 89, 205002 (2002).
- [7] Y. Ishii *et al.*, Phys. Plasmas **10**, 3512 (2003).
- [8] 岸本泰明:プラズマ・核融合学会誌 76,1280 (2000).
- [9] H.P. Furth *et al.*, Phys. Fluids **29**, 459 (1963).
- [10] P. H. Rutherford, Phys. Fluids 16, 1903 (1973).
- [11] Z.X. Wang et al., Phys. Rev. Lett. 99, 185004 (2007).
- [12] Z.X. Wang et al., Phys. Plasmas 18, 012110 (2011).
- [13] M. Janvier et al., Phys. Plasmas 18, 102112 (2011)
- [14] P.L. Pritchett et al., Phys. Fluids 23, 1368 (1980).
- [15] M. Janvier et al., Phys. Rev. Lett. 107, 195001 (2011)
- [16] M. Janvier et al., Nucl. Fusion 51, 083016 (2011)
- [17] M. Janvier, Phd thesis,"Study of the nonlinear dynamics of double tearing modes to understand explosivemagnetic reconnection in fusion and astrophysical plasmas", Kyoto University (2011)
- [18] J.Q. Li and Y. Kishimoto, Phys. Plasmas 11, 1493 (2004).
- [19] N. Mizuguchi, Phys. Plasmas 7, 940 (2000).

# ● 小特集 俯瞰と展望:磁気リコネクション研究の最前線

## 2. 高速リコネクション機構の最新研究

### 2. Recent Researches on Fast Magnetic Reconnection Mechanism

## 2.5 三次元磁場構造が引き起こす爆発的現象

### 2.5 Explosive Reconnection Caused by 3D Magnetic Field Topology

草野完也,小野 靖<sup>1)</sup>

KUSANO Kanya and ONO Yasushi 名古屋大学太陽地球環境研究所,<sup>1)</sup>東京大学大学院新領域創成科学研究科 (原稿受付:2013年9月30日)

磁気リコネクションの基本モデルは拡散領域中を流れる電流の方向に並進対称性を保つ2次元系で考えら れてきた.しかし,現実のリコネクションは3次元構造をもつ電流層で発生するため,拡散領域の3次元構造と リコネクションの関係の理解は重要な研究課題である.本節ではリコネクション実験と太陽フレアにおけるリコ ネクションの3次元構造について,特にその爆発的成長との関係を中心に議論する.リコネクションにおける3 次元構造は電流層の局所的なダイナミクスまたはシステム全体のMHD不安定性の結果として自発的に現れると 共に,不安定性とリコネクションのフィードバックを増強することによりリコネクションを高速化する原因にも なると考えられる.

#### Keywords:

magnetic reconnection, plasma, 3D, torus plasma merging, solar flare, simulation, Hinode, magnetohydrodynamics

#### 2.5.1 はじめに

磁気リコネクションはしばしば、プラズマ中での爆発的 現象において重要な役割を果たす.太陽フレアはその代表 と考えられている.トカマクなどのトーラスプラズマにお けるディスラプションや鋸歯状振動,地球磁気圏における サブストームなどの突発的現象でも磁気リコネクションが 重要な役割を果たしている可能性が高い.これらのプラズ マ爆発現象では複雑な3次元構造の変化の中でリコネク ションが進行すると考えられており、その理解のためには 3次元空間におけるリコネクションの性質を考察する必要 がある.

図1に示すように磁気リコネクションは反転する磁場 (B)が収束する流れ(V<sub>i</sub>)によって衝突し,つなぎかわっ た後に,高速流(V<sub>o</sub>)と共に流出する現象である.このと き,電流(J)方向にできる電場が磁束のつなぎかえを担 い,拡散領域を形成する.従来の磁気リコネクションモデ ルでは,電流方向(y方向)に並進対称性をもつ2次元系の もとで,リコネクションの基本性質が理解されてきた.し かし,3次元空間で発生する現実の現象では,y方向の並 進対称性は失われ,電流Jは有限の長さλに限定される.特 に,長さλが拡散領域の長さLより十分に短いとき,3次 元効果が顕著に現れると考えられる.

2次元系(*dy*=0)においては磁束関数を用いてリコネ

クションを定量化できるが、3次元系では磁束関数を定義 できないため、リコネクションの定量化のためには磁力線 に沿った平行方向電場の積分が必要になる.さらに、3次 元リコネクションは様々なトポロジーで発生する[1].こ うした複雑さのため、未だに3次元リコネクションの性質 を統一的に説明することはできていない.特に、3次元構 造とリコネクション率との関係の理解は重要な問題である が、明確な理論的説明は与えられていない.

3次元リコネクション問題が複雑な原因はスケールの異 なる様々な過程がリコネクションの構造に関わるためであ る.大別すると、3次元リコネクションの原因となるのは、 ①初期条件または境界条件、②拡散領域近傍の局所的なダ





The Solar-Terrestrial Environmental Laboratory, Nagoya University, Nagoya, AICHI 464-8601, Japan

<sup>1)</sup>Graduate School of Frontier Sciences, The University of Tokyo, TOKYO 113-8656, Japan authors' e-mail: kusano@nagoya-u.jp ono@k.u-tokyo.ac.jp

イナミクス及び不安定性,③システム全体のグローバルな ダイナミクス及び不安定性のいずれかである.さらに,こ れらの原因が相互に依存する可能性もある.②に関しては 拡散領域の電流Jに起因するドリフト・キンクモード不安 定性やこれと結合した運動論的不安定性などが,③に関し てはシステム全体の理想 MHD 不安定性などがその原因と 成り得る.様々な3次元リコネクションの理解のために は,それらの因果関係を解明する必要がある.

本節ではトーラスプラズマによるリコネクション実験お よび太陽フレアにおけるリコネクションを例に挙げ,3次 元リコネクションについて考察する.

#### 2.5.2 3次元性と高速リコネクションの関係

3次元リコネクションはリコネクションの高速化にいか なる意味があるのか?突き詰めて考えると,要検討である のは,果たしてリコネクションそのものが X 点構造の 3次 元変形によって高速化するか否かであろう.最初に気がつ くのは,前述のように電流シートが y 方向(電流方向)に 一様ではなく,3次元変形するケースである.最近の室内 実験では,リコネクションを高速化すると,自発的に電流 シートに 3次元変形,即ち y 方向の非一様性が誘起される ことがわかってきた[2].

この実験は東京大学 TS-4装置で2個のトカマクを合体 させる際,真空コイル磁場のy方向に相当するトロイダル 一様性が 0.5% 以下に保たられるように配慮した環境で行 われた.これは,電流シートの3次元性が自発的に現れる ものか否かを結論するためである.装置のトロイダル対称 性が不十分でリコネクションがトロイダル方向の一点から 発生するケースも見られるが[3],これは外部駆動力が3 次元なので,リコネクションが3次元になるのは自明とい える.

図2(a)は、R-Z 平面上のポロイダル磁気面と(実線)と トロイダル電流密度(カラー)の例であるが、左右からト カマクプラズマの反平行の磁力線が近づき、上下に流れて いくこと、X 点付近には青で示される電流シートが形成さ れていることがわかる.その電流シート付近の赤線で示す 部分を軸方向からみればリング状で、その領域の軸方向磁 場 B<sub>z</sub> を実線とカラーで示すと図2(b)(c)となる.ガイド 磁場となるトロイダル磁場が大きく,外部駆動力が小さい 場合が(b),トロイダル磁場が小さく,外部駆動力が大き い場合が(c)である.前者は常にトロイダル方向,即ち y方向に一様なのに対して,後者はt=280~350 µs のリコ ネクション時間中に磁場構造が3次元的に変形しているこ とがわかる.しかも変形はリコネクション中に発生し,リ コネクションが終了すると徐々に軸対称状態に復帰してい る.図3(e)を見ると中心対称平面上で3次元変形が現れ るのは300~700 mmの電流シート内部に限定されており, 内側境界と外側境界は常に軸対称である.図3(a)のトロ イダルモードの時間変化もリコネクション中のみ増加し, リコネクションが終われば減少している.

インフロー流速 V<sub>i</sub>L を外部から駆動する外部磁気圧とト ロイダル磁場 B<sub>t</sub>を変化させた場合,電流シートの3次元変



図3 (a)電流シート付近 *R* = 351 mm の軸方向磁場 *B*<sub>z</sub> のトロイ ダルモード *n* =0(*B*<sub>20</sub>), 1,2,3 (*B*<sub>2n</sub>/*B*<sub>20</sub>)の時間変化,(b) イ ンフロー流束 *V*<sub>i</sub>*L* とアウトフロー流束 *V*<sub>o</sub>∂,(c) リコネク ション電界 *E*<sub>t</sub> と X 点電流密度 *j*<sub>t</sub>,(d) X 点の実効抵抗 η の時 間変化,(e) *B*<sub>t</sub>/*B*<sub>r</sub> = 7, 1 の場合の *B*<sub>z</sub> 磁場の非軸対称成分 *ΔB*<sub>z</sub>/*B*<sub>20</sub> の半径方向分布.



図2 (a) 2個のトカマク合体実験におけるポロイダル磁気面(実線)とトロイダル電流密度 *i*(ホー青),(b)強トロイダル(ガイド)磁場の場合の中心対称面の円環領域((a)の赤線で示す領域)の軸方向磁場 *B*<sub>2</sub>分布の時間変化,(c)低トロイダル磁場の場合の同様の軸方向磁場 *B*<sub>2</sub>分布の時間変化,および,(d)外部磁気圧(インフロー駆動力)とトロイダル磁場 *B*<sub>t</sub>を変化させた際の合体成長率 γ(リコネクション速度)のトロイダル方向非一様成分 Δ*B*<sub>2</sub>/*B*<sub>20</sub> 依存性.

形と高速リコネクションとの関連をまとめると図2(d)の ようになる.これは合体成長率γ(再結合磁束の成長率,即 ちリコネクション速度)が*B*<sub>2</sub>磁場のトロイダル方向(y 方向)の非一様成分 *ΔB*<sub>2</sub>/*B*<sub>2</sub> に依存することを示しており, 外部コイルから加える磁気圧のトロイダル対称性がきわめ てよいにもかかわらず,磁気圧を増すに従って,3次元変 形が自発的に現れ,リコネクション速度も増加することが わかった.

電流シートの電流方向の変形は高速リコネクション機構 の1つと考えられるが、シート電流方向の変化は3次元構 造ができることを意味するものの、プラズモイド生成・排 出による高速化と異なり、電流シート内にプラズマや磁束 がパイルアップする現象が殆ど見られない点が特徴であ る.図3に(a)電流シートの3次元変形(トロイダルモー ド)、(b)インフロー流束  $V_iL$ とアウトフロー流束  $V_o\delta$ 、 (c)リコネクション電界、(d)X点の実効抵抗を示すが、3 次元構造ができた途端に粒子排出が増加し、常に  $V_iL$  と  $V_o\delta$  がつりあって粒子蓄積が発生しない。発生するのは粒 子排出を増加させる3次元構造と考えられる。

#### 2.5.3 太陽フレアにおける3次元リコネクション

太陽フレアは活動領域と呼ばれる太陽表面における強磁 場領域において,太陽表面の法線方向磁場極性が逆転する polarity inversion line (PIL)近傍で発生する.大規模なフ レアでは PIL の両側が PIL に沿って線状に光る現象(2リ ボン)が彩層放射光の観測で見出される.これは PIL をま たぐ反平行磁場がリコネクションした結果,高温プラズマ が磁力線の足に対応する彩層に入射し,これを加熱するた めに発光する現象であると考えられており,フレアにおけ るリコネクションの重要な証拠となっている.2リボンが PIL に沿った構造をもつことは,フレアの主フェーズにお けるリコネクションが PIL に沿った対称性をある程度保っ ていることを示唆している.それ故,フレアの基本モデル は PIL に直交する断面における 2 次元構造について主に描 かれてきた.

しかし,フレアの初期フェーズにおいては,しばしば局 所的で複雑な構造が彩層発光に現れる.これはフレアが PIL上のある局所的な領域で発生し,これが PIL に沿った 構造に発展するためであると考えることができる.それ 故,フレアはその初期フェーズにおいて3次元構造を強く もつといえる.フレアがどのような条件のもとで発生し, どのようなプロセスを経て2リボン構造が形成されるの か.その3次元構造とダイナミクスはこれまでほとんど明 らかにされていなかった.フレアの初期過程の発光は微弱 であると共に複雑かつ高速に変化するため,観測データか ら磁場の3次元構造を再現することは困難であったためで ある.

