

## 1. はじめに

#### 1. Introduction

坂和洋一 SAKAWA Youichi 大阪大学レーザー科学研究所 (原稿受付:2024年9月1日)

#### 1.1 磁気リコネクションと無衝突衝撃波

宇宙空間を満たす高エネルギー荷電粒子「宇宙線」の生 成過程解明は宇宙物理学の重要な課題とされている.宇宙 線の生成過程で重要な役割を担う現象が「無衝突衝撃波」 と「磁気リコネクション」である.しかし,その詳細な物 理過程は未解明な点が多い.これらの現象の素過程を実験 室で明らかにするために,高出力および高強度のパワー レーザーを用いた実験室宇宙物理学,「レーザー宇宙物理 学」が世界各国の大型レーザー施設で行われている.我が 国でも大阪大学レーザー科学研究所の激光XII号レーザー 等を用いた実験が行われている.

本小特集では、パワーレーザーを用いた磁気リコネク ションと無衝突衝撃波の実験を取り上げる.まず初めに、 磁気リコネクションと無衝突衝撃波の簡単な説明を行う.

1.1.1 磁気リコネクション

磁気リコネクションとは、図1に示すようなプラズマ中 で磁力線が繋ぎ変わる現象であり、この時に磁場のエネル ギーが粒子の運動エネルギーに変換される[1,2]. 図では、 反平行な磁力線が図の左右から磁化されて磁力線に凍結し たプラズマとともにインフロー速度 $v_{in}$ で流入し、中心の X点近傍で凍結条件が破れて磁気リコネクション(=磁力 線の繋ぎ変え)が起こる.繋ぎ変わった磁力線とプラズマ は、図の上下方向にアウトフロー速度 $v_{out}$ で流出する.こ の時の $v_{out}$ はAlfvén速度 $v_A = B/(\mu_0 m_i n_i)^{0.5}$ , Bは磁場強 度、 $\mu_0$ は真空中の透磁率、 $m_i$ はイオン質量、 $n_i$ はイオン 数密度)程度となり、非熱的粒子の生成が行われる. のエネルギー帯で、磁気リコネクションによる加速が観測 されている.これらの磁気リコネクションは、粒子のアウ トフロー速度が非相対論的な速度をもつ非相対論的磁気リ コネクションである.宇宙の高エネルギー天体現象では、 強磁場プラズマ中で*v*Aがほぼ光速となるため(*v*out ~ *v*A ~ *c*)、相対論的なリコネクションによる粒子加速が起る. 例えば、パルサー、ブラックホールの磁気圏周辺において 相対論的磁気リコネクションが起こり、これが宇宙線の起 源の1つであると考えられている.観測される現象を相対



地球磁気圏では1-100 keV,太陽フレアでは10-100 keV Institute of Laser Engineering, Osaka University, Suita, OSAKA 565-0871, Japan

author's e-mail: sakawa-y@ile.osaka-u.ac.jp

論的磁気リコネクションと同定することは現状困難であり,理論・シミュレーションによる研究が行われている.

#### 1.1.2 無衝突衝撃波

無衝突衝撃波とは、荷電粒子間のクーロン衝突がほとん ど起きない無衝突プラズマ中に生成される衝撃波であり、 荷電粒子間のクーロン衝突の平均自由行程よりもはるかに 短い領域で衝撃波が生成される。無衝突衝撃波の生成に必 要な散逸過程は、粒子間衝突以外の過程、すなわち、プラ ズマの集団現象によって生成される電場や磁場と荷電粒子 との相互作用である。宇宙で観測される多くの衝撃波は無 衝突衝撃波である。

通常の(衝突)衝撃波では,衝撃波の上流における超音 速の粒子の運動エネルギーが,粒子間衝突によって散逸 し,粒子の平均流は減速して亜音速となり,衝撃波下流で 「加熱」され熱エネルギーに変換される.一方,無衝突衝 撃波では,荷電粒子とプラズマ中の電磁場との相互作用に よって,荷電粒子の「加熱」に加えて非熱的成分の生成, すなわち「加速」が起こる.無衝突衝撃波における様々な 「加速」機構によって,宇宙物理学の最も重要な課題の1 つとされる宇宙線が生成される.その加速機構にはプラズ マの集団現象によって生成される様々な不安定性や波動が 関与し,その結果,磁場生成や増幅も行われる.次節では, 宇宙線のスペクトルとその生成機構について説明する.

#### 1.2 宇宙線のスペクトルと生成機構

宇宙から地球に降り注ぐ高エネルギーの荷電粒子を宇 宙線と呼ぶ. 図2に, 1次宇宙線の核子あたりのエネル ギーフラックススペクトル ( $E^2 dF/dE vs E$ )を示す. こ のうち10<sup>8</sup> eV以下のものは太陽起源であり, 太陽宇宙線 と呼ばれる. 10<sup>4</sup>-10<sup>6</sup> eV の領域では, フラックススペク トル (dF/dE vs E) が非熱的な指数が-2のベキ状分布を している[3]. 10<sup>8</sup> eV以上のものは太陽系外起源であり, ベキ状分布をしている. スペクトルは10<sup>15.5</sup> eVの knee や 10<sup>18.5</sup> eVの ankle と呼ばれるエネルギーで傾きが変化して いる. knee 以下のエネルギーの宇宙線は天の川銀河系内 で生成された銀河宇宙線, ankle 以上のものは銀河系外で





#### 生成された銀河系外宇宙線と考えられている[4].

太陽宇宙線の生成機構として、太陽フレアでの磁気リコ ネクションや、コロナ質量放出という粒子放出によって惑 星間空間に生成された無衝突衝撃波による加速等が示され ている[5].太陽から約100 AU(1 AU~1.5×10<sup>11</sup> m~地 球軌道半径)において太陽風が超音速から亜音速に遷移す る太陽風終端衝撃波では、太陽近傍とは異なる化学組成を 示す宇宙線異常成分が約10<sup>7</sup>-10<sup>8</sup> eVに加速されていると 考えられている[6].

銀河宇宙線の起源は超新星爆発であると考えられてい る.これは、超新星爆発の発生頻度(30年に一度)と発 生エネルギー(10<sup>44</sup> J,その1%が宇宙線生成に用いられ たと考える)から得られる宇宙線供給率(10<sup>33</sup> J/s)が、 宇宙線エネルギー密度(1 eV/cm<sup>-3</sup>)・銀河体積(10<sup>66</sup> cm<sup>-3</sup>)・ 宇宙線の銀河内滞在時間(10<sup>7</sup>年)から求まる必要な宇宙 線供給率とよく一致するためである[5].また加速機構と しては、超新星爆発の後に残される超新星残骸が作る無衝 突衝撃波における diffusive shock acceleration(DSA: 衝撃波統計加速、1次フェルミ加速)が標準モデルとなっ ている[7].

#### 1.3 Hillas プロット

銀河系外宇宙線の起源・加速機構を示す前に,加速源 で得られる宇宙線の最高到達エネルギーについて述べる. 磁場強度Bをもつ大きさRの加速源中を速度vで流れるプ ラズマには (v/c)×Bの対流電場が発生する.この電場で 電荷Zeの荷電粒子が加速されると,最高到達エネルギー E<sub>max</sub>は

$$E_{\rm max} \sim (v/c) \,{\rm Ze}BR \tag{1}$$

となる. 様々な天体・天体現象の典型的な大きさRと磁 場強度Bに対して式(1)で得られる $E_{max}$ を示した図は Hillas プロットと呼ばれている[8]. Z = 1 (プロトン) に対する Hillas プロットを図3に示す.まず,超新星残 骸 (SNR) について考える.典型的なパラメータである  $R = 10^{18} - 10^{19}$  cm,  $B = 10^{-5} - 10^{-3}$  G,速度v = 0.01cに 対して,太実線はプロトンが銀河宇宙線の最大エネルギー である knee (10<sup>15.5</sup> eV) にまで加速されうることを示して いる.このことからも,超新星残骸における無衝突衝撃波 が銀河宇宙線の起源として有力であることがわかる.

次に、10<sup>20</sup> eVに至る銀河系外宇宙線の起源を考える. 細線(細実線v=0.01c,細波線v=c)が示すように、R が小さくBが大きな中性子星(NS)から、Rが大きくB が小さな銀河団(CG)に加えて、活動銀河核(AGN), ガンマ線バースト(GRB),活動銀河核ジェット(AGN-j), などが候補に上がることがわかる.銀河団では1000 km/s 程度の速度を持つ降着衝撃波が、ガンマ線バーストや活 動銀河核では速度がほぼ光速の相対論的衝撃波が生じ、 DSAによって粒子が加速される可能性が指摘されている [4].相対論的衝撃波では高強度の電磁波が放射され、こ れによって航跡場加速が起こる可能性も示されている [9,10].また、中性子星[11]やガンマ線バースト・活動銀



 図3 様々な天体・天体現象の典型的な大きさRと磁場強度B を用いたHillas プロット[8]. Z = 1 (陽子)を仮定し、太 線は E<sub>max</sub> = 10<sup>15.5</sup> eV, 細線は E<sub>max</sub> = 10<sup>20</sup> eV, 実線と点 線はそれぞれ v = 0.01c, v = cに対応する.NS:中性子 星,WD:白色矮星,SS:太陽黒点、AGN:活動銀河核, GRB:ガンマ線バースト,SNR:超新星残骸,AGN-j:活 動銀河核ジェット,GH:銀河ハロー,CG:銀河団.山崎 氏より提供.

河核ジェット[12]における磁気リコネクションによって 10<sup>20</sup> eVの宇宙線が生成されるというモデルも示されてい る.このように、Hillasプロットに示された様々な天体・ 天体現象が銀河系外宇宙線の起源と成りうることがわか る.

#### 1.4 宇宙線の研究手法

太陽系外宇宙線の起源探査は、電磁波によるイメージン グ・スペクトル観測を中心とした, 天体のリモート観測 による研究が行われている. 例えば、光子エネルギーが 10<sup>-6</sup> eVの電波から10<sup>4</sup> eVのX線領域には、電子のシンク ロトロン放射が観測される. 10<sup>9</sup> eV (GeV) から10<sup>12</sup> eV (TeV) を超えるガンマ線領域には、電子の制動放射があ る. また、宇宙マイクロ波背景放射や星からの可視・赤外 光といった低エネルギー光子が、電子の逆コンプトン放射 として観測される. さらに, 宇宙線核子が星間ガス中の陽 子との衝突によって生成する,中性パイ中間子π<sup>0</sup>の崩壊 によって放出されるガンマ線等も観測される. これら電 磁波のスペクトルを詳細に計測することによって、放射 機構を同定し,多くの情報を得ることが出来る.例えば, SNRからのシンクロトロン放射によって、電子がSNRで 約10 TeVまで加速されていることや[13],約1年周期の 放射強度の時間変化から, SNRにおいて典型的な星間磁 場である3-10μGから約100倍に磁場増幅が行われてい ることが示された[14]. さらに, SNRからπ<sup>0</sup>崩壊による ガンマ線も観測され、陽子の加速も示された[15]. このよ うに、天体のリモート観測によって衝撃波のグローバルな 情報を得ることができる.

太陽系宇宙線は,観測衛星による「その場」観測によっ て明らかになってきた.例えば,図2に示した太陽系宇 宙線のスペクトルは,観測衛星Advanced Composition Explorer (ACE) によって[3],先述の太陽風終端衝撃波 における宇宙線異常成分はIMP-5やPioneer11によって観 測されている[6].また太陽フレアや惑星磁気圏において は,磁気リコネククションが主要な加速機構であると考え られている.地球磁気圏尾部(夜側)の構造とダイナミク スは,観測衛星GEOTAILによって30年にわたって観測 された.また2015年には同型の4機が正四面体を形作る ような編隊のMagnetospheric MultiScale (MMS)衛星 が打ち上げられ,地球磁気圏の昼側と夜側の3次元的構造 の詳細な観測が行われている.

これら無衝突衝撃波や磁気リコネクションによる加速や 加熱の物理機構を解明するには、衝撃波の遷移層や、磁気 リコネクションで磁力線の極性が反転するX点付近での、 複雑な電磁場構造や荷電粒子の集団的な振る舞いの理解が 必要となる.しかし、天体のリモート観測では時間・空間 分解能が不足しており、衝撃波や電磁場の物理量および加 速粒子の時間・空間発展を詳細に計測することは困難であ る.一方、無衝突衝撃波や磁気リコネクションにおける密 度・温度分布や磁場構造は、観測衛星による「その場」観 測によって明らかになってきた.しかし、「その場」観測 では、現象の大域構造を計測することができず、時間と空 間の変動を分離することが難しい.さらに、無衝突衝撃波 や磁気リコネクションには、さまざまな異なるスケールの 時空間変動が混在し、観測を難しくしている.

#### 1.5 レーザー宇宙物理学

我々は、高出力および高強度のパワーレーザーを用い て、レーザーでしか実現できないような高温・高密度・高 流速の極限プラズマを生成し宇宙現象の素過程を明らかに する,パワーレーザーを用いた実験室宇宙物理学,「レー ザー宇宙物理学」を推進している. レーザー宇宙物理学で は、無衝突衝撃波や磁気リコネクションのようなプラズマ 物理現象を、レーザーを用いて実験室で時間・空間的にス ケールダウンし、初期条件や各種パラメータを変化させて 検証する、天体のリモート観測では得られない衝撃波や磁 場のミクロな物理量と、衛星による「その場」観測では得 られないマクロ構造を同時に計測し、現象の時間と空間の 変動を分離することができる.天体のリモート観測と同様 な受動的な計測に加えて、プローブレーザーやパワーレー ザー生成プロトン・X線を用いた能動的な様々な計測器を 用いて,現象発生時からの時間発展を得ることができる. さらに,現在の粒子シミュレーションでは不可能な,3次 元、イオンと電子の実質量比で、長時間・大空間スケール の実験を行うことができる.

レーザー実験では、レーザー条件(エネルギー,パルス 幅,強度),使用するターゲットの材質や形状,雰囲気ガ スの有無,自己生成磁場や外部磁場等の実験に用いる磁場 の発生方法の違い等によって、広い領域にわたる磁場強 度,イオン種、プラズマ密度・温度・フロー速度を実現す ることができる.これにより、プラズマの熱エネルギー と磁気エネルギーの比(プラズマ $\beta$ )、電子およびイオン のラーマー半径とシステムサイズの比、 $v_{in}$ と音速 $C_{s}$ の比 (マッハ数M)、 $v_{in}$ とAlfvén速度 $v_{A}$ の比(Alfvénマッハ数  $M_{A}$ )、等を広いパラメータ領域にわたって制御して実験を 行うことができる.

本小特集では、無衝突衝撃波と磁気リコネクションに焦 点を当てて特集を組んだ.第2章では、「高出力レーザー を用いた磁化無衝突衝撃波実験」について示す(山崎、松 清).第3章「パワーレーザーを用いた磁気リコネクショ ン実験」では、「パワーレーザーで駆動される磁気リコネ クション現象」(3.1坂和)、「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森田)、「電 子スケールにおける磁気リコネクションのレーザー実験」 (3.3境)を示す.第4章で「まとめ」として、磁気リコ ネクションと無衝突衝撃波研究の進展についてまとめる (坂和).

#### 参考文献

[1] E.G. Zweibel and M. Yamada, Annu. Rev. Astrom

Astrophys. 47, 291 (2009).

