

# キロテスラ級磁場下における超高強度レーザープラズマ相互作用の物理

畑 昌育

大阪大学 レーザー科学研究所

## 1. はじめに

本報告は、平成 28 年度に実施された若手・女性研究者支援萌芽枠によって実施された研究をさらに推し進め、平成 29 年度の若手・女性研究者支援萌芽枠の下で実施したものである。したがって前半の報告内容については CMC の HPC Journal, No. 7, p.25-28, July, 2017 のものと同様である。既に背景などご存知の方は、4.強磁場化レーザープラズマ相互作用から読み進められたい。

## 2. 背景

1994 年の CPA 技術の発見[1]により、レーザーの出力は飛躍的に向上し、2 PW という大出力レーザーを建設することが可能となっている。この出力のレーザー光を数ミクロン程度のスポットまで絞ると、 $10^{22}$  W/cm<sup>2</sup> という超高強度の光を作り出すことができる。我が国では、量子科学技術研究開発機構関西光科学研究所にて開発されている J-KAREN レーザーがこのような超高強度レーザー装置に該当し、その各種パラメータは 30 J、30 fs、1 PW となる見込みである[2]。また、大阪大学レーザーエネルギー学研究センターには、レーザー強度では  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> 程度と劣っているもののエネルギー量で J-KAREN レーザーを大きく上回る LFEX レーザーがあり、世界最高の出力性能を誇っている[3]。そのパラメータは 3 kJ、1.5 ps、2 PW である。また、世界的にも大出力超高強度レーザーの建造が急ピッチで進められており、今後、米国、欧州、中国などで複数の装置が稼働する見通しである。これらのレーザーは主に、核融合、核物理、宇宙物理といった基礎研究から、発生する高エネルギー量子線の基礎研究応用・医療応用といった応用研究まで幅広く利用される。このような状況の中、阪大レーザー研では、FIREX プロジェクトという高速点火レーザー核融合研究プロジェクトが立ちあげられ、今日まで精力的な研究が実

験・理論の両面から行われてきている[3]。

高速点火方式レーザー核融合のシナリオを、図 1 に示す。まず、爆縮レーザーを四方八方から照射する (①)。これにより、ターゲット表面は瞬時にプラズマ化し、プラズマ膨張の反作用によりターゲットが圧縮される (②)。そして、最大圧縮時に、噴出プラズマのないコーン内に超高強度レーザーを投入しコーンとの相互作用により生成された高エネルギー電子を用いてコアを加熱する (③)。最後に点火・燃焼が起こる (④)。研究グループは、これまでの研究により、本方式の数々の課題を明らかにし、それらの克服に向けて研究を進めてきた。近年大きな問題となっていることの 1 つに、図 1 のステップ③において生成される高エネルギー電子が大きな発散角を持ち、生成点がコアから離れていると爆縮コアにエネルギーを落とせないというものがある。そのような中、2013 年に高出力レーザーを用いることで、実験室においてキロテスラ級の強磁場を生成できることが報告され、強磁場を使って、レーザー生成高エネルギー電子を効率よくコアまで輸送する方法が提案された[4、5]。

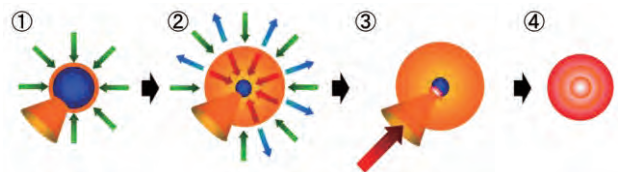


図 1 高速点火方式レーザー核融合のシナリオ

磁場とプラズマとの歴史は長く、磁場閉じ込め核融合や宇宙プラズマでは数多くの研究がなされてきているが、レーザープラズマの分野ではそれほど研究例は多くない。レーザープラズマの特徴として、非常に短い時間スケール（プラズマ振動の時間スケール）と超高強度の電磁波（電子が相対論領域まで加速される程強い電場）、そして生成されるプラズマが高エネルギー密度状態であることが挙げられる。

近年生成可能になった強磁場環境と高エネルギー密度状態（レーザー生成プラズマ）の二つの極限状態の組み合わせは、これまで実験することのできなかったパラメータ領域であり、未踏の研究領域である。