そこで著者(草野)らは最近,様々な磁場形状に関して コンピュータシミュレーションを繰り返し行うことで,フ レア初期過程の3次元構造を明らかにする取り組みを行っ た[4].このシミュレーションでは活動領域内部の磁場が, PILを跨ぐ磁気アーケードとそれに加えられる小規模な擾 乱磁場の足し合わせによってモデル化された.磁気アー ケードは線形フォースフリー磁場で与えられ、ポテンシャ ル磁場を基準とした水平磁場成分の回転角度(シア角)で 特徴づけられる。一方,擾乱磁場の方位角をパラメータと して選び,可能なパラメータ領域でシミュレーションを実 施した. その結果、シア角が大きいほど大規模なエネル ギー解放が発生することが見出された.これは、シア角が 大きいほど、初期磁場に含まれる自由エネルギーが大きい ため、蓄積された自由エネルギーの大きさがフレアの規模 を決めると考えると自然である.しかし、シミュレーショ ンによるとフレア爆発が発生するかしないかはシア角ある いは自由エネルギーの蓄積量だけでは決まらないことも見 出された. すなわち, 特定の方位角をもつ擾乱磁場を加え た場合にだけエネルギー解放が発生することが見出され た. さらに, 磁場の構造からリコネクションによるエネル ギー解放を2つのグループに分離することができることも わかった. 第1のグループでは擾乱磁場の効果によって アーケード磁場の磁力線が連結し、捻じれた長い磁束管が 形成される.この磁束管の内部に流れる電流が生むフープ 力によって磁束管は上昇を始め、その結果としてフレアの 原因となる磁気リコネクションが駆動される. すなわち, フレアにおけるリコネクションは磁束管の上昇の結果とし て発生するため、 "eruption-induced reconnection型"の爆 発と呼ぶことができる.このタイプの爆発は擾乱磁場の方 位角がアーケード磁場のポテンシャル成分に対して反転す る Opposite Polarity (OP) 磁場が擾乱として加えられた場 合に発生することも見出された.

一方,第2のグループはフレア・リコネクションが磁束 管の上昇の前に起きるもので"reconnection-induced eruption型"の爆発と呼ばれる.これはアーケード磁場のシア 角が大きく,かつアーケード磁場の非ポテンシャル成分に 逆行する擾乱磁場(Reversed Shear (RS)磁場)が加えら れた場合にのみ発生することが見出された.

いずれの場合もフレア・リコネクションは局所領域で発 生し,2つのアーケードを短いループと長い磁束管に変換 する.図4はOP磁場によって発生したフレア・リコネク ションの磁力線を表している.緑の線はリコネクションの 結果形成された短いループと長い磁束管である.青と赤の 線はリコネクション直前の磁力線であり,長い磁束管と短 いループの間にできた電流層によって繋ぎかわる.フレア の際の短いループは軟X線で観測されるポスト・フレア・ アーケードに対応し,長い磁束管はその後,惑星間空間に 放出されコロナ質量放出 (CME)を形成するプラズモイド に対応する.磁束管の上昇の結果,磁束管の下部でアー ケードの収束が起こり,リコネクションが持続的に進む. その結果,局所領域で発生したフレア・リコネクションは PIL に沿って拡大し,2リボンを形成することができる.

図4の磁力線の太陽表面における足の分布をみると、長い磁束管(緑)の足は擾乱磁場を中心として左右にずれた 分布(シアリボン構造)を示しており、青と赤の磁力線の 足はこのシアリボンの外側および内側にある.これは局所 的なリコネクションの進行と共に、シアリボンが平行な2 Special Topic Article



図4 OP 型磁場によって発生したフレア・リコネクションにおける磁力線の3次元構造.青線および赤線はリコネクション直前の磁力線、緑線はリコネクションを受けた磁力線を示す.底面の白と黒は太陽表面の磁極(正および負)をそれぞれ示す.

リボンに変化する過程に対応している.

実際に、フレア初期過程におけるフレアリボンの構造変 化は観測によっても確かめられている.図5はひので衛星 によって2006年12月13日に観測されたXクラスフレアの磁 場分布(グレースケール)と彩層発光(CaIIH線)(赤)の 分布を示す.フレアの主フェーズ(下図)ではCa線のリボ ンは磁気中性線(緑)の両側にほぼ平行に現れるが、フレ アの発生時(上図)では、黄色の楕円で示した領域を中心 に右上と左下のみに斜めに伸びたシアリボン構造を示して いることがわかる.さらに、黄色の楕円の中には黒点の磁 場(北側が負(黒)、南側が正(白))とは逆極性の小規模 磁場が存在する.これらの結果は前章で示した OP 型擾乱 磁場によって発生するフレアのシミュレーション結果と非 常によく一致していることから、現実のフレアにおいても シミュレーションで見出された3次元ダイナミクスが発生 したと推測することができる.

著者(草野)らによる最近の研究では、多くの大型フレ アはOP型またはRS型の局所的な磁場擾乱から発生し、大 規模な2リボンに発達することが見出されている[5,6]. それゆえ、フレア発生には大きなスケールの磁気シア(あ るいは磁気ヘリシティ)として現れる自由エネルギーの蓄 積と小さなスケールにおける磁場とプラズマの擾乱の相互 作用によって発生すると考えられる.リコネクションに よって電流を持った磁束管(図4の緑線)が拡大し、磁束 管中の電流はその上昇を駆動するというフィードバック が、フレアが爆発的に発生する原因である.それ故、フレ アにおけるリコネクションの3次元構造は磁束管のグロー バルな不安定性と局所的なリコネクションの発展の相互作 用によって駆動されている.

コンピュータシミュレーションと衛星観測データの比較 により、これまで明らかにされていなかったフレア発生の トリガ磁場構造とフレア初期の3次元構造変化が徐々に解 明されつつある.特に、フレア・リコネクションの発生に



図5 ひので衛星が観測した2006年12月13日のXクラスフレア. グレースケールは太陽表面の視線方向磁場(白は正,黒は 負),赤線はCallH線の光度等高線.緑は磁極反転線 (PIL).を示す.黄色の楕円はフレア・トリガ領域.

つながる2種類の擾乱磁場と磁力線の3次元構造の関係に つながる描像が見出されたことは、フレアの発生を事前に 予知するために重要な知見を与えるものである.こうした 成果は、大規模フレアに伴う太陽嵐の社会的影響を軽減す る宇宙天気予報研究にも重要な貢献をするものであると考 えられる.

#### 2.5.4 まとめ

3次元磁場構造変化によりリコネクションが高速化する 例として、局所的リコネクションが3次元構造を生み出す ことでリコネクションを高速化する場合とプラズマの巨視 的な不安定性が3次元リコネクションを駆動する場合があ ることを紹介した.前者は電流シートそのものがシート電 流方向に3次元変形してリコネクションを高速化する場合 といえる.一方後者、3次元磁場が巨視的な磁場構造のい わば弱点を突く形で巨視的不安定を誘起してリコネクショ ンを高速化する場合といえる.両者は互いに影響し、つな がっていることも考えられる.それ故、3次元リコネク ションのメカニズムの解明はプラズマ中でのスケール間結 合の理解にとっても重要な研究課題といえる.

#### 参考文献

- [1] E.R. Priest and D.I. Pontin, Phys. Plasmas 16, 122101 (2009).
- [2] T. Ii and Y. Ono, Phys. Plasmas 20, 012106 (2013).
- [3] J. Egedal et al., Phys. Rev. Lett. 98, 015003 (2007)
- [4] K. Kusano et al., Astrophys. J. 760, 31 (2012).
- [5] S. Toriumi et al., Astrophys. J. 773, 128 (2013).
- [6] Y. Bamba *et al.*, Astrophys. J. (*in press*).

# ● ● 小特集 俯瞰と展望:磁気リコネクション研究の最前線

## 2. 高速リコネクション機構の最新研究

## 2. Recent Researches on Fast Magnetic Reconnection Mechanism

## 2.6 まとめ

### 2.6 Summary

井 通 暁 INOMOTO Michiaki 東京大学大学院新領域創成科学研究科 (原稿受付:2013年9月30日)

本章では、磁化プラズマ中に蓄積された磁気エネルギー のすみやかな解放をもたらす高速磁気リコネクション機構 に関する最近の研究を概観した.「Sweet-Parker モデルの 予測よりも高速な磁気リコネクション」は太陽・磁気圏・ 室内実験といった広範なプラズマパラメータにおいて普遍 的に観測されている現象であるが、高速化をもたらす条件 は、一少なくとも現時点においては一何らかの単一の機構に 収斂されるのではなく、2.1から2.5の各節に詳述されてい るように多様な原因によって惹起されているものと考えら れる.多様な高速化機構を持ちうるということこそが、 様々なプラズマで高速リコネクションが観測されることの 証左であるともいえる.

MHD・2 次元・時間定常を仮定した Sweet-Parker モデル を出発点として、長年にわたって MHD に基づいた高速リ コネクション研究が実施されてきた. Sweet-Parker モデル におけるリコネクション速度を増加させる最もシンプルな 方法は電流シート内部の抵抗率が外部の抵抗率よりも高い という「異常抵抗」の考え方を導入することであった. 異 常抵抗の原因は電流シート内部のミクロな不安定性に起因 するという考えに基づき、やがてリコネクション研究は MHD 近似が成り立たない(=二流体あるいは運動論効果 が顕著となる) 微小領域に踏み込むこととなった. 結果と して2.1節に詳述されているように、無衝突プラズマのイ オンスケールの内部で発生する運動論的な効果によって電 子凍結条件が破れ、高速にリコネクションが進展すること が粒子シミュレーションによって確認されており、室内実 験結果とのよい対応が報告されている ((a) beyond MHD 領域).

また,2.5節の前半で示されるような電流シートの2次 元性の破れ(3次元性の発現)も,高速化をもたらす局所 的メカニズムの一つであると考えられる.2次元的境界条 件(軸対称性)を有する室内実験において,上流側の磁気 圧を増加させた場合に電流シートの3次元変形が自発的に 成長し,同時にインフローが増加するという結果が示され ている. 2次元性の破れは最近の大規模3次元シミュレーションにおいても報告されており,現実のプラズマにおいてはむしろ3次元性を前提として磁気リコネクションを捉えるべきかもしれない((b)2次元性の破れ).

2.3節に示すように、太陽フレアや室内実験ではリコネ クションに際して電流シート内部でプラズモイドが発生– 成長–放出を繰り返すケースがあり、特にその放出に同期 するようにリコネクション速度が過渡的に増加する例が報 告されている.これは、Sweet-Parker モデルにおける時間 定常性(および電流シートの長さ方向の一様性)が破れて いることに対応しているといえよう((c)定常性の破れ).

このように、リコネクション領域を切り出し、境界にお いてインフロー/アウトフローを与えるという条件におい ては、Sweet-Parker モデルの前提となる MHD・2 次元・ 時間定常という仮定が破れるような環境において高速な磁 気リコネクションが発生しうることが、明らかになりつつ ある.ただし、それでもなお Sweet-Parker モデルはリコネ クションの本質を明快に示した優れたモデルであり、今後 多いに有用であろうことを指摘しておきたい、理論・シ ミュレーション, 観測, 実験等の成果を統合することに よって、そのような、Sweet-Parker モデルの枠組みにとど まった上で,異常抵抗によって高速リコネクションが発生 するという概念も存在する. リコネクション研究初期には 低域混成ドリフト不安定性によって電子運動量の異常散逸 がもたらされるという説が有力であったが、最近では粒子 シミュレーション等によってより長波長のモード(ケルビ ン・ヘルムホルツ不安定性、ドリフト・キンク不安定性な ど)の重要性が明らかになってきている。特に波動とリコ ネクションの非線形結合については、2.2節にて議論され ているように局所的な異常抵抗への寄与のみならず、リコ ネクション現象の大域的な発展に寄与しうるという点にお いて非常に重要な要素であると言えよう.前述したプラズ モイド成長もまた、電流シート内のミクロな現象として始 まりながら、最終的には太陽フレアの際に観測されるよう

な巨視的なプラズモイドに至ることから、大域的なリコネ クション現象に影響を与えると考えられ、今後のマルチス ケールな室内実験やシミュレーション研究による検証が待 たれる.大振幅波動やプラズモイドの存在はリコネクショ ン領域に強い乱流をもたらす可能性があるが、2.2節後半 に示されるように乱流状態ではリコネクション速度はミク ロな物理によらずに乱流そのものに促進されることが指摘 されている. さらに最近では、より大規模な外部構造に起因する不安 定性が高速リコネクションを加速する可能性が指摘されて いる.2.4節のダブルティアリングモードや2.5節後半の磁 気アーケードにおける3次元リコネクション等に示される ように、リコネクションと外部の構造的な不安定性との間 の非線形相互作用が爆発的な磁気エネルギー解放がもたら しうることからも、ミクロとマクロの結合が今後の観測や 実験研究の大きな課題となりうるだろう.