- [2] M. Yamada et al., Rev. Mod. Phys. 82, 603 (2010).
- [3] R.A. Mewaldt et al., AIP Conference Proc. 598, 165 (2001).
- [4] 大平 豊 他:日本物理学会誌 67,832 (2012).
- [5] 木舟 正:宇宙高エネルギー粒子の物理=宇宙線・ガン マ線天文学(培風館, 2004).
- [6] M.E. Pesses et al., Astrophys. J. 246, L85 (1981).
- [7] G.R.D. Blandford and J.P. Ostriker, Astro. Phys. J. 221, L29 (1978).
- [8] A.M. Hillas, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 22, 425 (1984).
- [9] M. Hoshino, Astro. Phys. J. 672, 940 (2008).
- [10] M. Iwamoto et al., Astro. Phys. J. 924, 108 (2022).
- [11] M.deG. Dal Pino and A. Lazarianm, Astro. Phys. J. 53, L31 (2000).
- [12] D. Giannios, Mon. Not. R. Astron. Soc. 408, L46 (2010).
- [13] G. Cassam-Chenai *et al.*, Astrophys. J. **680**, 1180 (2008).
- [14] Y. Uchiyama et al., Nature 449, 576 (2007).
- [15] M. Ackermann et al., Science 339, 807 (2013).

# 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 2. 大型レーザーを用いた磁化無衝突衝撃波生成実験

#### 2. Generation of Magnetized Collisionless Shocks Using High-Power Lasers

山崎 了<sup>1,2)</sup>, 松清修一<sup>3,2)</sup>

YAMAZAKI Ryo<sup>1, 2)</sup> and MATSUKIYO Shuichi<sup>3, 2)</sup>

1)青山学院大学理工学部,2)大阪大学レーザー科学研究所,3)九州大学大学院総合理工学研究院

(原稿受付:2024年7月2日)

大型レーザーを用いた磁化プラズマ中を伝播する無衝突衝撃波の生成実験についての最近の我々の成果を報告する.外部磁場は衝撃波の進行方向にほぼ垂直である.実験室内に静止した磁化された窒素プラズマが生成され、その質量密度は一様である.この窒素プラズマがレーザー駆動のアブレーション・プラズマと相互作用して 窒素中に無衝突衝撃波が生成されていく様子を自発光ストリーク計測と空間分解したレーザートムソン散乱計測 を用いて調べた.実験結果と一次元粒子シミュレーションを比較しながら,実験データの理論的解釈を行った. 超臨界の磁化無衝突衝撃波に特徴的な密度構造が形成されていく様子を捉えることに成功したと考えられる. Keywords:

high-power laser, magnetized collisionless shock, optical diagnostic, Thomson scattering

#### 2.1 イントロダクション

無衝突衝撃波は、希薄な無衝突プラズマ中に発生する衝撃波であり、超新星残骸や太陽-地球圏、実験室プラズマ などの天体に広く存在する.上流の低エントロピーのプラ ズマ流が衝撃波に突入すると、その運動エネルギーは高温 のイオンや電子、磁気乱流、非熱的粒子などの様々な形態 に変換され散逸する.しかし、最先端の天体観測、電磁粒 子シミュレーション (particle-in-cell, PIC)、および理論 解析[1,2]にもかかわらず、エネルギー散逸の詳細なメカ ニズムは完全には解明されていない.

高エネルギー天体現象で現れる衝撃波の場合,上流のプ ラズマは磁化されており,外部磁場が衝撃波散逸過程にお いて重要な役割を果たす.そのような「磁化無衝突衝撃波」 の生成過程,特に,アルフベン・マッハ数が3程度以上の「超 臨界」磁化無衝突衝撃波では,高エネルギー粒子(宇宙 線)が生成されると考えられ,その加速過程の理解が様々 な天体現象の理解のために必要となる.超臨界の場合,入 射するイオンの一部が密度や磁場の変化の大きなrampと 呼ばれる領域で上流側へ反射され,上流の外部磁場が衝撃 波面法線に対して垂直に近ければ,磁場旋回運動をして再 び衝撃波前面に戻ってくる[2].この中で,反射イオンと 上流プラズマの間でさまざまな不安定性が発生してプラズ マ波動が生成され,粒子の散乱と加速が引き起こされる. 上流に反射されたイオンの存在する領域をfoot,さらに, ramp直後に形成される高密度領域をovershootと呼ぶ.

大型レーザーを用いた地上実験は,無衝突衝撃波を研究 する別の方法である.レーザーによって生成されたプラズ マは高速で移動し,長時間持続する.そのため,現在の

PICシミュレーションでは達成不可能な、大規模かつ長時 間にわたるプラズマ相互作用の進化を直接測定できると期 待されている.これまで,静電無衝突衝撃波[3],ワイベ ル不安定性起源の磁場を媒介した無衝突衝撃波[4,5]など の生成実験が行われてきた. さらに,磁化無衝突衝撃波で は、亜臨界の場合の生成実験に成功するとともに[6]、超 臨界の場合についての生成を試みた例もある[7.8]. これ までのところ、限られた空間サイズ・時間スケールのため に, 超臨界衝撃波の形成の明確な証拠を提示した実験結果 は報告されていないが、プラズマ相互作用が進行すれば衝 撃波に進化すると予想される前駆体の生成を示唆する結果 が得られている.本章では、一次元(1D) PIC シミュレー ションと比較しながら、超臨界磁化無衝突衝撃波を生成す る我々の実験結果[9,10]について報告する.これまでの実 験とは異なり、我々の方法は一様な質量密度を持つ静止状 態の磁化プラズマを生成できるため、上流プラズマのパラ メータを正確に決定できるのが強みとなっている.

#### 2.2 実験セットアップ

我々は大阪大学レーザー科学研究所の激光XII号レー ザー(波長1053 nm, パルス幅1.3 ns, エネルギー700 J/ ビーム)を使用した.厚さ2 mmのアルミニウム(Al)平 板ターゲットを4本のビームで同時に照射し,ターゲッ トでのレーザー強度は $3.4 \times 10^{13}$  W cm<sup>-2</sup>となる.実験概 念図を図1に示す[9].レーザーショット前にチャンバー を圧力P = 5 Torrの窒素(N)ガスで満たす.ショット直 前に,強度 $B_0$ の外部磁場を印加する.ガスはターゲット Alプラズマからの輻射によりイオン化され,イオン密度

Department of Physical Science, Aoyama Gakuin University, Sagamihara, KANAGAWA 252-5258, Japan

Corresponding authors' e-mail: ryo@phys.aoyama.ac.jp, matsukiy@esst.kyushu-u.ac.jp



図1 実験概念図[9]. (a)ターゲットはアルミ(Al)を用い,ショッ ト前にチャンバー内を窒素(N)ガスで満たす. Nガスはレー ザー照射時にアルミからの輻射で電離し,外部磁場(y方向: 黒矢印)により磁化される. (b)レーザー照射により生じ るアブレーション Al プラズマが磁化された N プラズマを 押し広げ(白矢印), 無衝突衝撃波(点線)が発生する.

 $N_{\rm N} = 3.2 \times 10^{17} \, {\rm cm}^{-3}$ の磁化プラズマになる. その後, Al プラズマ (図1(b)の濃灰色の領域) が磁化されたNガス 由来のNプラズマを押し, 磁化無衝突衝撃波を生成する (図1(b)の点線).

座標系は図2に示すように、鉛直方向z軸、コイルの 中心軸をy軸にとる。座標原点(x, y, z) = (0,0,0) はター ゲットチャンバー中心 (TCC) である。ターゲット表面 とTCCの間の距離Lは1.4 cm[9]、および、2.1 cm[10] で あり、ターゲットの法線はTCCを通る。外部磁場印加の ための電磁コイルは、4 つの50 回巻きを並列に接続した。 コイルの内径と外径はそれぞれ60 mmと110 mm であり、 2 つのコイルをy= ±25 mmに配置し、プラズマの膨張方 向に対してほぼ均一な磁場を生成した(図2 (a) および2 (c) 参照). 各コイルごとにコンデンサ4 個 (4×1.5 mF) を それぞれ電圧1.4 kV で充電し、~5 kAの準定常電流(持 続時間~100 µs)を流し、TCC付近で $B_0$  = 3.6 T[9]、3.8 T [10]を達成した.

用いたプラズマの計測は、主に以下の二つである. 一 つは、ターゲット法線(X<sup>i</sup>軸)に沿った、プラズマ自発 光ストリーク(SOP)計測(波長450 nm)である(y方 向から計測).もう一つは、レーザートムソン散乱(TS) 計測である.プローブ・レーザー(Nd: YAG,波長  $\lambda_0 = 532$  nm,エネルギー370 mJ,パルス幅約10 ns)は水 平面 z = 0内の、x軸·y軸から45度の角度で入射し(p軸: **図**2(c)参照.波数 $k_i$ ),散乱光は入射方向から90度の2つ の方向(波数 $k_{s,1}$ ,  $k_{s,2}$ )から検出された.その結果、1つ の散乱波数ベクトル $k = k_s - k_i$ はx方向,もう1つは-y方向となり(**図**2(d)),これらの方向の電子温度、イオ ン温度、バルク速度を計測できる.散乱スペクトルは、3 個の回折光子を通過させる分光システムとICCDカメラで 測定した(スペクトル分解能は約10 pm(IAW-1)および 約18 pm(IAW-2),露光時間3 ns).

#### 2.3 実験結果

まず、Nガスと外部磁場が共にない状態( $P=B_0=0$ ) では、Alプラズマは弱い光を放出しながら初速度を保っ て自由膨張するはずである. SOP計測結果より、Alプラ ズマの初速度は $v_{Al0} \approx 800 \text{ km s}^{-1}$ と推定された.



 図2 (a)実験装置の鳥瞰図[9]. (b)装置の側面図.ターゲットの法線(X<sup>´</sup>軸)は x-z平面内にある. (c)装置の上面図. TSイオン項(IAW)の測定のためのプローブレーザー(k<sub>i</sub>:p軸)はTCC(x = y = z = p = 0)に集光し,散乱光は異なる2方向から測定される. IAW-1(k<sub>s,1</sub>)とIAW-2(k<sub>s,2</sub>). (d)測定波数 k<sub>IAW,1</sub>= k<sub>s,1</sub>-k<sub>i</sub>と k<sub>IAW,2</sub>= k<sub>s,2</sub>-k<sub>i</sub>は, アルミプラズマの流れに対して,それぞれおおよそ平行, 垂直である.

以降では、このような高速で動くAlプラズマと静止したNプラズマの相互作用から衝撃波が生成される様子を見ていく、3.1節ではL = 1.4 cm,  $B_0 = 3.6$  T, P = 5 Torrの場合で主に超臨界磁化衝撃波の生成段階についての計測結果[9]を、3.2節ではL = 2.1 cm,  $B_0 = 3.8$  T, P = 5 Torrの場合で我々が「種衝撃波」と呼ぶ構造の時空間発展についての計測結果[10]を紹介する.

#### 2.3.1 $L = 1.4 \text{ cm}, B_0 = 3.6 \text{ T}$

外部磁場を印加しない場合 ( $B_0 = 0$ ) と,強度 $B_0 = 3.6 \text{ T}$ で印加した場合のSOP計測結果の比較を図3に示す。両 者で最も自発光強度の明るい領域の先端(強度変化の大き な位置)の軌跡X'(t)は、関数形

$$X'(t) = v_0 t (1 - t/t_0), \tag{1}$$



図3 SOP 計測の結果 (L = 1.4 cm)[9]. 左は外部磁場無し ( $B_0 = 0$ ),右は外部磁場強度  $B_0 = 3.6 \text{ T}$ の場合の結果.発 光強度の変化の大きな部分P1, P2, R1, R2を点線で示した. TCC は X´ = 1.4 cm (p = 0) に位置し,図4,5 に示され ている TS 測定の時刻がゲート幅を意味する誤差棒付きの 白丸で示されている.X´方向に沿った法線ベクトルを持 つ平面波を仮定し,図4右 (p = 1 mm)における TS 測定 の位置と時刻を白四角で,上流プラズマパラメータを推定 する位置 (p = -2 mm)を白三角で示す.

および共通のパラメータ値 $v_0 = 590 \text{ km s}^{-1}$ ,  $t_0 = 148 \text{ ns}$ で よく説明できる(図中のP1, P2で示す破線.本節ではター ゲットの位置をX' = 0としている).このことは、P1とP2 がAlプラズマとNプラズマの(電子スケールでの)境界 であると仮定すれば自然に理解できる.その場合、Alプ ラズマの動圧が非常に大きいため、二つのプラズマの相互 作用の初期段階ではNプラズマの磁気圧の有無は無視で きるからである.

P1やP2よりも上流側では、外部磁場の有無で明確な 違いが見られる。外部磁場のない場合( $B_0=0$ )、P1より も前方へ速く移動する構造「R1」は、t=15 nsでP1の 前を約700 km s<sup>-1</sup>の速度で進む。R1  $tv_0=1600 \text{ km s}^{-1}$ ,  $t_0 = 48 \text{ ns}$ ととれば(1)式の関数形で良く説明できる。 一方、外部磁場を印加した場合、TS計測を行った時刻 t = 23 nsでは、 $X' \approx 1.47 \text{ cm}$ に小さなジャンプ(図3右に 「R2」と示す)が確認できた。R2とP2の間隔は、 $B_0=0$ の場合のR1とP1の間隔よりも狭く、外部磁場によってイ オンのダイナミクスが変わったことを示唆している。R2 も $v_0 = 1000 \text{ km s}^{-1}$ ,  $t_0 = 64 \text{ ns}$ ととれば(1)式で説明可能 である。R2は外向きに伝播していることもわかる。

次にTS計測の結果を紹介する.まず外部磁場を印加し ない場合について見てみる.図4左には、散乱波数ベクト ル方向のイオン音波(IAW)との共鳴に対応するダブル ピークをもつスペクトルが入射波長532 nm付近に現れて いる. これらは、ほぼ静止している上流のNプラズマか らのものである. R1 通過後数ナノ秒 (t=15 ns) で, 静 止していたNプラズマが加熱されている  $(T_e \approx 100 \text{ eV},$  $T_i \approx 230 \text{ eV}$ ). また, IAW-1 では $\lambda \approx 530.2 \text{ nm}$  で移動す るプラズマの存在を確認できるが、IAW-2には現れてい ない.これは、高速で動くプラズマと静止したNプラズ マが同じ空間位置に共存していることを示し、イオンの ダイナミクスが無衝突であることを示す. この高速成分 がX´軸に沿って移動していると仮定すると、バルク速度 *V<sub>X</sub>*≈740 km s<sup>-1</sup>が導かれ、これはSOP計測で得られた  $t \approx 15 \text{ ns} \text{ } \mathcal{O} \text{ } \text{R1} \text{ } \mathcal{O} 速度とほぼ一致する. } t = 23 \text{ } \text{ } \text{ } \text{ } \text{ } (p = 0)$ で取得されたTSスペクトルは、明確なダブルピークを示 していない (図4左).得られたスペクトルがマクスウェ ル分布を持つプラズマ内のIAWによる散乱光だと仮定し てスペクトルのフィッティングを行うと、物理的に不自然 なパラメータが導かれる.これは、この時刻および場所に



図4 TS 計測によって得られたスペクトル[9]. (a) 外部磁場なしの場合の時刻 t = 15 ns での IAW-1と IAW-2の計測結果の比較(TCC: p = 0). (b) t = 23 ns での IAW-1による外部磁場の有無による計測結果の比較(p=1 mm).

おけるプラズマが非定常であるか,または高度に非線形な 状態にあって上記の仮定が成立しないことを示唆する.

