



解説

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

Kilotesla-Level Magnetic Field Generation with High-Power Laser and Its Applications

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3月17日)

2枚の金属平行平板を1本のループワイヤーで繋いだ「キャパシター・コイル・ターゲット」にキロ・ジュール級の高出力レーザーを集光照射すると、任意形状のキロ・テスラ級の強磁場を自由空間中に生成出来る。この「レーザー駆動キャパシター・コイル法」で生成される、ナノ秒程度のパルス磁場の強度を測定する為に、「磁気プローブ法」, 「ファラデー回転法」, 「プロトン・ラジオグラフィ法」を開発した。レーザー駆動キャパシター・コイル法で発生した強磁場を、米国及び仏国で研究が進められている中心点火方式のレーザー核融合プラズマに応用すると、レーザー核融合の点火実証に直結する効果が得られると期待されている。大阪大学レーザーエネルギー学研究センターが進めている高速点火方式のレーザー核融合プラズマに、強磁場を応用すると加熱効率が向上が得られる。また、高出力レーザーを用いた実験室天文学において、強磁場という新しい制御パラメータを提供する。

Keywords:

strong magnetic field, high power laser, capacitor-coil target, high energy density plasma, laser fusion, laboratory astrophysics

1. はじめに

実験室中で、キロ・テスラ級の準静的な磁場を作ることができれば、慣性核融合[1], レーザー加速ビーム物理[2], 実験室天文学[3, 4]において、強力な道具となる。

例えば、高速点火レーザー核融合[5, 6]では、核融合燃料プラズマ中に外部から強磁場を加えることで、高強度レーザーで加速された相対論的電子ビームを、核融合燃料に向けて誘導[7-10]することが可能になり、加熱レーザーから核融合燃料へのエネルギー結合効率を大幅に改善できる。

天文学では、キロ・テスラを優に越える超強磁場が白色矮星や中性子星表面に存在しており、天然の強磁場実験室として、その観測結果から強磁場下における物理の理解が進んでいる。キロ・テスラ級の磁場を実験室で生成することができれば、磁化プラズマ中での無衝突衝撃波の形成[11-13], 磁気リコネクションによる高エネルギー粒子の加速[14, 15], 強磁場下でのジェット[16]や高エネルギー密度プラズマのMHD現象[17-20], 原子過程研究[21, 22]など、パワーレーザーを利用した実験室天文学を新しい方向に展開できるようになる。

図1に示すように、「磁場」を媒介することで、高エネルギー密度科学と磁場閉じ込めプラズマ及び天体プラズマの接点を増やすことができる。本解説では2章で複数の強磁場発生方法を紹介し、高強度レーザーを用いることで従来の手法を大幅に上回る強磁場が生成可能であることを述

べる。3章では、筆者等が最近精力的に開発している、レーザー駆動キャパシター・コイル法について、レーザー照射から磁場発生に至る過程、及び発生磁場を評価する簡易モデルを紹介する。高強度レーザーによる磁場発生法は、磁場発生後にコイルが破壊される「破壊型」に分類される。発生する磁場の持続時間は数ns程度のパルスであり、磁場が存在する空間は1mm³程度に限られ、磁場測定には工夫が必要である。4章では、著者等が開発した磁場測定法について紹介する。レーザー駆動キャパシター・コイル法で発生させた強磁場の応用例として、5章ではレーザー核融合プラズマと、6章では高出力レーザーを利用した実験室天文学について紹介する。7章では課題と今後の展望についてまとめる。

2. 様々な強磁場発生方法

強磁場発生法の研究と開発は物性研究において進められ、長い歴史を持つ。強磁場発生技術の詳細な歴史と物性分野における応用に関しては専門の書籍[23]に譲り、磁場強度のスケール感を得るために、様々な磁場発生方法について達成可能な磁場強度とパルス幅を簡単に紹介する。

最初に強調しておきたいことは、生成する磁場の強度が大きくなるに従って、その持続時間が短くなるという事実である。強磁場を持続できる時間は、磁石(電磁石)の冷却能力や破壊応力によって制限される。永久磁石ではネオ

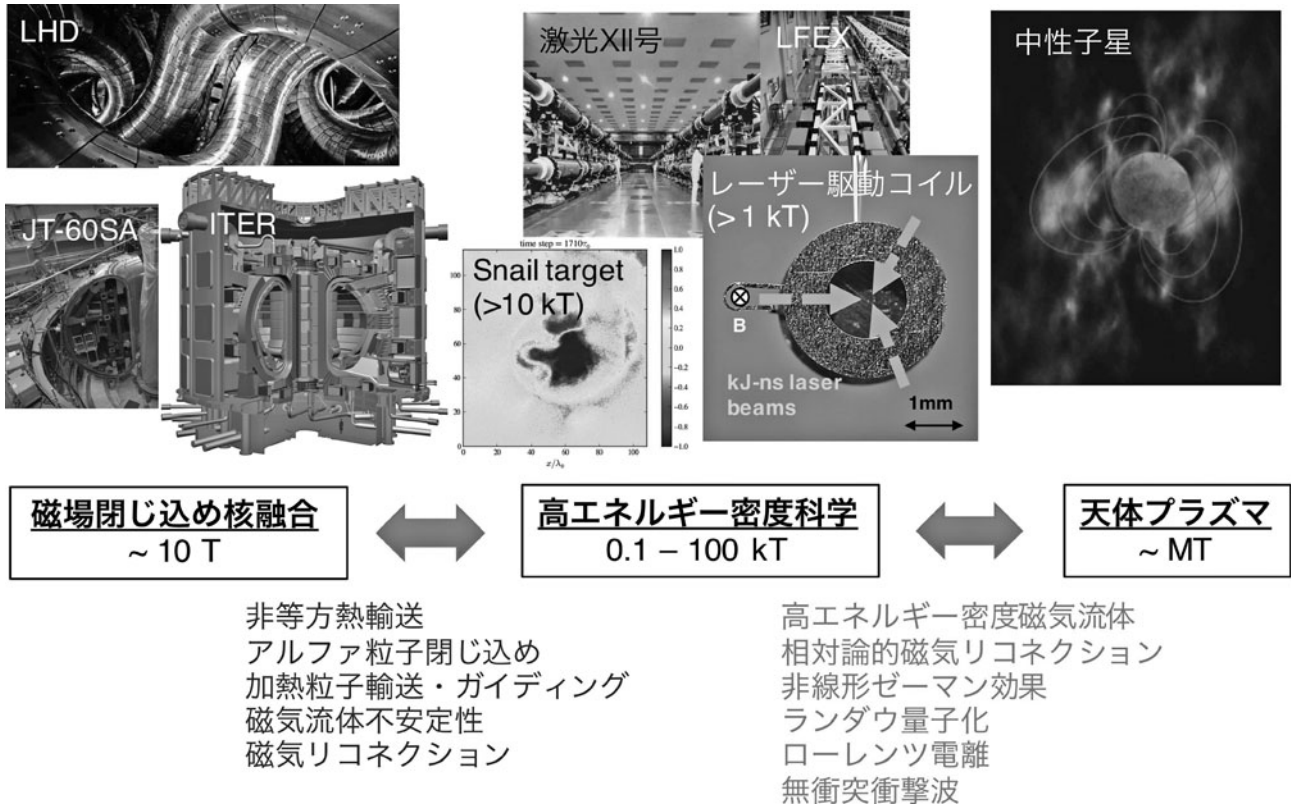


図1 磁場を媒介することで、大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの激光XII号及びLFEXレーザー等の大型レーザー装置で生成される高エネルギー密度プラズマと、磁場閉じ込め核融合プラズマ及び天体プラズマの間の接点が増加する。

