パワーレーザーを用いた強磁場発生

藤岡 慎介, 森田 大樹, 松尾 一輝, King Fai Farley LAW, Chung LIU,
李 昇浩, 安部 勇輝, 坂田 匠平

大阪大学 レーザー科学研究所 (〒565-0871 大阪府吹田市山田丘 2-6)

Generation of Strong Magnetic Field with High-Power Laser

Shinsuke FUJIOKA, Hiroki MORITA, Kazuki MATSUO, King Fai Farley LAW, Chung LIU,
Seung Ho LEE, Yuki ABE, and Shohei SAKATA

Institute of Laser Engineering, Osaka University, 2-6 Yamadaoka, Suita, Osaka 565-0871

(Received May 23, 2019)

With the increase in intensity and energy of high-power lasers, it became possible to generate kilotesla-class magnetic fields that can be applied to high-energy-density physics experiments. The application of magnetic field broadens the interdisciplinary sciences covered by the high-energy-density-physics. In this article, we will introduce the generation of a strong magnetic field with a capacitor-coil and a sail targets driven by a high-power laser. Kilotesla magnetic field improves the quality of fast electron and ion beams produced by a high-power laser. We describe hydrodynamic instability caused by the anisotropy of thermal conduction in the external magnetic field, and the relativistic magnetic reconnection and particle acceleration associated with reconnection in high energy magnetized plasma, and finally, the challenge to 10 kT will be discussed.

Key Words: High-power-laser, Strong magnetic field, High-energy-density physics, Capacitor-coil target, Snail target

1. はじめに

短時間 (ps - ns) かつ微小空間 (< mm) に大きなエネルギーを集中できるパルス・レーザーを物質に照射することで、単位体積当たりのエネルギー (= エネルギー密度) が大きい、高エネルギー密度状態を作ることができる。高エネルギー密度状態の物質又はプラズマは、レーザー照射による材料改質及び半導体リソグラフィ用極端紫外光源として産業界で既に実用化され、更に高輝度パルス及びコヒーレント X 線源、電子・イオン源、中性子源としての研究開発が進められている。学術面では恒星及び惑星内部の超高压下における物質状態の科学、太陽表面のフレアからの高エネルギー粒子加速機構である磁気リコネクション、宇宙における高エネルギー粒子加速メカニズムである無衝突衝撃波などと共通の物理を内包しており、高エネルギー密度科学は多様な学際的研究の宝庫である。

2. レーザー駆動キャパシタ・コイルによる 磁場発生機構

高エネルギー密度物質はエネルギー変換媒体としての機能も有する。コイルの形をした物質を高エネルギー密度化することで、レーザーのエネルギーを効率的に磁場に変換することができる。我々の研究グループでは、キャパシタ・コイル・ターゲット¹⁾及びスネール・ターゲット²⁾と呼ばれるレーザー標的を用い、キロテスラ級の強磁場を発生させることに成功している。

Fig. 1 に示すように、キャパシタ・コイル・ターゲットは、平行に並べた二枚の金属円板を、円環状のワイヤで接続したものである。一方の金属円板にハイパワーレーザーを照射し、ワイヤに電流を駆動する。キャパシタ・コイル・ターゲットを用いた磁化プラズマの実験³⁻¹⁰⁾が行われている一方で、強磁場の発生メカニズムのモデル構築は未完成である。なお、電子のサイクロトロン周波数が電子-イオン衝突周波数を上回る状態のプラズマを磁化プラズマと呼ぶ。

最初に提唱されたのは、Fig. 1 に示すように、レーザープラズマ相互作用によって生成された高エネルギー電子

Fig. 1 Magnetic field generation with a capacitor-coil target. According to a model, potential difference is produced by the hot electrons flow between the two disks, however, recent experimental results support another model, in which the current is produced by the plasma flow between the disks.

