レーザーを用いた磁気リコネクションの研究

森高 外征雄

核融合科学研究所ヘリカル研究部 基礎物理シミュレーション研究系 (〒509-5292 岐阜県土岐市下石町322-6)

Experimental Studies on Magnetic Reconnection Using Lasers

Toseo MORITAKA

The Fundamental Physics Simulation Research Division, Department of Helical Plasma Research, National Institute for Fusion Science, 322-6 Oroshi-Cho, Toki, Gifu 509-5292

(Received May 23, 2016)

Magnetic reconnection plays a key role in the rapid release of magnetic energy and the transition of magnetic field topology in space and astrophysical plasmas. Various experimental studies have been proposed and demonstrated magnetic reconnection with intense lasers. The configurations of a strong magnetic field, as well as laser-produced plasma, are essential in experimental designs. This paper introduces recent experimental studies by classifying the sources of strong magnetic fields.

Key Words: Magnetic reconnection, Laser-produced plasma, Strong magnetic field, Space plasma

1. はじめに

磁気リコネクションとは、プラズマ中で磁力線がつながり変わる現象のことを指す¹⁾。電導性の高い磁化プラズマでは磁力線の凍結原理が成り立ち、プラズマは磁力線を横切って流れることが出来ない。このとき、磁化プラズマの全体構造は磁力線のトポロジーによって特徴づけられる。磁気リコネクションは、凍結原理が破れプラズマの構造遷移が起こる時に普遍的に現れる過程であり、惑星磁気圏や核融合炉などあらゆるプラズマ環境で重要となる。

磁気リコネクションの特徴は、磁化プラズマの全体構造を決める過程でありながら、それ自体は局所的に起こるという点である。これは、急峻な反転磁場中で初めて凍結条件を破る効果が明確になるためである。その結果、磁化プラズマの構造は一様に緩和するのではなく、磁場エネルギーの急激な解放を伴う突発的な構造遷移を繰り返していくようになる。このような突発的な現象は磁気圏サブストーム²⁾、太陽フレア³⁾、トカマクプラズマの鋸歯状振動⁴⁾など広く観測されており、磁気リコネクションが共通するメカニズムであると考えられている。

磁気リコネクション現象の全容を解明するためには、巨視的な構造遷移とリコネクション領域近傍の局所過程との両面からの理解が不可欠である。太陽観測や電磁流体(MHD)シミュレーションは前者、地球磁気圏のその場観測やParticle-in-Cell(PIC)シミュレーションは後者といったように、研究手法ごとにカバーできる範囲が限定されているため、それらの研究成果を相互に補間してい

く必要がある。しかし、両者の空間スケールの差は非常に大きく、これらを結びつけていくのは容易ではない。例えば地球磁気圏の場合、磁気圏全体のサイズ 10^6 kmに対し、PICシミュレーションや衛星観測で捉えられる空間スケールはイオン慣性長(10-100 km)と同程度からその100倍までの範囲に収まることが多い^{5,6)}。

室内実験による磁気リコネクション研究では磁場の全体構造をあらかじめ制御した上でリコネクション領域を狙った計測を行うことができるため、観測/シミュレーション研究で得られないリコネクション現象の全体像を捉えることができる。現在の実験では、トーラス磁場同士を接触・合体させることで磁気リコネクションを誘発させるものが主流である。電極放電によってチャンバー内にプラズマ(温度10-100 eV程度)を発生させ、大型電磁コイルによってトーラスやその他の形状の磁場(強度1 T, サイズ1 m程度)を作る。これまでの実験では、凍結条件を破るメカニズムの探索や外部環境の制御によるリコネクション発生条件の解明、プラズマ加熱の実証といった成果を上げている^{7,8)}。

高出力/高強度レーザーは新たなプラズマ発生源として無衝突衝撃波を始めとした宇宙プラズマ現象の再現に用いられているが、近年、磁気リコネクション研究にも応用されてきた。実験デザイン上のポイントは、高エネルギー密度プラズマ中で磁気リコネクションを起こすための強い反転磁場をどのように生成・制御するかという点にあり、電磁コイルを用いるほか、レーザーを磁場生成にも利用する方法が検討されている。このような磁気リコネクション実験はまだ発展途上であるが、従来の実

