小特集

強磁場中のレーザープラズマ相互作用研究の進展

Recent Progress of Magnetized Laser Plasma Interaction

1. はじめに

1. Introduction

 畑 昌 育 HATA Masayasu
 量子科学技術研究開発機構 関西光量子科学研究所 (原稿受付: 2023年11月10日)

レーザープラズマ分野では長らく背景磁場という概念 が失われていた. これはレーザー場が非常に高周波であ ることに起因しており、レーザー周波数とサイクロトロ ン周波数を同程度にするだけでキロテスラ級の磁場が必 要であったためである.そのような中,2013年ごろにキ ロテスラ級磁場の生成[1,2]が可能となり、レーザープラ ズマ分野において長らく意識されていなかった背景磁場 というプラズマ科学では古く、レーザープラズマにおい ては新しいパラメータが意識されるようになった. 宇宙 や磁場閉じ込めプラズマにおいて、長い歴史のある背景 磁場下での様々な波の相互作用を、相対論領域の高密度 なプラズマ中で起こすことが可能となり、レーザープラ ズマにおける新しい分野として研究が進んできている. 本学会誌では、2017年に「キロテスラ級磁場で拓く新し いプラズマ科学」という企画[3]が組まれており、網羅的 に各分野との関係や今後の研究展開について解説がなさ れた. それに対して、本企画では、レーザープラズマ分 野におけるその後の進展に焦点を当て、最新の知見につ いて紹介したい.これにより、レーザープラズマの研究 を大学院生や研究者に改めて知っていただくとともに, 宇宙や磁場閉じ込めプラズマ分野の研究者との共同研究 といった領域間での相互作用の活発化につながることを 期待したい.

本小特集の前半では、パワーレーザーを用いた強磁場 生成法の解説を行う.イントロダクションの本章に続く 第2章では、初期のキロテスラ磁場生成法の報告から、よ り理解の進んだ磁場生成機構と生成磁場の予測モデルの 進展について解説する。第3章では、理論・シミュレー ション研究から予測されているメガテスラ級磁場生成へ の道筋について解説する、小特集後半では、そのような 強磁場をレーザープラズマ相互作用と組み合わせること によって発現する興味深い現象について最近の研究成果 を紹介する. 波長1ミクロンのレーザーが電子サイクロ トロン共鳴を引き起こすには、10キロテスラの磁場が必 要であり、ホイッスラー波となって高密度プラズマ中を 伝播するには、それ以上の強磁場が必要となる.近年の 研究から、そのような強磁場が実験室において生成でき ることが予測されており、そういった磁場を想定したレー ザープラズマ科学の研究も進展している.第4章では、レー ザー駆動ホイッスラー波の伝播特性についての研究を紹 介する.カットオフのないホイッスラー波が高密度プラ ズマ中でパラメトリック不安定性を引き起こし、伝播可 能なホイッスラー波のパルス幅が制限される現象につい て解説する. 第5章では、この有限幅のレーザー駆動ホ イッスラー波を使って、高密度プラズマを加熱する新奇 手法について紹介する. レーザーからプラズマへのエネ ルギー変換の外部磁場依存性、定在ホイッスラー波を使っ た電子加速、イオン加熱について解説するとともに今後 の研究展開についても展望する.

参 考 文 献

- [1] H. Yoneta et al., Phys. Rev. Lett. 109, 125004 (2012).
- [2] S. Fujioka et al., Sci. Rep. 3, 1170 (2013).
- [3] 藤岡慎介: プラズマ・核融合学会誌 93, 169 (2017).

Kansai Institute for Photon Science, National Institutes for Quantum Science and Technology, Kizugawa, KYOTO 619-0215, Japan author's e-mail: hata.masayasu@qst.go.jp



2. Recent Progress of Strong Magnetic Field Generation and its Modeling using High-Intensity Lasers

森田大樹 MORITA Hiroki 宇都宮大学工学部 基盤工学科 情報電子オプティクスコース (原稿受付:2023年8月8日)

今日では強磁場下における高エネルギー密度プラズマ現象は興味深い研究対象の一つになっている.以前よ りレーザー駆動キャパシタ・コイルとテラワット級高出力レーザーを組み合わせることで100 T 以上の強磁場を 生成できることが知られており、本手法は強磁場下でのプラズマ実験を行う上で有用なツールとなっている.し かし、最近の研究では、この方法でキロテスラに匹敵する強磁場を生成することはできないということが明らか になりつつある.一方で、レーザー駆動コイルに超短パルス高強度レーザーを用いることで、高いエネルギー変 換効率で磁場を生成できることがわかってきた.最近の研究では、ペタワット級高強度レーザーを用いることで 1 kT を超える強磁場を生成できることが実証されている.本章では、超短パルス高強度レーザーを用いた強磁場 生成手法の実験およびモデリングに関する最新の研究動向を紹介し、既存モデルの課題について説明する.

Keywords:

magnetized high-energy-density physics, strong magnetic field, electro-magnetic discharge, high-intensity laser, laser-plasma interaction

2.1 はじめに

レーザー駆動キャパシタ・コイルとテラワット級の高 出力レーザーを組み合わせることで1kTを超える磁場を ナノ秒の時間幅で生成できるという2013年に発表された ニュースは高エネルギー密度プラズマ科学の分野の研究 者を魅了した[1].そこから,強磁場生成に関する研究や 強磁場を応用した新しい研究課題が開拓され続け,およ そ10年経った今日においても研究が続いている.さらに 2020年には、レーザー駆動コイル等で生成される1kTの 磁場を種磁場として、高強度レーザーによる「マイクロ チューブ爆縮」を行うことで、その中心に1MTに匹敵す る磁場を生成できるというシミュレーションの結果が報 告された[2].マイクロチューブ爆縮による超強磁場生成 ついては本小特集の第3章で詳細に紹介される.

このレーザー駆動コイルについて、本誌プラズマ・核 融合学会誌2016年7月号に解説記事「パワーレーザーに よるキロ・テスラ級強磁場生成とその応用」,2017年4月 号に小特集「キロテスラ級磁場で拓く新しいプラズマ科 学」と過去に記事が組まれている[3,4].ほか、レーザー 学会誌レーザー研究2019年9月号においても特集号「パ ワーレーザーによる強磁場発生と応用」が発刊されてい る[5].レーザー駆動コイルによる強磁場生成やその応用 研究などの詳細については、これらの記事や本小特集の4 章、5章に譲りたい. 最新の記事からさらに4年ほど経ち、今日においては レーザー駆動コイルについて良くも悪くも理解が深まっ た.しかし依然として、どれくらいの強度の磁場がどれ くらいの時間持続するか、などを正確に予測するモデル や計算方法は確立されていないのが現状である.最近の 研究では、従来のレーザー駆動コイルでは、キロテスラ 級の磁場は出せないと断言する論文も発表された[6].こ うした経緯もあり、最近では、レーザー駆動コイルによ る強磁場生成というトピックが下火になってきている.

その一方で、2018年ごろからフェムト秒〜ピコ秒の高 強度レーザーを駆動レーザーに用いて強磁場を生成する という研究が進められてきた.レーザーのエネルギーの 大部分を電子のみに注ぎ込むことができるため、磁場へ の変換効率が高いというのが超短パルス高強度レーザー を用いるメリットである.高強度レーザーによる強磁場 生成についての研究はまだ若く、実験の報告も限られて いる[7-12].これらの論文では100 T以上や、1 kTにも及 ぶ磁場を生成できると報告されており、レーザー駆動コ イルによる強磁場生成には希望が残されている.高強度 レーザーを用いた強磁場生成についてもそのモデリング が進められている.

以上のような状況から本章では、従来の強磁場生成の 問題点、高強度レーザーを用いた強磁場生成およびその モデリングに関する最近の進捗について紹介したい.

Department of Electrical and Electronic Engineering, Faculty of Engineering, Utsunomiya University, Utsunomiya, TOCHIGI 321-8585 Japan author's e-mail: morita-h@a.utsunomiya-u.ac.jp Special Topic Article 2. Recent Progress of Strong Magnetic Field Generation and its Modeling using High-Intensity Lasers

2.2 ナノ秒高出力レーザーによる強磁場の発生

レーザー駆動コイルというのは、2枚の板がコイル状 の導線で繋がれたもので、片方の板にレーザーが通るた めの穴が空いている.この穴を通って、レーザーがもう 一方の板に照射されることで、極板間に電圧が生じ、電 流が駆動されるというものである. このレーザー駆動コ イルについて、生成される磁場を予測するモデルや計算 方法が確立されていない原因の一つに、数値シミュレー ションの難しさがある. レーザー駆動コイルでは現象の 過程が多い.まず、高出力レーザーを平板に照射するこ とで, 非線形レーザープラズマ相互作用によって, 高温 電子を伴うプラズマ膨張が生じる.このあと、もう一方 の平板に電子が捕捉され、帯電を起こす.この帯電を元に、 周囲に時間変化を伴う静電場(ポテンシャル場)が形成 される.この電場によって、導体中に電流が駆動される. 100 T以上の強磁場を生成する際には、導線中を流れる 電流は100 kA程度になっている.この大電流によって導 線自身が加熱され,導体表面では温度上昇に伴う蒸発や プラズマ化が生じる. さらに, 照射レーザーの反射光や, 高温プラズマからの放射なども系全体に影響を与える可 能性がある.

これらの過程において、そのすべてを扱えるシミュレー ションコードはない.まずレーザー照射によって生成さ れる高温プラズマの運動を厳密に扱う際には、非線形レー ザープラズマ相互作用(LPI)を取り扱う必要がある.現 状, LPIを解くことができるのはParticle-in-cell (PIC) シミュレーションであるが、PICでは計算時間が長くて ~10 psであり、ナノ秒という磁場の時間スケールを考え ると短い. また, 生成されたプラズマの膨張は基本的に 流体運動であるため磁気流体力学 (MHD) シミュレーショ ンを用いた解析がなされる場合もあるが[13], MHDでは イオンと電子のセットを1つのプラズマ流体として扱うた め、帯電やポテンシャル、導体中に生じる電流などを扱 うことができない. 導線中を流れる電流や生成される磁 場の時間発展はMaxwellソルバから解くことができるが [14], この場合プラズマの運動は解けない. また、レー ザー駆動コイルは、系全体でmmオーダであるのに対し、 コイルなどの導線の直径は~10 µmである. 電磁場分布 の時間発展を計算しようとすると、umオーダのメッシュ サイズでmmオーダの計算領域が必要になるため、上記 シミュレーションでは扱うことが困難になる. 代わりに 系全体の磁場分布を計算する場合、磁場は準静的である という仮定をもとにPoissonソルバを用いる[15]. このよ うに、レーザー駆動コイルの1から10までをシミュレー ションで取り扱うことはできず、現状では、PIC, MHD, Maxwell, Poissonなど、仮定を入れて計算できる状況 に持っていかざるを得ない.このような状況であるため, 実験結果をもとにさまざまな仮説が立てられ、モデリン グの研究が進められてきた.

レーザー駆動コイルのモデリングにおいて重要なのは 「レーザー照射によってどの程度の帯電が起きるのか」と いうところで、既存モデル[16]ではこれをレーザーによっ て真空中に加速される電子の電流として扱う.このとき のターゲットの帯電と回路方程式を組み合わせることで コイルに流れる電流を計算する.回路方程式をベースに したモデリングについては、文献[16]に詳細を記載して いる.

前節でも少し触れたが、2022年にはレーザー駆動コ イルに関するちゃぶ台返し論文がPhysics of Plasmasの レビューとして出版された[6]. 過去の文献についての 再現実験や解析のやり直しを徹底的に行い、ナノ秒高 出力レーザーを用いたレーザー駆動コイルによる強磁 場生成について、次のように苦言を呈している: "The results from these experiments and examination of the body of work have forced us to conclude that lasedriven coils do not functional as claimed, do not create quasi-static kilotesla-level fields, and cannot be applied to the majority of current experiments where a field is beneficial."