ジウム、鉄、ホウ素を主成分とするネオジム磁石が最大であり、1 T 強程度である。定常磁石としては、国際熱核融合実験炉 (ITER) で用いられている超伝導磁石はコイル中心で 11.8 T を生み出す。米国立強磁場研究所では、ピッター型水冷マグネットと超伝導マグネットを組み合わせたハイブリッドマグネット [24] を使い、45 T の磁場の発生を達成している。

これ以上の磁場強度では、コイルの材料強度の限界に近い電磁応力を受けるため、定常磁場を作りだすことは困難でパルス的な磁場になる。パルス型磁石は、磁場発生後に装置 (の一部) が破壊される「破壊型」と装置破壊を伴わない「非破壊型」に分類される。非破壊型では米国立強磁場研究所で 100 T の磁場を 25 ms のパルス幅で発生させることに成功している [25]。一方破壊型のキャパシター駆動のパルス磁場 [26] では、数 μs の時間幅で 300 T 以上の磁場が得られている。更に強い磁場を得るためには、爆薬 [27] 又はレーザー [28] で円筒状の導体やプラズマを圧縮して、導体及びプラズマ内部に初期印可されていた磁場を圧縮する磁場圧縮 (濃縮) 法が用いられている。米国ロチェスター大学では、4 T の種磁場をレーザー爆縮プラズマで圧縮し、4 kT までの磁場濃縮に成功している [28, 29]。レーザー爆縮法で得られる強磁場の持続時間は、高密度プラズマの慣性閉じ込め時間で決まり、100 ps 程度である。

大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの LFEX レーザー [30] 等の超高強度レーザーを用いた強磁場発生法として、スネール・ターゲット [31] が提案されている。本筋からやや外れるが、10 kT を越える超強磁場を得る手法

として、我々が注目しているスネール・ターゲットについて少し詳細を説明したい。

図 2 (a) に示すように、スネール・ターゲットとは、カタツムリの殻のように「の」の字型に曲げたターゲットである。ターゲットの内面に短パルス高強度レーザーを集光照射すると、レーザー光はターゲット内面を反射しながら電子を加速する。内面に沿って伝搬するレーザー光によって円電流が生成され、この円電流によって磁場が発生する。図 2 (b) に示す Particle-in-Cell (PIC) シミュレーションの計算によると、大阪大学レーザーエネルギー学研究センターにある世界最大エネルギーのペタワットレーザーである LFEX の現性能 (2 kJ/1 ps, パルスコントラスト $< 10^9$) で、スネール・ターゲットを照射すると、20 kT の磁場がターゲットの中心部で形成されることが予測されている。2016年2月に、スネールターゲットに LFEX を照射し、後述のプロトン・ラジオグラフィー法を用いて磁場強度を計測し、非常に強い磁場が生成されていることを示唆する信号が得られている。詳細については、別の機会に譲る。

本解説では、レーザー駆動キャパシターコイル法を用いた磁場発生法とその応用について解説する。尚、レーザー駆動キャパシター・コイル法は破壊型であり、発生する磁場の時間幅は数 ns 程度である。

3. レーザー駆動キャパシターコイルを用いた強磁場発生

高強度レーザーを物質表面に集光照射すると磁場が発生

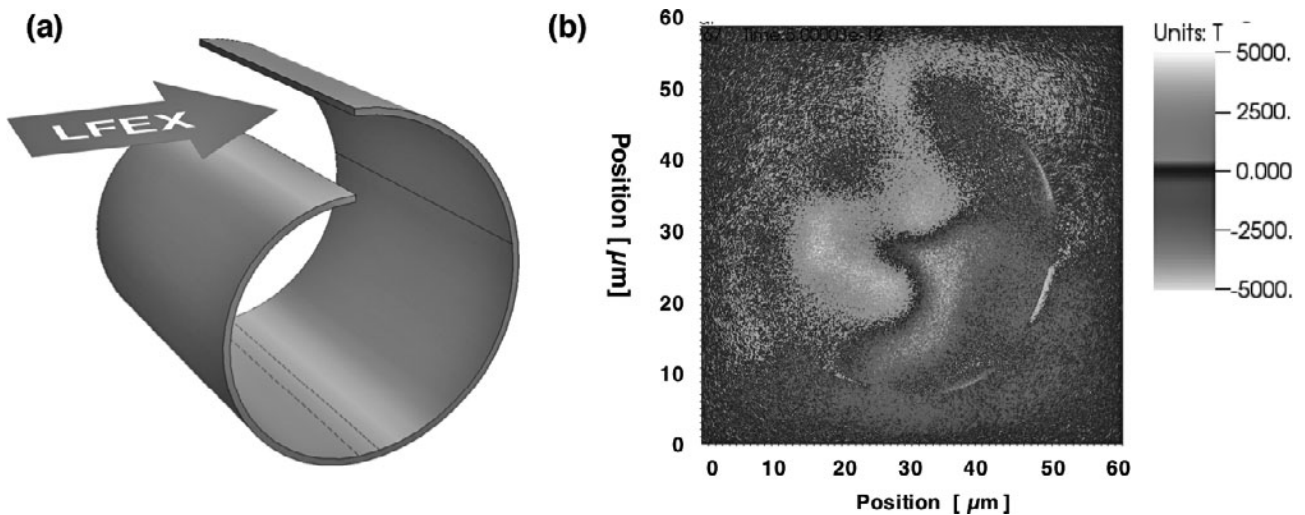


図2 (a) ”の”の字型に曲げたスネール・ターゲットに、大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの LFX レーザーのような超高強度レーザーを集光照射することで、ターゲットの内面を沿うように電流が流れ、ターゲットの中心部に磁場が生成される。(b) Particle-in-Cell シミュレーションで予測される磁場の空間分布。高速電子が作る電流及び帰還電流が磁場を作るため、反平行の磁場が生成される。磁場の強度の最大値は 10 kT を越える。