験では実現できない幅広いプラズマや磁場のパラメータ領域をカバーできるポテンシャルを持っている。

本稿では、磁気リコネクションの基本的描像とレーザーを用いた実験的アプローチについて概説する。第二章では、磁気リコネクションの基礎的な理論モデルと、実験を考える上で重要となるパラメータについて説明する。第三章では、最近実施または提案されているレーザーを使った磁気リコネクション実験について、磁場の生成手法で分類しながら代表的なものを紹介する。

2. 磁気リコネクション研究の概要

磁気リコネクションの基礎的なモデルと、磁気リコネクション研究の主な論点について説明する。最後に、実験デザインを特徴付ける主なパラメータについて述べる。磁気リコネクションの全容についてはD. Biskampによる教科書¹⁾が詳しい。最近の研究については文献^{9,10)}でレビューされている。

2.1 磁気リコネクションの基本過程

磁気リコネクションは、Fig. 1(A)のような磁力線面内構造のもと、定常MHDモデルをベースに議論されてきた。この平面内では反平行な磁力線が接する点(X点)を除いて、凍結原理が成り立っているとする。図の上下から反平行な磁力線がプラズマとともにX点に流入し(インフロー速度 V_{in})、ここで凍結原理が破れることで磁気リコネクションが起こる。つなぎ変わった磁力線は左右方向に排出される(アウトフロー速度 V_{out})。系が定常であるため、X点を出入りする磁気フラックスの収支は釣り合う。リコネクションの速さはこのフラックスの流入速度で特徴付けられる。磁気リコネクションによる

Fig. 1 (A) Basic concept of magnetic reconnection. (B) Sweet-Parker reconnection model. (C) Schematic picture of kinetic collisionless reconnection.

磁場のエネルギー解放は、アウトフロー速度の増加やアウトフロー側でのプラズマ加熱に対応する。

Sweet-Parker (SP) モデル^{11,12)} (Fig. 1(B)) は、凍結条件を破るメカニズムを含む自己無撞着なモデルとして、最初に提案されたものである。ここでは一様な古典抵抗(抵抗率 η)によって凍結条件が破れるとする。磁場 $\mathbf{B}$ の時間発展は、誘導方程式 $\partial \mathbf{B} / \partial t = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B}$ で表される。右辺第一項はプラズマの流れ $\mathbf{V}$ に凍結した磁場の移流を表し、第二項(拡散項)が凍結条件を破る。磁化プラズマの流入によって反平行な磁力線が狭い領域に密集し、その結果生じる急峻な磁場勾配のもと、拡散項が顕在化する拡散領域が形成される。このモデルでは、アウトフロー速度はAlfvén速度 V_A に一致し、リコネクションの速さ(リコネクション率 $\equiv V_{in}/V_A$)は抵抗率の1/2乗に比例する。定常状態ではリコネクション率は拡散領域のアスペクト比に等しい($V_{in}/V_A = w/\lambda$)。ここで w は拡散領域の厚さ、 λ は長さを表す。

宇宙プラズマの多くは高温希薄なため、古典抵抗が非常に小さい無衝突プラズマである。例えば、太陽表層での典型的なプラズマ密度 10^9 cm^{-3} と温度 100 eVに対して抵抗率 η は $10^{-6} \Omega \text{ m}$ となり、磁気リコネクションの典型時間($\equiv L/V_{in}$)はSPモデルから見積もと1年程度になる(L は磁場構造の空間スケール)。宇宙プラズマで起こるフレアやサブストームといった突発的現象は、はるかに短い時間スケール(< 1 hour)で起こっており、より高速な無衝突磁気リコネクションの存在を示唆している。

無衝突プラズマ中で凍結条件が破れる要因として、運動論効果による実効的な散逸効果がある。これは反転磁場や静電/電磁揺動の下での、電子やイオンのLarmor運動のひずみに基づいており、Larmor半径や慣性長よりも小さい空間スケールで現れる。例えばイオンLarmor半径は太陽表層部分では1-10 m、磁気圏では100-1000 kmといずれも磁場構造全体から見ると非常に小さい。無衝突磁気リコネクションはFig. 1(C)のように、イオン運動論効果が現れるイオン拡散領域と、その内部で電子運動論効果も顕在化する電子拡散領域という、二つの局所的な構造を内包していると考えられる。

イオン拡散領域については、二流体効果を考慮した磁気リコネクションモデル(アウトフローが電子Alfvén速度で決まり、弱い散逸効果の下でもリコネクション率が高くなる)が整備され、近年の磁気圏観測やトラス合体実験でも詳しく解析されている¹³⁻¹⁵⁾。一方、磁力線のトポロジーは電子の凍結条件によっても保持されるので、つなぎ変えそのものは電子散逸領域内で起こる^{16,17)}。電子ダイナミクスで決まる非常に小さい空間スケールを持つため観測・実験から得られる知見は限定的である。