が、他方の金属円板に蓄積することで金属板間に電位差が生じ、ワイヤーに電流が駆動されるというモデルである¹¹⁻¹³⁾。このモデルによると、電子が極板間を移動するナノ秒以下の時間で電位差が形成され、コイルに電流が流れる時間は回路の抵抗とインダクタンスで決まるため、磁場のパルス幅はレーザーパルス幅に依存しないことになる。2017年及び2018年に米国ロチェスター大学のOMEGA-EPレーザーにて、照射レーザーの強度を固定したまま、パルス幅を0.75 nsから10 nsまで変えると、磁場のパルス幅がレーザーパルス幅に追従して伸びるという実験結果が得られた。この実験結果は上述のモデルでは説明できない。レーザーが照射され続けている間、二枚の金属板間を満たすプラズマ中に電流が生じるという新しいモデル¹⁴⁾を支持する結果である。

この新しいモデルも完全では無く、実験で観測されている磁場強度の時間変化を説明できない。モデルと実験結果の不一致の原因と着目しているのが、(1)コイル材質の導電率の温度依存性、(2)コイル断面での電流密度分布の時間変化の2つである。コイル断面における電流密度分布の時間変化は、導電率の温度依存性に依存する。したがって、導電率の温度依存性を考慮した時間依存の電磁場解析コードの開発が、実験結果の解析や長パルスにおけるレーザー駆動コイルのモデル構築において重要な課題である。

kT級の強磁場が生成されている間、コイルには100 kA相当の電流が流れている。この電流はジュール加熱によってコイル材を数万度に達する高温状態にまで加熱する。数万度の温度を有する固体物質は、Warm Dense Matter (WDM)と呼ばれる状態にある。WDM状態は物質の非結晶性と原子の部分電離が混在した、固体とプラズマの中間状態である。この状態ではクーロン相互作用や電子縮退の効果が顕著に現れるため、従来の固体

物理やプラズマ物理の理論が適用できない。WDM状態における導電率の温度依存性を調べるために、第一原理計算手法であるQuantum Molecular Dynamics (QMD)を用いた。

Fig. 2は固体密度の金における導電率の温度特性を表している。金の導電率は沸点0.27 eVまでは温度とともに下がることが実験的に確認されている。沸点以上の導電率は、計測が困難であることから実験的に詳しく調べられていない。修正Spitzerモデル¹⁵⁾によると、金の導電率は沸点に達すると急激に下降し、1 eV付近までは

Fig. 2 The conductivity of gold in the warm dense matter regime. The circles are experimental results and the solid line is a calculation with the modified Spitzer model. The crosses are our calculation with QMD scheme.

絶縁体のように振る舞うと予測されている。対して QMD の計算結果は 0.2, 0.5, 1 eV の各温度において、金は 10^6 S/m 程度の導電率を保っているという結果を示している。我々は、WDM 状態にある物質の電気伝導率をモデルに組み込み、キャパシタ・コイルターゲットで生成される磁場強度の空間及び時間変化を計算するシミュレーション・コードの開発に取り組んでいる。現在のところ、開発したシミュレーション・コードを使って、実験で観測された磁場の空間分布は再現できているが、時間変化はまだ定性的な一致に留まっている。この取り組みの一部は学術論文として発表している¹⁶⁾。

3. キャパシタ・コイル・ターゲットを用いた 高エネルギー密度磁化プラズマ研究の進展

レーザー駆動方式によってキロテスラ級の磁場が実現するまでは、外部から印加される磁場の圧力はプラズマの圧力よりも遙かに小さく、外部から印加された磁場が高エネルギー密度プラズマの主たるダイナミクスに与える影響は小さかった。最近の研究では、外部磁場によってプラズマ中での熱伝導が非等方になることによって、高エネルギー密度プラズマのダイナミクスが変化することも明らかになっている。本章では、キャパシタ・コイル・ターゲットの利用によって拡大している磁化プラズマ研究の進展について紹介する。

磁場を活用した高エネルギー密度科学研究の一例として、最初に磁化高速点火¹⁷⁾の概略を述べる。詳細は坂田氏による解説論文をご覧ください。磁化高速点火とは、外部印加した強磁場とレーザー核融合高速点火を組み合わせた核融合プラズマの加熱法である。高速点火方式は、核融合燃料の圧縮と加熱の過程を分離することで、核融合点火に必要なエネルギーを低減する方法として提案された。高速点火方式の一般的なシナリオでは、ペタワット級の高強度レーザーで加速した電子ビームで、別途圧縮した核融合燃料を加熱する。しかしながら、レーザーで加速された電子ビームは全角で 100 度程度の大きな発散角を有しているため、加速された電子ビームの大半は、核融合燃料と衝突しないという障害を抱えていた。電子ビームの発散角を低減するために、電子ビームの伝播領域に外部から縦磁場を印加する「磁化高速点火」が提案された¹⁷⁻¹⁹⁾。

