

小特集 パワーレーザーを用いた無衝突衝撃波と磁気リコネクション研究の新展開

3. パワーレーザーを用いた磁気リコネクション実験

3.2 レーザー生成プラズマが作る反平行磁場中での
磁気リコネクション3.2 Magnetic Reconnection of Self-Generated Antiparallel Magnetic Field
in Laser-Produced Plasma

森田 太智

MORITA Taichi

九州大学大学院総合理工学研究院

(原稿受付: 2024年 8 月 27日)

レーザーアブレーションプラズマは、レーザースポットを中心に大きな密度・温度勾配が生成され Biermann battery 効果によって強力な磁場が自己生成される。異なる2点を高出力レーザーで照射すると、生成された磁化プラズマは膨張し、中間面では逆向きの磁場が近づき、つなぎ変わる。磁場拡散領域では磁場に垂直方向に電子が電流シートを生成し、反平行磁場を維持するが、電流シート内での抵抗が大きくなると磁気リコネクションは加速し、下流では磁気張力によってプラズマが加速される。ここでは、レーザートムソン散乱法を用いてスペクトル形状を詳細に調べることで、電流シートの生成、消滅と、下流でのプラズマ加速を調べた。また、得られたプラズマパラメータから上流磁場を見積もることによりリコネクション率を評価した。

Keywords:

Magnetic reconnection, high-power laser, plasma diagnostics, laser Thomson scattering

3.2.1 はじめに

無衝突プラズマにおける磁気リコネクションは、磁場トポロジーの変化や、磁場からプラズマの熱エネルギーや運動エネルギーへの急速なエネルギー変換等に重要な役割を果たしている[1, 2]。リコネクションの物理には、電子スケールでの微視的な磁場散逸と、それを取り巻く周囲のプラズマにおける巨視的な磁場移流の両方を考慮する必要があるが、この大きなスケールの違いによって、磁気リコネクションの全容を理解することが難しくなっている。レーザープラズマ実験は、特に高 β 条件 ($\beta_e \geq 1$) 下での磁気リコネクションを調べるのに有用なツールである。強い磁場は、レーザー-固体相互作用によって高温・高速膨張プラズマ中で Biermann battery 効果によって自発的に発生し、2つの異なるスポットにレーザーを照射するとスポット間には反平行磁場構造が形成される[3-6]。しかし、このような微小で高速膨張するプラズマは、温度・密度等のパラメータや磁場の局所的な測定が困難であり、これまで、電流シート形成、上流・下流プラズマのパラメータ、リコネクション率等に関する議論はほとんど行われていなかった。

近年、レーザートムソン散乱法 (LTS) を用いてレーザー生成プラズマを精密に測定することが可能になってき

た[5, 7-9]。協同トムソン散乱のイオン項は、イオンと電子の速度分布に依存したイオン音波共鳴とイオン音波のランダウ減衰の結果として、そのスペクトル形状が説明される。温度、密度、平均価数、流速などの代表的なプラズマパラメータは、Maxwell速度分布の場合に求めることができる。しかし、衝撃波遷移領域、電流シート、磁気リコネクション領域などでは非平衡で非対称な速度分布になることがある。イオンがMaxwell分布でなくても、イオン音波の位相速度に対する減衰効果の違いや散乱スペクトルの共鳴ピーク強度を考慮すると、イオンの速度分布関数を推測することも可能である。

本節では、レーザー生成磁化プラズマ間で起こる磁気リコネクションにおける双方向のイオン流出を伴う電子電流シートの出現・消失の直接計測について報告する。2つのレーザースポットから膨張するプラズマは反平行な自己生成磁場中で時間経過とともに互いに衝突する。自己生成磁場にはほぼ垂直なイオン項は非対称な幅を持つスペクトルを示し、イオンに対する電子ドリフト、あるいは電子速度分布の非対称性によって説明される。言い換えれば、電子電流が形成されていることを示唆している。スペクトルの非対称性は時間と共に減少し、電子とイオンの両方が対称な速度分布となり電子電流が消滅していることが明らかと

Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University, Kasuga, FUKUOKA 816-8580, Japan

author's e-mail: morita@aes.kyushu-u.ac.jp

なった。自己生成磁場に平行なイオン項は、短波長、長波長側ピークで異なる幅を示し、位置によってイオン速度分布が非対称になったり、双方向のイオン流が生じることが示された。ここで得られた結果は、反平行磁場中における電流シートの磁場散逸、磁気リコネクション、その結果生じる流出ジェットと解釈できる。

3.2.2 実験手法と結果

実験には大阪大学レーザー科学研究所のGekko-XII号レーザーを用いた。レーザー波長1053 nm、パルス幅1.3 ns、平均エネルギー700 Jの2本のレーザービームを直径約100 μm に集光し、厚さ0.1 mmの2枚の炭素薄膜に照射した。図1(a)に示すように、 x - y 平面上で $z=0.5$ mmに2枚の箔を配置し、 $y=\pm 1$ mmの2点を照射している。 $B\sim 100$ Tの強い磁場が、レーザースポットの周囲に形成される密度と温度勾配の異方性により自己生成される(Biermann battery 効果[10], $\partial B/\partial t \sim \nabla T_e \times \nabla n_e$)。レーザー生成プラズマは大きなプラズマ β ($\beta_e = 2\mu_0 n_e T_e / B^2 \gg 1$)を持ち、自由に膨張する電子束とともに磁場が移流される。 β_e は時間経過と共に小さくなり、 $t\sim 5-7$ nsで2つのプラズマが相互作用する時に $\beta_e\sim 1$ 程度となる。プラズマが膨張するにつれて、中間面 $y\sim 0$ 上の $x\sim 0$ で2本の反平行磁場が相互作用する。同様の実験セットアップは、近年、高出力レーザーを用いた磁気リコネクションの研究に用いられており[3-6, 11-13]、電流シート形成と磁気リコネクションはParticle-in-cellシミュレーションを用いて研究されている[14, 15]。波長532 nmの別のレーザー(プローブレザー, Nd:YAG)を原点(x, y, z) = (0, 0, 0)に集光し、トムソン散乱光を2方向(k_{s1} と k_{s2})から検出した。プローブレザーの方向は x 軸と z 軸から45°の軸 p : (x, y, z) = ($p/\sqrt{2}, 0, -p/\sqrt{2}$)に沿って入射する。LTSはプローブレザーに沿った局所プラズマパラメータを測定し、空間分解能は集光スポット径(~ 100 μm)程度である。波長方向の分解能は、分光器の入口スリットと分散によって決定され、別の校正実験によって真空チャンバー内に充填された窒素ガスからのレイリー散乱のスペクトル計測から得られる。高波長分解能が必要なため、3枚の回折格子で加分散[7, 9, 16]した結果、分解能は k_{s1} 方向が 25 ± 1 pm, k_{s2} 方向が 20 ± 1 pmで、分散光はICCDカメラを用いることで3 nsのゲート幅で検出した。図1(b)に、ターゲット周辺の上面図を示す。2方向から分光計測することで、2つの異なる方向(k_1 と k_2)のプラズマパラメータを測定する。

3.2.3 磁場に平行方向のプラズマ加速

$t=7$ nsで k_1 方向[図1(b)参照]のLTSスペクトルのうち、 $p=-0.15$ mm ($x=-0.11$ mm) および $p=0.25$ mm ($x=0.18$ mm)をそれぞれ図2(a), 2(b)に示す。観測された2つのピークはイオン音波の特徴を示し、2つのピークの分離は音速(C_s)に比例する: $\omega_{ai}/k \sim C_s \sim [(ZT_e + 3T_i)/m_i]^{1/2}$ 。ここでは示さないが、スペクトルの幅は $t=5$ から9 nsまで減少しており、温度が時間と

