

講座

ピコ秒相対論的レーザーが切り拓く 高エネルギー密度プラズマ科学の新展開

Explore the Frontier of High Energy Density Plasma Science
with Picosecond Relativistic Laser

1. はじめに

1. Introduction

千徳 靖彦

SENTOKU Yasuhiko

大阪大学レーザー科学研究所

(原稿受付：2019年2月20日)

1980年代に Chirped Pulse Amplification (CPA; 2018年 G.Mourou氏と D.Strickland氏がノーベル物理学賞を受賞) 技術が開発され、短パルスレーザーを効率的に増幅し圧縮することが可能となった。現在、レーザーの出力はペタワットに達し、超高強度レーザーの開発は大きく二つの方向性がある。

一つはエネルギーが十ジュール程度、パルス長が数十フェムト秒 (10^{-15} 秒) の極短パルス・ペタワット級レーザーであり、欧州の ELI (Extreme Light Infrastructure) レーザー群を始め、世界の研究機関・大学で建設が進められている。極短パルスレーザーを波長サイズのスポットまで集光することでレーザー強度は超相対論的となり、電子は 100 MeV 以上のエネルギーまでフェムト秒で加速される。2次的に発生する強いガンマ線を用いた核物理学、さらに陽電子・電子対生成など量子電磁気学の研究が始まっている。また、レーザーで電子を叩き出すことでターゲット表面に TV/m を超える強いシース電場が励起されることを利用したレーザーイオン加速の研究が進んでいる。日本では量子科学技術研究開発機構の J-KAREN (JAEA Kansai Advanced Relativistic ENgineering) レーザーが運用されており、現時点で世界最高クラスの強度 ($\sim 5 \times 10^{21}$ W/cm²) を誇る。

一方でレーザーのパルス長がピコ秒 (10^{-12} 秒) 以上、スポットサイズが数十ミクロンのキロジュール級の大型ペタワットレーザーは、米国ローレンスリバモア国立研究所の NIF-ARC (National Ignition Facility Advanced Radio-

graphic Capability), ロチェスター大学: OMEGA-EP (Extended Performance), 英国ラザフォード研究所: Vulcan, 仏国 LMJ: PETAL (Le Laser Mégajoule: PET-awatt Aquitaine Laser) などの高出力レーザー研究機関で建設され、高エネルギー密度科学の研究が始まっている。日本では、大阪大学レーザー科学研究所 (阪大レーザー研) の LFEX (Laser for Fast Ignition Experiments) レーザー (集光強度 $\sim 10^{19}$ W/cm²) が、世界最高クラスの出力を誇るキロジュール級レーザーとして運用されている。

超高強度レーザーとプラズマの相互作用の研究を端的に言えば“加速”と“加熱”である。ペタワットレーザーは物質を加熱し、極めて短い時間に温度 1 千万度 (1 keV) 以上、圧力 1 ギガバール以上の太陽コア付近と同等な高エネルギー密度状態を作り出すことができる地上で唯一の装置である。このレーザーにより作り出された極限的な高エネルギー密度状態において、如何に電子やイオンは加速されるのか、如何に高密度プラズマは加熱されるのか、が重要な研究テーマとなっている。加速は高速電子源、高エネルギーイオン源、ビーム中性子源やガンマ線源などの量子線源への応用が期待され、加熱は高輝度 X 線源、熱中性子源の実現、そして究極的な応用としてレーザー核融合がある。

レーザープラズマ相互作用の研究はナノ秒で始まり、CPA により数百フェムト秒以下に圧縮された超高強度レーザーが登場したことにより、相対論的領域でのレーザープラズマ相互作用の研究は大きく発展してきた。一方

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

author's e-mail: y.sentoku@ile.osaka-u.ac.jp

でピコ秒超の相対論的レーザープラズマ領域は、近年のキロジュール級レーザーが開発されたことによって、初めてアクセスが可能となった。流体的な時間スケールのナノ秒と非平衡で運動論的であるフェムト秒領域、ピコ秒とはその二つの中間のメゾスケールの新領域である。また、メゾスケールでは、高密度プラズマは準熱平衡のバルク粒子と非熱平衡の高エネルギー粒子が混在しており、流体シミュレーションや無衝突を仮定した粒子シミュレーションでは現象を再現できない。現象の時間スケールもレーザー相互作用のフェムト秒からピコ秒以上までを計算する必要があり、モデル化が難しくシミュレーション研究も進んでいなかった。

近年の実験や理論・シミュレーションによって、ピコ秒・相対論的レーザーが作り出す高エネルギー密度プラズマでは、以下の点が明らかになってきた。

- 1) 加速された電子のエネルギーが予測を超えて高くなり、非熱的な高エネルギー電子が発生する。
- 2) レーザーイオン加速の最大エネルギーが予測を超えて高くなり、エネルギー変換効率も高い。
- 3) 固体が1千万度以上に加熱され、ギガバールを超える高エネルギー密度プラズマが形成される。

本講座では、ピコ秒・相対論的レーザーにより生成される高エネルギー密度プラズマに焦点をおき、その中の粒子加速、加熱・エネルギー輸送について解説する。ピコ秒レーザーって照射時間が長いだけでは？ 大きな照射スポットになれば加速される粒子数が増えるのはあたりまでは？ と言った疑問に対して、現段階での最新の知見を紹介し答えられればと思う。本講座の構成を以下に示す。

第2章「ピコ秒・相対論的領域での光子圧ホールボーリングの新理論」ではレーザーホールボーリングの新理論[1]を紹介する。相対論的レーザーの光子圧はギガバールに達し、レーザーはプラズマを押し込むことで、臨界密度を超えてプラズマ中に侵入する（ホールボーリング現象）。ピコ秒以上の相互作用ではプラズマが光の圧力に応答し構造が変化することでレーザー光の侵入を止めることが初めて理論的に示されている。

第3章「ピコ秒レーザー照射におけるプラズマ構造変化に伴う超熱的電子加速」では、観測された超熱的電子[2]の発生機構について述べる。ホールボーリング停止後に、ブローアウト (blowout) 現象という、プラズマがレーザー側に噴出する現象が明らかになっている。ブローアウトしたプラズマが、レーザー中に染み出すことで、レーザーからより強い加速を受け超熱的電子が発生するプロセスを解説する。

第4章「ピコ秒レーザーによる keV 固体密度プラズマの形成」はピコ秒レーザーによる固体の加熱過程を解説する。固体を相対論的レーザーで照射すると、照射面近傍が高温化する。サブピコ秒レーザーでは、レーザー照射後、直ちに加熱されたプラズマは膨張し霧散する。一方ピコ秒以上レーザーを照射し加熱面の高温状態を維持することで、熱拡散的に熱エネルギーが輸送され、固体内部の広い領域が1千万度 (keV) 以上の温度に加熱されることがわ

かってきた。この熱拡散的な加熱過程は、レーザー核融合の高速点火方式の加熱過程[3]としても期待されている。

第5章「ピコ秒レーザー駆動イオンビームによる中性子源」はピコ秒レーザーイオン加速の機構とその中性子源[4]への応用を議論する。前章で述べてきたようにレーザー吸収物理が変化することで超熱的電子が発生する。その結果レーザーイオン加速も効率化し、イオンの最大エネルギーが増加する[5,6]。また、レーザーイオン加速においては、光子圧による照射面側のイオン加速と、ターゲット裏面のターゲット・ノーマル・シース加速 (TNSA) の二つの加速過程が存在する[7]が、ピコ秒レーザーは前面の光子圧加速により加速されたイオンを、裏面のTNSAにより加速する2段階加速を可能とする。エネルギーの高い重水素をベリリウム含有ターゲットに照射することで短パルス・点源の中性子ビームを発生させる。本章では、実験による結果を含め2段階イオン加速を用いた中性子源の効率化について解説する。

第6章「ピコ秒パルス相対論的レーザーと薄膜との相互作用における統計的電子加速」は大きなスポットを持つピコ秒レーザーによる統計的電子加速による非熱的電子の生成について解説する。特に薄膜相互作用では、電子が薄膜中を何度も往復することにより、レーザー場によるランダムなキックを受け統計的に加速される。この加速は宇宙線のフェルミ加速に類似し、非熱的分布を持つ高速電子が生成される。本章では、薄膜ターゲットにおける高速電子の循環がイオン加速に及ぼす影響も合わせて解説する。

最後に各章のサマリーを行い、ピコ秒・相対論的レーザープラズマ相互作用という研究領域を俯瞰し、今後の展開などについて言及する。

参考文献

- [1] N. Iwata *et al.*, Nature Comm. **9**, 623 (2018).
- [2] S. Kojima *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **717**, 012102 (2016).
- [3] S. Sakata *et al.*, Nature Comm. **9**, 3937 (2018).
- [4] 西村博明 他: プラズマ・核融合学会誌 **95**, 3 (2019).
- [5] A. Yogo *et al.*, Sci. Rep. **7**, 42451 (2017).
- [6] N. Iwata *et al.*, Phys. Plasmas **24**, 07311 (2017).
- [7] Y. Sentoku *et al.*, Phys. Plasmas **10**, 2009 (2003).



せん とく やす ひこ
千 徳 靖 彦

大阪大学レーザー科学研究所教授。1999年大阪大学工学研究科博士 (工学)。2002年に渡米、ジェネラルアトミック社研究員 (2002-2003年) を経てネバダ州立大学リノ校物理学科教員。2011年から同大学教授。ネバダではフライフィッシングで鱒釣りに熱中。2016年8月に帰国し現職。専門は高エネルギー密度科学・プラズマ物理。大阪では趣味の釣りができず植物男子仙人掌派。



講座 ピコ秒相対論的レーザーが切り拓く高エネルギー密度プラズマ科学の新展開

2. ピコ秒・相対論的領域での光子圧ホールボーリングの新理論

2. Theory of the Hole Boring by Light Pressure in the Picosecond Relativistic Regime

岩田夏弥

IWATA Natsumi

大阪大学レーザー科学研究所

(原稿受付：2019年02月20日)

高強度の光とプラズマとの相互作用において、光子圧により光が高密度プラズマを掘り進むホールボーリングは、エネルギー輸送を決定する重要な基礎過程の1つである。近年実験が開始されているピコ秒領域の相対論的レーザーとプラズマとの相互作用では、ギガバル級の超高压に加熱されたプラズマが表面の構造を変化させることでホールボーリングを止め、光を押し戻すという、フェムト秒領域では見られない新現象が現れることが明らかになった。本章では、この新現象を記述する理論を紹介する。

Keywords:

light pressure, laser hole boring, picosecond high intensity laser, relativistic laser-plasma interaction

2.1 はじめに

近年の高出力レーザー技術の発展により、レーザー光を時空間的に集光することで、光の強度が 10^{18} W/cm²を超えるレーザー光の生成が可能となっている。この強度の光電場中での電子の振動エネルギーは相対論的となり、レーザー周期である数フェムト秒 ($f_s=10^{-15}$ s) の間に瞬時に相対論的プラズマが生成される。このような相対論的強度のレーザーと物質との相互作用を用いた粒子加速や物質加熱の基礎研究と物性物理学や宇宙物理学への応用[1]、高エネルギー輻射源[2]・中性子源[3]の開発や高速点火レーザー核融合への応用[4,5]に向けた研究が進められている。

光と高密度プラズマとの相互作用において、プラズマ表面における光からプラズマへの運動量輸送、エネルギー輸送は重要な基礎過程である。相対論的強度の光の圧力(光子圧)はギガバルに及び、光はプラズマ表面を押し込みながら高密度のプラズマ中へと侵入していく。この過程は、光がプラズマに穴を掘り進む様子からホールボーリングと呼ばれ、プラズマの奥深くまで光のエネルギーを輸送する方法として研究されてきた[6-10]。

近年、キロジュール級の大エネルギーレーザーが開発され、相対論的強度をピコ秒 ($ps=10^{-12}$ s) の間保持できるレーザー装置を用いた実験がLFEX (Laser for Fast Ignition Experiments)、米国NIF-ARC (National Ignition Facility Advanced Radiographic Capability)、OMEGA-EP (Extended Performance)、仏国LMJ-PETAL (Le Laser Mégajoule-PETawatt Aquitaine Laser)などで開始されている。これらの実験では、パルス長がフェムト秒オーダーのレーザープラズマ相互作用で得られるエネルギーを超え

た電子やイオンの生成が観測されている[11,12]。ホールボーリング過程についても、ピコ秒領域ではホールボーリングが停止する、という全く新しい現象が現れることが最近の研究[13]により明らかになった。

本講座記事では、ピコ秒・相対論的レーザープラズマ相互作用におけるホールボーリングの新理論について解説する。

2.2 ホールボーリングとは

はじめに、光子圧と相対論的強度の光によるホールボーリング現象に関する基礎を説明する。

2.2.1 光の圧力(光子圧)

光の強度とは、電磁波のポインティングベクトルの大きさ S を電磁波(光)の位相で平均したもので、 $I \equiv \langle S \rangle$ と定義され、電磁波の電場の振幅 E と磁場の振幅 $B (= E)$ を用いて

$$I = \frac{c}{4\pi} \langle |\mathbf{E} \times \mathbf{B}| \rangle = \frac{c}{8\pi} \epsilon^2 E^2 \quad (1)$$

と表される。ここで、 c は光速、角括弧は電磁場の位相平均、 ϵ は電磁波の偏光子で直線偏光では $\epsilon = 1$ 、円偏光では $\epsilon = 2^{1/2}$ である。式(1)より、強度 I は電磁場の規格化振幅 $a_0 \equiv eE/m_e c \omega_L$ を用いて

$$I = n_c m_e c^3 \epsilon^2 \frac{a_0^2}{2} \quad (2)$$

と書かれることがわかる。ここで、 m_e は電子の静止質量、 c は光速、 $n_c = \omega_L^2 m_e / (4\pi e^2)$ は角振動数 ω_L の電磁波に対す

る臨界密度, e は素電荷である. 規格化振幅 a_0 は電磁波の電場中での電子の振動の運動量 $p_{os} = eE/\omega_L$ と $m_e c$ との比 $p_{os}/(m_e c)$ に等しく, $a_0 > 1$ の電磁波は相対論的であると言われる. 電磁波の波長 λ_L が $1 \mu\text{m}$ で直線偏光の場合, $a_0 > 1$ は $I > 1.37 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ に対応する.