最後に、磁気リコネクション研究の主要な論点について列挙すると(H. Ji: IPELS2015の講演より)、(1) 無衝突プラズマ中でリコネクション率を決定する、または速いリコネクション(観測では $V_{in}/V_A \sim 0.01-0.1$)を実現するメカニズム、(2) リコネクションをトリガーする(凍結条件を破る)メカニズム、(3) エネルギー変換プロセス(プラズマ加熱/加速、非熱的粒子加速)、(4) 磁気リコネク

ションの三次元構造, (5)大域的な磁力線構造やプラズマの流れがもたらす影響, (6)巨視的なMHD現象と局所的な拡散機構とのスケール間相互作用などがある. 天体現象への応用や実験研究の進展により(7)相対論的/輻射プラズマや, (8)部分電離プラズマにおける磁気リコネクションといった論点も重要になってきている.

2.2 磁気リコネクションの特徴パラメータ

磁気リコネクションに関連する代表的な特徴パラメータとして, (a)イオンLarmor半径 ρ , (b)Alfvén速度 V_A , (c)Lundquist数¹⁸⁾ $S(=LV_A/\eta)$, Alfvén波の伝播時間と衝突拡散時間の比)が挙げられる. レーザー実験におけるこれらのパラメータを議論する. 以下の見積りの例では C^{3+} プラズマを仮定している.

(a)は磁化プラズマの凍結条件を規定している. 系全体のサイズをLarmor半径より大きくとることで凍結条件を満たす磁化プラズマを作り, その中で磁気リコネクションを誘発させる. 高出力レーザーによって生成されるプラズマは温度10-1000 eV(もしくは噴射速度100-1000 km/s)程度であることが多い. このとき, Larmor半径を測定範囲(例えば光学測定の視野サイズ ~ 1 cm)より十分小さくするには1-10 T程度以上の磁場が必要になる.

(b)はアウトフロー速度やリコネクション率を特徴付ける. $V_m \ll V_A$ であれば拡散領域の物理に支配された定常リコネクションとなるが, $V_m \gg V_A$ の場合, 磁気リコネクションよりも衝撃波形成が卓越してくると予想される. 高密度なレーザー生成プラズマ中で, Alfvén速度を相対的に大きくするためには強い磁場が必要である. 密度 10^{18} cm^{-3} を仮定すると, Alfvén速度を100-1000 km/sにするのに要する磁場は10-100 Tになる. Alfvén速度をプラズマ流速や熱速度より小さくすることは, β 値を1より小さくすることと等価である.

(c)は, 磁気リコネクションにおいてSPモデルのリコネクション率($=w/\lambda=S^{-1/2}$)を特徴付ける. w の下限をイオン慣性長 d_i , λ の上限を装置サイズ L とすると, SPモデルの適用範囲は, $S \ll (L/d_i)^2$ と概算される. 磁場10-100 Tと温度100 eVを仮定すると $S \sim 100$ -1000となり, イオン慣性長は密度 10^{18} cm^{-3} に対して 0.1 - $1 \text{ cm} (\leq L)$ なので, 単純なSPモデルではなく無衝突効果が効いてくると考えられる. ただし宇宙プラズマ現象では, $S \sim 10^{6-10}$ (あるいはそれ以上)とさらに大きくなる.

このように, 無衝突磁気リコネクションの再現のためには, レーザーによって生成する高エネルギー密度プラズマ中で磁気リコネクションを起こすための, 強い磁場の確保とその制御が重要になる.

3. レーザーを用いた磁気リコネクション実験例

磁場の生成方法に着目して, これまでに実施/提案された磁気リコネクション実験から代表的なものを紹介する. ここでは(1)電磁コイルによる外部磁場¹⁹⁾, (2)Biermann battery効果²⁰⁾, (3)コイル付きターゲット²⁴⁾, (4)短