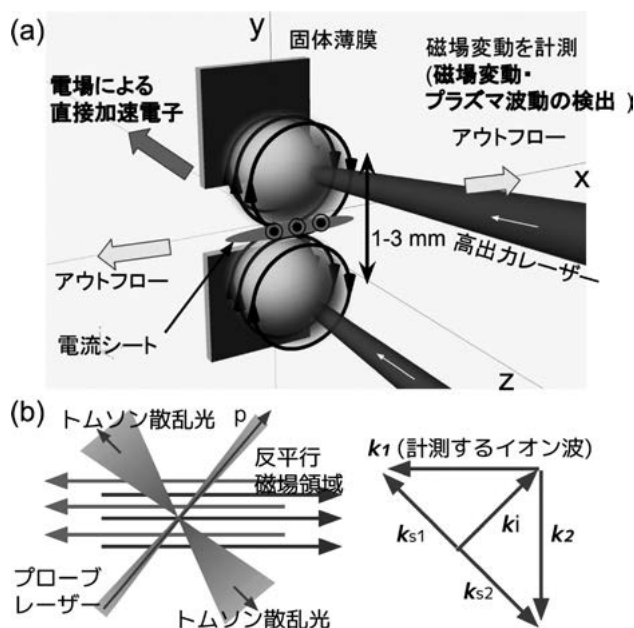


図1 (a)レーザーアブレーション、自己生成(Biermann battery)磁場、LTS測定の様式図。(b)反平行磁場中におけるレーザートムソン散乱を示すターゲットの上面図と、2方向の計測(k_1 , k_2 ベクトル)方向。

もに低下していることが示唆された。図2(a)と2(b)を見ると左右のピークの幅が異なっており、その傾向が逆転していることがわかる。 $\Delta\lambda\sim 0$ 付近の迷光は、分光器内部に設置したノッチフィルタによって斜線部に示すように強度が減少している。左右のピークで異なる幅は、イオン速度分布がMaxwell分布でない非対称な時に説明できる。簡単のため、イオンの速度分布を2つのMaxwell分布の重ね合わせと仮定して評価する。ここでは衝突輻射モデルを仮定し、イオンの平均電荷 Z_i を T_e と n_e の関数として評価し、 $Z_i=Z_i(T_e, n_e)$ をFLYCHKコード[17]を用いて評価する。実線はベストフィットの結果、点線と破線は足し合わせた2つのMaxwell型イオン速度分布から計算されたスペクトルである。これら解析から、 $p=-0.15$ mm [図2(a)]ではイオン速度分布は $f_i=0.13f_1+0.87f_2$ と非対称な速度分布で表される。ここで f_1 , f_2 はMaxwell分布のイオン速度分布とし、温度はそれぞれ $T_1=69\pm 4$ eV, 290 ± 5 eV, ドリフト速度はそれぞれ $v_1=14\pm 1$ km/s, 46 ± 1 km/sである。一方、 $p=0.25$ mm [図2(b)]も同様に解釈でき、 $f_i=0.12f_1+0.88f_2$ ととする時、 f_1 と f_2 は、 $T_1=72\pm 11$ eV, $v_1=-23\pm 2$ km/sおよび $T_2=300\pm 12$ eV, $v_2=-37\pm 1$ km/sのMaxwell分布となる。 $x<0$ ($p<0$)においては k_1 方向($x<0$ に向かう向き)の高温成分が存在し、 $x>0$ ($p>0$)では $-k_1$ 方向($x>0$ に向かう向き)の高温成分の存在を示しており、磁気リコネクションによる加速方向と一致する。

3.2.4 磁場に垂直方向の電流

図3(a)-3(c)は、それぞれ $t=5, 7, 9$ ns, $p=-0.3$ mmにおける k_2 ベクトル方向(初期反平行磁場に垂直)のLTSスペクトルを示す。 k_1 方向のスペクトル(図2参照)とは異なり、左右のピーク幅に大きな違いが無い一