次に、強度 $B_0$  = 3.6 Tの外部磁場を印加したショットの TSスペクトルを解析した. 図 5 (a)は、t = 23 nsにおける空 間分解されたTSスペクトルを示しており、縦軸pはプロー ブレーザーに沿った位置(図2(c)参照)である(p = 0が TCCに対応). p > 0のときに明確な IAW によるダブルピー クが現れた. Nプラズマを仮定してp = 1 mmのスペクト ル(図4右)をフィットした結果、 $V_X$  = 400 km s<sup>-1</sup>、イ オン密度 $N_N = N_0/Z = 1.2 \times 10^{18}$  cm<sup>-3</sup>が得られ、これは初 期の上流の密度の約3.6倍であり、イオンの圧縮を示して いる. さらに、p < 0では散乱光が存在しない(図5(a)). このようなエッジの特徴は図3右の R2に対応しており、 空間分解されたTS測定によって初めて確認できたことで ある.

以下では、実験と類似した条件下での1D PICシミュ レーションとの比較を通じて実験結果を解釈してみたい. このような議論は、過去の超臨界磁化衝撃波に関する実験 研究でも行われているが、レーザー実験では現実のイオ ン・電子質量比を持つ3次元粒子シミュレーションでは達 成不可能な大空間・長時間のプラズマ相互作用の進化を調 べている点は指摘しておきたい.つまり、実験結果とシ ミュレーション結果を比較する際に、実験結果がシミュ レーション結果と完全に(定量的に)一致する必要はない. それにもかかわらず、以下に述べるように、外部磁場あり・ なしの両方の場合で1D PICシミュレーション結果は実験 データと大雑把に一致しているため、シミュレーションは 磁化衝撃波形成に関連する本質的な特徴を既に捉えている と期待できる.

 $B_0 = 0$ の条件での1D PICシミュレーション[11]によ ると、電子密度の急激な上昇はNとAlプラズマの境界面 で起こるため、図3左で見えたP1はこの電子スケールの 不連続面であると解釈できる.これはt = 15 nsと23 ns で、この境界面の上流側で電子温度およびイオン温度が 高いこととも無矛盾である.Alプラズマ内で自己生成さ れた磁場(Biermann磁場)は衝撃波の形成の始まる頃



図5 外部磁場  $B_0$  = 3.6 T の場合の t = 23 ns での TS 計測結果 と1D PIC シミュレーションの比較[9]. (a) プローブレー ザー軸 p に沿って空間分解された TS スペクトルの測定結 果 (IAW-1). (b)~(d) 1D PIC シミュレーションの結果. 横軸はターゲットからの距離 X´を表す. (b), (c), (d) は, それぞれ,電子, AI イオン, N イオンの位相空間プロット. (c), (d) で灰色線は電子のバルク速度を示す.

(t>10 ns)でもAlプラズマの先端付近で約10 T ほどの強 度を保ち、Nイオンの反射の原因となる[11].その後、Al とNプラズマの相互作用により境界面 P1 は減速する。外 部磁場がないため、一部のAlイオンが境界面 P1を越えて Nプラズマ中へと侵入し、その際、ポンデロモーティブ力 によって加速される[11].これらの高速Alイオンが図3 左で見た R1 に対応する.これらの高速イオンは静止して いる上流 Nプラズマとの相互作用により減速し、P1 と R1 の間の領域で入射 Nプラズマが加熱される.

B<sub>0</sub>=3.6Tの場合のSOPおよびTS測定の解析結果も, 1D PICシミュレーション結果とおおよそ一致している (図5(b), (c), (d)). 図3右のP2は、AlとNプラズマの 境界面と解釈される(図5(b)).入射Nイオンは圧縮され たBiermann磁場のためにAlプラズマ深くには侵入でき ない (図5(d)). 一方, Alイオンは圧縮された外部磁場 に捕捉され、Nプラズマ中には侵入できない(図5(c)). 入射Nイオンは、初期はAlとNプラズマの境界面P2付近 で反射され、しばらく後の時間帯ではNプラズマ内の圧 縮された外部磁場によって反射される.反射後,外部磁 場の影響で旋回する (foot:図5(d)). したがって、図3 右のR2は反射されたNイオンの端に対応すると解釈する のが自然である.これはTS 測定の結果でも見えている (図5(a)). 電子密度はp≈1mmで最大値を取り、これは shock overshootの前駆体に相当する. したがって. この まま時間がたてば磁化無衝突衝撃波の特徴である foot~ overshootといった構造に発展していくと予想される.

TS計測を用いて上流Nプラズマの物理量を推定するこ とができる.  $B_0 = 0$ の場合のt = 10 ns およびp = -2 mm のIAW-1のデータを解析し、R1の不連続がまだ到達し ていない場所(図3の白三角印)でのTSスペクトル をフィットしてNイオン密度 $N_N = N_e/Z = (4.4 \pm 1.5) \times$  $10^{17}$ cm<sup>-3</sup>を得る.さらに、電子温度とイオン温度が6 eV 程度であることから、上流の音速≈11 km/s、アルフベン 速度≈32 km/s、イオン(電子)プラズマベータ $\beta_i$ ≈0.08 ( $\beta_e$ ≈0.2)と見積もれる.したがって、Magnetosonicマッ ハ数>12およびアルフベン・マッハ数>13の超臨界磁化 衝撃波に発展すると予想される.Nイオン間のクーロン散 乱の平均自由行程は $\lambda_{ii}$ ≈3.5 cm であり、イオン同士は無 衝突であることも確認できた.

#### 2.3.2 $L = 2.1 \text{ cm}, B_0 = 3.8 \text{ T}$

図6はSOPのデータで、外部磁場を印加していないと き( $B_0 = 0$ )の時空図が(a),このときのいくつかの時刻 における断面が(c)に示されており、同じフォーマットで 外部磁場( $B_0 = 3.8$  T)を印加したときの時空図を(b), いくつかの時刻における断面を(d)に示している.(a)や (b)で、発光強度の強いピークが時間とともにX´の正方 向に伝搬しており、X´=0(TCC)通過時の伝搬速度はそ れぞれ~270 km s<sup>-1</sup>(a)および~210 km s<sup>-1</sup>(b)である(本 節ではTCCをX´座標の原点としている点に注意された い).(a)では、ピークの前面に発光強度が少しだけ増す 領域が広がっている.ここではこの領域を「precursor」 と呼ぶ.precursorは、(b)では*t* < 40 ns に、限られた空



図6 外部磁場(a)(c) B<sub>0</sub> = 0 T および(b)(d) B<sub>0</sub> = 3.8 T の場合の SOP データ.(a) および(b) では,縦軸はレーザーショッ トからの経過時間,色は自発光強度を表す.(c),(d)は, いくつかの時刻における(a),(b)の断面(文献[10] Fig.2より転載).

間領域でのみ確認できる.Precursorの起源として、初期の磁気的構造で反射されたNイオンや、ターゲット起源のAlイオンの可能性がある.レーザー照射後の早い時刻に生成された高速のイオンが上流側にしみ出したものと考えられ、(b)では外部磁場によるサイクロトロン運動でイオンの軌道が曲げられてサイクロトロン半径程度まで 到達したものをかろうじて捉えたと考えられる.仮にアブレーションで生成されたアルミイオンの初速度を800 km s<sup>-1</sup>とすると、3.8 Tの磁場中でのアルミイオンのジャイロ半径は $\rho_{Al} \sim 58/Z_{Al}$  mm ( $Z_{Al}$ はイオン価数)となる.  $Z_{Al} \geq 3 \circ \rho_{Al} < 20$  mmであるから、(b)でTCCより上流側にprecursorが見られないことと整合する.

外部磁場がないとき ( $B_0 = 0$ )の自発光の空間波形(c)は、 比較的単純で安定なピーク構造を呈しているのに対して、 外部磁場のある場合は明らかにピークが内部構造を有して おり(d)、その波形が時間変化していることがわかる. ピー クのすぐ前面に平坦化した構造が見られ、遷移領域のサイ ズが時間とともに大きくなっている. 遷移領域の空間サイ ズは2 mm 程度で、外部磁場のないとき(1 mm 程度以下) よりも有意に大きい.

図 7 (a) に,  $B_0 = 0$ のときのt = 35 ns における TS スペ クトルを示す. 縦軸はプローブ光に沿った位置p, 横軸は プローブ光波長 ( $\lambda_0 = 532$  nm) からのずれを表わし,  $\lambda_0$ 付近の光はカットして迷光を拾わないようにしている. p > 0の領域で, 散乱光波長の急なシフトと広帯域化が確 認できる. precursorに相当するp = 0.5 mm での断面を 図 7 (c) に示す. 青点線が平均値, エラーバーを灰色で表 した.

スペクトルをフィットして、電子密度 $N_e \approx 1.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 、 電子温度 $T_e \approx 240 \text{ eV}$ 、電子ドリフト速度 $v_{de} \approx 40 \text{ km s}^{-1}$ 、 イオン温度 $T_N \approx 450 \text{ eV}$ 、平均価数 $Z_N \approx 3.9$ 、およびイオン ドリフト速度 $v_{di} \approx 40 \text{ km s}^{-1}$ の各値を得た、 $N_e/N_N \approx 3.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ の値は5TorrのNガス中の原子の数密度 ( $\approx 3.2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )とおおむね一致するので、計測位置 のプラズマは完全電離していると考えられる。

 $B_0 = 3.8 \text{ T}$ のときのt = 35 nsにおける TSスペクトルを 図7(b)に示す.スペクトルがp > 0.5 mmにおいて徐々 に広帯域化しており,この領域は図6(b)で見られた小さ な precursorの端付近に相当している.p = -0.5 mmに おけるスペクトルの断面を図7(d)に示す.カットされ ているピーク以外の青点線に対する最良フィットのパラ メータとして $N_e \approx 4.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , $T_e \approx 7 \text{ eV}$ , $T_N \approx 5 \text{ eV}$ ,  $Z_N \approx 1.3$ ,  $v_{de} \approx v_{di} \approx 5 \text{ km s}^{-1}$ を得た.ここでも $N_e \ge Z_N$ の 値から5 Torr のNガスが完全電離していると考えられる. これらの値を用いてNプラズマの衝撃波上流でのアルフベ ン速度を見積もると $V_{AG} \approx 38.6 \text{ km s}^{-1}$ であった.したがっ て図6(b)で見られたピーク構造の伝搬速度210 km s<sup>-1</sup>は アルフベンマッハ数 $M_A \approx 5.4$ (超臨界衝撃波)に相当する. なお、上流の電子ベータ値は $\beta_e \approx 0.1 \ge 見積もられた$ .

ここでも、実験を模した数値実験を行って実験結果の解 釈を試みる.1次元 PIC 計算を用いてAl プラズマとNプ ラズマの相互作用の様子を調べた.初期に、静止した一様 なガスプラズマで系を満たす.実験で得られた上流Nイ オンの平均価数 ( $Z_N \approx 1.3$ )が1に近いことから、計算で



図7 t = 35 ns における外部磁場 (a) (c)  $B_0 = 0$  T および (b) (d)  $B_0 = 3.8$  T の場合の TS スペクトル. (a) および(b) では, 縦軸はプローブ光に沿った位置 (p 軸),横軸は $\lambda_0$ からの 波長シフト $\Delta\lambda$ を示しており,色は散乱光強度を表す. (c) および(d) は p = -0.5 mm に沿った断面を表す(文献[10] Fig.3より転載).

のNイオンの価数は1とした.Nイオンと $m_G/m_e = 100$ , 電子プラズマ周波数とサイクロトロン周波 $\omega_{Ge}/\Omega_{Ge} = 20$ , 電子およびイオンのベータ値を $\beta_{Ge} = \beta_{Gi} = 0.1$ ,分布関数 はマックスウェル分布を仮定した. $X' = -2/\cos 14^\circ \text{ cm} の$ 位置から、Alプラズマを有限時間( $0 \le \Omega_{Gi} t \le 0.035$ )注 入する. $\Omega_{Gi}$ はNイオンのサイクロトロン周波数である. Alプラズマは電子と6価の陽イオンから成り、その質量 比は $m_T/m_e = 200$ とした.Alプラズマ由来の電子とNプ ラズマ由来の電子の密度比は $N_{Te}/N_{Ge} = 9$ , Alプラズマが 運ぶ磁場は外部磁場の6倍とした.Alイオンの注入速度  $v_{in} = 27v_A$ はとした.ただし $v_A$ はNプラズマのアルフベン 速度である.Alプラズマの電子の分布関数はマックスウェ ル分布で与えるが、 $v_x$ 成分は $v_x > 0$ のみの速度を持つよう に与えた.電子温度は $T_e = 2m_e v_{in}^2$ とした.

アブレーション時にターゲット表面で生成される Biermann磁場の強度は~100 Tに及ぶことが知られてい るが、ショット後はターゲットプラズマが拡散するのに 伴って磁場も弱くなる.この過程は複雑なため、磁場強 度の時間変化を正確に予測することは難しい.ここでは 22.8 Tの一定強度の磁場(Z方向)をAlプラズマとともに 注入した.上述の注入時間はレーザーのパルス幅1.3 nsに、 注入速度は~900 km s<sup>-1</sup>に相当する.イオン-電子間質量 比には実際よりも小さい値を用いたが、AlイオンとNイ オンの質量比は2であり、これは現実の質量比とほぼ同じ 値である.系のサイズは25 $v_A/\Omega_{Gi}$ (≈32 mm)、空間格子 数は72,000、各粒子種の超粒子数はセルあたり256 個とし た.

イオンの位相空間分布の時間発展を図8に示す.重ねて 描いた黒線と灰色線は、それぞれ電子密度と磁場の波形で ある. *t*=2.0 nsにおいて、入射したターゲットイオンが確 認できる.イオンはその後、速度分散のために位相空間を





広がりつつ、外部磁場を感じてサイクロトロン運動してい る(t=15.1 ns). サイクロトロン周期の1/4( $t\approx19 \text{ ns}$ )を すぎると、Alイオンはその運動方向を反転して原点(TCC) 付近から遠ざかる(t=25.1, 35.1 ns). Alプラズマの注入 時間が短いため、Nプラズマは十分に圧縮されておらず、  $t\sim30 \text{ ns}$ ではまだ衝撃波は形成されていない. しかしなが ら、Alイオンによって弱いながらも加速されたNイオン がX<sup>´</sup>方向の速度を持ち、その後徐々に前方に堆積して圧 縮され、密度波形の突っ立った衝撃波に似た構造を作って いる(t=35.1 ns). ただし突っ立ち構造のすぐ後方では密 度が減少しており、十分発達した衝撃波とは言い難い. 以 降ではこれを「種衝撃波」と呼ぶことにする.

図6(b)の自発光データと視野をそろえた電子密度の時 空図を図9(a)に示す. t<40 nsでは,密度ピークの上流 側に電子密度が少しだけ上昇する領域が確認できる.そ の後,ピークの前方に密度がやや上昇した領域が形成さ れ,この領域のすぐ後ろに種衝撃波が見られる. t=70 ns



 図 9 (a)電子密度の時空間発展. (b) B<sub>0</sub> = 0 T の場合のレーザー 実験で得られた, p = 1.36 mm, t = 35 ns における TS スペクトル. (c) (a)の#における電子 (実線) およびイオン(破線)分布関数. (d)イオン位相空間の時間発展と(e)電子密度波形 (文献 [10] Fig.5より転載).

における構造の伝搬速度は $v_{\rm sh} \approx 153 \, {\rm km \, s^{-1}}$  ( $M_{\rm A} \approx 4.4$ ) であり、この値は実験での同時刻の速度 $v_{\rm sh} \approx 146 \, {\rm km \, s^{-1}}$ ( $M_{\rm A} \approx 3.8$ ) と近い.

図9(d, e) では, t = 50 nsにおいて $X^{(\approx)} = -0.5$  mmに種 衝撃波が見られる. その後, 密度ピークの前面に平坦部が 形成される. 種衝撃波面で上流Nイオンの一部が反射さ れており, 平坦部は反射イオンが占める領域に相当してい る. これはfootと呼ばれる構造で,反射イオンの運動とと もに時間発展する. 種衝撃波の以上の振る舞いは,よく発 達した超臨界衝撃波の波面の振る舞いと共通している. 数 値実験ではこの後,種衝撃波は自己再形成しながら発達し た下流構造を蓄えていく.