# ● ● 小特集 俯瞰と展望:磁気リコネクション研究の最前線

## 3. エネルギー変換過程としてのリコネクション

## 3. Energy Conversion Effects of Magnetic Reconnection

## 3.1 リコネクションによるプラズマ加熱

## 3.1 Plasma Heating through Magnetic Reconnection

今田晋亮,井 通晓<sup>1)</sup>

IMADA Shinsuke and INOMOTO Michiaki<sup>1)</sup> 名古屋大学太陽地球環境研究所,<sup>1)</sup>東京大学大学院新領域創成科学研究科 (原稿受付:2013年9月30日)

これまで、実験室プラズマをはじめとして、地球磁気圏、太陽コロナ、さらにはブラックホールのような遥 か彼方の天体においてもプラズマ加熱について議論されてきた.プラズマを加熱するプロセスとして様々なもの が提案されてきたが、近年、そのエネルギー変換効率、また応用性の高さから、磁気リコネクションが脚光を浴 びている.そこで、本節では、太陽コロナ、地球磁気圏尾部、さらに実験室プラズマのプラズマ加熱研究を比較 することで今後のこの分野の発展に一石を投じることを試みる.まず、3つの環境におけるプラズマの一般的特 性の違いについて述べた後、3つの環境での磁気リコネクションによるプラズマ加熱研究について紹介する.最 後に、3つの環境での相違点および共通点、さらには今後のプラズマ加熱研究分野の展望について議論する.

#### Keywords:

plasma, heating, corona, magnetosphere, laboratory, reconnection

#### 3.1.1 はじめに

様々なプラズマ環境において、磁気リコネクション研究 は目覚ましい発展を遂げ続けており、各々の分野で理論・ 観測の両方面から活発に議論が行われている[1-4].磁気 リコネクションは高速流の生成というだけでなく、プラズ マ加熱や粒子加速という他の視点からも盛んに研究が行わ れており、磁気エネルギーを様々なプラズマのエネルギー に変換する機構(図1:[5])として注目されている.太陽 コロナ(太陽フレア)、地球磁気圏尾部(サブストーム)、 実験室プラズマにおける磁気リコネクションは観測・実験 技術の発展により、非常に細部の物理まで議論することが 可能となった.本節ではこの3つのプラズマ環境でのこれ までの成果を比較・理解するため、簡単に各々のプラズマ 環境の特徴を述べる.

3つのプラズマ環境を比較するため、大局的、微視的、 衝突空間スケールの3つの空間スケールを考える.また、 典型的な速度としてアルヴェン速度を考える.ここでいう 大局的空間スケールとは磁気リコネクションが起こってい る場所から非 MHD 的な境界までのスケール(例えば太陽 フレアの場合、上部コロナから光球まで)のことであり、 微視的スケールはイオン慣性長のことをさす.最後の衝突 スケールはクーロン衝突を起こすスケール(平均自由行 程)のことである.以上のパラメータを各々のプラズマ環 境でまとめると,**表1**のようになる.各々の環境での密度, 温度等のプラズマパラメータは第1章を参照されたい.太 陽コロナ,地球磁気圏尾部,実験室プラズマの空間スケー ルを比較すると,太陽コロナは大局的空間スケールと微視 的空間スケールが8桁と非常に異なるが,地球磁気圏尾部



Solar-Terrestrial Environment Laboratory, Nagoya University, Nagoya, AICHI 464-8601, Japan

<sup>1</sup>Graduate School of Frontier Sciences, The University of Tokyo, Kashiwa, CHIBA 277-8561, Japan

authors' e-mail: shinimada@stelab.nagoya-u.ac.jp, inomoto@k.u-tokyo.ac.jp

表1 太陽コロナ,地球磁気圏尾部プラズマシート,実験室プラズマのプラズマパラメータ,括弧内はそれぞれの大局的空間スケールで規 格化したもの,および大局的スケールをアルヴェン速度で伝搬した時の時間.

	太陽コロナ	磁気圏尾部	実験室プラズマ
大局的空間スケール	10 <sup>8</sup> m	10 <sup>8</sup> m	1 m
微視的空間スケール	1 m (10 <sup>-8</sup> )	$10^6 \mathrm{m} (10^{-2})$	$10^{-2} \mathrm{m} (10^{-2})$
衝突の空間スケール	$10^5 \text{ m} (10^{-3})$	10 <sup>11</sup> m (10 <sup>3</sup> )	1 m (10 <sup>0</sup> )
アルヴェン速度	$10^6 \mathrm{m  s^{-1}} (10^2 \mathrm{s})$	$10^6 \mathrm{m \ s^{-1}} (10^2 \mathrm{s})$	$10^5 \mathrm{m  s^{-1}}  (10^{-5} \mathrm{s})$

および実験室プラズマでは差が2桁と比較的近い値である ことがわかる.一方,衝突のスケールは太陽コロナでは大 局的なスケールより3桁ほど小さいので,多少衝突の効果 が効くプラズマであることがわかる.一方で,地球磁気圏 尾部や実験室プラズマは大局的なスケールの方が衝突のス ケールより小さく,衝突の効果より境界条件が効くプラズ マであると考えられる.以上より,太陽コロナは大局的な スケールとクーロン衝突スケールが近く,両者の相互作用 が期待できるプラズマ環境である.一方,磁気圏尾部や実 験室プラズマは大局的なスケールと微視的スケールが近 く,いわゆるミクロマクロカップリングが期待できるプラ ズマ環境であるといえる.

#### 3.1.2 リコネクションによる太陽コロナ加熱

100-200万度程度の高温の太陽コロナがどのようにして 形成されるかは、未だに解決をしていない重要な問題であ る.これまで、様々な理論モデルが提唱されてきた.その なかでも、有力視されているモデルが小規模磁気リコネク ションによってコロナを加熱するものである(ナノフレア モデル).このモデルはParkerが1972年に描いたシナリオ で、光球の運動により磁力線がねじられ、その結果として 上空のコロナには磁場に不連続が生じ、その不連続面で磁 気リコネクションが起こりコロナを加熱するというもので ある[6]. 観測的には人工衛星によるX線やEUV撮像観測 の目覚ましい発展により、コロナでの活動現象が詳細まで 議論できるようになり、近年打ち上げられた「ひので」お よび SDO 衛星のデータ解析により微小リコネクションが コロナを加熱しているのか、それとも光球で発生したアル ヴェン波が上空で散逸することでコロナが加熱されている のか,現在も議論が続いている.

太陽コロナ環境下での磁気リコネクションによるプラズ マ加熱はコロナ加熱問題を理解する上で非常に重要であ る.また,これまでイメージング観測でしか太陽フレアの 2次元構造は議論することができなかったが,ひので衛星 搭載の極端紫外線撮像分光装置(EIS)により太陽フレア の温度や速度などの2次元構造を捉えることができるよう になってきた[7,8].図2は太陽フレアのごく初期をEIS が捉えたもので左上(a)が150万度プラズマの速度マップ, (b)が600万度プラズマの輝線幅の図で,(a)/(b)の白/黒 のコンターは数千万度プラズマが存在する場所を示す.こ の結果は,(d)や(e)にあるように磁気リコネクションに 伴う高速のジェットの下流で数千万度の高温プラズマが存 在すると解釈ができ,磁気リコネクション領域の近傍が太 陽フレアでも観測できるようになったことで注目を集めて いる.



図2 太陽フレアにおけるリコネクション周辺の分光観測[7].

前述のようなリコネクション領域を分光観測で捉えた観 測は非常にまれで、たとえイメージング観測であっても、 観測例はそれほど多くない。何故、磁気リコネクション領 域のような高温な領域を観測することが、これほどまでに 難しいのであろうか、実は、リコネクション領域では電子 加熱が起らないのであろうか. この疑問に磁気リコネク ションの加熱とプラズマの電離過程とを一緒に考えること である種の答えが示された.通常の分光観測では電離平衡 を仮定して、電離情報から電子温度を推定する.しかし、 3.1.1節で紹介したように、太陽コロナは衝突スケールと 電磁流体スケールが比較的同じくらいであり、弱い衝突効 果が効いたプラズマ環境である.したがって,励起,脱励 起,輻射,電離,再結合といった衝突に起因する現象が電 磁流体現象のスケール程度で起こる。すなわち、磁気リコ ネクションのような非常にタイムスケールの短い現象の場 合, 電離は平衡に至らない. そのため, FeXXVI 等の高階 電離の輝線、電離平衡を仮定した場合のいわゆる高温輝線 は電離が到達していないために光らない.例えば、Ko[9] やImada[10]ではコロナ質量放出時の電流層やフレア時の 磁気リコネクションにおける電離度の時間変化を数値的に 計算し、リコネクションおよび周辺領域からの輝線輻射量 を計算し, 高温輝線がリコネクション領域では光らないこ とが示されている. 図3はPetschekリコネクションにおけ る FeXII および FeXVIII~FeXXIV の輻射量計算結果であ る(色は輻射強度をあらわす).(x, y)=(0,0)にX点があ り、そこから斜め方向に遅進衝撃波が伸びている、点線よ り下半分 (y < 0) は電離平衡を仮定して輻射を計算してお り、上半分 (y>0) は電離過程を考慮した輻射強度を表し ている(電離非平衡). この結果より FeXXIV は X 点周り 約数十 Mm にわたって光らないことがわかる. つまり, FeXVIII 程度の少し低い電離度の輝線を観測することの重 要性が示唆された. 逆に, FeXVIII~FeXXIV までを同時 観測することができれば電離度の時間変化を追うことがで



図3 太陽コロナにおける磁気リコネクション領域からの各輝線 の輻射強度計算[10].

き,磁気リコネクション領域での電子の加熱履歴を追える 可能性が出てきた.現在,次世代の太陽観測衛星計画が検 討されており,磁気リコネクション領域の詳細診断を行え るよう議論されている.

このように、太陽フレアでもやっと観測的に熱的に非平 衡なプラズマを議論できる段階にたどりついた.残念なが ら、フレアプラズマの電子とイオンの温度を別々に議論す ることは現在のひので EIS をもってしても光子数の都合等 もあり非常に難しく、将来の重要課題として残されてい る.時間変動の少ない領域において(光子数を稼ぐため), 電子・イオン間での熱平衡問題が議論されはじめており、 Imada[11]では活動領域のイオン温度を電子温度とは別の 方法で計測することに成功している.その結果、活動領域 のほとんどの領域でイオン温度は電子温度と同じであり、 熱平衡に至っているが、ごく限られた領域ではイオン温度 が電子温度より高い値(数倍)を示しており、磁気リコネ クションのような非常に速い時間スケールでの加熱現象が 通常のコロナで起こっていることが示唆されている.

残念ながら,現在の太陽コロナ中での磁気リコネクショ ン加熱は運動論スケールの物理に踏み込めていない.今 後,太陽フレア時のイオン・電子温度の違いや,電離の時 間変化から加熱の時間スケールを議論する等して,観測的 に運動論スケールの物理に踏み込んでいくことが急務であ る.