キロテスラ級の磁場を生成できないというのは、レー ザーから磁場への変換効率が低いということを意味し、 同論文中では磁場へのエネルギー変換効率は1%未満と報 告されている.この変換効率の低さは、ナノ秒パルス照 射の場合、レーザーのエネルギーが電子やイオン、プラ ズマ自身の放射などにエネルギーが消費されるというこ とに起因する.実際、いくつかの論文ではこれを裏付け る結果が得られている.例えば、文献[13]では、レーザー 照射時に発生するイオンによってコイルに流れる電流量、 すなわち、発生する磁場強度が制限されるという結果が 報告されている.また、文献[17]では、ナノ秒パルス照 射では、プラズマのスケール長が長い、すなわち、放射 領域が大きいため、放射によるエネルギー損失の割合が 大きくなることが説明されている.

文献[6]では、レーザー駆動コイルを回路方程式でモデ リングすることはできないことも断言されている.回路 方程式によるモデリングは、強磁場を駆動する大電流が 固体導線中に生じるということを仮定している.しかし、 Peebles *et al* は文献[18]で得られた実験結果から、ナノ秒 高出力レーザー駆動では導線周りに生じる膨張プラズマ 中に電流が流れると主張し、導線中に電流が流れること を仮定した従来の回路モデルを否定している.

2.3 高強度レーザーによる強磁場生成

最近の研究から,超短パルス高強度レーザーを用いる ことで1kT以上の磁場を生成できるということが実験的 に確認されている[9,10].超短パルス高強度レーザーに よる磁場生成は,従来のナノ秒の方とは発生機構が少々 異なる.超短パルスでは,レーザー照射によってまず高 速電子がターゲットから抜け出る.このときに生じる電 荷欠損によって電流が駆動される.この場合,帰還電流 は導線の表面を伝って流れることになる.

図1は超短パルス高強度レーザーを用いた磁場生成に 関して、入射するレーザーのエネルギーと生成される磁 場強度の関係をプロットしたものである.同じコイル径



図1 高強度レーザーによって生成される磁場と入射レーザーエ ネルギーの関係.

においてはレーザーのエネルギーが大きくなると磁場強度は増加するが、その傾向はやや飽和傾向にある。一方、 コイル径が小さいほどより強い磁場が得られている。こ のため、1 kTを超える強磁場を生成するためには系全体 が小さいマイクロコイル[9,10]を使う必要がある。

超短パルス高強度レーザーを使うことには2.2節で示し た問題を解決するいくつかのメリットがある.まず,フェ ムト秒~ピコ秒の高強度レーザーを用いる場合,非線形 レーザー・プラズマ相互作用を取り扱ったPICシミュレー ションによる予測が可能になる.さらに,レーザーのエ ネルギーはほとんど電子によって吸収されるため,磁場 への高いエネルギー変換が期待される.また,ピコ秒オー ダーでは,プラズマ膨張が顕著ではなく,放射によるエ ネルギー損失も抑えることができる.実際に,超短パル ス高強度レーザーを用いることで10%と高い変換効率で 磁場を生成することができることが実験的に示されてい る[7].エネルギーが100Jを超えるような高強度レーザー を用いる場合,放射によるエネルギー損失が大きくなる ため,磁場への変換効率はもう少し下がるという結果が 得られている[12].

2.4 超短パルス高強度レーザーを用いた強磁場 生成のモデリング

高強度レーザーによる強磁場生成のポイントは、レー ザー照射による電荷欠損である.本節では、レーザー照 射時の電荷欠損およびそれに伴い生じる電流の時間発展 についてのモデリングについて説明する.

現在,高強度レーザーによる強磁場生成について,主 に2種類のモデルが提案されている.1つはBoltzmann方 程式を基にレーザー照射による電子加熱,衝突によるエ ネルギー緩和およびターゲット表裏面からの高速電子の 抜け出しを考慮し,帯電量の時間変化を計算するモデル. もう1つは,レーザー照射に起因する帯電とそれに伴う 電流を逐次的に解く簡易的なモデルである.前者は,レー ザー照射に伴う帯電の時間変化のみを解くモデルである ため,コイル部に流れる電流の時間変化は計算しない. これらモデルの有用性や課題についてそれぞれ説明する.

まず, Poyé et al[19]によって発表されたレーザー照射 によるターゲットの帯電を計算する ChoCoLaT2 という パッケージについて説明する.こちらのモデルでは先述 の通り,Boltzmann方程式をベースにレーザー照射によ る帯電,電子衝突によるエネルギー緩和,高速電子のター ゲットからの抜け出しを考慮している.ChoCoLaT2では 以下の基礎方程式を解くことで帯電量を計算する:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} \left(\varepsilon, t \right) &= \frac{f_{\text{laser}}(\varepsilon)}{t_{\text{laser}}} \Theta(t_{\text{laser}} - t) \\ &- \frac{f(\varepsilon, t)}{t_{\text{ee}}(\varepsilon, t)} - g_{\text{front}}(\varepsilon, t; \Phi) - g_{\text{rear}}(\varepsilon, t; \Phi) \end{aligned} \tag{1}$$

ここで、t_{laser}はレーザーのパルス幅を表し、Θは Heavisideの階段関数を表す。右辺の各項はそれぞれ、 レーザー照射による高速電子の生成、ターゲット中での 衝突によるエネルギー緩和、ターゲット表面(レーザー 照射側)およびターゲット裏面からの電子の抜け出しを 表している。レーザー照射によって生成される電子の分 布関数は以下のように表される。

$$f_{\text{laser}}(\varepsilon) = \frac{hE_{\text{L}}}{T_0^2} e^{-\varepsilon/T_{\text{e}0}}$$
(2)

ここで、 $E_{\rm L}$, h, $T_{\rm e0}$ はそれぞれレーザーのエネルギー、レー ザーから高速電子へのエネルギー変換効率およびレー ザー照射時における電子温度を表す。初期の電子温度 $T_{\rm e0}$ は ponderomotive 則などのスケーリング則から計算する。 第二項のターゲット内部における電子の衝突緩和時間 $t_{\rm ee}$ は

$$t_{\rm ee} = \int_0^{r_{\rm m}} \frac{\mathrm{d}\xi}{v} \simeq \frac{r_{\rm m}(\varepsilon)}{v} \tag{3}$$

から計算する. ここで, v, $r_m(\varepsilon)$ は電子の速度およ び飛程を表す. ターゲットから抜け出す電子を扱う $g_{front}(\varepsilon, t; \Phi)$, $g_{rear}(\varepsilon, t; \Phi)$ の詳細については本記事では 割愛する. ターゲット表裏面から抜け出る電子電流は

$$J(t) = e \int_{\Phi(t)}^{\infty} \mathrm{d}\varepsilon \left(g_{\mathrm{front}} + g_{\mathrm{rear}}\right) \tag{4}$$

で表される.ここで、 $\Phi(t)$ はターゲットのポテンシャル であり、上式においては、このポテンシャル障壁を超え るエネルギーの電子のみがターゲットから抜け出すと考 える.

ChoCoLaT2においては、ポテンシャル $\Phi(t)$ はターゲット表面のシース(デバイ長の内)を構成する電子による ポテンシャル ϕ_{th} ($\xi = 0, t$) とターゲットから抜け出る電 子によって生じるポテンシャル $\phi_{E}(t)$ の2つから構成され るとしている:

$$\Phi(t) = \phi_{\rm th}(\xi = 0, t) + \phi_{\rm E}(t) \tag{5}$$

前者は, Poisson 方程式

$$\epsilon_0 \nabla_{\xi}^2 \phi_{\rm th} = -e[n_{\rm i}(\xi) - n_{\rm e} {\rm e}^{e\phi_{\rm th}/T_{\rm e}}] \tag{6}$$

の解として得られる.ここで、電子・イオン密度、n_e, n_iはターゲット内部に残っている電子のエネルギー分布 $f(\varepsilon, t)$ から計算する.本来,電子の広がりに伴いイオンも 加速されるため文献[20, 21]のように, n_i の時間発展を考 慮する必要があるが,ChoCoLaT2においては超短パルス レーザーによる帯電を簡略的に計算するため,プラズマ 膨張は無視できる程小さく, n_i はターゲット内部で一様 であると近似して ϕ_{th} の近似解を用いている.また, ϕ_E に ついては

$$\phi_{\rm E}(t) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int_0^t \mathrm{d}t' \frac{J(t')}{r_{\rm e}(t')} \tag{7}$$

のように計算する.ここでr_eはターゲットから抜け出す ときの電子ビーム有効半径を表す.

図2はAl平板に超短パルスレーザーを照射した際の ターゲットの帯電量とレーザーのパルス幅の関係につい て、ChoCoLaT2の結果(破線)および実験値[22,23]を 比較するものである.ChoCoLaT2の結果は大まかに実験 結果を再現しているが、いずれのパルス幅においても実 験結果よりも小さい値を出している.ChoCoLaT2のモデ リングにおける問題に起因している.ChoCoLaT2のモデ リングにおける問題は2つで、1つはターゲットポテン シャルの取り扱い、もう一つは衝突項の取り扱いである.

ChoCoLaT2におけるポテンシャルは先述の通り(5) 式のように2つのポテンシャルの和で表される.しかし, ターゲットから電子が抜け出すことによって生じるポテ ンシャル $\phi_{\rm E}$ はこのモデルにおいて二重勘定されている. (1)式は第三,四項でターゲットからの電子の抜け出し を考慮している. (6)式に用いる neは, ターゲット内部 に残っている電子のエネルギー分布 $f(\varepsilon, t)$ をもとに計算し ているため、(6)式の解として得られるポテンシャル ϕ_{th} はターゲットから電子が抜けることによる帯電の効果, すなわち, (7)式のポテンシャルφ_Eを含んでいることに なる. このため, (5)式から計算されるポテンシャルは, 電子の抜け出しによる帯電の効果を二重勘定しているこ とになる.ポテンシャルが実際よりも大きくなることで (1)式において電子が抜け出しにくくなるため、ターゲッ トの帯電量が実際よりも抑えられ、帯電量の過小評価に つながる、実際、(5)式のポテンシャルの第二項を除い て計算すると、図2(実線)のようにポテンシャル障壁 が低くなった分、電子がターゲット外部に抜け出しやす



図 2 実験結果と ChoCoLaT2の比較. 破線, 実線はそれぞれオ リジナル[19], 修正版 ChoCoLaT2の結果を表す.

くなり帯電量が増加した.しかし,パルス幅が長い場合, 実験結果と比べると過大評価になってしまう.

帯電量の過大評価は衝突によるエネルギー緩和に起因 している.(1)式の第二項は衝突による電子の消滅を表 している.(3)式で表される衝突緩和時間 tee は低エネル ギーほど短い.パルス幅が長い場合,レーザー強度が低 く生成される電子のエネルギーも低いため,衝突の効果 が顕著に現れる.この結果,f(ε,t)から得られるターゲッ ト内部の電子およびイオンの量が減少し,ポテンシャル が下がることで,帯電量が増加している.(1)式の第二 項は高エネルギーの電子に対して有効な近似式であるた め,電子のエネルギーが低くなるような条件では,この ような問題が起きる.

衝突項は系の電子温度にも影響を与える.レーザー照 射後においても低エネルギー成分から早く消滅していく ため、エネルギー分布は時間が経つにつれ、低エネルギー 成分が少なく、高エネルギー成分が多いという分布に変 わっていく.この結果、系の電子温度(平均エネルギー) はレーザー照射後においても、非物理的に上昇すること になる.

以上をまとめると、ポテンシャル障壁の2重勘定を取 り除くと抜け出す電子量が増えて帯電量は実験結果とよ い一致を示すようになるが、パルス幅が長い(レーザー 強度が低い)条件下では、衝突によって帯電量は過大評 価され、系の電子温度は非物理的に上昇する.これまで ChoCoLaT2の問題点を示したが、このパッケージはPIC などのシミュレーションに比べて、比較的低コストでラッ プトップコンピュータでも十分計算可能で有益なツール である. 今後のモデリング改善に期待したい.