 $B_0 = 3.8 \text{ T} の実験での precursor における TS スペクトル$  $(図9(b))では、短波長側(<math>\Delta \lambda < -0.2 \text{ nm}$ )のスペクト ルの裾が明らかに上昇している。これはイオンよりも速い バルク速度で上流に向かって運動する電子の存在を示唆す る。数値実験の同様の位置および時刻(図9(a)の#)で の電子分布関数(図9(c))は $V_x > 0$ でやや上昇している。 破線で示したイオンの分布関数を見ると、一部のイオンが 正の速度を持っており、これらのイオンが電子を引きずる ことで電子分布の上昇が起こっていることを示唆してい る。このことから、実験で見られる非対称なTS スペクト ルは非対称な電子分布関数に起因している可能性がある。

#### 2.4 まとめと今後の課題

本章では、我々の行っている大型レーザーを用いた超 臨界磁化無衝突衝撃波の生成実験の最近の進展[9,10]に ついてまとめた.  $B_0$ =3.6 T, P=5 Torrの場合で主に 超臨界磁化衝撃波の生成段階についての計測結果[9]と、  $B_0$ =3.8 T, P=5 Torrの場合に観測された種衝撃波の時 空間発展[10]について紹介した. その後、2022年度の実 験ではP=1 Torrの窒素ガスに対して同様の実験を行い、 磁場の直接計測により磁気波動を直接計測できているほ か、ヘリウムガスを用いた実験にも着手している. 今後 は、磁化プラズマに起因する時空間構造や波動の同定、さ らには長時間計測による被加速粒子の計測をめざしていき たい.

#### 謝 辞

本章で紹介した研究の一部は日本学術振興会科学研究費 補助金(18H01232,22H01251,23K22522),住友財団 環境研究助成(203099),およびレーザー科学研究所の共 同利用・共同研究からの助成のもとで行われました.大型 レーザー運転に関しては、大阪大学レーザーエネルギー 学研究センターの激光XII号レーザーの技術者,研究者の 方々感謝致します.九州大学の森田太智氏と諌山翔伍氏, 富山大学の竹崎太智氏,北海道大学の富田健太郎氏と梅田 隆行氏,東京大学の大平豊氏と星野真弘氏,大阪大学の蔵 満康浩氏,佐野孝好氏と坂和洋一氏に感謝します.またぞ れ以上に多くの学生の助けにより,大型レーザー実験を行 うことができました.感謝いたします. Special Topic Article

#### 参考文献

- [1] 山崎 了:プラズマ・核融合学会誌 92,78 (2016).
- [2] 松清修一:プラズマ・核融合学会誌 92,87 (2016).
- [3] 森田太智 他:プラズマ・核融合学会誌 92,98 (2016).
- [4] 坂和洋一:プラズマ・核融合学会誌 92,102 (2016).
- [5] F. Fiuza *et al.*, Nat. Phys. **16**, 916 (2020).
- [6] C. Niemann et al., Geophys. Res. Lett. 41, 7413

(2014).

- [7] D.B. Schaeffer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **122**, 245001 (2019).
- [8] W. Yao et al., Nat. Phys. 17, 1177 (2021).
- [9] R. Yamazaki et al., Phys. Rev. E 105, 025203 (2022).
- [10] S. Matsukiyo et al., Phys. Rev. E 106, 025205 (2022).
- [11] T. Umeda et al., Phys. Plasmas 26, 032303 (2019).

# 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 3.1 パワーレーザーで駆動される磁気リコネクション現象

#### 3.1 Magnetic Reconnection Driven by Power Lasers

坂和洋一 SAKAWA Youichi 大阪大学レーザー科学研究所 (原稿受付:2024年9月1日)

高出力および高強度のパワーレーザーを用いた磁気リコネクション実験の概要について解説する.パワーレー ザーは高温・高密度な高エネルギー密度プラズマを生成することができ、従来の磁場閉じ込め装置を用いた磁気 リコネクション実験よりも高いプラズマベータ(プラズマの熱エネルギーと磁気エネルギーの比)領域での現象 を観測することができる.また、コイルターゲットを用いた強磁場中の低プラズマベータ磁気リコネクション実 験も進められている.本節では、国内外で行われているパワーレーザー駆動の磁気リコネクション実験について 紹介する.

#### Keywords:

magnetic reconnection, power laser, plasma  $\beta$ , Alfven velocity, capacitor coil, Biermann battery effect

#### 3.1.1 はじめに

本小特集の第1章で述べたように、磁気リコネクション とは、プラズマ中で磁力線が繋ぎ変わる現象であり、この 時に磁場のエネルギーが粒子の運動エネルギーに変換され る.スペースプラズマにおける観測や磁場装置を用いた実 験による磁気リコネクション研究に加えて[1,2]、約20年 前から高出力および高強度のパワーレーザーやパルスパ ワー装置を用いた磁気リコネクション実験が国内外で行わ れるようになった.レーザー実験では、プラズマの熱エネ ルギーと磁気エネルギーの比(プラズマβ)やプラズマの 運動エネルギーと磁気エネルギーの比(dynamic  $\beta$ または kinetic  $\beta(\beta_k)$ )を広いパラメータ領域にわたって制御して 実験を行うことができる.

**表**1に宇宙プラズマと実験室プラズマの,電子密度 $n_e$ ,電 子温度 $T_e$ ,磁場強度B,電子のプラズマ $\beta$ (= $n_eT_e/(B^2/\mu_0)$ ),  $\mu_0$ は真空中の透磁率)の比較を示す[3-9].宇宙には,様々 な天体現象が存在し,磁場強度は20桁(本小特集第1章の 図3参照),電子密度は30桁にわたって異なる.しかし, 電子のプラズマ $\beta$ は,X線連星ディスクや銀河団等以外 は,多くが $\beta$ ≪1の領域となる[3].実験室のプラズマでは, 磁場閉じ込め装置を用いた実験による磁気リコネクション は,ほとんどが $\beta$ ≪1の領域で行われる[3].それに対し, レーザーおよびパルスパワーを用いた実験では,反平行磁 場やプラズマの生成法,用いるレーザー強度等によって 様々な $\beta$ 値の領域での実験を行うことができる.例えばパ ルスパワー装置では,パルス電流によって数Tの磁場を数 100 ns に渡って持続でき、 $\beta < 1$ の実験ができる [4,5]. パ ワーレーザーによる自己生成磁場(Biermann磁場)を用 いた実験では、数10 Tの磁場がレーザーパルス幅程度の 数 ns 発生し、 $\beta \gg 1$ の実験が可能となる [6,7]. レーザープ ラズマと永久磁石( $B \sim 0.3$  T)を用いると $\beta > 1000$ が達 成できる [8]. さらに、近年活発に研究が行われているキャ パシタコイルターゲットを用いた実験では、数100 Tの磁 場生成が可能で、 $\beta \ll 1$ の領域での実験が行われている [9].

本節では以下に,パワーレーザーとパルスパワー装置を 用いた,3種類の磁気リコネクション実験を紹介する.

		$n_{\rm e}({\rm m}^{-3})$	$\mathrm{Te}(\mathrm{eV})$	B(T)	electron $\beta$
宇宙	磁気圏尾部	$3 \times 10^{5}$	600	$2 \times 10^{-8}$	0.18
[3]	太陽フレア	$1 \times 10^{15}$	200	$2 \times 10^{-8}$	$2 \times 10^{-4}$
	ガンマ線バースト	$2 \times 10^{35}$	$3 \times 10^5$	$4 \times 10^9$	$1.5\times10^{-3}$
	AGN ディスクフレア	$1 \times 10^{17}$	$5 \times 10^5$	4	$1.3\times10^{-3}$
	X線連星ディスク	$1 \times 10^{27}$	75	36	23
	銀河団	$4 \times 10^4$	$3 \times 10^5$	$2 \times 10^{-9}$	20
実験	磁場閉じ込め装置 (MRX)[3]	$1 \times 10^{19}$	10	0.1	$4 \times 10^{-3}$
	パルスパワー装置(MAGPIE)[4]	$3 \times 10^{23}$	15	3	0.2
	パルスパワー装置(Z Machine)[5]	$1.5\!\times\!10^{24}$	1.9	3.9	$7.6\times10^{-2}$
	Bierman磁場 (Morita等)[6]	$1 \times 10^{25}$	100	15	1.8
	Bierman磁場 (Pearcy等)[7]	$3.2\!\times\!10^{25}$	$2.2\!\times\!10^3$	55	9.4
	レーザープラズマ+永久磁石[8]	$1 \times 10^{25}$	50	0.3	$2.2 \times 10^3$
	キャパシタコイル (Zhang等) [9]	$5 \times 10^{24}$	200	30	0.45

表1 宇宙プラズマと実験室プラズマの,電子密度 n<sub>e</sub>,電子温度 T<sub>e</sub>,磁場強度 B,電子プラズマβの比較[3-9].

Institute of Laser Engineering, Osaka University, Suita, OSAKA 565-0871, Japan

author's e-mail: sakawa-y@ile.osaka-u.ac.jp

#### 3.1.2 パワーレーザーとパルスパワー装置を用 いた磁気リコネクション実験

ここでは、(1)パルスパワー装置を用いた実験、(2)高 出力レーザーによる自己生成磁場を用いた高プラズマβ実 験、(3)キャパシタコイルを用いた低プラズマβ実験、の 3つの異なるパラメータ領域の磁気リコネクション実験を 紹介する.

#### 3.1.2.1 パルスパワー装置を用いた磁気リコネクション 実験

近年, 図1(a)に示す wire-array Z-ピンチパルスパワー 装置を用いた磁気リコネクション実験が注目されている [4,5,10-13]. パワーレーザーを用いた実験に比べて, リ コネクション領域が大きく, 現象の持続時間も長い. プラ ズモイド(磁気島に囲まれたプラズマ)生成を含むミクロ な現象の物理量を,多くの計測器を用いて同時に求めてい る. 最近の実験では,プラズモイド生成や強い輻射冷却を 伴う磁気リコネクションの結果が示されている.

MAGPIE装置[10]を用いた実験では、~500 nsのパル ス電流を流して $\theta$ 方向に磁場を生成する(図1(b)).2つ のwire arrayを平行に並べることによって(dual wire array),反平行の磁場配位が形成される.ワイヤーが放 電電流でアブレーションすることによって生成されたプ ラズマは、 $J \times B$ 力(Jは電流密度,Bは磁場強度)を受 けて径方向の外側に超音速で広がる.この速度がプラズマ のインフロー速度 $v_{in}$ となり、2つのwire arrayの中央で 200 ns以上に渡って電流シートが保持され、磁気リコネク ションを駆動する.ワイヤー材料としてAIまたはCarbon (C)を用いることによって、Alfvénマッハ数 $M_A$ ( $v_{in}$  と Alfvén速度 $v_A$ の比, $v_A = B/(\mu_0 m_i n_i)^{0.5}$ , $m_i$ はイオン質量,



図1 MAGPIE システム. (a)電流パルス印加前, (b)電流パル ス印加中. (c)並列に駆動される2つのワイヤアレイ. プ ラズマ流は磁化されており,各アレイから放射状に外側に 流れ,中間面で反平行磁場と衝突して磁気リコネクション が発生する[4].

 $n_i$ はイオン数密度)の異なる領域の磁気リコネクション を実現している.Alを用いると、プラズマ $\beta_{Al}$ ~1の領域 で、Super-Alfvénic ( $M_{A-Al}=2.2$ )でダイナミックベータ  $\beta_{k-Al}$ ~10とインフローによって強く駆動された領域とな る.一方Cを用いると、 $\beta_C=0.4$ の領域で、sub-Alfvénic ( $M_{A-C}=0.7$ )で $\beta_{k-C}$ ~1となる、リコネクション領域は、 Alでは比較的均一であるのに対し、Cではプラズモイドが 生成されている。また、インフロー領域からリコネクショ ン領域に侵入することによる $T_e$ と $T_i$ の増加が、Alは2倍 程度と比較的小さかった、一方Cでは $T_e$ が約6倍、 $T_i$ が 約12倍と大きな増加を示し、プラズモイド生成に起因す ると考えられている[4,11-14].

Datta 等はSandia National Laboratoryのパルスパワー 装置Z machineにおいて, Alのdual wire arrayを用いて Cooling parameter  $R_{cool} = \tau_{hydro}/\tau_{cool} > 100$  ( $\tau_{hydro}$  は流体 力学的通過時間, *t*cool は冷却時間)の輻射冷却効果の大き な領域でプラズモイド生成を伴う磁気リコネクション実験 を行った (β~0.1) [5]. これまでのパルスパワー装置を 用いた実験では、プラズモイド生成と強い輻射冷却を同 時に達成することができていなかった. 3D-MHDシミュ レーションとの比較から、電流シートに tearing 不安定性 によって生成されたプラズモイドが高温・高密度となり ホットスポットを形成し、リコネクション層において強い AlからのX線放射による輻射冷却が発生していることを 示した[9].本小特集第1章で示したように、マグネター (10<sup>15</sup>Gの超強磁場を伴う中性子星)やガンマ線バースト などの天体では、磁気リコネクションによるエネルギー放 出に輻射が重要な役割を果たしていると考えられており [15], 今後の進展が期待される.

#### 3.1.2.2 高出力レーザーを用いた高プラズマβ磁気リコ ネクション実験

高出力レーザーを平板ターゲットに照射すると, Biermann Battery 効果 (d $B/dt = -(1/n_e e) \nabla n_e \times \nabla T_e$ )) によってレーザーの周りに自己生成磁場 (Biermann磁場) が発生する. 2006年にNilson等が, 2本のnsパルスレー ザー (レーザー強度~10<sup>15</sup> W/cm<sup>2</sup>) を用いて約100 Tの反 平行磁場を生成し、プラズマの広がりにともない磁気リコ ネクションが発生することを示した[16]. それ以降, この 自己生成磁場を用いて多くの磁気リコネクション実験が行 われてきた[17-21]. これらは通常、プラズマβとダイナ ミック  $\beta_k$ の大きな領域での磁気リコネクションとなる.

比較的新しい試みとして,惑星間磁場と昼側の地球磁場 の境界では,高密度・高流速・弱磁場の磁気シースプラズ マと低密度・低流速・強磁場の地球磁気圏プラズマとの間 で非対称リコネクションが発生することに着目し,2本の レーザーパルス間の遅延時間を変えて,密度・流速・磁場 の異なるプラズマを生成し,非対称リコネクション実験が 行われた[19].また,2本のレーザーをそれぞれレーザー 軸に対して角度を付けたターゲット照射して,リコネク ション電場と平行方向の磁場,すなわちガイド磁場の効果 を実験的に調べた[20].ベキ乗の電子エネルギースペクト ルの観測[20,21]と,PICを用いたその物理機構の理解も 最近の実験では、複数のプラズモイドを伴う磁気リコネ クション、磁気リコネクションにおける粒子間衝突の影 響、乱流磁気リコネクション等が示されている.以下にこ れらの実験を紹介する.

Pearcy等はβ~10の領域で、初めて複数のプラズモイ ドを伴う磁気リコネクションの時間発展を計測した[7]. 1400 μm 間隔で上下に配置したCHの薄膜に、大きなス ポット径(約800 μm)のnsレーザーパルス(Interaction laser)を照射した(図2(a)).短パルス(ps)レーザー 生成プロトンビームを用いたプロトンラジオグフラフに よって、電流シートにおける2次元磁場分布の時間発展 を計測した(図2(b),2(c)).Interaction laser 照射から 0.93 ns後に、3つのX点(磁気リコネクション点)と2つ のO点(プラズモイドの中心)を持つ3つのプラズモイド を伴う磁気リコネクションが発生している.図2(d)に示 したリコネクション電流の2次元分布から電流シートの時 間発展も詳細に調べている.

