

小特集

キロテスラ級磁場で拓く新しいプラズマ科学

New Frontiers of Plasma Science Open with Kilo-Tesla Magnetic Field

1. はじめに

藤岡 慎介

FUJIOKA Shinsuke

大阪大学レーザーエネルギー学研究センター

(原稿受付：2016年9月25日)

この小特集に先駆けて、解説記事「パワーレーザーによるキロテスラ級磁場生成とその応用」をプラズマ・核融合学会誌2016年7月号に寄稿し、最近3年間での関連研究の進展を紹介しました。今回は、2014年に新潟市で開催されたPLASMA2014で開催したシンポジウム「キロテスラ級磁場で拓く新しいプラズマ科学-核融合エネルギーから宇宙まで-」に基づいて、各分野の専門家から更に詳細に最新の成果を紹介・解説していただきました。

高出力レーザーのようなパルスパワー装置を用いて生成される高エネルギー密度プラズマは、エネルギー変換媒体としての機能を有しています。例えば、高エネルギー密度プラズマを使い、レーザーをX線に変換したり、電子ビームやイオンビームに変換することで、高強度レーザーの応用が拡大しています。高強度レーザーのエネルギーを磁場のエネルギーに変換し、キロテスラ級の磁場が発生させることができるようになったことが、本小特集の背景にあります。

キャパシター・コイル・ターゲットを用いた磁場発生方法について、ボルドー大学のJ. J. Santos氏に執筆いただきました。Santos氏は、大阪大学激光XII号レーザーでのキロテスラ磁場の生成に刺激を受け、フランスのエコール・ポリテクニクのLULI2000レーザーを用いて強磁場の生成と強磁場を用いた相対論的電子ビームの伝播制御の実験を行っています。

理化学研究所の岩切渉氏には、強磁場に絡んだ現象の天体観測について紹介いただきました。地上ではまだ到底実現できないメガ・テスラの磁場が宇宙に存在しており、天然の強磁場実験室として多種多様な現象が観測されています。例えば、強磁場中の天体プラズマから放射されるX線のスペクトルの観測結果は、実験室での研究課題を設定する上で大変参考になると思います。

広島大学の城崎知至氏には、慣性核融合プラズマ研究における強磁場の利用について紹介いただきました。慣性核融合プラズマに外部磁場を印加することで、プラズマ中の荷電粒子の運動が制限され、その結果として電子熱伝導によるエネルギー損失の低減及び、核反応生成アルファ粒子の閉じ込めなどが期待されています。直接照射、間接照射、中心点火、高速点火、Zピンチ等、慣性核融合の各手法における磁場の利用について解説いただきました。

摂南大学の田口俊弘氏には、外部印加した強磁場による高エネルギー密度プラズマ中での構造形成について解説いただきました。これまで、高エネルギー密度プラズマ科学分野において、外部磁場の影響は十分に研究されていませんでしたが、高強度レーザーによる強磁場生成の進展により、未踏の物理現象を研究できるようになりました。外部磁場下にあるプラズマ中での電子ビームの伝播において、ビームの前方にホイッスラー波が励起され、電子ビームが滞留するなど、予測されていなかった現象がみつきり、普遍的な現象として宇宙プラズマとの関連も期待されます。

大阪大学及び光産業創成大学院大学の三岡閑興氏には、磁場強度に応じてプラズマ中で生じる物理現象について、最後にまとめていただきました。

高エネルギー密度プラズマと磁場の相互作用の研究は、始まったばかりの未成熟な学問です。国内においては、高速点火レーザー核融合方式におけるプラズマの加熱効率の向上がきっかけに始まった研究ですが、研究が進む毎に、強磁場と高エネルギー密度プラズマの組み合わせが内包するプラズマ科学の多様性が明らかになってきました。磁場閉じ込めプラズマ及び天体プラズマの専門家との議論を通じて、高エネルギー密度科学の新しい領域を切り拓くことをめざせると思います。この小特集が、更なる議論のきっかけとなり、新しい研究課題の創出に繋がれば幸いです。



小特集 キロテスラ級磁場で拓く新しいプラズマ科学

2. 高出力レーザーで発生させた準静的強磁場の荷電粒子ビームの伝播制御および高エネルギー密度科学への応用

2. Pulsed Strong Discharge Currents and Fields Generation by Laser and Applications to Charged Particle Beam Transport and High-Energy-Density Physics

SANTOS João Jorge, BAILLY-GRANDVAUX Mathieu, EHRET Michael,
藤岡慎介¹⁾, MORACE Alessio¹⁾

SANTOS João Jorge, BAILLY-GRANDVAUX Mathieu, EHRET Michael,
FUJIOKA Shinsuke¹⁾ and MORACE Alessio¹⁾

Univ. Bordeaux, CNRS, CEA, CELIA (Centre Lasers Intenses et Applications), Talence, France

¹⁾大阪大学レーザーエネルギー研究センター

(原稿受付：2017年1月23日)

高出力レーザーは、今や核融合研究での利用に留まらず、高輝度荷電粒子ビーム発生や実験室天文学など、高エネルギー密度科学に不可欠なツールである。高エネルギー密度科学研究の多様性に適した規模で、高エネルギー密度科学研究に必要なキロテスラ級の磁場を実現する強磁場発生法の開発と、このキロテスラ級の磁場を利用した高エネルギー密度科学の最新成果について解説する。

Keywords:

strong magnetic fields, electro-magnetic discharge, laser plasma interactions, magnetized high energy density physics, tailored transport of particle beams

2.1 はじめに

宇宙物理現象を理解する従来の取り組みは、理論、シミュレーションと観測に限られていた。しかし、強力な高出力レーザーの出現によって、宇宙と同様な物理的条件を実験室内で再現できるようになり、模擬実験による宇宙物理研究が開始された[1, 2]。まだ若い学問分野ではあるが、多くの研究者が続々と参入してきており、実験室宇宙物理学で扱う領域は急速に拡大している[3]。

宇宙のあらゆるところに磁場は存在している。フレア、降着ディスク等で観測されているアーチ状の構造、及びプラズマジェットや衝撃波（超新星残骸、ガンマ線バースト、パルサーの風星雲など）等の高エネルギー現象の発生は、磁場の影響を大きく受けている。特に、コンパクト星の表面における磁場は非常に強く、白色矮星では $B \sim 10^4 - 10^5$ テスラ、放射パルサーでは $10^8 \sim 10^9$ テスラである[4]。このような極限的強磁場下では、電子のサイクロトロンエネルギーが、電子と原子核のクーロン結合エネルギー以上になるため[5]、磁場が星の構造や組成、放射特性を大きく左右する。その他の天体でも、高速で膨脹するプラズマが、無衝突衝撃波または磁気リコネクション機構を介して乱流磁場を生成し、高エネルギー粒子の放射や高エネルギー光

子の放射をもたらす可能性が考えられている [6, 7]。

実験室宇宙物理以外でも、強磁場が印加された状態での高エネルギー密度現象への関心は年々高まっており、慣性閉じ込め核融合[8-10]、高エネルギー粒子加速[11]、原子物理学[2]におけるブレイクスルーが、強磁場によってもたらされると期待されている。ここで、高エネルギー密度とは、物質のエネルギー密度が固体水素の内部エネルギーに相当する 10^{11} J/m^3 を越えた状態を指す。高エネルギー密度プラズマに磁場を応用する上で達成すべき第一目標は、高エネルギー密度プラズマを磁化するだけの強い磁場の発生である。すなわち、磁場のエネルギー密度が、プラズマの内部エネルギー密度を上回る状態、又は、プラズマを構成する電子のラーモア半径（サイクロトロン周期）を、熱電子の平均自由行程（衝突周波数）以下にする強磁場の実現である。

最先端かつ従来型の磁場発生法で生成できる磁場強度は、10–300テスラの範囲に限られる[12]。大規模なZピンチ装置[13, 14]や爆薬[15]の力を借りなければ、高エネルギー密度科学への応用で要求される1キロテスラを実現することは困難である。加えて、100テスラを超える従来型の磁石は大規模となる。高エネルギー密度プラズマに外部か

Corresponding author's address: Univ. Bordeaux, CNRS, CEA, CELIA (Centre Lasers Intenses et Applications), Talence, France

ら磁場を印加した実験例[6, 16, 17]はいくつか存在する。これらの実験では、大型のコンデンサバンクと大型のソレノイドが用いられ、磁場強度の上限は40テスラ程度である。磁場パルスの時間幅は約100 μs 程度であり、1 cm^3 程度の空間スケール内における一様性は担保されるが、限られた設備においてのみ、実験を行える。さらに、レーザープラズマ実験用のチャンパー内に配置される大型のソレノイドコイルによって、プラズマへのアクセスが大幅に制限されるため、レーザーを用いた高エネルギー密度プラズマ科学研究の魅力の一つである多様性が損なわれる。

以上の問題を解決するためには、可搬性に優れ、計測や応用のための空間的裕度を十分に持ち、各国の大エネルギー及び高出力レーザー設備で容易に実施可能な磁場発生法の開発が求められる。

2.2 高出力レーザーによる強磁場の発生

我々は最近の実験で、1980年代に最初に提案されたキャパシター・コイル・ターゲット[18]に、500 Jの高出力ナノ秒レーザーパルスを 10^{17} W/cm^2 の集光強度で照射することで、0.5キロテスラを超える準静的な磁場を発生させることに成功した[19, 20]。

図1 (a)に、使用したターゲットの形状と磁場生成機構、およびプロトン偏向を用いた磁場測定の配置を示す。キャパシター・コイル・ターゲットは、平行に配置した二枚の円盤を円形状に曲げたワイヤで接続した構造である。前面の円盤の穴を通して、高出力ナノ秒レーザーを後面の円盤に集光照射し、プラズマを生成する。プラズマとレー

ザーの相互作用によって高速電子が生成され、高速電子はプラズマから真空に放出される。その結果として、電荷が円盤に蓄積され、円盤間に電位差が生じる。その後、円形状のワイヤにはループ電流 I が流れ、数 ns の時間スケールにわたってコイルの周りに双極子様の磁場を生成する。円形コイルの中心の磁場 B_0 は、およそ $B_0 \approx \mu_0 I / 2a$ となる。ここで、 a はコイルの半径で、 μ_0 は真空の透磁率である。

LULI2000 レーザー装置 (Ecole Polytechnique, France) [19] において、半径 250 μm の円形コイルを有するキャパシター・コイル・ターゲットと 500 J, 1 ns, 10^{17} W/cm^2 のレーザーを相互作用させた。数ナノ秒の時間スケールで 300 kA 以上の電流がコイルに流れたことに相当する 800 テスラの磁場を観測した。図 1 (b) はターゲットから数 cm に位置に設置した B-dot プロブ (ピックアップコイルや誘導電流プロブとも呼ばれる) で測定した、コイル中心における磁場強度の時間発展である。ターゲット材料はそれぞれ、Cu, Ni, および Al である。磁場の立ち上がりにおける磁場強度は、プローブレーザーの偏光に対するファラデー回転効果、およびレーザー加速陽子ビームの偏向も用いて計測している。

ローレンツ力による陽子ビームの偏向を用いた磁場計測では、コイルターゲットのすぐ側に、陽子ビーム源となる薄膜を設置した。薄膜に高強度ピコ秒レーザーを照射すると、まず電子が表面から裏面に向かって加速され、裏面から抜け出した電子によって薄膜の裏面にシース電場が形成される。本実験では、約 20 MeV の最大エネルギーを有する陽子ビームが裏面から放出された。コイル軸に直交する

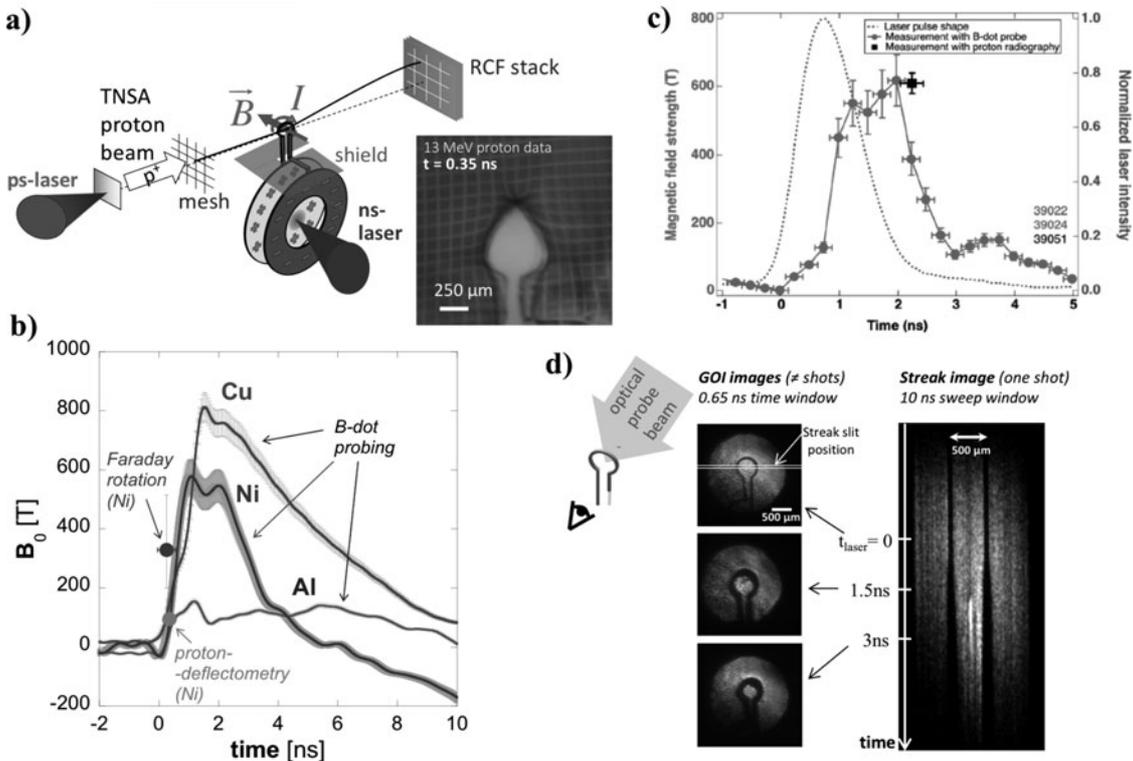


図 1 a) コイルターゲットの配置、磁場生成メカニズム、およびプロトン偏向測定のセットアップ (加えて、サンプルデータ画像) の概略図。 b) および c) LULI2000 [19] および Gekko-LFEX [20] レーザー設備における、コイル中心磁場の測定結果。 d) ゲート付き光学画像装置を用いたレーザー駆動コイルのシャドウ画像(左)とストリークカメラ撮像の結果(右)。

方向からレーザー加速陽子ビームを照射し、磁場中でローレンツ力を受け偏向した後の陽子ビームの空間パターンを、積層したラジオクロミックフィルム (RCF) で検出した。陽子はブラッグピークを持つため、積層 RCF の特定の層は、特定のエネルギーの陽子に対し高い感度を有する。本計測法の観測時間と時間分解能は、積層した RCF の各層が感度を有する陽子のエネルギー幅と、その陽子が発生源とコイルの間を飛行するのに要する時間の差で決まる。

例として 13 MeV の陽子が形成された像を図 1 (a) に示す。これは磁場パルスの立ち上がりから 0.35 ns 後に対応している。コイル軸を含む垂直面上の磁場強度の空間分布は、陽子源とコイルとの間に配置された金属メッシュの影の変形、並びにコイルの周囲の強い磁場によって陽子が大きく偏向を受けることで生ずる「ボイド」の大きさと形状から評価した。RCF に記録された陽子のパターンから、 1 mm^3 の体積にわたって、双極子様の磁場がコイル周辺に形成されていることが確認できた。ピーク時間におけるコイル磁場の空間積分エネルギーは、Cu および Ni コイルのターゲットで、それぞれレーザーエネルギーの 8% および 4.5% に相当した。

磁場発生から 0.35 ns 以降では、円環状コイルの中心部に希薄な高温プラズマが滞留するために、陽子偏向法による磁場計測が不可能になる。またレーザープラズマ相互作用点から放射される X 線によってファラデー媒質が電離するために、ファラデー回転法による計測もできなくなる。したがって、両手法による計測は磁場発生から 0.35 ns 以前に限られていた。

大阪大学レーザーエネルギー学研究中心の GEKKO-XII 及び LFEX レーザー施設[20]を用いて行った実験では、レーザーとプラズマの相互作用点からコイル中心へのプラズマの流入を遮断することで、時間の後半においても、陽子ビームの偏向パターンを計測することに成功した。図 1 (c) にその結果を示す。B-dot プロブおよびプロトン偏向測定法の両手法によって、最大で 600 テスラの磁場が得られていることを確認した。

コイルの直径と光学シャドウグラフから評価されたコイルワイヤーの膨脹速度は比較的遅く ($10\text{ }\mu\text{m}/\text{ns}$ (図 1 (d))), コイルの半径が $250\text{ }\mu\text{m}$ であることから、この実験配置であれば、数 ns にわたって試料を磁化させることができる。我々の磁場生成法は、コイルと被観測体であるプラズマ源の両方を照射できるマルチビームのレーザー設備であれば、他の放電装置を使わずに、レーザープラズマ実験で用いられる他のターゲットと同程度の複雑さで使用することができる。

2.3 高密度物質中での相対論的電子ビームの誘導

前節で述べたレーザー生成強磁場を用いて、高強度ピコ秒レーザーによって加速され、固体密度プラズマ中を伝播する相対論的電子ビームの発散を抑えた実験[21]を紹介する。

高強度レーザーが臨界密度以上のプラズマと相互作用すると、大電流の相対論電子ビームが効率的に加速される。

この相対論的電子ビームを介して、レーザーのエネルギーの一部を高密度プラズマの深部にまで輸送することが可能である。相対論的電子ビームの高密度プラズマ中での伝播は、荷電粒子の加速や高輝度 X 線源[22]、原子物理モデルの検証のための高密度物質の加熱[23, 24]、更に高速点火レーザー核融合による高利得実現[25]のような幅広い応用展開が期待される。しかしながら、相対論的電子ビームを介したレーザーから高密度プラズマへのエネルギー輸送は、ビームの大きな発散の故に[26]、実際には非効率な方法となっている。