上記のような、レーザー照射に伴うターゲットの帯電 の厳密なモデリングに対して、比較的簡易にターゲット の帯電を考え、回路方程式と組み合わせたモデルがある [7]. こちらのモデルでは、まずレーザー照射によって ターゲット中の電子が加速され、ターゲットから抜け出 す.ターゲットのポテンシャル障壁よりもエネルギーが 低い電子はポテンシャルによって、ターゲットに引き戻 される.この過程において、電子の抜け出た量がターゲッ トの正味の帯電量に対応するため、レーザー照射初期に おける帯電量は

$$q(0) = e \int_{E_0}^{\infty} d\varepsilon f(\varepsilon) = \frac{C}{e} E_0(0)$$
(8)

を満たす $E_0(0)$ から求める.ここで、Cはターゲットの静 電容量を表す. $f(\varepsilon)$ は高速電子のエネルギー分布を表し、 2温度を扱う場合以下の式で表す.

$$f(\varepsilon) = n_1 \sqrt{\varepsilon} e^{-\varepsilon/T_1} + n_2 \sqrt{\varepsilon} e^{-\varepsilon/T_2}$$
(9)

ここで $T_1 < T_2$ である.また係数 n_i はレーザーのエネル ギーを E_L ,各温度の電子へのエネルギー変換効率を h_i と すると.

$$n_{\rm i} = \frac{4h_{\rm i}E_{\rm L}}{3\sqrt{\pi}\,T_{\rm i}^{5/2}} \tag{10}$$

と表すことができる.

レーザー照射によって,(8)式のようにターゲットが 帯電すると,その帯電を打ち消そうとコイル中に帰還電 流が生じる.次のステップにおけるターゲットの電荷は

$$q_1(t + \Delta t) = q(t) + \Delta q_c \tag{11}$$

のように変化する. ここで Δq_c は回路電流に起因する帯電 量の変化を表す. 帯電量が変化すると, ターゲット自身 のポテンシャル $E_0(t)$ も $\Delta E = e\Delta q_c/C$ だけ変化する. ター ゲットのポテンシャルが変化すると, ポテンシャル障壁 を超えてターゲットから抜け出る高速電子の量にも変化 が生じるため, 次のステップにおける帯電量は

$$q(t + \Delta t) = q_1(t + \Delta t) + ef(E_0)\Delta E$$
(12)

と計算できる. これらのステップ, すなわち(11)および (12)式を逐次的に計算することで, レーザー照射によっ て生じる帯電量の時間発展*q*(*t*)を計算することができる. また,

$$\frac{\Delta q_c}{\Delta t} = I(t + \Delta t) \tag{13}$$

という関係から、回路に流れる電流の時間発展も計算で きる.ここで、 $q_1(t + \Delta t)$ は回路電流に起因する帯電であ り、

$$L\ddot{q}_{1} + R\dot{q}_{1} + \frac{q_{1}}{C} = 0 \tag{14}$$

の解として計算する.

図3に実験結果とモデルの比較を示す.実験で用いら れたレーザーはパルス幅30 fs,エネルギー10J程度の高 強度レーザーである.モデルはこれら実験結果とおおよ そ一致している.また、同著者らによる最新の研究では、 本モデルは、エネルギーが100J程度のピコ秒高強度レー ザーXingGuang-IIIでの実験結果ともよい一致を示して いる[12].

しかし、本モデルには電子のエネルギー分布関数の取り 扱いに大きな問題がある。前述のモデルでは分布関数の 時間発展をBoltzmann方程式から計算する。対して、本 モデルでは「電子のエネルギー分布 *f*(*ε*) は時間に依らず 一定である」という仮定の下、帯電量*q*(*t*) や電流 *I*(*t*) を計



図3 Wang et al [7] のモデルおよび実験結果の比較.

算する. つまり, この仮定は「電子温度を一定に保つようにエネルギーが供給され続け,かつ,ターゲットから抜け出す電子は補充され続ける」ことを意味する.本来であれば(12)式はレーザー照射時にのみ有効な式と考えなければならない. ここでレーザー照射後において「ターゲットに捕捉される低エネルギー電子は回路の放電時間($\sim 1/\sqrt{LC}$)よりも十分早くエネルギーを落とす」と仮定すると,(12)の第2項は無視することができる.よって,解くべき方程式は(14)のみとなり $q_1(t)$, I(t)どちらの場合にせよ逐次計算の結果はレーザー照射後において減衰振動の解を与えることになる.実際,実験条件が似ている文献[8]では,減衰振動のような時間発展が観測されている.

2.5 まとめ

大型レーザー施設における強磁場生成技術の発展から, 強磁場という用語が今日まで科学者を魅了し,1kTを優 に超える強磁場中での現象について,主に理論・シミュ レーションの立場から研究が進められてきた.実験的な 観点では,強磁場生成はまだまだ道半ばであり,強磁場 応用に関する理論・シミュレーション研究の実験的な検 証はなされていないのが現状である.そのような状況の 中,本章ではナノ秒高出力レーザーによる強磁場生成法 の現状と問題点,超短パルス高強度レーザーを用いた強 磁場生成法の最新の研究動向やモデリングの課題などを 説明した.

ナノ秒高出力レーザーによる強磁場生成では、モデリ ング・シミュレーションによる予測・制御の難しさや、レー ザーから磁場へのエネルギー変換効率が低いということ から、実験研究については少し下火になってきている. 対して、超短パルス高強度レーザーを用いた強磁場生成 では、1kTを超える強磁場が観測されており、PICシミュ レーションなどによる磁場生成の予測、高い変換効率な ど、従来の方法に代わる利点を持っている.しかし、超 短パルス高強度レーザーを用いた強磁場生成のモデリン グについて、本記事で紹介したモデルでは、レーザー照 射によって生成される高速電子のエネルギー分布の取り 扱いなどに問題があるというのが現状である.

大型レーザー施設での実験では依然として一発勝負な 面があり,強磁場の生成から強磁場下特有の現象の観測 には高度な現象の予測が必要不可欠である.その一方で, 理論モデル・シミュレーションの発展には実験とのベン チマークが必要不可欠であることも確かである.理論・ 実験の両面で相互作用し,本小特集で紹介される研究が 着実に発展していくことを期待したい.

参考文献

- [1] S. Fujioka et al., Sci. Rep. 3, 1170 (2013).
- [2] M. Murakami et al., Sci. Rep. 10, 16653 (2020).
- [3] 藤岡慎介 他:プラズマ・核融合学会誌 92,514 (2016).
- [4] 藤岡慎介: プラズマ・核融合学会誌 93,169 (2017).
- [5] 藤岡慎介 他:レーザー研究 47,516 (2019).

Special Topic Article 2. Recent Progress of Strong Magnetic Field Generation and its Modeling using High-Intensity Lasers

- [6] J.L. Peebles et al., Phys. Plasmas 29, 080501 (2022).
- [7] W. Wang *et al.*, Phys. Plasmas **25**, 083111 (2018).
- [8] B. Zhu et al., Appl. Phys. Lett. 113, 072405 (2018).
- [9] K. Law *et al.*, Phys. Rev. E **102**, 033202 (2020).
- [10] Ehret *et al.*, Phys. Rev. E **106**, 045211 (2022).
- [11] Ehret et al., Phys. Plasmas **30**, 013105 (2023).
- [12] W. Wang et al., Phys. Plasmas 30, 072703 (2023).
- [13] A. Chien *et al.*, Phys. Plasmas **28**, 052105 (2021).
- [14] H. Morita et al., Phys. Rev. E 103, 033201 (2021).
- [15] J.J. Santos et al., New J. Phys. 17, 083501 (2015).

- [16] H. Morita and S. Fujioka, Rev. Modern Plasma Phys. 7, 13 (2023).
- [17] H. Kawasaki et al., AIP Advances 10, 065306 (2020).
- [18] J.L. Peebles et al., Phys. Plasmas 27, 063109 (2020).
- [19] A. Poyé et al., Phys. Rev. E 98, 033201 (2018).
- [20] P. Mora, Phys. Rev. Letters 90, 185002 (2003).
- [21] P. Mora, Phys. Rev. E 72, 056401 (2005).
- [22] J.-L. Dubois et al., Phys. Rev. E 89, 013102 (2014).
- [23] A. Poyé et al., Phys. Rev. E 91, 043106 (2015).

小特集 強磁場中のレーザープラズマ相互作用研究の進展 マイクロチューブ爆縮によるメガテスラ級磁場生成とその応用

3. Generation of Megatesla Magnetic Fields by Microtube Implosion and its Applications

村上匡且

MURAKAMI Masakatsu 大阪大学 レーザー科学研究所 (原稿受付:2023年7月30日)

これまで実験室で達成された最大磁場強度~キロテスラよりも更に百~千倍も高いメガテスラ級磁場を生成 するための新たな物理コンセプト「マイクロチューブ爆縮」を提唱する.キロテスラ級の種磁場中に置かれたミ クロンサイズのマイクロチューブの外部から超高強度レーザーを照射することによって中心部に渦状の超高電流 と、その結果としてのメガテスラ磁場が生成される.さらに、マイクロチューブの発展形ともいうべき「ダブル ペイズリーターゲット」による磁気リコネクションと粒子加速への応用についても概観する.

Keywords:

mega-tesla magnetic field, peta-watt laser, microtube implosion, paisley target, magnetic reconnection

3.1 はじめに

磁場は近代物理学における最も基本的な概念の一つで あると同時に、常に科学技術の最先端を切り開いてきた 物理要素でもある.身近な例で磁場強度を比較すると, 地磁気は0.3~0.5ガウス、磁気ネックレスは0.1テスラ (=1千ガウス),病院で使われる磁気断層写真 (MRI) やリニアモーターカーでは約1テスラ (=1万ガウス). 将来のエネルギー源である磁場核融合ではキロテスラ (=1千万ガウス)が必要とされる.こうして、高強度磁 場を生成させることで医療・エネルギー・産業といった 様々な応用が我々の実生活に寄与してきた. 過去半世紀 以上に渡って様々な方式を使った磁場強度の増強が追求 されてきたが、これまで人類が地上で実現した最大の磁 場強度は1~2キロテスラであり[1,2]この壁を未だ超え るに至っていない. 仮に, キロテスラ (kT) を更に 2~3 桁上回るギガガウス (GG)~メガテスラ (MT) といった 超高磁場が実証されれば、これまで議論の俎上にさえ載ら なかったような量子論効果や宇宙物理の未開拓領域にお いて、実験室での能動的な基礎研究が展開できることに なり、基礎科学に及ぼすインパクトは計り知れない. そ うした未開拓物理の一つとして「磁気リコネクション[3. 4]と粒子加速」を挙げることができる.本編は(1)メガテ スラ磁場の生成,(2)磁気リコネクションによる高エネル ギー粒子加速,という2つの構成要素からなる.

3.2 メガテスラ磁場の生成

3.2.1 マイクロチューブ爆縮の原理

高強度磁場を得る方法は、大別して2種類ある.第一

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

の方法は、アンペールの法則としても知られる「周回電 流による方法」(図1(a))であり、この時の電流は周回路 を流れる電子が担っている。第二の方法は、高強度磁場 生成を目的として過去半世紀以上に渡って多くの研究で 採用されてきた「磁束圧縮法」という原理に基づくもの である(図1(b)).この方法は1960年代、ロシアのサハ ロフ博士により提唱された.以後、爆薬、パルスパワー、 レーザー、電磁石など種々のアプローチにより追求され てきた.こうして高強度磁場生成に対する様々な試みが 続けられているが、実験的に観測された磁場強度は1~2 キロテスラのレベルに留まっているのが現状である。

最近提案されたマイクロチューブ爆縮[5,6]と呼ばれる 新たな方法を使うとMT級磁場を生成し得ることが知られ ている.図2にマイクロチューブを使った極超高磁場生 成の原理を示す.直径10ミクロン程度のマイクロチュー ブの外側からサブピコ秒程度(10²-10³ fs)の短パルス長 を持つ超高強度のペタワットレーザーを照射し1-10メガ





 $author's \ e\ mail:\ murakami\ m@ile.osaka\ u\ ac.jp$



図2 マイクロチューブ爆縮の原理図.