Zhao等は $\beta \sim 1 - 6$ の領域で、500  $\mu$ m間隔で上下に配置したCuとCHの薄膜にnsレーザーパルスを照射し、



図 2 (a) 実験配置の概略図. プロトンラジオグラフから導出さ れた, プロトンパス方向(z) に積分された磁場(BΔz)の(b) 2 次元(x, y)分布と(c) x方向分布, (d) アンペアの法則か ら求められた, プロトンパス方向に積分されたリコネク ション電流(JzΔz)の2次元(x, y)分布. レーザー照射から 0.93 ns 後のデータ[7].

collisional な Cu プラズマと collisionless な CH プラズマ における反平行な Biermann 磁場の相互作用による磁気リ コネクション実験を行った[25]. プロトンラジオグフラフ 計測から,複数のプラズモイドの生成を伴う電流シートの 時間発展が示された. これは collisional な solar filament と collisionless な coronal loop の hybrid collisionalcollisionless 領域での相互作用を模擬したものである[25].

Ping等は $\beta$ ~1の領域で,600 µm 間隔で上下に配置した Al の薄膜にそれぞれ 2 本のns レーザーパルスを照射した [26].シャドウ計測によって電流シートにおける複数の磁 気島を伴う乱流磁気リコネクションが発生していることを 示し、ベキ乗の密度擾乱の波数スペクトルを導出した.こ こで、一つのAl 薄膜に照射するレーザーの間隔を200 µm (case I) と 400 µm (case II) と変えることによってベキ 指数が変化した.また 2D-PIC との比較を行い、 $kd_i < 1$ ( $d_i$ はイオンの慣性長)の領域での面内磁場のベキ指数が, case Iでは – 5/3 と等方的な乱流における Kolomogorov指 数と一致し、case IIでは – 3/2 と非等方的な MHD 乱流の 指数と一致した[26].

#### 3.1.2.3 キャパシタコイルを用いた低プラズマβ実験

平行平板型のキャパシタコイルターゲット[27-30]やカ タツムリの殻のように"の"の字に曲げたスネールターゲッ ト[31]等にレーザーを照射することによって得られるkT 級の反平行磁場を用いた低プラズマβ磁気リコネクション のPICシミュレーション[32-34]や実験[9,31,35-40]が精 力的に行われている.これらのターゲットによる強磁場生 成機構に関しては本誌の日本語解説記事を参照してほしい [41].

Zhang等はCu製のキャパシタコイルターゲットにパル ス幅1nsのパワーレーザーを照射して約30Tの反平行強 磁場を発生させ、β~0.5程度の低プラズマβかつ無衝突の 領域で磁気リコネクション実験を行った(図3(a))[9]. プロトンラジオグラフによる磁場計測と、 プローブレー ザーとストリークカメラを用いた協同トムソン散乱計測 を実施した(図3(b)). その結果, アウトフロープラズ マ中に、通常計測されるイオン音波(IAW)と電子プラ ズマ波 (EPW) に加えて、磁気リコネクションに伴って 生成された電子音波のバースト (electron acoustic wave (EAW) burst) が観測された (**図 3**(c)). 得られたスペ クトルから、マクスウェル分布に対向流を加えた、3成分 の非マクスウェル電子分布が示唆された(図3(d)). 1D-および2D-PICとの比較から、以下のようなこれらバー ストの発生機構が示された. (1)電子のアウトフロー電流 で駆動されたイオン音波不安定性によってion acoustic wave burst が発生する. (2) これにより 電気 二重層が生 成される. (3) electron two-stream instability が成長し てEAW burstが発生する[9]. この実験では、高ZのCu イオンを用いることによって $ZT_e/T_i \gg 1$  (Z = 18はイオン 価数, T<sub>e</sub>=200 eV, T<sub>i</sub>=400 eV) のイオンランダウ減衰 が効かない領域を実現した. Ion acoustic wave burst は Magnetospheric Multiscale (MMS) ミッションでも観測 されており[42]、電子とイオンの静電的不安定性がエネル



図3 (a), (b)実験配置と協同トムソン散乱計測の概略図.(c) 協同トムソン散乱スペクトルの時間発展と(d) t = 2.9 ns に おけるスペクトル.通常計測されるイオン音波(IAW)と 電子プラズマ波(EPW)に加えて,電子音波(EAW)が 観測されている.マクスウェル分布に対向流を加えた,3 成分の非マクスウェル電子分布を用いると観測結果を説明 することができる[9].

ギー散逸に重要な役割を果たしていることを示している. ここで、リコネクションを特徴づける重要なパラメータ の一つである、リコネクション率について説明する. X点 における磁場に垂直方向の電場をリコネクション電場  $E_{\text{rec}}$ と表す. X点と無限遠を結ぶ閉曲線を考えると、ファラ デーの法則より、 $\oint \mathbf{E} \cdot dl = -\frac{d}{dt} \int \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} dS = -\frac{d\Phi}{dt}$ , となり、  $E_{\text{rec}}$ は磁束 $\Phi$ の時間変化に比例する.  $E_{\text{rec}}$ をインフロー 領域(上流)のAlfvén速度 $v_A$ と磁場強度 $B_0$ で規格化し た $R = E_{rec}/v_A B_0$ をリコネクション率と呼ぶ.太陽フレア,地球磁気圏尾部での磁気嵐,磁場核融合装置における Sawtooth崩壊などの観測結果より,普遍的に $R \approx 0.1$ 程度 となることが知られている[43].

Chien等は、リコネクション領域で約50Tの反平行強 磁場を発生させ、β=0.05程度の低βプラズマで磁気リコ ネクション実験を行い,初めて,磁場に垂直方向のリコ ネクション電場 Erec による非熱的な電子の加速を観測し た[39]. 実験では、コイル間距離 L<sub>coil</sub> = 600 µm とイオン 慣性長 $d_i = 430 \ \mu m$ の比が $L_{coil}/d_i = 1.4$ と小さな値となっ ている. Pyakurel等のPICの結果から、システムサイズ  $L_{sys}$ が $L_{sys}/d_i > 10$ ではイオンを伴う electron-ion リコネ クションが駆動されるのに対し、 $L_{svs}/d_i < 10$ ではイオン が磁場に追従できず、電子のみが磁気リコネクションに よって加速される electron-only リコネクションとなるこ とが示されている[44]. このelectron-onlyリコネクショ ンは、MMSミッションによる乱流状態の地球磁気圏シー ス[45]や、磁場閉じ込め装置を用いた実験[46]で観測され ている. また, electron-ion リコネクションではリコネク ション率Rが0.1程度となるのに対し, electron-onlyリコ ネクションではR > 0.1となる[44]. Chien等の実験では, electron-onlyリコネクションの領域  $(L_{coil}/d_i = 1.4 < 10)$ になっており、2D-PICからR=0.6が得られている. 電子 エネルギースペクトルの空間分布を計測したところ、磁 力線に垂直方向に加速されており、そのエネルギー(約 60 keV) は2D-PICから求めた $E_{\rm rec} = (1.3 - 3.0) \times 10^7 \, \text{V/m}$ で加速されエネルギーとよく一致した[39]. このリコネク ション電場 Erec による電子の直接加速は、PIC シミュレー ション[47]やMMSミッションによる地球磁気圏尾部の電 子拡散領域(EDR:本小特集の第4章図1参照)での観測 [48]で示されていた.また、宇宙の低プラズマβ天体現象 で観測された加速電子エネルギーとR=0.1を仮定して見 積もったErecを比較し結果,このErecによる電子加速が, 地球磁気圏尾部に加えてかに星雲でも優勢である可能性が 示された[39].

Huang 等[32] は プ ラ ズ マ  $\beta \approx 0.1$  で, Yuan 等[34] は  $\beta \approx 0.01$  で2D-PICを行い, 磁気リコネクションにともな い, 電子のエネルギースペクトルに Maxwell 分布の熱成 分に加えて, 指数が約 – 3と – 1.8のベキ乗分布を持つ加 速成分をそれぞれ示した. 非相対論的な低プラズマ $\beta$ 磁気 リコネクションでは, ベキ乗分布を持つ非熱的な加速成分 が生成されることが Li等によって示されている[49].

#### 3.1.3 今後の展開とまとめ

本節で示したように、パワーレーザーおよびパルスパ ワー装置を用いた磁気リコネクション研究の進展が著し い.これらの装置を用いた実験では、極限状態のプラズマ パラメータを実現することが可能である。例えば、psパ ルスの高強度レーザーをスネールターゲットに照射するこ とによって得られた約2kTの磁場を用いて、準相対論的 な領域での磁気リコネクション実験が可能となった[38]. この他にも、近年の高強度レーザーやプロトン加速器を用 いた電子・陽電子準中性プラズマ生成の結果を受け[50-52],近い将来には、電子・陽電子ペアプラズマ磁気リコネ クション実験への展開も期待される[47,53].パワーレー ザーを用いた磁気リコネクション実験は、歴史はまだ浅い が、衛星観測や磁場閉じ込め装置を用いた実験では研究が 困難な領域での実験等、今後の研究の中で重要な新しい物 理的知見を得られると考えている.

#### 参考文献

- [1] E.G. Zweibel and M. Yamada, Annu. Rev. Astrom Astrophys. 47, 291 (2009).
- [2] M. Yamada et al., Rev. Mod. Phys. 82, 603 (2010).
- [3] H. Ji and W. Daughton, Phys. Plasmas 18, 111207 (2011).
- [4] J.D. Hare et al., Phys. Plasmas 25, 055703 (2018).
- [5] R. Datta et al., Phys. Rev. Lett. 132, 155102 (2024).
- [6] T. Morita *et al.*, Phys. Rev. E **106**, 055207 (2022).
- [7] J.A. Pearcy et al., Phys. Rev. Lett. 132, 035101 (2024).
- [8] K. Sakai et al., Sci. Rep. 12, 10921 (2022).
- [9] S. Zhang et al., Nature Phys. 19, 909 (2023).
- [10] I.H. Mitchell et al., Rev. Sci. Instrum. 67, 1533 (1996).
- [11] L.G. Suttle et al., Phys. Rev. Lett. 116, 225001 (2016).
- [12] J.D. Hare *et al.*, Phys. Rev. Lett. **118**, 085001 (2017).
- [13] J.D. Hare et al., Phys. Plasmas 24, 102703 (2017).
- [14] L.G. Suttle et al., Phys. Plasmas 25, 042108 (2018).
- [15] D. Uzdensky, Space Sci. Rev. 160, 45 (2011).
- [16] P.M. Nilson et al., Phys. Rev. Lett. 97, 255001 (2006).
- [17] C.K. Li et al., Phys. Rev. Lett. 97, 135003. (2006)
- [18] J. Zhong et al., Nature Phys. 6, 984 (2010).
- [19] M.J. Rosenberg et al., Nature Comm. 6, 6190 (2015).
- [20] J.Y. Zhong et al., Astrophys. J. Suppl. 22, 305 (2016).
- [21] Q.L. Dong et al., Phys. Rev. Lett. 108, 215001 (2012).
- [22] S.R. Totorica *et al.*, Phys. Rev. Lett. **116**, 095003 (2016).
- [23] S.R. Totorica et al., Phys. Plasmas 24, 041408 (2017).

- [24] K. Huang et al., Phys. Plasmas 24, 102101 (2017).
- [25] Z. Zhao et al., Comm. Phys. 5, 247 (2022).
- [26] Y. Ping et al., Nature Phys. 19, 263 (2023).
- [27] H. Daido et al., Phys. Rev. Lett. 56, 846 (1986).
- [28] C. Courtois et al., Appl. Phys. 9, 0549138 (2005).
- [29] S. Fujioka et al., Sci. Rep. 3, 1170 (2013).
- [30] T. Tikhonchuk et al., Phys. Rev. E 96, 023202 (2017).
- [31] Ph. Korneev et al., Phys. Rev. E 91, 04107 (2015).
- [32] K. Huang et al., Phys. Plasmas 25, 052104 (2018).
- [33] K. Huang et al., Plasma Phys. Control. Fusion 63, 015010 (2021).
- [34] X. Yuan et al., Chin. Phys. B 32, 054101 (2023).
- [35] X.X. Pei et al., Phys. Plasmas 23, 032125 (2016).
- [36] X. Yuan et al., Plasma Phys. Control. Fusion 60, 065009 (2018).
- [37] A. Chien et al., Phys. Plasmas 26, 062113 (2019).
- [38] K.F. F. Law et al., Phys. Rev. E 102, 033202 (2020).
- [39] A. Chien *et al.*, Nature Phys. **19**, 254 (2023).
- [40] X. Yuan et al., Plasma Phys. Control. Fusion 65, 045007 (2023).
- [41] 藤岡慎介: プラズマ・核融合学会誌 92, 514 (2016).
- [42] K. Steinvall *et al.*, Geophys. Res. Lett. **48**, e90286 (2021).
- [43] R.A. Cassak et al., J. Plasma Phys. 83, 715830501 (2017).
- [44] P.S. Pyakurel *et al.*, Phys. Plasmas **26**, 0823307 (2019).
- [45] T.D. Phan et al., Nature 557, 202 (2018).
- [46] P. Shi et al., Phys. Rev. Lett. 128, 025002 (2022).
- [47] S. Zenitani and M. Hoshino, Astrophys. J. Lett. 562, L63 (2001).
- [48] R.B. Torbert *et al.*, Science **362**, 1391 (2018).
- [49] X. Li et al., Astrophys. J. Lett. 811, L24 (2015).
- [50] G. Sarri *et al.*, Nature Comm. **6**, 6747 (2015).
- [51] J.L. Peebles et al., Phys. Plasmas 28, 074501 (2021).
- [52] C.D. Arrowsmith *et al.*, Nature Comm. **15**, 5029 (2024).
- [53] Y-H. Liu et al., Phys. Rev. Lett. 114, 095002 (2015).