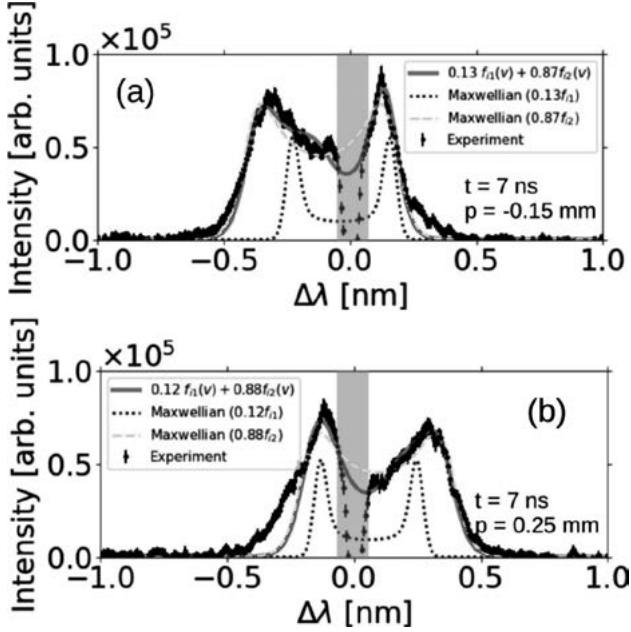


図2 $t = 7$ ns, (a) $p = -0.15$ mm および (b) 0.25 mm における LTS スペクトル。

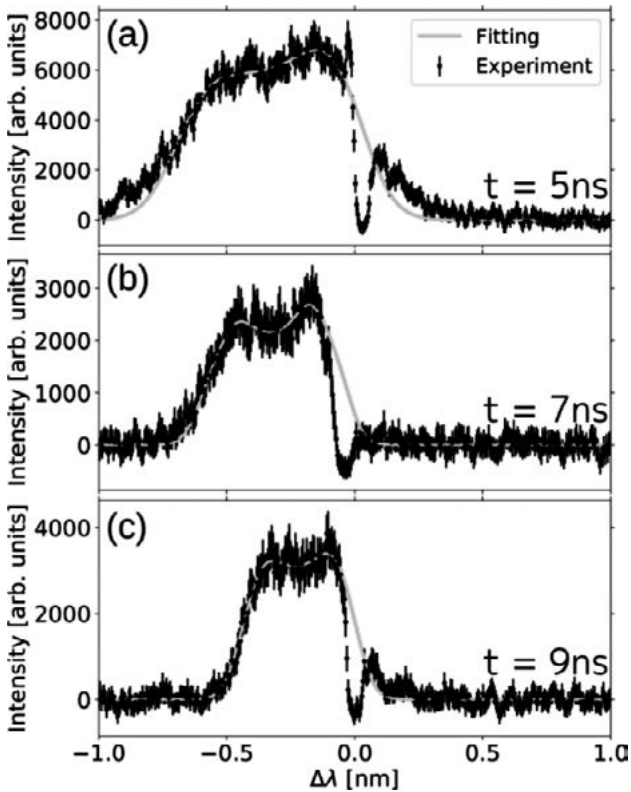


図3 磁場に垂直方向 (k_2 ベクトル) の計測から得られた (a) $t = 5$, (b) 7 , (c) 9 ns における $p = -0.3$ mm での LTS スペクトル。

方、長波長側のピークが短波長側より強度が高い傾向が見られる。しかし、時間の経過とともに非対称性は弱くなり、9 ns でスペクトルはほぼ対称になる。一般に LTS スペクトルの形状は、イオン音波共鳴によるピークと、イオンおよび電子によるランダウ減衰の効果によって決まる。垂直方向のスペクトルで2つの共鳴ピークがはっきりしないのは、イオン温度が電子温度より比較的高く電子に