磁場中に存在する電子は、磁力線周りを旋回運動する。磁場の強度が上昇すると、その旋回半径は小さくなり、磁力線に沿った方向には自由に動けるが、磁力線を跨ぐ方向には動けなくなる。高速電子の発生点から核融合燃料を繋ぐように、強力な磁力線を張ることで、高速電子ビームの発散を抑え、燃料に向けて誘導することが可能である。レーザー駆動磁場を核融合燃料に印加することで、加熱レーザーから核融合燃料へのエネルギー変換効率を 8% まで上昇させることに成功した⁶⁾。加熱レーザーのエネルギーの 15% 以上が加熱に寄与できるような最適化が可能である。

高速点火レーザー核融合のみならず、中心点火レー

ザー核融合にレーザー駆動磁場を応用する研究も行われている。例えば、Lawrence Livermore National Laboratory の National Ignition Facility (NIF) では、中心点火方式によるレーザー核融合の研究が進められている。中心点火方式では、重水素-三重水素の混合ガスを低温固化して製造した球殻を燃料に用いる。球殻の内側は、重水素と三重水素のガスを含んでいる。均一なレーザー又は X 線で球殻の表面を照射し圧縮することで、ホットスパークと呼ばれる高温・低密度の重水素・三重水素プラズマを中心部に形成する。最大圧縮時には、ホットスパークの周囲を低温・高密度の重水素・三重水素の高密度燃料が取り囲む構造が形成される。高温のホットスパークから低温の燃料部に電子熱伝導によってエネルギーが損失することが、核融合点火に必要なエネルギーを増大させる要因の一つである。

上述の磁化高速点火のメカニズムと同じように、強磁場下では電子は磁力線を跨ぐ方向に運動出来なくなる。つまり、磁力線を跨ぐ方向への電子熱伝導が抑制される。強磁場による熱伝導の抑制によって、核融合点火の条件が緩和されることが、シミュレーションで予測されている²⁰⁾。このアイデアを実現する方法の一つとして、レーザー駆動キャパシタ・コイル・ターゲットが利用されている。間接照射型レーザー核融合で用いられる金属円筒(ホーラム)がコイルを兼ねることで、間接照射による一様な燃料圧縮と、レーザー駆動方式による強磁場発生を両立させると期待されている。米国ロチェスター大学の OMEGA レーザーを用いて実験が進められ、100-200 T の磁場の発生に成功している⁹⁾。現在、このホーラム型コイルに NIF のレーザーを照射し、生成される磁場強度の測定が行われている。

続いて、高エネルギー密度プラズマの流体现象の応用において障壁となっている流体力学的不安定性に対する外部磁場の影響に関する研究を紹介する。強磁場下では高エネルギー密度プラズマ中での電子熱伝導が非等方になる。非等方になった結果、高エネルギー密度プラズマの流体運動が変化することがシミュレーションで示された²¹⁾。物質の表面に高強度レーザーを照射すると、物質表面は急激に加熱されプラズマ化し、表面の剥離つまりアブレーションが起こる。アブレーションされた物質・プラズマは真空側に膨脹し、物質表面から真空側に向かって指数関数的に減少する密度分布を有する。一方、レーザーエネルギーは、レーザーの波長で決まる臨界密度(固体密度の 1/100 程度)程度の比較的低密度なプラズマで吸収される。吸収点から固体表面には主に熱伝導でエネルギーが輸送されることから、圧力勾配は密度勾配と逆の符号を有する。密度勾配と圧力勾配が逆であるため、アブレーション・プラズマは流体力学的に不安定である。レーザー照射された物質の表面の擾乱の振幅は、レイリー・テイラー不安定性によって時間に対して指数関数的に増大する。