### 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で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(β<sub>e</sub>≥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 は、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@aees.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=±1 mm の2点 を照射している. B~100T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],  $\partial \mathbf{B} / \partial t \sim \nabla T_{\text{e}} \times \nabla n_{\text{e}}$ ). レーザー生成プラズマは大きなプラ ズマ $\beta$  ( $\beta_e = 2\mu_0 n_e T_e / B^2 \gg 1$ )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。は時間経過と共に小 さくなり、t~5-7nsで2つのプラズマが相互作用する時 に βe~1 程度となる. プラズマが膨張するにつれて, 中間 面y~0上のx~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 (プローブレーザー, 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<sub>s1</sub>とk<sub>s2</sub>)から検出した.プローブレーザーの方向 はx軸とz軸から45°の軸p:(x, y, z) = ( $pl\sqrt{2}$ , 0,  $-pl\sqrt{2}$ )に 沿って入射する. LTSはプローブレーザーに沿った局所 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<sub>s1</sub>方向が25±1 pm, k<sub>s2</sub>方向が20±1 pmで, 分 散光はICCDカメラを用いることで3ns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(k1とk2)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

 $t = 7 \operatorname{ns} \overline{c} k_1 \overline{f}$ 向 [図1(b)参照]のLTSスペクトル のうち、 $p = -0.15 \operatorname{mm} (x = -0.11 \operatorname{mm})$ およびp =0.25 mm ( $x = 0.18 \operatorname{mm}$ )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: $\omega_{ac}/k \sim C_s$ ~[( $ZT_e + 3T_i$ )/ $m_i$ ]<sup>1/2</sup>.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 測定の模式図. (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<sub>1</sub>, k<sub>2</sub>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. Δλ~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ZiをTeとne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 $f_1 = 0.13 f_1 + 0.87 f_2$ と非 対称な速度分布で表される.ここでf<sub>1</sub>,f<sub>2</sub>はMaxwell分 布のイオン速度分布とし,温度はそれぞれT<sub>i</sub> = 69±4 eV, 290±5 eV, ドリフト速度はそれぞれ $v_i = 14\pm 1 \text{ km/s}$ ,  $46\pm1 \text{ km/s}$ である、一方、p = 0.25 mm「図 2 (b) ] も同 様に解釈でき、 $f_1 = 0.12 f_1 + 0.88 f_2$ ととする時、 $f_1 \ge f_2 d_1$  $T_i = 72 \pm 11 \text{ eV}, \quad v_i = -23 \pm 2 \text{ km/s}$ および  $T_i = 300 \pm 12 \text{ eV},$  $v_i = -37 \pm 1$  km/sの Maxwell 分布となる. x < 0 (p < 0) においてはk1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 (k₂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, $n_e \sim 2.1 \times 10^{19}$ ,  $9.9 \times 10^{18}$ ,  $1.3 \times 10^{19}$  cm<sup>-3</sup> であり、したがって電流密度 $j_z = Zen_i v_{ei} \sim 1.9 \times 10^{12}$ ,  $4.4 \times 10^{11}$ ,  $8.7 \times 10^{10}$  Am<sup>-2</sup> と評価できる.t = 5 ns での  $j_z \sim 1.9 \times 10^{12}$  Am<sup>-2</sup>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δe, *z* 方向の電流を*j*<sub>z</sub>とすると、アンペールの法則より*x*方向の 磁場はおよそ

$$B_{\rm in} \sim \frac{\mu_0}{2} \delta_{\rm e} j_z \tag{1}$$

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 $\delta_e$ と同程度で、

$$d_{\rm e} \sim \delta_{\rm e} \sim \sqrt{r_{\rm ce} \lambda_{\rm B}} \sim \sqrt{r_{\rm ce} r_{\rm ci}} \tag{2}$$

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 δ<sub>e</sub> ~10 μm は,LTS 計測領域(δ~100 μm)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 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(イオン流速度)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、

$$\rho_{\rm in}Lv_{\rm in} = \rho_{\rm out}Lv_{\rm out} \tag{3}$$

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

ここで、 $Sv = (B^2/\mu_0)v$ はポインティングフラックス、  $Kv = (\rho v^2/2)v \ge Hv = (u+p)v$ 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  $\geq \delta$ はイオン拡散領域 (IDR) の長さと幅を表し、厚さは  $\delta \sim r_{ci}$ である. 図2(a)  $\ge 2$ (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~30 km/s~60 eV なので、運動エネルギーは $K_{out}/n_i \sim m_i v_{out}^2/2 \sim 60$  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、 $u_{out}/n_i \sim 300/(\gamma - 1)$  eV であ り、 $u_{out} \sim 5K_{out}/(\gamma - 1)$ 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 $H_{in} = 0$ 、下流は磁気エネル ギーが小さく $S_{out} = 0 \ge 0$ を仮定すると、エネルギー方程式は 次のようになる.

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

式(3)を用い, γ=5/3と仮定すると,

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

$$\sim 0.38 \sqrt{v_{\rm A}^2 + \frac{v_{\rm in}^2}{2}}$$
 (7)

ここで、v<sub>A</sub>は上流域のB<sub>in</sub>とρ<sub>in</sub>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<sub>in</sub>~0とすると、

$$v_{\rm out} \sim 0.38 v_{\rm A} \tag{8}$$

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 $v_{out} = 30$  km/s ( $v_A = 78$  km/s),  $n_i \sim 1.5 \times 10^{18}$  cm<sup>-3</sup>,  $T_e \sim 70$  eV,  $T_i \sim 100$  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、 $B_{in} \sim 15$  T,  $\delta_e \sim 11 \ \mu$ m,  $j_z \sim 2.2 \times 10^{12}$  Am<sup>-2</sup>

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, $\int j_z dl \sim 1.6 \times 10^{8}$  Am<sup>-1</sup>または 電流シートの長さを1 mmとすると $j_z \sim 1.6 \times 10^{11}$  Am<sup>-2</sup>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 (~11 µm) に流れていると考えられ,LTS計測領域 (~100 µm)で平均化すると~2.4×10<sup>11</sup> Am<sup>-2</sup>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.

$$R = \frac{1}{v_{\rm A}B_{\rm in}} \left| \frac{\mathrm{d}\Phi_{\rm in}}{\mathrm{d}t} \right| \tag{9}$$

ここで、 $\Phi_{in} lt xy$ 平面の上流領域における磁束 $\Phi_{in} = \int B_x$ dy ~  $B_{in}\lambda_B/2$ である.前述の議論からt = 7 nsにおける上 流磁場は、~15 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 $r_{ci} \sim \lambda_B \sim 60$  µm,およそt = 5 - 9 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 $\lambda_B$ 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、±z 方向に伝播するの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=7nsにおい てBin~15T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jz~1.9×10<sup>12</sup> Am<sup>-2</sup>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~5-9nsまで形成され、磁気リコネクションによる t=7ns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 と考えられる.

#### 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 Coreto-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).

# 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ア実験 3.3 電子スケールにおける磁気リコネクションのレーザー実験

#### 3.3 Laser Experiments on Magnetic Reconnection at Electron Scale

境 健太郎, 蔵満康浩<sup>1)</sup> SAKAI Kentaro and KURAMITSU Yasuhiro<sup>1)</sup> 核融合科学研究所,<sup>1)</sup>大阪大学工学研究科 (<sup>原稿受付: 2024年7月28日)</sup>

磁場からプラズマへのエネルギー変換に伴いマクロな磁場トポロジーが変化する磁気リコネクションは、ミクロな電子のダイナミクスが駆動すると考えられている。著者らは高出力レーザーを用いた実験でプラズマのフロー速度と磁場強度を制御することで、電子のダイナミクスが重要になるイオンジャイロ半径より小さなスケールにおける磁気リコネクションを研究してきた.ここでは、光学イメージング計測による大域的構造形成、協同トムソン散乱による電子・イオンの局所的速度計測、および磁気プローブ計測による電子スケールの波動励起について紹介する.

#### Keywords:

magnetic reconnection, electron scale, plasmoid, cusp, electron outflow, whistler waves, laser, plasmas

#### 3.3.1 はじめに

マクロな磁場トポロジーの変化である磁気リコネクショ ンは磁場のエネルギーをプラズマに開放するエネルギー変 換器であり、太陽フレア、コロナ質量放出、磁気圏サブス トーム、およびトカマクのディスラプションなど、宇宙空 間・天体・実験室プラズマにおいて様々な現象を駆動する [1]. この10年ほどのMagnetospheric Multiscale (MMS) を用いた高時間・空間分解能の衛星観測によって微視的な 電子のダイナミクスが磁気リコネクションを駆動するとい う描像が観測的にも明らかになってきた[2]. しかし、衛 星を用いたその場観測は観測点の数が限られるため、プラ ズマの大域的構造を推定することは容易ではない.一方, 太陽や遠方の天体をイメージングするとプラズマのマクロ 構造は容易に観測することができるが、電子のダイナミク スを解像できない. 著者らは実験を用いて磁気リコネク ションを研究しているが、実験の意義の一つは、局所的観 測と大域的観測を両立させることでミクロな物理過程がマ クロな構造に与える影響、またはその逆を調べることであ る. また、実験はパラメーターを能動的に制御できること も利点であり、理論・シミュレーション、観測に次ぐ新た なる柱として研究が行われている[3].

レーザー生成プラズマの特徴は流れの速度が非常に速い 点であり、プラズマの運動エネルギー密度が磁気エネル ギー密度よりも圧倒的に大きなパラメーター領域に相当す る.また、システムサイズは高々数mmであり、相互作用 領域に限るとそれよりも小さな値になる.そのため、ジャ イロ半径で規格化したシステムサイズが大きな値にならな い.レーザー生成プラズマを用いた磁気リコネクション実 験の詳細については本小特集3.1節を参照されたい.本小 特集3.2節のようなターゲット近傍の自己生成磁場を用い た磁気リコネクション実験では典型的な電子ジャイロ半径 は~1 µm,イオンジャイロ半径は~10-100 µm 程度であ る[4].レーザー実験でよく用いられる光計測の空間分解 能は10-100 µm 程度であるため、イオンジャイロ半径よ り小さな空間スケールを診断することは難しい.ここで は、実験のもつパラメーターの制御性を生かして、磁気リ コネクションの電子スケールを解像するために外部から印 加する磁場を制御し、ジャイロ半径が大きくなる条件で 行った磁気リコネクション実験について紹介する[5-9].

#### 3.3.2 電子スケール磁気リコネクション実験

図1(a)に実験セットアップを示す. 圧力5 Torrの背 景窒素ガス中に配置した厚さ10 µmのプラスチック薄膜



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

Corresponding author's e-mail: sakai.kentaro@nifs.ac.jp

ターゲットに激光XII号レーザー(波長351 nm, パルス 幅500 ps,エネルギー110 J×3ビーム,スポット径300 µm) を照射する. 薄膜の厚さはレーザーパルスのピーク程度で 臨界密度を下回るように設計しており、レーザーパルスが ターゲットを突き抜けることで高速のプラズマフローを ターゲット裏面に生成する。激光XII号3ビームの照射位 置をずらずことで裏面のプラズマフローに指向性を持たせ る[10]. 永久磁石を用いてプラズマの伝播に対して垂直な 磁場を印加する.磁場強度をターゲット表面で約0.3Tに 調整することで電子・イオンのジャイロ半径を制御し、典 型的プラズマサイズ (~1 cm) より電子ジャイロ半径が小 さく、イオンジャイロ半径が大きな状態を作る. つまり、 観測する空間スケールにおいてイオンは磁化せず電子だけ が磁化しているということになる. 電子だけが磁化する系 において、ターゲットから膨張する指向性のあるプラズマ 流が外部に印加された磁場と相互作用することで磁場を局 所的に歪めて図1(b)のように反平行な磁場を形成し、磁 気圏尾部のようなジオメトリで磁気リコネクションを起こ すことで、プラズモイド・カスプが形成される.磁気リコ ネクションに伴うプラズマの大域的構造を光学イメージン グ計測[6],磁気リコネクションが起こる領域における局 所的な速度場を協同トムソン散乱、磁気リコネクションが 起こる領域から5 cm離れた位置の局所的な磁場を磁気プ ローブで計測した[7].

#### 3.3.3 大域的構造形成:カスプ・プラズモイド

図 2 (a) にレーザー照射後35 ns におけるプラズマ自発 光の2次元イメージを示す[6]. 外部磁場を印加した場合 にのみ(x, y)~(3.6, 0) 付近でターゲットから吹き出したプ ラズマが左右に分離している様子が見られる. 外部磁場



 図 2 (a) 激光 XII 号レーザー照射後35 ns におけるプラズマ自発 光イメージ. (b) 自発光イメージの時間発展の概念図. (c) プラズマ伝播軸 (y=0) における自発光強度の時間発展[6].

を印加しなかった実験では分離が起こらないため、この分 離は外部磁場が存在することが本質的である。分離点の先 端は尖っており、分離した先に楕円形のプラズマの塊が存 在することがわかる. これらは図1(b)が示すような外部 磁場中をプラズマが伝播したことによって駆動された磁気 リコネクションが生成するカスプ・プラズモイドと類似し ている.これらの構造が磁気リコネクションにより生成さ れたものであれば、カスプの先端がX点に対応するため、 図2(b)に示すようにアウトフロー速度の2倍で分離する. **図2**(c)に示すプラズマ伝播軸(y=0)における発光強度 の時間発展から、カスプ・プラズモイドが時間的に分離す る様子が確認できる.分離速度はおよそ100 km/sであり, アウトフロー速度は約50 km/sとなる. 電子だけが磁化す る系を考えているため、典型的なアウトフロー速度は電 子 Alfvén 速度程度になる[11]. 干渉計測で求めた電子密 度(2-5×10<sup>19</sup> cm<sup>-3</sup>)と外部磁場の強度を用いて推定し た電子 Alfvén 速度は  $c_{Ae} = \sqrt{B/4\pi m_e n_e} \sim 40 - 63$  km/s であ り、カスプ・プラズモイドの分離速度と同程度であること から、これらの構造が電子だけが磁化する系での磁気リコ ネクションにより生成されたものだと考えるのが最も妥当 だと考えられる.

図2に示す構造は外部磁場の影響で形作られたものであ るが、プラズマ(イオン)の動圧は磁気圧に比べて5桁ほ ど大きい.つまり、プラズマ全体の圧力に比べて微々たる 磁場が存在する状態でも、磁場と電子の相互作用によって プラズマ全体のダイナミクスが変化することを示してい る.電子のダイナミクスがプラズマ全体を支配するという 意味で、磁気リコネクション研究のみならず興味深い結果 である.

#### 3.3.4 電子だけのアウトフロー

プラズマのイメージを測ることで、電子だけが磁化する 系で外部磁場がある場合にのみ磁気リコネクションに起因 するプラズモイド・カスプ構造の形成を観測したが、プラ ズマ自発光のイメージから電子・イオンがそれぞれの運動 を分離することはできない. そのため、協同トムソン散乱 を用いて局所的な電子・イオンの速度をそれぞれ測定し た.協同トムソン散乱のイオン音波共鳴スペクトルを計測 し、ドップラーシフトからイオンの速度を、イオン音波の Landau減衰から電子・イオンの速度差を決めることで、 電子・イオンの速度を独立に測定した. 図3に計測結果を 示す[7]. ここでは磁場を印加しない場合に対する磁場を 印加した場合の速度変化をプロットしている. 計測する速 度成分は図1(a)のx軸方向であり、磁気リコネクション のアウトフローが伝播する方向と等しい. 丸のマーカーで 示すイオンの速度は磁場の有無によらず一定である一方, 三角のマーカーで示す電子の速度は大きく変化している. つまり、外部磁場によって電子の運動は変化するが、イオ ンの運動は変化しない、電子だけが磁化する系であること を示している. 実際に協同トムソン散乱を用いて計測した 速度,温度を用いて電子・陽子・炭素のジャイロ半径を求 めると、それぞれ36 µm、4.9 mm、14 mmとなり、いま



図3 X 点近傍における外部磁場の有無による電子・イオンの速 度変化の空間分布[7].

注目している空間スケールでは電子だけが磁化しているこ とがわかる.

電子速度は*d*≤0 mmでは磁場をかけた方が遅く,  $d \ge 1 \text{ mm}$ では速くなっており、 $d \sim 0 - 1 \text{ mm}$ の辺りから 電子が左右に排出されるような空間構造を持つ. これは磁 気リコネクションの電子アウトフローによる速度場構造と 一致する. イオンの速度が磁気リコネクション中に変化し ないため, electron-only reconnection であると考えられ る[2,12]. 磁気リコネクションのプロセスに電子が含ま れなくなるのはイオン慣性長の10倍程度より小さな空間 スケールであるが[12]. 実験における陽子・炭素の慣性 長はそれぞれ0.2 mm, 2 mm であるためこれと矛盾しな い. 計測した電子速度変化から電子アウトフローの速度を 推定すると約1250 km/sになる.外部磁場強度と協同トム ソン散乱で測定した電子密度で求めた電子 Alfvén 速度は 約900 km/sであり、計測した電子アウトフロー速度と近 い値になっている. つまり, 電子・イオンの運動を独立 に計測することで、イオンの介在しない電子だけの電子 Alfvén 速度程度のアウトフローを観測した. 電子 Alfvén 速度は磁気リコネクションの流入領域の磁気エネルギーを 電子アウトフローの運動エネルギーのみに変換した際の典 型的速度であるため、この結果はイオンが磁化しないミク ロな空間スケールにおいて磁気リコネクションは磁場のエ ネルギーを電子の運動エネルギーにのみ開放しているとい うことの直接的証拠だと考えられる.