よるイオン音波の減衰が大きくなっているためと考えられる。一方、Maxwell速度分布である電子とイオンのドリフト速度が異なる時、電子によるランダウ減衰が $\pm k_2$ 方向で異なることになり、得られる LTS スペクトルは非対称になると解釈される。赤実線は、イオンと電子の両方についてドリフト速度が異なる Maxwell 分布を仮定したフィッティングの結果を示しており、 $T_e \sim 96, 68, 45$ eV, $T_i \sim 390, 200, 220$ eV, 電子とイオンの速度差 $v_{ei} \sim 650, 270, 100$ km/s, $n_e \sim 2.1 \times 10^{19}, 9.9 \times 10^{18}, 1.3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ であり、したがって電流密度 $j_z = Zen_i v_{ei} \sim 1.9 \times 10^{12}, 4.4 \times 10^{11}, 8.7 \times 10^{10} \text{ Am}^{-2}$ と評価できる。 $t = 5$ ns での $j_z \sim 1.9 \times 10^{12} \text{ Am}^{-2}$ が最も大きく、その後減少していることがわかる。

3.2.5 磁気拡散領域の構造とリコネクション率

レーザー生成プラズマを用いた多くの研究[11, 12, 14, 18, 19]で報告されているように、図4に示すような反平行磁場が形成される。電子拡散領域 (EDR) の厚みを δ_e 、 z 方向の電流を j_z とすると、アンペールの法則より x 方向の磁場はおよそ

$$B_{in} \sim \frac{\mu_0}{2} \delta_e j_z \quad (1)$$

となる。反平行磁場の中間面では、電子が蛇行運動 (メアンダリング運動) しながら電流層を形成すると考えられる。ここで、反平行磁場の中間面付近における磁場が $B_x(y) = -B_{in}y/\lambda_B$ のように y に対して一次関数的に変化すると仮定する。一般的に、メアンダリング運動する荷電粒子が運動する幅は、ラーマー半径を r_c とすると、 $d \sim \sqrt{r_c \lambda_B}$ 程度である[20]。イオンが磁化しなくなる幅は $\lambda_B \sim r_{ci}$ 程度なので、イオンのメアンダリング運動の幅は $d_i \sim r_{ci}$ 程度である。一方、電子のメアンダリング運動の幅 d_e は EDR の幅 δ_e と同程度で、

$$d_e \sim \delta_e \sim \sqrt{r_{ce} \lambda_B} \sim \sqrt{r_{ce} r_{ci}} \quad (2)$$

程度である。

図3(a)–3(c)に示すように、電子は k_2 方向に $t = 9$ ns までイオンに対してドリフトしており、反平行磁場中で

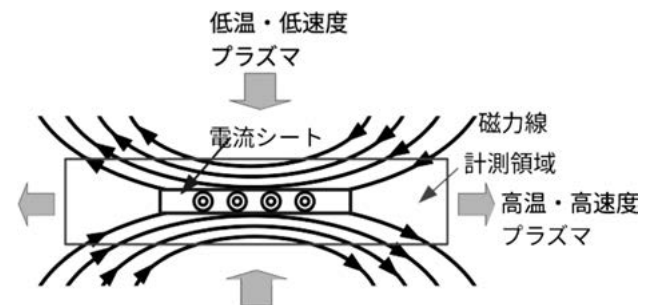


図4 磁気リコネクション層の構造の模式図。上下から電子・イオンが磁化したプラズマが近づき、中心部では電子電流層が形成される。電流層は電子のみが磁化する領域であり、その厚み $\delta_e \sim 10 \mu\text{m}$ は、LTS 計測領域 ($\delta \sim 100 \mu\text{m}$) に比べて非常に薄い。

の電子電流の形成が示唆される。また、この非対称性は $t=9\text{ ns}$ で減少し、この電子電流が消滅することを意味する。この非対称スペクトルは、イオンと電子のドリフト速度、つまり $\pm k_2$ 方向に対するイオン音波への異なるランダウ減衰の効果と考えることもできるが、そもそも電子の速度分布が非Maxwell分布の場合でも非対称性を説明できてしまうため、イオン項の計測だけからは、電流密度や磁場強度を評価するのは困難である。したがって、ここでは、 x 方向のプラズマ速度（イオン流速）が上流磁場 B_{in} のアルフベン速度で決まると仮定し、 j_z や B_{in} を評価してみる。ここで、磁気リコネクション領域の上流と下流における質量とエネルギーの保存を考慮考えると、

$$\rho_{\text{in}}Lv_{\text{in}} = \rho_{\text{out}}Lv_{\text{out}} \quad (3)$$

$$(S_{\text{in}} + K_{\text{in}} + H_{\text{in}})v_{\text{in}}L = (S_{\text{out}} + K_{\text{out}} + H_{\text{out}})v_{\text{out}}L \quad (4)$$