ポインティングベクトルの大きさ S は光のエネルギー密度のフラックスの大きさであるから, 強度 $I = \langle S \rangle$ を光速 c で割れば, 位相平均した光のエネルギー密度, すなわち, 位相平均した光の圧力 (光子圧) となる. 光が物質の表面で反射率 R で反射されることを考慮すると, 物質の表面を押し光子圧は

$$P_L = (1+R) \frac{I}{c} \quad (3)$$

と記述できる. 式(3)より, 10^{18} W/cm^2 の光の光子圧は, $R = 1$ の場合およそ 0.1 ギガバルであることがわかる.

2.2.2 光子圧によるホールボーリング現象

臨界密度 n_c 以上のプラズマに相対論的強度をもつレーザー光を照射すると, プラズマ表面はギガバルレベルの光子圧で押し込まれ, 結果として光は臨界密度以上の領域に穴を掘りながら進んでいく. この光による“穴掘り”の過程をホールボーリングと呼ぶ. 図1は, 強度 $6.25 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ のレーザー光によるホールボーリングを示す三次元のプラズマ粒子 (particle-in-cell, PIC) シミュレーション結果である[8]. 図下方の形状を持つレーザーパルスの先端が臨界密度 n_c を超える電子密度の領域へと進んでいる様子がわかる.

図2に, プラズマ中への高強度光の侵入過程をまとめた. 初期に点線のようなプラズマ密度分布を仮定し, 光の強度は相対論的 ($a_0 > 1$) であるとする. 光は, 臨界密度 n_c の位置まで伝播した後, 相対論的臨界密度 γn_c までさらにプラズマ中に侵入する. ここで, γ はプラズマ中の電子の相対論因子である. これは, 相対論的効果により電子質

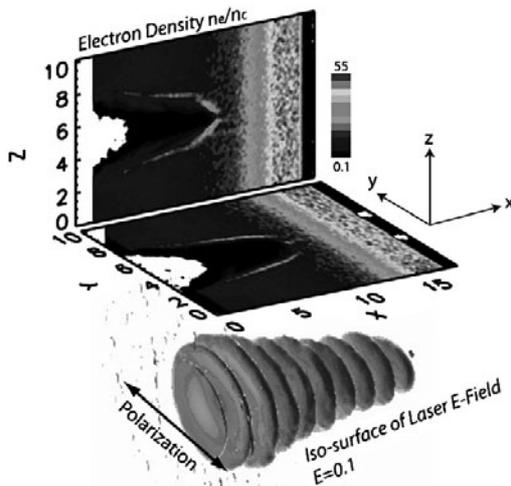


図1 3次元PICシミュレーションにおける, 照射強度 $6.25 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ のレーザーパルスによるホールボーリングの様子. 上方の図は電子密度の空間分布, 下方の図はレーザー電場の等高面を示す (文献[8]より転載).

量が γ 倍になるために, 電子質量に比例する臨界密度も γ 倍に増加するためであり, このような相対論的効果による光の透過を relativistic transparency と呼ぶ. 相対論的臨界密度までの光の伝播速度は, 音速 $C_s = (Z_i T_e / M_i)^{1/2}$ よりも速く, この領域ではレーザー光のフロントで無衝突衝撃波の生成が見られる. ここで, Z_i はイオンの価数, T_e は電子温度, M_i はイオン質量である. 相対論的臨界密度以上の領域へは光は伝播することができず, 反射率 R で反射されるが, このとき式(3)の光子圧によってプラズマ表面が押し込まれる. 結果として, 光はプラズマを押し込みながら相対論的臨界密度 γn_c を超える高密度領域に侵入する. このホールボーリング過程では, プラズマが押し込まれる速度 (ホールボーリング速度) v_f は音速 C_s よりも遅い速度となる.

2.2.3 ホールボーリング現象の理論的記述

ホールボーリング過程では, 光はプラズマ中の電子を前方 (図2の x の正の方向) へと押し込む. その結果, プラズマ表面に荷電分離によるシース電場が形成される. 光の電場がスキン長 ℓ_s 程度プラズマ中に浸み込むことを考えると, 圧力バランスより荷電分離のスケール長は $\ell_s/2$ 程度と考えられる. この荷電分離によるシース電場によってプラズマ中のイオンが前方に進む.

このようにシース場を介してレーザーとプラズマの境界面 (ホールボーリング面) が速度 v_f で進んでいる状態を, イオンの時間スケールで記述することを考える. イオンの運動は, イオンの圧力を無視すれば以下の運動方程式で与えられる.

$$n_i M_i \frac{dv_i}{dt} = -n_i e Z_i \nabla \phi \quad (4)$$

ϕ はシース場のポテンシャル, v_i はイオンの速度, $n_i = n_e / Z_i$ はイオン密度である. 電子に対して, シース場, 光子圧, 電子圧力がバランスしている定常状態を考えると, 電子の運動方程式は

$$0 = n_e e \nabla \phi - \frac{n_e}{2\gamma n_c} \nabla P_L - \nabla (n_e T_e) \quad (5)$$

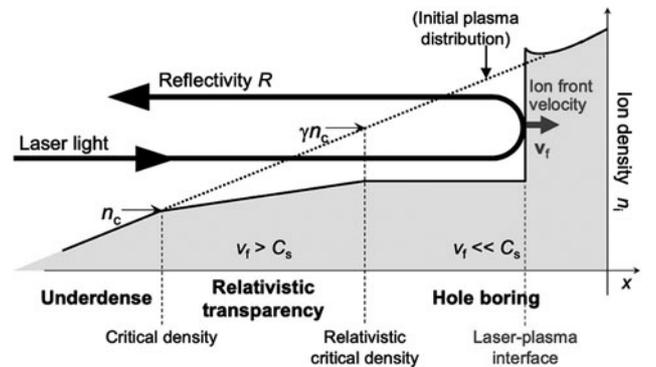


図2 プラズマ中への高強度の光の侵入の模式図. 初期に点線のようなプラズマ密度分布を仮定している. 光は, その強度が相対論的であれば, 相対論的臨界密度 γn_c まで音速 C_s 以上の速い速度で侵入し, その後ホールボーリング過程によって, γn_c を超える高密度領域に侵入する.

となる。ここで相対論因子 γ は、

$$\gamma = \left(1 + (1+R) \frac{\epsilon^2 a_0^2}{2}\right)^{1/2} \quad (6)$$

と定義する。式(4-6)より、ホールボーリング面における圧力バランス式[6, 8, 9]

$$(1+R) \frac{I}{c} = n_e T_e + 2n_i M_i v_f^2 \quad (7)$$

が導出される。式(4-6)から式(7)導出の詳細は、文献[13]の Methods の章を参照されたい。ここで、光の反射位置では $n_e = \gamma n_c$ であることを用い、また、イオンが初期に静止している系では、ホールボーリング面（光の反射面）においてイオンはホールボーリング速度 v_f の2倍の速度 $v_i = 2v_f$ に反射されることを用いた。式(7)左辺第1項は光子圧、第2項は電子圧力、右辺はイオンの動的圧力である。式(7)は、光子圧と電子圧力がイオンの運動量 $M_i v_f$ に変換されたと捉えれば、運動量輸送の式と見ることもできる。

式(7)中の電子圧力は、ホールボーリング面での光のエネルギーフラックスの吸収を表す式から求めることができる。反射されなかった光のエネルギー密度フラックスは、平均エネルギー T_e 、密度 n_e 、流速 v_e の電子のエネルギー密度フラックスに変換されたとすると、

$$(I-R)I = n_e T_e v_e \quad (8)$$

となる。ここでは相対論的領域を考え、 $v_e \sim c$ と近似する。式(7)と式(8)より、ホールボーリング速度は

$$v_f = \sqrt{\frac{R}{M_i n_i} \frac{I}{c}} \quad (9)$$

と求まる。式(9)から、高密度領域に侵入するほど n_i に反比例してホールボーリング速度は遅くなるのがわかる。式(9)は、レーザー強度 I および反射率 R が有限 ($I > 0$ かつ $R > 0$) であればホールボーリング速度 v_f は有限であることを示している。すなわち、高強度光が臨界密度以上の密度を持つ物質に照射されている間は、ホールボーリング面は前方に進み続けることを意味している。

上述の理論は、パルス長が数10フェムト秒から数100フェムト秒の相対論的レーザー光によるホールボーリングの実験およびシミュレーション結果をよく記述することができる。

2.3 ピコ秒・相対論的レーザーによるホールボーリング

前章で導いたホールボーリングの描像は、ピコ秒を超える長時間のレーザー照射についても同様なであろうか。最近のピコ秒・相対論的レーザープラズマ相互作用に関する研究により、ホールボーリングには限界密度が存在し、光は限界密度以上のプラズマを押し進むことはできないことがわかった[13]。これまでの数100フェムト秒以下のパルス長のレーザーとの相互作用において、この限界密度の存在が発見されなかったのは、ホールボーリング面の速度

が遅いため、レーザー光のフロントが限界密度に到達する前にレーザーパルスが終了してしまっていたためである。ところが、ピコ秒を超える相互作用では、レーザー照射時間中にレーザー光のフロントが限界密度に到達し、ホールボーリングによるプラズマ表面の押し込みが停止し、さらに高圧に加熱されたプラズマが光を押し戻すという新現象が現れると新理論は予測する。

2.3.1 ホールボーリングの停止

ホールボーリングが停止する様子を、図3のイオンの位相図の時間発展を用いて説明する。図3(a)-(c)は、空間一次元のPICシミュレーションにおいて、直線偏光で規格化振幅が $a_0 = 1.4$ (強度 $I = 2.7 \times 10^{18}$ W/cm²) のレーザー光を相対論的臨界密度以上の密度のプラズマに照射し続けた時のイオンの位相図 $x-p_{xi}$ の時間発展である。ここで、 p_{xi} はレーザー進行方向のイオンの運動量である。図の上方に示すように、初期に電子密度 n_e が0から n_{e0} ($> \gamma n_c$) まで線形に増加するプラズマ分布を設定している。ここで、相対論因子 γ は $\gamma = (1 + (1+R)\epsilon^2 a_0^2/2)^{1/2}$ とした。

図3(a)は、レーザー光のフロントが相対論的臨界密度 γn_c に到達し、ホールボーリングが始まった直後の時刻である。ホールボーリング面のすぐ前方(高密度側)には、無衝突衝撃波を示唆する構造が見られる。これは、 $n_c < n_e < \gamma n_c$ の領域に音速を超える速度でレーザー光が侵入した際に形成されたものであり、その衝撃波フロントは高密度領域へと伝播している。(a)と同時刻におけるホールボーリング面の位置でのイオンの x 方向の規格化運動量 $p_{xi}/M_i c$ の分布を(d)に示す。これは、ホールボーリング速度 v_f を光速 c で規格化したものに相当する。平均として運動量が正 ($p_{xf} > 0$) のイオンが多いことから、プラズマ表面全体としては x の正の方向(高密度側)へと進んでいる、すなわち、ホールボーリングが進行していることがわかる。