アブレーションを伴う物質に外部から 100 T の磁場を印加し、物質表面の擾乱の成長を観測した。シミュレーション及びモデルとの比較を容易にするために、波長及

び振幅が既知の擾乱を印加したプラスチック薄膜に高強度レーザーを照射した。X線バックライト法とX線ストリークカメラを組み合わせ、擾乱振幅の時間変化を観測した。アブレーションによるプラズマの流れと平行な磁場を外部から印加すると、流体不安定性の成長率が顕著に増大することが観測された。これは、熱伝導の非等方性によって、擾乱の谷にあたる部分の圧力が増大し、逆に擾乱の山頂にあたる部分の圧力が低下することで、擾乱の谷はより深く、擾乱の山頂はより高くなるのが原因である⁴⁾。この実験条件においては、磁気圧はプラズマの圧力よりも十分低い。しかしながら、熱伝導の非等方性を介して、流体運動が変化することを示すことができた。

最後に、イオン加速へのレーザー駆動磁場の応用を述べる。レーザーの高強度化により、レーザー加速によるイオンビーム生成の研究が盛んに行われている。しかしながら、レーザー加速されるイオン種は水素(プロトン)が主であり、粒子線癌治療や原子核物理学実験に求められる重元素のレーザー加速の研究は半ばである。我々が開発したキロテスラ級磁場と、相対論的強度($> 10^{18} \text{ W/cm}^2$)のピコ秒レーザーを組み合わせ、高価数の重粒子ビームを効率的に加速することが可能であると考えている。

レーザーイオン加速では、レーザーを薄膜に照射する。最初に薄膜から生成されるプラズマ中の電子が光圧(ポンドロモティブ力)で加速され、電子は薄膜から逃走する。逃走電子によって、薄膜表面に電場が形成され、薄膜の表面に水や油脂として付着しているプロトンが、この電場で加速される。水や油脂が加速し尽くされた後に、薄膜を構成している他元素が加速される。プロトンは $Z/A = 1$ であるため極めて加速されやすい。ここで Z は電離価数、 A は質量数である。薄膜中の重元素を加速するためには、(1)プロトン加速後も電場を維持するため、長時間にわたりレーザーを薄膜に照射し続けること、(2)加速前に重元素を高価数に電離して Z/A を大きくすること、(3)逃走電子を局所的に閉じ込め加速電場を大

きくすることが必要である。

(1)と(2)の条件を実現するには、加速レーザーの長パルス化が有効である。従来、レーザー加速に用いられていたパルス幅は1 ps以下であったが、大型レーザー装置において、1 ps以上のパルス幅でPWを越えるパワーが実現している。パルス幅が伸びるにしたがって、加速電場が維持される時間も伸長する。加えて、レーザーと薄膜の相互作用面からの熱伝導によって、数psの時間スケールで薄膜の固体密度領域も加熱され(熱拡散加熱²²⁾)、高価数に電離することが数値シミュレーションで予測されている。

(3)の条件を実現するため、磁場を利用する。プロトン源となるターゲットに垂直な磁力線を印加することで、レーザー加速電子が横方向に広がることを抑制し、逃走電子を局所的に閉じ込めることができる。閉じ込められた電子は、ターゲットの表面と裏面を往復するうちに、何度もレーザーからエネルギーを受け取り高エネルギー化する。外部磁場を印加することで、加速イオンが高エネルギー化することは、シミュレーションで予測されており²³⁾、現在その実証実験を進めている最中である。

4. スネール・ターゲットを用いた磁場発生

スネール・ターゲットは、ロシア核科学研究大学のPhilipp Korneev博士が提案した磁場生成ターゲットである。Fig. 3(a)はスネール・ターゲットの模式図と写真である。Fig. 3(b)は磁場発生メカニズムを模式的に示している。高強度レーザーの振動電場によって電子が高エネルギーにまで加速され、ターゲットの外部に放出される。局所的に電子が欠乏すると、電荷中性を保つために、周囲からレーザー照射点に向けて電子が流れる(return current)。同時に、スネール・ターゲットの内面で、レーザーは反射を繰り返しながら電子を加速する(surface current)。この二つの電流の和(net current)で磁場が形成される。Fig. 3(c)は実験結果から再構成した磁場の空間分布である。スネール・ターゲットの内部には、反平行

Fig. 3 Magnetic field generation with snail target irradiated by high-intensity laser.