ここで、 $Sv = (B^2/\mu_0)v$ はポインティングフラックス、 $Kv = (\rho v^2/2)v$ と $Hv = (u+p)v$ はそれぞれ運動エネルギーフラックスとエンタルピーフラックスである。 $\rho = m_i n_i$ は質量密度、 $u = p/(\gamma - 1)$ は内部エネルギー、 $p = nT$ 、 L と δ はイオン拡散領域（IDR）の長さとし、幅を表し、厚さは $\delta \sim r_{\text{ci}}$ である。図2(a)と2(b)から得られる高温成分の速度増分（低温成分に対する速度増分）は $\sim 30\text{ km/s} \sim 60\text{ eV}$ なので、運動エネルギーは $K_{\text{out}}/n_i \sim m_i v_{\text{out}}^2/2 \sim 60\text{ eV}$ である。一方、内部エネルギーは得られた高温成分の温度が 300 eV 程度であることから、 $u_{\text{out}}/n_i \sim 300/(\gamma - 1)\text{ eV}$ であり、 $u_{\text{out}} \sim 5K_{\text{out}}/(\gamma - 1)$ であることを示している。ここで、上流が低温・低圧と仮定して $H_{\text{in}} = 0$ 、下流は磁気エネルギーが小さく $S_{\text{out}} = 0$ と仮定すると、エネルギー方程式は次のようになる。

$$\left(\frac{B_{\text{in}}^2}{\mu_0} + \frac{\rho_{\text{in}} v_{\text{in}}^2}{2} \right) Lv_{\text{in}} \sim \frac{6\gamma - 1}{\gamma - 1} K_{\text{out}} \delta v_{\text{out}} \quad (5)$$

式(3)を用い、 $\gamma = 5/3$ と仮定すると、

$$v_{\text{out}} \sim \sqrt{\frac{2(\gamma - 1)}{6\gamma - 1}} \sqrt{\frac{B_{\text{in}}^2}{\mu_0 \rho_{\text{in}}} + \frac{v_{\text{in}}^2}{2}} \quad (6)$$

$$\sim 0.38 \sqrt{v_A^2 + \frac{v_{\text{in}}^2}{2}} \quad (7)$$

ここで、 v_A は上流域の B_{in} と ρ_{in} で定義されるアルフベン速度である。磁気リコネクションが発生する時間帯において上下から衝突するプラズマが中間面ではほぼ停滞する様子がプラズマ発光イメージング計測で捉えられていたため[21]、 $v_{\text{in}} \sim 0$ とすると、

$$v_{\text{out}} \sim 0.38 v_A \quad (8)$$

と近似できる。

図2から示唆された高温・高速成分は、磁気リコネクションによって加速される流出と解釈できる。上下から流入するプラズマのイオン密度がそれぞれ $v_{\text{out}} = 30\text{ km/s}$ ($v_A = 78\text{ km/s}$)、 $n_i \sim 1.5 \times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ 、 $T_e \sim 70\text{ eV}$ 、 $T_i \sim 100\text{ eV}$ 、 $Z \sim 5.6$ を低温成分に用いた場合、式(1)、(2)、(8)を用いると、 $B_{\text{in}} \sim 15\text{ T}$ 、 $\delta_e \sim 11\text{ }\mu\text{m}$ 、 $j_z \sim 2.2 \times 10^{12}\text{ Am}^{-2}$