エレクトロンボルト (MeV) 程度の高温電子を発生させ る (図2(a)). ただし事前にkT程度の種磁場を, 別の比 較的長いパルスのレーザーを使いターゲット内部に染み 込ませておく. 高温電子は伝導性・拡散性に富み. 短時 間でマイクロチューブ内表面を雲のように覆い、円筒中 心軸方向に高強静電場が作られる. そのためチューブ内 表面のイオンは電子雲と共に円筒軸方向に加速・膨張を 開始する (爆縮:図2(b)). これらのイオン・電子は、ロー レンツ力により**図2**(c)のように各々時計方向・反時計方 向に偏向を受け、中心部で半時計方向の強力なスピン電 流を形成する(図中の J_{if} , J_{ef} , B_c は各々, イオン電流, 電子電流,中心磁場を表す).電子はイオンと反対方向の 回転運動をするが,互いに逆符号の電荷を持つため,結局, イオンと電子は「協働」して種磁場を増幅する形で極超 高磁場が生成される.その増幅率は数百倍から千倍程度 に達し、中心軸上に生成される磁場はメガテスラのオー ダーとなるのである.

図2に示したマイクロチューブ爆縮の原理は「周回電 流による磁場の生成」という意味においては図1(a)の方 法に属する.しかし,図2(c)に示される周回電流は、「荷 電粒子である電子が一定の周回軌道上を流れることで作 られる」のではなく、(1)イオンと電子がプラズマという 相対論的高エネルギー粒子になった状態で組織的な全体 運動する状況の中で、(2)中心部のわずか数10-10³ nmと いう微小な中心領域に最接近した時の粒子軌道の包絡線 が円弧を描くことで磁場生成に寄与している、という点 で、厳密には、図1の第1の方法とも第2の方法とも異 なる.

3.2.2 最大磁場強度に対する比例則

以下では,解析モデルを使ってイオンのダイナミクス を記述し,それがシステム全体の渦構造を伴う流体的運 動を形成することを示す.いま,平面プラズマが半無限 に引き伸ばされた領域 – $\infty < x \le 0$, $t \le 0$ で静止している と仮定する.この領域は,それぞれ密度 $n_i \ge n_e$ の均一な 冷イオンと熱電子で構成されており,プラズマは電荷中 性,つまり $Zn_i = n_e$ であるとする.さらに,熱電子の温度 T_e は,高い伝導率により空間的にも時間的にも一定であ ると仮定する.t = 0で真空とプラズマの境界が解放され ると,プラズマは真空内に膨張し始める.イオンの運動は, 質量と運動量の保存式として次の流体力学系によって記 述される.

$$\frac{\partial n_{i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n_{i} v_{i}) = 0, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial v_{i}}{\partial t} + v_{i} \frac{\partial v_{i}}{\partial x} = -\frac{c_{s}^{2}}{n_{i}} \frac{\partial n_{i}}{\partial t}, \qquad (2)$$

ここで, $n_i(x,t) \ge v_i(x,t)$ はそれぞれイオンの数密度 と速度である. グレヴィッチによる自己相似解[7]に よれば,密度と速度の空間・時間発展は,それぞれ, $n_i = n_{i0} \exp(-\xi-1)$ および $v_i = (\xi+1)c_s$ により与えら れる.ここで, $\xi = x/c_s t$ は系の単一の無次元座標である. この時,x > 0または $\xi > 0$ において,プラズマは右方向 (+x) に超音速で膨張する一方で,左方向(-x)に伝搬 する希薄波は,経路 $\xi = -1$ に対応する軌道上を音速 c_s で 進む.

ここで、"無衝突イオン"と"等温電子"という今考えてい るシステムが持つ二つの物理条件を考えることにより、グ レヴィッチの自己相似解を利用して、個々の流体要素が無 衝突で円筒状に収束および発散する挙動を記述できるこ とを,図3を使って説明しよう.いま,質量m_iおよびイ オン価数Zのイオンがx-y平面上を一定速度viで移動して いると仮定する. z軸に平行な均一磁場 Boの下, イオンは ラーマー運動により半径 $R_{\rm L} = m_{\rm i} v_{\rm i} c / ZeB_0$ の円軌道を描く (ただしeは電子電荷). 例えば、t=0でのイオンの初期位 置を(x, y) = (R, 0), 初期速度を(dx/dt, dy/dt) = (-v, 0)と すると、イオンは円周: $(x-R_0)^2 + (y-R_L)^2 = R_L^2$ の上を 運動する. この結果, 無次元座標ξは, 図3(a)に示され る距離sと角度 θ に関して $\xi = s/c_s t = R_L \theta/c_s t$ として再定 義される. その結果, 平板系に対して成立するグレヴィッ チの自己相似解は、円筒系に対して次のように修正され る.

$$n_{\rm i} = n_{\rm i0} \frac{R_0}{r} {\rm e}^{-\xi - 1}, \tag{3}$$

$$(v_{\rm ir}, v_{\rm i\phi}) = \frac{(-\xi + 1)c_{\rm s}}{r} (\pm \sqrt{r^2 - R_{\rm H}^2}, R_{\rm H}), \qquad (4)$$

ただし, virとviçは, それぞれイオン速度の半径方向成分 と方位角成分を表す.式(4)における二重符号のマイナ ス符号とプラス符号は, それぞれ, イオンの収束フェー ズと発散フェーズに対応する.

式(3)(4)は、円筒内を爆縮・膨張するイオンの単純 な物理的描像は与えるが、イオンのフロントの位置x_fの 情報は与えない、ところで、断熱膨張を仮定するとプラ



図3 (a)解析モデルにおける各パラメータの関係図. (b)自己相似解から得られたマイクロチューブ爆縮の特性曲線群.

ズマフロントは速度2 $c_s/(\gamma-1)$ で膨張する(γ は断熱指数) ことはよく知られている[8].一方,等温仮定に基づく自 己相似解においては,特定の座標 $\xi = \xi_f$ における流体要素 の速度は($\xi_f + 1$) c_s として与えられる.これら2つの速度 を近似的にほぼ等価と考えると, $\xi_f = (3-\gamma)/(\gamma-1)$ が得 られる.特に,相対論的電子の断熱指数は $\gamma = 4/3$ である ことから $\xi_f = 5$ となるが,この予測はシミュレーションか ら得られる $\xi_f \simeq 5.5$ をよく説明している.図3(b)に,こう して自己相似解から得られるr-t線図を示す.図4は,粒 子密度の時間発展に関して,粒子シミュレーションと上 記の解析モデルの予測を比較したものであり,自己相似 解に基づいたイオン密度(点線)は粒子シミュレーショ ンの結果(実線)を非常によく再現していることがわかる.

図3(a)に示したように、半径 R_L のラーマー半径の円軌 道を描く結果、それらイオン軌道の包絡線として中心に 円軌道が出現する、イオンはこの円内には入ってこない ことから、これをラーマーホールと名付ける、ラーマー ホール半径 R_H は、 $R_H \ll R_0 \ll R_L$ の下での幾何学的考察か ら $R_H \simeq R_0^2/2R_L$ で与えられ、これを書き換えると次のよ うになる、



ここで、 $\xi_c(t) = R_0/c_s t$ は、時間tにターゲット中心を 通過するイオンに対応する、回転方向のイオン電流 $J_{i\varphi} = Zen_i v_{i\varphi}$ は、式(3)(4)を使うと次のように与えられ る.

$$J_{i\phi}(r,t) = \left(\frac{R_{\rm H}}{r}\right)^2 J_{\rm H}(t), \quad r \ge R_{\rm H}$$
(6)

$$J_{\rm H}(t) = (R_0/R_{\rm H}) Zen_{\rm i0}c_{\rm s}(\xi_{\rm c}+1) \,{\rm e}^{-\xi_{\rm c}-1} \tag{7}$$

 $\xi_c(t)$ は漸近的に最大値 e⁻¹ = 0.37に近づくことが理論的 には予想されるが、実際には時間の経過と共に $\xi_c \rightarrow 0.37$ とはならずにカットオフ値 $\xi_c \simeq 3$ に収束することがシミュ レーションにより観測されている.さらに、トータルの中 心磁場強度 B_c とイオンの寄与による中心磁場強度 B_{ci} に対 してシミュレーションで観測されている一定値 $B_c \simeq 4B_{ci}$ の関係を使うと、マイクロチューブの中心軸上で生成さ れる最大磁場強度 B_{cmax} は次の比例則として与えられる.

$$\frac{B_{\rm c.max}}{1\,\rm MT} = \Psi \equiv \frac{(Z/6)^{3/2}}{(A/12)^{1/2}} \left(\frac{n_{\rm i0}}{10^{23}\,\rm cm^{-3}}\right) \left(\frac{R_0}{3\,\,\mu\rm m}\right) \sqrt{\frac{\mathcal{E}_{\rm he.av}}{6\,\rm MV}}$$
(8)

ただし $\mathcal{E}_{he.ave}$ は熱電子の平均エネルギー(〜温度)を表す. かくして,磁場の最大強度 $B_{e.max}$ は、マイクロチューブ の内面から放出される総イオン束(または総電流)に比 例することがわかる.ここで,式(8)には種磁場 B_0 が含 まれていないことを強調しておきたい.ただそのことは、 種磁場が物理的に無意味なパラメータであることを意味 するものではない.つまり、ある閾値以上の種磁場強さ があればマイクロチューブの物理描像を与えるに十分な 強度の電子渦構造(ラーマーホール構造)がターゲット 中心付近に生成される、という意味において本コンセプ トの根源的役割を果たしているのである.実際、粒子シ ミュレーションから、種磁場が5~6 kT以上であれば、最 大の中心磁場強度が式(7)により非常によく再現される ことがわかっている.その一方で、種磁場強度は式(7)よ りも低くなり,種磁場 B₀に対する強い依存性が現れてくる.

図 5 (a) は、4 つの異なるレーザー強度での2 次元粒 子シミュレーションから得られた中心磁場の時間発展を 表している.シミュレーションでは、アルミニウムのマ イクロチューブターゲットが、円筒中心軸に直交する配 位の四方向から均一に照射される設定とし、その他のパ ラメーターとしては、内半径 $R_0 = 5 \mu m$ 、レーザー波長 $\lambda_L = 0.8 \mu m$ 、パルス幅 $\tau_L = 50$ fs、種磁場 $B_0 = 6 k T$ とした. 同様に、図 5 (b) は、レーザー強度 L_L に関して、最大磁場 強度 B_{max} と、その最大磁場を得るために必要となるレー ザーパワー P_L およびレーザーエネルギー E_L に対する比例 則を表している.

3.3 磁気リコネクションと粒子加速

磁気リコネクションは、磁力線のトポロジカルな変化 によって、磁場からプラズマ内の荷電粒子へのエネルギー 変換を可能にする[9]. コロナ質量放出[10],太陽フレア [11]、惑星磁気圏の閉鎖[12]、y線バースト[13]、パルサー 風[14]などのさまざまな天体物理学的プロセスは磁気リ コネクションに関連しており、現在、磁気リコネクショ ンは、主に宇宙プラズマにおける荷電粒子の加速メカニ ズムを説明する物理機構であると考えられている[15]. 特に、最近の研究から、相対論的磁気リコネクションに よる電子加速が注目されている.近年では、高出力レー ザーは、レーザーとプラズマの相互作用を介して相対論 的磁気リコネクションを調べるユニークなツールとなっ ている.

3.3.1 ペイズリーターゲット

以下で考える磁気リコネクションの生成には、一対の ペイズリーターゲット[16]とペタワットレーザーの相互 作用を利用している.まず単体としてのペイズリーター ゲットのパフォーマンスを見てみよう.図6に示され るように、表面電流がターゲットの凹面側に磁場を生成 し、磁場に簡単にアクセスできるのが特徴である.この オープンスペースにより、系に入ってくる粒子が磁場と 相互作用しやすくなる. さらに,後で見るように,2つ 以上のペイズリーターゲットをモジュラー方式で接続で き,生成された磁場が互いに相互作用できるようになる. したがって,ペイズリーターゲットは2つ以上の磁場源 の相互作用を必要とする実験に適しており,結果として 磁気リコネクション,磁気ミラー,およびその他の実験 室での天体物理学実験などの磁場現象を研究するための, さまざまな配置設計が可能となる.