本研究では、強磁場中の超高強度レーザーとプラズマとの相互作用について相対論的電磁粒子コードを用いた計算機シミュレーションを行い、その物理を明らかにする。

### 3. 相対論的電磁粒子コード

相対論的電磁粒子コードとは、荷電粒子の相対論的運動方程式および Maxwell 方程式をカップリングして解くコードであり、電磁場とプラズマとの相互作用を自己無道着に解くことができる。電磁場は格子量として扱われ、Maxwell 方程式を時間・空間的に差分化する。荷電粒子は粒子として扱い、運動方程式を時間的に差分化する。計算のアルゴリズムは図2に示すような順になり、①粒子の位置・速度から電荷密度・電流密度を計算、②電荷密度・電流密度から電磁場を更新、③電磁場から力を計算、④力から粒子の位置・速度を更新となる。このループを計算したい時間分だけ繰り返し、計算を実行する。粒子コードの詳細については、C. K. Birdsall の本などを参照されたい[6]。

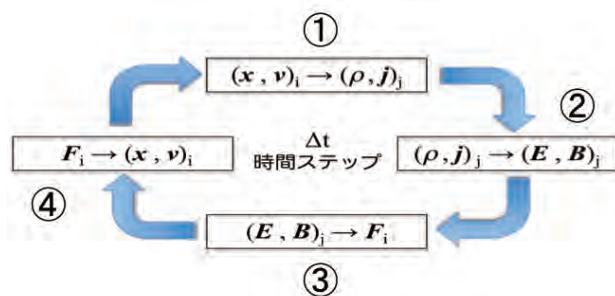


図2 粒子コードの計算アルゴリズム

一般に、粒子コードでは、電磁場よりも荷電粒子の計算が重いため、粒子のループについて並列化を行うことで大幅な計算時間の短縮が可能となる。また、大規模な計算をする場合には、大量のメモリが必要となるため、領域分割による並列化を行い、担当する領域の電磁場と粒子のみを解くようにすればよい。

## 4. 強磁場下レーザープラズマ相互作用

### 4.1 シミュレーション条件

考える系はシンプルかつ実験に近いものを扱い、複数回の実行が可能な計算規模（時空間サイズ）に設定した。レーザーやプラズマのパラメータは実験に近い条件をなるべく採用した。レーザーは空間的にはガウシアン、時間的には矩形のプロファイルを持つものを想定し、最大強度  $4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 、波長  $1 \mu\text{m}$ 、スポット径(FWHM)  $20 \mu\text{m}$ 、パルス幅半無限の直線偏光とした。ターゲットは、レーザーのメインパルスに先行する比較的低強度ではあるが長パルスであるプリパルスによってあらかじめプラズマ化・膨張しているとして、スケール長  $20 \mu\text{m}$  のプリプラズマ付き CH プラズマを置いた (図3)。そして、外部磁場として x 方向に平行磁場  $50 \text{ kT}$  を印加し、 $600 \text{ fs}$  のシミュレーションを実施した。

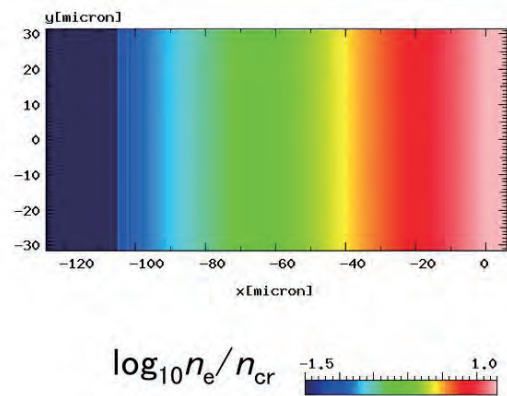


図3 ターゲットの初期電子密度

### 4.2 高密度磁化プラズマ中のレーザー伝播

図4に200, 300, 400, 500 fsにおけるレーザー周期で平均した電場強度および電子密度の二次元プロファイルを示す。磁場なしの場合に電磁波が侵入できなくなる古典臨界密度( $n_{cr}$ )は、 $x = -60 \mu\text{m}$  の辺りで、レーザーが相対論的強度であるため、その効果を考慮した場合には相対論的臨界密度が古典臨界密度の約2倍となり、その密度は  $x = -46 \mu\text{m}$  の辺りになる。図4より、非常に強い磁場をかけた場合には、レーザーが古典的臨界密度だけではなく、相対論的臨界密度をも超えて伝播していることがわかる。また、図4 (a-3)を見ると、一部の成分は  $x = 24 \mu\text{m}$  の辺りで反射されており、一部成分はさらに高密度領域ま