することは1970年代に報告されている[32]。磁場発生メカニズムは Biermann-Battery 効果と呼ばれ、天文学の分野で古くから知られていた機構である。密度勾配(∇n_e)と温度勾配(∇T_e)の外積($\nabla n_e \times \nabla T_e$)で磁場が形成される。

Chirp Pulse Amplification[33]の発見後、レーザーの集光強度が大幅に向上し、プラズマ中に形成された 40 kT の磁場を観測したことが報告されている[34]。Biermann-Battery 効果自体は、プラズマ中での自発磁場の発生において極めて重要なメカニズムであるが、常に磁場とプラズマが接しているのが、利用の観点から大きな制限要因となる。

大阪大学(当時)の大道らは、レーザー生成プラズマから放出される非熱的電子を利用して電位差を作り、ループ・ワイヤー中に電流を流し磁場を生成するというアイデアを提唱した。100 J 級の炭酸ガスレーザーで 100 T 程度の磁場が発生できることを磁気プローブで計測した[35]。これが、今日レーザー駆動キャパシター・コイル法と呼ばれている強磁場発生法の最初の原理実証実験である。

英国ヨーク大学の Courtois ら[36]は、コイル形状をヘルムホルツ型にしたキャパシター・コイル・ターゲットに Nd ドープのガラスレーザーの基本波及び二倍高調波を照射し、同じく磁気プローブを使って、空間的に一様な 100 T 以上の磁場発生が可能であることを示した。大阪大学の藤岡ら[37,38]は、一巻きコイルのキャパシター・コイル・ターゲットにキロ・ジュール級のパワーレーザーを集光照射し、ファラデー回転法を用いて、キロ・テスラ級の強磁場が生成されていることを観測した。仏国ボルドー大の Santos ら[39]は、一巻きコイルのキャパシター・コイル・ターゲットにキロ・ジュール級のレーザーを集光照射し、磁気プローブ、ファラデー回転法、プロトン・ラジオグラフィ法を用いて、本手法で生成される磁場の詳細な計測を行い、キロ・テスラ級の磁場ができていることを確

認した。大阪大学の Law ら[40]は、Santos らが成功できなかったプロトン・ラジオグラフィ法による直接的な磁場計測に成功し、レーザー駆動キャパシター・コイル法で 600 T の磁場が発生していることを確認した。

キャパシター・コイル・ターゲットで磁場が発生する過程を図3に示す。キャパシター・コイル・ターゲットは、二枚の金属板を繋ぐ一本のワイヤーで構成される。図3(a)のように、金属板の一方にはドーナツ形状で穴が空いており、その穴を通してレーザーを入射し、もう一方の板に集光照射し、プラズマを生成する。レーザーの強度とレーザー波長の自乗の積 $I_L \lambda^2$ が、 $10^{15} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ を越えると、共鳴吸収、Two Plasmon Decay、誘導ラマン散乱等のレーザープラズマ相互作用が起こり、Maxwell 分布から大きく外れた高いエネルギーを持つ非熱的電子が生成される。図3(b)のように、この非熱的電子をドーナツ形状の板が捕捉することで、ドーナツ形状の板は負に帯電する。その結果、二枚の金属板間に電位差が生じ、図3(c)のように、この電位差がワイヤー中に電流を駆動し、ワイヤー周囲に磁場が形成される。

上記の現象を定量的に理解するための簡易モデルを考える。レーザー生成プラズマの膨脹を記述するモデルとして「等温膨脹モデル」[41]が広く用いられている。エネルギー散逸とバランスするレーザーエネルギーの注入によって、温度が定常状態を保つと共に、高強度レーザーによるアブレーションで生成された高温・低密度のプラズマ中では、電子熱伝導が極めて良いために、温度分布が空間的に均一化されるという事実に基づいて、モデルが構築されている。「等温膨脹」を仮定することで、自由空間中を膨脹するプラズマの密度分布や速度分布の自己相似解が得られる。プラズマが真空中に膨脹している先端部では、電子とイオン間の電荷中性が崩れており、電子が多い状態になっている。一方、バルクプラズマの内側に向かって伝搬する希薄波では、イオンが多い状態となっている[41]。

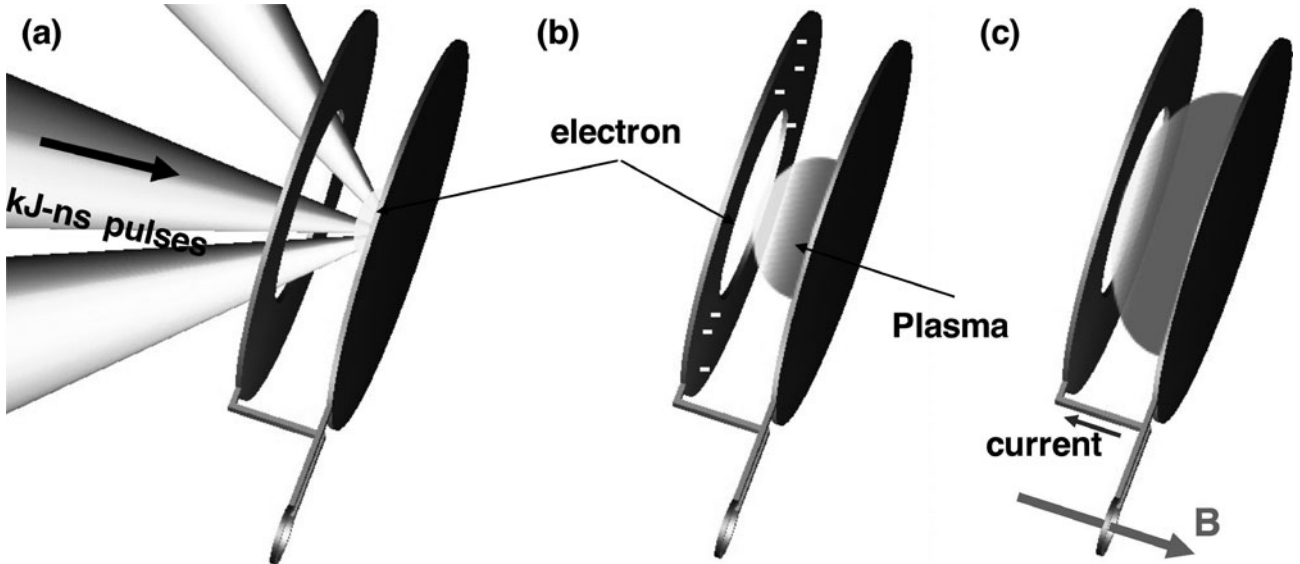


図3 (a)キャパシター・コイル・ターゲットは2枚の平行平板を1本のループワイヤーで繋いだ形状をしている。平板に空けた穴から高強度レーザーを照射し、もう一方の平板上にプラズマを生成する。(b)プラズマからは非熱的電子が放出され、その電子をもう一方の平板が捕捉することで、二枚の平板間に電位差が生じる。(c)平行平板間の電位差によってワイヤー中に電流が駆動され磁場が生成される。