3.3.2 ダブルペイズリーによる磁気リコネクション

図7には、対称的に配置した一対のペイズリーターゲットを使うと磁気リコネクションが生成される状況が示されている.ペイズリーターゲットのそれぞれの裏側に、高強度のレーザーパルスが照射されると、電子の渦運動により安定した磁場が生成される.レーザーで照射されることでペイズリーターゲットの尾部(厚さが薄くなっている箇所)にある電子が急速に真空に射出される一方で、慣性が大きいために相対的にゆっくりと運動するイオンによって正電荷帯電領域が出現する.この結果、ペイズリーターゲット表面を流れる電流が形成され、2つのペイズリーターゲットで挟まれた空間内に、特に強い静磁場が形成されることになる.

高エネルギーの電子ビームによって発生する磁場とは 異なり、ここでは磁場は渦のドリフト速度でゆっくりと 移動しているのが観測される.一対のペイズリーパター ンのターゲットが向かい合っているため、生成された逆 極性の磁場は、磁気圧力と密度勾配によって押されて互 いに接近することになる。磁場エネルギーは、再結合プ ロセスを介して2つの渦の中間に圧縮された荷電粒子の 加速に使われる.粒子シミュレーションで得られた結果 は、電流シートで加熱された電子が2つの温度を持つこ とを示している.これらのシミュレーション結果を解析 した結果、低温電子はSweet-Parkerモデルに従って加熱 され、高温電子は主に変位電流から成長する誘導電場に よって加速されることがわかった.

上記の粒子シミュレーション結果は相対論的粒子コード EPOCH[17]を使って得られた.使用したペイズリー ターゲットは、初期の炭素イオン密度は $n_0=3 \times 10^{22}$ cm⁻³, 電離電荷Z=+6および原子質量数A=12である.2つの 直線偏光レーザーパルスが正および負のx境界から入射 し、ターゲットの裏側に照射されている.それぞれのピー ク強度は 10^{21} W/cm²で、パルス持続時間は50 fs である. この時の正規化された振幅は $a_0 = eE_1/m_e\omegac \approx 27$ である.



図7 ダブルペイズリーターゲットによる磁気リコネクション.

ただし、 $E_L \ge \omega d \downarrow - \neg \neg = \mbox{a} R \oplus g \ge B i z b x, m_e d \mbox{a} L = 1 \mu m$ $を採用した. ターゲットの横方向のサイズは6 \mum未満で$ あるため、ここではレーザースポットは平面波であると仮定することができる. シミュレーションボックスのサ $イズは10<math>\lambda_L \times 10\lambda_L$, メッシュサイズは $\partial x = \partial y = \lambda_L/100 \ge$ した. すべての仮想粒子(セルあたり370個)は、初期に おいて静止状態にあり、粒子と場の両方に開放境界条件 を適用した. 図8 は磁気リコネクションのダイナミクス を表したもので、(a) はレーザーピーク時の磁場強度分布 を、(b) はイオンの運動エネルギー分布を表している. ま た、(c) は加速電子のエネルギースペクトルを表し、同図 内に入れ子状に組み込まれた図表は、磁場と粒子(イオン、 電子)のエネルギーの時間発展を表している.

3.4 おわりに

本章では、メガテスラ級の超高磁場をレーザーを使っ て生成するマイクロチューブ爆縮の物理と、その発展形 としてのペイズリーターゲットを使った磁気リコネク ション生成に関して、粒子シミュレーションを使って得 られた最近の研究成果について報告した.システムの持 つ磁気極性は、ペイズリーターゲットの非対称構造に由



(c)加速電子のエネルギースペクトル.

来する電子渦によって生成されることがわかった.また, 密度勾配と磁気圧力によって,磁気双極子が消滅し,磁 力線が中央領域で再結合することもシミュレーションか ら明らかとなった.正確にはペイズリーパターンでなく とも,明らかに非対称な構造を持つターゲットでも,ペ イズリーとほぼ同様の磁場を生成することがわかってお り,これは換言すると,同ターゲットの安定性を意味し ている.今後,マイクロチューブターゲットとその改良 型のターゲットを使った高強度磁場生成の実験研究が進 むと思われる.これにより高エネルギー密度物理や天体 物理などのフィールドにおいて基礎から応用に至る様々 な研究への展開が期待される.

参考文献

- [1] S. Fujioka et al., Sci. Rep. 3, 1170 (2013).
- [2] D. Nakamura *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **89**, 095106 (2018).
- [3] R.A. Koppand and G.W. Pneuman, Solar Phys. 50, 85 (1976).
- [4] S. Masuda et al. Nature 371, 495 (1994).

- [5] M. Murakami et al., Sci. Rep. 10, 16653 (2020).
- [6] D. Shokov and M. Murakami, High Power Laser Sci. Eng. 9, e56 (2021).
- [7] A.V. Grevich et al., Sov. Phys. JETP 22, 449 (1966).
- [8] L.D. Landau and E.M. Lifshitz, Course in Thoretical Physics, Vol. 6, Fluid Mechanics (PergamonPress, Oxford, 1959).
- [9] V.S. Berezinsky et al., Astrophysics of cosmic rays (North Holland, Amsterdam, Netherlands, 1990).
- [10] Q. Jiong et al., Astrophys. J. 659, 758 (2007).
- [11] E.N. Parker, J. Geophys. Res. 62, 509 (1957).
- [12] B. Coppi et al., Phys. Rev. Lett. 16, 1207 (1966).
- [13] D. Giannios, Mon. Not. R. Astron. Soc. Lett. 408, L46 (2010).
- [14] Y. Lyubarsky and J.G. Kirk, Astrophys. J. 547, 437 (2001).
- [15] M. Melzani *et al.*, Astron. Astrophys. **570**, A111 (2014).
- [16] M-A.H. Zosa *et al.*, Appl. Phys. Lett. **120**, 132403 (2022).
- [17] T.D. Arber *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 57, 113001 (2015).

小特集 強磁場中のレーザープラズマ相互作用研究の進展 4. 高密度プラズマ中におけるレーザー駆動ホイッスラー波の伝播

4. Propagation of Laser-Driven Whistler Waves into High-Dense Plasma

 畑 昌 育 HATA Masayasu
 量子科学技術研究開発機構 関西光量子科学研究所 (原稿受付: 2023年 8 月23日)

前章,前々章で解説されたように,近年,レーザープラズマ分野では,強磁場生成法の飛躍的な進歩がもた らされ,これまでレーザープラズマ分野において考慮されることのなかった外部磁場が新たなパラメータとして 登場することとなった.強力な外部磁場は,流体運動だけでなくレーザー伝播にも影響を及ぼす.電子サイクロ トロン共鳴磁場を超える強磁場中において,右回り円偏光レーザーはカットオフのないホイッスラー波となり高 密度プラズマ中を伝播していく.本章では,まず,高密度磁化プラズマ中への直線偏光レーザー伝播の二次元シ ミュレーションを通じて右回り,左回りの円偏光の波の振る舞いを概観する.そして,右回り円偏光レーザーが 駆動するホイッスラー波伝播の一次元シミュレーションを行い,その特性について解説する Keywords:

leywords:

whistler wave, magnetized laser-plasma-interactions, magnetized high-energy-density physics, particle-in-cell

4.1 はじめに

レーザー伝播方向に、レーザーの周波数を上回るサイ クロトロン周波数をもつ強磁場を印加すると右回り円偏 光波の臨界密度(電磁波が伝播できなくなる密度)は消 失する.条件となる臨界磁場は、 $B_{cr} \equiv m_e \omega_L / e$ と定義さ れる. ここで, m_e, ω_L, eはそれぞれ電子質量, レーザー 周波数, 電気素量である. この臨界密度消失による電磁 波伝播は、ホイッスラー波[1]として古くから知られてお り、地球科学、宇宙科学、磁場閉じ込め核融合において お馴染みである.しかしながら、その伝播特性は完全に は明らかにされておらず,特に,高強度レーザーに代表 されるような非常に高い周波数,大振幅の波に対しては, あまり研究が進んでこなかった.これは、単純に技術の 問題であり、高周波数のホイッスラー波伝播に必要なキ ロテスラを超える強磁場生成が実現困難であったためで ある. 前章までで解説されてきたように、近年、このよ うな強磁場を実験室において作ることが可能になってき ており、これまでレーザープラズマ分野であまり考慮さ れることのなかった外部磁場が新たなパラメータとして 登場することとなった[2-4].

本章では、まず、強磁化高密度プラズマ中での直線偏 光レーザー伝播を扱い、右回り、左回り円偏光の波の伝 播特性を概観する.次に、臨界密度の消失が起こるホイッ スラー波の伝播特性に焦点を当て、簡単なセットアップ でのパラメータランの結果を通して、ホイッスラー波の 透過パルス幅が制限されることを示す.そして、臨界密 度のないホイッスラー波の伝播阻害の原因である誘導ブ リルアン散乱について説明する.本章の内容は文献[5]に 基づいたものになっている.紙面の都合上,全てを網羅 することはできなかったため、より詳しく知りたい方は そちらを参照されたい.

4.2 高密度磁化プラズマ中の直線偏光レーザー 伝播の二次元計算

レーザーの波数ベクトルと同方向に外部磁場を印加す る場合、直線偏光のレーザーは右回りと左回りの円偏光 成分の合成波として理解され、それぞれの波が異なる分 散関係に従うことは古くから知られている. 冷たいプラ ズマモデルにおける分散関係によれば、電子サイクロト ロン共鳴磁場を超える強い磁場下では、右回り円偏光の 電磁波(RCP波)は、カットオフのないホイッスラー波 となる.他方、左回り円偏光の電磁波(LCP波)はL波 となり、磁場のない時の臨界密度 $n_{\rm cr} \equiv m_e \varepsilon_0 \omega_1^2 / e^2 \varepsilon_0 \lambda_2^2$ てL波カットオフまでであれば高密度プラズマ中を伝播 できるようになる. ε0は真空の誘電率である. ここで, 円偏光波の右回り/左回りは波の進行方向に対して定義さ れるのに対して、ホイッスラー波(またはR波)とL波の 右回り/左回りは外部磁場の向きに対して定義されること に言及しておく.本章では、波数ベクトルと外部磁場の 方向は同じ向きを仮定するため、RCP波にホイッスラー 波(またはR波)が、LCP波にL波が対応することにな る. 波数ベクトルと外部磁場の方向が反平行の場合は. 各波の対応が逆になるため注意されたい. 超高強度レー ザープラズマ相互作用の特異な点は、レーザー場が非常

Kansai Institute for Photon Science, National Institutes for Quantum Science and Technology, Kizugawa, KYOTO 619-0215, Japan author's e-mail: hata.masayasu@gst.go.jp

に大振幅であることである. では、二次元の相対論的電 磁粒子コードを駆使して、強磁場印加高密度プラズマ中 の直線偏光レーザー伝播を見てみよう.標的プラズマは 完全電離炭化水素(CH)プラズマとして、一様密度のプ ラズマの前後に膨張プラズマをつけたものを置いた.一 様密度プラズマ部は密度20n_{cr},厚み85λ_Lの矩形電子密度 プロファイルを、レーザー照射側である前面の膨張プラ ズマは、電子密度0.1から20n_{cr}までスケール長20λ_Lの指 数関数プロファイルを持たせた. ここで、んはレーザー 波長を表す. 裏面のプラズマ境界での電磁波反射を低減 するために、裏面にも膨張プラズマをつけており、電子 密度20から0.1までスケール長8λLの指数関数のプロファ イルを持たせた. 図1(a)に, 照射面側におけるレーザー 伝播方向(x方向)の初期電子密度プロファイルを示す. レーザー伝播に垂直な方向(y方向)の電子密度プロファ イルは一様である.外部磁場Bextはレーザー伝播方向で あるx方向に沿ってかけ、その強さは5Bcrとした.本計 算はレーザープラズマの純粋な運動論計算なので,空間 スケールやプラズマ密度, 電磁場の値は, レーザー波長 によってスケールアップ、ダウンすることが可能である. 例えば、レーザー波長が1 µm であれば外部磁場は50 kT に、10 µmであれば1 kTに相当する. 直線偏光レーザー は、時間的に矩形、空間的にガウシアンのプロファイルで、 x方向左側境界から入射させて標的に照射する.スポッ ト径は20 $\lambda_{\rm L}$ とした. 規格化振幅は $a_0 \equiv eE_{\rm L}/(m_{\rm e}\omega_{\rm L}c) = 1$ としたため、レーザー強度に換算すると、レーザー波長