のキロテスラ級の磁場が形成される。反平行の磁場の境界には電流シート (current sheet) が形成される。直径 $300\text{ }\mu\text{m}$ のスネール・ターゲットに、大阪大学レーザー科学研究所の LFEX レーザーの 1 ビーム (0.5 kJ , 1 ps) を照射し、 2.1 kT の磁場が生成されていることを測定した²⁴⁾。

スネール・ターゲットの内部には、互いに反対向きで、円筒の中心軸に平行な磁力線が共存し、かつ円筒の中心軸に向かうプラズマの流れが存在する。このような状況下では、この反平行の磁力線のつなぎ替え、つまり磁気リコネクションが起こり、磁場のエネルギーがプラズマに散逸されることで、高エネルギーの電子及び $Z/A=1$ のプロトンが優先的に加速されると予測される。我々は、磁気リコネクションによる加速が生じる方向、つまり円筒の中心軸に沿った方向に、電子及びイオンのエネルギー分析器を置き、乗乗エネルギー分布を持った電子及びプロトンがジェット状に加速される様子を観測することに成功した。この観測結果は、2次元及び3次元の粒子シミュレーションでも再現された²⁴⁾。

実験結果とシミュレーション結果を組み合わせ、本実験で生成したプラズマの磁化率 (プラズマのエネルギーと磁場のエネルギーの比) とアルファベン速度を計算した。一例として中心にブラックホールを持つと考えられている Cygnus X-1 の周囲に存在する降着円盤のコロナの上記値を比較したところ、両者が非常に近いことが明らかになった。つまり、この実験では、Cygnus X-1 で起こっていると予測されている磁気リコネクションの側面を実験室内で再現出来たことを意味する。実際、実験室内で発生したリコネクションに伴って加速された電子のエネルギー分布の形状は、Cygnus X-1 から放射させる X 線スペクトルを説明するために推定された電子のエネルギー分布と全く相似であった。つまり、Cygnus X-1 から放射される高エネルギーの X 線を説明する電子加速の機構として、磁気リコネクションが有力な候補である

ことを実験的に示すことに成功した。更に実験データを蓄積することが、Cygnus X-1 からの硬 X 線放射機構の解明に繋がると期待される。

5. 10 kT 超の実現に向けて

我々は一つの目標値として、 10 kT の達成を掲げている。 10 kT の磁場中での電子サイクロトン周波数は、Nd:glass レーザーの $1.053\text{ }\mu\text{m}$ の光の周波数と等しい。つまり、 10 kT の磁場中を運動する電子は、Nd:glass レーザー光と共鳴的な相互作用をすると期待される。また、 10 kT の強磁場下での電子のサイクロトン運動の軌道周長は、電子のド・ブロイ波長と同程度になり、量子力学的な効果が顕在化する。電子の軌道周長が、ド・ブロイ波長の整数倍しか許容されないため、強磁場下では自由電子が取り得る運動エネルギーは離散化する。この現象はランダウ量子化と呼ばれ、 10 kT で準位差は 1 eV である。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解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、可視光 (光子エネルギー $\sim 2\text{ eV}$) や真空紫外 (光子エネルギー $\sim 10\text{ eV}$) 領域では、波動関数の磁場による変化を無磁場の波動関数の一次摂動として扱うことができず、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、ランダウ量子化及びゼーマン分離が利用されるが、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ない。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。次世代 X 線観測衛星は、強磁場天体観測を視野に入れており、高エネルギー分解能分光器を搭載する。非線形

Fig. 4 Magnetic field compression by using laser-driven cylinder implosion. (a) Experimental setup and (b) computed X-ray spectra emitted from unmagnetized (black solid line) and magnetized silicon plasmas (gray dashed line).

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ベースになると期待される。

10 kT を達成するための方法の一つとして、上述のスネール・ターゲットを考えている。LFEX レーザーは4ビームで構成されており、スネール・ターゲットを照射するレーザーのエネルギーは、2.1 kT を達成した実験と比べて、4 倍増大させることが出来る。加えて、スネール・ターゲットの直径を 100 μm に小さくすれば、0.5 kJ/1 ps の LFEX レーザーでも、10 kT を達成出来ることを、シミュレーションで予測している。スネール・ターゲットを用いて、本研究で必要な 10 kT を実現出来る可能性は高い。