膨脹先端部及び希薄波が運ぶ単位面積あたりの電荷量は $\sigma = \epsilon_0 E_{ss}$ となり、 $E_{ss} = k_B T_e / e C_s t$ で与えられる。ここで ϵ_0 , k_B , T_e , e , C_s はそれぞれ、真空の誘電率、ボルツマン定数、プラズマの電子温度、素電荷量、プラズマの音速である。プラズマの音速は $C_s = (Z k_B T_e / m_i)^{1/2}$ であり、 Z 及び m_i は電離度及びイオンの質量である。 t は二枚の金属板間をプラズマが膨脹するのに要する時間である。金属板の間隔を d とした時、時間 t との間に $d = C_s t [2 \ln(\omega_{pi} t) + \ln 2 - 3]$ の関係がある[41]。ここで ω_{pi} はイオンプラズマ周波数で、 $\omega_{pi} = (n_{e0} Z e^2 4\pi / \epsilon_0 m_i)^{1/2}$ である。 n_{e0} は希薄波伝搬前のバルクプラズマの電子密度である。レーザーから電子温度 T_e を持つ高速電子へのエネルギー変換効率を ϕ とし、レーザーの照射強度を I_L として、エネルギーフラックスを保存させると $\phi I_L = n_{e0} k_B T_e (k_B T_e / m_e)^{1/2}$ であり、この式から n_{e0} を求めることができる。電子を補足するドーナツ形状の金属板の面積を S とすると、金属板に蓄えられる総電荷量は $Q = \sigma S$ となる。金属板間のキャパシタンスは $C = \epsilon_0 S / d$ で、金属板間に生じる電位差は $V = Q / C$ である。

上記の等温膨脹に基づいたモデルを用いて、金属板間に生じる電位差を計算してみる。 $I_L = 2.5 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ で $\phi = 0.1$ とすると、 $V = 0.3 \text{ MV}$ である。コイルのインダクタンスを L 、回路及びキャパシターの抵抗を R とすると、 $V = L dI/dt + RI$ の関係が成り立つ。電流の立ち上がりレーザパルス幅程度と置くと、直径 $500 \mu\text{m}$ の銅製の一卷きコイルに流れる電流の最大値は $I = 0.4 \text{ MA}$ となり、磁場強度は $B = 1.0 \text{ kT}$ となる。比較的簡易なモデルで、実験結果程度の磁場強度が推定される。

このモデルに基づいて、更に高い磁場を得るための指針が得られる。具体的には、レーザーから高速電子への変換効率は、磁場強度にさほど影響しないことがわかる。一方でレーザー強度を上げ、電子温度を高めることは、磁場強度を増加させる上で有効である。

レーザー駆動キャパシター・コイルで生成される磁場を利用する際に十分配慮すべきことは、ターゲット材料やプラズマ中で磁場が拡散するのに要する時間である。観測対象であるプラズマ現象のタイムスケールが、プラズマ中で磁場が拡散するのに要する時間よりも十分長い必要がある。

物質に外部から磁場が侵入してくると、外部から侵入してきた磁場を打ち消すように、局所的に誘導電流が流れる。この誘導電流が減衰した後で、外部磁場はその領域に侵入することができる。電気抵抗によって誘導電流は減衰するため、物質やプラズマの電気抵抗率は磁場の拡散時間を決定する重要なパラメータである。電気抵抗率 η が一様な長さ L の物質やプラズマに対して磁場の拡散方程式を解くと、磁場の拡散時間は $\tau_{\text{diffusion}} = \mu_0 L^2 / \eta$ である。ここで、 μ_0 は真空の透磁率である。

高出力レーザーを照射して生成される数 eV 以下の温度を持つ固体密度の高密度プラズマでは、非縮退の完全電離プラズマに対する Spitzer モデル[42]が適用できない。電気抵抗率を計算するには、例えば COMPTRA04[43]等の詳細な物理を含むコードが必要である。

電子温度が 10 eV のポリスチレン・プラズマの抵抗率は $10^{-5} \Omega\text{m}$ であり、プラズマの長さを $50 \mu\text{m}$ とすれば、拡散に要する時間は 1 ns 程度となる。ポリスチレン・プラズマが更に高温になると、レーザー駆動キャパシター・コイルで生成される数 ns の磁場パルスでは、プラズマ全体に磁場を拡散させることは困難である。ポリスチレンが低温のうちに磁場を拡散させることが必要である。

アルミニウムのように常温で電気抵抗率が低く、原子番号の小さい物質をプラズマ源に使用してしまうと、常温であっても、プラズマであっても、磁場の拡散は極めて遅いため、数 ns のパルス磁場で磁化プラズマを生成することは困難である。

外部磁場を物質やプラズマに加えることで局所的に誘導電流が流れ、物質やプラズマが誘導電流でオーム加熱され温度上昇し、その結果として電気抵抗率が変化する。プラズマ源となるターゲット中への磁場の拡散を正確に計算するためには、磁場の拡散方程式、状態方程式及び電気伝導度のモデルを組み合わせたコードが不可欠であり、現在鋭意開発中である。

4. 微小空間に局在するパルス強磁場の測定方法

レーザー駆動キャパシター・コイル・ターゲットで、キロ・テスラ級の強磁場が生成可能である[37, 38]ことが示されて以降、複数の研究機関で追試[39, 40, 44]が行われてきた。

プラズマ中に自発的に形成される磁場と違い、キャパシター・コイル・ターゲットは、自由空間中に強磁場を発生できる点が応用面で優れている。キャパシター・コイル・ターゲットを並べることで任意形状の空間分布を持つ磁場を生成出来る点も、強磁場プラズマ科学を展開する上で有利である。欠点としては、磁場が1 mm³程度の微小な空間に局在し、かつパルス幅が数ns程度の強磁場パルスであることである。レーザー・プラズマ自体から Biermann-Battery 効果等の別の過程で発生する磁場や電場が存在し、これらが計測においてノイズになることも問題である。

レーザー駆動キャパシター・コイル・ターゲットで強磁場が発生できる可能性が示されて以降、パルス磁場の測定に関して大きな進展が見られた。本章では、磁気プローブを用いた測定方法、ファラデー回転法を用いた測定方法、プロトン・ラジオグラフィーを用いた測定方法を紹介する。

4.1 磁気プローブを用いた測定

磁気プローブ法では、金属線をコイル状に巻き、コイル中を貫く磁束密度の時間変化 dB/dt によって誘導される電圧を測定する。磁場強度の時間微分を測定し、後処理として時間微分波形を積分することで磁場強度の時間変化 $B(t)$ を得る。レーザー駆動キャパシター・コイル法の原理実証実験[35]で用いられた、最も簡易な測定方法である。