我々の実験では、円状コイルの面内に設置した $50\text{ }\mu\text{m}$ 厚のプラスチック平板に対して垂直に、高強度ピコ秒レーザーパルス ($>10^{19}\text{ W}/\text{cm}^2$) を集光し、相対論的電子ビームを発生させた。プラスチック平板の裏面には $10\text{ }\mu\text{m}$ 厚の Cu コーティングを施している (図 2)。Ni 製のキャパシター・コイル・ターゲットに、ナノ秒パルスを照射して磁場を発生させた。磁場の拡散シミュレーションの結果によると、レーザー照射の開始から約 1 ns 後にはプラスチック平板全体に磁場が拡散していると予測され、磁場のピーク強度は約 600 テスラに達する。

$50\text{ }\mu\text{m}$ 厚のプラスチック平板を伝播し、裏面に到達した相対論的電子ビームの横方向の空間広がりを、入射レーザーの 2 倍の振動数 ($2\omega_0$) でターゲットの後面から放射されるコヒーレント遷移放射をイメージングすることで評価した。レーザー生成磁場を印加した場合と、磁場のない場合の結果を比較することで、外部印加磁場が相対論的電子ビームの伝播に与える影響を検証した。

プラスチック平板全体に磁場が十分拡散し、磁場強度がそのピークに達し、かつ磁場形状が軸対称になる照射・ターゲット条件において、コヒーレント遷移放射の空間的広がりが、外部磁場を印加しない場合と比べて、顕著に小さくなり、同時にその光量が上昇するという実験結果が得られた (図 2, 第 1 列データ)。実験結果はハイブリッド・シミュレーションで再現され、約 2 MeV の平均エネルギーをもつ 30 MA もの電流がレーザー生成磁場に沿って $50\text{ }\mu\text{m}$ の長さを誘導されていることがわかった。

上述のシミュレーション結果を図 2 の第 2 列目に示した。外部磁場を印加したことで相対論的電子ビームの横方向の空間分布が平滑化され、かつ集束していることがわかる。ターゲットの裏面での相対論的電子ビームのエネルギー密度フラックス、背景プラズマの電子温度 (第 3 列データ) の温度上昇は、磁場を印加していない場合に対して、およそ 5 倍に増大しており、前例のない集束効果が得られた。ターゲット裏面に伝播される相対論的電子ビームのエネルギーのうち約 70% が、ビームの初期径内に収まっている [27]。これは、自己生成抵抗性磁場を用いた相対論的電子ビームの誘導実験[21, 28-30]と比べても、極めて効率的な誘導が行われていると言える。

この成果を利用することで、高温で固体密度を有するプラズマの生成が可能であり、そのような未踏の高エネルギー密度状態における物質のオパシティー (X 線に対する不透明性) や状態方程式を実験的に研究することが可能に

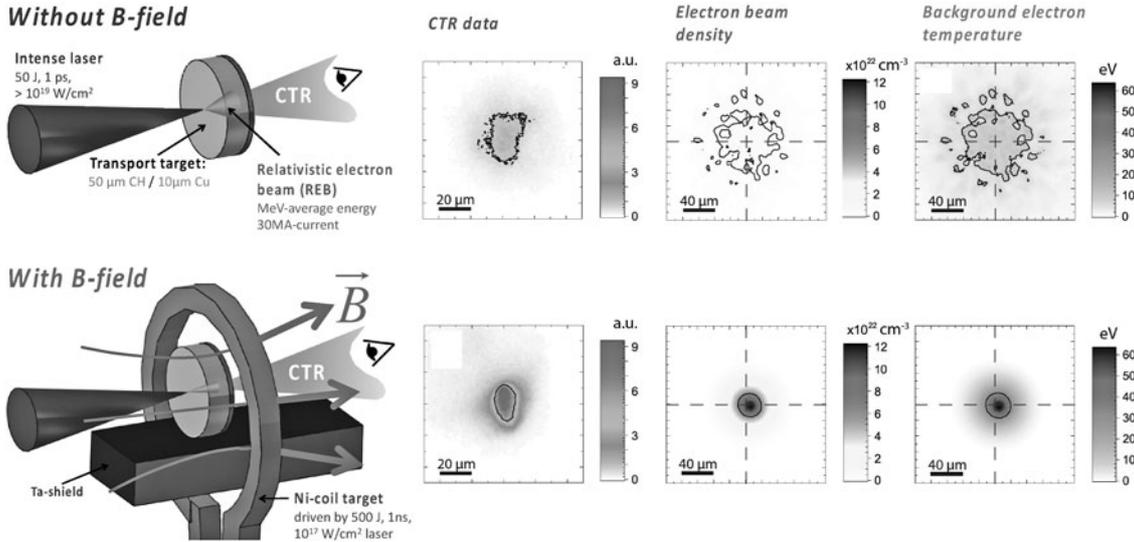


図2 (左)高速電子輸送研究のための実験装置。(上)が磁場無し、(下)が磁場ありの場合を示す。(右)対応するコヒーレント遷移放射(CTR)測定実験の結果(1列目)と相対論的電子ビーム(REB)密度(2列目),およびターゲット裏面における背景電子温度(3列目)。

なる。レーザー核融合研究の分野においては、外部磁場印加による爆縮プラズマの制御や、レーザー核融合高速点火における高密度燃料プラズマの効率的な加熱を実現すると期待される[31, 32]。

2.4 コイル状のストークを流れるピコ秒レーザー誘起電流による電磁場発生

0.1ペタワット以上の高強度短パルスレーザーを固体密度ターゲットに照射すると、ターゲットが帯電し、その後放電を経て中性化する。中性化の過程で放射される高周波電磁波が、周辺の電子機器に動作不良や破損を引き起こすことが知られており、その発生メカニズムが詳細に調べられている[33, 34]。図3(a)に示すように、レーザーパルス相互作用によって加速された高速電子が、ターゲットのシース電位を越えて逃走し、ターゲット内に正電荷を誘起する。真空チャンバー内でターゲットを支持するためのストークによって、ターゲットの正電荷は接地面と接し中性化する。

中性化のために流れる電流の時間幅は100ps程度で、ターゲットとストークは、GHz領域の巨大電磁パルスを放射するアンテナのように働く。図3(b)は、我々のモデルを使い、レーザーエネルギーとレーザーパルス幅をパラ

メータとして、帯電しうる総電荷量を予測した結果である[33]。破線の四角で囲まれた領域は、CELIA(ボルドー大学, フランス)にある1TWのEclipseレーザーと、100TWのPHELIXレーザー施設(GSI, ドイツ)で実験的にベンチマークしたパラメータ範囲を示し、それぞれ1nCおよび1μCという帯電荷量を得ている。後者の電荷量まで帯電した場合、中性化のためにストークに流れる電流は10kAに達する可能性がある。

この先行研究の結果を利用すれば、キャパシターコイルを代替し、より単純なコイルターゲットの設計(図3(c))が可能になる。帯電したターゲットを中性化させるための電流を、コイル形状のストークに流し、磁場を発生させる手法について実験を行った。予想されるコイルの接地時間 ≈ 100 psは、試料を磁化するには短すぎるが、レーザー加速荷電粒子を制御するためのマイクロ磁場レンズとして利用するには十分な長さである。ターゲットのディスク、コイルおよびストークの寸法によって、システムのキャパシタンス C 、抵抗 R およびインダクタンス L は決定される。例えば放電周波数を低減し、レーザーよりもはるかに長い磁気パルスを放出するような、設計も可能である。コイル半径 $a=250\mu\text{m}$ では、磁場の最大強度として $B_0 \approx 10$ Tが期待できる。

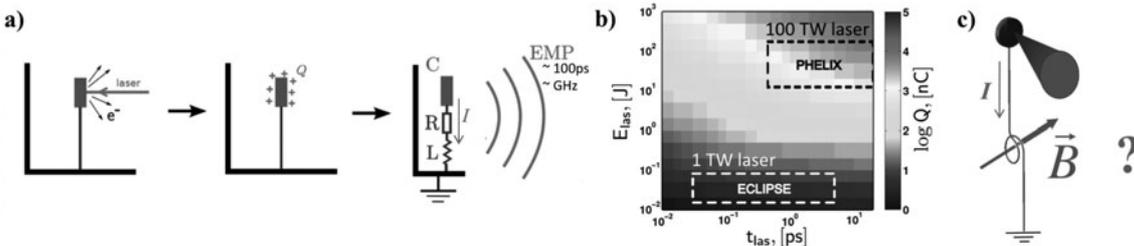


図3 a)短パルスレーザーによるターゲット帯電とそれに続くEMP放出の概要図。b)レーザーパルスのエネルギーおよび持続時間の関数としての全ターゲット電荷のモデル予測値[33]。c)接地放電電流を利用した強力な短パルスレーザー相互作用による磁場生成のためのターゲット設計。

PHELIX レーザー施設 (GSI, ドイツ) では, ピコ秒レーザーを照射することでターゲットを帯電させ, 中性化のための電流で磁場を発生し, 陽子偏向法を用いて計測した. 80 J のエネルギーおよび 0.5 ps パルス幅のレーザービームを 2 つに分割し, ビーム間に時間差を付加した上で, コイルターゲットおよび陽子ビーム発生薄膜上に集光強度 $\approx 5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ で集光した (図 4 (a)).

50 μm の銅薄膜からレーザー加工で切り抜いて製作した, 2 種類のターゲットを用いた. 一つは, ナノ秒レーザー実験で使用されたものと同じ設計 (図 4 (a)) で, もう一方は Ω 形状のストークとレーザー照射用の円盤を接続したターゲット (図 4 (b)) である. コイルの半径は 250 μm で, コイルの線幅は 50 μm である. コイル中心から 3 mm 離れた点にある金属円盤上にレーザーを集光した. 磁場計測用の陽子ビームの入射軸はコイル軸と平行にした.

図 4 (c) および (d) は, 2 つのタイプのターゲットについて得られた典型的な RCF 画像を示している. ここでは $8 \pm 1 \text{ MeV}$ の陽子が画像を形成している. 両者で検出されたグリッドの変形とボイドのサイズは, 定性的かつ定量的に類似しており, 2 つのコイルで駆動される磁場は, 同程度であると考えられる. ボイドの対称的な形状は, 磁気双極子によるものではなく, コイルロッドの周りの静電シースが, 陽子ビームのパターンの形成に大きく寄与していることを示唆している.

図 5 の下の 2 つの図は, Ω 型コイルの陽子偏向測定の時発展を示している. 陽子を偏向させる電場は, ターゲットディスクからワイヤを伝って下方向に広がり, コイルに沿って回転する. 電場の伝播速度は $(0.9 \pm 0.1)c$ と測定され

た. 電場の先端が完全にコイルを周回する約 20 ps 以降から, マイクロレンズによる集束効果ははっきりと現れている. この集束効果は, 約 25 ps で安定し, その後徐々に弱まる. 50 ps 以後では, 陽子画像中に, コイルの非一様な膨脹に起因する, フィラメント状の構造が明確に観測されている.

なお, レーザー相互作用から発生する相対論的電子の速度は, 観測される電流よりも遅く $0.7c \sim 0.8c$ であると予想され, コイルとレーザー相互作用ディスクの中心との距離

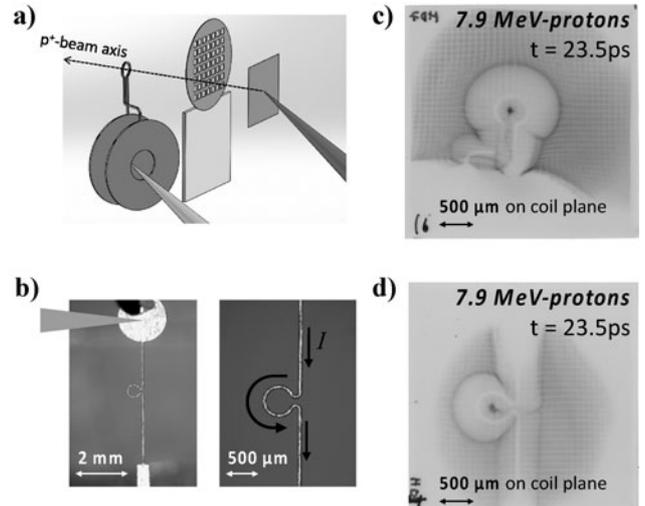


図 4 a) コイルターゲットにおける ps レーザーパルス駆動放電現象のプロトン偏向測定の設定アップ. b) 代替のフラットオメガ形コイルターゲットの写真. c) および d) 2 種類のコイルターゲットにおける, レーザー照射後の 23.5 ps での 8 MeV プロトンによる画像測定結果.

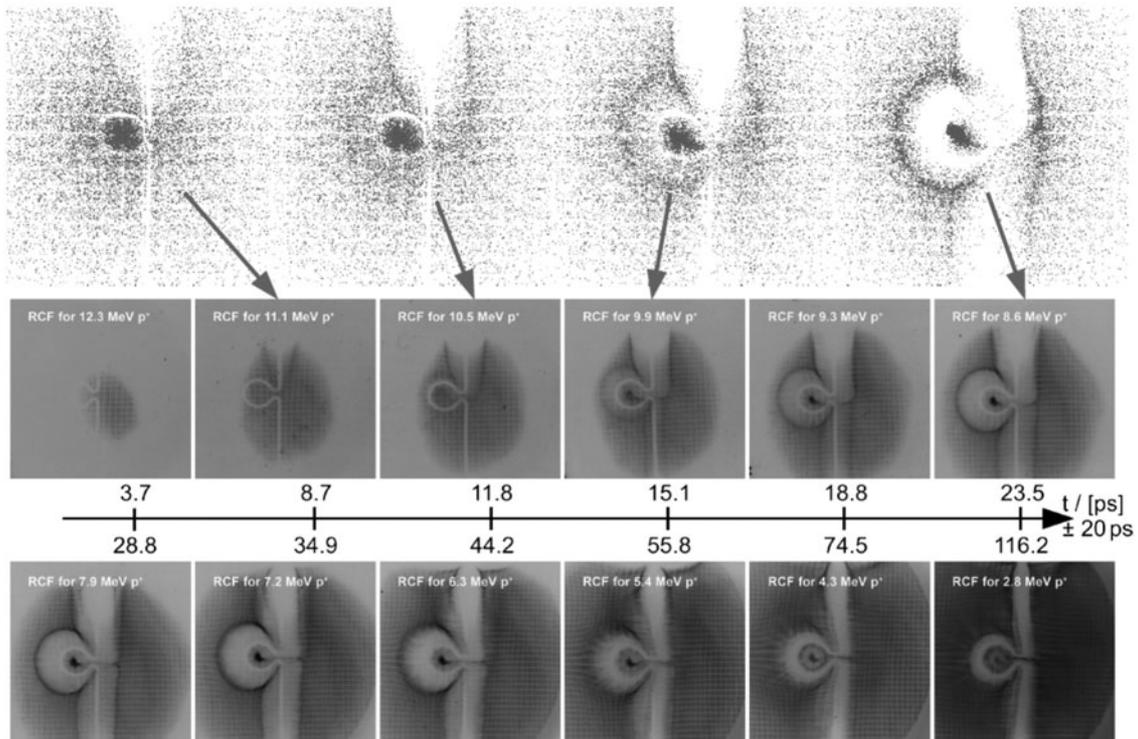


図 5 高強度サブピコ秒レーザーパルスによって駆動された平坦コイルターゲットにおけるプロトン偏向測定の結果 (下 2 行). 比較として, 文中の条件において解析した結果を示す (上).