#### 3.3.5 プラズモイド中を伝播する whistler 波

図4に磁気プローブを用いた磁場計測の結果を示す[7]. 磁気プローブは現象に対して約5 cm離れた位置に配置し ており、プローブに到達したプラズマが運ぶ磁場信号を 検出するため、図2 に比べて低い背景ガス密度で実験を 行っていることに注意されたい.図4(a)と4(b)がそれぞ れ外部磁場を印加した場合・しなかった場合の磁場3成 分の時間変化を示している.外部磁場がない時の信号は Biermann効果による自己生成磁場に対応すると考えられ る.外部磁場がある場合の磁場変動は外部磁場なしに比べ て大きく異なっており、特筆すべきはB2成分の磁場の符 号が2度反転する点である.図2に示すようにこの実験で はプラズモイドが形成されてターゲットから離れる方向に



図4 (a)外部磁場あり, (b)外部磁場なしの場合の磁場3成分の 時間変化. (c)外部磁場がある場合の B<sub>3</sub>成分のスペクトロ グラム. (d) B<sub>2</sub>, B<sub>3</sub>成分の位相差の時間変化[7].

伝播していくが、これが磁気プローブに向かっていくとす ると、プラズモイド到達時とX点到達時に2度B<sub>2</sub>成分の磁 場符号が反転すると考えられる.この磁場反転がプラズモ イドの伝播に伴うものだとすると、プラズモイドの伝播速 度は図2(c)より100 km/s程度で、磁気プローブは磁気リ コネクションが起こる領域から5 cm ほど離れていること から、プラズモイドの到達時刻は*t*~(5 cm)/(100 km/s) = 500 nsになる.プラズモイドの到達時刻に対応する1度目 の磁場符号の反転は500 nsに近いため、この磁場反転は プラズモイドの伝播を見ているものであると考えられる.

プラズモイド伝播の時間スケールは数100 ns程度だが、 図4(a)の外部磁場を印加した場合の磁場計測結果にはプ ラズモイドが到達するタイミング近傍にそれよりも短い時 間スケールの磁場振動が見られる.成分に注目してみる と、磁場3成分それぞれに振動が見られるが、背景磁場に 近いB<sub>1</sub>成分には振動がそれほど大きくないことから、お よそ背景磁場に垂直方向に磁場が揺らされている様子がわ かる.この振動が何であるかを調べるため、磁場の信号 をウェーブレット変換することで時間-周波数解析を行っ た. 図4(c)は一例としてB3成分のスペクトログラムを 示す. プラズモイドが到達する500 ns付近に注目すると. プラズモイドに対応する低周波信号のほか,10-15 MHz あたりに強い振動成分がみられる. この振動は外部磁場を 印加した場合のB<sub>2</sub>, B<sub>3</sub>成分には強く見られる一方で, B<sub>1</sub> 成分と外部磁場を印加しなかった場合は弱い. 磁気リコネ クションが起こる領域の磁場強度は0.3T程度に設定して いるが、そこでの電子・陽子・炭素のサイクロトロン周 波数はそれぞれ8GHz, 5MHz, 1MHz程度であるため, 計測した10-15 MHzの振動は電子・イオンサイクロトロ ン周波数の間にあることがわかる.背景磁場に垂直方向に 電子・イオンサイクロトロン周波数の間程度の周波数の振 動があるということは、検出された振動はwhistler波だ と考えられる。もしwhistler波であれば、背景磁場に対 して右回りの円偏光を持つはずであるため、図4(d)で背

景磁場に垂直に近い $B_2$ ,  $B_3$ 成分の位相差を計算した.有意な信号を抽出するため、ノイズに対して信号強度が大きく、 $B_2 \cdot B_3$ 成分の相関が高い領域をプロットしている. Whistler波だと考えられる領域の位相差はおよそ90度になっており、右回り偏光であることがわかった.つまり、プラズモイド中をwhistler波が伝播しているということがわかる.

右回り偏光の周波数は時間とともに下がっていく傾向 がみられる. これは電離層でwhistler波が見つかった状 況と同じで、whistler波の励起位置と計測位置が異なる場 合,群速度の違いにより周波数ごとに計測位置への到達 時間が異なるためだと考えられる. Whistler 波の励起位 置から計測位置への伝播モデルを考えることで、周波数 チャープの形状から励起位置を推定することができる.実 験室系での波面の伝播速度はプラズマの速度とwhistler 波の群速度の和であるため、 プラズマの速度がターゲット から破面までの距離sと時刻tの比で決まると仮定すると、  $ds/dt = (s/t) + v_g$ で与えられる. ここで $v_g$ はwhistler波の 群速度である. 電子・イオンサイクロトロン周波数の間で は、群速度は $v_{\rm g}/c=2\sqrt{\omega\Omega_{\rm e}}/\omega_{\rm pe} \propto \sqrt{\omega B/n_{\rm e}}$ と近似できる. Whistler 波はプラズモイド中を伝播し、プラズモイド中 で磁場は電子に凍結していると仮定すると、B/neは時間に よらず一定になるため、磁気リコネクションが起こる領域 の背景磁場強度(0.3T)と協同トムソン散乱で計測した 電子密度(n<sub>e</sub>=10<sup>23</sup> m<sup>-3</sup>)を用いて周波数ごとの群速度を 決定した. 磁気リコネクションが起こる領域からwhistler 波が飛来すると仮定した場合の波面の初期位置(s=0)と 励起時刻(t=50 ns)を用いると、周波数ごとの到達時間 は図4(d)の曲線のようになる. これが位相差90度である 右回り偏光の領域をよく説明するため、whistler波は磁気 リコネクションが起こった領域から飛来したものであると 考えられる. Whistler 波は電子スケールの波動であるた め、電子スケールで磁気リコネクションが駆動されている ことを示唆している.

#### 3.3.6 まとめと展望

本節では電子だけが磁化する系での磁気リコネクション のレーザー実験について紹介した[5-9]. ミクロな電子の ダイナミクスによってマクロなカスプ・プラズモイドが 形成され[6],その場の電子・イオンの運動を分離して計 測することでイオンを伴わない電子だけのアウトフローが 観測された[7].また磁気リコネクションが励起する波動 が検出できるようになってきた[7]. 今後は, X点近傍の 電場・磁場の3次元分布を計測することでリコネクション 率を[13,14],不安定性による波動励起を直接観測する手 法を開発して波動の起源を詳細に調べていく[15,16].ま た,本稿で紹介した電子だけが磁化する系での磁気リコネ クションがより大きな時間・空間スケールで磁気流体力学 (MHD)的な描像にどのように接続していくかも興味深 い.レーザー生成プラズマを他のプラズマと組み合わせる ことで広い時空間スケールを同時に解像する実験を密かに 企んでいる.

#### 謝 辞

本研究はJSPS科研費(JP19K21865, JPJSBP120203206, JP20KK0064, JP21J20499, JP22H01195, JP18H01232, JP22H01251, JPJSCCA2019002, JPJSCCB20190003) の助成を受けている.本研究では文部科学省先端研究基盤 共用促進事業(先端研究設備プラットフォームプログラム) JPMXS0450300121で共用された機器を利用した.

#### 参考文献

- M. Yamada, Magnetic Reconnection: A Modern Synthesis of Theory, Experiment, and Observations (Princeton University Press, 2022).
- [2] T.D. Phan et al., Nature 557, 202 (2018).
- [3] H. Takabe and Y. Kuramitsu, High Power Laser Sci. Eng. 9, e49 (2021).
- [4] T. Morita et al., Phys. Rev. E 106, 055207 (2022).
- [5] N. Khasanah *et al.*, High Energy Density Phys. 23, 15 (2017).
- [6] Y. Kuramitsu et al., Nat. Commun. 9, 5109 (2018).
- [7] K. Sakai *et al.*, Sci. Rep. **12**, 10921 (2022).
- [8] Y. Kuramitsu *et al.*, Rev. Mod. Plasma Phys. 7, 24 (2023).
- [9] K. Sakai *et al.*, High Energy Density Phys. 52, 101132 (2024).
- [10] Y. Kuramitsu et al., Astrophys. J. 707, 137 (2009).
- [11] M. Hoshino et al., J. Geophys. Res. 106, 25979 (2001).
- [12] P.S. Pyakurel *et al.*, Phys. Plasmas 26, 082307 (2019).
- [13] C.S. Jao et al., AIP Adv. 14, 025037 (2024).
- [14] Y. Kuramitsu *et al.*, Phys. Plasmas **31**, 053108 (2024).
- [15] K. Sakai et al., Phys. Plasmas 27, 103104 (2020).
- [16] K. Sakai et al., Phys. Plasmas 30, 012105 (2023).

# ● ● 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

### 4. まとめ

#### 4. Conclusion

坂和洋一 SAKAWA Youichi 大阪大学レーザー科学研究所 (原稿受付:2024年9月1日)

#### 4.1 はじめに

本章では、磁気リコネクションと無衝突衝撃波研究のこ れまでの発展について述べる.

#### 4.2 磁気リコネクション研究の進展

磁気リコネクションに重要な拡散領域の取り扱いは, 3段階に分類することができる.第1段階ではMHD近似 を用いて,拡散領域を考察した.第2段階では運動論的取 り扱いを行い,電子とイオン2つの拡散領域を考えた.現 在の第3段階では,MHDスケールから運動論的スケール, 磁気島も含んだ,拡散領域のスケール間相互作用が,宇宙・ 天体プラズマにおける磁気リコネクションを理解するた めの基本であると認識されている[1].以下に,これらの3 段階について説明する.

第1段階では、プラズマを単一の流体として扱うMHD 近似が用いられた[1]. これは、拡散領域の幅と長さをそ れぞれ△とLとすると、△が関連する運動論的スケール であるイオン音波ラーマー半径( $\rho_s$ )またはイオン慣性長 (d<sub>i</sub>),よりも大きい場合に有効な、最も単純な理論であ る. ここで、 $d_i = c/\omega_{pi}$ 、cは光速、 $\omega_{pi}$ はイオンプラズマ 周波数,  $\rho_{\rm s} = [(T_{\rm i} + T_{\rm e})m_{\rm i}]^{0.5}/q_{\rm i}B$ ,  $T_{\rm e} \ge T_{\rm i}$ は電子とイオ ンの温度, Bは磁場, m<sub>i</sub>とq<sub>i</sub>はイオンの質量と電荷を表 す. 最も初期のSweet-Parkerモデル (SPモデル) (図1 (a), (b)) では、プラズマの流入・流出を考えた、プラズ マに凍結した逆向きの磁力線はインフロー速度vinで中央 部に運ばれ、X点で消失し繋ぎ変わる. この繋ぎ変わった 磁力線の張力でプラズマを加熱・加速する.すなわち、イ ンフロー領域(上流)の磁気エネルギーがアウトフロー領 域(下流)のプラズマの熱および運動エネルギーに変換 される. SPモデルではアウトフロー速度 vout は Alfvén 速 度 $v_A = B/(\mu_0 m_i n_i)^{0.5}$ ,  $\mu_0$ は真空中の透磁率,  $n_i$ はイオン 数密度)程度となる. 定常状態でのリコネクション率は  $R = v_{in}/v_A \approx \Delta L \approx 1/S^{0.5}$ に比例すると予測されている[2]. ここで $S = \mu_0 v_A L/\eta$ はLundquist数で、 $\eta$ は抵抗率である. しかし,多くの高温・希薄な天体現象では η が非常に小さ く(太陽表層での典型的なプラズマ密度=10<sup>9</sup> cm<sup>-3</sup>と温度 =100 eVでは $\eta$  = 10<sup>-6</sup> Ωm), 衝突の無視できる無衝突プ ラズマとなる. 太陽フレアではS = 10<sup>8</sup>-10<sup>14</sup>であり[2],



図1 (a)磁気リコネクションの概念図. X 点 (X point), イン フロー速度 (v<sub>in</sub>), アウトフロー速度 (v<sub>out</sub>). (b)Sweet-Parker モデル. 拡散領域 (Diffusion Region: DR) の長 さ:L, 幅:Δ. (c)運動論的無衝突モデル. イオン拡散領 域 (Ion Diffusion Region: IDR) と電子拡散領域 (Electron Diffusion Region: EDR).

Institute of Laser Engineering, Osaka University Suita, OSAKA 565-0871, Japan

author's e-mail: sakawa-y@ile.osaka-u.ac.jp

SPモデルではリコネクション率が観測値の約0.1よりも はるかに小さい値に制限されてしまう.すなわち,SPモ デルから導出される磁気リコネクションの典型的な時間  $t_{rec} = L/v_{in} \approx S^{0.5} L/v_A が 0.1 - 1 年となってしまい,太陽フ$ レアで観測されている突発現象の約1時間以下という短い時間スケールを説明することができなかった[2].

第2段階では、運動論的スケールの拡散領域を考え、高 速磁気リコネクションが説明された[1]. MHD 近似を用 いたSPモデルにおける拡散領域の厚さ ( $\Delta_{SP} = L/S^{0.5}$ )が イオンの運動論的スケールであるイオン音波ラーマー半径 ( $\rho_s$ )やイオン慣性長( $d_i$ )を下回ると、電子のみが凍結条件 を満たし磁化される.このようなプラズマでは、イオンと 電子はX点に近づくにつれて互いに分離する.イオンはよ り大きなイオン拡散領域(IDR)で凍結条件が破れて消磁 され、電子はより小さな電子拡散領域(EDR)で消磁さ れる(図1(c)).このようにイオンと電子の動きが分離さ れると、ホール効果が発生し、拡散領域のダイナミクスが 急速に変化する.その結果、高速の磁気リコネクション、 すなわち、大きなリコネクション率 $R \sim 0.1$ を得ることが PICシミュレーション等多数の研究によって確認された [3, 4].

上記,磁気リコネクションの凍結条件の破れは,一般化 されたオームの法則によって理解できる[5].

 $E + v \times B =$ 

 $\eta_{\rm s} \boldsymbol{j} + \boldsymbol{j} \times \boldsymbol{B} / en - \nabla p_{\rm e} / en - \nabla \cdot \boldsymbol{\Pi}_{\rm e} / en - m_{\rm e} \mathrm{d} \boldsymbol{v}_{\rm e} / \mathrm{d} t \qquad (1)$ 

ここで, E, v, B, j, n<sub>s</sub>, n, v<sub>e</sub>, m<sub>e</sub>, e, はそれぞれ電場, 速度、磁場、電流密度、スピッツァー抵抗率、電子の密 度,流体速度,質量,電荷,peとⅡeは電子の対角等方性 圧力と応力テンソルである.式(1)の右辺は、拡散領域に おける非理想的MHD 電場を表す. すなわち, 右辺=0の 時,プラズマは磁場に凍結している.MHD 近似プラズマ では、イオンと電子は単一の流体として流体速度 v で運動 している. そのため、凍結条件を破る非理想的MHD電場 は、右辺第1項の衝突抵抗ŋsjによるものだけであり、SP モデルでは高速の磁気リコネクションを説明することがで きなかった. それに対し, 無衝突プラズマでは ŋ。は無視 できるほど小さく,非理想的MHD電場は式(1)の右辺の 他の項から生じる.一般に.式(1)の右辺第2項と第3項 はIDR内の、第4項と第5項はEDR内の非理想電場に寄 与する[5]. その中でも, IDR内では式(1)の右辺第2項  $j \times Blen$  (先述のホール項) が、EDR内では式(1)の右辺 第4項が、それぞれ重要な役割を果たす[6]、本小特集の 第3章1節で示した Chien 等の実験は, EDR における磁 場に垂直なリコネクション電場 Erec による電子の直接加速 を実験的に明らかにした[7]. 第3章2節では森田がリコ ネクション電流の時間発展を計測してEDRにおけるリコ ネクション率を示した[8]. また第3章3節では境がEDR における電子のアウトフロー速度を実験的に示した[9]. このように、パワーレーザーを用いた磁気リコネクション は、運動論的スケールの拡散領域における磁気リコネク ションの理解に寄与することができる.