図3(a)から(b)へと時間が進むと、ホールボーリング面はわずかに前方に移動し、衝撃波面はそれより速い速度で高密度プラズマ中へと伝播していることがわかる。ホールボーリング面と衝撃波面との間の領域ではイオンが加熱されている。イオンは熱速度程度でホールボーリング面に向かって $-x$ 方向に流れ込み、ホールボーリング面で反射されている様子が確認できる。運動量分布(e)を見ると、この時刻においても p_{xf} は平均として正であるが、(d)の時刻よりは p_{xf} の平均値は小さく、ホールボーリング速度は遅くなっている。

その後時間が進むと、図3(f)の時刻で p_{xf} の平均値がゼロになることがわかった。これは、ホールボーリングが停止したことを表している。このとき位相図(c)では、ホールボーリング面におけるイオンの分布は p_{xi} 軸に対して対称になっている。ホールボーリング面におけるイオンの反射は継続して起こっているが、反射前の $-x$ 方向の速度と反射後の $+x$ 方向の速度が平均として同じであるために、レーザーとプラズマの境界面自体は動いていない。これが、ホールボーリング面の静止状態である。

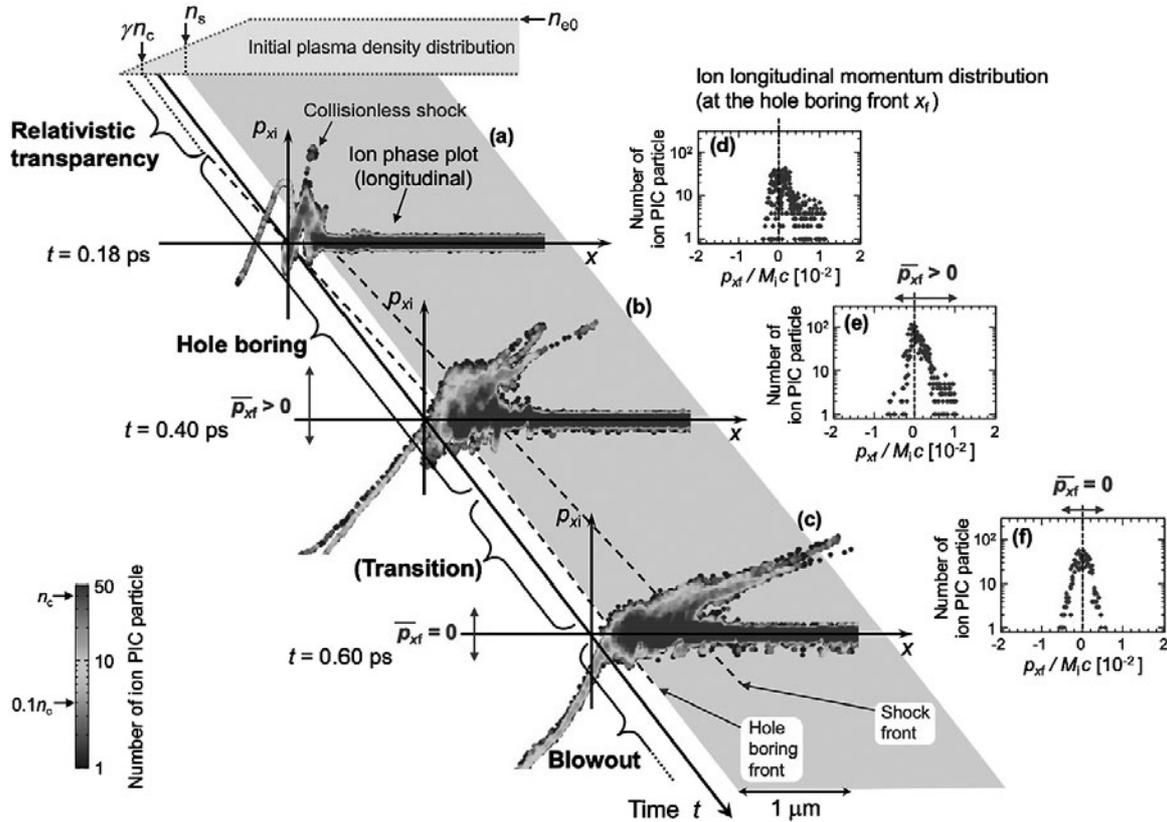


図3 ホールボーリングが停止するまでのレーザー照射面付近のイオンの位相図の時間発展. 一次元 PIC シミュレーションで相対論的臨界密度以上 ($n_{e0} = 40 n_c > \gamma n_c$) のプラズマを図の上方に示すように初期配置し, $a_0 = 1.4$ のレーザー光を左から連続的に照射している. (a)-(c)はイオンの位相図であり, (d)-(f)は, (a)-(c)のそれぞれの時刻における, ホールボーリング面の位置でのイオンの x 方向の運動量の分布を示す (文献[13]の図1を引用).

2.3.2 ホールボーリングの理論的限界密度

ホールボーリング面の静止状態を記述する圧力バランス式を考える. 図4 (a)に静止状態のホールボーリング面付近での電子電荷密度 n_e (破線), イオン電荷密度 $Z_i n_i$ (実線), x 方向の電場 E_x (破点線) の分布の模式図を示す. 静止状態では, 光子圧によってプラズマ中の電子がスキン長の半分 $\ell_s/2$ 程度スケール長で高密度側に押し込まれており, 一方イオンは平均的にフラックスがゼロであるため $0 < x < \ell_s/2$ の領域に留まっている. 表面における荷電分離により, シース電場 E_s が形成されている. ホールボーリング中に押し込まれたイオンは, 高密度側に進み圧縮され, 密度のピークを持つ. 周辺の電子は高温であるため, このイオンピークを完全には中性化できず, (a)のように負の電場が形成される. この負の電場によりイオンは負のフラックスを持ってホールボーリング面に流れ込む. (b)に静電ポテンシャル構造を示す.

このようなホールボーリングの静止状態では, 式(7)右辺のイオン運動に起因する圧力項はゼロとなるが, その代わりに, 表面に発生するシース電場 E_s の持つエネルギー密度が圧力バランスに寄与することになり,

$$(1+R) \frac{1}{c} = n_e T_e + \frac{E_s^2}{8\pi} \tag{10}$$

の関係が成り立つ. 式(10)第3項のシース電場のエネルギー密度は, ホールボーリング面の静止状態を支えるプラ

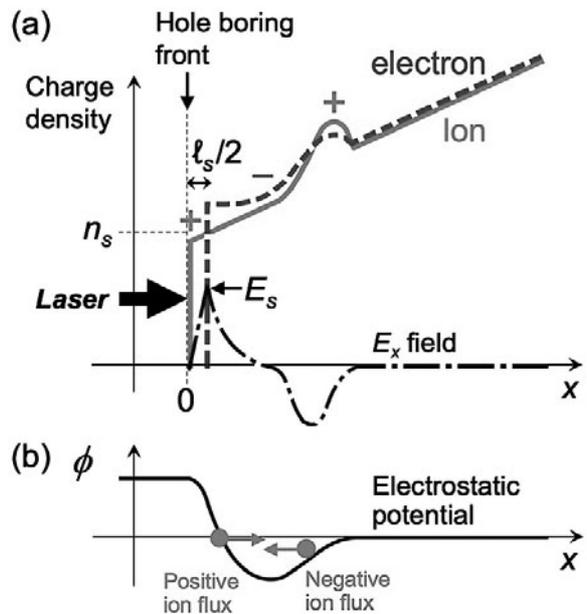


図4 ホールボーリングの静止状態におけるレーザーとプラズマの境界面 (ホールボーリング面) 付近のプラズマと電場の分布の模式図. (a)の破線は電子電荷密度, 実線はイオン電荷密度, 破点線は x 方向の電場, (b)の実線は(a)の電場による静電ポテンシャルの構造を表す. x 軸の原点は, ホールボーリング面の位置に取る.

ズマの表面張力とみなすこともできる。シース電場の大きさ E_s は、Gauss の法則より

$$E_s = 2\pi en_s \ell_s \quad (11)$$

と求まる。ここで、ホールボーリングが停止したときの表面の電子密度を n_s とした。また、スキン長は $\ell_s = (m_e c^2 / (4\pi n_s e^2))^{1/2}$ である。

式(10)の圧力バランス式を用いると、ホールボーリングが停止する表面電子密度 n_s を求めることができる。ここでは式(10)、式(11)に加えて、エネルギー密度フラックスの輸送の式として

$$(1-R)I = an_e T_e v_e \quad (12)$$

を用いる。これは式(8)と係数 a を除いて同じである。ここでも式(8)と同様に $v_e \sim c$ と近似する。係数 a は、レーザープラズマ相互作用の多次元性を考慮するために取り入れた、運動量分布の次元を表す因子である。エネルギーフラックス輸送に寄与する電子が運動量空間で一次元、二次元、三次元の相対論的マクスウェル分布をとる場合に、 a はそれぞれ $a = 1, 2, 3$ の値をとる。次元が上がって a が大きくなれば、エネルギーフラックスは多次元的に拡散していくため、同じエネルギーフラックス入力に対してプラズマ圧力 $n_e T_e$ は実効的に小さくなることを表している。式(10)-(12)より、ホールボーリング面の静止状態におけるプラズマ表面密度 n_s は

$$n_s = 8\epsilon^2 a_0^2 \frac{1+R-(1-R)\alpha^{-1}}{2} \quad (13)$$

と求まる。この n_s がホールボーリングの限界密度であり、光は密度 n_s を超えてホールボーリングでプラズマを押し進むことはできない。

レーザープラズマ相互作用が準一次元的な場合、 $\alpha = 1$ とおくことができ、式(13)は

$$n_s = 8R\epsilon^2 a_0^2 n_c \quad (14)$$

となる。準一次元という仮定は、LFEX, NIF-ARC などに代表されるレーザースポット径が $50 \mu\text{m}$ を超えるようなレーザーとの数ピコ秒の相互作用について成り立つと考えられる。反射率 R は最大で1であることを考えると、式(14)より、直線偏光 $\epsilon = 1$ の場合、ホールボーリングは最大で臨界密度 n_c の $8a_0^2$ 倍の密度の位置まで進むと言える。

2.3.3 粒子シミュレーションによるホールボーリング停止の検証

前節で求めたホールボーリング限界密度を PIC シミュレーションにより検証した結果を図5に示す。図5の縦軸は限界密度 n_s 、横軸は偏光因子 ϵ をかけたレーザー規格化振幅 a_0 である。準一次元的な相互作用 ($\alpha = 1$) を仮定し、式(14)を黒の実線および点線で様々な反射率 R に対してプロットした。灰色の領域は、理論的にホールボーリングでは進むことのできない密度領域を表す。印は PIC シミュレーション結果であり、シミュレーションにおいてホールボーリング面が停止した位置でのプラズマ密度を示してい

る。それぞれの点に付記された R の値は、シミュレーションで観測したホールボーリング停止時の反射率である。三角は空間一次元 (1D) で直線 P 偏光、ひし形は空間一次元で円偏光、丸は空間二次元 (2D) で直線 P 偏光、四角は空間二次元で円偏光のシミュレーション結果である。ここで、二次元のシミュレーションではレーザースポット径 $60 \mu\text{m}$ を用いており、前述の通り準一次元的な相互作用と見なすことができる。

図5のシミュレーション結果は、いずれもホールボーリング限界密度の最大値を表す $R = 1$ の曲線よりも低密度側に分布しており、限界密度を超えることは無い。また、空間二次元で円偏光の場合 (四角) を除き、停止密度はシミュレーションで観測した反射率 R に対応する理論曲線とよく一致していることがわかる。二次元シミュレーションでの停止密度は一次元シミュレーションでの停止密度よりも全体として低密度側に分布しているが、これは、二次元の相互作用ではレーザーの反射率が低く吸収率が高いため、プラズマ圧力が一次元の場合よりも大きくなり、結果としてホールボーリングが比較的低密度で止まってしまうことを意味している。二次元円偏光の場合は、円偏光を構