3 mm は、高速電子の飛程である約 1 mm よりも十分に長い。したがって、相互作用領域から放出された電磁パルスがワイヤに沿って伝搬し、陽子を集束するシース電場を形成していると考えられる [35, 36]。

図 5 の上の図は、矢印の先に対応するシミュレーション解析結果を示す。実験データを再現するために、ワイヤに流れる総電荷を 300 nC、平均線密度を約 10 pC/m と仮定した。陽子偏向は、ワイヤの周り半径方向に 10^{10} V/m の電界が発生していることに相当する。正電荷パンチの伝搬は約 10 kA の電流強度に相当し、コイル内に数 10 T のバイポーラ磁場を発生していると予測される。

現在、レーザーターゲットの帯電およびその結果として発生する放電を計算する PIC シミュレーションコードを開発中であり、ピコ秒レーザーが誘起する電磁場の時空間スケールを明らかにできると期待している。観察されたシース電場の伝播速度（ほぼ光速に等しい）とその約 25 ps (40 GHz) の短い特性時間から考察すると、この現象は入射レーザーの条件と誘起された総電荷によって決定されると結論付けることができる。これは、他の実験 [33, 37] で観察されているものとは異なっている。

2.5 レーザー加速されたイオンビームの制御

レーザーによって加速されたイオンは、前節までで活用した超高速電磁場プロービング技術、高密度物質研究 [38]、核反応源 [39]、レーザー核融合のためのイオン駆動高速点火 [40]、表面硬化 [41]、医療用同位体生成 [42] などに応用することができる。我々の手法を用いることで、特定の用途のためにイオンを収束し、エネルギー選別することが可能になる。レーザーで生成された粒子源は本質的にコンパクトであり、コンパクトなビーム制御システム [43, 44] が最適である。

陽子源とコイルとの間の陽子の飛行時間を考えると、25 ps 程度のマイクロレンズを時間ゲートとして機能させることで、エネルギー選択をすることができる。図 6 は、良好に同期されたマイクロレンズによって、コイルを通過する 8 ± 1 MeV の陽子の横方向エミッタンスを 3 倍減少した結果を示す。

2.6 まとめ

強磁場を利用した高エネルギー密度科学への関心が急速に高まっている。例えば、慣性閉じ込め核融合研究において、外部磁場を印加した状態でのレーザー駆動爆縮は、核融合点火の条件を緩和する手法の一つとして期待されている [10]。また米国 OMEGA レーザー施設における MIFEDS (Magneto-Inertial Fusion Electrical Discharge System) プラットホーム [17] を用いた実験において、球状の爆縮ターゲット中の種磁場が増強された結果、ホットスポット内部の熱が磁場により閉じ込められ、それが中性子収率の向上をもたらしたという観測結果が報告されている [8, 45]。外部磁場を印加した状態での爆縮実験は、減速相におけるレイリー-テイラー不安定性の成長速度の低減、及び非等方熱伝導の研究につながる可能性がある。加え

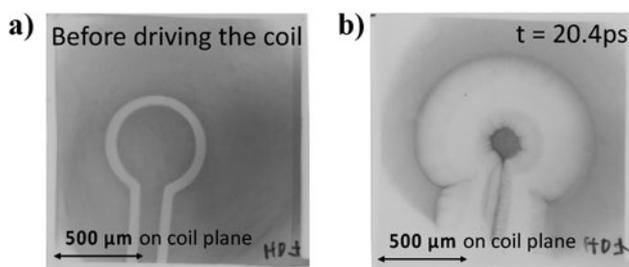


図 6 コイルターゲットの電磁放電のレンズ作用効果を示す画像： 8 ± 1 MeV プロトンの RCF インプリント、a) がコイルを駆動しない場合、b) はコイルを駆動したもの。コイルとプロトン源との間の距離を 2.5 分の 1 に減少させることによって、図 2 および図 3 の画像と比較してコイル領域のより大きな倍率が得られた。

て、強磁場による相対論的電子ビームの伝播の誘導 [9, 31, 32] は、レーザー核融合高速点火に利するものである。慣性閉じ込め核融合の分野を越えた研究の広がりも期待され、レーザー駆動粒子 [44] や光子 (X 線やガンマ線) [46, 47] の発生効率及びエミッタンスの向上、実験室天体物理学実験における磁化研究 [6, 48, 49, 50]、超強磁場下における原子物理過程研究 [2, 24, 51] などが挙げられる。

以上の研究展開を図るために、我々は 500 J, 1 ns, 10^{17} W/cm² のレーザービームをキャパシター・コイル・ターゲットに照射することで、制御性が高く再現性のある 500 テスラを超える強い準静磁場の発生法を確立した [19, 20]。レーザー駆動方式による強磁場発生法を用いて、外部磁場による高密度プラズマ中の相対論的電子ビームの誘導を実証し、また別のレーザーパルスで生成された高エネルギー密度状態にある試料の磁化およびその特性の研究が可能になった [21]。

また、我々は高強度ピコ秒パルスレーザーをコイル形状のストークを有するターゲットに照射し、強力な電磁場パルスの生成と、レーザー加速されたイオンビームのエネルギー密度フラックスの制御および/またはエネルギー選択について研究を行った。100 TW レーザーで誘起されストーク上に形成される電場は光速に近い速さで伝搬し、これは急速なターゲット帯電によって駆動される電磁場伝播モードとして説明することができる。驚くべきことに、これは数 100 nC にもおよぶ正電荷密度分布の伝搬に相当しており、ストークの表面に 10 GV/m 程度の電場を誘起している。この電場によって、約 10 cm の距離にわたって 10 MeV までの陽子を集束できることを実証した。陽子のエネルギーに応用することも可能である。

(翻訳：余語覚文、藤岡慎介)

謝辞

本研究は、French National Agency for Research (ANR), the competitiveness cluster Alpha - Route des Lasers (project TERRE ANR-2011-BS04-014), the Aquitaine Regional Council (projects ARIEL (Convention N°) and POPRA (Convention N° 11002122-012 together with FEDER grant convention N° Progos 11002059 / N° Presage: 36050), 文部科学省科学研究費補助金 (24684044 及び 16H02245), 大阪大学研究大学強化促進事業, 大阪大学レーザーエネルギー学

研究センター共同利用・共同研究拠点事業及び核融合科学研究所双方向型共同研究の支援の下で実施した。

この研究は "the Investments for the future" Programme IdEx Bordeaux - LAPHIA (ANR-10-IDEX-03-02) and of the EUROfusion Consortium, having received funding from the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme under grant agreement number 633053の下で行われた。なお本稿に記載された見解と意見は、必ずしも欧州委員会の意見を反映するものではない。

参考文献

- [1] A. Ciardi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 025002 (2013).
 [2] B. Albertazzi *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **84**, 043505 (2013).
 [3] B.A. Remington *et al.*, Rev. Mod. Phys. **78**, 755807 (2006).
 [4] D. Engel and G. Wünnen, Phys. Rev. A **78**, 032515 (2008).
 [5] D. Lai, Rev. Mod. Phys. **73**, 629 (2001).
 [6] A. Spitkovsky, Astrophys. J. **682**, L5-L8 (2008).
 [7] Y. Matsumoto *et al.*, Science **347**, 974 (2015).
 [8] P.Y. Chang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 035006 (2011).
 [9] D. Strozzi *et al.*, Phys. Plasmas **19**, 072711 (2012).
 [10] L.J. Perkins *et al.*, Phys. Plasmas **20**, 072708 (2013).
 [11] A. Macchi *et al.*, Rev. Mod. Phys. **85**, 751 (2013).
 [12] F. Debray *et al.*, C. R. Physique **14**, 2 (2013).
 [13] M.R. Gomez *et al.*, Phys. Rev. Lett. **113**, 155003 (2014).
 [14] P.F. Schmit *et al.*, Phys. Rev. Lett. **113**, 155004 (2014).
 [15] A.I. Bykov *et al.*, Physica B **294-295**, 574 (2001).
 [16] B.B. Pollock *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **77**, 114703 (2006).
 [17] O.V. Gotchev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 215004 (2009).
 [18] H. Daido *et al.*, Phys. Rev. Lett. **56**, 846 (1986).
 [19] S. Fujioka *et al.*, Sci. Rep. **3**, 1170 (2013); J.J. Santos *et al.*, New J. Phys. **17**, 083051 (2015).
 [20] K.F.F. Law *et al.*, Appl. Phys. Lett. **108**, 091104 (2016).
 [21] M. Bailly-Grandvaux *et al.*, *submitted to Nat. Comm.*; arXiv: 1608.08101.
 [22] K.W.D. Ledingham and W. Galster, New J. Phys. **12**, 045005 (2010).
 [23] F. Pérez *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104**, 085001 (2010).
 [24] D.J. Hoarty *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 265003 (2013).
 [25] M. Tabak *et al.*, Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994).
 [26] J.S. Green *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 015003 (2008).
 [27] S. Kar *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 055001 (2009).
 [28] B. Ramakrishna *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 135001 (2010).
 [29] F. Pérez *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 065004 (2011).
 [30] R.H.H. Scott *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 015001 (2012).
 [31] A.P.L. Robinson *et al.*, Nucl. Fusion **54**, 054003 (2014).
 [32] H. Azechi, J. Physics: Conference Series **717**, 012119 (2016).
 [33] A. Poyé *et al.*, Phys. Rev. E **91**, 043106 (2015).
 [34] A. Poyé *et al.*, Phys. Rev. E **92**, 043107 (2015).
 [35] K. Quinn *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 194801 (2009).
 [36] S. Tokita *et al.*, Sc. Rep. **5**, 8268 (2015).
 [37] J.-L. Dubois *et al.*, Phys. Rev. E **89**, 013102 (2014).
 [38] M.I.K. Santala *et al.*, App. Phys. Lett. **78**, 19 (2001).
 [39] P.K. Patel *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 125004 (2003).
 [40] M. Roth *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 436 (2001).
 [41] E. Lescoute *et al.*, App. Phys. Lett. **95**, 211905 (2009).
 [42] S. Fritzler *et al.*, Appl. Phys. Lett. **83**, 15, 3039 (2003).
 [43] T. Toncian *et al.*, Science **312**, 410 (2006), 10.1126/science.1124412.
 [44] S. Kar *et al.*, Nat. Comm., DOI: 10.1038/ncomms10792 (2016).
 [45] M. Hohenberger *et al.*, Phys. Plasmas **19**, 056306 (2012).
 [46] F. Girard, Phys. Plasmas **23**, 040501 (2016).
 [47] D.J. Stark *et al.*, Phys. Rev. Lett. **116**, 185003 (2016).
 [48] C. Courtois *et al.*, Phys. Plasmas **11**, 3386 (2004).
 [49] D.B. Schaeffer *et al.*, Phys. Plasmas **22**, 113101 (2015).
 [50] G. Fiksel *et al.*, Phys. Rev. Lett. **113**, 1 (2014).
 [51] V. Dervieux *et al.*, High Energy Density Physics **16**, 12 (2015).



小特集 キロテスラ級磁場で拓く新しいプラズマ科学

3. 宇宙 X 線の観測で見る天体の超強磁場現象

3. Cosmic X-ray Study of the Physics in Strong Magnetic Fields of Celestial Sources

岩切 渉

IWAKIRI Wataru

理化学研究所 MAXI チーム

(原稿受付：2016年8月1日)

X線天文学による中性子星の観測は、地上では作り出すことが難しい超強磁場中でのプラズマの振る舞いを診断するのに良いプローブである。降着駆動型パルサーは、硬 X 線スペクトル中に観測される電子のサイクロトロン共鳴による散乱構造から、数億テスラの磁場強度を持つことが直接的に測定されている。さらに最近では、幾つかの中性子星は100-1000億テスラというランダウ準位の基底エネルギーが、電子の静止質量を超えるような超強磁場を持っているのではないかと観測の事実が積み上がってきている。本章では X 線天文学によってこれまでに得られた結果を概説する。

Keywords:

X-ray astronomy, neutron star, accretion powered pulsar, cyclotron resonance scattering feature, magnetar

3.1 はじめに

天文学を専攻しています、というと、望遠鏡を担いで山に登っているイメージを時折持たれてしまうことがあるが、こと X 線天文学に関しては、このイメージは全く当てはまらない。なぜなら、宇宙からやってくる X 線は地球大気で吸収されてしまうため、X 線で宇宙を見ようと思った場合には、X 線検出器を山の上に持っていてもダメで、人工衛星等に搭載して大気の外まで運ぶ必要があるためである。地球の外まで観測機器を持っていくということは、打ち上げ前に搭載品の振動試験、熱真空環境試験、耐放射線環境試験等、幾つもの試験をクリアする必要があり、打ち上げに成功した後も、観測機器や衛星を直接修理しに行くことはできないので（直接宇宙飛行士が直しにいったハッブル宇宙望遠鏡の例はあるものの）、地上実験には存在しない多くの困難が伴うことになる。しかし、宇宙には我々の想像を絶するような強重力場、強磁場の極限環境が存在し、そこに付随するプラズマが X 線を放っているため、X 線天文学は極限環境でのプラズマの振る舞いを診断する良いツールで有り、宇宙まで検出器を運ぶリスクを背負ってもなお、我々の興味を引きつけてやまないのである。X 線天文学が始まって半世紀が経ち、多くの極限環境物理に対する成果が出されているが、本章では強磁場という観点で、これまでの成果を紹介していきたいと思う。

3.2 強磁場天体、中性子星

中性子の縮退圧によって支えられた星、中性子星の存在は、1932年に James Chadwick によって中性子が発見されたその2年後に、W. Baade と F. Zwicky によって予言され

ていた。その約30年後の1967年に A. Hewish と J. Bell によって周期的な信号を放つ天体、パルサーとして発見されて以来、これまでに主に電波帯域において2,000個以上の中性子星が見つかっている。中性子星は物理学の様々な観点から見て非常に興味深い研究対象となっているが、本稿では特に中性子星が持つ強磁場と、そこに存在する高温プラズマという点に着目して話を進めていきたい。

中性子星は、重力崩壊型の超新星爆発によって生まれ、自己の重力を中性子の縮退圧と、中性子同士の間で働く核力で支えている星である。そのため、星の半径が10 km 程度しか無いとても小さな星である。一方で星の質量は太陽と同程度であるため、表面重力は地球の表面に比べて1000億倍もの大きさになる。そして、その磁場強度について簡単に考えてみると、0.01 テスラ程度の磁場を持つ半径100万 km 恒星が、表面を貫く磁束の数を保存したまま中性子星のサイズに収縮したと考えると、その磁場強度は1億テスラに及ぶことになる。

封筒のウラ計算ではなく、実際の観測量から中性子星の磁場をどのように推定しているのか。中性子星からのパルスはよくよく観測すると、時間が経つにつれて、ほんの少しだけパルスの周期が長くなっていく、つまり中性子星の自転が遅くなっていることがわかる。図1に、電波望遠鏡を用いて求めた中性子星のパルス周期(P)とその変化量である1次微分量(\dot{P})をプロットした、 $P-\dot{P}$ ダイアグラムを示す[1]。この周期の変化量(失われた回転エネルギー)が、放射エネルギーに変換されていると考えられており、このようなパルサーは回転駆動型パルサーと呼ばれる。回転エネルギーが中性子星の磁気双極子放射に変換されてい

Institute of Physical and Chemical Research, Wako, SAITAMA 351-0198, Japan

author's e-mail : wataru.iwakiri@riken.jp

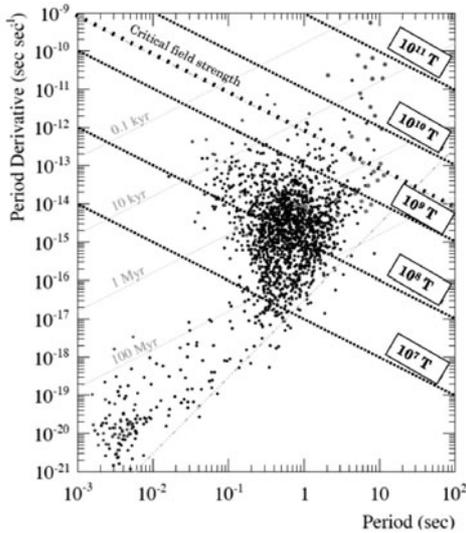


図1 これまでに観測されたパルサーの自転周期と、周期の変化率 ($P-\dot{P}$ ダイアグラム) [1].

ると考えると,

$$B = 1.0 \times 10^8 \sqrt{\left(\frac{P}{1s}\right) \left(\frac{\dot{P}}{10^{-15} s/s}\right)} T \quad (1)$$

の関係から、磁場を推定することができ、求めた磁場を図1の点線で示した。この磁場推定方法から、多くの中性子星は、1億テスラという地球上で作り出すにはかなり難しい定常磁場を持っていることが推定される(現在、地球上で作り出せる定常的な磁場の大きさは、アメリカの国立磁場研究所の45テスラが最大である)。「いやいや、これでもまだ封筒のウラ計算の範疇ではないか」と感じられる読者の方もおられると思うが、動かぬ証拠を示していきたいと思う。

3.3 降着駆動型パルサー

中性子星の中には、恒星と連星系を組んでいるものも存在する。図2に、そのような中性子星連星の模式図を示す。前章で述べたように、中性子星は巨大な重力ポテンシャルを持っている。恒星の大気は星風(太陽で言うところ太陽風)として放出されるか、もしくは直接中性子星の重力ポテンシャルに捕まると、ケプラー運動をしたまま中性子星側に落ちていくため、中性子星周囲では降着円盤と呼ばれるプラズマの円盤が生成される。このプラズマの流れは、内側に向かうガスの圧力と、外側に向く中性子星磁場の磁気圧が釣り合う点でせき止められる。これをアルフベン半径と呼ぶ。アルフベン半径より内側では、プラズマは磁力線に沿って自由落下し、最終的には中性子星の磁極に降り積もる。この時の落下速度は、光速の数十パーセントにも及ぶ。そして、中性子星の表面近くではショック面を境にプラズマのバルクな運動はランダムな運動へと変わり、重力エネルギーが熱エネルギーへと変換され、放射で失うエネルギーとバランスした結果、中性子星磁極には数千万度のプラズマの柱、降着円筒が形成され、X線を放射してい

る。降着円筒は中性子星の自転によって見え方が変わるため、X線帯域において強い周期的なパルスが観測される。そのため、X線帯域でパルスが観測される中性子星連星系のことをX線パルサー、または回転駆動型パルサーに対して物質の降着エネルギーを基に放射していることから、降着駆動型パルサーと呼ばれる。

図3に、降着駆動型パルサーから得られる典型的な硬X線スペクトルを示す。スペクトルの連続成分は、経験的に数十keVに急峻なカットオフを持つべき関数で再現できる。このカットオフは、プラズマの温度を表していると考えられている。そして、特筆すべきは、数十keVの帯域に強い吸収構造が見られることである。この構造こそが、中性子星が1億テスラという途方もない強磁場を持つことの動かぬ証拠である。なぜならば、この構造は、強磁場中のために磁力線に垂直方向の運動量がランダウ単位に量子化されている、プラズマ電子のサイクロトロン共鳴散乱によるものだからである。ランダウ単位は、

$$E_n = 11.6n(B/10^8 T) \text{ keV} \quad (n = 1, 2, \dots) \quad (2)$$

と表せる。つまり、X線観測によってサイクロトロン共鳴散乱による吸収構造のエネルギーを測定することは、中性子星の磁場を直接測定することに対応する。図3に示した天体の場合、~35 keVに吸収線の中心エネルギーが見られるため、この天体の磁場は3億テスラと見積もることがで