もう一つは、キャパシタ・コイル・ターゲットで生成した 1 kT 程度の種磁場を円筒状のプラズマで圧縮することによって、10 kT を越える強磁場を達成する手法である。Fig. 4(a) は実験の模式図である。2 個のキャパシタ・コイル・ターゲットを対面に配置し、一様な種磁場を形成する。2 個のキャパシタ・コイル・ターゲットの中心付近に、密度 5 mg/cm³ の低密度酸化シリコン・フォームを詰め込んだプラスチック円筒を置き、円筒の表面に高強度レーザーを集光照射し、円筒をプラズマ化すると同時に圧縮する。プラズマの圧縮に伴って、磁場も圧縮され、中心部では 10 kT を越える磁場が生成されることを、流体シミュレーションで確認している。Fig. 4(b) は、10 kT の磁場に置かれたシリコンプラズマから放射される X 線スペクトル(灰色破線)と磁場が印加されていないシリコンプラズマから放射される X 線スペクトル(黒実線)の比較である。

6. まとめ

レーザー駆動方式による強磁場発生によって、高エネルギー密度科学が包含する学際的研究の幅が拡大した。磁場によって、レーザー加速量子ビームの高品質化が図られ、その実益は高速点火レーザー核融合における加熱効率の向上に繋がっている。今後は、レーザー加速イオンビームの高エネルギー化やこれまで加速させることが難しかった高 Z 番号イオンの加速にも繋がると期待している。現在、レーザー駆動方式で達成出来ている磁場強度は数キロ・テスラに留まっている。10 kT を達成する事ができれば、高エネルギー密度磁化プラズマに量子論的な効果が加わることとなり、更なる研究領域の拡大が期待される。我々は、スネール・ターゲット及び磁場圧縮を使い、10 kT の達成を目指している。

謝 辞

本研究の遂行に当たり、レーザーオペレーション、ターゲット製作、プラズマ計測及び計算機・ネットワークの管理に支援を頂いた、大阪大学レーザー科学研究所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、自然科学研究機構核融合科学研究

所との双方向型共同研究及びレーザー科学研究所の共同利用・共同研究拠点事業の支援を得て実施されました。同時に、本研究の一部は日本学術振興会の科学研究費補助金、日露二国間交流事業、特別研究員事業、日米科学技術協力事業核融合分野の支援も得て実施されました。

本研究を進める上で、貴重な知見を提供頂いた、兒玉了祐氏(大阪大学)、疇地 宏氏(大阪大学)、千徳 靖彦氏(大阪大学)、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)、有川 安信氏(大阪大学)、重森 啓介氏(大阪大学)、坂和 洋一氏(大阪大学)、余語 覚文氏(大阪大学)、藏満 康浩氏(大阪大学)、Joao Jorge Santos 氏(ボルドー大学)、Philippe Nicolai 氏(ボルドー大学)、Vladimir Tikhonchuk 氏(ボルドー大学)、砂原 淳氏(パデュー大学)、坂上 仁志氏(核融合科学研究所)、Philipp Korneev 氏(ロシア国立核科学研究大学)、Gabriel Schaumann 氏(ダルムシュタット工科大学)、Zhe Zhang 氏(中国科学院物理研究所)、Jiayong Zhong 氏(北京師範大学)、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国立研究所)、荻津 格氏(ローレンスリバモア国立研究所)、Frank Graziani 氏(ローレンスリバモア国立研究所)に感謝いたします。