1. 10 µmの場合はそれぞれ1.37×10¹⁸. 1.37×10¹⁶ W/cm² に相当する.ここで、ELはレーザー電場を表す.以上の 条件で二次元相対論的電磁粒子コードによるシミュレー ション[6]を実施した.図1(b-f)に外部磁場を含まない電 磁場振幅 $\sqrt{(eE/m_e\omega_Lc)^2 + (eB/m_e\omega_L)^2}$ の二次元空間プロ ファイルの時間発展を示す. ここで, E, Bはそれぞれ電 場および磁場の振幅を表す. 図1(a)に記載のL-cutoffは L波のカットオフ密度 $n_{\text{L-cutoff}} = (1 + B_{\text{ext}}/B_{\text{cr}})n_{\text{cr}}$ を示して いる. このシミュレーションでは、外部磁場が5Bcrより $n_{\text{L-cutoff}} = 6n_{\text{cr}}$ であり、L波はLカットオフで止まることが 予想される.他方R波はホイッスラー波となってカット オフなしで伝播すると予期される.図1(b)は臨界密度ner を超える高密度領域へのR波とL波両方の伝播を示してい る.入射レーザーは、Lカットオフまではほとんど直線偏 光の状態を維持しながら伝播する.時刻 t=105tl[図1(c)] では、レーザー光がLカットオフまで到達してL波成分が 反射されており、R波成分のみがLカットオフを越えて高 密度領域に伝播している.ここで、TLはレーザー周期で ある.時刻*t*=135τ_L [図1(d)]では、Lカットオフを越 えた領域に存在している電磁波はホイッスラー波のみと なっている. また, 60λL < x < 90λLの領域で入射と反射 のL波による定在波が発生している. 最近になって、この ような円偏光波による定在波が、効率的なプラズマ加熱 を引き起こし、その崩壊が大きな密度揺動を生じさせる ことが明らかになっている. この現象の詳細については 次章および文献[7]を参照されたい.実際,本シミュレー



図1 レーザー照射面側の(a)初期電子密度プロファイルと時刻における電磁場振幅(参考文献[5]の図1を引用).

ションにおいても加熱が確認されており、該当領域のイ オン温度が平均で20 keVまで到達していた.その後、定 在L波の崩壊による大きな密度揺動が引き起こされ、入射 電磁波がLカットオフよりも低い領域で反射された[図1 (f)].時刻 $t=165\tau_L$ 以降[図1(e),(f)]になると、ホイッ スラー波の振幅が小さくなっており、最終的に、レーザー を照射し続けていても $n_e > 6n_{L-cutoff}$ の高密度領域にホイッ スラー波が存在しなくなった.この二次元シミュレーショ ンは、臨界密度を超えて伝播できるホイッスラー波の透 過パルス幅には制限があることを示している.

上記の二次元計算は、一次元計算であっても同様な結 果になることが確かめられており、以降ではホイッスラー 波の伝播特性を明らかにするために、一次元解析結果に ついて紹介していく.

4.3 高密度磁化プラズマ中のレーザー駆動ホ イッスラー波伝播の一次元計算

前節の二次元計算によって,ホイッスラー波は無限に 伝播できるわけではなく,有限のパルス幅で高密度磁化 プラズマ中を伝播することが明らかになった.本節では, この特性を定量的に評価するために,レーザー振幅と外 部磁場を変数として一次元計算のパラメータランを行う.

密度60ncr,厚さ50λLの一様密度の水素プラズマの前後 にスケール長1JLの指数関数型密度プロファイルの膨張 プラズマを付けたものをターゲットとした. レーザーは. 右回り円偏光で強度一定,半無限のパルスとした. 図2(a) に、透過パルス幅の規格化レーザー振幅および外部磁場 依存性を示す. ここで,透過パルス幅は半値全幅で計測 を行った. 規格化レーザー振幅が大きくなるほど, 透過 パルス幅は短くなる傾向があり、 $(a_0, B_{\text{ext}}) = (2.0, 5B_{\text{cr}}),$ (5.0, 10Bcr)の2点のデータを除くと、外部磁場の強さの 違いにかかわらず,同じ冪乗則を示していた.この2点 のデータは、透過パルス幅が数周期程度と短く、半値全 幅でパルス幅を評価することが難しい計算になっていた. 以降では、この2点のデータは除外してフィッティング 解析を行う.透過パルス幅は、明確にレーザー振幅およ び外部磁場に依存していた. 高密度磁化プラズマ中では, ホイッスラー波の規格化振幅は、真空中でのRCP波の規 格化振幅とは異なる。ホイッスラー波の伝播特性は、真 空中でのレーザー振幅ではなく、むしろ磁化プラズマ中 のホイッスラー波の振幅によって決まるべきである. 我々 のシミュレーション結果によると、膨張プラズマによる 滑らかな密度変化のおかげで、初期段階では、レーザー はほとんど反射することなく高密度磁化プラズマ中に侵 入する様子が観測されている. よって, 無反射を仮定して, レーザー駆動ホイッスラー波の規格化振幅は次式に従う.

$$a_{\rm W} \equiv \frac{eE_{\rm W}}{m_{\rm e}\omega_{\rm L}c} = \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{eE_{\rm L}}{m_{\rm e}\omega_{\rm L}c} = \frac{a_0}{\sqrt{N}} \tag{1}$$

ここで, 屈折率Nは次式で表される.

$$N = \left(1 - \frac{\omega_{\rm pe}^2 / \omega_{\rm L}^2}{1 - \omega_{\rm ce} / \omega_{\rm L}}\right)^{1/2} \tag{2}$$



図2 透過パルス幅の(a)レーザー規格化振幅依存性および(b)ホ イッスラー波規格化振幅と外部磁場の逆数の積に対する依 存性(参考文献[5]の図5を引用).

そして、透過パルス幅は、ホイッスラー波の規格化振幅 a_W と外部磁場 B_{ext} の冪乗則に従う、すなわち $\tau \propto a_W^{p_1}B_{ext}^{p_2}$ と 仮定してフィッティング解析を行ったところ、 $p_1 = -0.67$ 、 $p_2 = 0.86$ となった、 $p_1 \approx -p_2$ であるので、全てのシミュレー ションデータを $a_W/(B_{ext}/B_{cr})$ の関数として描画すると、 図2(b)のようになり、ほとんど同じラインに載った.

4.4 誘導ブリルアン散乱によるホイッスラー波 伝播阻害

前節までの一次元、二次元のシミュレーションによっ て、ホイッスラー波のパルス幅には制限があることが明 らかになった.誘導ブリルアン散乱は、この制限をもた らす最もらしい機構の一つである.誘導ブリルアン散乱 は、入射波がイオン音波と散乱波(多くの場合、イオン 音波の周波数が低いためほとんど入射波と同じ周波数に なる)とに崩壊するパラメトリック不安定性の一種で ある.そこで、実際に誘導ブリルアン散乱が起きている かを見るために、イオン音波の計測を行った.簡単のた め、密度 $n_e=60n_{cr}$ 、厚さ $300\lambda_L$ の矩形電子密度プロファ イルの水素プラズマを用意し、誘導ブリルアン散乱を一 様密度プラズマ中で計測できるようにした.レーザーの 規格化振幅は $a_0=0.1$ として、前節と同様、強度一定で 半無限のパルスとした.**図3**に電磁波成分である垂直方 lectron

density



(a) 横方向電場と(b) イオン位相空間の時間発展(参考文献 図3 [5]の図6を引用).黒点線は初期電子密度.

向電場とイオン位相空間の時間発展を示す.入射RCP波 は、時刻t=50TLにおいて標的と相互作用を開始する。時 刻t=360τLでは,垂直電場E」はプラズマ中で空間的に一 様である.しかしながら、時間の経過につれて垂直電場 の揺動が発生し、それは次第に大きくなっていく、そし て、突然、入射RCP波はプラズマ中を伝播できなくなり、 プラズマ前面において反射されるようになる (t=540tL). 同時刻のイオン位相空間をみると強いイオン音波が発生 しており、イオン音波の成長とともに電磁波の反射が強 くなっていくことが確認できた. また, シミュレーショ ン中で発生しているイオン音波の振幅を計測して成長率 を求め、次式で表される解析的な誘導ブリルアン散乱の 成長率[8]と比較したところ、係数において若干の違いは あったものの冪乗の依存性は非常に良い一致を示した.

$$\frac{\gamma}{f_{\rm L}} = \sqrt{3}\pi (2\alpha)^{\frac{1}{3}}, \qquad (3)$$
$$\alpha = \frac{m_{\rm e}}{m_{\rm i}} \frac{B_{\rm cr}}{B_{\rm ext}} N^2 a_{\rm W}^2 \qquad (4)$$

ここで、fLはレーザー周波数、miはイオン質量である.

ホイッスラー波の伝播阻害の原因が誘導ブリルアン散 乱であるとすると、透過パルス幅は誘導ブリルアン散乱 の成長率の逆数に比例するはずである. そこで、横軸を 解析的な成長率、縦軸をホイッスラー波の透過パルス幅 として、その相関をみたものを図4に示す、ここで、図2 において高強度側でパルス幅の値が逸脱していた2点の データは除外している.以上の結果から、ホイッスラー



透過パルス幅と誘導ブリルアン散乱の成長率との相関(参 図 4 考文献[5]の図8を引用)

波の透過パルス幅は、誘導ブリルアン散乱によって制限 されていると結論づけた. さらに, $\tau/\tau_{\rm L} = A(\gamma/f_{\rm L})^{-1}$ とし て, 全データを使ってフィッティングを行ったところ, A=10.2 ± 0.6となった.以上の結果から、透過パルス幅 は次式で書き表すことができる.

$$\frac{\tau}{\tau_{\rm L}} = \frac{A}{\sqrt{3}} \left(2 \, \frac{m_{\rm e}}{m_{\rm i}} \, \frac{B_{\rm cr}}{B_{\rm ext}} N^2 a_{\rm W}^2 \right)^{-1/3} \tag{5}$$

透過パルス幅は、明らかにaw^{-2/3}に比例する.透過パルス 幅を長くするためには、awは小さく、Bextは大きくする 必要があることがわかる.

4.5 おわりに

本章では、直線偏光レーザーが強磁場下において高密 度プラズマ中を伝播する様子を概観し, RCP波とLCP 波のそれぞれの波の特性をみた. そして, カットオフの ないホイッスラー波の透過パルス幅に制限があることを みた. このパルス幅制限は、ホイッスラー波による誘導 ブリルアン散乱によるものであることを示した. 読者の 中には、誘導ブリルアン散乱によってホイッスラー波が 100%反射されることに疑問を持つ方もおられるのではな いだろうか. この答えについては、誘導ブリルアン散乱 によってできる密度構造が全反射の原因と考えられてい る. 密度構造が誘電体多層膜ミラーのように働き、ホイッ スラー波がすべて反射されるのである. この部分の詳細 については文献[5]の補足を読んでいただきたい.

本章の結果を使うことで、高密度磁化プラズマ中に波 としてどの程度のエネルギーを輸送することができるか を容易に見積もることができる.このことは、次章で述 べるホイッスラー波を使った革新的なプラズマ加熱機構 [7,9]を実現する上で大変有用である.また、宇宙プラズ マにおいて、有限幅のホイッスラー波が間欠的に観測さ れていること[10,11]に対して、本章の結果が一つの解釈 を与えられるのではないかとも期待している.