で侵入していることがわかる。この  $x = 24 \mu\text{m}$  における電子密度を調べると  $6n_{\text{cr}}$  となっていた。外部磁場に平行に伝播する電磁波の線形分散関係によると、今回のシミュレーションのパラメータの場合、右回りの円偏光成分は臨界密度が消失し、左回りの円偏光成分に対しては臨界密度が  $6n_{\text{cr}}$  となる。シミュレーションの結果は、概ね線形分散関係の通りとなっているが、図 4(a-4,5)を見ると後続のパルスが高密度領域に伝播することができなくなっていることがわかる。このことは理論的な予測とは異なる振る舞いであり、なんらかの電磁波伝播の阻害機構があると考えられる。

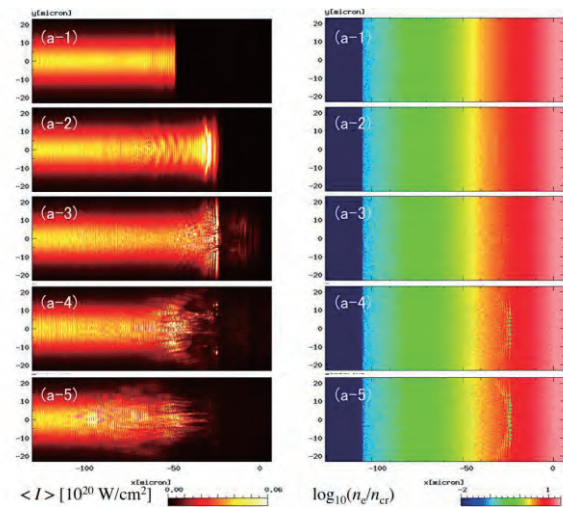


図 4  $t = (1)200, (2)300, (3)400, (4)500, (5)600 \text{ fs}$  におけるレーザー周期で平均した電場強度(a)と電子密度(b)の二次元プロファイル

より詳細にこの現象を調べるために、右回り円偏光のレーザーを用いて一次元的な計算を実施した。この計算では、 $y$  方向のメッシュを極端に減らすことで一元的な計算を実施している。そして、レーザーは  $y$  方向に関しては一様として、最大強度  $1.37 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$  で打ち続けた。図 5 にその結果として、(a)150, (b)200, (c)250 fs における電磁場エネルギーおよび電子密度の空間プロファイルを示す。黒線は電子密度を、青線は電磁場エネルギーを示している。図 5(b)を見ると、パルスの先頭部分は高密度プラズマ部分を伝播し、真空領域に抜けていることがわかる。また、その際一部の成分がプラズマ後面で反射している。そして、それとは別に、プラズマの前面において、後続のパルスが高密度領域に伝播できな