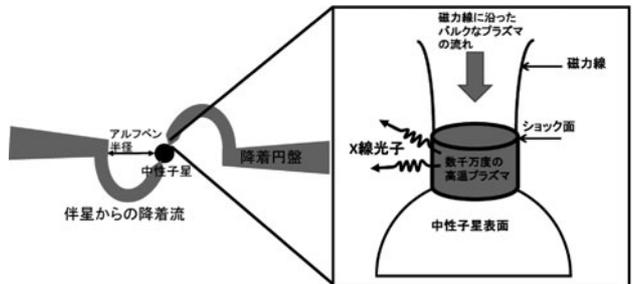


図2 降着駆動型パルサーの全体の模式図と、中性子星磁極における降着円筒の模式図。

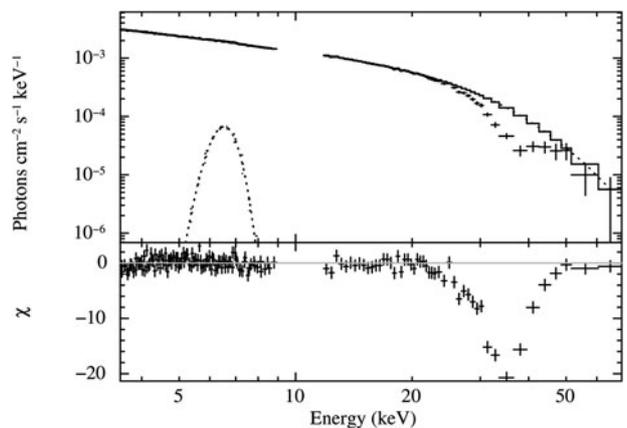


図3 すざく衛星によって観測された、降着駆動型パルサー4U 1626-67のX線スペクトル。ヒストグラムが連続成分のベストフィットモデルを表し、下段がデータのモデルからの残差。

きる。このようなサイクロトロン共鳴散乱構造は、1976年にドイツの J.Trümper 氏らの気球実験によって発見され [2]、その後日本の第3代X線天文衛星「ぎんが」の大活躍 [3, 4]、米国のRXTE衛星等によって、現在では20天体からサイクロトロン共鳴散乱構造が検出されており、中性子星磁場の測定がなされ、磁場強度は1-7億テスラに分布していることがわかっている。これまでに測定された最大の磁場強度である ~ 7 億テスラは、ISSに搭載されている日本の全天X線監視装置MAXIと第5代X線天文衛星「すざく」の連携によって捉えられた（サイクロトロン共鳴エネルギーは ~ 80 keV）[5]。また、ランダウ準位の特徴として、高調波のエネルギーが基本波の整数倍になることが挙げられるが、実際に第4共鳴まで、基本波のちょうど整数倍のエネルギーに吸収構造が見られる、美しいスペクトルが検出されている天体もある [6]。

このように、降着駆動型パルサーの中性子星磁極では、数千万度のプラズマが数億テスラの定常磁場中に存在してX線を放射しており、このような状況を地上で作るのは難しく、強磁場中でのプラズマの振る舞いを探る良い実験室となっている。より詳しく、中性子星磁極に存在する高温プラズマの状況を考えていくと、プラズマの電子温度よりも、磁極の磁場強度の方が大きいために、プラズマ電子の磁力線に垂直な方向の運動はランダウ準位に制限されているが、磁力線に平行な方向には自由に動けるため、こちらの方向にはマクスウェル分布に従う速度で運動していると考えられる。この異方性のため、光子と電子の散乱断面積が光子の伝搬方向に強く依存することが予想される [7]。また、光子の偏光モード（Oモード、Xモード）によっても散乱断面積が変化し、なかなか複雑な系となっている [8]。このことから、観測される連続成分を再現する物理的なモデルはまだ構築されておらず、経験的なモデルで再現できるという理解にとどまっております、課題となっている。

共鳴吸収線のプロファイルの詳細観測は、プラズマの電子温度や磁場勾配の影響を知る手がかりとなり、多くの理論予想では非対称なプロファイルや微細構造が予想されているが [9, 10]、これまでに観測されている共鳴吸収構造は、単純なガウス関数、もしくはローレンツ関数で再現できるという理解にとどまっている。近年、硬X線検出器の感度向上に伴い、すざく衛星や米のNuSTAR衛星によって非対称なプロファイルの兆候が得られ始めており [11, 12]、今後の理論と観測結果の比較から、詳細な強磁場中のプラズマの情報が得られることが期待される。

3.4 マグネター

ここまで、降着駆動型パルサーの観測例をもとに中性子星が1億テスラという途方も無い強磁場を持った天体であることを示してきた。ここで図1の P - \dot{P} ダイアグラムを再度眺めていただくと、図の右上の方に、100億テスラというさらに強大な磁場を示している中性子星が存在していることが見て取れる。これらの天体は、ランダウ準位間のエネルギー差が電子の静止質量エネルギーと等しくなる、臨

界磁場、

$$B_{cr} = m_e^2 c^3 / \hbar e = 4.4 \times 10^9 \text{T} \quad (3)$$

を超えた磁場強度を持っていると推定される。臨界磁場より大きな磁場中では、光子の伝搬に、通常の系では発現しない量子電磁気学（QED）の高次効果の寄与、光子の偏光モードによって屈折率が変化する真空の複屈折や光子が直接磁場と相互作用して起きる光子分裂、などの効果が無視できなくなると予想されている [13]。そのため、本当に臨界磁場を超えるような強磁場を保持している天体が存在するのであれば、地上では実験するのが難しい極限磁場中でのプラズマ物理を検証するのに格好の観測対象となるが、果たしてどうなのだろうか。

これらの P - \dot{P} ダイアグラム上で右上に存在する中性子星は、マグネターと呼ばれて他の中性子星とは区別されている。これまでに多くの観測結果から、マグネターが実際に量子臨界磁場を超えるような磁場を持つのではないかという状況証拠が積み上がってきている。本章では、これらの一部を紹介していこうと思う。より詳細な解説は、榎戸輝揚氏や牧島一夫氏の天文月報の記事 [14, 15]、パリティの特集記事 [16]などを参照されたい。

まず、マグネターの第一の特徴は、その定常的に放射しているX線光度の大きさである。マグネターには、前章で紹介した降着駆動型パルサーのように伴星が存在する証拠が見つかっていないため、伴星の降着物質の重力エネルギーの解放でX線を放出しているのではなく、単独で輝いていると考えられている。観測されるマグネターからのX線光度、 $L_x \sim 10^{28}$ J/sを、他の回転駆動型パルサー同様、回転エネルギーで説明しようと思うと、観測される自転の変化率から推定されるスピンドウンエネルギー (E_{sd}) は、 $E_{sd} \sim 10^{26-27}$ J/sであり、回転駆動型パルサーの枠組みでは説明できないことになる。このような理由から、歴史的にはこれらの天体は特異X線パルサー（Anomalous X-ray Pulsar: AXP）と呼ばれている。そのため、回転駆動型パルサー、降着駆動型パルサーとは別のエネルギー源が存在すると考えられ、90年代に内部に蓄えられている強磁場のエネルギーを解放して放射エネルギーに変換している、磁気駆動型パルサー（マグネター仮説 [17-19]）が提唱されるようになった。

マグネターの第二の特徴がバースト活動である。歴史的には、軟ガンマ線帯域でのバーストを繰り返し起こす天体をSoft Gamma Repeater (SGR)と呼んでいたが、AXPから軟ガンマ線バーストが観測される等 [20]、両者の共通項が見出されており、現在ではAXPとSGRは同種族の天体であると考えられている。SGRからは様々なバースト活動が観測されているが、最も特異なものが巨大フレア（Giant flare）と呼ばれているバースト現象である。図4にRHES-SEI衛星によって観測された2004年に発生した巨大フレアの光度曲線を示す [21]。このフレアのピーク時はとてつもない明るさであったため、軌道上で動いていた γ 線観測専用の装置は飽和してしまい、唯一ピークの光度を測定することができたのは、磁気圏尾部観測衛星Geotailに搭載され

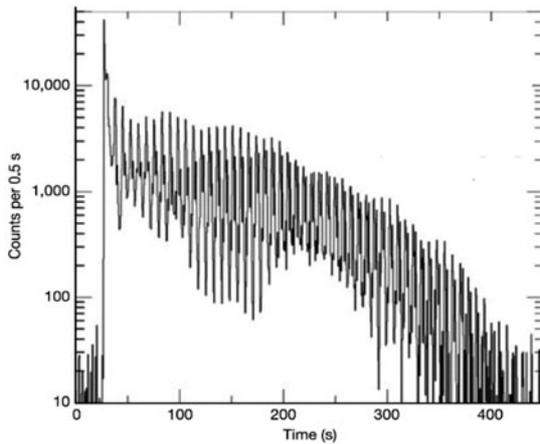


図4 RHESSI衛星によって2004年12月27日に観測された、SGR 1806-20からの巨大フレアの光度曲線[21].

ていた粒子検出器のみであったことは有名な逸話である[22]. この時放出された総エネルギーは 10^{37-39} Jと見積もられ、ピーク時のスペクトルは ~ 200 keVの黒体輻射、その後 ~ 400 秒間続くテイルのスペクトルは ~ 10 keVの黒体輻射で再現できる. 光度曲線に見られる ~ 8 秒のモジュレーションは星の自転に対応している. このような高温プラズマを400秒もの間、磁場で閉じ込めておくには、その磁場強度の大きさは 10^{10} T以上必要となり、量子臨界磁場を超えたマグネターの存在を示唆する結果となる.

前章では 10^8 Tの電子のランダウ基底準位がX線の帯域に来るため、スペクトル中にサイクロトロン共鳴散乱による構造が現れることを示したが、 $\sim 10^{10-11}$ Tの磁場中ではどうだろうか. この場合、陽子のランダウ基底準位のエネルギーがX線帯域になる. そして、マグネターのX線スペクトル中に構造が見られるという報告が数例あり、議論となっている. その1例を図5に示す[23]. この ~ 2 keVに見られる構造が、陽子サイクロトロン共鳴散乱によるものであるとすると、推定される磁場は $\sim 10^{10}$ Tとなり、やはりマグネターの存在を支持するものとなる.

このように、マグネターは P - \dot{P} ダイアグラムからの磁場強度推定だけでなく、様々な観測の特徴が超強磁場を

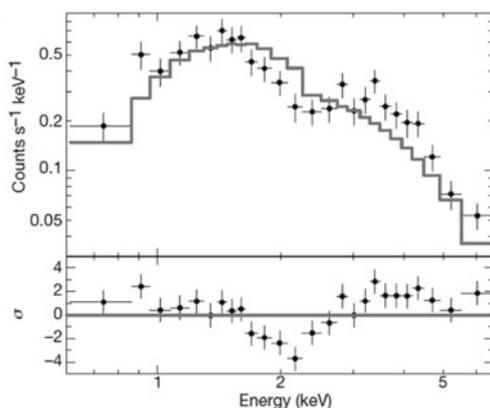


図5 XMM-Newton衛星によって得られた、SGR0418+5729に見られるX線スペクトル構造[23].

持った中性子星であることが示唆されている. しかし、それらは間接的な証拠であり、陽子サイクロトロン共鳴によると思しきスペクトル構造も、全てのマグネター候補天体に見られるわけではなく、またサイクロトロン共鳴によるものとしても、陽子によるものか電子によるものかを見分けるのは難しいため、決定打には至っていないように見える. そのため、依然としてマグネターを特殊な白色矮星としたり、降着駆動型パルサーによる対立仮説も存在しており[24, 25]、さらなる理論、観測の発展が期待される.

3.5 今後の展望

ここまで、宇宙X線観測による中性子星周りの強磁場現象について紹介を行ってきた. 最後に、今後の展望について、筆者の考えを述べていきたいと思う.

宇宙X線観測が始まって、半世紀以上が経ったが、未だにX線帯域における系統的な偏光観測は行われていない. X線の波長はオングストロームのオーダーであるため、可視光のように偏光板を用いた偏光観測はできず、光電効果やコンプトン散乱による相互作用の光子の偏光度、偏光方向に対する異方性を測定する必要があり、技術的な困難さを伴うためである.

この未開拓領域を切り拓くために、2020年代には10 keV以下の帯域を狙ったポインティング型のX線偏光観測ミッションが3つ提案されており、そのうちの 하나가、NASAゴダード宇宙センターが主導し、日本が協力をして進めているPRAXyS衛星計画である. PRAXySは、2020年度の打ち上げをめざし、2-10 keVのX線帯域を狙った、ブラックホール連星や中性子星の系統的なX線偏光の探査を目的とした計画である. X線偏光系はガス検出器を応用したもので、光電効果で飛び出す光電子の方向が、入射X線の偏光方向に依存していることを利用し、Time Projection Chamber (TPC)の技術を用いて、1次元に配置された読み出しストリップと、到来時間差から、光電子の飛跡イメージを取得し、光電子の放出方向の角度分布から、入射X線の偏光度、偏光方向を検出する仕組みとなっている(図6)[26]. マグネターが超強磁場天体であれば、荷電粒子の運動は磁場によって強く制限されているため、その表面放射は強く偏光していると考えられる. 加えて、X線は臨界磁場を超えた超強磁場中を伝わってくる際に、光子の偏光方向によって光の速度が変わる真空の複屈折の影響を受けることが予想され、自転位相ごとの偏光度、偏光角の

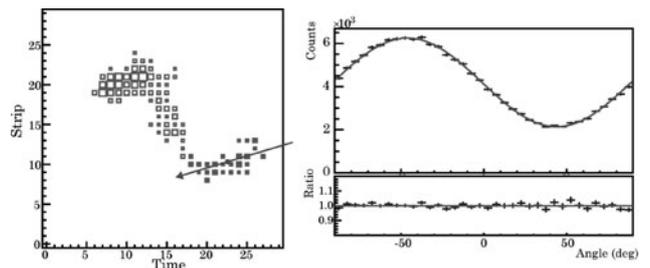


図6 PRAXyS搭載のX線偏光計のプロトタイプに偏光X線を照射し、得られた光電子の飛跡(左)と、推定された射出方向の角度分布(右).

観測結果から量子電磁気学の検証を行うことができると期待される[27]。臨界磁場に届いていないが、直接的に磁場強度が測定できている降着駆動型パルサーからのX線偏光にも、真空の複屈折の影響が見られることが予想されており[28]、X線偏光観測に対する期待は大きい。

また、X線天文学のフロンティア領域としては、マイクロカロリメータを用いた従来の半導体検出器のエネルギー分解能よりも一桁以上良い、高分散スペクトルの取得が挙げられる。惜しくも衛星側のトラブルで、本格的な観測開始前にミッションを断念せざるをえなかった日本の第6代X線天文衛星「ひとみ」だが、トラブルが発生する前に試験的に銀河団の高温プラズマを観測したデータは、マイクロカロリメータの驚異的な能力を我々に魅せてくれた[29]。この能力で、マグネターに見られる陽子サイクロトロン共鳴らしき構造を観測できれば、強磁場の存在についてより深く迫れることであろう。今後の展開に期待したい。

さらに、天文学にはその場観測ができないという大きな弱点があるため、地上で強磁場環境を作り出し、プラズマの運動を調べるといふ藤岡慎介氏らの試みは非常に魅力的である[30]。例えば、キロテスラ級の磁場が実験室で生成できるとなると、キロテスラは図2で示した降着駆動型パルサーの模式図でのアルファベン半径付近の磁場強度に対応しており、この降着円盤と中性子星の磁気圏境界領域においてどのような物理が起きているかは自明ではないため[31]、地上実験からのフィードバックを与えられれば、非常に大きなステップとなるのではないかと筆者は考える。

参考文献

- [1] R.N. Manchester *et al.*, VizieR Online Data Catalog (2005).
- [2] J. Trümper *et al.*, ApJ **219**, L105 (1978).
- [3] T. Mihara, PhD thesis, Univ. Tokyo (1995).
- [4] K. Makishima *et al.*, ApJ **525**, 978M (1999).
- [5] T. Yamamoto *et al.*, PASJ **66**, 59Y (2014).
- [6] A. Santangelo *et al.*, ApJ **523**, L85 (1999).
- [7] H. Herold, Phys. Rev. D **19**, 2868 (1979).
- [8] P. Mészáros, Univ. Chicago Press, Chicago, IL (USA), 1992, 544 p.
- [9] O. Nishimura, PASJ **57**, 769 (2005).
- [10] G. Schönherr *et al.*, A&A **472**, 353 (2007).
- [11] W.B. Iwakiri *et al.*, ApJ **751**, 35 (2012).
- [12] F. Fürst *et al.*, ApJL **806**, L24 (2015).
- [13] A.K. Harding and D.Lai, Reports on Progress in Physics **69**, 2631 (2006).
- [14] 榎戸輝揚：天文月報 **105**, 431 (2012).
- [15] 牧島一夫：天文月報 **108**, 721 (2015).
- [16] パリティ2015年8月号「特集：マグネター」(丸善出版, 2015).
- [17] R. C. Duncan, Thompson, C. ApJL **392**, L9 (1992).
- [18] C. Thompson and R.C. Duncan, MNRAS **275**, 255 (1995).
- [19] Thompson and R.C. Duncan, ApJ **473**, 322 (1996).
- [20] F.P. Gavriil *et al.*, Nature **419**, 142 (2002).
- [21] K. Hurley *et al.*, Nature **434**, 1098 (2005).
- [22] T. Terasawa *et al.*, Nature **434**, 1110 (2005).
- [23] A. Tiengo *et al.*, Nature **500**, 312 (2013).
- [24] M. Malheiro *et al.*, PASJ **64**, 56M (2012).
- [25] J. Trümper *et al.*, A&A **518**, A46 (2010).
- [26] J. Black *et al.*, Nucl. Instrum. Methods in Physics Research A **581**, 755 (2007).
- [27] R. Fernández and S. W. Davis, ApJL **730**, 131 (2011).
- [28] P. Mészáros *et al.*, ApJ **324**, 1056 (1988).
- [29] Hitomi Collaboration, Nature **535**, 117 (2016).
- [30] S. Fujioka *et al.*, Scientific Reports **3**, 1170 (2013).
- [31] N.R. Ikhsanov and M.H. Finger, ApJ **753**, 1 (2012).