参 考 文 献

- [1] F.F. Chen, Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol. 1 (Springer, New York, 1984).
- [2] S. Fujioka *et al.*, Sci.Rep. **3**,1170 (2013).
- [3] T. Johzaki *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 053022 (2015).
- [4] M. Bailly-Grandvaux *et al.*, Nat. Commun. 9, 102 (2018).
- [5] M. Hata *et al.*, Phys. Rev. E **104**, 035205 (2021).
- [6] Y. Sentoku and A. J. Kemp, J. Comput. Phys. 227, 6846 (2008).
- [7] T. Sano *et al.*, Phys. Rev. E **100**, 053205 (2019).
- [8] D. Forslund et al., Phys. Rev. Lett. 29, 249 (1972).
- [9] T. Sano *et al.*, Phys. Rev. E **96**, 043209 (2017).
- [10] Y. Tong et al., Astrophys. J. Lett. 870, L6 (2019).
- [11] Y. Tong et al., Astrophys. J. 878, 41 (2019).

• 小特集 _{強磁場中のレーザープラズマ相互作用研究の進展} 5. レーザー駆動ホイッスラー波による新しいプラズマ加熱機構

5. Novel Mechanism of Plasma Heating using Laser-Driven Whistler Waves

佐 野 孝 好 SANO Takayoshi 大阪大学 レーザー科学研究所 (原稿受付: 2023年9月11日)

磁力線方向に伝播する電磁波であるホイッスラー波は臨界密度を持たないという特徴がある.高強度レー ザーを磁場に沿って照射することで、レーザー駆動の大振幅ホイッスラー波を実験室で生成することができれば、 従来のレーザー・プラズマ相互作用とは大きく異なる新しいエネルギー輸送機構を実現できるかもしれない.こ の章では、強磁場の影響によってレーザーからプラズマへのエネルギー変換にどのように変化がもたらされるの かを、プラズマ粒子シミュレーションの結果を中心に紹介する.ホイッスラー波を介したプラズマ加速・加熱機 構は、レーザー核融合の新しいデザインへの応用や、天体現象における磁場・輻射場の相互作用の解明に繋がる ことが期待できる.

Keywords:

laser-plasma interaction, whistler wave, plasma heating, particle-in-cell simulation

5.1 はじめに

大出力レーザーによって生成される高エネルギー密度 プラズマは、慣性核融合研究のみならず、様々な天体プ ラズマの極限状態を実験室に創り出す実験室天文学の貴 重なツールとして活用されている[1]. 近年のホットト ピックの一つとして、レーザー・プラズマ相互作用で生 成される強磁場の存在が注目されている。例えば、固体 表面に高強度レーザーを照射した場合、Biermann効果に よって表面付近に磁場が自己生成される. 自己生成磁場 の強度は、おおよそレーザーの振幅に比例して強くなり、 プラズマの挙動に多大な影響を与え得る.また、キャパ シターコイルと呼ばれる平板と一巻きコイルを組み合わ せた特殊なターゲットを使用して、レーザー駆動磁場を 積極的に生成する方法も盛んに用いられている[2,3]. こ の場合、レーザーパルス長程度の短い時間ではあるが数 千テスラの磁場が発生していることが実験的に確かめら れている[4]. また、ミクロンサイズの極小ターゲットに レーザー駆動の円電流構造を生成させることで、百万テ スラを超える直線状の超強磁場の発現の可能性も、理論 的には示唆されている[5]. これらのレーザー生成強磁場 は、レーザープラズマの閉じ込めや指向性の制御に利用 されたり、相対論的磁気リコネクションの研究などに応 用されたりしている.

さて、レーザープラズマにおいては、レーザー波長に 依存した特徴的な磁場強度が存在する.その値 B_c は、レー ザー振動数 ω_0 と電子サイクロトロン振動数 $\omega_{ce} = eB/m_e$ が 等しくなる磁場強度として以下の式で与えられる.

$$B_{\rm c} = \frac{m_{\rm e}\omega_0}{e} \sim 10^4 \left(\frac{\lambda_0}{1\,\,\mu\rm{m}}\right)^{-1} [\rm{T}] \tag{1}$$

ここで, eは素電荷, m_e は電子質量, λ_0 はレーザー波長である.大出力レーザーに用いられる波長1 μ mの場合には, 臨界磁場強度 B_e は約10⁴テスラに相当する.

この強度は実験的にはまだ実現できていないが、もし このような強磁場が存在すると、レーザーと同じ振動数 を持つ電磁波がホイッスラー波としてプラズマ中を伝播 できることになる.外部磁場が存在しない場合,電磁波 がプラズマ中を伝播するためには、電子密度は臨界密 度以下でなければならない. ここで臨界密度は, 電子 プラズマ振動数 ω_{pe}がレーザー振動数と等しくなる密度 $n_{\rm c} = \epsilon_0 m_{\rm e} \omega_0^2 / e^2$ で与えられる.ここで、 ϵ_0 は真空の誘電率 である.しかし、外部磁場に沿って伝播するホイッスラー 波には臨界密度が存在しないため. 高密度プラズマ中で の電磁波とプラズマの直接相互作用が期待できる.実際, プラズマ粒子シミュレーション (PIC) を用いた解析によっ て、対向ホイッスラー波が作る定在波中で、電子やイオ ンが効率的に加速・加熱されることが明らかになってい る. この章では、レーザー駆動ホイッスラー波からプラ ズマへのエネルギー変換機構について紹介する.

5.2 磁場中でのレーザー吸収率

臨界密度を超える高密度プラズマの場合だけでなく, 低密度プラズマにおけるレーザー・プラズマ相互作用に 対しても,強磁場の影響は無視できない.まず,簡単な

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

author's e-mail: sano.takayoshi.ile@osaka-u.ac.jp

数値実験の結果を使って,磁場の効果を示してみる.

磁化プラズマ中の電磁波の伝播特性は、しばしば CMA 図で表される.この図は、横軸に密度の大きさを示す無 次元量 ω_{pe}^2/ω_0^2 、縦軸は磁場の大きさに比例する ω_{ce}/ω_0 とし、 それぞれのパラメータでの伝播可能な電磁波モードを示 している.図1は、ホイッスラー波モードを含む磁力線 に平行伝播する右回り円偏光モード(R波)の伝播特性を 示す CMA 図である.カットオフの条件は、R 波のカット オフ振動数 ω_R を用いて $\omega_0 = \omega_R$ で与えられる(図1の実 線).また、共鳴条件は $\omega_0 = \omega_{ce}$ となり、図1の点線の位 置で満たされている.カットオフと共鳴に挟まれた領域 は、R 波が伝播できない領域となり、一方で、 $\omega_{ce}/\omega_0 > 1$ がホイッスラー波モードが伝播できる条件となる.

これと同じ縦軸と横軸の図に、レーザー・プラズマ相 互作用の結果(具体的には電磁波からプラズマへのエネ ルギー変換効率)を示したものが図2である.変換効率 は一次元 PIC シミュレーションを用いて評価している [6]. あるプラズマ密度と外部磁場強度を仮定し、外部磁 場に沿った方向にレーザーを照射する.真空中に置かれ たプラズマがレーザーとの相互作用の結果、照射したレー ザーエネルギーをどの程度吸収したかを定量的に調べて いる.この図2では、円偏光レーザーを仮定し、強度は すべて $a_0 = eE_0/(m_e c \omega_0) = 0.26$ としている.ここで、 E_0 は レーザー電場の振幅、cは光速である.また、タ- f = 0(水素プラズマ)の厚みは30 µmで固定した時の結果であ る.

R波に関するレーザー・プラズマ相互作用版CMA図 (図2)から読み取れる最も大きな特徴としては、磁場 の存在によってプラズマがより多くのエネルギーをレー ザーから受け取ることができるということであろう、磁



図1 磁化プラズマ中の電磁波であるR波モードの伝播特性を示す CMA 図. 横軸はプラズマ密度を意味する ω_{Pe}/ω₀,縦軸は磁場強度 ω_{ce}/ω₀を示している. カットオフ条件(ω₀ = ω_R)を実線,共鳴条件(ω₀ = ω_{ce})を破線で示している. 二つの線に挟まれた領域ではR波は伝播できない.

場なしの場合は*ω*_{ce} = 0, すなわち, CMA図の底辺上に 相当する.まず, 共鳴条件のところで高い吸収率になっ ているのは, 電子がサイクロトロン共鳴によって効率的 に加速を受けるためである.この時, 投入したレーザー エネルギーの80%以上が電子の運動エネルギーに変換さ れる.この有効的なエネルギー変換を実際の実験で実現 させるためには, 臨界磁場強度である10⁴テスラが必要と なる.つまり, 現状の大型レーザー実験でこの効果を利 用することはまだできない.

しかし、もっと弱い磁場が存在している場合にも、磁 場の影響を大きく受けることがこのレーザー・プラズマ 相互作用版CMA図から見て取れる。例えば、図2の領域 Aで示された三日月状の領域では、主に電子がレーザーエ ネルギーの大部分を吸収している。この要因となってい るのは誘導ラマン散乱で、プラズマに入射されたレーザー が低いエネルギーの電磁波と電子プラズマ波に減衰して いる。もし減衰した先の電磁波が、ω_{pe}よりも振動数のか なり低いホイッスラー波になる場合、プラズマが受け取 るエネルギー分配量は相対的に大きくなる(図3参照). この条件は、

$$\omega_{\rm R} \le \omega_0 \le \omega_{\rm pe} + \omega_{\rm ce} \tag{2}$$

のように簡単に示され、ちょうど領域Aがこれに相当す る(領域Aを区切る点線).ちなみに、もう一つの筋状の 領域Bが高いエネルギー吸収率を示しているが、これは 二段階の誘導ラマン散乱でホイッスラー波モードに落ち てくる場合で、以下の条件式を満たす場合に起こる現象 である.

$$\omega_{\rm R} \le \omega_0 + \omega_{\rm pe} \le \omega_{\rm pe} + \omega_{\rm ce} \tag{3}$$

この条件も図2の点線で示しているが、PICの結果と非



図2 R 波とプラズマとの相互作用の結果として得られた図で、 レーザーからプラズマへのエネルギー変換効率 Δε_{kin}/ε₀ε, CMA 図上にプロットしている.ここで、ε₀は入射したレー ザーエネルギーの大きさである.それぞれのパラメータ(プ ラズマ密度と磁場強度)を仮定した一次元 PIC シミュレー ションを用いて変換効率を評価している.プラズマへの高 い変換効率を示している領域は、共鳴条件(破線)付近と 点線で囲まれた低密度領域 A および B になっている.



図3 図2の領域 A で起こっている誘導ラマン散乱の模式図. R 波の高振動数ブランチにあった親波ω₀が,二つの子波で ある電子プラズマ波ω_{pe}とホイッスラー波ブランチの電磁 波ω₁に減衰している.ホイッスラー波のもつ低振動数の 特性のため,親波からプラズマ波が受け取るエネルギーの 割合が大きくなっている.

常に良い一致を示している.このようにホイッスラー波 を含む誘導ラマン散乱現象が、磁場中のレーザー・プラ ズマ相互作用において支配的に効いていることがわかる. こうした結果から、高強度レーザーを用いて生成される 準定常的な自己生成磁場を積極的に有効活用して、高い エネルギー変換効率をデザインすることも今後重要に なってくるのかもしれない.

5.3 レーザー駆動ホイッスラー波

さて、ここからは高密度プラズマ中を伝播するレーザー 駆動ホイッスラー波に着目してみる.ホイッスラー波は 臨界密度が存在しないため、原理的にどのような密度の プラズマ中も伝播できる.例えば、外部磁場に貫かれた プラズマの塊(ターゲット)が真空中に置かれている場 合を考えてみよう.相対論的強度のレーザー光を、この ターゲットに向かって外部磁場と平行に照射すると、真 空中を伝播してきたレーザー光は大振幅のホイッスラー 波としてプラズマ中に侵入することができる.プラズマ と真空の境界では、屈折率の違いから入射光が透過と反 射に分かれることになる.しかし、ホイッスラー波の屈 折率は

$$N = \left(1 - \frac{\omega_{\rm pe}^2 / \omega_0^2}{1 - \omega_{\rm ce} / \omega_0}\right)^{1/2} \tag{4}$$

で与えられることから,磁場が強くなるほど透過しやす くなる.したがって、もし $\omega_{ce} > \omega_0$ となる強磁場が実験 室で生成できれば、高密度プラズマと大振幅ホイッスラー 波の直接相互作用が起こり得る.