#### 3.1.3 リコネクションによる磁気圏尾部加熱

地球のまわりの宇宙空間には,地球磁気圏とよばれる領 域が形成されている.地球磁気圏は太陽風と地球の固有磁 場が相互作用することで形成され[12],ダイナミカルに変 動していることが知られている.この変動の要因はおもに 太陽風に起因し,磁気リコネクションを介して地球磁気圏 尾部に太陽風起源のプラズマが輸送される.これを Dungeyの対流モデルと呼んでいる[13].このモデルによ れば,太陽風磁場が南向きの時,地球磁気圏の前側(昼側) で磁気リコネクションが起こり,太陽風起源のプラズマが 地球磁気圏の中に侵入する.それらが今度は夜側に流され 尾部でさらにリコネクションし,また地球向きおよび反地

球向きにプラズマを輸送する.このように磁気圏のプラズ マは磁気リコネクションを介して循環している.一方で近 年、この磁気リコネクションを介さずに別の方法で太陽風 プラズマを磁気圏に輸送する場合も盛んに議論されるよう になった[14-16]. どちらのプロセスでプラズマの輸送が 起った場合も、地球磁気圏の夜側尾部にプラズマシートと 呼ばれる高温な領域(数千万度)を作るのだが、磁気リコ ネクションによって作られたと考えられているプラズマ シートは比較的高温希薄で、逆に磁気リコネクションを伴 わないで作られたと考えられるプラズマシートは低温高密 度であることが経験的にわかっている、しかし、どうやっ てプラズマシートのプラズマを加熱しているかは未だによ くわかっていない. 高温希薄なプラズマシートの磁気リコ ネクションによるプラズマ加熱がプラズマシートの形成に 深く関わっていると考えられ、磁気リコネクションによる プラズマ加熱という視点で盛んに研究されている.プラズ マシートは電流層を形成しており, 衛星のその場観測に よってその性質の詳細が調べられている. イオン温度は定 常的に2×107K程度あり,一方で電子温度はその5分の1 程度の4×10<sup>6</sup>K程度である.磁気圏尾部では平均自由行程 が非常に大きく、衝突を介してイオンと電子が熱平衡にな ることができないからである.このイオン温度と電子温度 の比は地球磁気圏の活動度によって変化し、活発なときほ ど(磁気リコネクションによって太陽風プラズマが流入し ている時) 温度比は低い値を示す(同じ程度の温度になる) 傾向にあることが知られている(図4)[17].これは、磁 気リコネクションによるプラズマ加熱はイオン温度 - 電子 温度比の変化を伴うと解釈でき,二流体的な磁気リコネク ションのプラズマ加熱の重要性を示唆している.実際,磁



図4 (a)太陽風の磁場の南北成分(南がマイナス)とプラズマシートのイオンー電子の温度比,(b)磁気圏擾乱指数 AE index と温度比,(c)太陽風の速度と温度の関係[17].

気リコネクションが起こっている場所を観測すると、電子 とイオンが独立に加熱されている様子がしばしば観測され る.磁気リコネクションX点のごく近傍では、通常の磁気 圏プラズマではイオン温度が電子に比べ5倍程度高いので あるが、時にはイオン温度を超えて電子が加熱される様子 が観測されている.これはイオンに比べ電子の加熱領域は きわめて小さく、ごくごく X 点近傍のみで起こっているこ とを示唆している.磁気リコネクションイベントを10個ほ ど用いて、これらの性質を Imada [18] では統計的に研究し ている.結果,非常に薄い電流層で起こっている磁気リコ ネクションでは強い分極電場が発達し、激しく電子加熱が 起こり、さらには高エネルギー電子が生成されることが示 された.このように、加熱の問題は単に加熱だけにとどま らず、3.2節で議論されるような粒子加速の種粒子の生成 という視点でも非常に重要である.一方で,磁気リコネク ションに伴うイオン加熱に関しては、X 点周りのみの電子 加熱に比べてもう少し大きいプラズモイド等を含むスケー ル(磁気リコネクション領域全体)で起こっていると考え られている.古くは、Hoshino[19]等で議論されており磁 気リコネクション領域全体でのイオンの加熱・加速・プラ ズマ混合過程についての粒子計算と磁気圏観測の比較研究 がある.近年、複数編隊衛星による観測や大規模な数値計 算が可能になったことにより、大きな領域を高精度で議論 できるようになった. そのため、イオンダイナミクスの研 究は再度注目を浴びるようになった. Drake[20]では, Phan[21]で報告された太陽風中での磁気リコネクション の結果をイオンの質量の違いという視点から再解析し、そ れと大規模計算結果を比較しイオン種ごとの加熱が異なる ことまで踏み込んで、リコネクションにおけるイオン排気 領域において非磁化イオンがピックアップされることで加 速・加熱をしていることを明らかにした(図5).以上の ように、電子の加熱は狭い領域、イオンの加熱は広い領域



図5 衛星直接観測による太陽風中で観測された磁気リコネクション.磁気リコネクションにおけるイオン排気領域(04:00頃)においてイオンが加熱されている.重いイオン(pはプロトン, αはヘリウム)の方が強い加熱を受けている[20].Lはつなぎ変わる前の磁場方向,Mはガイド磁場方向,Nはつなぎ変わった後の磁場方向を表す.

で起こっていると考えられているので,全体として磁気リ コネクションによる加熱はイオンが支配的になり,磁気圏 活動度が高い時間のプラズマシート中でのイオン・電子の 温度比はますます大きくなりそうである.しかし実際に は,逆に図4のように温度比は1に近づくセンスである. これは,いくら計算機や観測技術の目覚ましい発展により ミクロからマクロスケールまでの議論ができるようになっ たとはいえ,例えば磁気圏全体を粒子計算で行うことはで きず,依然としてプラズマシートの加熱に磁気リコネク ションがどれほど関わっているのか解明されていない.大 きいスケールでの加熱と磁気リコネクションにおける非常 に局所的な加熱との関係を理解し,統一的に磁気圏の加熱 を議論することはプラズマ加熱を理解するという意味にお いて,有意義であると考えられる.

#### 3.1.4 実験室プラズマにおける加熱

実験室プラズマにおける巨視的スケールでの加熱観測例 として、磁場閉じ込め核融合実験においてバースト的なリ コネクションイベントが発生する際に、蓄積された磁気エ ネルギーの減少に同期してイオン温度が急激に増加する現 象が主に少数イオンのドップラー計測によって観測されて きた[22-26].このとき電子温度にはほぼ変化がみられな いのに対して、特に顕著な例では図6に示すようにイベン トから0.1 ms程度の時間内にイオン温度が数倍に急上昇し ている.

これらの巨視的な実験においては、明確なリコネクショ ンアウトフローは確認されておらず、イオン加熱の直接的 なメカニズムとして、大域的なティアリングモードがカス ケードした電磁揺動からのランダウ減衰や電子/イオンサ イクロトロン減衰などが提案されてきた.近年のラザ フォード散乱を用いた多数イオン温度の直接計測[27,28] では加熱効率がイオン質量の1/2乗に比例する傾向が得ら れており、この結果を説明するメカニズムとして径方向揺 動電場による熱化機構が提案されている[29].このような 大域的なイオン加熱現象に関しては、局所的なリコネク ション現象そのものの観測は行われておらず、加熱は大域 的な熱輸送が関与することに留意する必要がある.

局所的なリコネクション現象を観測する室内実験は80年 代から実施されてきたが、リコネクションによるエネル ギー変換の直接的な帰結としてのイオン加熱の観測は一連 のプラズマ合体実験[4,30-32]を待たねばならなかった. リコネクション下流域でのイオン加熱の例[32] を図7に



図6 リコネクションイベントの際のイオン加熱の様子[26].

示す. この実験では X 点からの双方向アウトフロー (パネ ル(b)) がファーストショックにより熱化することによっ てイオン加熱 (パネル(a))をもたらしていると解釈されて いる. ここでイオン温度および流速は少数不純物イオンの ドップラー分光によって計測されたものであり,アウトフ ロー速度は局所的なアルヴェン速度の70~80%に達してい ることが示されている.

また,低ガイド磁場の場合には,二流体効果が支配的と なってX点付近で荷電分離が生じるため,下流に向けてポ テンシャル勾配が形成され,電場による非磁化イオンの加 速および加熱が報告されている[33].この実験では,イオ ン温度は少数イオンのドップラー分光にて,イオン流速は マッハプローブによって計測されている.このように,リ コネクションの結果としてのイオン加熱現象は各種室内実 験において普遍的に観測されているが,熱化機構は必ずし も単一とは限らず,装置構成や磁場構造(ガイド磁場の強 弱),プラズマパラメータに大きく依存すると考えられる. リコネクション室内実験におけるイオン加熱観測例が多



図7 リコネクション下流域でのイオン加熱の様子[32]. R(半径)軸は(f)に示すように磁気中性線に沿った方向を示しており、R=0.14~0.20m付近が電流シート領域であり、R
 <0.14mおよびR>0.20mがアウトフロー領域に相当する.

数存在するのに対して、電子加熱の報告例はほとんど存在 しなかった.アウトフロー加熱に関しては解放される磁気 エネルギーの大部分がイオンに向かうため、下流域で電子 加熱が観測されないのは当然であるが、一方でX点近傍に おいては電子の運動量散逸の結果としての電子加熱が生じ る可能性がある.ただし、小型実験装置においては電子の 熱輸送係数が大きいため、X点近傍での電子温度は5eV から13eV 程度までわずかに増加したとの報告[31]にとど まっている.これに対してより大型の核融合向けプラズマ 合体実験では、強いガイド磁場の存在によって電子の熱輸 送係数が抑制されており、より顕著な電子加熱が観測され ている[32].図8に大型実験におけるトムソン散乱による 電子温度分布観測例を示す.プラズマ合体のタイミングで 電子温度が大幅に上昇しており、特にX点近傍では150 eV もの顕著な加熱が観測されている.

#### 3.1.5 まとめ

太陽コロナ,地球磁気圏尾部,実験室プラズマにおける 磁気リコネクションの加熱について議論してきた.いくつ か,磁気リコネクションにおける加熱に関して,この三者 の環境で共通・関連している部分があるのでまずそれをま とめる.まず,地球磁気圏尾部,実験室プラズマの両者と も,イオン加熱と電子加熱の違いについて明確な観測結果 が提示されており,運動論効果ないし二流体効果が重要で あることが示唆されている.太陽コロナでも,電子とイオ ン温度の区別が難しく間接的な結果しかないが,やはり二 流体効果の効果も近年議論されはじめている.続いて,イ オン加熱の場所についてであるが,実験室プラズマにより アウトフローのすぐ下流で加熱が観測されており,いくつ かの例では熱化機構がわかってきている.一方,地球磁気 圏では,もちろん以前よりアウトフローのすぐ下流で高温



図8 大型プラズマ合体実験における電子加熱の例[32]. 位置関係は図7(f)と同様であり, R=0.6~0.7 m 付近が電流シートと考えられる.

表 2	太陽コロナ,地球磁気圏尾部プラズマシート,実験室プラズマにおける磁気リコネクション加熱の理解の状況:〇は確実なもの,
	△は議論が必要だが観測されたという論文が存在するもの,×は全く観測されていない.参考にする図も示してある.

	太陽コロナ	磁気圈尾部	実験室プラズマ
大局的イオン加熱	〇:図 2	〇:図4, 5	〇:図 6
アウトフロー観測	$\triangle$ : 🗵 2	$\bigcirc$ : 🗵 5	〇:図 7
速進衝撃波観測	△:図2	$\triangle$ : 🗵 5	〇:図 7
イオンダウンストリーム加熱	$\triangle$ : 🗵 2	〇:図 5	〇:図 7
大局的電子加熱	〇:図2, 3	〇:図4	〇:図 8
X 点電子加熱	×		〇:図 8

のプラズマが観測されることはよくあったのだが,この加 熱とプラズマシート全体の加熱とが依然結びついてないよ うに思える.太陽コロナも含めて,この局所的なアウトフ ロー下流加熱と,大局的な加熱との関係の理解は今後重要 なトピックになると考えられる.最後に電子加熱について であるが,地球磁気圏尾部,実験室プラズマの両者とも, まだまだ今後議論が必要な段階ではあるが,磁気リコネク ションのX点近傍で電子加熱が起っている観測結果が得ら れている.太陽コロナでは残念ながら,どこで電子加熱が 起っているか直接議論できる段階ではないが,今後,電離 過程等を考慮することにより,どこで電子加熱が起ってい るか間接的に議論できるようになることが期待される.今 後,電子加熱における三分野のさらなる発展が期待され る.以上をまとめると**表2**のようになる.

これまで議論してきたように、三者各々のプラズマパラ メータは違い、境界条件で決まるような大局的スケール、 プラズマ運動論で決まるような微視的スケール、さらには クーロン衝突で決まるスケールの関係は異なる。それぞれ の環境でスケール間結合を含めてプラズマ加熱を議論し、 比較・考察することは、物理の普遍性の探究という視点か らも非常に重要であることはいうまでもない。また、観測 的視点からは各々のプラズマ環境には得意不得意があり (例えば、太陽コロナは大局的な物理の観測は得意だが、微 視的スケールは不得意。磁気圏尾部ではその反対)、共通 している物理に関しては、お互いの観測を用いて相補的に 物理を議論することが可能となる。三分野の協力・共同研 究が、磁気リコネクション研究の発展には不可欠であり、 今後ますます重要になると考えられる。

#### 参考文献

- [1] S. Tsuneta et al., Publ. Astron. Soc. Japan 44, L63 (1992).
- [2] E.W. Hones, Space. Sci. Rev. 23, 393 (1979).