パルスの超高強度レーザー²⁶⁾, を利用した四例を取り上げる. (1)-(3)では $\rho/L \sim O(0.01-0.1)$, $S \sim O(100-1000)$ で, 概ね無衝突磁化プラズマ現象の再現となっている. V_A については, プラズマの低密度部分(1)やレーザーで生成される強磁場(2)の利用により $V_m \leq V_A$ としている. この場合, プラズマ流で駆動される過渡的なリコネクション現象を捉えていると考えられる. (3)では両者の併用によりさらに V_A が大きくなる. (1)は拡散領域近傍の構造に注目しているのに対し, (2)では局所的に生成されるプラズマ全体の計測から太陽フレアのような巨視的な現象と関係付けている. (4)は現象の空間スケールが, イオン慣性長より小さく, イオン拡散領域内で起こる電子スケールの磁気リコネクションに言及している. 磁場 10^5 T と強く(電子Alfvén速度 $\sim$ 光速), 相対論効果についても議論している.

3.1 外部磁場を用いた実験例

最初の方法では, ターゲット周辺に配置した電磁コイルによって反転磁場を作る(Fig. 2(A))¹⁹⁾. 対向した薄膜ターゲットへの高出力レーザーの照射でできる高密度アブレーションプラズマ(推定密度 $\sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$)が, 各コイルの磁力線を押し広げることで, コイル間に急峻な反平行磁場を作る. 同時に希薄なプラズマ($\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)を背景に分布させておき, この希薄プラズマ内で起こる磁気リコネクションを観測する.

コイルの初期磁場は8 T程度とそれほど強くないが,

Fig. 2 (A) Experimental setup for reconnection using external magnetic fields. (B) Time evolution of magnetic ribbon separation from experiment (point) and simulation (line).¹⁹⁾

希薄なプラズマを併用することで $V_{in} \leq V_A$ を満たすようにしている。反転磁場のサイズが 0.1-1 cm と大きく初期磁場構造も明確なため、リコネクション領域を狙った計測やシミュレーションとの比較は行いやすい。Fig. 2 (B) は、二つの magnetic ribbon (拡大するプラズマの端に集積した磁力線領域) の間隔の時間発展を示している。プロトンバックライト計測から見積もられた間隔 (丸点) は PIC シミュレーション (実線) と一致しており、イオン慣性長程度に落ち着くという結果が得られている。

3.2 自己生成磁場を用いた実験例

高出力レーザーを磁場の生成にも使うことで、局所的ではあるが非常に強い磁場を作ることができる。一つの方法は、Biermann Battery 効果²⁰⁾ を用いるものである。この効果は、電子圧力項を残した誘導方程式 $d\mathbf{B}/dt = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \nabla \times (c \nabla p / ne)$ の第二項に相当し、磁場をゼロから生成する効果の一つである。 p と n は電子圧力と密度、 c , e は光速と素電荷を表す。レーザー照射点近傍に局在した高温プラズマが生成されると、この効果によってプラズマをとりまく非常に強いリング状の磁場が生成する。

レーザーを用いた磁気リコネクション実験の先駆的な研究²¹⁾では、固体ターゲット上の二点にレーザーを照射し (Fig. 3 (A)), 一对のリング状磁場を作る。磁場強度

Fig. 3 (A) Experimental setup for reconnection using self-generated magnetic fields. (B) X-ray pinhole image. White lines indicate estimated magnetic field lines.²¹⁾

は 100 T 程度と推定され、生成したプラズマのサイズ (~ 0.5 mm) に比べて Larmor 半径 (~ 0.01 mm) は十分小さい。二つのアブレーションプラズマは凍結条件を満たしながら拡大、リコネクションによって合体する。X線ピンホールカメラでは、プラズマの接触領域から噴出するジェット状の構造が捉えられている (Fig. 3 (B))。ジェットの速度は Alfvén 速度 (~ 400 km/s) 程度であり、リコネクションに由来すると考えられている。この実験では、ジェットの逆側のプラズマ加熱部分と共に、フレアで観測される磁力線ループ構造の模擬を目指している。

レーザー生成プラズマの合体による磁気リコネクション研究は、シミュレーション研究²²⁾や、より複雑な実験デザイン²³⁾へと進展している。

3.3 コイル付きターゲットを用いた実験例

高出力レーザーで強磁場を生成する別の方法として、ヘルムホルツコイルを内蔵したターゲットを用いる方法がある²⁴⁾。コイルの両端に固体ターゲットがとりつけられており、その片側にレーザーを照射する。照射側では高速電子がはじき出され、コイル両端でポテンシャルの差が生じる結果、コイルに強い電流が流れ、電磁コイルを大きく上回る磁場を生成する。電流の位置が明確なので、反転磁場の構造を比較的制御しやすくなっている。