最後にこのような機会を提供頂きましたレーザー研究編集委員の皆様に感謝申し上げます。

参考文献

- 1) S. Fujioka, Z. Zhang, K. Ishihara, K. Shigemori, Y. Hironaka, T. Johzaki, A. Sunahara, N. Yamamoto, H. Nakashima, T. Watanabe, *et al.*: Sci. Rep. **3** (2013) 1170.
- 2) P. Korneev, E. D' Humières, and V. Tikhonchuk: Phys. Rev. E **91** (2015) 043107.
- 3) X. X. Pei, J. Y. Zhong, Y. Sakawa, Z. Zhang, K. Zhang, H. G. Wei, Y. T. Li, Y. F. Li, B. J. Zhu, T. Sano, *et al.*: Phys. Plasmas **23** (2016) 032125.
- 4) K. Matsuo, H. Nagatomo, Z. Zhang, P. Nicolai, T. Sano, S. Sakata, S. Kojima, S. H. Lee, K. F. F. Law, Y. Arikawa, *et al.*: Phys. Rev. E **95** (2017) 053204.
- 5) M. Bailly-Grandvaux, J. J. Santos, C. Bellei, P. Forestier-Colleoni, S. Fujioka, L. Giuffrida, J. J. Honrubia, D. Batani, R. Bouillaud, M. Chevrot, *et al.*: Nat. Commun. **9** (2018) 102.
- 6) S. Sakata, S. Lee, H. Morita, T. Johzaki, H. Sawada, Y. Iwasa, K. Matsuo, K. F. F. Law, A. Yao, M. Hata, *et al.*: Nat. Commun. **9** (2018) 3937.
- 7) J. J. Santos, M. Bailly-Grandvaux, M. Ehret, A. V. Arefiev, D. Batani, F. N. Beg, A. Calisti, S. Ferri, R. Florido, P. Forestier-Colleoni, *et al.*: Phys. Plasmas **25** (2018) 056705.
- 8) B. J. Zhu, Y. T. Li, D. W. Yuan, Y. F. Li, F. Li, G. Q. Liao, J. R. Zhao, J. Y. Zhong, F. B. Xue, S. K. He, *et al.*: Appl. Phys. Lett. **107** (2015) 261903.
- 9) C. Goyon, B. B. Pollock, D. P. Turnbull, A. Hazi, L. Divol, W. A. Farmer, D. Haberberger, J. Javedani, A. J. Johnson, A. Kemp, *et al.*: Phys. Rev. E **95** (2017) 033208.
- 10) K. F. F. Law, M. Bailly-Grandvaux, A. Morace, S. Sakata, K. Matsuo, S. Kojima, S. Lee, X. Vaisseau, Y. Arikawa, A. Yogo, *et al.*: Appl. Phys. Lett. **108** (2016) 091104.
- 11) H. Daido, F. Miki, K. Mima, M. Fujita, K. Sawai, H. Fujita, Y. Kitagawa, S. Nakai, and C. Yamanaka: Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 846.
- 12) G.-Q. Liao, Y.-T. Li, B.-J. Zhu, Y.-F. Li, F. Li, M.-C. Li, X. Wang, Z. Zhang, S.-K. He, W.-W. Wang, *et al.*: Matter Radiat. Extrem. **1** (2016) 187.
- 13) C. Courtois, D. Ash, D. M. Chambers, R. D. Grundy, and N. C. Woolsey: J. Appl. Phys. **98** (2005) 054913.

- 14) V. T. Tikhonchuk, M. Bailly-Grandvaux, J. J. Santos, and A. Poyé: Phys. Rev. E **96** (2017) 023202.
- 15) Z. Fu, L. Jia, X. Sun, and Q. Chen: High Energy Density Phys. **9** (2013) 781.
- 16) H. Morita, A. Sunahara, Y. Arikawa, H. Azechi, and S. Fujioka: Phys. Plasmas **25** (2018) 094505.
- 17) D. J. Strozzi, M. Tabak, D. J. Larson, L. Divol, A. J. Kemp, C. Bellei, M. M. Marinak, and M. H. Key: Phys. Plasmas **19** (2012) 072711.
- 18) H. Cai, S. Zhu, and X. T. He: Phys. Plasma **20** (2013) 072701.
- 19) T. Johzaki, H. Nagatomo, A. Sunahara, Y. Sentoku, H. Sakagami, M. Hata, T. Taguchi, K. Mima, Y. Kai, D. Ajimi, *et al.*: Plasma Phys. Control. Fusion **59** (2017) 014045.
- 20) L. J. Perkins, B. G. Logan, G. B. Zimmerman, and C. J. Werner: Phys. Plasmas **20** (2013) 072708.
- 21) H. Nagatomo, T. Johzaki, T. Asahina, M. Hata, K. Matsuo, S. Lee, A. Sunahara, H. Sakagami, K. Mima, K. Iwano, *et al.*: Nucl. Fusion **57** (2017) 086009.
- 22) A. J. Kemp, Y. Sentoku, and M. Tabak: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 075004.
- 23) A. Arefiev, T. Toncian, and G. Fiksel: New J. Phys. **18** (2016) 105011.
- 24) K. F. F. Law, Y. Abe, A. Morace, Y. Arikawa, S. Sakata, S. Lee, K. Matsuo, H. Morita, Y. Ochiai, C. Liu, *et al.*: arXiv:1904.02850v1 [physics.plasm-ph] (2019).