プローブの出力電圧を V_{out} 、プローブのコイルの実効断面積を A_{eq} 、磁場強度の時間変化を $B(t)$ とすると、 $V_{out} = A_{eq} \cdot dB(t)/dt$ であり、オシロスコープで得られた信号波形を時間積分することで $B(t) = 1/A_{eq} \int_0^t V_{out} dt$ を求める。

磁気プローブの利点は、単一のレーザーショットで、磁場強度の時間変化を計測できることである。欠点はキャパシター・コイル・ターゲットのコイル径 (1 mm 以下) よりもプローブのコイル径が大きいため、強磁場領域 (1 mm³ 程度) での空間分布を直接測定できないことである。更に、レーザープラズマ実験では、ターゲットから放出されるデブリやレーザーの散乱光でプローブが破損するのを避ける為、プローブをターゲットからある程度離れた位置に置く必要がある。例えば、大阪大学激光 XII 号レーザーを用いた実験[40]では、コイルから 10 cm 離れた点にプローブを置いており、プローブで測定した値からコイル

中心の磁場を得るためには 6 桁以上の外挿が必要である。

過去の研究[35, 36]では、外挿の際に完全な円電流を仮定した解析解でコイル中心とプローブの設置位置での磁場強度比を計算していた。しかし、実際のコイルは完全な円形ではなく、またコイルとキャパシターを繋ぐ「足」の部分が磁場の 3 次元分布に与える影響も無視できないことが、2012年に行われた詳細な計算で明らかになっている。最近の研究[37-40, 44]では、足を含めた実際のコイル形状をシミュレーションに入力して、磁場の 3 次元分布を計算し、コイル中心部とプローブ位置での磁場の強度比を計算し用いている。解析解と実際のコイル形状を考慮したシミュレーションでは、10倍以上の差が出る場合があることが確認されている[39]。シミュレーション・コードとして、European Radiation Facility (ESRF) が開発し、インターネットで入手可能な RADIA コード[45]を利用している。現在では、計測精度を保証した耐放射線の磁気プローブが販売されており、我々の研究では Prodyn Technology 社製の RB-230を利用している。

4.2 ファラデー効果を用いた測定

物質中を磁力線に平行な方向に光が伝播する時に、偏光方向が回転する現象がファラデー効果である。ファラデー効果で偏光方向が回転する角度 θ は、磁場の強度 B 、光の伝播方向に対する物質の長さ l 、物質と光の波長で決まるヴェルデ定数 V の積 $\theta = B \cdot l \cdot V$ である。

我々は、プローブ光として、直線偏光の Nd:YAG レーザーの 2 倍高調波を用い、ストリークカメラを使って、偏光の時間変化を計測した。偏光の回転を測定するには、ウォラストン偏光プリズムを用いた偏光角度計を用いた。ウォラストン偏光プリズムは、入射光を直交する二つの偏光成分に分離することができる。二つに分けた光を高速時間ゲート付きのカメラやストリークカメラで観測することで、各偏光成分の強度を測定する。鉛直方向から θ 回転した場合、水平方向 I_H と鉛直方向 I_V の強度の間には、 $I_V/(I_V + I_H) = \cos^2 \theta$ の関係があり、回転角度を求めることができる。ファラデー回転用の物質には、ベルデ定数のプローブ波長依存性が既知の熔融石英及びテルビウム・ガリウム・ガーネット (TGG) 結晶を用いた。熔融石英と比べて TGG 結晶はベルデ定数が約 40 倍大きいため、相対的に微弱な磁場を測定するのに適している。

プラズマから放射される X 線、散乱レーザー光、及び磁場強度の急激な時間変化によって、透明物質が電離し不透明になることがファラデー回転法の最大の問題である[38]。特にレーザー駆動磁場の場合、磁場の時間変化が非常に大きいため、誘電電圧で絶縁破壊を起こし、透明物質中に誘導電流が流れ、不透明になると考えられている。この問題を避ける為には、ファラデー媒質を磁場発生点から遠ざけるしかなく、コイル中心の磁場強度を得るためにはやはり外挿が必要になっている。

4.3 プロトン・ラジオグラフィー法を用いた計測

高強度レーザーを薄膜に集光照射すると、薄膜の裏面から電子が放出され、その電子が作るシース場によって、ターゲット裏面のイオンが加速される。このような加速

は、Target Normal Sheath Acceleration (TNSA) [46]と呼ばれ、ターゲット裏面に不純物として付着している油や水が源となり、軽いプロトンが加速される。

電磁場中でプロトンはローレンツ力を受け、その軌道が曲がる。軌道の変化を見ることで、電磁場の強度や分布を測定するのがプロトン・ラジオグラフィ法である。この方法の利点は、コイル中心にプロトンを入射することで、コイル中心の磁場強度を直接測定できることである。

プロトンが最も大きく偏向するのはコイル中心付近であるが、プロトンビームの軌跡上の相対的に弱い磁場の領域においても、積分効果によって無視できない程度の偏向が生じるため、ここでも RADIA コードによる磁場の3次元分布の計算が不可欠である。RADIA コードで磁場の3次元の空間分布を計算し、その中でプロトンの軌跡をモンテカルロ法を使って計算する。我々が使っているモンテカルロ・コードは研究室でコーディングしたものであるが、Particle-in-Cell シミュレーションの計算結果から、プロトン・ラジオグラフィのイメージをポストプロセスする PRIME コード[47]も開発されている。

プロトン・ラジオグラフィでレーザー生成磁場を測る場合には、プロトン源のターゲット設計にも注意が必要である。観測対象であるプラズマからの X 線や非熱的電子で、プロトン発生用の金属薄膜の裏面が加熱され、プラズマ化してしまうと、プロトンを加速する電場がデバイ遮蔽されてしまい、プロトンは加速されない。この問題を解決するために、マサチューセッツ工科大学の Zylstra 等がプロトン発生用ターゲットを設計[48]している。プロトン発生用の金属薄膜の裏面側には X 線シールド用の金やタンタルなどの重金属薄膜を置き、二枚の金属薄膜の間には、絶縁体を挟んでいる。

プロトン・ラジオグラフィを用いた磁場計測は、Santos らの実験[39]で最初に試みられた。しかしながら、測定された磁場強度は、上記二つの別の測定法で得られた磁場強度の1/10程度と大きな不一致が見つかった。この不一致の原因の仮説として議論されたのが、コイル中心部に希薄なプラズマが滞留し、プラズマ中に形成された電場によって、プロトンの偏向が小さくなる可能性である。希薄なプラズマの源は、レーザー照射されたキャパシター部であると推定された。

この仮説に基づき、Law らはキャパシター部とコイル部の間にプラズマをブロックするためのタンタル板を置き、プラズマ滞留の影響が無い状態でプロトン・ラジオグラフィを行うことに成功した[40]。磁気プローブで測定された磁場の強度は 540 ± 90 T に対して、上記の解析でプロトン・ラジオグラフィで測定した磁場強度は 610 ± 30 T であった。