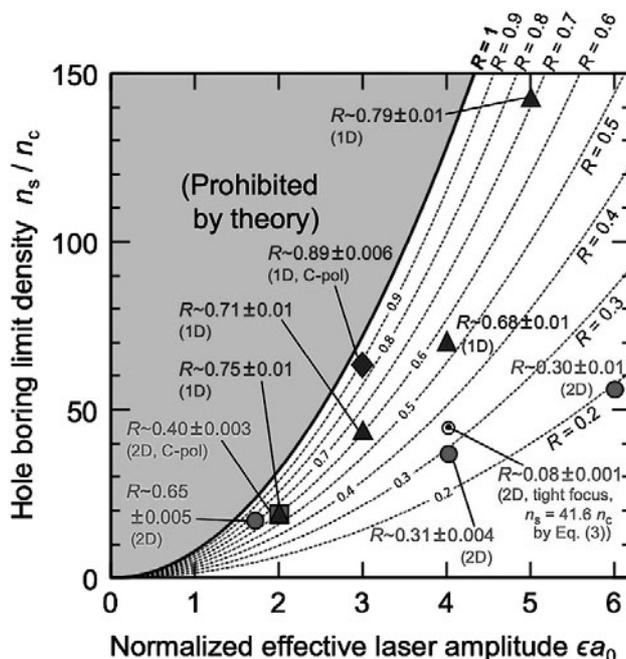


図5 ホールボーリング限界密度 n_s のレーザー規格化振幅 a_0 への依存性。 ϵ は偏光因子で、直線偏光で $\epsilon = 1$ 、円偏光で $\epsilon = 2^{1/2}$ である。黒の実線および点線は、準一次元的な相互作用 ($\alpha = 1$) を仮定した場合の様々な反射率 R に対する限界密度であり、灰色の領域は理論的にホールボーリングでは進むことのできない密度領域を表す。三角とひし形は空間一次元 (1D)、四角と丸は空間二次元 (2D) の PIC シミュレーション結果であり、ホールボーリング面が到達した最大のプラズマ密度を示している。二次元シミュレーションでは、準一次元的な相互作用を模擬するため大レーザースポット径 $60 \mu\text{m}$ を用いている。それぞれの点に付記された R の値は、シミュレーションにおけるホールボーリング停止時の反射率である。三角と丸は直線 P 偏光、ひし形と四角は円偏光 (図中に C-pol と記載)、白色丸は空間二次元、小レーザースポット径 $1.5 \mu\text{m}$ で直線 P 偏光のシミュレーション結果である (文献[13]の図3を引用)。

成しているP偏光成分とS偏光成分のうちP偏光成分が大きな吸収率を持つため、相互作用中に円偏光ではなくなってしまう、本理論では記述できなくなっていると考えられる。また、多次元効果の検証として行った空間二次元で小スポット径1.5 μm のシミュレーションで得られた停止密度は、式(13)で運動量分布二次元に対応する $\alpha=2$ を用いた計算結果とおよそ一致することも確認している(図5白丸)。

ホールボーリングが停止するまでにかかる時間 t_s についても理論式が得られており、図5に示した $1 < \epsilon a_0 \leq 6$ の範囲では、この領域で典型的な数 μm のプリプラズマスケール長を仮定すると、 t_s は1ピコ秒から数ピコ秒と得られる[13]。つまり、数10フェムト秒から数100フェムト秒のパルス長のレーザーは、レーザー光のフロントがホールボーリング限界密度 n_s まで到達することができず、ホールボーリングの停止という現象は現れないことになる。

ここで、ピコ秒という時間スケールについて考察してみる。ホールボーリングの停止は、図3(c)のようにイオンが平均ゼロのフラックスを形成することによって起こる現象であった。イオンが電磁場に反応する時間スケールは、イオンのプラズマ周波数 $\omega_{pi} = (4\pi n_i Z_i^2 e^2 / M_i)^{1/2}$ の逆数 $2\pi\omega_{pi}^{-1}$ である。臨界密度では、 $2\pi\omega_{pi}^{-1}$ は100フェムト秒程度である。ホールボーリングの停止状態への変化はこのイオンの反応速度の時定数で起こり、これより早く停止状態に至ることは無い。

2.4 まとめと展望

本章では、ピコ秒領域の相対論的レーザープラズマ相互作用で新しく現れるホールボーリングの停止という現象について紹介した。相対論的強度の光は、ギガバールに及ぶ光子圧でプラズマ表面を押し込み、高密度プラズマ中へと侵入するが、ピコ秒にわたる光の照射下では、超高压に加熱されたプラズマ表面が構造を変化させ、レーザー光の侵入を止める。ホールボーリングの停止状態では、プラズマ表面に形成されたシース電場が、プラズマの表面張力として、静止したホールボーリング面を支えている。

ホールボーリングが停止することで、レーザープラズマ相互作用にどのような影響があるのだろうか。詳細は本講座第3章「ピコ秒レーザー照射におけるプラズマ構造変化

に伴う超熱的電子加速」で解説するが、ホールボーリング面が静止状態に至った後もレーザー光を照射し続けると、プラズマ圧力がさらに上昇し、プラズマがレーザー側に噴き出し始めることがわかっている。プラズマが光を押し戻し、ホールボーリングモードから噴出(ブローアウト)モードへと遷移するのである。このとき、噴出した電子はレーザー場と直接相互作用して強い加速を受けるため、ブローアウトモードに入ると相対論的電子が従来のスケーリング則[6]を超えて増加する。この“超熱的な”高エネルギー電子の増加は、イオン加速やガンマ線輻射、陽電子生成などに影響する。実際、大阪大学LFEXレーザーや米国NIF-ARCレーザーを用いたイオン加速実験[12, 14, 15]では、ピコ秒を超えるパルス長を用いると、超熱的電子の増加とともに、イオンの最大エネルギーがフェムト秒レーザーに対して用いられてきたスケーリング則[16, 17]を超えて増加する結果が得られている。

今回紹介したホールボーリングの停止状態の確立に見られるように、ピコ秒領域では、光とプラズマの相互作用が新しいフェーズへと遷移する。この領域のレーザープラズマ相互作用の理解を通して、高エネルギー密度プラズマ物理の新展開に繋げたい。

参考文献

- [1] S.V. Bulanov *et al.*, Eur. Phys. J. D **55**, 483 (2009).
- [2] N.D. Powers *et al.*, Nat. Photonics **8**, 28 (2014).
- [3] 西村博明 他: プラズマ・核融合学会誌 **95**, 3 (2019).
- [4] R. Kodama *et al.*, Nature **412**, 798 (2001).
- [5] S. Sakata *et al.*, Nat. Commun. **9**, 3937 (2018).
- [6] S. C. Wilks *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1383 (1992).
- [7] A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Rev. Lett. **79**, 2686 (1997).
- [8] Y. Sentoku *et al.*, Fusion Sci. Technol. **49**, 278 (2006).
- [9] Y. Ping *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 145006 (2012).
- [10] N. Naumova *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 025002 (2009).
- [11] S. Kojima *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **717**, 012102 (2016).
- [12] A. Yogo *et al.*, Sci. Rep. **7**, 42451 (2017).
- [13] N. Iwata *et al.*, Nat. Commun. **9**, 623 (2018).
- [14] D. Mariscal *et al.*, B13.00003, Bull. Am. Phys. Soc. (2018).
- [15] J. Kim *et al.*, Phys. Plasmas **25**, 083109 (2018).
- [16] P. Mora Phys. Rev. Lett. **90**, 185002 (2003).
- [17] J. Fuchs *et al.*, Nat. Phys. **2**, 48 (2006).



いわた なつみ
岩田 夏弥

大阪大学レーザー科学研究所特任講師。2014年京都大学大学院エネルギー科学研究科博士課程修了。研究分野はプラズマ物理。特に高強度レーザー生成プラズマ中の粒子加速・加熱の基礎物理に興味があり、理論研究を通して自然界の非線形・非平衡現象の解明に寄与することが目標。趣味は絵を描くこと、ダイビングなど。光や色、波を感じるのが好きです。



講座 ピコ秒相対論的レーザーが切り拓く高エネルギー密度プラズマ科学の新展開

3. ピコ秒レーザー照射におけるプラズマ構造変化に伴う超熱的電子加速

3. Superthermal Electron Acceleration Triggered by Change of Plasma Structure due to Picosecond Laser Irradiation

畑 昌育

HATA Masayasu

大阪大学レーザー科学研究所

(原稿受付：2019年3月20日)

近年、キロジュール級の大出力レーザーが世界各国で建設されており、我が国では、LFEX レーザーが建設された。相対論的強度を維持しつつ、大スポット径（数十マイクロメートル）かつ長パルス（>ピコ秒）という LFEX レーザーの特徴は、これまでよく研究されてきたフェムト秒レーザーとは全く異なる。本章では、近年のコンピュータの目覚ましい進歩により可能となった、広域・長時間の二次元電磁粒子シミュレーションにより、大スポット径の相対論的ピコ秒レーザー照射によって、プラズマの密度分布、準静的電磁場分布が急激に変化し、それに伴い従来のスケリングでは説明のつかない超熱的電子加速が起こることを示す。

Keywords:

superthermal electron, high-intense picosecond laser, laser-plasma-interaction, plasma eruption, quasi-static electromagnetic field

3.1 はじめに

チャープパルス増幅 (Chirped Pulse Amplification) 法 [1] に代表されるレーザー技術の発展に伴い、レーザーは高強度化・大出力化の一途を辿り、キロジュール級の大出力レーザーが近年次々と建設されている。例えば、日本の LFEX (Laser for Fast Ignition Experiments) [2], 米国の NIF-ARC (National Ignition Facility Advanced Radiographic Capability) [3] や OMEGA-EP (Extended Performance) [4], 仏国の LMJ-PETAL (Le Laser Mégajoule PETawatt Aquitaine Laser) [5] などがある。これらのレーザー装置は、相対論的強度で数ピコ秒に及ぶレーザー照射が可能であり、これまでによく研究されてきているフェムト秒レーザーとは性能が大きく異なる。近年の新しい潮流としての高強度ピコ秒レーザー装置である LFEX レーザーの特徴としては、大スポット径 (数十マイクロメートル), 相対論的強度 ($\geq 10^{18}$ W/cm²), 長パルス (>ピコ秒) といったことがあげられる [2]。レーザープラズマ分野では、時間・空間スケールの小ささから時空間の高分解能での計測が困難であり、古くから、実験計測だけではなく、シミュレーションによる解析・研究が活発に行われてきた [6-9]。しかしながら、先に述べたような特徴を持つレーザーとターゲットプラズマとの相互作用物理の解明のためには、大スポット径のレーザーとターゲットプラズマとの相互作用を取り扱うことから、数十マイクロメートルを超える大きな空間領域とピコ秒を超える長い時間との両方を扱う必要があり、大規模シ

ミュレーションによる解析が必要となる。そこで、本章では、二次元相対論的電磁粒子コード PICLS2D [10] を用いて、近年建設が進んでいる高強度ピコ秒レーザーとプラズマとの相互作用の大規模シミュレーションの最新の研究成果について報告を行う。

3.2 ピコ秒レーザーと平板ターゲットとの相互作用

3.2.1 シミュレーション条件

実験との比較も想定し、図 1 に示すようなレーザー強度の時間プロファイルを用意した。実線は、1 ビームの時間プロファイルであり、1 ビームのピーク強度 I_0 で規格化されている。ここで 1 ビームのピーク強度は、 3.4×10^{18} W/cm² である。パルス幅は半値全幅で 1.5 ps である。点線は、4 ビームを時間方向に 1 ピコ秒間隔でずらして並べた場合 (4 ビームトレイン) の時間プロファイルであり、そのピーク強度は 1 ビームのそれの約 1.6 倍になっている。そして、一点鎖線は 1 ビームであるが、強度を 4 倍にしたものである。したがって、点線と一点鎖線の時間プロファイルではレーザーの総エネルギーが同じになっている。レーザーの空間プロファイルはどの場合でも同じガウシアンプロファイルであり、スポット径 (FWHM) は 42 μ m である。レーザー波長は 1.0 μ m で、ターゲットに対して垂直入射でレーザーを照射した。図 2 にレーザーを照射するターゲットである金プラズマの電子密度プロファイ

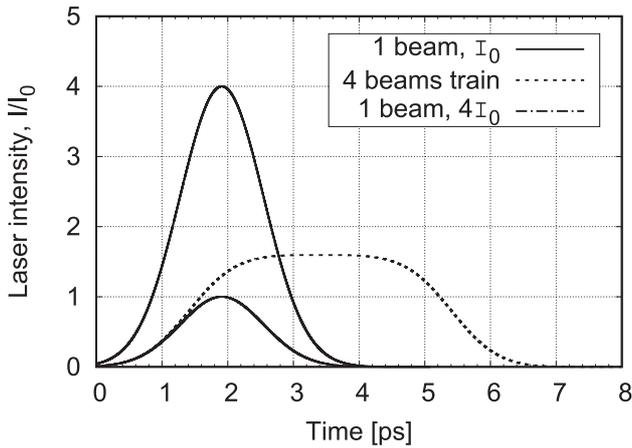


図1 レーザーの時間波形. 縦軸はレーザー強度で1ビーム(実線)のピーク強度 $I_0 = 3.4 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ で規格化している.