- [3] P.J. Baum and A. Bratenahl, Phys. Fluids 17, 1232 (1974).
- [4] Y. Ono et al., Phys. Rev. Lett. 76, 3328 (1996).
- [5] S. Imada et al., The Sun, the solar wind, and the heliosphere, Vol. 4, ed. M.P. Miralles & J.S. Almeida (IAGA Special Sopron Book Series, Berlin: Springer) 63, (2011).
- [6] E.N. Parker, Sol. Phys. 121, 271 (1989).
- [7] H. Hara et al., Astrophys. J. 741, 107 (2011).
- [8] S. Imada et al., Astrophys. J. 776, L11 (2013).
- [9] Y.-K. Ko et al., Astrophys. J. 722, 625 (2010).
- [10] S. Imada et al., Astrophys. J. 742, 70 (2011).
- [11] S. Imada et al., Astrophys. J. 705, L208 (2009).
- [12] W.G. Pilipp and G. Morfill, J. Geophys. Res. 83, 5670 (1978).
- [13] J.W. Dungey, Phys. Rev. Lett. 6, 47 (1961).
- [14] M. Fujimoto and T. Terasawa, J. Geophys. Res. 99, 8601 (1994).
- [15] J.R. Johnson and C.Z. Chen, Geophys. Res. Lett. 24, 1423 (1997).
- [16] P. Song and C.T. Russell, J. Geophys. Res. 97, 1141 (1992).
- [17] C.-P. Wang et al., J. Geophys. Res. 117, A08215 (2012).
- [18] S. Imada et al., J. Geophys. Res. 116, A08217 (2012).
- [19] M. Hoshino et al., J. Geophys. Res. 103, 4509 (1998).
- [20] J.F. Drake et al., J. Geophys. Res. 114, A05111 (2009).
- [21] T.D. Phan et al., Nature 439, 175 (2006).
- [22] R.B. Howell and Y. Nagayama, Phys. Fluids 28, 743 (1985).
- [23] T. Fujita *et al.*, Nucl. Fusion **31**, 3 (1991).
- [24] E. Scime et al., Phys. Rev. Lett. 68, 2165 (1992).
- [25] A. Ejiri et al., Nucl. Fusion 43, 547 (2003).
- [26] D.J. Dan Hartog et al., Nucl. Fusion 47, L17 (2007).
- [27] S. Gangadhara et al., Phys. Rev. Lett. 98, 075001 (2007).
- [28] S. Gangadhara et al., Phys. Plasmas 15, 056121 (2008).
- [29] G. Fiksel et al., Phys. Rev. Lett. 103, 145002 (2009).
- [30] S. Hsu et al., Phys. Rev. Lett. 84, 3859 (2000).
- [31] Y. Ono et al., Phys. Rev. Lett. 107, 185001 (2011).
- [32] Y. Ono *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 54, 124039 (2012).
- [33] J. Yoo et al., Phys. Rev. Lett. 110, 215007 (2013).



## 3. エネルギー変換過程としてのリコネクション

## 3. Energy Conversion Effects of Magnetic Reconnection

## 3.2 リコネクションによる高エネルギー粒子生成 ー乱流リコネクションでの粒子加速ー

### 3.2 Energetic Particles in Magnetic Reconnection: Particle Acceleration in Turbulence

星 野 真 弘 HOSHINO Masahiro 東京大学大学院理学系研究科 (原稿受付:2013年9月30日)

磁気リコネクションによる非熱的粒子加速は、古くからプラズマ宇宙でも重要問題として位置づけられてい る.地球磁気圏だけでなく、太陽フレアーやパルサー星雲などの天体現象でも、リコネクションに関連した粒子 加速が数多く観測されており、熱的エネルギーを凌駕する高エネルギー粒子が生成されていることは知られてい る.しかし、その粒子加速の物理は、まだ理解されていないことが数多い.この章では、最近の進展が著しい、乱 流とプラズマとの相互作用に着目したリコネクション中の粒子加速について紹介する.

#### Keywords:

magnetic reconnection, particle acceleration, turbulence

#### 3.2.1 はじめに

このセクションでは、磁気リコネクション領域での粒子 加速と乱流の相互作用について最近の発展を紹介する.リ コネクションはマルチスケールの現象であり、磁気拡散領 域を支配する電子慣性長、X点近傍の電流層を特徴づける イオン慣性長、イオンラーモアスケールに比べて十分大き なスケールまで発達するプラズマモイドなど、様々なス ケールが互いに競合する素過程である.またリコネクショ ンも単一のX点をもつものだけでなく、複数の磁気島が存 在する系でも興味深い研究が進展している.そして、これ らのリコネクション領域では、様々なスケールの大振幅波 動の乱流や構造が存在している.ここではミクロ物理に留 意しながらも、主に電磁流体のスケールでの乱流と、その 乱流による粒子加速を簡単に議論する.

### 3.2.2 プラズマシートにおける乱流磁場の観測

図1に示したのは、Geotail 衛星によって観測された地球 磁気圏プラズマシートでの磁場のパワースペクトルである [1]. (a)と(b)は、リコネクションが起きていないときの 通常のプラズマシートでのスペクトルであり、高周波の領 域では磁場のx成分、y成分、z成分ともほとんど同じレベ ルのパワーをもっているが、低周波領域のz成分は他の2 つの成分に比べて弱くなっている.またz成分については、 明らかにスペクトルが 0.04 Hz あたりで折れ曲がったマル チスケールの乱流が存在していることがわかる.同じよう な折れ曲がったスペクトルが磁気圏尾部でしばしば観測さ れることが確かめられている[2]. 一方, (c)は, リコネク ションがおきているときのプラズマシートのスペクトル で、プラズモイドが観測された時間帯である.x成分とy 成分は(a), (b)とほぼ同じ特徴であるが, z 成分のスペク トルは異なっており、折れ曲がりの特徴をもたないほぼ単 一のべきのスペクトルとなっている.この結果をもとに, 折れ曲がりの周波数帯は、リコネクションやティアリング 不安定により波動が励起されている波動エネルギーのイン ジェクション領域の周波数帯に対応し, 電磁流体乱流の直 接カスケードと逆カスケードが起きるのではないかと考え られている. リコネクションが起きているプラズマシート では、複雑な時間変動と折れ曲がりの特徴をもつ乱流スペ クトルを示すが、よく発達した乱流が観測されることが知 られている[1,3,4].

### 3.2.3 乱流リコネクションと拡張電磁流体方程 式の数値シミュレーション 電磁流体乱流は、しばしばプラズマ加熱や粒子加速の重

The University of Tokyo, TOKYO 113-0033, Japan

author's e-mail: hoshino@eps.s.u-tokyo.ac.jp

要な要素であると考えられている. 乱流は、磁気プラズマ 中においても普遍的な現象であり、多くの研究者によっ て、乱流の磁気リコネクションへの影響も議論されてきて いる.そして乱流エネルギーの散逸領域へのカスケードが 効率よく起こり,磁気リコネクションの成長は著しく速く なるとの予想がされてきた[5]. 最近電磁流体シミュレー ションを用いて、リコネクション領域に乱流場を外場とし て強制的に与えることで、リコネクションの成長が促進さ れるかどうか調べられた. 乱流場が弱いときは、リコネク ションの成長率は磁気レイノルズ数に依存するが、乱流強 度を強くしていくと成長がレイノルズ数によらないことが 示された[6]. 観測的には図1で示したように、リコネク ションに伴って乱流が発達していることはわかっている が、Loureiro らの研究では乱流が外場として与えられてい たため、リコネクションで果たして乱流が発達するかどう かを理解する必要がある.

この研究を受けて、乱流がリコネクションに伴って発達 できるかどうか、また同時にリコネクションの成長が促進 されるかどうかを、レイノルズ平均による乱流モデルを用い た拡張された電磁流体シミュレーションで調べられた[7].こ のモデルでは、物理量を、適当な時間および空間スケール で平均した量と、その平均場からのずれとしての乱流場の 2つの量に分けることで、平均場と乱流場が相互に競合す る時間発展方程式の解が調べられた。平均場と乱流場の競 合で要となるのがオームの法則である。乱流場をプライム 付の小文字で、平均場をプライムなしの大文字で表すと、 オームの法則は、 $E = \eta J - V \times B - \langle v' \times b' \rangle$ , と書かれるが、  $\langle v' \times b' \rangle$ が乱流項のアンサンブル平均からくる乱流起電力 である。乱流起電力は、乱流運動エネルギー $K = \langle v'^2 + b'^2 \rangle$ と乱流クロスヘリシティー $W = \langle v' \times b' \rangle$ の関数として記述 できる係数 $\beta \ge \gamma \ge$ 用いて、 $\langle v' \times b' \rangle = -\beta J - \gamma \nabla \times V$ , と表 される[8,9].

図2に示したのが、上記の拡張電磁流体方程式のシミュ レーション結果である. 乱流強度の大きさを平均場の速度 に比べて乱流強度が弱い場合,同程度の場合,強い場合の 3つに分け,プラズマシートの発達結果である,電流強度 とプラズマ流速ベクトルが描かれている. 初期の乱流強度 が弱い場合は (Run A),引き伸ばされた電流層が形成さ れ,Sweet-Parker 的なリコネクションに発達し,中庸の乱 流の場合は (Run B),空間的に局在化した二対の電流層 (スロー衝撃波に対応)が発達し,Petschek 的なリコネク ションが観測できる.プラズマシートでもアルヴェン速度 に達するジェットが発達している.一方,強い乱流の場合 は (Run C),初期の電流層は急激に散逸して広がり,リコ



図1 地球磁気圏尾部で観測された磁場の時間変動に対するフーリエ・スペクトル密度[1].



図2 プラズマシートの時間発展解,平均場電流(カラー等高線)と平均場の速度ベクトル(黒色の矢印).上図は,乱流場が弱い場合 (Run A)で, Sweet-Parker 的なリコネクション,中図は速い磁気散逸を伴う乱流 Petschek 的なリコネクション(Run B),下図は 乱流強度が強い場合で,電流層の拡散が進行してプラズマ流速は発達しない(Run C)[7].

ネクションではなく電流層の拡散が起きる.これらの比較 実験から,自己矛盾なく発達する乱流場の下での電磁流体 リコネクションでは,リコネクションの発達を促進するこ とが明らかになってきた.

乱流がどのようにして発達するかなどの励起メカニズム については今後の課題であるが、リコネクション領域では いくつかの大振幅波動を励起する領域が考えられている. (1)ひとつは、プラズマシートとローブ(磁場の強い外側の 領域)の境界領域で、磁場拡散領域で加速されたアルヴェ ン速度を超えるイオンビームによるイオン・サイクロトロ ン不安定で電流流体波動が励起されている. ミクロ物理を 介したクロスヘリシティーの起源となっている. (2)X 点 の磁気拡散領域は、電流強度も空間スケールも非定常な振 る舞いをすると考えられており、その非定常性によって間 欠的にプラズモイドが生成・放出されている. また、磁気 拡散領域では、プラズマの速度分布関数もマックスウェル 分布から外れていることが観測されており、様々な大振幅 波動を励起している. (3) プラズモイドの後面ではリコネ クション・ジェットが衝突して磁場・パイルアップ領域 (弱い衝撃波)も波動励起として重要であろう.(4)最後 に、リコネクション・ジェットを伴うプラズマ・シート も、周りの領域との急激な速度勾配により、ケルビン・ヘ ルムホルツ的な波動励起が期待できる. このようにリコネ クション領域でも色々な領域での波動励起が考えられるの で、ダイナミックな乱流リコネクションとどのような関係 にあるのかは興味深く、今後の研究課題であろう.

乱流は、プラズマ加熱や粒子加速にとっても重要な物理 要素である. 乱流リコネクションによってリコネクション の発達が速くなれば、リコネクション電場も強くなり、粒 子加速の効率があがるのは当然であるが、リコネクション 電場に加えて乱流場による散乱も粒子加速に有効に働いて いると考えられている. 地球磁気圏では、数 keV 程度の熱 温度に対して、数10 keVを超える高エネルギーのイオンや 電子が、活動的なリコネクションの状態だけでなく、リコ ネクションに伴う速いプラズマ流速が観測されない「静か な状態」のときにでも観測される[10,11].

#### 3.2.4 乱流リコネクションと粒子加速

単一のX点をもつ磁気リコネクションの粒子加速は、こ れまで多くの研究があり、時間発展に伴って特徴的な加速 プロセスが起きていることが知られている[12-14].