しかし,実際には伝播するホイッスラー波の安定性を 考慮しなければならない.前章で示されたように,高密 度プラズマ中を伝播するホイッスラー波は,誘導ブリル アン散乱によって反射してしまう場合も見られる[7].プ ラズマに侵入できるホイッスラー波のパルス長は、ブリ ルアン散乱の成長率の逆数で見積もることができる. 電 磁波強度の1/3乗に比例して不安定成長率は大きくなるた め、伝播できる時間は短くなる. 典型的な相対論的レー ザー強度(*a*₀~1)の場合,ホイッスラー波の持続時間は およそ10振動周期程度になる.

短い時間とはいえ,臨界密度を超える高密度プラズマ 中に大振幅の電磁波が伝播できるため,この状況で実現 する新奇な波動粒子相互作用とその応用を考えてみる. 特に,対向伝播するホイッスラー波がすれ違う際に形成 する定在波が,プラズマ加熱に有効であることが明らか になってきている.興味深いことに,この定在ホイッス ラー波によるプラズマ加熱は,外部磁場の強度に依存し て,プラズマ中の電子を選択的に加速する場合と,イオ ンのみを直接加熱する場合とに綺麗に区別される.以下 では,大振幅電磁波から電子・イオンそれぞれにエネル ギーが輸送される物理機構について紹介していく.

5.4 定在ホイッスラー波による電子加速

ホイッスラー波は右回り円偏光の特性を持つため、電 子とサイクロトロン共鳴を起こす.定在ホイッスラー波 による電子加速に関しても、基本的にサイクロトロン共 鳴が鍵となる[6].相対論的速度を持つ電子は、対向伝 播する二つの波と同時に共鳴条件を満たすことができる. さらに重要な性質としては、ホイッスラー波の磁場振幅 が外部磁場よりも大きくなると、非相対論的な速度を持 つ電子も含め全ての電子が相対論的速度にまで加速され る(詳しい説明は参考文献[8,9]).これはいわゆるイン ジェクション問題とは無縁の加速機構であり、平均速度 を相対論的速度にまで一気に上昇させることができる.

同じ振幅*a*wを持つ二つの対向ホイッスラー波が作る定 在波中で,電子が受け取ることのできる最大運動量*p*max は,定在波中の電子の軌道解析から解析的に導出できる. その値は,

$$\frac{p_{\max}}{m_{\rm e}c} \approx 4a_{\rm w} + \left[\frac{\omega_{\rm ce}}{\omega_0} \left(\frac{\omega_{\rm ce}}{\omega_0} - 2\right)\right]^{1/2} \tag{5}$$

となり,図4で示す通り,振幅と磁場強度の関数となる. ホイッスラー波の振幅や磁場強度を大きくすることに よって,最大運動量はより高い値を取ることができる.

磁場強度 ω_{ce}/ω₀を固定して考えると,相対論的電子共 鳴加速が起こるためには,ホイッスラー波の振幅に対し て制限が存在する.この条件は

$$a_{\rm w} \gtrsim \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\omega_{\rm ce}}{\omega_0} \right)^{2/3} - 1 \right]^{3/2} \tag{6}$$

となり、定在波の振幅が外部磁場強度よりも大きくなる ことにほぼ一致する.

実験室でこの電子加速を実現するためには、10⁴テスラ を超える強磁場が必要となるため、実験的にはこの臨界 磁場生成が課題となる。一方で、このような強磁場は天 体プラズマには存在するため、定在ホイッスラー波によ



図4 定在ホイッスラー波による二波共鳴加速の結果として得られる電子運動量の最大値のパラメータ(ホイッスラー波振幅と外部磁場強度)依存性.実線より右下の領域では、外部磁場が強すぎて電子共鳴加速が起こらない.このような場合には、ホイッスラー波からイオンへの選択的エネルギー輸送が行われる.

る電子加速が起こっているかもしれない. その候補天体 の一つが,マグネターとよばれる強磁場をもつ中性子星 である. この天体は非常に強い電波放射の起源としても 考えられており,強磁場中を伝播する電磁波が実在して いるのかもしれない. その場合,ホイッスラー波によっ て図4で示される相対論的電子が大量に生成され,ガン マ線の放出やさらにはペアプラズマの生成などに寄与し ている可能性もある. その意味でも,強磁場中での相対 論的波動粒子相互作用の理解を深めていくことは,天体 プラズマ物理的に重要な意義を持つと考えている.

5.5 定在ホイッスラー波によるイオン加熱

図4の右下の領域のように、電子共鳴加速が起こらな いようなさらに強い磁場中での相互作用はどのようにな るのだろうか.そのような条件下でも定在ホイッスラー 波が本質的な役割を果たし、今度はイオンを選択的に加 熱することができることがわかってきた[10,11].この 物理機構に関しては、既に参考文献[12]でも解説されて いるので、ここでは詳細は省略する.簡単に説明すると、 定在波の中でイオンの粗密波が励起され、その縦波の振 幅が指数関数的に成長する.そしてその波が急峻化し、 最終的に崩壊することで、イオンの熱化が起こる.その 時のイオン温度はホイッスラー波の強度に比例する.相 対論的な強度の場合には、100 keVを超えるようなイオン 温度に達することもできる.

電磁波からイオンへの直接的なエネルギー変換は、レー ザー核融合プラズマとしては非常に重要な意味を持つ. 高密度プラズマにレーザーを照射した時、磁場が存在し ない場合には、レーザーエネルギーのほとんどが表面付 近の電子に吸収されてしまう.そのため、高密度プラズ マ内部のイオンを効率的に加熱することが困難とされて いる.しかし、定在ホイッスラー波によるイオン加熱では、 ホイッスラー波の伝播特性を利用して,高密度プラズマ の奥深くまで電磁波のエネルギーを輸送できる.イオン 加熱のためには,電子加熱で要求される磁場強度よりも さらに強い磁場 (*B*_{ext}≥10⁶ T) が必要となる.したがって, 現時点では実用的な手段ではないかもしれないが,興味 深い物理現象であることは間違いないと言える.

定在ホイッスラー波によるイオン加熱のもう一つの特 徴は、100 keVを超える非常に高いイオン温度の可能性で ある.そのため、通常の重水素-三重水素(DT)反応で はなく、プロトン-ボロン(pB)核融合反応が期待でき るプラズマ状態を、高密度ターゲットの中心部分に生成 できるかもしれない[11].pB反応の生成物はα粒子のみ で、中性子を発生させないクリーンな核融合反応である ことが最大の特色である.安全安心なエネルギー源をめ ざす試みの一つとして、この強磁場を介したpB核融合プ ラズマの生成を探求していくことは非常に魅力的である と考えている.

5.6 まとめと今後

我々は、強磁場中でのレーザー・プラズマ相互作用に 着目し、ホイッスラー波からプラズマへのエネルギー輸 送過程を調べている.レーザー駆動ホイッスラー波発生 に必要な高強度磁場が、現時点では実験室で達成できて いないため、数値シミュレーションを中心とした解析を 行っている.その結果として、臨界密度を超えるような 高密度プラズマ中に定在ホイッスラー波を発生させるこ とで、(1)全電子を根こそぎ相対論的速度にまで加速さ せたり[6,8],(2)電子を介さず電磁波からイオンに直接 エネルギー変換させたりできることがわかってきた[10, 11].

当然ながら、今後の展開としては実験的検証が不可欠 であろう.そのためには、まずは現状の10倍以上強い10⁴ テスラ超えの磁場を作り出す方法に取り組む必要がある. ターゲットの形状やレーザー条件を工夫して、より小さ な空間に円電流を発生させ、より強い直線磁場構造を実 現させてみたい.また、波長の長いレーザー駆動ホイッ スラー波を考えた場合、必要となる磁場強度は波長に反 比例して小さくできる.したがって、例えば波長10 μm のCO₂ レーザーを使う方向性も面白いかもしれない.

一方,宇宙空間には磁場が普遍的に存在し,磁場のエ ネルギーが支配的な天体現象も数多く見られる.さらに, 強い輻射を伴う場合には,磁化プラズマと輻射の波動粒 子相互作用が本質的になることも多い.高速電波バース ト(Fast Radio Burst; FRB)と呼ばれる天体現象では, 強磁場中性子星の磁気圏プラズマにおける電磁波伝播特 性が放射源理解の鍵となっている.天体プラズマシミュ レーションでは輻射磁気流体コードが利用されることが 多く,運動論的なPICコードによる解析例はまだそれ程 多くはない.レーザープラズマ研究で蓄積された知識を, さらに強磁場・相対論的に拡張していくことで,天体プ ラズマ現象理解に貢献していくこともできるであろう. ホイッスラー波をキーワードに,「実験とシミュレーショ Special Topic Article

ン」、「実験室プラズマと天体プラズマ」などが連携した 研究展開を積極的に進めていきたい.

参考文献

- [1] 坂和洋一他:プラズマ・核融合学会誌 92,73 (2016).
- [2] H. Daido et al., Phys. Rev. Lett. 56, 846 (1986).
- [3] S. Fujioka et al., Sci. Rep. 3, 1170 (2013).
- [4] K.F.F. Law et al., Phys. Rev. E 102, 033202 (2020).

- [5] M. Murakami et al., Sci. Rep. 10, 16653 (2020).
- [6] T. Sano et al., Phys. Rev. E 96, 043209 (2017).
- [7] M. Hata et al., Phys. Rev. E 104, 035205 (2021).
- [8] S. Isayama et al., Astrophys. J. 946, 68 (2023).
- [9] 諫山翔伍 他: プラズマ·核融合学会誌 99, 151 (2023).
- [10] T. Sano et al., Phys. Rev. E 100, 053205 (2019).
- [11] T. Sano et al., Phys. Rev. E 101, 013206 (2020).
- [12] 佐野孝好:プラズマ・核融合学会誌 97,427 (2021).

小特集執筆者紹介 \sim 20



畑

量子科学技術研究開発機構 関西光量子科学研 究所 レーザー駆動イオン加速器開発 Prj.・主 任研究員. 専門はレーザープラズマ物理.

最近,趣味のバレーで親指を脱臼しました. 見ていられなくて自分で戻したのですが悪化する場合がある ので良くないそうです (そう言われても……). しばらくバ レーはできないので職場のフットサルで我慢しています. 写 真はコロナ禍で生やしたお髭の写真です.珍しいショットな ので世に出すことにしました.



もり た ひろ き森 田 大 樹

宇都宮大学工学部 基盤工学科 情報電子オプ ティクスコース 助教. 2021年に大阪大学大 学院 理学研究科 博士後期課程を修了. 博士 (理学). 高強度レーザーによる強磁場生成や,

強磁場下での高エネルギー密度プラズマに関する研究に従 事.現在は,環境の変化と1歳の息子に翻弄されながら,レー ザー生成極端紫外光源や超広帯域ファイバーレーザーなどの 光源開発・応用に関する研究を進めている. プライベートで は資産形成に尽力中.



かみまさかつ上国

大阪大学レーザー科学研究所 教授(理論・計 算科学研究部門). 1998年, 大阪大学大学院 工学研究科博士後期課程修了,工学博士.西 独 Max-Planck 量子光学研究所, レーザー 技術総合研究所大阪大学准教授などを経て2010年より現職. レーザー核融合、極超高電磁場の生成、レーザーイオン加速 など高エネルギー密度物理研究に従事. 仕事以外の空いた時 間には学生時代からのテニス,十年前に始めた二胡演奏(老 人ホーム, バンケット etc) そして 2 年前に始めた社交ダン



* の たか よし

ス(特にワルツ,タンゴ)などを楽しんでいます.

大阪大学レーザー科学研究所准教授.博士(理 学). 1998年東京大学大学院理学系研究科天 文学専攻博士課程修了. その後, 国立天文台, メリーランド大学,ケンブリッジ大学でのポ

スドク研究員、大阪大学助教を経て、2023年より現職.レー ザープラズマを用いた実験室天文学を展開中. 最近の主な 研究テーマは、強磁場中の波動相互作用やプラズマ不安定の レーザー実験及び数値実験.