と見積もられる。この電流はプロトンラジオグラフ計測による他の実験結果と類似しており、例えば、National Ignition Facility (NIF)[22]での実験では、視線方向に積分したピーク電流密度は、 $\int j_z dl \sim 1.6 \times 10^8\text{ Am}^{-1}$ または電流シートの長さを 1 mm とすると $j_z \sim 1.6 \times 10^{11}\text{ Am}^{-2}$ と見積もられている。今回得られた電流密度は、電子拡散領域 ($\sim 11\text{ }\mu\text{m}$) に流れていると考えられ、LTS計測領域 ($\sim 100\text{ }\mu\text{m}$) で平均化すると $\sim 2.4 \times 10^{11}\text{ Am}^{-2}$ と評価でき、LTS計測から見積もられた電流密度と同程度であることから、ある程度妥当な評価と言える。

リコネクションを特徴づけるパラメータの一つとして、上流磁場の拡散率、つまりリコネクション率があり、以下のように、上流にある磁束の変化率をアルフベン速度と上流磁場で規格化した量として表すことができる。

$$R = \frac{1}{v_A B_{\text{in}}} \left| \frac{d\Phi_{\text{in}}}{dt} \right| \quad (9)$$

ここで、 Φ_{in} は xy 平面の上流領域における磁束 $\Phi_{\text{in}} = \int B_x dy \sim B_{\text{in}} \lambda_B/2$ である。前述の議論から $t = 7\text{ ns}$ における上流磁場は、 $\sim 15\text{ T}$ と見積もられており、典型的な上流イオンのラーマー半径 $r_{\text{ci}} \sim \lambda_B \sim 60\text{ }\mu\text{m}$ 、およそ $t = 5 - 9\text{ ns}$ と 4 ns の間に電流シートが消失する（すべての上流磁束がつなぎ替わる）と考えると、リコネクション率は $R \sim 0.1$ と見積もることができる。これは高速磁気リコネクションに特徴的なリコネクション率の値に一致する。このリコネクション率は局所プラズマパラメータのみで決定される[1, 23, 24]。今後、さらに多方向のLTS計測やプロトンラジオグラフ法[6, 12, 22]等を用いることで B_{in} や λ_B を直接決定することができるはずである。また、LTSスペクトルの時間発展をより高い時間分解能で計測できれば、リコネクション率を精度良く決定できるだろう。

3.2.6 まとめ

レーザーで生成した磁化プラズマ間の磁気リコネクションにおける電子電流シートの出現と消失、および双方向イオン流の直接計測について報告した。自己生成反平行磁場中に形成される磁気リコネクションと磁気拡散領域における電子・イオン速度分布を2方向レーザートムソン散乱法で調べた。磁場に垂直なトムソン散乱スペクトルは、 $\pm z$ 方向に伝播するイオン音波に対して異なるランダウ減衰効果を示し、イオンに対する電子ドリフトから電流シートの電流密度を評価した。磁場に平行なスペクトルは2つのピークで異なる幅を示し、速度と温度の異なる2つのイオン速度分布を仮定することで上流の低温・低速度イオンと下流の高温・高速度イオンを見ていると解釈できる。高温なイオン成分の加速がアルフベン速度で決まると考えると上流の磁場を評価でき、今回の実験では、 $t = 7\text{ ns}$ において $B_{\text{in}} \sim 15\text{ T}$ と見積もられた。電子電流シートの電流密度 $j_z \sim 2.2 \times 10^{12}\text{ Am}^{-2}$ は、垂直方向のスペクトル ($t = 5\text{ ns}$) から得られる電流密度 $j_z \sim 1.9 \times 10^{12}\text{ Am}^{-2}$ と同程度であり、同様のレーザー実験のプロトンラジオグラフ計測による見積りとも同等である。