ここではX点が多数存在する乱流リコネクションでの粒子加速の研究を簡単に紹介しよう.図3(a)に示したのは, 古典的フェルミ加速の模式図である.高エネルギー粒子 が,ランダムな速度 Vc で運動している「磁気雲」(荷電粒子の散乱体)と衝突することで,衝突する毎に平均的に, Vc/cの2次のオーダーのエネルギーを獲得することを示し てある.但しcは光速を表す.宇宙線の加速を説明するモ デルとして提唱されたものであるが,2次のオーダーの遅い加速であり,加速効率はよくない.

図(b)および(c)に示したのが、磁気雲に替わって磁気リ コネクションとの衝突を考えたものである.図(b)では, リコネクションの磁気島が空間的にランダムに分布してい るときで、一方図(c)は、磁気圏尾部のようにプラズマシー トの尾部に沿って一列に磁気島が並んでいるときである. 星野[15]の粒子シミュレーションによって議論されたよう に、リコネクションの発達に伴って、熱的プラズマは磁気 島の中に捕捉されるが、高エネルギー粒子は磁気島の外側 に分布する.この性質は、磁気島間でのリコネクションが 発達する乱流リコネクション領域では、リコネクションに よって作られるジェットは、常に磁気島の外側に向かって 高エネルギー粒子を放出することによる. そのため磁気島 の外側の高エネルギー粒子が、リコネクションと相互作用 するときは、アルヴェン速度をもつジェットとの正面衝突 となるので,加速効率が著しく向上するというアイデアで ある.

磁気圏尾部では、リコネクション領域が一列に並んでい るが、観測的には複数のリコネクションが同時に作られて いることも知られているので[16]、この場合にも図(c)に 示したような荷電粒子と磁気島からのプラズマジェットと



図3 乱流磁気リコネクションによる粒子加速模式図、(a)磁気雲と荷電粒子のランダムな衝突により、2次のオーダーの加速効率をもつ 古典的なフェルミ加速のモデル、(b)磁気雲に替わってリコネクション領域を考えることで、加速効率が1次オーダーに向上する フェルミーリコネクション加速のモデル、(c)磁気島が一列に並んだフェルミーリコネクション加速のモデル.黒線は磁力線を表す [17]. Special Topic Article

の相互作用が考えられるので、プラズマシート境界の領域 で高エネルギー粒子が観測されると予想される.

#### 3.2.5 最後に

このセクションでは、(1)磁気リコネクションに関連す る乱流磁場の観測、(2)乱流を励起しながら発達する電磁 流体リコネクション、(3)そして複数の磁気島を伴う中で の高エネルギー粒子加速について簡単に解説した.乱流や 大振幅波動が、プラズマ動力学だけでなく非熱的粒子の加 速にも重要な役割を果たすことは、古くから予想されてい る考え方である.しかし、最近になって、拡張した電磁流 体方程式系でのシミュレーションや大規模粒子シミュレー ションを用いることで、古典的なアイデアの検証だけでは なく、新しいアイデアが生まれて、乱流や粒子加速の物理 メカニズムがより明確に理解できるようになってきた.

#### 参考文献

[1] M. Hoshino et al., Geophys. Res. Lett. 21, 2935 (1994).

- [2] Z. Voros et al., Ann. Geophys. 21, 1955 (2003).
- [3] C.T. Russell, Planet. Space Sci. 20, 1541 (1972).
- [4] T.M. Bauer et al., J. Geophys. Res. 100, 9605 (1995).
- [5] W.H. Matthaeus and S. L. Lamkin, Phys. Fluids 28, 303 (1985).
- [6] N.F. Loureiro *et al.*, Mon. Not. R. Astron. Soc. **399**, L146 (2009).
- [7] K. Higashimori et al., Phys. Rev. Lett. 110, 255001 (2013).
- [8] A. Yoshizawa, Phys. Fluids B 2 1589 (1990).
- [9] N. Yokoi and M. Hoshino, Phys. Plasma 18, 111208 (2011).
- [10] S.P. Christon et al., J. Geophys. Res. 93, 2562 (1988).
- [11] A.V. Artemyev et al., Ann. Geophys. 31, 91 (2013).
- [12] M. Hoshino, J. Geophys. Res. 110, 10215 (2005).
- [13] J.F. Drake et al., Phys. Rev. Lett. 94, 095001 (2005).
- [14] P.L. Pritchett, J. Geophys. Res. 111, 10212 (2006).
- [15] M. Hoshino, Phys. Rev. Lett. 108, 135003 (2012).
- [16] M. Hoshino et al., J. Geomag. Geoelectr. 49, 515 (1996).
- [17] M. Hoshino and Y. Lyubarsky, Space. Sci. Rev. 173, 521 (2012).

# ● ● **小特集** 俯瞰と展望:磁気リコネクション研究の最前線

## 3. エネルギー変換過程としてのリコネクション

## 3. Energy Conversion Effects of Magnetic Reconnection

## 3.3 プラズモイドによる異常プラズマ加熱・加速

### 3.3 Anomalous Plasma Heating and Acceleration by Plasmoid

西 塚 直 人 NISHIZUKA Naoto 国立天文台 (原稿受付: 2013年9月30日)

プラズモイドが介在するリコネクションでは,瞬間的に大きなエネルギー解放と,かつ効率的な粒子加速が 発生し,べき型のエネルギー分布がもたらされると考えられる.本節では,理論・シミュレーション研究を中心 に,太陽における観測結果等を交えてプラズモイドとプラズマ加熱・粒子加速との関連性について論じる.

#### Keywords:

magnetic reconnection, plasmoid, particle acceleration, heating

#### 3.3.1 太陽フレア・地球磁気圏における粒子加速

磁気リコネクションによってどのように高エネルギー粒子 が生成されるのかは、太陽、地球磁気圏、高エネルギー宇宙 線にとっての長年の問題である.地球磁気圏のリコネクショ ンでの典型的な電子は数 eV であるが、中には数 100 keV にまで達する高エネルギー電子が観測されている[1-3]. さらにこれら高エネルギー電子が磁力線のつなぎかわる領 域で生成していることを示す観測もある[4].太陽フレア では、数 keV の熱的電子とともに数 MeV におよぶ高エネ ルギー電子、数 GeV に達するイオンが観測されている.こ うした高エネルギー(非熱的)粒子が解放エネルギーの 50%を占めるような太陽フレアも実際観測されている [5,6].

太陽フレアにおける高エネルギー電子は,主に硬 X 線と 電波・マイクロ波で観測される.硬 X 線ではフレア磁気 ループ足元で対となって観測される他,ループ頂に観測さ れる時もある.これはループ頂上空に加速領域があること を示している[7,8].一方で電波は高エネルギー電子ビー ムによって励起されるプラズマ波動から放射される.観測 周波数はコロナ密度,すなわち電子ビームの高度を表し, 様々な高さのリコネクション点から観測されている[9]. さらに硬 X 線や電波バーストは非常に短時間で変動し,そ の時間スペクトルはべき分布を示す.これは粒子加速領域 が小さく,かつとぎれとぎれもしくはフラクタルな電流 シートの構造を示唆している[8].

一方で,硬X線の放射とプラズモイド噴出との相関が太

National Astronomical Observation of Japan, Mitaka, TOKYO 181-0015, Japan

陽フレア中では観測されている.プラズモイドの上方への 加速と同期して硬X線が放射される他,硬X線強度とプラ ズモイド速度との間にも相関がある[10-13].また,プラズ モイドの閉じた磁気ループ構造中に電子ビームが捕捉され ていることも電波で観測されている[14-16].これらはプ ラズモイドと粒子加速との関連性を示唆している.さらに 最近の観測では,複数のプラズモイド噴出が同一のフレア 中で観測される他[13,15,17],下向きのプラズモイド放出 と磁気ループへの衝突も観測されている[17-19].磁気 ループの足元で観測される紫外線輝点は,強度,寿命,時 間間隔全てでべき分布を示し(図1)[20],彩層に落下す るプラズモイドのべき型の分布と,間接的にはコロナ中の フラクタルな電流シートを示唆している可能性がある.



図1 太陽フレア紫外線輝点の放射ピーク強度(横軸)とフレア 輝点数(縦軸)のべき型分布[20].

author's e-mail: nishizuka.naoto@nao.ac.jp

#### 3.3.2 フラクタル電流シートの形成

#### 3.3.2.1 フラクタルリコネクション

太陽フレアの中の電流シートの厚みは、イオンラーモア 半径もしくはイオン慣性長程度(~1m)であると考えら れる.その一方で、フレアのサイズは7、8桁大きく、両 者の間には大きなスケールギャップがある.したがって、 リコネクションのミクロスケールの物理を解明するだけで なく、同時にミクロとマクロをつなげる物理も一緒に考え なければならない.これを解決する方法として、フラクタ ルな電流シート構造とリコネクション過程が提唱された [21].磁気流体(MHD)的なプラズマは典型的な長さや時 間スケールをもたず、かつ太陽コロナは磁気レイノルズ数 Sが非常に大きいため(S~10<sup>13</sup>)、リコネクション過程は 自然とフラクタルになると予測される.

まずこのモデルでは、1次元のSweet-Parker電流シート を考える.電流シートの長さが十分長い時には電流シート は2次テアリング・モードに対して不安定になる.より正 確にはアルヴェン波の電流シート横断時間よりもティアリ ング不安定性成長時間が短い時、電流シートはティアリン グ不安定性に対して最大不安定になる厚さまで薄くなる. この時、電流シート内にプラズモイドができる.さらに隣 り合うプラズモイドの間に最大ティアリング不安定波長で 決まる電流シートができると、再びシートは薄くなり始 め、この長さに対して最大ティアリング不安定になる厚さ まで薄くなる.これを繰り返して電流シートは自己相似的 に薄くなり、フラクタルな構造をつくる(図2).だいたい コロナ中では6段回繰り返すと電流シートの厚みがイオン ラーマー半径程度にまで薄くなり、異常抵抗が起きて高速 リコネクションへと遷移する.

この一方で,隣り合うプラズモイドは内側に同じ向きの 電流をもつため互いに引きあう.電流シート内のプラズモ イドは合体と噴出をくり返しながら徐々に大きくなり,最 終的に大きなかたまりとなって放出される.

#### 3.3.2.2 シミュレーション研究におけるプラズモイド形 成とフラクタルリコネクション

プラズモイド形成によるフラクタル電流シートの研究 は、近年、計算機の発展と計算技法の発達により急速に進 展しつつある. MHD シミュレーションでは、磁気レイノ ルズ数S(もしくはランキスト数)が10<sup>4</sup>~10<sup>8</sup>といった高分 解能シミュレーションが可能になってきた.磁気レイノル ズ数とは、磁気誘導方程式の移流項と磁気拡散項の比を表 わすもので、磁気レイノルズ数が高いほど薄い電流シート の計算が可能になる.また同時に、より広いダイナミック スケールにわたって調べることができる. Sが閾値Sc~10<sup>4</sup> を越える時,電流シートはティアリング・モードに対して 常に線形不安定になる[22]. この時,高磁気レイノルズ数 計算では電流シート内にプラズモイド・チェーンが形成さ れる(図3).図3では,磁気レイノルズ数Sが大きくなる につれて,電流シート内により小さなプラズモイドがより 多くできている(上から log S = 4, 5, 6, 7, 8).

プラズモイド・チェーンが形成されると、隣り合うプラ ズモイド同士の合体と噴出を繰り返し、徐々に大きなプラ ズモイドができる(図4)[21,23-26].磁気レイノルズ数の 大きな時には、小さなプラズモイドから「モンスタープラ ズモイド」へと急成長する[27,28].合体するプラズモイド 同士の間にも電流シートができ、その内側にもプラズモイ ドが形成されるため、2次元的にフラクタル構造は発展す る[29].

プラズモイド・チェーンが電流シートに形成される時, その構造や成長過程は磁気レイノルズ数Sに依存する.線 形不安定な時は,プラズモイド数はS<sup>3/8</sup>スケール則に,不



図4 電磁粒子シミュレーションによるプラズモイド合体の時間 発展の例.図の等高線は磁力線、グレースケールは電流密 度の高い場所を表す[41].



図 3 異なる磁気レイノルズ数 MHD シミュレーションによる水平方向電流シート中に形成されるプラズモイド・チェーン(上から磁気レ イノルズ数10<sup>4</sup>, 10<sup>5</sup>, 10<sup>6</sup>, 10<sup>7</sup>, 10<sup>8</sup>). グレースケールは電流密度を表す[24].