第3段階は、定常SPモデルが大規模な天体プラズマで は動的に不安定であるという認識から始まり、マルチス ケール結合の可能性のあるメカニズムが提示された[5]. SP層は、 $S > S_c$ のときに構造的に不安定になり、磁気島 (プラズモイド) が形成される.ここで、 $S_c \approx 10^4$ は臨界値 である[2]. Lundquist数が大きくなると不安定性が強く なり, 層が多数のプラズモイドに分裂して複数のX点を持 つ. これらプラズモイド間に新しい電流シートができ、こ の新しい電流シートも、S>Scであればプラズモイド不 安定になる可能性がある.このプラズモイド領域において リコネクション率はSに依存せず $R \sim 1/S_c^{0.5} \sim 0.01$ となる [10]. しかし多くの場合, 拡散領域の厚さが薄くなってイ オンの運動論的スケールとなり、R~0.1の運動論的なリ コネクション率となることが示されている[10].本小特集 の第3章1節で示したパワーレーザーを用いた Pearcy 等 の実験は、S=(0.9-1.4)×104≥Scの領域で行われている [11].

#### 4.3 無衝突衝撃波研究の進展

無衝突衝撃波は、大きく分けると、(a)磁化衝撃波、(b) ワイベル不安定性などの磁場乱流を起源とした衝撃波(こ こではワイベル衝撃波と呼ぶ)、(c)静電衝撃波、に大別で きる[12,13]. パワーレーザーを用いた(a)磁化衝撃波生 成実験は本小特集第2章に、山崎・松清によって激光XII 号レーザーを用いた実験結果が詳しく示された.(b)ワイ ベル衝撃波[14]と(c)静電衝撃波[15]は、本誌2016年2月 号の小特集にまとめられている.ここでは、2016年以降 のワイベル衝撃波と静電衝撃波の研究進展をまとめる.

#### 4.3.1 無衝突ワイベル衝撃波研究の進展

ワイベル衝撃波生成実験は、米国の大型nsパルスレー ザー、OMEGAとOMEGA EPレーザーを用いた対向プラ ズマ流を用いた実験で、協同トムソン散乱を用いた詳細 なプラズマ温度、密度、フロー速度の計測[16,17]、プロ トンバックライトを用いた Biermann battery効果によっ て生成された磁場[18,19]やワイベル不安定性によって生 成された乱流磁場の計測[20,21]が行われた.これらの実 験結果と3D-PIC計算から、OMEGAとOMEGA EPレー ザーで実験できるのはワイベル不安定性によるフィラメン トが生成されるまでの過程であり、ワイベル衝撃波生成に はさらに大きなレーザーエネルギーを持つ米国のnsパル スレーザーNIFが必須であることがわかった.これらの 詳細は、参考文献[14]を参照してほしい.

NIFを用いた実験では、まずCD薄膜の平行平板型 double-plane (DP) ターゲットを用いて、D(d, p)T反応 生成プロトンのピンホールイメージ計測,D(d, n)<sup>3</sup>He反 応生成中性子のTime-of-Flight計測,X線ストリーク計測 を行った。その結果、両ターゲットからのプラズマ流が相 互作用を行う、二つのターゲットの中間点でプロトンとX 線の強度が、レーザー照射から約5.5 ns後に中性子とX線 の強度が、それぞれ増大した。これらの結果から、ターゲッ ト中間点での衝撃波によるプラズマ温度上昇が示唆された [22]. さらに、プロトンバックライト計測によって、ワイ ベル不安定性によって生成された乱流磁場の発生が示された.

これらの結果を踏まえ、2つのターゲットの中間点での、 協同トムソン散乱による電子密度・温度の時間発展計測と 加速電子のエネルギースペクトル計測を行った[23].2つ のターゲットを用いたDP実験結果と1つのターゲットの みを用いた single-plane (SP) 実験結果を比較すると、電 子密度は約4倍、電子温度は約6倍上昇した. 中間点は、 DP実験では衝撃波の下流, SP実験では衝撃波の上流の温 度・密度を計測していると考えられる. これらの結果か ら、マッハ数M<sub>s</sub>~12, カーボンイオン間のクーロン衝突 平均自由行程がターゲット間隔の約30倍という、無衝突 衝撃波の生成が示された[22]. 電子エネルギースペクトル 計測の結果、最大エネルギー $E_{max}$ が、SP実験では $E_{max}$ ~ 200 keVであるのに対し、DP実験では*E*<sub>max</sub>~500 keV (バ ルク電子温度~3 keV)を持つベキ状分布(ベキ指数は約 -3) が得られた[23]. このようにNIF実験では、ワイベ ル不安定性によって生成された乱流磁場に起因する無衝突 ワイベル衝撃波の生成と、ベキ状分布を持つ非熱的な電子 加速が世界で初めて示された. これらの実験は, nsパル スの高エネルギーレーザーを用いて、規格化されたレー ザー強度 $a_0 = eE_0/(m_e\omega c) = 0.85\lambda[\mu m](I_0[10^{18} \text{ W/cm}^2])^{0.5}$ ~6×10<sup>-3</sup>≪1の低強度領域で行われた. ここで, e, E<sub>0</sub>,  $m_{e}$ ,  $\omega$ , c,  $\lambda$ ,  $I_0$ はそれぞれ素電荷, レーザー電場, 電子 質量, レーザー角周波数, 光速, レーザー波長, レーザー 強度である.

Fiuza等はPICシミュレーションの結果から、~kJのレー ザーエネルギー、~psのパルス幅、 $a_0$ 》1の高強度レーザー をイオン密度 $n_i ~ a_0 n_c (n_c [cm^{-3}] = 1.1 \times 10^{21} / (\lambda [\mum])^2$ は臨界密度)の高密度プラズマに照射することによって衝 撃波速度 $v_{sh}/c > 0.1$ のワイベル衝撃波生成と、イオンの加 速を示した[24]. 宇宙では衝撃波速度が相対論的なワイベ ル衝撃波の生成とイオン加速が示唆されており、今後の実 験による実証が期待される.

#### 4.3.2 無衝突静電衝撃波研究の進展

無衝突静電衝撃波研究は、 $a_0 > 1$ の高強度レーザーを用 いた実験で、衝撃波上流イオンの衝撃波静電ポテンシャ ルによる反射・加速が可能となり注目されている[25-30]. Haberberger等は、波長10  $\mu$ mの高強度レーザーを 用いた実験で、干渉計測による急峻な衝撃波の電子密度 プロファイルと数10 MeVの準単色イオン加速を同時に測 定することにより、無衝突静電衝撃波によるイオン加速 (collisionless shock acceleration: CSA)の明確な実験的 証拠を提示した[26]. 一方、より高レーザー強度が可能と なる波長0.8  $\mu$ mや1  $\mu$ mレーザーを用いた実験では、電子 密度が可視光プローブレーザーを用いた干渉計測には高す ぎるため、電子密度はほとんど測定されていない[27-29]. そのため、これらの実験では、無衝突衝撃波生成とイオン 加速を示す明確な結果は得られていない.

Kumar, 坂和等は2D-PICシミュレーションを用いて, プロトンとC<sup>6+</sup>イオンを含む多種イオンプラズマ中で,静 電的イオンビーム2流体不安定性によって衝撃波上流のプ ロトンが加熱され、その結果衝撃波で加速されるプロトン 密度が増加することを示した[31,32].また、a<sub>0</sub>>5では プロトンとC<sup>6+</sup>イオンにそれぞれ別の衝撃波が生成されて 両イオンとも各衝撃波で加速されるのに対し、a<sub>0</sub><5では プロトンのみに衝撃波生成と加速が行われ、C<sup>6+</sup>イオン衝 撃波が生成されず、衝撃波加速を受けないことを示した [33].

坂和等は、上記 PIC シミュレーションと同様のパラメー タでLFEX レーザーを用いた実験を行った(波長1 µm, パルス幅1.5 ps, a<sub>0</sub>~2) [34]. LFEX レーザー照射の2.5 ns 前にC<sub>8</sub>H<sub>7</sub>Clターゲットにアブレーションレーザー(激光 XII号)を照射し、X線分光器を用いて電子密度n<sub>e</sub>を計測 した結果.  $n_{\rm e} = (1.3 \pm 0.2) \times 10^{21} \, {\rm cm}^{-3} と臨界密度プラズ$ マの生成が示された. このプラズマにLFEX レーザーを 照射すると、C<sup>6+</sup>イオンは加速されず、プロトンのみが約 17 MeVまで加速された. この結果は2D-PICシミュレー ションとよく一致しており、無衝突静電衝撃波によるプ ロトンの選択的な加速が起こったと考えられる[34]. 無 衝突衝撃波で反射・加速されたイオンは, diffusive shock acceleration (DSA: 衝撃波統計加速, 1次フェルミ加速) による銀河宇宙線生成や、Weibel, Bell, resonant等の 不安定性による磁場生成・増幅に不可欠である[34].本研 究は、無衝突衝撃波でのイオン加速の実験室研究が、宇宙 および天体衝撃波に関連する無衝突物理を理解するための 重要なツールとなり得ることを示している.

#### 4.4 まとめ

本小特集では、パワーレーザーを用いたレーザー宇宙物 理実験として磁気リコネクションと無衝突衝撃波研究を取 り上げた.レーザー条件、ターゲット、磁場の発生方法な どを変えて、広いパラメータ領域にわたって制御した実験 を行い、受動的・能動的な多くの計測器を用いて衝撃波や 磁場のミクロな物理量とマクロ構造を同時に計測できるこ とを示した.レーザー研は共同利用・共同研究拠点活動を 継続して行なっている.パワーレーザーを使ってこんなこ とはできないかという漠然としたアイデアをお持ちの方 は、是非ともご連絡ください.一緒に議論して実験をデザ インし、実験に持ち込みたいと思います.

#### 謝 辞

本章で紹介した研究の一部は,JSPS科研費(15H02154, 17H06202,19H00668,22H00119,23H04864),JSPS 研 究拠点形成事業(JPJSCCB20190003)の助成のもとで行 われました.

#### 参考文献

- [1] H. Ji et al., Nature Rev. Phys. 4, 263 (2022).
- [2] M. Yamada et al., Phys. Plasmas 13, 052119 (2006).
- [3] Y.-H. Liu et al., Phys. Rev. Lett. 118, 085101 (2017).
- [4] R. A. Cassak *et al.*, J. Plasma Phys. 83, 715830501 (2017).
- [5] H. Ji *et al.*, Space Sci. Rev. **219**, 76 (2023).
- [6] Y.-H. Liu et al., https://doi.org/10.48550/arX-

iv.2406.00875 (2024).

- [7] A. Chien *et al.*, Phys. Plasmas **26**, 062113 (2019).
- [8] T. Morita et al., Phys. Rev. E 106, 055207 (2022).
- [9] K. Sakai et al., Sci. Rep. 12, 10921 (2022).
- [10] D.A. Uzdensky et al., Phys. Rev. Lett. 105, 235002 (2010).
- [11] J.A. Pearcy et al., Phys. Rev. Lett. 132, 035101 (2024).
- [12] Y. Sakawa et al., Advances in Phys.: X 1, 425 (2016).
- [13] 坂和洋一, 高部英明:プラズマ・核融合学会誌 92,73 (2016).
- [14] 坂和洋一: プラズマ・核融合学会誌 92, 102 (2016).
- [15] 森田太智 他:プラズマ・核融合学会誌 92,98 (2016).
- [16] J.S. Ross et al., Phys. Plasmas 19, 056501 (2012).
- [17] J.S. Ross et al., Phys. Rev. Lett. 110, 145005 (2013).
- [18] N.L. Kugland et al., Nature Phys. 8, 809, (2012).
- [19] N.L. Kugland et al., Phys. Plasmas 20, 056313 (2013).

- [20] C.M. Huntington et al., Nature Phys. 11, 173 (2015).
- [21] H.-S. Park et al., Phys. Plasmas 22, 056311 (2015).
- [22] J.S. Ross et al., Phys. Rev. Lett. 118, 185003 (2017).
- [23] F. Fiuza et al., Nature Phys. 16, 916 (2020).
- [24] F. Fiuza et al., Phys. Rev. Lett. 108, 235004 (2012).
- [25] F. Fiuza et al., Phys. Rev. Lett. 109, 215001 (2012).
- [26] D. Haberberger et al., Nature Phys. 8, 95 (2012).
- [27] H. Zhang et al., Phys. Rev. Lett. 119, 164801 (2017).
- [28] A. Pak et al., Phys. Rev. Accel. Beams 21, 103401 (2018).
- [29] P.K. Singh et al., Sci. Rep. 10, 18452 (2020).
- [30] E. Boella et al., Phil. Trans. Royal Society A 379, 20200039 (2021).
- [31] R. Kumar et al., Phys. Rev. Accel. Beams 22, 043401 (2019).
- [32] Y. Sakawa et al., Phys. Rev. E 104, 055202 (2021).
- [33] R. Kumar et al., Phys. Rev. E 103, 043201 (2021).
- [34] Y. Sakawa et al., Phys. Rev. Lett., 133, 195102 (2024).

小特集執筆者紹介



#### 坂和洋

大阪大学レーザー科学研究所,准教授, Ph. D (工学).専門はプラズマ物理学.国内外の大 型パワーレーザーを用いた宇宙物理実験、特 に、無衝突衝撃波と磁気リコネクション実験

に従事している.趣味はテニス.練習する機会を増やすとと もに減量して、もう一花咲かせたいと考えている.



#### ういち 松清修

九州大学大学院総合理工学研究院教授,博士 (理学).専門は宇宙プラズマ物理学,宇宙流 体環境学. 種々の天体現象で見られる様々な エネルギー変換過程(粒子加速・加熱、大振 幅波動励起など) に興味がある



#### わま りょう 山崎 T

青山学院大学理工学部物理科学科教授. 2004 年京都大学大学院理学研究科博士後期課程修 了.博士(理学).専門は天体物理学,特に, ガンマ線バーストなどに代表される高エネル

ギー天体現象の研究. 超新星残骸などの高エネルギー天体に 普遍的に存在する無衝突衝撃波については、観測研究、理論・ シミュレーション研究に加えて実験研究も交えた三位一体に よる深い理解への到達をめざしている.



ている

#### 田太智

九州大学大学院総合理工学研究院 プラズマ・ 量子理工学メジャー. 准教授. 2011年大阪大 学大学院博士後期課程修了博士(理学).主 に大型レーザーを用いた高エネルギープラズ マ実験研究を行っており、宇宙の高エネルギー現象を模擬す る"レーザー宇宙実験"や、宇宙推進等に関する研究を進め



#### かい けん 境健太郎

核融合科学研究所・助教. 2023年 大阪大学大学院工学研究科・博士 (工学).専門はプラズマ物理,実 験室宇宙物理. レーザー生成プラ ズマを使った磁気リコネクション 実験を行ってきた. 最近は磁場閉 じ込めプラズマにも食いつけない

ものかと模索中.写真は昨年のプラ核学会で若手発表賞をい ただいた際に所内広報用に撮影したもの. この某元市長風 バージョンと真面目なバージョンの二つを広報担当者に送っ たら、案の定真面目な方だけが採用されたため、この場を借 りて供養する.