小特集 キロテスラ級磁場で拓く新しいプラズマ科学

4. 強磁場下での電子ビーム不安定性による構造形成

4. Structure Formation through an Electron Beam Instability under a Strong Magnetic Field

田口 俊弘

TAGUCHI Toshihiro

摂南大学 理工学部 電気電子工学科

(原稿受付：2016年9月20日)

強磁場下での電子ビーム不安定性により引き起こされる現象について、線形成長から非線形発展、さらには構造形成まで、理論・シミュレーションを用いた最近の研究について解説する。断面2次元問題では、Weibel不安定性により横方向にビームが分裂した後、合体して大きな構造を形成する様子を示し、磁場があるときと無いときの違いを紹介する。ビームの進行方向の変化を考慮した2次元シミュレーションでは、進行方向の変動に伴う電流の集中が磁気双極子に成長して磁場エネルギーの増大が起こることや、2次的な非線形成長により大強度ホイッスラー波が発生してビームの停滞現象が起こることなどを示す。

Keywords:

fast ignition, relativistic electron beam, strong magnetic field, Weibel instability, magnetic dipole, whistler wave

4.1 はじめに

高速の荷電粒子がプラズマに突入することにより発生するビーム不安定性は、実験室プラズマ・宇宙プラズマにおいて様々な場面で登場する応用範囲の広い問題である。このとき、背景に強磁場が伴うことが多く、実験室系では磁場閉じ込めプラズマでのビーム注入があり、宇宙プラズマでは、地球磁気圏をはじめ、恒星表面のプラズマ活動や超新星爆発など、様々な場面でビーム・プラズマ相互作用が発生する。

これに対し、筆者の専門分野であるレーザープラズマでは、これまで積極的に強磁場を印加することは考慮されてこなかった。これは、プラズマの密度が固体密度かそれ以上であるため、電子プラズマ周波数 ω_{pe} が大きくなり、かなり強い磁場を加えなければ、その電子サイクロトロン周波数 ω_c が無視できるからである。

しかし、本小特集2章などで説明されているように、レーザープラズマを利用したキロテスラ級の磁場発生が可能になり[1]、この分野でも強磁場を積極的に利用したプラズマ実験を実施することができるようになって、今後の発展が期待されている。本章では、高密度プラズマに対して強磁場を加えた場合のレーザープラズマ相互作用について、最も短い時間スケールで発生する電子ビーム不安定性を主題として、その線形・非線形発展から構造形成に至る過程について述べる。

超高強度レーザーと物質の相互作用により発生する「超高強度レーザープラズマ」の物理的意義は、極めて瞬時的ではあるが、固体密度よりも高密度かつ高エネルギー密度の

プラズマを生成することが可能なことである。これにより宇宙レベルの高エネルギー密度の研究が実験室系で実現できる。そもそも、超高強度レーザーというのは光学技術を使って光のエネルギーを時間的に凝縮する装置である。例えば、1Jのエネルギーでも、1psに集中すれば、1TWというとてもないパワーが得られ、さらに、このエネルギーをレンズで絞って集光すれば、空間的な電磁エネルギー密度も上がり、得られる電場は電子を瞬時に相対論的速度まで加速することが可能である。大阪大学の新型レーザーLFEXを使えば、1PWを超える出力が得られ、現在、これを用いた極限に近い状態を実現する実験が行われている。

さて、レーザー核融合爆縮のようなナノ秒の時間スケールで発生するレーザープラズマでは、電子とイオンの電荷分離を無視することができ、「プラズマ」といっても、全体的な運動においては中性気体として扱うことができる。これに対し、ピコ秒、あるいはフェムト秒スケールの超高強度レーザーを使ったレーザープラズマでは、高密度プラズマでも電子とイオンの応答速度の差が顕著になり、本来の「プラズマ」としての挙動が陽に現れる。しかも、相対論的効果が入ったり、非平衡性の強い記述が必要であるなど、従来無視されてきた様々なプラズマ物理の要素を導入する必要がある。超高強度レーザープラズマは、宇宙プラズマのような極限状態を地上で実現する可能性を持った最先端のプラズマ物理学研究手段なのである。この極限プラズマ状態にキロテスラ級強磁場発生技術を組み合わせれば、極限状態での「磁化プラズマ」が実現し、さらに広い

パラメータ領域でのプラズマ実験が可能となる。

4.2 レーザーによる高速電子発生と高速点火方式レーザー核融合

超高強度レーザーを固体ターゲットに照射すると大量の高速電子が発生する。超高強度レーザーというのは、レーザーの集光強度が 10^{18} W/cm²を越える場合を言うが、これはレーザーの振動電場による電子の非相対論的振動速度 $v_{osc} = eE_0/m_e\omega$ が真空中の光速 c 以上になることを意味する。ここで、 E_0 はレーザー電場の振幅、 ω はレーザーの周波数、 m_e は電子の静止質量である。超高強度レーザー中の電子運動では、電子振動とレーザーの振動磁場によるローレンツ力が重要となり、これによって電子はレーザーの進行方向に加速される。Wilks等によれば、高密度プラズマに電磁波を垂直入射した場合、電子が受けるローレンツ力は次式で与えられる[2]。

$$f_p = -\frac{\partial}{\partial x} \left(m_e c^2 \sqrt{1 + \left(\frac{eE(x,t)}{m_e\omega} \right)^2} \right) \quad (1)$$

これは、 $J \times B$ 加速と呼ばれている。ここで、 $E(x,t)$ は高密度プラズマ中での電場である。 x は真空とプラズマの境界位置を基点としたプラズマの深さであり、プラズマの電子密度がカットオフ密度より高い、すなわち $\omega < \omega_{pe}$ の場合には x が増加するにつれて $E(x,t)$ は0に近づく。このため、電子ビームの運動エネルギーは、平均的に、

$$E = m_e c^2 \left(\sqrt{1 + \left(\frac{eE_0}{m_e\omega} \right)^2} - 1 \right) \quad (2)$$

となる。 E_0 は真空中でのレーザー電場の振幅である。 E_0^2 はレーザー強度に比例するので、強度が上がるほど相対論的エネルギーを持った電子が発生して、高密度のプラズマ領域に突入することになる。電子ビームの密度はカットオフ密度程度である。

このような超高強度レーザーにより発生する高密度の相対論的電子ビームを用いて核融合反応をアシストしようというのが高速点火方式レーザー核融合である[3]。従来のレーザー核融合は、燃料ターゲットに球対称にレーザーを照射することでターゲットを圧縮・加熱し、核融合を達成しようというものである。これを中心点火方式という。中心点火方式は、圧縮と加熱という相反する現象を同時に起こさねばならず、エネルギーの非常に大きいレーザーを用いて高い圧縮率を達成する必要がある。このため、加速度が大きく、これに伴うレーリーテラー不安定性を抑えることが大問題となる。

高速点火方式は、圧縮と加熱を別のレーザーで達成しようというものである。まず球状に照射したレーザーである程度圧縮してから、加熱レーザーで点火する。このため、圧縮レーザーの必要条件は中心点火方式ほど大きくはない。よってレーリーテラー不安定性も抑制される。加熱レーザーには超高強度レーザーを使用し、カットオフ密度付近で発生した高速電子が燃料までエネルギーを伝達することで加熱する。

ただし、電子は軽いので様々な揺動により軌道が曲がってしまう。例えば、ターゲット表面の凹凸や様々な不安定性により電子の角度分散が広がると、中心の圧縮燃料に到達する電子数が減り、加熱効率が低下する。そこで、この横方向の運動を、強磁場を加えることで制限し、不安定性を抑えつつ電子ビームの発散角を小さくするというアイデアが、強磁場の一つの応用として出されている。筆者らは、この現象を理論やシミュレーションを使って解析し、色々な観点から強磁場下での電子ビーム伝播に伴う現象を研究してきた。ここではそのうちの代表的なものを紹介する。高速点火方式レーザー核融合に対して、強磁場の印加が実際にどの様な効果を及ぼすかについては第5章に譲る。

4.3 強磁場下での電子ビーム不安定性と構造形成

上記のように、エネルギーの高い電子ビームが高密度プラズマ領域を通過すると、様々な不安定性が発生する。不安定性というのは、自由エネルギーの解放である。例えば、レーリーテラー不安定性とは、軽い流体の上に重い流体を乗せて界面に揺動を与えれば、その揺動が増幅して最終的に軽い流体と重い流体が入れ替わる現象である。初期の状態に比べて最終状態は重心が低くなっている。すなわち、重い流体が下方に移動することで、余剰な重力エネルギーが解放されることになる。エネルギーの解放過程は、その初期においては、線形的な揺動の増幅であるが、振幅が大きくなって非線形の領域になれば、エネルギーの解放が構造形成という結果も生み出す。レーリーテラー不安定性では、波長が短いほど成長率が高いが、揺動の増大に伴って、細かい揺動が融合して大きな構造への発展も起こる。

ここで、「構造」というのは、プラズマ中に出現する空間スケールの大きな形状のことである。線形成長では各モードが独立に成長するため、最も成長率の高い波長をスケールとした細かい揺動が発生するが、各モードの振幅が大きくなって非線形効果が顕著になると、モード間結合が起こって成長する波長分布が変化する。このとき、高調波が発生することで波長の短いモードに移行するのが「カスケード」、逆に短波長モードが融合して波長の長いモードに移行するのが「逆カスケード」である。エントロピー増大の観点からいえば、カスケードによって細かい揺動を多数作って散逸する方に発展する。例えば乱流などがその代表である。このため、プラズマ中に構造が現れるには、自由エネルギーの注入により非線形効果を維持し、散逸よりも速く逆カスケードが起こって、波長の長いモードを選択的に励起または成長させるメカニズムが必要になる。強磁場の印加は、プラズマの運動に対して特定の方向に運動を制限する効果があるため、散逸を抑制して構造形成を起こしやすい状況を作っているとも考えられる。

さて、超高強度レーザープラズマ相互作用により発生した相対論的電子ビームは、電子ビームの密度が高く、速度が相対論的であるため、その自由エネルギーは大きく、これを解放するために様々な不安定性が発生する。電子ビームが高密度プラズマに突入すると、電流を保存しようとし

て背景電子が逆方向に流れる。これにより、全体的に2流体状態になり不安定となるのである。この2流体不安定性には2種類存在する。

一つは、進行方向の揺動によるもので、いわゆる静電2流体不安定性である。これは、自由エネルギーが静電場に変換されるもので、電子の減速や加熱（速度分布の拡大）が起こる。もう一つは、進行方向に垂直な揺動によるもので、これをWeibel不安定性という[4]。Weibel不安定性は、電流の分離を起こす。電流の分離は磁場の発生を伴うので、電磁2流体不安定性とも呼ばれている。発生した磁場が電子を散乱するので、これが高速点火方式の加熱効率を下げの一因となる。

このWeibel不安定性の特徴を示すため、線形解析から得られた成長率を図1に示す[5]。

図1は、Weibel不安定性が外部磁場の影響をどのように受けるかを示している。Weibel不安定性は、揺動の波数 k_x が小さい領域では波数が大きくなると共に成長率が増大するが、ある程度以上になると逆に減少し、ある波数、 k_{max} 以上になると安定化する。このため、成長率に最大値が存在する。図1はこの最大値の外部磁場依存性を示したものである。ここで、電子ビームの速度は $0.9c$ 、電子ビームの密度と背景電子の密度比は $1:9$ である。揺動はビームの進行方向に対して垂直なモードのみを考えているので、静電2流体不安定性は含まれていない。初期の電流は0になるように背景電流を与えている。背景電子の温度は 5 keV で一定、イオンは静止していると仮定している。図は、電子ビーム温度 T_h が 10 keV , 50 keV , 100 keV の3種類の結果を示している。図中に示した ω_c は印加磁場 B_0 で評価した電子サイクロトロン周波数 (eB_0/m_e)、 ω_{pe} は背景プラズマ密度 n_0 (電子ビーム密度の10倍) で評価した電子プラズマ周波数 ($\sqrt{e^2 n_0 / \epsilon_0 m_e}$) である。

図1に実数で示したのが線形分散関係から計算した結果、●が粒子シミュレーション (PIC) で計算した結果で線形理論とほぼ一致していることがわかる。ここで、線形分散関係には、相対論効果、運動論効果、有限ラーモア半径効果を含めている。図よりわかるように、外部磁場を増大させれば、Weibel不安定性が抑制され、磁場がある値を越

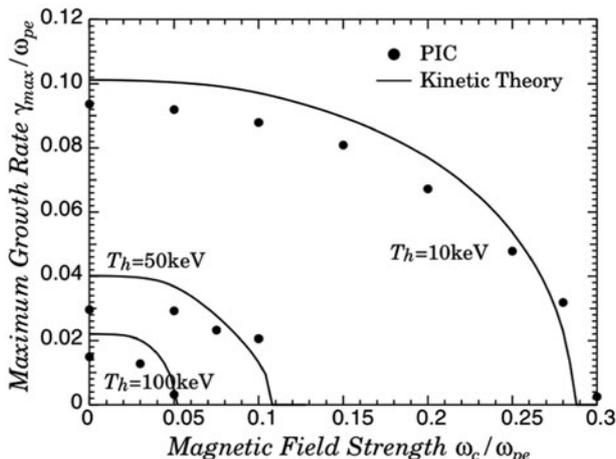


図1 Weibel不安定性による成長率の最大値。

えれば、成長率が0になる、すなわち安定化することがわかる。これは、強磁場をビームの進行方向に印加することでビームの横方向の運動が制限されるためだと考えられる。図1は、Weibel不安定性がビーム温度 (T_h) の増加によっても安定化することを示している。これは、温度が増大することで、電流分離が明確でなくなるからだと考えられる。この磁場を印加することによるWeibel不安定性の抑制が、高速点火方式における強磁場を印加する意義の一つである。

この横方向のWeibel不安定性の非線形発展を調べるため、断面2次元の粒子コードによる解析を行った。図2と図3に結果を示す。図2は印加磁場のない場合、図3はビームの進行方向 (z 方向) に $\omega_c / \omega_{pe} = 0.25$ に相当する磁場を加えた場合の電子ビーム密度の時間発展を示している。ここで、ビーム電子 (紙面表面向き) と背景電子 (紙面裏面向き) の密度比は $1:9$ であり、速度は $0.9c$ で初期の電流は0になるように背景電子にもドリフト速度を与えている。また、ビーム温度は 10 keV 、背景電子温度は 5 keV である。シミュレーションは x 方向も y 方向も周期的境界条件で計算している。

図2 (a) のように、ビームはまず細かいスポットに分裂する。このシミュレーションは2次元なので、紙面に垂直な z 方向は一様である。濃淡は背景プラズマ密度で規格化した値で決めているので、各スポットの電子ビーム密度はほぼ背景プラズマ密度まで達していることがわかる。背景電子はフィラメント領域から押し出されているので、各スポットはビーム電子のみ流れている領域、電流フィラメントである。この電流フィラメントの生成はWeibel不安定性によるもので、初期のスポットサイズは、最大成長率モードの波長で決まる。各電流フィラメントの内部では同方向に電流が流れているために引力が働き、時間が経つにつれて、互いに合体 (マーキング) をくり返して、図2 (b)、さ

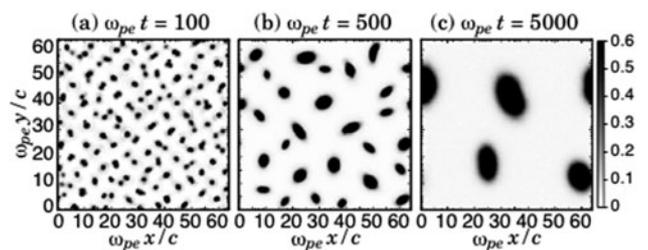


図2 Weibel不安定性による電子ビームのマーキング (磁場がない場合)。

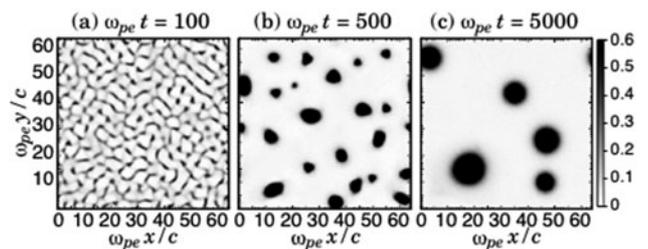


図3 Weibel不安定性による電子ビームのマーキング (印加磁場 $\omega_c / \omega_{pe} = 0.25$ の場合)。

らには図2(c)のように面積の大きなフィラメントに成長していく。フィラメントの電子密度は背景電子密度との釣り合いで決まるため、合体後の電子フィラメント密度もほぼ同じであるが、横方向の速度分布が広がるため、ビームの平均速度は減少する。

この非線形発展は図3のようにz方向に磁場を印加しても同様に起こるが、磁場による旋回運動を伴うため、スポット形状が少し異なることがわかる。まず、図3(a)のように、スポットになる前に蜂の巣のような形になり、それからスポットに分裂する。分裂した後は、磁場がない場合と同様に合体をくり返すが、その速度は遅く、また、スポットの形状が磁場がない場合よりも円形に近い。磁場が無い場合には2個のフィラメントが合体する際の加速により、合体した後もその方向の速度分布の広がりが大きいまま残って楕円形になる。これに対し、磁場を印加すると、旋回運動により平均化されるため円形に近くなると考えられる。この問題においては、磁場の印加は、どちらかという、構造形成を抑制する方向に働いている。

4.4 進行方向の変動に伴う磁気双極子構造の形成

前節では、ビームに垂直な2次元シミュレーションの結果を用いて、Weibel不安定性の時間発展と構造形成、およびそれに対する強磁場印加の効果について述べた。この問題では磁場の印加は電流フィラメント運動の抑制にしか効果がなかったもので、構造形成という観点からはさほど特筆すべき結果は出なかった。これに対し、ビーム方向の変動も含めると様子が異なってくる。その一つが Jiaらの研究により見いだされた磁気双極子構造の形成である。彼らの研究結果の一例を図4に示す[6]。