安定成長率は $S^{1/4}$ , プラズモイド長は $S^{1/8}$ スケール則に依存する(図5)[22,24,26]. さらに非線形段階へ発展すると、プラズモイド数はS, プラズモイド長と厚みは1/S, 電流密度はSの依存へと変化する[26,27]. 一方で、プラズモイドの磁束量と幅はべき分布を示し、べき指数は-2になることが解析的に予測された[27].数値計算の結果では-2乗の場合[28,29]と-1乗の場合[30]とが報告されており、磁束の大きさに依存する可能性が指摘されている[30].(これは面白いことに太陽観測(図1)とも似ている.)また最近の計算結果によると、プラズモイドを介したリコネクションは $S_c$ (~10<sup>4</sup>)を超えるとSに依存しない速いリコネクションに遷移する(図6)[25,26,31-33].

無衝突プラズマ中でのプラズモイド形成も MHD プラズ マと同様に数値シミュレーションによって研究され,運動 論的電子・陽子のシミュレーションによる複数プラズモイ ド生成が再現された[34-37].電子と陽子をそれぞれ流体 として扱う二流体シミュレーションでも同様のダイナミク スが再現されている[38].複数のプラズモイドが形成され る時,プラズモイドは合体と収縮を繰返し,効率的なプラ ズマ加熱と粒子加速が起こる.

#### 3.3.3 プラズモイドを介した加熱と加速

#### 3.3.3.1 プラズモイド合体におけるプラズマ加熱と粒子 加速

リコネクション電流シートではリコネクション電場により粒子は加速される.しかし、1つのX点だけでは高エネルギー粒子数や最大エネルギーを説明することは難しい.



図5 プラズモイド数の磁気レイノルズ数による変化[24].



図 6 リコネクションレート(□印),オーム拡散加熱率(○印), 粘性拡散加熱率(△印)の磁気レイノルズ数依存性[28].

電流シートが薄く,プラズモイド(2次元では磁気島) が形成されるとき,プラズモイドの間に複数のX点ができ る.プラズモイドのもつ同方向の電流は互いに引き合い合 体する.この時,プラズモイド間でリコネクションが起こ り磁場は弱まる.この電流シートはもとの電流シートに対 して90度回転した配置で,インフローとアウトフローの位 置が真逆になる(逆さX点).一方で,引き寄せあうプラズ モイドの外側の2点のX点ではインフローによって磁気圧 が高まる(図7a).この時外側のX点から内側へと循環が 生まれ,プラズモイド同士の合体を促す(図7b).そし て,逆さX点には強い電場が生じ,効率的な粒子加速が起 こる[39-41].プラズモイド同士は合体を繰り返しながら 大きくなるが,大きくなるほど粒子はより効率的に加速す る.

さらに合体したプラズモイドは、磁気張力によってより 安定な形へと収縮する(図7c).プラズモイドに捕捉され た粒子は磁力線にそって外側の2箇所のX点間を往復する が、この距離が縮まることによってフェルミ加速によりエ ネルギーを得る.また、収縮に伴ってベータトロン加熱も 起こる[39-42].これらの加速と加熱も、大きなプラズモ イドほど効果は大きい.さらに、加速された粒子はまた別 のX点へと移動が可能で、複数のX点を渡り歩きながら、 統計的に高エネルギーへと加速されていく[43].

#### 3.3.3.2 フラクタルリコネクションとベキ型エネルギー 分布

電流シート内で加速された粒子は、リコネクション・ア ウトフローにのってフレアループに衝突する. MHDシ ミュレーションではループ頂にファーストショックが形成 され[44]、かつ太陽観測では硬X線が観測されるため、 ループ頂におけるショック加速説が有力である[45]. しか し、どうやって粒子をループ頂のショック上流に捕捉する のかについては解決されていない.

ここで、電流シート中から放出されたプラズモイドが ループ頂のファーストショックに次々と衝突するような場 合を考える(図8).電流シート内で加速された粒子は、プ ラズモイドに捕捉されたままショックに衝突する.ショッ ク面では急激に磁気圧が上がるため、磁気ミラー効果に よって粒子は上流に反射される.この反射間隔はプラズモ イドがショックを通過するにつれて狭まり、粒子は磁力線 に沿った方向に加速される[46].そして最終的に反射間隔 がラーモア半径程度になったところで粒子は捕捉から逃れ



図7 粒子加速を引き起こすプラズモイド合体と収縮.



図8 フラクタル電流シート(リコネクション)と、ループ頂 ファーストショックに衝突するプラズモイド[46].



図9 ループ頂エネルギースペクトルの重ね合せの概念図. 横軸 はエネルギー,縦軸は粒子数を表す[46].

る.加速エネルギーは、プラズモイド長とラーモア半径と の比の2乗で決まるため、「モンスタープラズモイド」の ような大きなプラズモイドほど、より加速・加熱効果は大 きい.

いくつものプラズモイドがファーストショックに衝突す る時,我々の観測するX線スペクトルは各プラズモイド内 の粒子のスペクトルの重ね合わせになる.フラクタルなプ ラズモイド(べき型の大きさ分布)を仮定する時,個々の スペクトルがべき型であるかどうかに関係なく,重ね合わ されたスペクトルは観測のようにべき型となる(図9).

#### 3.3.4 まとめ

太陽コロナのような高磁気レイノルズ数プラズマでは, 電流シートは定常であり続けることができず,電流シート 中に複数のプラズモイドを形成し,合体と噴出を繰り返 す.こうした非定常かつ非線形なダイナミクスにより, 様々な大きさのプラズモイドと自己相似的な電流シート構 造(フラクタル電流シート)が形成される.プラズモイド の合体で生じる強い電場とその後のプラズモイドの収縮に よって粒子は効率よく加速される.それに加え,複数の X 点での加速を繰り返しながら,統計的に高エネルギーまで 達することが可能である.さらにプラズモイドのファース トショックへの衝突も加熱や加速に非常に有効であり,か つフラクタルな分布を仮定することでべき型のエネルギー 分布が自然と説明される.

リコネクション領域とフレアとの間のスケールギャップ は大きな問題の一つであるが,近年の高分解能 MHD シ ミュレーションと大規模なプラズマ粒子シミュレーション とによって,マクロとミクロの両サイドからその間の溝が 埋められつつある.しかしながら本当にマクロなスケール からミクロなスケールまでフラクタル構造が連続的に存在 しているのかは,まだ理論的にも・観測的にも・実験的に もわかっていない.

さらに3次元に拡張すると、プラズモイドは奥行き方向 に有限な長さを持つ[47-49].ガイド磁場が強い場合には 長いプラズモイドが、弱い場合には短くとぎれとぎれなリ コネクションが起こる.これを高磁気レイノルズ数に広げ ていくと、3次元でもやはり2次元と同様フラクタルにな るのだろうか.さらに3次元のプラズモイドの形成と噴出 により、電流シートは乱流的になる[48,49,50].プラズモ イドのダイナミクスによって生じる乱流とプラズマ加熱・ 粒子加速の関連性も今後の重要な課題である.

#### 参 考 文 献

- [1] T. Terasawa and A. Nishida, Planet. Space Sci. 24, 855 (1976).
- [2] D.N. Baker and E.C. Stone, Geophys. Res. Lett. 3, 557 (1976).
- [3] C.-I. Meng et al., J. Geophys. Res. 86, 5682 (1981).
- [4] M. Øieroset et al., Phys. Rev. Lett. 89, 195001 (2002).
- [5] R.P. Lin and H.S. Hudson, Sol. Phys. 17, 412 (1971).
- [6] R.P. Lin *et al.*, Astrophys. J. **595**, L69 (2003).
- [7] S. Masuda et al., Nature 371, 495 (1994).
- [8] M.J. Aschwanden, Space, Sci. Rev. 101, 1 (2002).
- [9] A.O. Benz et al., Astron. Astrophys. 309, 291 (1996).
- [10] K. Shibata et al., Astrophys. J. 451, L83 (1995).
- [11] M. Ohyama and K. Shibata, Publ. Astron. Soc. Japan 49, 249 (1997).
- [12] S. Tsuneta, Astrophys. J. 483, 507 (1997).
- [13] N. Nishizuka, Astrophys. J. 711, 1062 (2010).
- [14] B. Kliem et al., Astron. Astrophys. 360, 715 (2000).
- [15] M. Karlicky, M. and T. Kosugi, Astron. Astrophys. 419, 1159 (2004).
- [16] M. Barta *et al.*, Solar Phys. 253, 173 (2008).
- [17] S. Takasao *et al.*, Astrophys. J. 745, L6 (2012).
- [18] S. Kolomanski and M. Karlicky, Astron. Astrophys. 475, 685 (2007).
- [19] R.O. Milligan et al., Astrophys. J. 713, 1292 (2010).
- [20] N. Nishizuka et al., Astrophys. J. Lett. 694, L74 (2009).
- [21] K. Shibata and S. Tanuma, Earth Planets Space 53, 473 (2001).
- [22] N.F. Loureiro et al., Phys. Plasmas 14, 100703 (2007).
- [23] S. Tanuma et al., Astrophys. J. 551, 312 (2001).
- [24] R. Samtaney et al., Phys. Rev. Lett. 103, 105004 (2009).

- [25] N.F. Loureiro *et al.*, Mon. Not. R. Astron. Soc. **399**, L146 (2009).
- [26] Y. Huang and A. Bhattacharjee, Phys. Plasmas 17, 062104 (2010).
- [27] D.A. Uzdenski et al., Phys. Rev. Lett. 105, 235002 (2010).
- [28] N.F. Loureiro et al., Phys. Plasmas 19, 042303 (2012).
- [29] M. Barta et al., Astrophys. J. 737, 24 (2011).
- [30] Y. Huang and A. Bhattacharjee, Phys. Rev. Lett. 109, 265002 (2012).
- [31] G. Lapenta, Phys. Rev. Lett. 100, 235001 (2008).
- [32] A. Bhattacharjee et al., Phys. Plasmas 16, 112102 (2009).
- [33] P.A. Cassak *et al.*, Phys. Plasmas **16**, 0702 (2009).
- [34] W. Daughton et al., Phys. Plasmas 13, 072101 (2006).
- [35] W. Daughton et al., Phys. Rev. Lett. 103, 065004 (2009).
- [36] A. Klimas *et al.*, Phys. Plasmas 15. 082102 (2008).
- [37] M.I. Sitnov, K. Schindler, J. Geophys. Rev. Lett. 37, 8102 (2010).

- [38] S. Zenitani et al., Astrophys. J. 696, 1385 (2009).
- [39] K.G. Tanaka et al., Phys. Plasmas 17, 102902 (2010).
- [40] M. Oka et al., Astrophys. J. 714, 915 (2010).
- [41] M. Karlicky and M. Barta, Astrophys. J. 733, 107 (2011).
- [42] J.F. Drake *et al.*, Nature 443, 5 (2006).
- [43] M. Hoshino, Phys. Rev. Lett. 108, 135003 (2012).
- [44] T. Yokoyama and K. Shibata, Astrophys. J. 549, 1160 (2001).
- [45] S. Tsuneta and T. Naito, Astrophys. J. Lett. 495, L67 (1998).
- [46] N. Nishizuka and K. Shibata, Phys. Rev. Lett. 110, 051101 (2013).
- [47] W. Daughton, Nature Phys. 7, 539 (2010).
- [48] T. Shimizu et al., Phys. Plasmas 16, 052903 (2009).
- [49] K. Nishida et al., Astrophys, J. Lett. 775, L39 (2013).
- [50] K. Fujimoto and R. Sydora, Phys. Rev. Lett. 109, 265004 (2012).

# ●●● 小特集 俯瞰と展望:磁気リコネクション研究の最前線

## 3. エネルギー変換過程としてのリコネクション

## 3. Energy Conversion Effects of Magnetic Reconnection

## 3.4 まとめ

## 3.4 Summary

今田晋亮,小野 靖<sup>1)</sup> IMADA Shinsuke and ONO Yasushi<sup>1)</sup> 名古屋大学太陽地球環境研究所,<sup>1)</sup>東京大学大学院新領域創成科学研究科 (原稿受付:2013年9月30日)

本章では、磁気リコネクションが磁場エネルギーをイオ ンや電子の運動・熱エネルギーに変換する過程に焦点を当 て、3.1節でバルクのイオン加熱、電子加熱のメカニズ ム、3.2節で高エネルギー粒子発生機構、3.3節でプラズモ イドという磁場構造を介した加熱・加速を論じてきた.