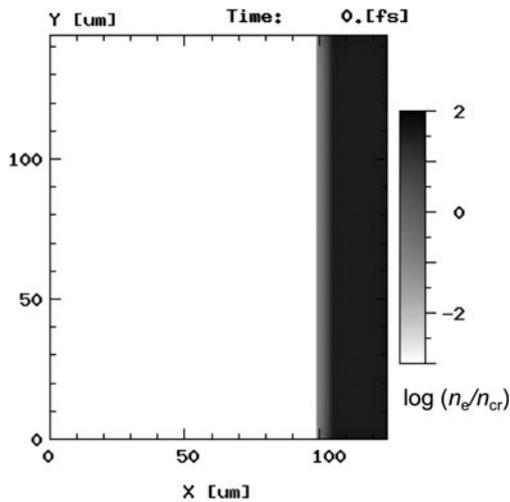


図2 初期電子密度の二次元プロファイル. 厚み $20 \mu\text{m}$, 電子密度 $40 n_{\text{cr}}$ の平坦な密度プロファイルの金プラズマの前面にスケール長 $1 \mu\text{m}$ の指数関数密度プロファイルのプリプラズマが付いている.

ルを示す. 厚み $20 \mu\text{m}$, 電子密度 $40 n_{\text{cr}}$ の矩形密度プロファイルの金プラズマの前面にスケール長 $1 \mu\text{m}$ の指数関数型密度プロファイルのプリプラズマを付けた. ここで, n_{cr} は波長 $1.0 \mu\text{m}$ のレーザーに対する臨界密度であり, プリプラズマとは, プレパルス(メインパルスの前に付随する避けることの困難な比較的強度長パルス)によってメインパルス到達前に生成されるターゲット前面のプラズマのことである. ここではプレパルスを小さく抑えることのできるレーザーを想定してスケール長を $1 \mu\text{m}$ としている. また, 金プラズマの電離度は40と仮定した. 本計算では電離過程は考慮に入れず, レーザープラズマ相互作用のみを抽出して物理を議論するため, あらかじめ電離したプラズマを取り扱う. 以上の条件で, 図1のレーザー波形で示した三つの場合のシミュレーションを実施し, プラズマ膨張および生成高速電子特性についての比較を行った.

3.2.2 生成高速電子特性

高強度レーザーでは, レーザー電場の振動によるレーザー進行方向に対して垂直な加速だけでなく, レーザー電

場の振動によって光速近くまで荷電粒子が加速されることで非線形効果として $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 方向の加速が起り, 結果としてレーザー進行方向にも荷電粒子が加速されるようになる[11, 12]. このことはレーザー場と単一粒子の運動のみの議論で示されることであるが, 実際には, レーザー場とプラズマの相互作用によって作られた, 準静的な電磁場が荷電粒子の運動に影響を及ぼし, 現象をより複雑にし, 多種多様な加速が起こると考えられている[13-15]. シミュレーションは, そういった複雑な現象をそのまま再現できることが強みである. さて, 加速された高エネルギー電子(高速電子)を計測するため, 図2における $x = 115 \mu\text{m}$ の位置に観測線を設け, 観測線を通過する高速電子を記録した. 図3に観測した高速電子の時間積分エネルギースペクトルを示す. 1ビーム, 強度 I_0 の場合のスペクトルで, 高速電子の温度が 0.76 MeV で4ビームトレインおよび1ビーム, 強度 $4I_0$ の場合は, 高速電子の温度が 2.5 MeV であった. ここで, 高速電子の温度は, ボルツマン分布を仮定したエネルギースペクトルの傾きとして定義される. 高強度レーザーで生成される高速電子の温度は, レーザー強度やプラズマ条件によって様々であり種々のスケールが存在するが, レーザー強度が高いほど高速電子温度は高くなる[16-18]. そのため, レーザー強度を4倍にした場合には, レーザー強度が1倍の場合に比べて高速電子温度が上昇しており, レーザーの高強度化による高速電子スペクトルの高温化を確認できた. 一方, 4ビームトレインの場合にはレーザー強度の増加は1.6倍程度であるにもかかわらず, 1ビーム, 4倍強度の場合とほぼ同様なスペクトルが得られており, パルス伸長によっても高速電子スペクトルが顕著な高温化を示すことが明らかになった.

パルス伸長による高速電子スペクトルの高温化についてより詳細な議論をするために, 高速電子スペクトルの時々刻々の変化を調べた. 1ビーム, 強度 I_0 の場合のスペクトルの時間変化を図4(a)に, 4ビームトレインの場合のスペクトルの時間変化を図4(b)に示す. 1ビーム, 強度 I_0 の場合における 2 ps , 3 ps の時の高速電子温度は時間積分したスペクトルにおける高速電子温度と同じであり, レー

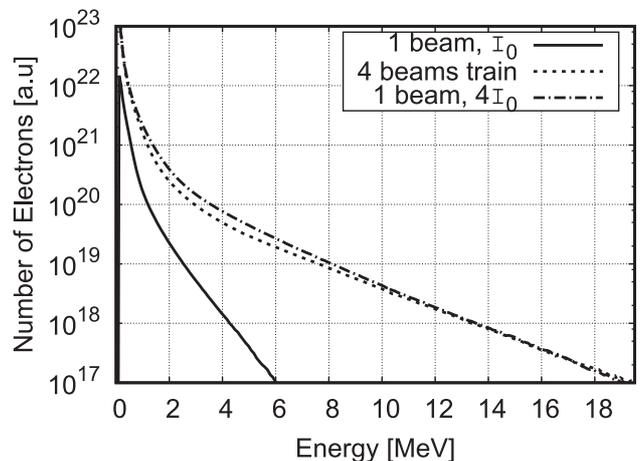


図3 時間積分した電子のエネルギースペクトル. 図2における $x = 115 \mu\text{m}$ の位置を通過する高速電子を観測して積算した.

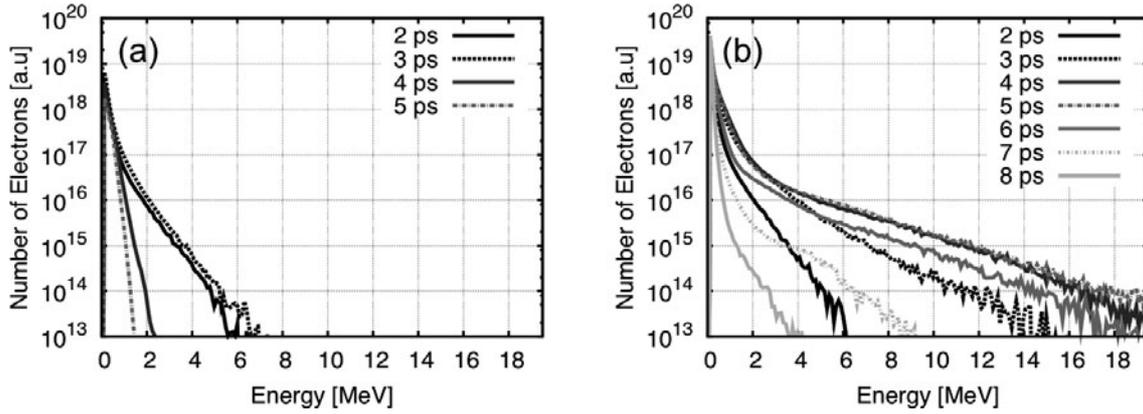


図4 電子エネルギースペクトルの時間変化。(a) 1ビーム、 I_0 の場合と(b) 4ビームトレインの場合で $t = 2$ ps から 1 ps 間隔で計測。

ザーピーク近傍のスペクトルで時間積分スペクトルの概形が決まっていることがわかる。一方、4ビームトレインの場合のスペクトルではレーザー強度が最大値に達している3 ps から 5 ps の間において、電子温度が上昇する様子ははっきりと見て取れる。このことから、パルス伸長によって高速電子スペクトルの顕著な高温化が起こったのはパルス後半部における高速電子温度の高温化によるものであることがわかった。

3.2.3 噴き出し状態への遷移と電子加速との関係

3.2.2において明らかになったパルス伸長による高速電子スペクトルの高温化は、従来のフェムト秒レーザーの時間スケールでは発現することのなかった効果である。これは、フェムト秒レーザーでは時間スケールが短い ($t_L \sim t_{pi}$) ために、パルス伸長をしたとしても、プラズマ構造の変化が乏しくレーザープラズマ相互作用にあまり変化が起きなかったためであると考えられる。一方、ピコ秒レーザーでは、電子だけではなくイオンも大きく動き始めるため、レーザー照射中にプラズマ構造の変化が起こる時間スケールとなり、それに伴いレーザープラズマ相互作用が変化し、今回明らかになったような高速電子スペクトルの高温化が起きたと考えられる。そこでそのようなプラズマ構造の変化が起きているかを確認するために、電子密度の二次元プロファイルを実験前半部と後半部とで取得した。図5に1ビーム、強度 I_0 の場合(a)と4ビームトレインの場合(b)におけるパルス前半部2 ps (1)およびパルス後半部4 ps (2)の電子密度プロファイルを示す。図1のパルス波形からわかるように、1ビーム、強度 I_0 と4ビームトレインとは2 ps までのパルス波形があまり変わらないため、図5 (a-1), (b-1)においても電子密度プロファイルの様子にほとんど変化がない。また、初期からの変化も2 ps ではあまり大きくないことがわかる。一方、4 ps までくると1ビームと4ビームトレインとの両方においてプラズマが明らかに膨張しており、プラズマ構造が大きく変化していることがわかる。しかし、1ビーム照射の場合には、この時刻4 ps ではすでにレーザーが切れており、このプラズマ構造の変化は高速電子生成に影響を及ぼさない。他方、4ビームトレインでは、この時刻4 ps においてもレーザーは最大強度で照射され続けており、プラズマ構造の変

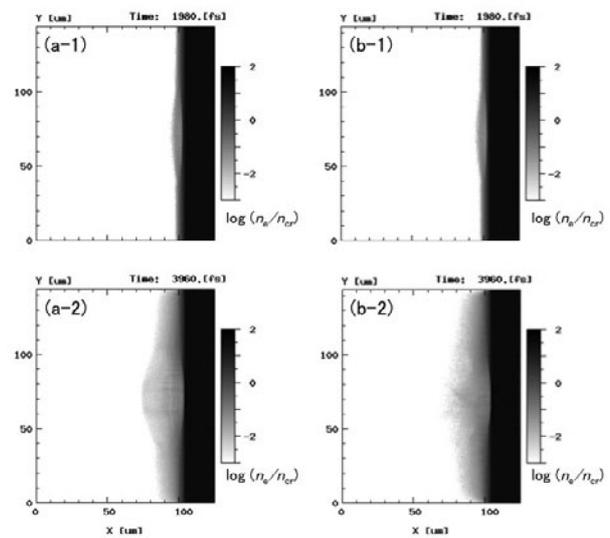


図5 (a) 1ビーム、 I_0 の場合と(b) 4ビームトレインの場合の(1) 2 ps および(2) 4 ps の時の電子密度プロファイル。(a-2)ではレーザーが切れているが、(b-2)ではレーザーはピーク強度で照射し続けているにもかかわらずプラズマが激しく噴き出している。

化が高速電子生成に影響を及ぼす。

図6にレーザーのスポット中心から $\pm 5 \mu\text{m}$ ($Y = 72 \pm 5 \mu\text{m}$) で平均した電子密度プロファイルの時間発展を示す。この図はレーザースポットにおけるプラズマ噴出の様子を見たもので、初期においてゆっくり膨張していた低密度プラズマがパルス後半部において一気に噴き出している様子がわかる。さらに相対論的臨界密度面が4 ps 程度までは押し込まれているのに対して、それ以降は逆に押し返しが始まっていることもわかる。この現象は、本講座の第2章において解説されたホールボーリングの停止と密接に関連している。4ビームトレインの場合には、ホールボーリングの停止が起こり、その後、押し込み状態から噴き出し状態へとプラズマの状態が遷移し、プラズマ構造が変化するのである。さらに、このプラズマ構造の変化は、ただ単にプラズマが膨張するだけではなく、図7 (a) に示すような準静的な磁場構造を形成することがわかった。噴き出し状態に遷移した後の5 ps におけるレーザー周期で平均した磁場の二

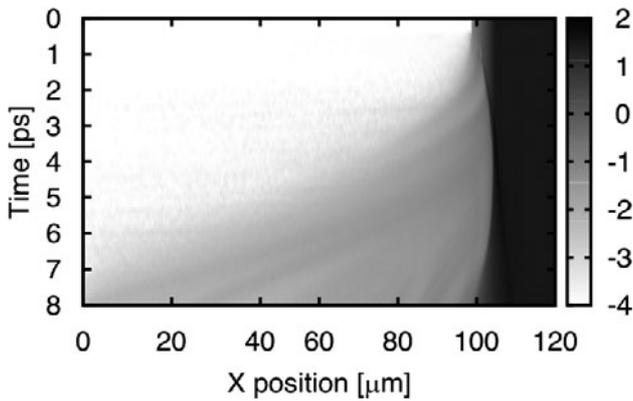


図6 レーザースポット中心近傍 ($y = 72 \pm 5 \mu\text{m}$) で平均した電子密度プロファイルの時間変化. 4 ps 付近では相対論的臨界密度の押し込みが止まり, 押し戻しが始まっている.