図4は、ビームの進行方向(z方向)とそれに垂直な方向

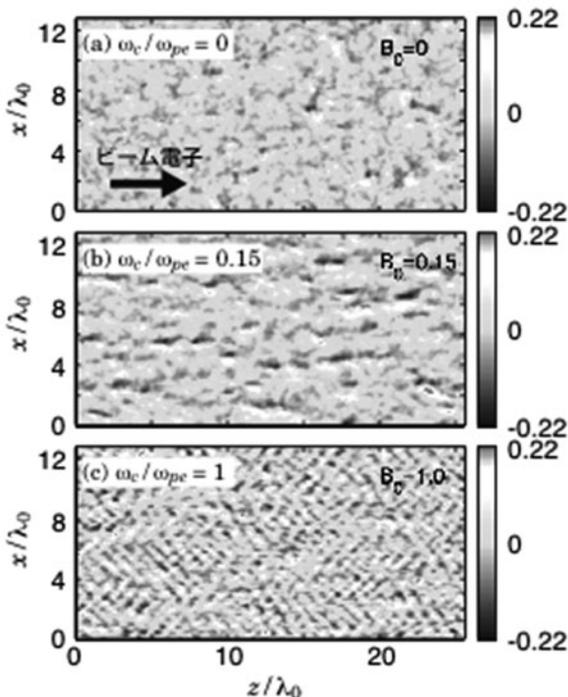


図4 磁場印加による自発磁場構造の変化。

(x方向)の2次元シミュレーションにより得られた、紙面に垂直な規格化磁場 ($eB_y/m\omega_{pe}$) の分布である。(a)は磁場が無い場合、(b)は $\omega_c/\omega_{pe} = 0.15$ の磁場、(c)は $\omega_c/\omega_{pe} = 1$ の磁場をビームの進行方向に加えて時間発展を計算し、 $\omega_{pe}t = 28\pi$ の時刻での値をそれぞれ示している。ここで、右向きの電子ビームの速度は $0.978c$ 、電子ビーム密度と背景電子密度の比は $1:6$ で背景電子は総電流が0になるように初期速度を与えている。これらの図で座標は $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_{pe}$ で規格化している。

図4の3種類の磁場強度に対する結果を比較すると、外部磁場を加えることで白黒の対、すなわち、N極(紙面手前向き)の磁極とS極(紙面奥向き)の磁極が対になった磁気双極子が数多く形成されていることがわかる。この磁気双極子のサイズは磁場が強くなるほど小さい。ビーム方向を含めたシミュレーションの場合、Weibel不安定性による電子ビームの分裂は断面シミュレーションと同様に起こるが、それらが合体するときは、ビーム方向の変動により、ビーム方向の集中も起こる。この結果、電子ビームが集まった場所の上下に双極子構造が見えるのである。この現象は印加磁場が無い場合でも起こるが、印加磁場が無い場合には熱運動により双極子構造を長時間保てず、図4(a)の時点ではもはや明確な構造が見えなくなっている。

これに対し、 $\omega_c/\omega_{pe} = 0.15$ のシミュレーションをさらに続けると、図5のようになる。

図5は図4(b)のその後 ($\omega_{pe}t = 64\pi$) の様子を示しているが、点線の四角で囲ったようなより大きな双極子構造が形成されていることがわかる。この双極子構造は、E-MHD (Electron MHD) 理論により記述される安定な構造である。すなわち、時間が経過するにつれて、小さな磁気双極子が集まって、自己組織化により大きな双極子構造を形成するのである。

このときの磁場エネルギーの時間変化を調べたところ、線形成長が飽和した後も増加し、電子ビームから磁場へのエネルギー変換が続くことがわかった。これは宇宙における大規模磁場生成の観点からも注目される。これに対し、図4(a)や図4(c)の場合には徐々にエネルギーが減少した。上記のように、外部磁場が無い場合には熱運動によりその形状を留めることができずに、徐々に磁場が減衰するためである。これに対し、図4(c)のように印加磁場がかなり強い場合には、ラーモア半径が小さくて、横方向の運動が抑制されるため、小さい双極子が合体して大きな構造になるのを妨げるからである。詳細な解析によれば、図5の

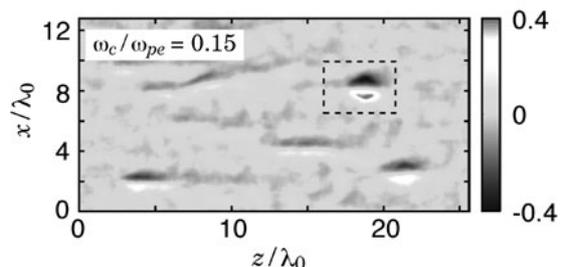


図5 磁場印加による磁気双極子形成。

ように成長するのは $0.05 \leq \omega_c/\omega_{pe} \leq 0.3$ の範囲であることがわかっている。

4.5 大強度ホイッスラー波の形成による電子ビームの阻止

さて、ここまでのシミュレーションはビーム電子と背景電子の流れを初期状態として与えて周期的境界条件で計算したものである。このため、エネルギーの総量が固定されていて、初期の自由エネルギーを使い果たせば進展は止まる。非線形性を保って、構造形成を持続し、より大きな構造に発展させるためには、エネルギーの注入と排出を導入した開放系のシミュレーションが必要である。次にその例を示そう [5, 7]。

図6と図7はビームを左の境界から突入させたシミュレーション結果で、背景プラズマ密度で規格化した電子ビーム密度を示している。ここでビームの速度は $0.95c$ 、ビーム温度は 100 keV 、背景電子温度は 10 keV である。このシミュレーションは、大きな領域で計算するために背景電子は流体、ビーム電子は粒子で計算するハイブリッドコードを用いている。イオンは静止している。図6は磁場が無い場合、図7は $\omega_c/\omega_{pe} = 0.3$ の磁場を進行方向 (z 方向) に加えた場合である。両方とも $\omega_{pe}t = 1600$ の時点の電子ビーム密度を示している。これらのシミュレーションは、 z 方向の左端から所定のドリフト速度、所定の温度を持った電子ビームを注入し、右端から出た粒子は棄却している。また、両端に減衰領域を設けて電磁場・流体場の量を境界値に漸近させている。

印加磁場のない場合、図6を見ると、 $\omega_{pe}z/c = 70$ あたりには、ビームの集中が見られる。これは、Weibel 不安定性に

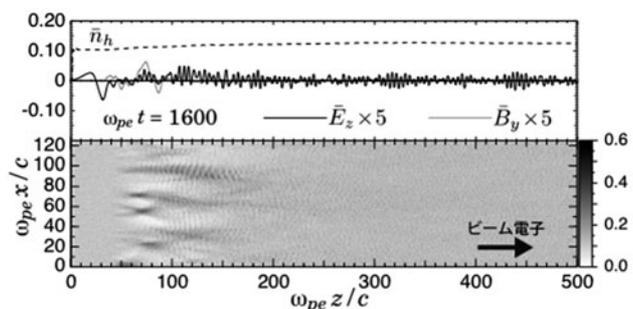


図6 電子ビーム注入によるシミュレーション結果 (磁場がない場合)。

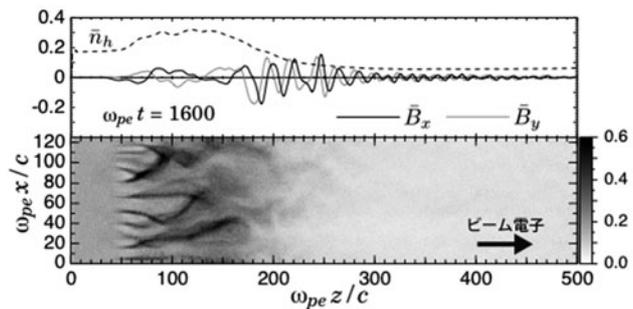


図7 電子ビーム注入によるシミュレーション結果 (印加磁場 $\omega_c/\omega_{pe} = 0.3$ の場合)。

より電流フィラメントに分裂した後、隣り合ったフィラメントが近づいて合体したことによる。前節で述べた初期の磁気双極子構造に相当する。この濃淡図の上方に示しているのは、いくつかの場の量をビームの進行方向に垂直な方向 (x 方向) に平均した量である。この図を見てわかるように、電子密度の平均 \bar{n}_h がこのビーム集中領域の後に少し上昇している。これは、ビームの合体に伴って散乱が起これ、進行方向の平均速度が減少するためである。図には、ビーム方向電場 \bar{E}_z や紙面に垂直な磁場 \bar{B}_y も示している。ビームの集中点付近に少し大きな \bar{B}_y が見えているのは磁気双極子の形成によるもので、波長の短い \bar{E}_z が見えているのは、静電2流体不安定性により成長した静電波が残っているためだと考えられる。

これに対し、 $\omega_c/\omega_{pe} = 0.3$ の磁場を印加した結果、図7は、図6と大きく異なる。まず、 $\omega_{pe}z/c = 100$ 辺りの電子密度が大きく上昇している。逆に、 $\omega_{pe}z/c > 200$ では電子密度が減少していることから、電子は何らかの力で流れを阻止されていることがわかる。

この電子ビームの停滞を引き起こす原因は図7の上に向けた平均磁場の図を見るとわかる。ここでは、 x 方向と y 方向の平均磁場、 \bar{B}_x と \bar{B}_y を示している。図よりわかるように、波長の長い \bar{B}_x と \bar{B}_y の波がちょうどどみのある先に現れている。また、 \bar{B}_x と \bar{B}_y は位相がほぼ90度ずれているので、この波が円偏光電磁波であることがわかる。磁場を印加すれば、電子のサイクロトロン周波数より低い周波数の電磁波、ホイッスラー波が存在するが、この図は、まさに大強度のホイッスラー波が発生していることを示している。すなわち、ホイッスラー波のポンデラモーティブ力により電子ビームが停滞すると考えられる。

この停滞効果は、磁場を強くすると弱くなる。これは、ホイッスラー波の群速度が ω_c に比例して大きくなるため、電子ビームに対する相対速度が小さくなってよどみの効果が少なくなるためと考えられる。

残された問題は、なぜ大振幅のホイッスラー波が励起されるかである。ホイッスラー波はサイクロトロン周波数より低い周波数を持つ右回り円偏波のため、 $\omega < \omega_c$ であり、この波と直接共鳴をする電子はホイッスラー波の進行方向と逆向きに走っていなければならない [8, 9]。よって、電子ビーム速度が低く、温度が高い場合には共鳴電子が存在するが、相対論的な高速電子ビームの場合には起こりにくい。

調べた結果、この大強度ホイッスラー波の発生は、線形成長が飽和した後の2次的な非線形成長によるものであることがわかった [7]。ビームの進行方向の揺動を含めた成長率に対する印加磁場の効果を示すため、図8にビーム方向の波数 k_z と垂直方向の波数 k_x を含めた2次元波数空間での線形解析による成長率分布を示す。

ここで、電子ビーム密度やドリフト速度、温度などは図6や図7と同じである。図8 (a) は $\omega_c/\omega_{pe} = 0.01$ の磁場を加えた場合で、ほぼ磁場が0の場合に相当する。このとき、成長モードには2種類存在する。 $ck_z/\omega_{pe} = 1.2$ の付近にピークを持つモードはビームの進行方向に波数を持つ

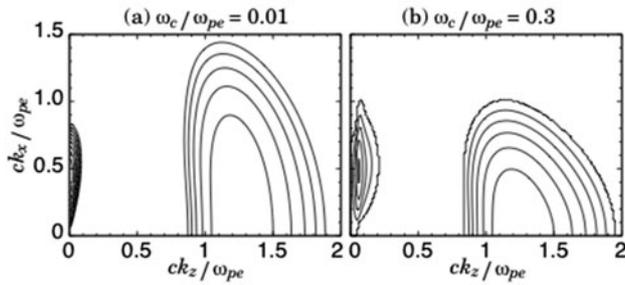


図8 2次元波数空間における成長率分布.

で、静電2流体不安定性である。これに対し、 $ck_x/\omega_{pe} = 0.5$ 付近にピークを持つのがWeibel不安定性である。これに対し、 $\omega_c/\omega_{pe} = 0.3$ の磁場を印加した場合(図8(b))を見ると、まず静電2流体不安定性の領域が狭くなっている。これは、磁場印加により x 方向の運動が制限されるためである。一方、 k_x 軸上にあった純粋なWeibel不安定モードは消えている。しかし、ピークが k_z 方向にずれた成長モードが存在する。このモードは、斜め伝播ホイッスラー波を励起する[10]。この線形成長過程で発生した斜め伝播ホイッスラー波が非線形効果により逆カスケードを起こし、ビーム方向に伝播する大強度の低周波ホイッスラー波として成長するのである。

このような大強度ホイッスラー波発生による電子ビームの停滞メカニズムが、強磁場中での相対論的電子ビームの突入という、比較的シンプルなモデルの解析で見いだされたのは興味深い。高速点火核融合のような実験室プラズマだけでなく、宇宙における高エネルギープラズマ現象でも様々な場面で起こる可能性があると考えられる。

もっとも、この結果は高速電子を使った高速点火レーザー核融合の観点からいえば、あまり好ましい結果とはいえない。電子ビームの流れを阻止するのであるから、どちらかといえば効率を下げる方向に働く。角度分散を抑えようとして、返って流れをストップさせてしまうという皮肉な結果になったともいえる。

4.6 今後の展望

本章では、レーザープラズマにおける強磁場印加とい

う、これまでなかったジャンルの研究の一端を解説した。超高強度レーザーの出現以来、超短時間で発生する自発的な磁場発生の話はあったのだが、外部から強磁場を加えてプラズマをコントロールするという話はあまり議論されてこなかった。レーザープラズマの研究者にとっては、教科書に出ている磁場中で発生する様々な波動、アルフベン波、ホイッスラー波、X波などは無視しても良かったのである。しかし、これからはレーザープラズマでも、強磁場を加えた、より広範囲のプラズマ物理現象を解析しなければならない。外部磁場を印加したときの様々な波は、CMA図(Clemmow-Mullaly-Allis図)に分類されているが、強磁場下での高密度相対論的プラズマにおける新しいCMA図を描く必要があるかもしれない。

本章では、磁気双極子への自己組織化や大強度ホイッスラー波の形成など、電子運動スケールの研究成果のみ紹介し、イオンの運動は無視した。これにイオンの運動を加えれば、さらにプラズマ全体の構造形成に発展する。例えば、宇宙線の加速などで重要な役割を果たす無衝突衝撃波の形成について、磁場のあるときと無いときで加速効率が異なるなどの研究結果も報告されている[11]。超高強度レーザープラズマによって実現が可能になった、強磁場下での高密度相対論的プラズマという新しい研究分野の今後の発展に大いに期待するものである。

参考文献

- [1] S. Fujioka *et al.*, Sci. Rep. **3**, 01170 (2013).
- [2] S.C. Wilks and W.L. Kruer, IEEE J.Q. Electronics **33**, 1954 (1997).
- [3] M. Tabak *et al.*, Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994).
- [4] E.S. Weibel, Phys. Rev. Lett. **2**, 83 (1959).
- [5] T. Taguchi *et al.*, J. Physics: Conference Series **688**, 012117 (2016).
- [6] Qing Jia *et al.*, Phys. Rev. E **91**, 023107 (2015).
- [7] T. Taguchi *et al.*, *to be published in J. Plasma Phys.*
- [8] S.P. Gary *et al.*, J. Geophys. Res. **80**, 4197 (1975).
- [9] S.P. Gary, J. Geophys. Res. **90**, 815 (1985).
- [10] C.F. Kennel, Phys. Fluids **9**, 2190 (1966).
- [11] K. Mima *et al.*, J. Physics: Conference Series **717**, 012070 (2016).



小特集 キロテスラ級磁場で拓く新しいプラズマ科学

5. 慣性閉じ込め核融合への磁場応用

5. Applications of Magnetic Field to Inertial Confinement Fusion

城崎 知至

JOHZAKI Tomoyuki

広島大学大学院工学研究院

(原稿受付：2016年7月22日)

中心点火レーザー核融合ならびにZ-ピンチによる磁化ライナー慣性核融合(MagLIF)では数十テスラの印加磁場を爆縮により数~数十キロテスラまで圧縮し、最大圧縮時において高温点火部からの熱伝導損失抑制や α 粒子閉じ込めに利用することで点火条件を緩和させる方法が提案されている。一方、高速点火レーザー核融合では、爆縮コア加熱に用いる相対論的高速電子を外部印加磁場により爆縮コアまでガイドし、加熱効率を向上させる方式が提案されている。本章では、これら慣性閉じ込め核融合に対する磁場応用について述べる。

Keywords:

inertial confinement fusion, central hot spark ignition, liner confinement fusion, fast ignition, magnetic field

5.1 はじめに

慣性閉じ込め核融合とは、爆縮により固体の数千から一万倍まで圧縮した高密度燃料プラズマが慣性により閉じ込められているごく一瞬(数十から100ピコ秒)のうちに核融合燃焼を実現し、入射ドライバーエネルギーの100倍以上のエネルギーを取り出す制御熱核融合方式である。磁場閉じ込め核融合では磁場によりプラズマを閉じ込めるのに対し、慣性閉じ込めでは、磁場は本質的には必要としない。しかし、慣性核融合ターゲットに磁場導入し、磁場による熱伝導損失の抑制と、核反応生成荷電粒子の閉じ込めによって、点火条件を緩和し、燃焼特性を向上させるというコンセプトは50年以上前から提案され、数値計算等によりその特性評価がなされてきた[1-6]。これに対して、近年、実際に磁場を印加した実験が実施され、核融合特性の向上が実証され始めている[7-27]。本章では、Plasma Conference 2014のシンポジウムでの講演内容に近年の進展も加えて、慣性閉じ込め方式における磁場の応用についていくつかの例を紹介する。

5.2 磁化中心点火レーザー核融合

中心点火レーザー核融合では、中空の球殻燃料(シェルターゲット)にMJクラスのレーザーを照射して爆縮し、固体の数千倍の高圧縮状態を作ると同時に、燃料中心部に高温低密度の点火部を形成する。この中心点火部の温度と密度半径積が点火条件を満たすと点火部からの熱伝導や輻射によるエネルギー損失をDT反応生成3.52 MeV α 粒子による自己加熱が上回り、更なる温度上昇を経て爆発的な核燃焼が実現される。レーザー光をターゲットに直接照射して爆縮する直接照射方式と、ターゲットを囲むホーラム内壁

Hiroshima University, Higashihiroshima, HIROSHIMA 739-8527, Japan

にてレーザー光を輻射に変換し、この輻射により爆縮を行う間接照射方式の2方式がある。エネルギー変換効率の観点からは直接照射方式に利点があるが、有限本数のレーザーパルスによる照射不均一性は避けられない。一方、いったん輻射に変換する間接照射方式では、効率は犠牲にしても照射一様性に優れる点で、原理実証には適していると考えられる。この中心点火方式において磁場を導入し、核融合特性向上を図る実験並びに数値解析が進められている。

米国ロチェスター大のレーザーエネルギー研究所では、OMEGAレーザーを用いて主に直接照射方式の研究が進められている。近年、核融合ターゲットに数十テスラの初期磁場を印加し、爆縮による磁場圧縮と、その結果として核融合特性向上の実証を目的とした実験が行われている。最初に、 D_2 ガスを入れた円筒状のCHターゲットにヘルムホルツ型の2重コイルにより5テスラ以上の磁場を印加し、円筒爆縮することで磁場圧縮実証実験を行った[7,8]。図1に実験配置を示す。圧縮磁場は、 D^3He ガスを入れたシェルターゲットを別途爆縮し、そこから生成される14.7 MeV陽子によるバックライト法(プロトンバックライト法)により計測された。観測された圧縮磁場強度を図2に示す。爆縮燃料中心部で、磁場強度は平均で3~4キロテスラ(30~40 MG)で500倍以上の圧縮が実現された。

この実験に続いて、彼らは D_2 ガスを入れたCHシェルターゲットに一重コイルにより磁場を印加し、球状爆縮による磁場圧縮実験を実施した(図3)[11]。この時の初期磁場強度は8テスラで、プロトンバックライト法により観測された爆縮燃料中心領域の高温点火部の平均磁場強度は3キロテスラ以上であった。シミュレーションによる評価で

author's e-mail: tjohzaki@hiroshima-u.ac.jp

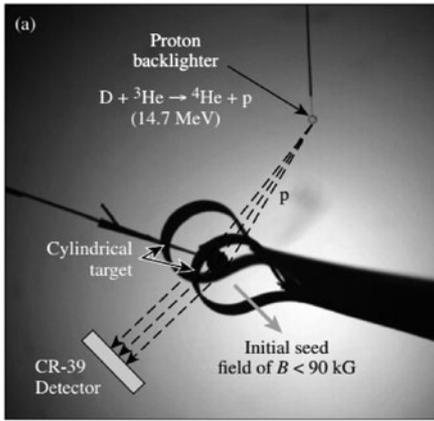


図1 円筒爆縮による磁場圧縮実験のセットアップ (参考文献 [8]の Fig.3 (a)).