2方向の散乱スペクトルを組み合わせると、電流は $t \sim 5 - 9 \text{ ns}$ まで形成され、磁気リコネクションによる $t = 7 \text{ ns}$ で双方向に加速されたプラズマ流を伴う。ここでは電子電流を検出しているが、電流シートを直接測定するためには、電子とイオンの両方の速度分布が必要である。今後、電子プラズマ波による共鳴スペクトルを計測することである程度の電子速度分布に関する情報は得ることができると考えられる。また、低密度プラズマであれば、非協同散乱によって電子速度分布を計測できる可能性がある。その他、今後の研究としては、より多方向でLTS計測を行うことで、過去のParticle-in-cellシミュレーション[4, 5]やMMS観測[25]が示唆するように、Speiser軌道やアウトフロー領域での粒子の蛇行運動から生じる x , y , z 方向の非対称なイオン速度分布を明らかにすることができる。

謝 辞

大型レーザーの制御、ターゲット作製、一部のプラズマ診断については、レーザー科学研究所の専門的な技術サポートに感謝します。レーザーターゲットのアライメントに関して大阪大学の尾崎典雅氏に感謝いたします。有益なコメントと貴重な議論をいただいた東京大学の星野真弘氏、大平豊氏、オーストリア宇宙科学研究所の銭谷誠司氏、九州大学の山本直嗣氏に感謝します。本研究の主な成果は大型レーザーを用いる共同実験であり、様々な計測器の準備から解析まで数多くの学生の方々に活躍いただきました。本研究はJSPS科研費JP24K00605, JP23H04864, 22H01251, JP22H00119, JP20H01881, JP20K20285, JP18H01232, JP17H06202, JSPS Core-to-Core ProgramB: AsiaAfrica Science Platforms Grant No.JPJSCCB20190003, 大阪大学レーザー科学研究所の共同研究プロジェクトの支援を受けたものです。

参考文献

- [1] M. Yamada *et al.*, Rev. Mod. Phys. **82**, 603 (2010).
- [2] E.G. Zweibel and M. Yamada. Annu. Rev. Astron. Astrophys. **47**, 291 (2009).
- [3] M.J. Rosenberg *et al.*, Phys. Rev. Lett. **114**, 205004 (2015).
- [4] J. Zhong *et al.*, Nat. Phys. **6**, 984 (2010).
- [5] P.M. Nilson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 255001 (2006).
- [6] C.K. Li *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 055001 (2007).
- [7] R. Yamazaki *et al.*, Phys. Rev. E **105**, 025203 (2022).
- [8] T. Morita *et al.*, High Energy Density Phys. **36**, 100754 (2020).
- [9] T. Morita *et al.*, Phys. Plasmas **26**, 090702 (2019).
- [10] J.A. Stamper and B.H. Ripin. Phys. Rev. Lett. **34**, 138 (1975).
- [11] P.M. Nilson *et al.*, Phys. Plasmas **15**, 092701 (2008).
- [12] W. Fox *et al.*, Phys. Plasmas **19**, 056309 (2012).
- [13] M.J. Rosenberg *et al.*, Nat. Commun. **6**, 6190 (2015).
- [14] J. Matteucci *et al.*, Phys. Rev. Lett. **121**, 095001 (2018).
- [15] W. Fox *et al.*, Phys. Plasmas **25**, 102106 (2018).
- [16] K. Tomita *et al.*, Sci. Rep. **7**, 12328 (2017).
- [17] H.-K. Chung *et al.*, High Energy Density Phys. **1**, 3 (2005).
- [18] C.K. Li *et al.*, Phys. Rev. Lett. **123**, 055002 (2019).
- [19] C.K. Li *et al.*, Nat. Commun. **7**, 13081 (2016).
- [20] M. Hoshino. ApJL **868**, L18 (2018).
- [21] T. Morita *et al.*, Phys. Rev. E **106**, 055207 (2022).
- [22] W. Fox *et al.*, arXiv:2003.06351.
- [23] J.D. Huba and L. I. Rudakov. Phys. Rev. Lett. **93**, 175003 (2004).
- [24] P.A. Cassak *et al.*, J. Plasma Phys. **83**, 715830501 (2017).
- [25] S. Wang *et al.*, Geophys. Res. Lett. **43**, 4850 (2016).