くなくなると共に反射が起きていることがわかる。さらに図 5(c)の時刻をみると、後続のパルスは全く高密度プラズマ領域に入らないことがわかる。

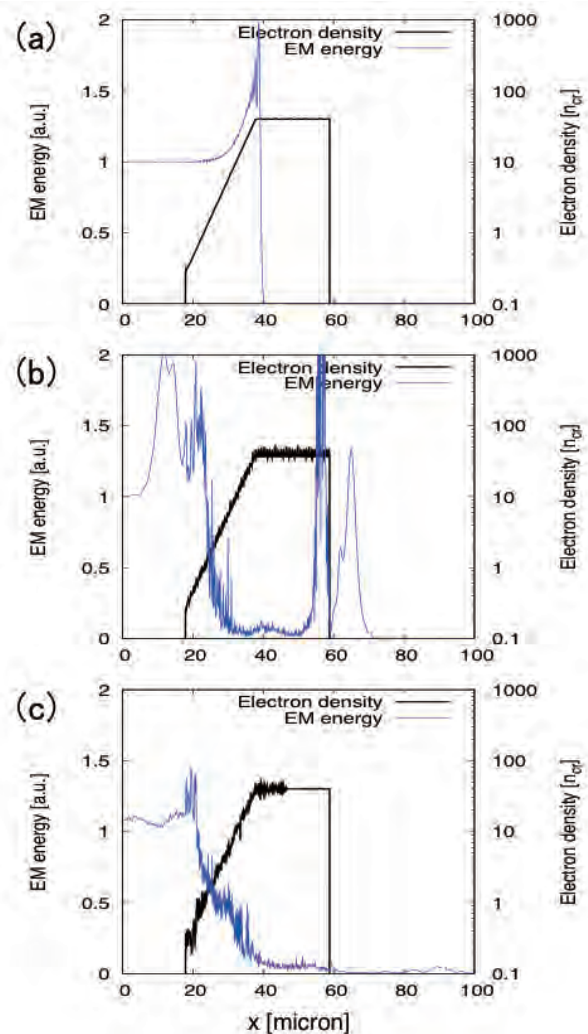


図 5 外部磁場が(a)0.5 kT および(b)5 kT の場合の  $t = 500 \text{ fs}$  におけるレーザー周期で時間平均した  $x$  方向磁場の二次元プロファイル

#### 4. 3 右回り円偏光レーザーの伝播阻害要因

前節の結果から、 $x = 25\text{--}40 \mu\text{m}$  の辺りで右回り円偏光レーザーの伝播を阻害する何かが起きていると考えられたため、その領域を詳細に調べた。図 6 に、 $x = 25\text{--}40 \mu\text{m}$  におけるイオンの位相空間 ( $x\text{-}P_x$ ) を示す。150 fs の時には位相空間上ではほとんど動かないイオンが 200 fs の時には  $x > 34 \mu\text{m}$  の辺りで縦波を生じてきており、さらに時間の経過した 250 fs では、 $x = 25\text{--}35 \mu\text{m}$  の領域で大振幅の波に成長している様子がわかる。これはイオン音波である。右回り円偏光のレーザーが伝播できにくくなる時刻に波が成長し始め、そして全く伝播できなくなっている

250 fs においてはイオン音波が十分に成長していることが明らかになった。プラズマ中の波動では、一つの波が複数の波に別れたりすることがあるが、この現象においては、入射の右回り円偏光の電磁波（磁場中ではホイッスラー波と呼ばれる）がイオン音波と反射の右回り円偏光の電磁波とに別れており、その結果、後続のパルスが高密度プラズマ領域に侵入できなくなっているということがイオン音波の波長と入射と反射の電磁波の波長を確認することにより明らかになった。

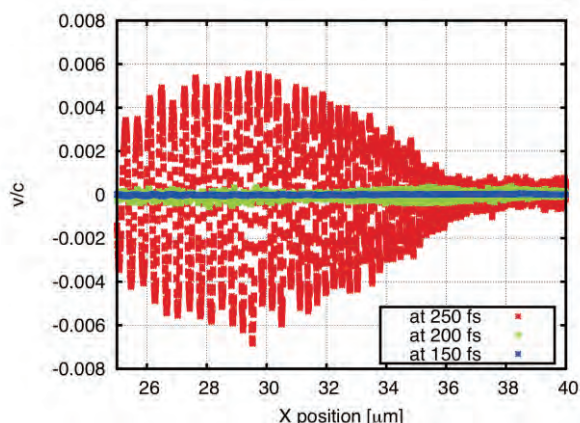


図6 ターゲット後方( $x = 4 \mu\text{m}$ )で計測した電子ビームフルエンスの外部磁場強度依存性

## 5. おわりに

本研究では、強磁場中の超高強度レーザープラズマ相互作用の電磁粒子シミュレーションを行い、非常に強い外部磁場印加下における超高強度レーザーの高密度領域伝播について調べた。その結果、線形分散関係の上では、臨界密度のない右回り円偏光レーザーがイオン音波の発生により伝播を阻害され、高密度領域に侵入できなくなることを発見した。最後に、若手・女性研究者支援萌芽枠採用により本研究を大きく進展させることができましたことに深く感謝申し上げます。

## 参考文献

- (1) M. D. Perry and G. Morou, *Science*, **264**, 917, (1994).
- (2) <http://www.kansai.qst.go.jp/research-1.html>
- (3) H. Azechi and FIREX Project Team, *J. Phys.: Conf.*

Ser., **717**, 012006 (2016).

- (4) S. Fujioka et al., *Sci. Rep.*, **3**, 1170 (2013).
- (5) T. Johzaki et al., *Plasma Phys. Control. Fusion*, **59**, 014045, (2017).
- (6) C. K. Birdsall and A. B. Langdon, *Plasma physics via computer simulation*, CRC press (2004).