次元プロファイルを図7 (a)に示す. この図からわかるように, 50 MG を超える強力な準静的磁場が数十ミクロンの空間にわたってターゲット前面に形成されている. 図7 (a)に, 高エネルギーに加速された電子の典型的な軌道を三例, 準静的磁場プロファイルに重ねて描画した. これらの電子はいずれも高密度プラズマ中から相対論的臨界密度以下のプラズマ中に飛び出し, 準静的磁場により軌道を曲げられながら, レーザーと相互作用を繰り返し, 高密度プラズマ中に突入している. これらの電子のローレンツ因子の変化を図7 (b)に示す. こちらをみると, レーザー進行方向に電子が進んでいるときに電子は大きく加速されており, ターゲット中から飛び出してきた電子は, 磁場に曲げられることでレーザーによる加速の機会を得ることがわかる. また, 後の時間になるほど噴き出しプラズマの中を長く電子が加速されることができるようになるため, 高いエネルギーに加速されやすいこともわかった. 電子によっては, レーザーに加速されたのちにも磁場によってターゲットから離れる方向に軌道を曲げられ, 再びレーザーによる加速を受けるといったものも存在しており, 何度もレーザーによる加速を受けた電子はより高いエネルギーまで加速されることがわかった.

3.3 おわりに

本章では, 二次元電磁粒子コードを用いたシミュレーション研究によって, 次のことを示した. レーザープラズマ相互作用時間がピコ秒を超えてくると, プラズマ構造の変化, すなわちプラズマ噴出状態への移行が生じる. それによって準静的な電磁場構造が相対論的臨界密度以下の噴出プラズマ領域に形成される. その結果, レーザー場とプラズマとの相互作用に対して準静的電磁場の影響が強くなり, 超熱的電子加速が起こる. 本章では, シミュレーション結果のみを用いて, “ピコ秒レーザー照射におけるプラズマ構造変化に伴う超熱的電子加速” について概説した. 興味を持たれた方は, 近い将来に出版されるであろう小島らの論文を参照されたい[19]. ここでは触れることのできなかった, 加速機構の詳細, 押し込み状態から噴き出し状態への遷移の理論的見積もりや実験との比較などが詳細に

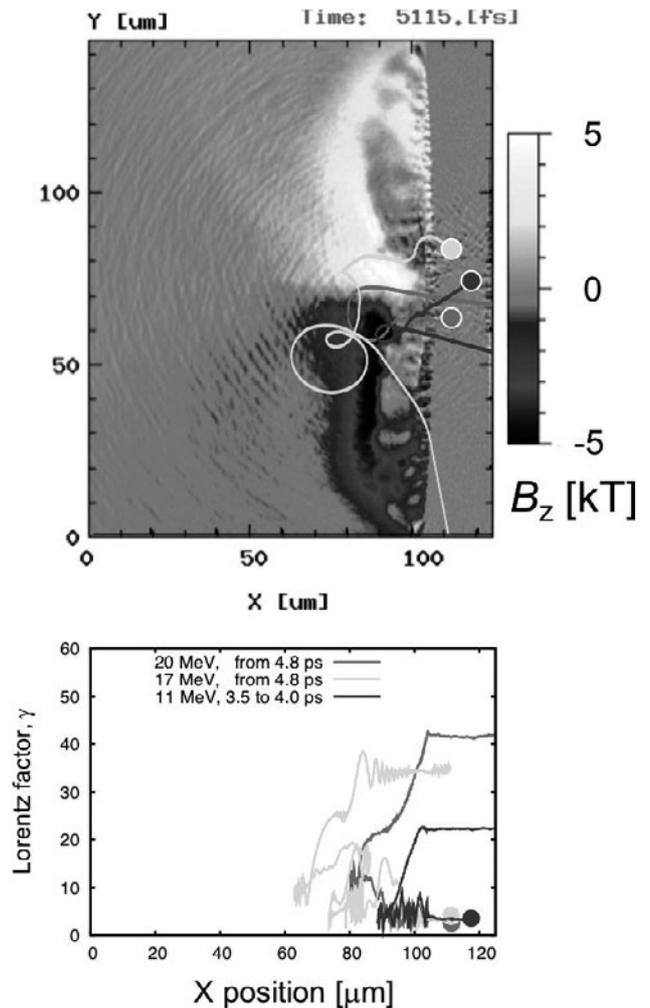


図7 (a)5 psにおけるレーザー周期で平均した磁場の二次元プロファイルと高エネルギーに加速される高速電子の典型的な軌道三例および(b)それらの電子のローレンツ因子の変化. 小さい丸は軌道の開始点を表している. 磁場によってレーザーに再び加速される電子はより高エネルギーの高速電子となる.

議論されている. 本章で示したことは, コンピュータの飛躍的な進歩により, 二次元電磁粒子コードを用いた広域・長時間計算が可能になったことでもたらされたものである. 今後は, 二次元の大規模計算や三次元計算を用いた研究がますます盛んに行われていくであろう.

参考文献

- [1] D. Strickland and G. Mourou, *Optics Communications* **56**, 3, 219 (1985).
- [2] N. Miyanaga *et al.*, *J. Phys. IV* **133**, 81 (2006).
- [3] J. K. Crane *et al.*, *J. Phys. Conf. Ser.* **244**, 3 (2010).
- [4] D. N. Maywar *et al.*, *J. Phys. Conf. Ser.* **112**, 032007 (2008).
- [5] D. Batani *et al.*, *Phys. Scr. T* **161**, 014016 (2014).
- [6] M. Hata *et al.*, *Laser and Part. Beams* **30**, 189 (2012).
- [7] S. Sakata *et al.*, *Nature Comm.* **9**, 3937 (2018).
- [8] N. Iwata *et al.*, *Phys. Plasmas* **24**, 073111 (2017).
- [9] M. Nakatsutsumi *et al.*, *Nature Comm.* **9**, 280 (2018).
- [10] Y. Sentoku and A. J. Kemp, *J. Comput. Phys.* **227**, 6846 (2008).

- [11] 高部英明：プラズマ・核融合学会誌 **78**, 341 (2002).
- [12] F.F. Chen, *INTRODUCTION TO PLASMA PHYSICS AND CONTROLLED FUSION* (Springer Science+ Business Media, LLC, New York, 2006) p. 305.
- [13] A. Pukhov *et al.*, Phys. Plasmas **6**, 2847 (1999).
- [14] A. J. Kemp and L. Divol, Phys. Rev. Lett. **109**, 195005 (2012).
- [15] A. V. Arefiev *et al.*, Phys. Plasmas **23**, 056704 (2016).
- [16] S. Wilks *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1383 (1992).
- [17] T. Tanimoto *et al.*, Phys. Plasmas **16**, 062703 (2009).
- [18] M. Haines *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 045008 (2009).
- [19] Kojima *et al.*, Super-ponderomotive electron acceleration in blowout plasma heated by multi-picosecond relativistic intensity laser pulse, arXiv:1803.02514v1 [physics.plasma-ph].



はた まさ やす
畑 昌 育

大阪大学レーザー科学研究所，日本學術振興会特別研究員 PD. 2013年名古屋大学大学院・博士（理学）.

研究分野はレーザープラズマ物理. レーザー核融合における加熱レーザーによる高エネルギー電子発生に主として取り組んできた. 最近は，超高強度短パルスレーザーによる高電離重イオン加速や強磁場中のレーザープラズマ相互作用についても研究中. 趣味はバレーボール. 核融合研のバレーボールチームにもお世話になっております.



講座 ピコ秒相対論的レーザーが切り拓く高エネルギー密度プラズマ科学の新展開

4. ピコ秒レーザーによる keV 固体密度プラズマの形成

4. Creation of keV Temperature Solid-Density Plasmas by Picosecond Laser Light

東 直樹^{1,2)}, 岩田夏弥²⁾, 千徳靖彦²⁾

HIGASHI Naoki^{1,2)}, IWATA Natsumi²⁾ and SENTOKU Yasuhiko²⁾

¹⁾大阪大学大学院理学研究科, ²⁾大阪大学レーザー科学研究所

(原稿受付: 2019年03月20日)

温度が1千万度 (1 keV) を超える固体密度のプラズマは、その圧力がギガバールに及び、高エネルギー密度状態下での物性や輻射輸送過程の研究、制御核融合への応用が期待される。近年、パルス長がピコ秒を超える相対論的高強度のレーザーを用いた実験が開始されている。本章では、このようなピコ秒相対論的高強度レーザーを用いることで、固体密度プラズマの広い領域を keV を超える温度に加熱できる可能性を、理論モデルとプラズマ粒子シミュレーションにより提示する。

Keywords:

picosecond relativistic laser, laser-plasma interaction, isochoric heating, laser fusion

4.1 はじめに

本章では、keV 温度かつ固体密度のプラズマの形成を議論する。ここでは特に断りが無い限り、温度とは電子温度のことを指す。そもそもなぜ、keV 温度かつ固体密度のプラズマに興味があるのだろうか？この温度・密度領域のプラズマは太陽の放射層領域に相当し、圧力に換算するとギガバール (Gbar) に及ぶ。このようなプラズマを地上に作り出すことができれば、高エネルギー密度状態下での物性や輻射輸送過程の研究が可能となる。究極的には、固体密度の100倍 (個数密度 10^{25} cm^{-3}) 程度のプラズマのイオンを keV 温度に加熱できれば、核融合プラズマの生成が可能となり、制御核融合をめざした研究が進められている[1-3]。

密度を保ったまま物質を加熱することを等積加熱という (isochoric heating)。図1は、アルミニウムの物質状態の温度、密度依存性を示している[4]。固体密度 (2.7 g/cm^3) での等積加熱は、図中央の矢印に沿っての加熱に相当する。固体密度の物質の等積加熱においては、温度が低い順に数10 eV までの warm dense matter 領域、数10 eV を超える縮退プラズマ領域 (high density matter) から強結合プラズマ領域 (dense plasma) を経て、1 keV を超えると高温プラズマ領域 (classic plasma) に遷移する。各領域の境界付近での非平衡なプラズマの振る舞いは解明されていない。固体密度の等積加熱を用いることで、このような状態遷移を伴うプラズマの形成を研究できるようになる。

このような keV を超える温度への等積加熱を実現するためには、物質が膨張するよりも早い時間スケールにおいて、一瞬でエネルギーを物質に注入する必要がある。2018

年ノーベル賞受賞対象となったチャープパルス増幅 (chirped pulse amplification, CPA) 法[5]により、ピーク出力が飛躍的に発展した高強度短パルスレーザーは、このような等積加熱を実現できる強力なツールである[6]。

CPA 法の発明以降も、レーザー技術は日進月歩で進歩し、集光強度が 10^{18} W/cm^2 を超える相対論的高強度レーザーの生成が可能となっている。相対論的高強度レーザー

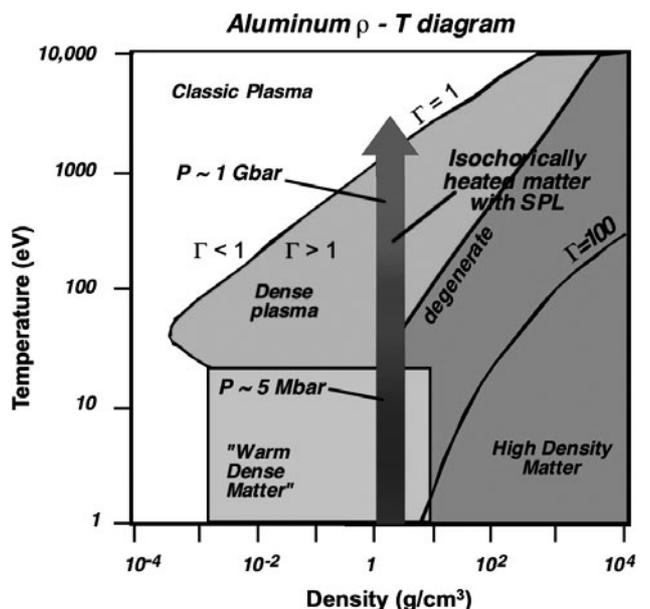


図1 アルミニウムの物質状態の温度、密度依存性。固体密度 (約 1 g/cm^3) での等積加熱 (isochoric heating) は、図中央の矢印に沿っての加熱に相当する。(文献[4]の図2.3.1を引用)。