本分野は近年,最も大きな進展がみられる分野であり, 従来なされてきたような空間平均されたイオン温度,電子 温度の高低の議論は大きく変容し,イオン,電子がどの空 間位置で加速・加熱されるのか,熱化のプロセスは何かが 捉えられるようになってきた.なかでも速い磁気リコネク ションにおけるエネルギー変換過程が注目を浴びている. というのも,2章にあるようにこの10年の間に薄い電流層 (運動論効果),プラズモイドチェーン,乱流等のキーワー ドで速い磁気リコネクションについて,理解が進んだから である.

運動論スケールの薄い電流シートで起る磁気リコネク ションでは,発生したリコネクション電場によって,まず 主として質量の軽い電子をX点付近で加速する((a)電子 のX点バルク加速).それと同時に非磁化したイオンが電 子のリコネクションアウトフローに追随しながら磁化し, その際イオンが加速・加熱する((b)イオンのダウンスト リームバルク加速)ことが明らかになった.この描像は太 陽以外の運動論スケールを議論できる,理論,実験室,磁 気圏の3分野に概ね共有するデータが得られてきている. 低ガイド磁場の場合,二流体効果として,リコネクション の電流シート中心およびダウンストリームが電子過多と なって負の静電ポテンシャルが形成され,一部のイオン加 速を担う点も,理論・実験室の成果が出揃いつつある((c) イオンの静電加速).

バルクに加速されたプラズマが熱化し加熱に結びつくメ カニズムはまだ不明な点が多くある.X点付近で加速され る電子については、無衝突を仮定した粒子シミュレーショ ンのように、そのまま熱化せずに高エネルギー電子が発生 するケース((d)X点の高エネルギー電子生成)、一部の室 内実験の電流シートの電子温度計測のように何らかの熱化 プロセスによって電子加熱につながるケース((e)電子の X点加熱)がみられ、その差は説明できていない.加速さ れたイオンの熱化については、ファーストショック(発達 途中なものも含む)の形成が4分野で確認されている((f) ファーストショックでのイオン加熱・熱化).いずれもイ オンの熱化が認められているが、反面、粘性や微視的不安 定の寄与はまだよくわからず((g)粘性・微視的不安定に よるイオンのシート・ダウンストリーム加熱)、粒子シ ミュレーションも結果的に無衝突で行われているため、あ まりよい指針を与えていない.

リコネクション加速が宇宙の最高エネルギー粒子の生成 に寄与する高効率加速であることを示した点も大きな進歩 といえる.特に複数のプラズモイドという視点での粒子加 速研究が注目を浴びている. 複数のプラズモイドが何度も 磁気リコネクションによって合体を繰り返すことで,多段 階でプラズマの加熱が起き、さらには多段階の粒子加速も 起きて、結果的に硬い高エネルギー粒子の分布関数を形成 するとの理論解析がなされており、対応する観測・実験が 待たれる((h)多段リコネクションによる高エネルギー粒 子生成).また、磁気リコネクションによって作られた複 数プラズモイドが衝撃波を通過する際に受ける加熱・加速 などを考慮すると、磁気リコネクション近傍だけでなく、 全体として多数の粒子が硬いべき分布になる可能性につい ても観測・理論の双方向から検討されている((i)複数プラ ズモイドと衝撃波の相互作用による高エネルギー粒子生 成).

最後に、以前より重要性が指摘されてきたリコネクショ

The Solar-Terrestrial Environmental Laboratory, Nagoya University, Nagoya, AICHI 464-8601, Japan

<sup>1)</sup>Graduate School of Frontier Sciences, The University of Tokyo, TOKYO 113-8656, Japan

corresponding author's e-mail: shinimada@stlab.nagoya-u.ac.jp

ンに伴う波動とプラズマ加熱・加速の関係であるが,最近 の衛星観測によってアルヴェン波と考えられる波動が伝わ る様子がはじめて太陽で観測され,加熱への寄与が検討さ れている((j)アルヴェン波を介したプラズマ加熱).磁気 リコネクションのエネルギー分配との関係を理解するため には一番大きなエネルギーをもっている大規模なスケール から直接プラズマにエネルギーを受け渡す小さいスケール の乱流まで同時に理解する必要がある.しかしこれまで, 観測器・計測器,計算機資源の制限から多スケールでエネ ルギーのやりとりを理解することは難しく,乱流と加熱・ 加速との関係の理解は現在のところそれほど進んでおら ず,今後の発展が期待される((k)乱流による高エネル ギー粒子生成).

以上のように, 薄い電流層 (運動論効果) 【エネルギー変 換(a)(b)(c)(d), 熱化(e)(f)(g)】, プラズモイドチェーン 【(h)(i)】, 波動・乱流【(h)(j)(k)】のどれをとっても磁気 リコネクションを高速化し,熱エネルギー,非熱的エネル ギーへのエネルギー分配率をあげると考えられている. イ オン加熱,電子加熱,双方に寄与する加熱機構が指摘され ているが,ダウンストリーム加熱に代表されるイオン加熱 が広範囲で起こる傾向があるのに対して,X点加熱に代表 される電子加熱は電流シートを初めとする局所で起こる傾 向があり,実験室でも太陽,地球磁気圏でもリコネクショ ン加熱はイオン加熱量が電子加熱量を上回るケースが多く 見られる.今後,観測器・計測器および計算機の発展にと もない高精細イオン・電子温度計測や乱流観測をはじめと して,これまで分解できなかった薄い電流層,微小プラズ モイド等が分解できるようになり,磁気リコネクションの エネルギー分配がさらに理解されることが期待される.

#### 小特集執筆者紹介 20



心 幹 靖

東京大学大学院新領域創成科学研究科先端エ ネルギー工学専攻教授. 1989年東京大学大学 院.工学博士.プリンストン大学客員研究員, 東京大学助手,専任講師,助教授を経て2004年

より現職. 総長補佐. 主な研究分野は, 磁気リコネクション等 のプラズマ基礎現象の実験的解明と応用開拓,実験室天文 学. 球状トカマク, 逆転磁場配位をはじめとする高ベータ閉じ 込め研究.趣味はクラシック音楽鑑賞で、夜な夜な CD 他で最 新演奏を楽しみながら原稿書きに勤しみ,もし時間があれば 国内外のピアノ,オーケストラの演奏会に出没します.



## おたうじる

千葉大学大学院理学研究科教授. 1988年京都 大学大学院理学研究科宇宙物理学専攻修了. 理学博士. 千葉大学教養部講師, 千葉大学理学 部助教授, 教授を経て2007年より現職. 主な研 究分野は天体活動現象の理論シミュレーション研究.特にブ

ラックホール降着円盤の時間変動を磁気流体数値実験によっ て再現する研究を行っている.



### 星野真弘

東京大学大学院理学系研究科・地球惑星科学 専攻・教授.1958年10月生まれ.1986年東京大 学大学院・理学博士. NASA/ゴダード宇宙飛 行センター, ローレンス・リバモア研究所, 理

化学研究所,宇宙科学研究所を経て,1998年より現職.専門は 宇宙惑星プラズマ物理学.



#### 清水 敏 文

宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所・太 陽系科学研究系·准教授. 1995年東京大学大 学院・博士(理学).日本学術振興会特別研究 員,国立天文台助手・主任研究員を経て、2005

年より現職.専門は太陽物理学.衛星・搭載望遠鏡の開発 し,磁気リコネクション現象としてのマイクロフレア,コロナ 加熱,太陽磁場のダイナミックスの観測的研究に取り組む.趣 味は週3回のジム通いでのストレス発散.



## 堀内利得

自然科学研究機構 核融合科学研究所ヘリカ ル研究部 数値実験研究プロジェクト研究総 主幹, 教授. 主な研究分野は, プラズマシミュ レーション研究で,特に,プラズマの自己組織

化,無衝突磁気リコネクションの物理,連結階層モデルの開発 に取り組んでいます.趣味は、休日の山歩きで、山の景色、森 林浴,野生動物との出会いを楽しんでいます.最近では, 熊,猿,イノシシ,ニホンカモシカに出会いました.



#### しのはら 育

-00

000

宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所学際科 学研究系·准教授. 1997年東京大学大学院理 学系研究科地球惑星物理専攻博士課程修了. 博士 (理学) 宇宙科学研究所宇宙科学企画情報 解析センター・助手,同助教授を経て現職.専門は宇宙空間プ ラズマ物理で、科学衛星により取得されたデータの解析、粒子 法による数値シミュレーションを中心に研究を行っています.



## 構井 喜充

東京大学生産技術研究所助教.博士(理 学). 1984年東京大学法学部政治コース卒業 (政治哲学). 1995年東京大学大学院理学系研 究科物理学専攻修了.同年東京大学生産技術

研究所助手,2007年より現職.おもな研究分野は乱流およびダ イナモ理論.著書に『乱流の数値流体力学 モデルと計算法』 (東京大学出版会, 共著), 『乱れと流れ』(培風館, 共編) があ る.趣味はボクシング(アマチュア日本選手権ミドル級2位 (1981年), 3位(1983年)), ジャズ・落語鑑賞. 家族は妻と娘.



#### いのもと 通暁

東京大学大学院新領域創成科学研究科複雑理 工学専攻准教授.専門は核融合・基礎プラズ マ実験.肩こりと疲れ目が年来の持病でした が、ここ数か月は目のかすみがあまりにひど

くなった(老眼?)ので、PC用メガネを使い始めてみました.



## 西塚直人

国立天文台ひので科学プロジェクト/ロンド ン大学マラード宇宙科学研究科 特任研究員, 東京大学大学院新領域創成科学研究所 共同連 携研究員.主な研究分野は太陽観測衛星「ひの

で」を用いた太陽プラズマ物理の理論的・観測的研究. 近年は 太陽物理学者として初めて実験室プラズマにて太陽彩層 ジェットの再現実験にに挑戦,成功する.



#### 岸本泰明

京都大学大学院エネルギー科学研究科教 授. 1981年広島大学修士課程修了, 1984年大阪 大学博士課程修了,日本原子力研究所(現日本 原子力研究開発機構)を経て、2004年より現

職. 主な研究分野は、トカマクを中心としたプラズマ乱流輸送 や高強度レーザーと物質との相互作用に関する理論・シミュ レーション研究などのプラズマ物理.構造の起源を問う学術 としてのプラズマ物理に興味を抱き,幅広いプラズマ現象に 興味を持って研究を行っています. (HP:http://www.center. iae.kyoto-u.ac.jp/kishi/index.html)



#### **IANVIER** Miho

2013年10月より Dundee 大学 (英国) 工学・理 学・数学研究科でのDundee Fellow (特別研究 員). 2008年 Grenoble Institute of Technology (仏国)のエネルギー・原子物理専攻修士課程 修了,その間,京都大学大学院エネルギー科学研究科のイン ターンシップを経て同大学院博士過程に進学,2011年に核融 合プラズマにおける高速リコネクションに関する研究で博士 号を取得.2011年から2013年までパリ天文台(仏国)でAXA Post-doctoral fellow として太陽物理を研究.現在の研究分野 は、フレアーや Coronal Mass Ejection などの観測結果を MHD の理論モデルや3次元シミュレーションを通して再現・解明 する研究を行うとともに,それらを通して非線形物理やプラ ズマリコネクションの解明を目指しています.



## 草野完也

名古屋大学太陽地球環境研究所教授,同副所 長.海洋研究開発機構ユニットリーダー.1959 年生まれ.北海道大学理学部物理学科卒業,広 島大学大学院理学研究科物性学専攻博士課程

修了.理学博士.広島大学助手,同助教授,海洋研究開発機構 プログラムディレクター等を経て2009年より現職.専門は太 陽・宇宙プラズマ,天体ダイナモ,磁気リコネクションを中心 として,雲物理,マルチスケール・シミュレーションなどの学 際研究を手掛けており,最近では地球環境変動の問題にも取 り組んでいる.著書に「階層構造の科学―宇宙・地球・生命を つなぐ新しい視点」(東京大学出版会)など.



## いま だ しん すけ

1979年生まれ.東京大学大学院理学研究科地 球惑星科学専攻博士課程修了(博士(理 学)).2012年9月より名古屋大学太陽地球環 境研究所総合解析部門助教.研究分野は太陽

物理学,および宇宙空間物理で,特に磁気リコネクションに関係する現象,例えば太陽フレアやサブストーム等が専門です.最近の趣味は専ら船釣りで,一番の得意な釣りものはタチウオです.