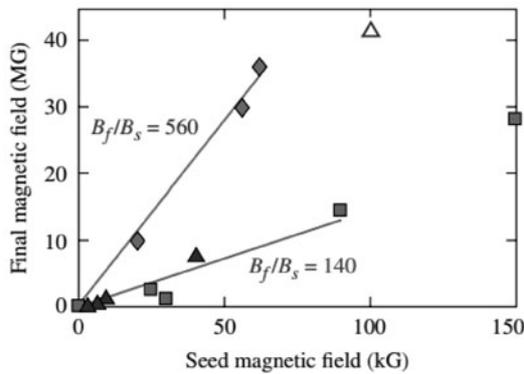


図2 初期磁場強度と圧縮磁場強度の関係 (参考文献[8]の Fig.9). 図中◇が円筒爆縮による結果[8]. 過去に行われた実験結果は■[9]ならびに▲[10]で示す.

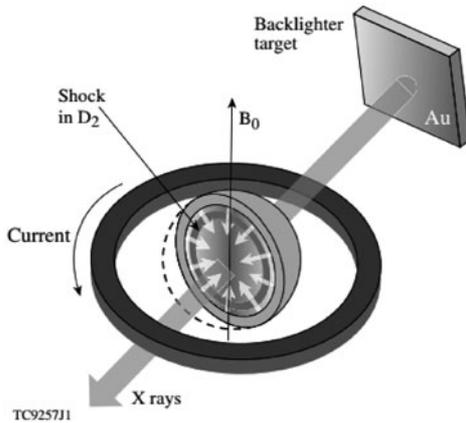


図3 球爆縮による磁場圧縮実験のセットアップ (参考文献[11]の Fig.1).

は局所的には 8 kT に達していることが示された。また、電子熱伝導によるエネルギー損失が抑制された結果、磁場印加しない場合に比べて、中心高温部のイオン温度が15%、発生中性子数が30%増加したことが実験的に示され、磁場による核融合特性の向上が初めて実証された。

この結果を経て、間接照射型中心点火方式により核融合点火実証をめざしている米国国立点火施設 NIF (National Ignition Facility) においても、磁場の導入が検討されている [12]。ターゲットの概念図を図 4 に示す。彼らは 2 次元

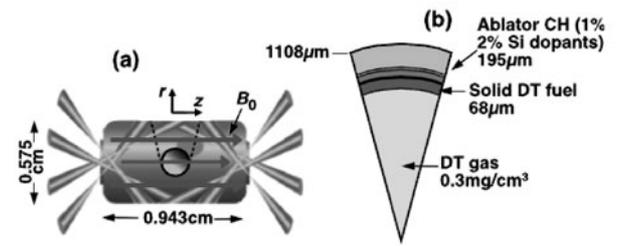


図4 間接照射型中心点火方式の NIF における磁場導入ターゲットの概念図 (参考文献[12]の Fig.1)。

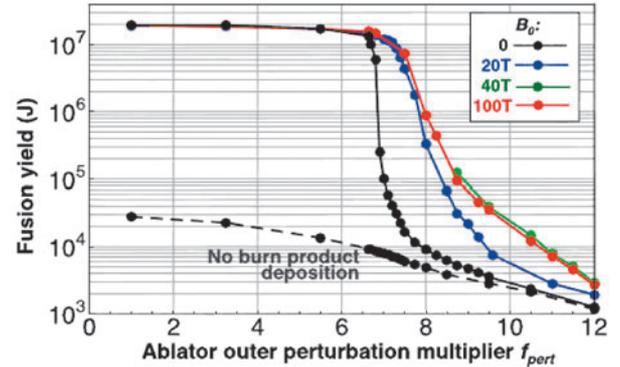


図5 ターゲット表面の標準的な擾乱振幅に対する増倍係数 f_{pert} に対する核融合出力 (参考文献[12]の Fig.2)。磁場を印加しない場合に対して、数十～100 テスラの磁場を印加した場合の方が、より大きな擾乱に対しても点火可能となっている。

シミュレーションにより NIF ターゲットに磁場を印加した場合の効果について評価した。初期印加磁場強度を 0～100 テスラとし、ターゲット初期擾乱に対する磁場の効果を評価した。爆縮によりプラズマ化されたターゲット (燃料・アブレータ) に凍結して磁場は圧縮される。このため、流体不安定性により擾乱が成長すると磁力線も大きく曲げられる。100 キロテスラクラスに圧縮された磁場が大きく曲げられると、磁気張力が働き、更なる擾乱の成長を抑える効果があることが示された (図 5)。先に述べた磁場に垂直方向の熱流抑制効果と α 粒子閉じ込め効果とともに、最大圧縮時の磁場配位がミラー配位 (ミラー比～4) となり、磁場に平行方向についても熱電子や 3.52 MeV α 粒子などの荷電粒子に対するミラー閉じ込め効果が期待されることも示された。これらの効果により、磁場印加した場合は点火に要する中心点火部の面密度 ρR や圧力が大幅に低減される可能性が指摘された。その後、さらに研究が進められ、NIF に導入するためのターゲット設計 (最初は室温の DT ガスを封入したシェルターゲットから始め、最終的にはクライオターゲットまで) や、磁場を印加した場合のホーラム内のダイナミクスのシミュレーションによる評価、ホーラムコイルによる磁場生成実験等が進められている [13, 14]。

5.3 MagLIF

MagLIF (Magnetized Liner Inertial Fusion; 磁化ライナー慣性核融合) [15] は、サンディア国立研究所 (SNL)

のZ-マシンを中心に研究が進められている方式で、その概念図を図6 [16]に示す。MagLIFは、円筒管内に密度1~5 mg/cm³の核融合燃料ガスを閉じ込め、最初に10 T程度の縦磁場を印加して磁化させる (Magnetization)。この磁場印加は前節の中心点火の場合と同様に熱伝導損失抑制とα粒子閉じ込め効果による点火条件緩和を期待するものである。次に、kJクラスのナノ秒レーザーを軸方向に照射して燃料を100 eV程度に先行加熱する (Laser Heating)。この先行加熱により磁場をプラズマに凍結させる。また、爆縮により点火温度まで断熱圧縮するのだが、初期温度が低いと点火温度まで加熱するのに高圧縮 (高半径収縮率)が必要となる。これを緩和するためにも先行加熱を行う。最後にMJクラスのパルスパワー (数十MA, パルス長~100 ns) で、燃料容器であるライナーを円筒中心に向かって加速させ、このライナーにより、先行加熱された燃料プラズマとプラズマに凍結した磁場を圧縮することで、燃料を点火温度 (~10 keV) まで加熱し、核燃焼を実現する方法である。先行加熱することにより半径収縮比 (初期燃料半径/最大圧縮時燃料半径) C_R = 20程度で、点火温度まで加熱でき、密度は1~5 g/cm³に達する。また、プラズマに凍結された磁場は円筒爆縮においてはC_Rの2乗に比例してその強度が増加する。初期印加磁場強度がB₀ = 20テスラで、C_R = 20の場合、最大圧縮時にはB = 20 × 20² = 8キロテスラに達する。この強度になると、バルク電子の磁場に垂直方向の運動は強く制限され、磁場に垂直方向、つまりは円筒半径方向の電子熱伝導が抑制される。また、DT反応で生成される3.52 MeV α粒子のジャイロ半径は30 μm程度となる。爆縮時の燃料半径は100 μm程度が想定されており、燃料半径に比べα粒子のジャイロ半径は小さくなり、α粒子の円筒半径方向の損失も無視できるようになる。このため、点火条件は円筒軸方向 (z方向) へのα粒子の損失で決まる。軸方向のサイズΔzと密度ρの積がα粒子の点火温度における飛程 (~0.5 g/cm²) より大きくなること (ρΔz > 0.5 g/cm²) が要求される。r方向のサイズについては、α粒子のジャイロ半径より十分大きければ、生成α粒子の径方向への損失は無視できるようになる。結果として、径方向に対するサイズの要請はρr = 0.001~0.01 g/cm²となり、通常の点火条件 (磁場がな

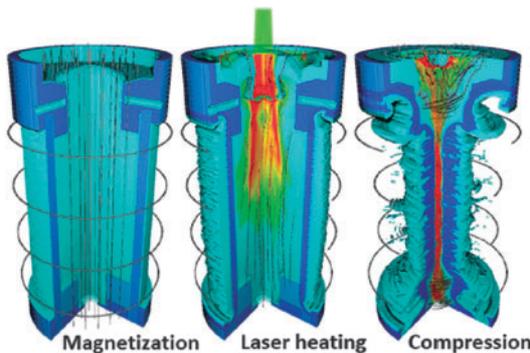


図6 MagLIFの概念図 (参考文献[16]のFig.1)。まず縦磁場を印加し、燃料をkJレーザーで先行加熱し、MJクラスのパルスパワーで爆縮し、核燃焼を実現する方式である。

いときのα粒子の飛程~0.5 g/cm²程度) に比べて径方向のサイズを大幅に低減できる点がこの方式の特徴である。

SNLのZ-マシンにおける2014年の実験[16]では、10 Tの初期磁場を印加し、4 kJのレーザーにより先行加熱し、19 MAのパルスパワーで重水素ガスを爆縮した。実験に用いたターゲットの模式図とパルス波形等を図7に示す。この時の達成パラメータは、ρ = 0.3 g/cm³, ρr = 1.5 mg/cm², Br = 0.4 MG·cm, T = 3 keVであった。磁場強度を概算すると80 MG = 8 kTとなり、点火に要する磁場強度領域に達している。この結果、熱伝導のみでなく3.52 MeV α粒子の径方向に対する閉じ込め効果が表れ、一次DD反応による中性子数2 × 10¹²、二次DT反応による中性子数5 × 10¹⁰が観測されている (図8)。ちなみに磁場印加とレーザーによる先行加熱を行わなかった場合は、イオン温度は検出不可で、一次DD反応中性子数も10¹⁰を超えてない。これらの結果は、磁場印加とレーザーによる先行加熱が有効に働いていることを示したものである。この結果を2014年のAPSDPP会議にて初めて聞いたときは、NIFが停滞している傍らで、かなり派手な結果を出してきたものだと、感動を受けた。その後は、2015年のAPS-DPP会議報告[17]にも

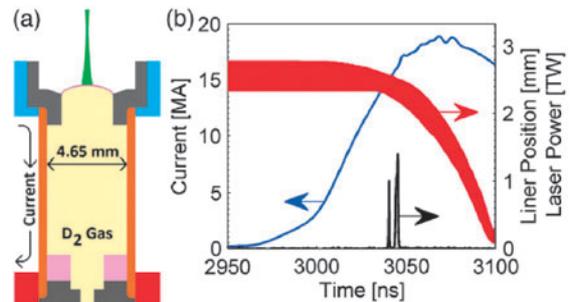


図7 (a)SNLにおける実験で用いたターゲットの模式図と (b)パルスパワーの印加電流、先行加熱レーザーパワー、ならびにシミュレーションで得られたライナーの軌跡 (参考文献[16]のFig.2)。

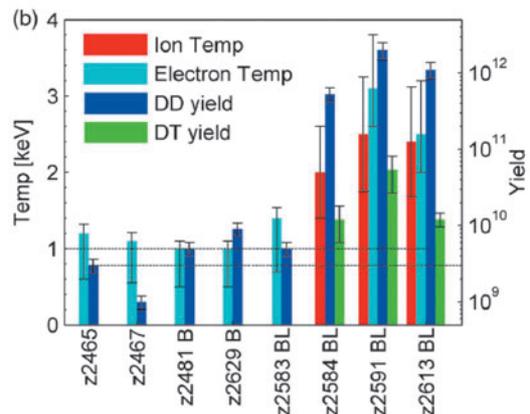


図8 SNLの実験で得られたイオン温度、電子温度、一次DD反応中性子数および二次DT反応中性子数のショット依存性 (参考文献[16]のFig.3(b))。BLが付いたショットは磁場印加とレーザー先行加熱を行ったショット、Bのみが付いたショットは磁場印加のみ、B、Lともに付いていないショットは磁場印加・レーザー先行加熱の両方を行っていないショット。

書いたように、ロチェスター大の OMEGA EP システムとその計測システムを用いた先行加熱実験や、レーザーによる円筒爆縮を用いた磁場圧縮実験が行われ、より精度を上げた実験による物理現象の理解・最適化が進められている。先に述べた NIF による間接照射中心点火方式や、ロチェスター大における直接照射方式とともに、MagLIF についても2020年に米国内の慣性核融合研究に関するレビューが行われるとのことで、今後の進展が注視されることである。

5.4 磁化高速点火レーザー核融合

高速点火レーザー核融合は、予め爆縮により高密度に圧縮した核融合燃料に、相対論的高強度短パルスレーザーを照射し、数十 ps の極短時間に燃料端を点火温度まで加熱し、核融合燃焼を実現する方式である。中心点火方式と異なり、爆縮による高温点火部を形成する必要がないため、爆縮に対する球対称性の要請が緩和される。また、燃料中心の高温点火部を必要としないため、圧縮燃料の体積が小さくなり、比較的コンパクトで高効率な核融合が実現可能という点から日本を中心に研究が進められている。

高速点火レーザー核融合では外部加熱を行うため、爆縮によって燃料中心に高温点火部を形成する必要はない。このため、原理実証実験 FIREX-I[18]では、シェルターゲットの代わりに、より流体力学的に安定な中実燃料球を用いることで、高密度コアの安定した形成が可能となった[19, 20]。一方、コア加熱過程において、レーザー生成相対論電子ビーム (REB) による高効率コア加熱の実証が最大の課題となっている。これまでの統合シミュレーションや実験解析から得られた加熱効率は1%に満たない。この要因は、(1)生成される高速電子のエネルギーが高すぎ、その飛程がコアサイズに比べて大きいため、エネルギー付与率が低いことと、(2)REBの発散角が大きく(半角で40度程度)、伝播に伴いビーム径が大きくなるため、一部の電子しかコアに当たらないことにある。

レーザー導波路確保用金コーン内に、加熱レーザーの主パルスが到達する前に低密度プラズマが生成され、この低密度プラズマと高強度レーザーとの相互作用で、エネルギーの高い電子が生成することがシミュレーションにより示された[21]。この低密度プラズマは、加熱レーザー主パルス前に存在する低強度プレパルスにより生成されることがわかり、プレパルス強度をさらに下げて、コントラスト比を高めることで、プラズマ生成を抑制し、電子の低エネルギー化に成功した[19]。

一方、発散角については、縦磁場を印加することで電子を磁力線に捕捉し、REBをコアまでガイドする方法が提案された[22]。相対論電磁粒子シミュレーション (PICシミュレーション) により、ガイドングに要する磁場強度が評価され、FIREX-Iに用いる加熱レーザーの強度領域 ($\sim 10^{19} \text{W/cm}^2$) では、数キロテスラの磁場が必要であることが示された[23]。このような高強度磁場の生成がキャパシターコイルターゲットとキロジュールクラスのハイパワーレーザーによって実験的に実証された[24]。このキャ

パシターコイルにより生成した磁場による REB ガイディング実験がフランスにて行われた[25]。キャパシターコイルで生成した磁場を平板ターゲットに印加し、そこに高強度レーザーを照射して REB を生成し、ターゲット裏面からのコヒーレント遷移放射光 (CTR 光) を計測した。この発光は裏面に到達した REB によるもので、発光スポットサイズが REB のサイズと相関する。CTR 光の計測結果から、磁場印加した場合の方が発光のスポットサイズが小さく、発光強度も強くなっており、磁場による REB ガイディングが実証された。