を物質に照射すると、物質表面は TV/m ($=100 \text{ eV}/\text{\AA}$: 100 eV で束縛されている電子をはぎ取る強さ) を超えるレーザー電場によって瞬時にプラズマ化し、レーザー周期である数フェムト秒 ($\text{fs} = 10^{15} \text{ s}$) の間に電子は相対論的エネルギーに加速される。加速された高速電子が物質中を通過することで、固体のイオン化や加熱が進行し、それに伴って X 線が輻射される。

これまで世界中で行われてきた固体加熱の実験では、主にフェムト秒からサブピコ秒のパルス長を持つレーザーが用いられ、固体の深さ $1 \mu\text{m}$ 以下の表面領域を数 100 eV から keV 温度に加熱することが達成されている [7, 8]。しかしながら、固体内部の深い領域 ($> \mu\text{m}$) までを keV 以上の高温に加熱することは実現されていない。

近年、レーザー大出力化の技術が発展し、キロジュール級のピコ秒 ($\text{ps} = 10^{-12} \text{ s}$) パルスレーザーの建設が世界各国で進んでいる。大阪大学の LFEX [9]、米国の NIF-ARC [10]、仏国の PETAL [11] などがあり、 $50 \mu\text{m}$ を超えるスポット径で $10^{18-19} \text{ W}/\text{cm}^2$ の集光強度を実現できる。このような大エネルギーのレーザー装置を用いれば、より深い固体内部領域を、 keV を超える温度に加熱できる可能性がある。実際、最近の LFEX レーザーを用いた加熱実験においては、レーザー爆縮された固体密度以上のプラズマが、ギガバル級の高エネルギー密度状態に加熱された [12]。

一方で、数値シミュレーション研究においては、衝突・イオン化過程などの原子過程を組み込んだ相対論的プラズマ粒子シミュレーション (particle-in-cell, PIC) コードが整備され [13, 14]、ハイパフォーマンスコンピュータを用いることで、ピコ秒を超える大規模シミュレーションが可能となってきた。これにより明らかになってきた相対論的高強度レーザー照射下の非平衡プラズマ生成・加熱過程を、次節以降に於いて解説する。

4.2 相対論的高強度レーザーによる固体密度プラズマの等積加熱

4.2.1 3つの加熱機構

まず、固体内部の冷たいバルク電子がどのようにして加熱されるか、図 2 にその全体像を示す。相対論的高強度レーザーを物質に照射すると、物質表面にプラズマが形成され、レーザーのエネルギーは数百 keV から MeV を超える高速電子に変換される。高速電子は物質の奥深くまで侵入し、衝突電離によりプラズマを形成するとともに、引きずり加熱 (drag heating) によりプラズマを加熱する。また、照射面近傍では高速電子群によるメガアンペアを超える電流が流れる。その結果、ターゲット表面付近が電気抵抗性加熱 (resistive heating) により加熱される。電気抵抗性加熱によるスケールアップから、ペタワットレーザーを照射することで表面の温度が 1 千万度 (keV) 以上に加熱されることがわかっている [15]。この高温状態が維持されれば、表面の熱エネルギーが熱拡散的に固体内部に侵入していくと考えられている (diffusive heating) [16]。

これまでは、主に数十フェムト秒から数百フェムト秒のパルス長を持つレーザーによる固体の等積加熱、すなわち

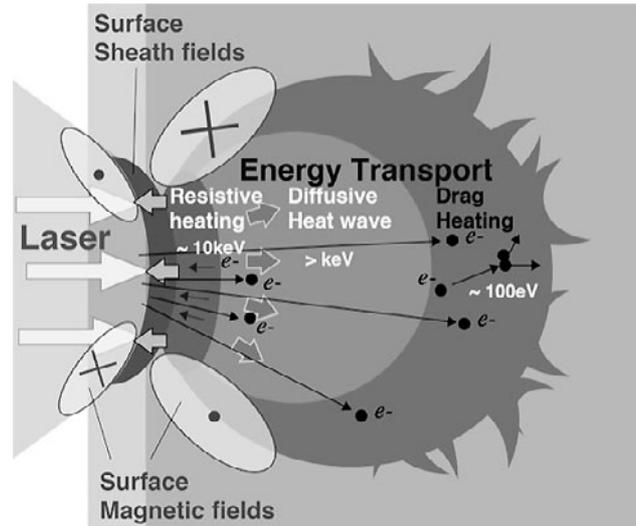


図 2 高強度レーザーによる固体密度プラズマの加熱過程の模式図。

高速電子ビームによる加熱 (電気抵抗性加熱と引きずり加熱) が着目され、理論的・実験的研究が精力的に行われてきた。しかし、電気抵抗性加熱の加熱パワーは電磁気学の教科書にあるように電流密度の二乗に比例する。高速電子ビームは発散角が大きく、発生点から距離が離れるほど電流密度が減少し、電気抵抗性加熱の加熱パワーは大きく減衰する。そのため、広い領域を効率よく加熱することができない。また、引きずり加熱は衝突周波数に依存するが、エネルギーの高い高速電子は固体密度程度では衝突確率が低く、加熱可能な空間領域は広いものの、温度上昇は緩やかである。よって、電気抵抗性加熱と引きずり加熱では、広い空間領域を keV 以上の温度に加熱することは難しい。すなわち、3つの加熱機構のうち残りの1つである熱拡散加熱が鍵となる。ピコ秒相対論的高強度レーザーの登場によって初めて、広い空間領域を熱拡散的に keV 以上の温度に加熱できる可能性が出てきたことを次項において理論的に示したい。

4.2.2 熱拡散加熱の理論モデル

LFEX レーザーのようなスポット径が $50 \mu\text{m}$ を超えるレーザーでは、数ピコ秒の間は、スポット中心でのレーザープラズマ相互作用は準一次元的とみなすことができる。このことから、以下では一次元の熱拡散モデルを考える。熱拡散過程においては、熱流速 Q は以下の式で表すことができる。

$$Q = -\kappa \nabla T_b \quad (1)$$

ここで κ は熱伝導係数であり、 T_b はレーザー照射面付近のバルクの電子温度を示す。バルクの電子密度 n_e 、温度勾配のスケール長を L 、熱速度 v_{th} 、熱速度での平均自由行程を l_{mfp} とし、 $\kappa = n_e v_{\text{th}} l_{\text{mfp}} = \kappa_{\text{SH}} \times 3\pi/128$ を仮定する。 κ_{SH} は Spitzer-Härm の熱伝導係数である。レーザーのエネルギーフラックスの割合 η_b が、熱流速に変換されるとし、以下の式を仮定する。

$$\eta_b I = n_e T_b v_{\text{heat}} \quad (2)$$

ここで I はレーザーの強度, v_{heat} は熱拡散速度である. 以下の式の導出では規格化された変数はバーをつけ, 速度は光速 c , 密度はレーザーの臨界密度 n_c , 時間はレーザーの1周期, 温度は電子の静止質量エネルギー $m_e c^2$ で規格化している. 温度勾配のスケール長が $L = v_{\text{heat}} t$ と熱拡散速度で与えられるとすると, 式(1)と式(2)よりバルク電子温度 T_b と熱拡散速度 v_{heat} を以下のように求めることができる.

$$\bar{T}_b = \left(\bar{\Gamma} \ln \Lambda \left(\frac{\eta_b a_0^2}{2} \right)^2 \frac{\bar{t}}{\bar{n}_e} \right)^{\frac{2}{9}} \quad (3)$$

$$\bar{v}_{\text{heat}} = \left(\frac{1}{\bar{\Gamma} \ln \Lambda} \left(\frac{\eta_b a_0^2}{2} \right)^{\frac{5}{2}} \frac{1}{\bar{t} \bar{n}_e^{\frac{2}{9}}} \right)^{\frac{2}{9}} \quad (4)$$

ここで, $\ln \Lambda$ はクーロン対数, $\bar{\Gamma}$ は定数 $\bar{\Gamma} = \Gamma n_e \tau_L (m_e c^2)^{-3/2} = 2.65 \times 10^{-8}$ であり, Γ はクーロン衝突周波数に現れる定数 $\Gamma = 2.91 \times 10^{-6}$ である[17]. a_0 は $a \equiv eE/m_e c \omega_L$ で定義されるレーザー規格化振幅であり, 強度 I は $I = n_c m_e c^3 a_0^2 / 2$ と書ける[18]. 式(3), (4)より, バルク電子温度 T_b および熱拡散速度 v_{heat} は, レーザー規格化振幅 a_0 におよそ比例して上昇することがわかる. レーザー規格化振幅が $a_0 = 1$ ($I = 1.4 \times 10^{18}$ W/cm²), ターゲットが固体のアルミニウム ($n_e \approx 700n_c$), 変換効率 $\eta_b = 0.1$, クーロン対数 $\ln \Lambda = 5$ で, 1 ps 加熱した場合, $T_b = 4.6$ keV まで表面温度が上昇し, $v_{\text{heat}} = 2.6$ μm/ps で固体内部に熱が拡散する.

加熱を熱拡散過程とみなすためには, 衝突の平均自由行程 l_{mfp} が $L \gg l_{\text{mfp}}$ を満たす必要がある. この条件から熱拡散が始まる時間 t_{dif} は

$$\bar{t}_{\text{dif}} = 3.8 \times \frac{1}{\bar{\Gamma} \ln \Lambda} \frac{\eta_b a_0^2}{\bar{n}_e^2} \left(\frac{L}{l_{\text{mfp}}} \right)^3 \quad (5)$$

と見積もられる. 例えば, レーザー規格化振幅が $a_0 = 1$ ($I = 1.4 \times 10^{18}$ W/cm²), ターゲットが固体のアルミニウム ($n_e \approx 700n_c$), 変換効率 $\eta_b = 0.1$, クーロン対数 $\ln \Lambda = 5$ の場合, スケール長 L が平均自由行程 l_{mfp} の5倍まで長くなるためにはおよそ2 psの時間がかかる. すなわち, 固体の数 μm 以上の広い領域を keV 以上に加熱するには, ピコ秒以上の間その温度勾配を維持する必要があることを意味している.

次節では, 粒子シミュレーションコードを用いて熱拡散の理論モデルを検証する.

4.3 keV固体密度プラズマ形成の粒子シミュレーション

4.3.1 ピコ秒相対論的高強度レーザーと固体との相互作用のシミュレーション

相対論的高強度レーザーにより生成される非平衡プラズマ中の加熱過程をシミュレーションするためには, 非相対論から相対論領域における衝突過程[19], 非平衡プラズマ

中におけるイオン化過程[20]を取り入れる必要がある. 我々のグループでは, これら原子過程を組み入れ, 低密度領域から固体密度領域までの広密度領域プラズマを包括的に解くプラズマ粒子シミュレーションコードPICLSを構築している[21]. 固体とピコ秒パルスレーザーとの相互作用は, レーザー周期であるフェムト秒オーダーから加熱現象の時間スケールであるピコ秒以上まで解く必要がある. また, 固体密度プラズマの表皮長以下の空間解像度が必要となるため, 加熱の空間スケールである10–100 μmを10 nmのグリッドで計算する必要がある. すなわち, 大規模な計算機資源が必要となるが, 近年のコンピュータの高速化, 記憶容量 (RAM) の大容量化により, このような大規模計算が多次元スケールで可能となってきた. 以下では, 前節で示した固体とピコ秒相対論的高強度レーザーとの相互作用における加熱の理論モデルを, 衝突とイオン化を含めたPICLSシミュレーションにより検証する.

4.3.2 1次元シミュレーションによる熱拡散速度の検証

1次元PICシミュレーションを用いて, 固体の炭素の加熱における熱拡散速度(式(4))の検証を行う. 1次元粒子シミュレーションの条件は以下の通りである. 照射するレーザーは, 波長1 μm, 集光強度 $I = 2.7 \times 10^{18}$ W/cm² ($a_0 = 1.4$), パルス長10 ps, レーザーの立ち上がりは500周期のガウシアンプロファイルであり, その後一定の強度 I で10 psの間レーザーを照射する. ターゲットは固体炭素とし, 固体表面からスケール長2 μmで指数関数的に減衰する密度プロファイルのプリプラズマを10 μmの領域に配置した. 空間メッシュと時間ステップは, レーザー波長と周期をそれぞれ200分割した. シミュレーション領域は100 μmである. メッシュあたりの粒子数はイオンが10, 電子が60である. 境界は吸収境界条件とし, 電磁波および粒子のエネルギーは境界で吸収される.