実験では、二重のコイルを用いて反転磁場を作っている (Fig. 4 (A))²⁵⁾。コイルの間を通したプローブレザーのファラデー回転角の測定から、60 T に及ぶ強磁場発生が確認されている。また、レーザー照射点から離れたコイル近傍ではプラズマが比較的希薄になるため、これまでの手法よりも β 値を低く (~ 0.01)、Alfvén 速度を相対的に大きくすることが出来る。可視自発光計測で観測さ

Fig. 4 (A) Experimental setup for reconnection using Helmholtz coil targets. (B) Self-emission image taken at 10 ns after laser irradiation.²⁵⁾

れたコイル間の高密度プラズマ構造は、磁気リコネクションのアウトフローが堆積したものと予想されている (Fig. 4(B)).

3.4 超高強度レーザーを用いた実験提案

高出力レーザーのかわりに短パルスの超高強度レーザーを用いれば、時空間スケールは小さいが、さらに強い磁場を作り出すことができる。ここでは、臨界密度に近いプラズマを集光強度 $5 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ の円偏光レーザーが通過したときに生成される磁場を利用する²⁶⁾。この磁場はプラズマ内部の電子加速によって生じるフィラメント状の電流によって生成し、レーザー進行方向に対してらせん状の構造を持つ (Fig. 5(A))。プラズマに二本の超高強度レーザーを平行して照射し、磁場同士を合体させて磁気リコネクションを起こす。PICシミュレーションでは、 10^5 T を超える強磁場がプラズマ内部に生成し、数十レーザー周期 ($< 1 \text{ ps}$) の間に磁気リコネクションによって合体していく結果が得られている (Fig. 5(B))。

時間スケールが短いため、磁気リコネクションを直接観測するのは難しいが、電子スペクトルの測定から磁気リコネクションの形跡を捉えることができる可能性がある。シミュレーションでは、電子Alfvén速度に対応する電子加速が見られると予想している。磁場が強く電子Alfvén速度が大きい (光速の99.92%) ため、電子エネルギー (Lorentz factor) の増分は $\Delta\gamma \sim 20\text{-}50$ に及ぶ。このように、超高強度レーザーを用いることで相対論的な磁気リコネクションにアプローチできるようになるかもしれない。

Fig. 5 Magnetic field lines in a near-critical density plasma (A) at $35T_0$ and (B) at $50T_0$, where T_0 denotes laser period. Lasers propagate in the z -direction.²⁶⁾

4. まとめ

本稿では、レーザーを用いた磁気リコネクション実験について紹介した。磁気リコネクション現象では磁化プラズマの全体構造と局所的な拡散過程が結びついているため、磁場全体を制御したうえで様々な計測手法を導入できる室内実験は重要な役割を担っている。レーザーで生成する高エネルギー密度プラズマで磁気リコネクションを起こすためには $10\text{-}100 \text{ T}$ 程度以上の非常に強い磁場が必要となる。強磁場の生成方法で分類しながら、これまでに実施・提案されている代表的な実験例を示した。

レーザーによる磁気リコネクション実験は新しい研究分野で、様々な強い反転磁場の生成/制御手法が提案されている段階にある。計測では光学測定によるプラズマ全体の撮像が主で、リコネクション領域の定量的な状態や磁力線のダイナミクスは、実験からはあまり分かっていない。それぞれの磁場生成手法の特性に基づいた、リコネクション研究としての問題設定や最適な計測手段の整理が今後進んでいくものと思われる。一方、様々な構造を持つ幅広い強度の磁場を扱えるため、これまでにないリコネクション実験、特に天体観測の進展により重要性が増している相対論/輻射プラズマ中の磁気リコネクションに対する実験手段となることも期待される。