プロトンラジオグラフィ法から磁場の空間分布を求めることは、いわゆる逆問題である。現状で得られているプロトン・ラジオグラフィの信号対ノイズ比を考えると、プロトン・ラジオグラフィで測定したデータから、全く仮定無く磁場の空間分布を決定することは現実的では無い。Law らの解析では、コイルの形状に沿って電流が流れると仮定

して、3次元の磁場分布を計算し、得られたプロトン・ラジオグラフィのパターン形状から磁場の絶対強度を求めている。加えて、原理が全く異なる、プロトン・ラジオグラフィ法と磁気プローブ法を併用し磁場強度を測定することで、レーザー駆動キャパシター・コイル法で生成された磁場強度の計測精度を高めている。

5. 強磁場のレーザー核融合への応用

ここ数年、慣性核融合において強磁場を利用することが提案され、一部は既の実験が始まっている。

米国ローレンス・リバモア国立研究所の Perkins ら[1]は、レーザー核融合燃料に 100 T 程度の外部磁場を初期に印加することを提案し、2次元のシミュレーション結果を発表している。爆縮プラズマによる磁場圧縮によって、レーザー爆縮プラズマの中心部のホットスポット中には 100 kT の超強磁場が形成される。高温低密度のホットスポット部から低温高密度の主燃料部への電子熱伝導が低減され、ホットスポットの温度が上昇すること、核反応生成物である α 粒子の飛程が $50 \mu\text{m}$ 程度になり、磁場による α 粒子の閉じ込めが期待されている。100 T の外部磁場を生成する方法として、レーザー駆動キャパシター・コイル法が提案されており、米国ローレンス・リバモア研究所の Moody 氏らは、レーザー駆動キャパシター・コイル法の利用を提案している。間接照射に必要な金属製のホーラムをコイルにし、OMEGA-EP レーザーを用いて、1 kJ 程度のレーザーでホーラム中に 75 T 程度の磁場を発生させることに成功している。この研究には、著者らも参加している。

直接照射方式においては、米国ロチェスター大学で 4 T の種磁場をレーザー駆動爆縮で 4 kT に圧縮し、その結果、ホットスポット部から燃料部への電子熱伝導が低減され、核融合反応中性子の数が増大したことが報告されている[29]。

米国サンディア国立研究所では、Magnetized Linear Inertial Fusion (MagLIF) の研究[49]を行っている。MagLIF の最初の統合実験[50]では、初期密度が 0.7 又は 1.5 g/cm^3 の DD ガスを円筒状のベリリウム缶の中に封入したものを燃料として用いた。円筒形の燃料(ライナー)の軸方向に 10 T の磁場を印可した後、ベリリウム缶の上方にあるポリイミド製のレーザー入射窓から、2.5 kJ で 1 TW のレーザービームを入射し、DD ガスを 100 eV 程度まで加熱した。その後、立ち上がり 100 ns で 19 MA の電流をライナーの軸方向に流し、 $J \times B$ の力でライナーを圧縮し、ライナーが DD ガスに与える仕事 (pdV) で燃料部を加熱すると共に、初期に印可した磁場を圧縮した。初期に印可した軸方向の磁場は磁力線に垂直な方向つまり径方向の電子熱伝導が低減し、 pdV による燃料の加熱の効率を高めるとともに、DD 核融合反応で生成されたトリチウム (T) を閉じ込める働きもしたと考えられている。実際、DT 核融合反応に起因する 14.1 MeV の中性子も観測されており、DD 中性子と DT 中性子の比から、予測通りの磁場強度が得られていることが確認されている。

強磁場がレーザー核融合プラズマに与える影響を定量化

するための無次元量として、プラズマベータ β とホール係数 χ の二つがある。プラズマベータは、磁気圧 $P_{\text{mag}} = B^2/8\pi$ に対するプラズマの圧力 P_{plasma} の比 $\beta = P_{\text{plasma}}/P_{\text{mag}}$ である。流れの無いプラズマの場合は、プラズマ圧力としては熱圧力のみを考慮すれば良いが、レーザー生成プラズマのように高速のプラズマ流れがある場合は動圧も考慮すべきである。慣性閉じ込め核融合プラズマの場合は、 $\beta > 100$ であるため、磁気圧がプラズマのダイナミクスに直接影響を与えることはほとんどない。

ホール係数 χ は、プラズマ中での電子のサイクロトロン周波数 (ω_{ce}) と電子-イオン衝突平均時間 (τ_{ei}) の積である。この値は、電子熱伝導が磁場から受ける影響を定量化するために使われる。強磁場下での熱伝導係数である Braginskii の熱伝導係数は、以下のように与えられる。

$$\kappa \cdot \nabla T_e = \kappa_{\parallel} \nabla_{\parallel} T_e + \kappa_{\perp} \nabla_{\perp} T_e + \kappa_{\wedge} \mathbf{h} \nabla T_e, \quad (1)$$

$$\kappa_{\parallel} = \gamma_0 \left(\frac{n_e T_e \tau_{ei}}{m_e} \right) = \gamma_0 \kappa_0, \quad (2)$$

$$\kappa_{\perp} = \kappa_0 \frac{\gamma_1' \chi'^2 + \gamma_1''}{\Delta}, \quad (3)$$

$$\kappa_{\wedge} = \kappa_0 \frac{\chi (\gamma_1'' \chi'^2 + \gamma_1''')}{\Delta}. \quad (4)$$

ここで、 $\Delta = \chi^4 + \delta_1 \chi^2 + \delta_0$ 、 γ_1' 、 γ_1'' 、 δ_1 及び δ_0 はそれぞれ Braginskii 係数である [51]。

ホール係数 χ が 1 を越えると、磁力線に沿った方向の電子熱伝導 κ_{\parallel} と比べて、磁力線を跨ぐ方向の電子熱伝導 κ_{\perp} が小さくなり、電子熱伝導が非等方になる。アブレーションされた高温・低密度プラズマや中心点火のホットスポット部において $\chi > 1$ が満たされることがあり、熱伝導の非等方性がプラズマのダイナミクスに与える影響は無視出来ない。

米国と仏国が進める方式は「中心点火」であり、核融合燃料の圧縮と加熱を並行して行う。一方、「高速点火」では、予め圧縮した核融合燃料に高強度レーザーを照射することで加熱を行う。高速点火方式においては、加熱用のレーザーのエネルギーから核融合燃料の内部エネルギーへの変換効率（加熱効率）が最も重要であるが、10%以上の加熱効率の達成は決して容易でないことが明らかになっている [52]。