平板実験では REB ガイドは実証されたものの、実際に高速点火レーザー核融合にキロテスラクラスの磁場を導入する場合、磁場が爆縮に及ぼす影響、爆縮を通じて形成される磁場配位、並びにその磁場配位での REB 輸送過程が重要となる。これらの影響を評価するために統合シミュレーションが行われた[26]。金コーン付 CD 中実球ターゲットに強磁場を印加した爆縮シミュレーション (2次元球座標系) で得られた爆縮コアの密度プロファイルと磁場構造を図9に示す。磁力線垂直方向の電子熱伝導が抑制されるため、アブレーション圧に非球対称性が生じ、磁力線垂直方向での圧力が高くなることが示された。この結果、磁場を印加しない場合に比べて、爆縮が早くなり、また燃料コアは磁場を印加しない場合に比べ、細長い形状となることが分かった[27]。この中実球爆縮では、磁気レイノルズ数が ~ 1 と小さく[19]、磁場の拡散が大きい。このため爆縮に伴う磁場の圧縮率は小さく、コーン内の磁場強度 (プラズマが動かないので初期磁場強度を維持) と燃料中心部 (爆縮により磁場は圧縮されている) での磁場強度の比は ~ 3

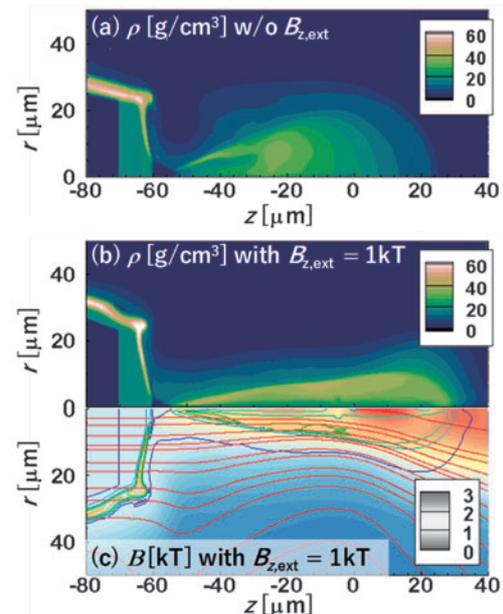


図9 コーン付 CD 中実球ターゲットに対する爆縮シミュレーション結果。(a), (b)は最大圧縮時の密度 [g/cm^3] プロファイルで、(a)は外部磁場なしの場合で(b)は1キロテスラの平行磁場 z 方向に一様に印加した場合の結果。(c)は(b)の条件での磁場強度 [キロテスラ] をカラーで、磁力線を曲線で示している。

と小さく、磁力線構造は滑らかなものとなり、REB ガイディングに適した磁場配位が形成されることがわかった。

更に、爆縮計算より得られた高密度燃料コアと磁場プロファイルを用いた加熱計算では、磁場印加によりREBが磁力線にトラップされ、燃料コアまでガイドされることが示された。この計算でも磁場によるガイディング効果を顕著にするためには、キロテスラクラスの磁場を印加する必要があることが示された。図10にはREBによる爆縮コア加熱エネルギーの印加磁場強度依存性を示す。1~2キロテスラの初期磁場を印加することで、加熱効率が2倍程度向上すること示された。

以上の結果を踏まえ、FIREX-Iにおいて、加熱レーザーの高コントラスト化によるREBの低エネルギー化と併せて、外部磁場を印加することで、コーン付中実燃料を用いた高効率な爆縮コア加熱の実証実験が2016年度に予定されている。また、中心点火やMagLIFの場合と同様に、高速点火においても印加磁場による点火・燃焼期における熱伝導損失の低減や α 粒子閉じ込め効果が期待される。今後、磁場によるREBガイドだけでなく、点火・燃焼の核融合特性への効果の評価が必要であろう。

5.5 本章のまとめ

本章では慣性閉じ込め核融合に対する強磁場の応用例をいくつか紹介した。磁場を導入することで核融合特性を向上させるアイデアは古くからあるが、それらが実験にて実証され始めている。これらの成果が慣性核融合による自己点火実証につながることを期待する。一方で、磁場閉じ込め核融合では、磁場とプラズマの相互作用が長年研究されてきたのに対し、慣性閉じ込めで本格的に取り組み始めたのはこの10年くらいではなからうか。磁場閉じ込め核融合での知見も用いつつ、更なる進展を期待したい。ただし、慣性核融合炉は基本、パルス運転であり、将来的な核融合炉において、ショットごとに磁場を印加することは現実的でないようにも思われる。原理実証において磁場の助力を受けるのはよいとしても、将来的な炉設計においては、磁場なしでも点火・燃焼が実現できる炉心設計が必須であると考える。

参考文献

- [1] J.N. Olsen *et al.*, J. Appl. Phys. **50**, 3224 (1979).
- [2] I.R. Lindemuth and M.M. Widner, Phys. Fluids **24**, 746 (1981).
- [3] M.A. Sweeney and A. Farnsworth, Nucl. Fusion **21**, 41 (1981).
- [4] I.R. Lindemuth and R.C. Kirkpatrick, Nucl. Fusion **23**, 263 (1983).
- [5] R.D. Jones and W.C. Mead, Nucl. Fusion **26**, 127 (1986).
- [6] R.C. Kirkpatrick *et al.*, Fusion Technol. **27**, 201 (1995).

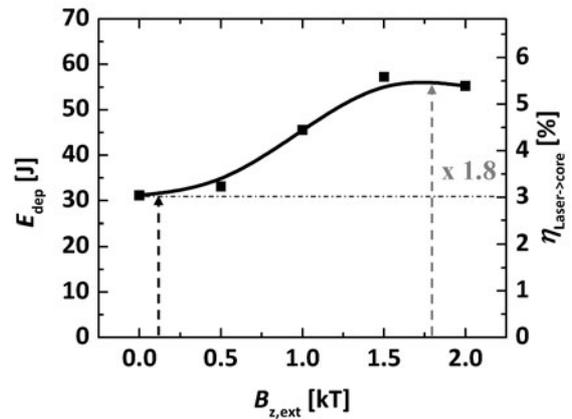
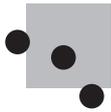


図10 REBによるコア加熱エネルギーの印加した外部磁場強度 $B_{z,ext}$ 依存性(参考文献[26]のFig.7)。右軸にはレーザーからREBへのエネルギー変換効率31% (実験による実測値)を用いてレーザーから爆縮コアへのエネルギー変換効率に換算した値を示す。キロテスラクラスの磁場を印加することで、加熱効率が1.8倍向上することが統合シミュレーションにより示された。

- [7] O.V. Gotchev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 215004 (2009).
- [8] J.P. Knauer, *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 056318 (2010).
- [9] D. Sakharov, Sov. Phys. Usp. **9**, 294 (1966).
- [10] F.S. Felber *et al.*, Phys. Fluids **31**, 2053 (1988).
- [11] P.Y. Chang, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 035006 (2011).
- [12] L.J. Perkins *et al.*, Phys. Plasmas **20**, 072708 (2013).
- [13] D.J. Strozzi *et al.*, LLNL-CONF-672979, LLNL, (2015). (2015 Anomalous Absorption Conf., Ventura Beach, CA, USA, June 2015)における発表資料)
- [14] D.J. Strozzi *et al.*, J. Plasma Phys. **81**, 475810603 (2015).
- [15] S.A. Slutz *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 056303 (2010).
- [16] M.R. Gomez *et al.*, Phys. Rev. Lett. **113**, 155003 (2014).
- [17] 長谷川裕記 他: プラズマ・核融合学会誌 **92**, 240 (2016).
- [18] H. Azechi and FIREX project, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, B267 (2006).
- [19] S. Fujioka *et al.*, Phys. Plasmas **23**, 056308 (2016).
- [20] H. Sawada, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **108**, 254101 (2016).
- [21] T. Johzaki *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 073022 (2011).
- [22] D.J. Strozzi *et al.*, Phys. Plasmas **19**, 072711 (2012).
- [23] T. Johzaki *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **688**, 012041 (2016).
- [24] S. Fujioka *et al.*, Sci. Rep. **3**, 1170 (2013).
- [25] M. Bailly-Grandvaux, "Collimation of Relativistic Electron Beams in Dense Matter by Externally Imposed Magnetic Field" Invited talk at 14th international Workshop on Fast Ignition and High Field Physics with High Power Laser, May 17-20, 2016, PACIFICO Yokohama, Japan, submitted to Nature Commun.
- [26] T. Johzaki *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **59**, 014045 (2016).
- [27] H. Nagatomo *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **717**, 012041 (2016).



小特集 キロテスラ級磁場で拓く新しいプラズマ科学

6. まとめ

6. Summary

三間 罔 興

MIMA Kunioki

光産業創成大学院大学

(原稿受付：2016年 8月12日)

6.1 はじめに

核融合プラズマの閉じ込めとエネルギー輸送、オーロラや磁気嵐等の地球磁気圏の様々な現象、太陽フレア等の太陽コロナの電磁現象、宇宙ジェットや高エネルギー宇宙線加速等の天体現象等、実験室や自然界のプラズマの挙動で、外部磁場や自己生成磁場 (Self-generated magnetic Field) が重要な役割を演じることが知られている。これらの物理現象には多くの共通点があり、実験室プラズマの電磁現象を研究し、天体プラズマの電磁現象を解明する試み (実験室宇宙物理) 等が進められている [1]。この小特集は、レーザープラズマにおける強磁場発生と関連する電磁現象を取り上げ、実験室と自然界のプラズマで共通する物理を明らかにしようとしたものである。本小特集では、実験室プラズマについて、強磁場によるレーザー加速粒子制御 (Joao Santos)、強磁場下の Electron MagnetoHydroDynamics (EMHD) 構造形成 (田口) 及び強磁場の高速点火への応用 (城崎) を話題として取り上げ、自然界のプラズマについては、天体における強磁場現象 (岩切) を取り上げた。

6.2 レーザープラズマの電磁現象

高出力レーザーと固体ターゲットとの相互作用により高温高密度状態 (高エネルギー密度状態) が作り出される。このとき、プラズマ粒子のエネルギー密度だけでなく、時には、高強度電磁場を伴う。例えば、瞬時に超高温に加熱された固体薄膜の表面で、非常に強い電場、磁場 (Sheath field) が発生することが知られている。例えば、Target Normal Sheath Acceleration (TNSA) によるレーザーイオン加速の電場や、固体ターゲット表面や裏面における相対論電子の噴水効果による磁場発生がある。これは、レーザー照射領域周辺における“非平衡プラズマの Biermann effect”による磁場発生と考えることができる。

図 1 に示すように、磁気圧 (磁場のエネルギー密度) に対するプラズマの圧力 (プラズマ粒子のエネルギー密度) の比: ベータ値 (β -value) が 1.0 程度の場合、数千万度に加熱されたカットオフ密度のプラズマでは、磁場強度が 1

キロテスラ程度でベータ値が 1 となる。超高強度レーザープラズマ (Ultra-intense laser plasma) では、電子温度が数 MeV になり、プラズマ圧力は 100 Mb となり、磁場強度 10 キロテスラで磁気圧とプラズマの圧力が等しくなる。さらに、レーザー強度 10^{18} W/cm² の輻射圧は 300 Mb でプラズマ圧力と同程度になる。

熱電効果で磁場が発生することは、L. Biermann らの論文 [2] で知られていたが、実験的には、J.A. Stamper, R. Ripin [3] や C.K. Li [4] 等により、レーザープラズマで 100 テスラ級磁場が発生することが検証された。最近、いろいろな形状のターゲットと超高強度レーザー相互作用の粒子

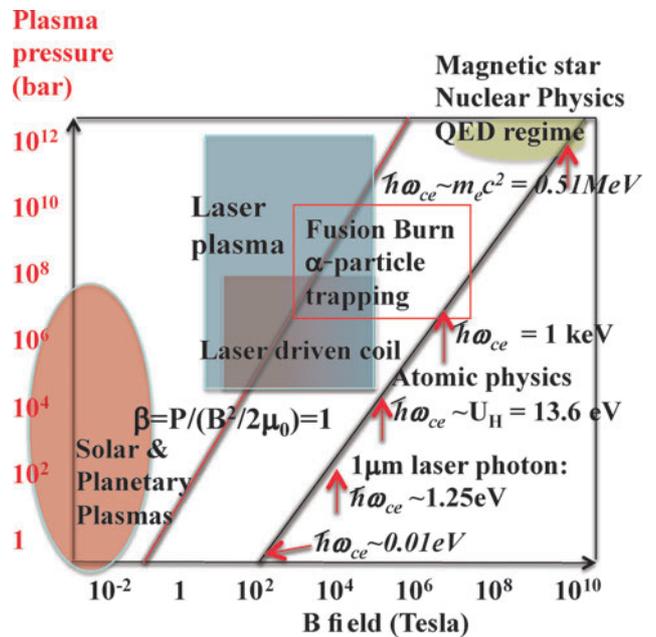


図 1 磁場強度—プラズマ圧力と関連する自然界と実験室のプラズマ。黒の実線はランダウ準位と磁場強度の関係を示し、赤の実線は磁気圧がプラズマ圧力に等しくなる場合を示す。温度 10 keV の臨界密度プラズマでは、1 キロテスラ前後で $\beta = 1$ となり、プラズマの運動は電磁流体的になる。また、10 キロテスラ程度の磁場では、ランダウ準位が原子のエネルギー準位と同程度になる。

シミュレーションにより、100キロテスラを超える磁場の発生も予測されている[5].

6.3 レーザー駆動キロテスラ磁場発生とその応用への期待

レーザー生成プラズマの熱電効果(熱起電力)を利用して、外部コイルに電流を誘導し、強磁場をプラズマの外部に発生する手法(レーザー駆動コイル)が1980年代に提案、実証された[6]. 最近、大型レーザー駆動コイルによる強磁場生成実験が日米欧で行われ、キロテスラに達する大規模($\sim\text{mm}^3$)かつ長時間($\sim\text{ns}$)磁場の発生に成功した(2章参照). この様な制御された超強度磁場の発生は新たなプラズマ研究分野を拓くと期待される. 図1に示すように、キロテスラ磁場中では、サイクロトロン周波数は光の領域に入り高密度プラズマの衝突周波数より大きくなり、高密度プラズマの規模が電子やイオンのラーマー半径より大きくなる. すなわち、高エネルギー密度磁化プラズマ研究分野の開拓が期待される. 例えば、レーザープラズマ相互作用において、ホイッスラーモード(Whistler mode)やバーンシュタインモード(Bernstein mode)が重要となり、超臨界密度プラズマとレーザーとの直接相互作用や、超高

強度レーザーと磁化プラズマの相対論的相互作用研究分野が開拓がされる. さらに、電子が磁化されることで電子熱伝導が抑制され非等方になり、レーザーアブレーションや衝撃波の発生に磁場効果が現れる. また、磁場が100キロテスラ級に達すると、プラズマ軟X線スペクトルがゼーマン効果により分裂することで、高密度プラズマ輻射輸送が磁場の影響を受けるようになる.

これらの例に見られるように“高エネルギー密度磁化プラズマ研究”は、レーザー核融合やレーザー粒子加速等の実験室プラズマのみならず、磁場が重要な役割を演じる天体プラズマ現象に関連して新たな研究領域の開拓が期待される. 今後のこの分野の展開を注視したい.

参考文献

- [1] E.G. Sweibel and M.Yamada, *Ann. Rev. Astronomy Astrophys.* **AA47-08**, 291-332 (2009).
- [2] L. Biermann, *Z. Naturforsch* **5a**, 65 (1950).
- [3] J.A. Stamper *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **26**, 1012 (1971).
- [4] C.K. Li *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 135003 (2006).
- [5] Ph. Korneev *et al.*, *Phys. Rev. E* **91**, 043107 (2015).
- [6] H. Daido *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, 1290 (1987) and *Phys. Rev. Lett.* **56**, 846 (1986).

小特集執筆者紹介



ふじ おか しん すけ
藤岡 慎介

大阪大学レーザーエネルギー学研究中心教授。大阪大学大学院理学研究科物理学専攻の協力講座を担当しています。最近には特に、高強度レーザーで生成される強磁場を利用し、新しいレーザー核融合点火方式の可能性を探り、高エネルギー密度プラズマ実験の新展開を狙っています。2017年4月から一年間、科学研究費補助金の支援の下、米国にて上記研究を推進してきます。



SANTOS João Jorge

I received Habilitation à Diriger les Recherches (HDR) at Université de Bordeaux France in 2016, and Ph. D at Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI), Ecole Polytechnique, France in 2003. I am working as an Associate Professor in Department of Physics, Université de Bordeaux - Centre Lasers Intenses et Applications (CELIA) France.



いわ きり わたる
岩切 渉

2012年埼玉大学大学院・理工学研究科博士後期課程修了。現在は理化学研究所基礎科学特別研究員。小さい頃に砂場の砂鉄で遊ぶのが好きだったのが、磁場に興味を持った理由ではないかと思っている。主な研究は、宇宙X線観測による中性子星の研究や、X線偏光計の開発など。趣味は騒々しい音楽のレコード収集とおいしい珈琲を淹れること。



た ぐち とし ひろ
田口 俊弘

摂南大学理工学部電気電子工学科、教授。主として粒子コードや粒子・流体ハイブリッドコードを使って高密度レーザープラズマの研究をしています。最近、強磁場下でのレーザープラズマ研究を始めたので、昔の教科書を使って磁化プラズマ理論を勉強し直しましたが、結構新鮮でした。15年前まではランニングにはまってフルマラソンが完走できるほどでしたが、現在は無理せずゆっくり走ってます。



じょう ざき とも ゆき
城崎 知至

広島大学大学院工学研究院・エネルギー・環境部門・准教授。博士（工学）。核融合点火をめざして、数値シミュレーションにより高速点火レーザー核融合の加熱・核燃焼解析を行っている。最近では、キロテスラ級強磁場下でのレーザープラズマ相互作用や核燃焼過程に注力。趣味は酒・読書・自転車。まだ相手にしてくれる娘との時間を大切に。



み ま く に お き
三間 圀興

光産業創成大学院大学 レーザープラズマ物理。2009年3月大阪大学定年退職、現在、光産業創成大学院大学 特任教授。スペインのマドリード工科大学核融合研究所の客員教授として毎年2-3ヶ月。2013年まで滞在、ラテン文化に親しむ。趣味：登山とスケッチ。