参考文献

- 1) D. Biskamp: *Magnetic Reconnection in Plasmas* (Cambridge University Press, 2000).
- 2) A. Lui: IEEE trans. Plasma Sci. **28** (2000) 1854.
- 3) E. Priest and T. Forbes: Astron. and Astrophys. Rev. **10** (2002) 313.
- 4) I.T. Chapman: Plasma Phys. Contrl. Fusion **53** (2011) 013001.
- 5) A. Vaivads, Y. Khotyaintsev, M. André, A. Retinò, S. C. Buchert, B. N. Rogers, P. Décreau, G. Paschmann, and T. D. Phan: Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 105001.
- 6) W. Daughton, V. Roytershteyn, H. Karimabadi, L. Yin, B. J. Albright, B. Bergen, and K. J. Bowers: Nature Phys. **7** (2011) 539.
- 7) Y. Ono, H. Tanabe, Y. Hayashi, T. Ii, Y. Narushima, T. Yamada, M. Inomoto, and C. Z. Cheng: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 185001.
- 8) H. Ji, S. Terry, M. Yamada, R. Kulsrud, A. Kuritsyn, and Y. Ren: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 115001.
- 9) E. G. Zweibel and M. Yamada: Annu. Rev. Astron. Astrophys. **47** (2009) 291.
- 10) M. Yamada, R. Kulsrud, and H. Ji: Rev. Mod. Phys. **82** (2010) 603.
- 11) P. Sweet: IAU Symp. **6** (1958) 123.
- 12) E. Parker: J. Geophys. Res. **62** (1957) 509.
- 13) J. Drake, M. Shay, and M. Swisdak: Phys. Plasmas **15** (2008) 042306.
- 14) M. Yamada, Y. Ren, H. Ji, J. Breslau, S. Gerhardt, R. Kulsrud, and A. Kuritsyn: Phys. Plasmas **13** (2006) 52119.
- 15) F. S. Mozer, S. D. Bale, and T. D. Phan: Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 015002.
- 16) T. Moritaka and R. Horiuchi: Phys. Plasmas **15** (2008) 092114.
- 17) A. Ishizawa, R. Horiuchi, and H. Ohtani, Phys. Plasmas **11** (2004) 3579.
- 18) H. Ji and W. Daughton: Phys. Plasmas **18** (2011) 111207.
- 19) G. Fiksel, W. Fox, A. Bhattacharjee, D. H. Barnak, P.-Y. Chang, K. Germaschewski, S. X. Hu, and P. M. Nilson: Phys. Rev. Lett. **113** (2014) 105003.
- 20) A. Schluter and L. Biermann: Zeit Nature Teil A **5** (1950) 237.
- 21) J. Zhong, Y. Li, X. Wang, J. Wang, Q. Dong, C. Xiao, S. Wang, X. Liu, L. Zhang, L. An, et al.: Nature Phys. **6** (2010) 984.
- 22) M. Rosenberg, C. Li, W. Fox, I. Igumenshchev, F. Séguin, R.

- Town, J. Frenje, C. Stoeckl, V. Glebov, and R. Petrasso: *Nature Comm.* **6** (2015) 6190.
- 23) W. Fox, A. Bhattacharjee, and K. Germaschewski: *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 215003.
- 24) H. Daido, F. Miki, K. Mima, M. Fujita, K. Sawai, H. Fujita, Y. Kitagawa, S. Nakai, and C. Yamanaka: *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 846.
- 25) X. X. Pei, J. Y. Zhong, Y. Sakawa, Z. Zhang, K. Zhang, H. G. Wei, Y. T. Li, Y. F. Li, B. J. Zhu, T. Sano, *et al.* : *Phys. Plasmas* **23** (2016) 032125.
- 26) Y. L. Ping, J. Y. Zhong, Z. M. Sheng, X. G. Wang, B. Liu, Y. T. Li, X. Q. Yan, X. T. He, J. Zhang, and G. Zhao: *Phys. Rev. E* **89** (2014) 031101.

レーザーワード

アルベン波 (Alfvén wave)

巨視的な磁化プラズマ現象を記述する電磁流体 (MHD) 方程式には、2種類の磁気音波に加えてAlfvén波と呼ばれる線形解が存在する。Alfvén波は音波のような粗密波ではなく、Alfvén速度 $V_A = B/(4\pi\rho)^{1/2}$ で磁力線方向に伝播する横波である (B と ρ は磁場強度とプラズマ質量密度)。その分散関係 $\omega = V_A k$ は、張力 $B^2/4\pi$ (= 磁気張力)、密度 ρ の弾性糸を伝播する波として解釈することができる (ω と k は周波数と波数)。磁気リコネクション

のMHDモデルでは、つなぎ変わった磁力線の張力によってリコネクション領域からプラズマが排出されるため、アウトフロー速度がAlfvén速度で与えられる。Alfvén速度の定義で ρ を電子質量密度に置き換えたものは電子Alfvén速度と呼ばれ、電子にのみ凍結条件が成り立つ、イオン慣性長やLarmor半径程度のスケールの微視的現象で重要となる。(森高 外征雄)