高い加熱効率の実現には、レーザーで加速される高速電子のエネルギー分布及び発散角を制御する新しいアイデアが求められる。レーザーで加速される高速電子ビームは発散角が 100 deg. 程度と大きいために、発生点から核融合燃料までの伝播中に急激にエネルギー密度が低下する。 E のエネルギーを持つ電子のラーモア半径は $r_B = mc\sqrt{r^2 - 1}/eB$ 、 $r = 1 + E/mec^2$ であり、高速点火レーザー核融合で用いられる $E = 1 \text{ MeV}$ の電子に対しては、 $B = 1 \text{ kT}$ で、 $r_B = 5 \mu\text{m}$ と、レーザー加速電子ビームの初期半径よりも十分小さい。ここで、 m_e 、 c 及び e は電子の質量、光速及び電気素量である。キロ・テスラ級の外部磁場を用いることで、高速電子ビームを発生点から核融合燃料まで誘導することが

できる [7-10]。

6. レーザー駆動強磁場を用いた実験室天文学の可能性

高強度レーザーを用いた実験室天文学 [3, 4] では、高強度レーザーによって生成される高エネルギー密度状態を用いて、地球や恒星内部における物質の状態、ダイナミクス、エネルギー輸送を明らかにすると共に、高温・高速プラズマの構造形成の過程を詳細に調べることで、天体観測の結果に対して新しい解釈や天体モデルの解釈を提供する。レーザー駆動キャパシター・コイル法、爆縮プラズマによる磁気圧縮、スネールターゲットなど、高出力高強度レーザーを使って生成する強磁場は、実験室天文学に対して、温度、密度、圧力の上に、新しい制御パラメーターを加えることになる。

10 kT 以上の強磁場下での電子の周回運動の軌道長さは、電子のプランク波長と同程度になり、量子力学的な効果が顕在化する。言い換えると、電子の軌道の長さが、プランク波長の整数倍しか許容されないため、強磁場下で自由電子が取り得る運動エネルギーが離散化する。この効果はランダウ量子化と呼ばれ、10 kT で準位差は 1 eV である。中性子星表面のプラズマで吸収・散乱された X 線のスペクトルには、ランダウ量子化によると考えられる周期的なピークやディップが観測されており、ピーク及びディップの間隔が磁場強度の決定に利用されている [22]。

更に 10 kT の強磁場下では、ゼーマン効果も非線形になる。主量子数と方位量子数が等しく磁気量子数が異なる軌道のエネルギー縮退が磁場によってとけるのがゼーマン効果である。弱い磁場による線形なゼーマン効果は、磁場強度に比例したエネルギー幅で輝線が分離する。10 kT の強磁場下では、線形なゼーマン効果から予測される分離幅は 1 eV にもなり、波動関数の磁場による変化を無磁場の波動関数の一次の摂動として扱うことが出来ず、非線形な振る舞いが現れる。中性子星のような極限磁場環境での磁場強度を精緻に決定するために、ゼーマン分離を利用されるが、非線形ゼーマン分離については、水素とヘリウムの計算結果があるのみで実験的な測定は無い。そもそもリチウム以上の原子番号では計算結果すらない。高エネルギー分解能分光器を搭載した X 線観測衛星 ASTRO-H が強磁場天体の観測も視野に入れて打ち上げられた。非線形ゼーマン効果によるスペクトル分離量を実験的に決定しておくことは、X 線天文学において欠かすことのできない貴重なデータになると期待される。

強磁場下での磁気リコネクションも興味深い研究対象である。磁気リコネクションでは場のエネルギーがプラズマの運動エネルギー等に変換され、磁気リコネクションに伴うジェット放出などが、実験室でも観測されている。磁気リコネクションによって放出されるプラズマの速度は、アルフベン速度 v_A 程度である。磁場の強度 B とプラズマの質量密度 ρ を使って表すと、アルフベン速度は $v_A = B/\sqrt{\mu_0 \rho}$ である。 $\rho = 10^{-5} \text{ g/cm}^3$ のプラズマ中で $B = 10 \text{ kT}$ の磁場がリコネクションを起こすと、アルフベ

ン速度はほぼ光速になる。磁気リコネクションに関する過去の多くの実験により、磁気リコネクションのモデルの検証が行われ、理解が進んでいるが、アルフベン速度が光速になる相対論的磁気リコネクションについては実験は無い。レーザー生成強磁場は、相対論的磁気リコネクションを実験室で再現し、磁場から高エネルギー粒子へのエネルギー変換の効率などを実験室で確かめることに繋がる。上記のスネールターゲット中では反平行で10 kT程度の磁場が発生することが予測されている。最近のLFEXレーザーを用いた実験では、スネールターゲットの軸方向に10 MeVを越えるプロトンが加速されたことが観測されており、これが磁気リコネクションによるものかを明らかにするための解析が鋭意進められている。

7. まとめ

高出力レーザーを利用したキロ・テスラ級の磁場の発生によって、高エネルギー密度科学に新しい制御パラメーターが加えられた。磁場によって、高エネルギー密度プラズマ中での電子熱伝導が変化し、核反応生成物が磁場によって補足され、プラズマ中での電子や原子のエネルギー準位が変わる等により、高エネルギー密度プラズマのダイナミクスが大きく変わることが期待される。レーザー加速量子ビームのキロ・テスラ級の磁場によるガイディングや、中性子星のような極限強磁場環境を実験室で再現するなど、キロ・テスラ級の磁場によって新しいプラズマ科学が拓かれる。

その一方で、レーザー駆動のキロ・テスラ級の磁場は、空間及び時間スケールが小さく、その精度良い計測には課題が残されている。2012年の研究開始前と比較すると、計測に関しても格段の進歩が見られるが、引き続き不断の努力が求められる。実験で使用されるターゲットの磁化に要する時間の評価は、レーザー駆動キロ・テスラ磁場の応用を進める上で必須であるが、まだ十分理解されていない。現在は、磁場の拡散方程式と、誘導電流によるオーム加熱と、状態方程式を考慮した温度上昇、及び温度上昇に伴う抵抗率の変化を組み合わせて計算するコードを鋭意開発中である。このコードを公開することで、レーザー駆動キロ・テスラ磁場の応用は加速されると期待される。レーザー駆動キャパシター・コイル法においては、磁場の時間波形の制御を確立することが、今後の応用展開にとって重要である。

磁場強度を更に向上させる為には、レーザー駆動キロ・テスラ磁場をレーザー爆縮プラズマで圧縮したり、超高強度レーザーと構造ターゲットを用いた新しい磁場発生法が必要である。既に先行実験を始めており、今後、その進展を報告させていただきたい。

謝辞

本研究の実施にあたり、レーザーオペレーション、ターゲット製作、プラズマ計測、計算機の維持管理を支援頂いた、大阪大学レーザーエネルギー学研究中心及びサイバーメディアセンターの職員各位に感謝申し上げます。本研究の一部は、核融合科学研究所との双方向型共同研究

(Grants No. NIFS12KUGK057, NIFS11KUGK053, NIFS15KUGK087等)及びレーザーエネルギー学研究中心の共同利用・共同研究(2015A1-19, 2015A1-31等)の支援を得て実施された。同時に、本研究の一部は、文部科学省及び日本学術振興会の科学研究補助金(No. 24684044, 26820396, 25630419, 16H02245, 16K13918)、日中二国間交流事業、日露二国間交流事業でも支援いただき研究を進めた。仏国ボルドー大学との共同研究は、大阪大学の国際共同研究促進プログラムでの支援をいただいた。本研究に関わる渡米においては、日米科学技術協力事業核融合分野から支援をいただいた。

本解説記事を纏める上で貴重な知見を提供いただいた、長友英夫氏(大阪大学)、佐野孝好氏(大阪大学)、城崎知至氏(広島大学)、Joao Jorge Santos氏(ボルドー大学)、Philippe Nicolai氏(ボルドー大学)、砂原淳氏(レーザー技術総合研究所)、坂上仁志氏(核融合科学研究所)、故渡辺二太氏(核融合科学研究所)、Philipp Korneev氏(ロシア国立核科学研究所)、岩切渉氏(理化学研究所)、榎戸輝揚氏(京都大学)、佐々木徹氏(長岡技術科学大学)、山本尚嗣氏(九州大学)、森田太智氏(九州大学)、近藤康太郎氏(東京工業大学)、Feilu Wang氏(中国科学院国家天文台)、Zhe Zhang氏(中国科学院物理研究所)、田口俊弘氏(摂南大学)、三間罔興氏(光産業創成大学院大学)、John Moody氏(ローレンスリバモア国立研究所)、Bradley Pollock氏(ローレンスリバモア研究所)、Grant Logan氏(ローレンスリバモア研究所)に感謝いたします。


最後にこのような機会を提供いただいたプラズマ・核融合学会誌の編集委員の皆様にご挨拶申し上げます。

参考文献

- [1] L.J. Perkins *et al.*, Phys. Plasmas **20**, 072708 (2013).
- [2] H. Chen *et al.*, Phys. Plasmas **21**, 040703 (2014).
- [3] B.A. Remington, Science (80-.), **284**, 1488 (1999).
- [4] B. Remington *et al.*, Rev. Mod. Phys. **78**, 755 (2006).
- [5] N.G. Basov *et al.*, Feokistov J. Sov. Laser Res. **13**, 396 (1992).
- [6] M. Tabak *et al.*, Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994).
- [7] D.J. Strozzi *et al.*, Phys. Plasmas **19**, 072711 (2012).
- [8] H.-b. Cai, S.-p. Zhu and X.T. He, Phys. Plasmas **20**, 072701 (2013).
- [9] W.-M. Wang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **114**, 1 (2015).
- [10] T. Johzaki *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 053022 (2015).
- [11] N.C. Woolsey *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 2439 (2001).
- [12] C. Courtois *et al.*, Phys. Plasmas **11**, 3386 (2004).
- [13] Y. Kuramitsu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **106**, 8 (2011).
- [14] P.M. Nilson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 1 (2006).
- [15] J. Zhong *et al.*, Nat. Phys. **6**, 984 (2010).
- [16] B. Albertazzi *et al.*, Science **346**, 325 (2014).
- [17] T. Sano, T. Inoue and K. Nishihara, Phys. Rev. Lett. **111**, 1 (2013).
- [18] G. Valyavin *et al.*, Nature **515**, 88 (2014).
- [19] J. Meinecke *et al.*, Nat. Phys. **10**, 2 (2014).
- [20] H. Nagatomo *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 093028 (2015).
- [21] J. Truemper *et al.*, Astrophys. J. **219**, 105 (1978).
- [22] A. Santangelo *et al.*, Astrophys. J. **523**, L85 (1999).
- [23] 近角聡信他：強磁場の発生と応用(共立出版, 2008),

ISBN 978-4-320-03380-1.

- [24] H.J. Schneider-Muntau *et al.*, IEEE Trans. Appl. Supercond. **14**, 1245 (2004).
- [25] J.R. Sims *et al.*, IEEE Trans. Appl. Supercond. **18**, 587 (2008).
- [26] O. Portugall *et al.*, J. Phys. D. Appl. Phys. **32**, 2354 (1999).
- [27] J.W. Shearer *et al.*, J. Appl. Phys. **39**, 2102 (1968).
- [28] J.P. Knauer *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 056318 (2010).
- [29] P.Y. Chang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 035006 (2011).
- [30] N. Miyanaga *et al.*, in *2015 Conf. Lasers Electro-Optics Pacific Rim* (Optical Society of America, 2015).
- [31] P. Korneev *et al.*, Phys. Rev. E **91**, 043107 (2015).
- [32] J.A. Stamper *et al.*, Phys. Rev. Lett. **26**, 1012 (1971).
- [33] D. Strickland and G. Mourou, Opt. Commun. **55**, 447 (1985).
- [34] M. Tatarakis *et al.*, Phys. Plasmas **9**, 2244 (2002).
- [35] H. Daido *et al.*, Phys. Rev. Lett. **56**, 846 (1986).
- [36] C. Courtois *et al.*, J. Appl. Phys. **98**, 054913 (2005).
- [37] S. Fujioka *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **54**, 124042 (2012).
- [38] S. Fujioka *et al.*, Sci. Rep. **3**, 1170 (2013).
- [39] J.J. Santos *et al.*, New J. Phys. **17**, 083051 (2015).
- [40] K.F.F. Law *et al.*, Appl. Phys. Lett. **108**, 091104 (2016).
- [41] P. Mora, Phys. Rev. Lett. **90**, 185002 (2003).
- [42] L. Spitzer and R. Härm, Phys. Rev. **89**, 977 (1953).
- [43] S. Kuhlbrodt *et al.*, Contrib. to Plasma Phys. **45**, 73 (2005).
- [44] B.J. Zhu *et al.*, Appl. Phys. Lett. **107**, 261903 (2015).
- [45] *RADIA*, <http://esrf.eu/Accelerators/Groups/Insertion-Devices/Software/Radia>.
- [46] S.P. Hatchett *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 2076 (2000).
- [47] M.C. Levy *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **86** (2015).
- [48] A.B. Zylstra *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **83**, 013511 (2012).
- [49] S.A. Slutz *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 0 (2010).
- [50] M.R. Gomez *et al.*, Phys. Rev. Lett. **113**, 1 (2014).
- [51] S.I. Braginskii Rev. Plasma Phys. **1**, 205 (1965).
- [52] S. Fujioka, *et al.*, Phys. Rev. E **91**, 063102 (2015).



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
研究センター教授。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を
探ったり、新しい高エネルギー密
度プラズマ実験を展開しています。最近、家に帰ると、息子
(4歳)と娘(2歳)に冗談(であることを願っています)で
「臭い、臭い。」と言われるのを気にして、40代からのボ
ディソープを使い始めました。