図3は固体内部のバルク電子温度の時間発展を $t-x$ 図を用いて表している. 図中の白線は各温度の等高線であり, 空間座標は固体表面をゼロに取っている. パルスのピーク

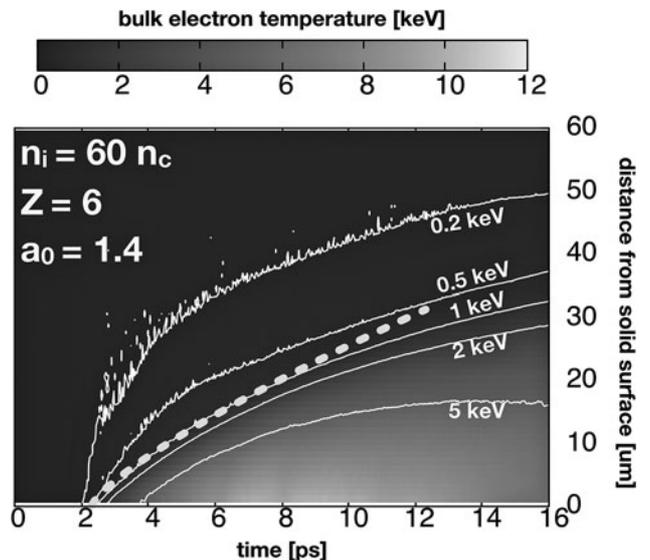


図3 1次元粒子シミュレーション: 固体内部のバルク電子温度の時間発展. 固体表面を空間座標のゼロに取っている.

がプラズマ表面に到達する2 psからレーザー照射が終了する12 psまでの間に、1 keVの等高線は、およそ30 μm の深さまで伝播していることがわかる。すなわち、熱拡散速度はおよそ3 $\mu\text{m}/\text{ps}$ である。表面の温度は、パルスが終了した時点で約9 keVであるが、この値は、式(3)で熱拡散加熱への変換効率は $\eta_b = 0.05$ 、加熱時間10 psとしたときの表面温度 $T_b = 8.8 \text{ keV}$ とほぼ一致している。また、式(4)の熱拡散速度を時間積分し、加熱波の空間的進展をプロットしたものが図3中の点線である。加熱の開始から6 ps程度($t = 8 \text{ ps}$)まで、1 keVの等高線と理論予測値はほぼ一致していることがわかる。その後、予測値より加熱の進展が遅くなるのは、温度勾配に対する線形近似が成り立たなくなるためと考えられる。0.2 keVから0.5 keVの温度は、平均自由行程の長い高速電子ビームによる電気抵抗性加熱により加熱されており、0.2 keVの立ち上がりは光速に近い速度で進展している。

4.3.3 キロジュール級レーザーによる固体加熱のシミュレーション

次に、2次元PICシミュレーションを用いて、固体密度プラズマの加熱を検証した。レーザー強度 $I = 2.7 \times 10^{18} \text{ W}/\text{cm}^2$ ($a_0 = 1.4$)、パルス長2 ps、スポット径50 μm のレーザーを、固体のアルミニウムに照射する。固体表面からスケール長1 μm で指数関数的に減衰する密度プロファイルのプリプラズマを5 μm の領域に配置している。空間メッシュと時間ステップは、レーザー波長と周期をそれぞれ50分割しており、シミュレーション領域はレーザー伝播方向(x 方向)に60 μm 、レーザー径方向(y 方向)に120 μm 取っている。メッシュあたりの粒子数はイオンが2、電子が26であり、境界は吸収境界条件である。

図4(a)は、時刻 $t = 2.6 \text{ ps}$ におけるアルミニウムの電離度分布を示している。点線は初期の固体表面の位置を表しており、 $t = 2.6 \text{ ps}$ では、固体内部のレーザースポット径内で、深さ5 μm を超える領域でアルミニウムが完全電離している。また、20 μm の深さまでK殻の2個の電子を残して11価に電離が進んでいる。この固体内部の電離過程は、バルク電子による衝突電離であり、 $x < 30 \mu\text{m}$ のプリプラ

ズマ領域での電離過程は、主にレーザー場による場電離である。図4(b)にレーザー軸中心($y = 60 \mu\text{m}$)におけるバルク電子温度分布の時間発展を示す。 $t = 1.3 \text{ ps}$ から2.6 psの間に、温度1 keVの境界が約5 μm 進んでおり、この温度の熱拡散速度は3.8 $\mu\text{m}/\text{ps}$ と見積もられる。このシミュレーションでは、レーザーからプラズマへのエネルギー吸収率が60%である。このうち、半分が熱拡散に使われたと想定し、式(4)で熱拡散加熱への変換効率は $\eta_b = 0.3$ とすると、2 psの加熱で熱拡散速度は $v_{\text{heat}} = 4 \mu\text{m}/\text{ps}$ となり、シミュレーションで観測した熱波の進展速度とよく一致している。また、表面温度は $t = 2.6 \text{ ps}$ で10 keV程度まで上昇しており、これは式(3)から得られる理論予測 $T_b = 12 \text{ keV}$ とよく一致している。以上の結果から、2 psのレーザー照射でおよそ10 μm の空間領域が温度1 keV以上に等積加熱されることがわかった。

4.4 まとめと展望

ピコ秒を超えるパルス長を持つ相対論的高強度レーザーを物質に照射することで、固体密度プラズマの広い領域をkeV温度に加熱できる可能性を、理論・シミュレーション研究により明らかにした。この加熱は、相対論的高強度レーザーに照射されたプラズマ表面の温度が拡散的に固体密度プラズマ内部に拡がることで実現されている。このレーザー駆動熱拡散加熱を記述する理論モデルにより、keV温度に加熱されたプラズマ表面の熱は数 $\mu\text{m}/\text{ps}$ の速さで固体内部に伝わることを明らかになった。

本講座第1章で述べられている質問「ピコ秒レーザーって照射時間が長いだけでは？入射するエネルギーが増えるだけでは？」への回答を以下に述べる。ピコ秒はkeV温度の熱拡散が始まる時間スケールであり、熱拡散加熱で効果的にkeV温度への加熱を起こすためには、温度勾配をピコ秒パルスレーザーによって保持することが重要である。また、ピコ秒パルスレーザーは光子圧によるホールボーリング[18]によって、レーザープラズマ相互作用面を固体表面に近づけることができる。これにより、相互作用面で生成される加熱のソースである高速電子が、強いフラックスを保ったまま固体表面に到達し、固体内部に温度勾配を形成することができる。このように、ピコ秒パルスレーザーは入射エネルギーが増えるのみならず、その時間スケールにおいて光子圧ホールボーリングが加熱源と固体表面を近づけることに寄与し、またピコ秒の時間スケールで維持される温度勾配により、固体内部への熱拡散が引き起こされる。いずれもピコ秒という時間スケールでより顕著に見られる現象が、相対論的高強度レーザーによる等積加熱に大きな影響を及ぼすことから、ピコ秒という時間スケールの重要性を改めて強調したい。

ここで議論したレーザー駆動等積加熱は、非平衡過程である。形成される非平衡の高エネルギー密度物質状態におけるオパシティや電気伝導度、プラズマの電離度分布などの基礎的性質は未解明であり、原子分子物理、物性物理として興味深い領域である。今後、さらにレーザー技術が発展し、10–100 μm を超える固体密度領域をkeV温度に加熱

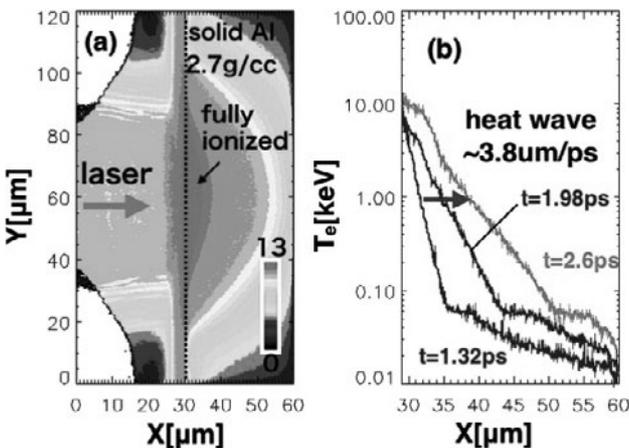


図4 2次元粒子シミュレーション：(a)時刻 $t = 2.6 \text{ ps}$ におけるアルミニウムの電離度分布。(b)レーザー軸中心($y = 60 \mu\text{m}$)におけるバルク電子温度分布の時間発展。

できれば、バルク電子から輻射される keV エネルギーの X 線に対して、光学的に厚いプラズマを形成できる可能性がある。ここでは、プラズマ形成過程における X 線吸収（輸送）過程が新たに重要となる。このようなプラズマを形成できれば、非平衡下での X 線輻射・原子過程を研究することが可能となり、X 線天文学など宇宙物理学にも資すると考えられる。また、keV 固体密度プラズマ生成を制御できれば、荷電粒子、特にアルファ粒子の既知の密度、温度下での阻止能の評価などにも応用できる可能性がある。これはアルファ粒子による再加熱過程の評価に結びつき、核融合研究における重要課題の 1 つと言える。

このような重要性がある一方で、相対論的高強度レーザーによる熱拡散加熱のシミュレーションは、非平衡現象を扱う粒子コードによる、大規模計算を必要とするチャレンジングな課題である。その重要性和困難さから、keV 固体密度プラズマのシミュレーションはとてども挑戦しがいのある魅力的な研究テーマであると筆者は実感している。今後は輻射などの効果を組み入れたモデルを研究していきたいと考えている。

参考文献

[1] M. Tabak *et al.*, Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994).
 [2] R. Kodama *et al.*, Nature **412**, 798 (2001).

[3] S. Le Pape *et al.*, Phys. Rev. Lett. **120**, 245003 (2018).
 [4] The Science and Applications of Ultrafast Ultraintense Lasers: Opportunities in science and technology using the brightest light known to man, the SAUUL Workshop, Washington D.C. (2002).
 [5] D. Strickland and G. Mourou, Optics Communications **55**, 447 (1985).
 [6] G. Mourou *et al.*, Rev. Mod. Phys. **78**, 309 (2006).
 [7] K. U. Akli *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 165002 (2008).
 [8] P. M. Nilson *et al.*, Phys. Rev. E **79**, 016406 (2009).
 [9] N. Miyanaga *et al.*, J. Phys. IV Fr. **133**, 81 (2006).
 [10] J. K. Crane *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **244**, 032003 (2010).
 [11] Maywar, D. N. *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **112**, 032007 (2008).
 [12] S. Sakata *et al.*, Nat. Commun. **9**, 3937 (2018).
 [13] Y. Sentoku and A. J. Kemp, J. Comp. Phys. **227**, 6846 (2008).
 [14] Y. Kishimoto and T. Masaki, J. Plasma Phys. **72**, 971 (2006).
 [15] P. Leblanc and Y. Sentoku, Phys. Rev. E **89**, 023109 (2014).
 [16] A. J. Kemp *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 235001 (2006).
 [17] D. Book, *NRL Plasma Formulary* (NRL, Washington, D. C., 2016).
 [18] 岩田夏弥：プラズマ・核融合学会誌 本講座第 2 章 **95**, 286 (2019).
 [19] 千徳靖彦，田口俊弘：プラズマ・核融合学会誌 **90**, 338 (2014).
 [20] R. Mishra *et al.*, Phys. Plasmas **20**, 072704 (2013).
 [21] 千徳靖彦：プラズマ・核融合学会誌 **90**, 299 (2014).



ひがし なおき
東 直樹

大阪大学大学院理学研究科物理学専攻および大阪大学レーザー科学研究所 博士後期課程。博士前期課程修了後、5年半の民間企業での就業を経て、2018年より博士後期課程在学中。専門はプラズマ数値計算。関心の対象は、プラズマの加熱機構、数値計算手法。1年以内にフルマラソンに挑戦しようと思っています。



いわた なつみ
岩田 夏弥

大阪大学レーザー科学研究所特任講師。2014年京都大学大学院エネルギー科学研究科博士課程修了。研究分野はプラズマ物理。特に高強度レーザー生成プラズマ中の粒子加速・加熱の基礎物理に興味があり、理論研究を通して自然界の非線形・非平衡現象の解明に寄与することが目標。趣味は絵を描くこと、ダイビングなど。光や色、波を感じるのが好きです。



せん とく やす ひこ
千徳 靖彦

大阪大学レーザー科学研究所教授。1999年大阪大学工学研究科博士（工学）。2002年に渡米，ジェネラルアトミック社研究員（2002-2003年）を経てネバダ州立大学リノ校物理学科教員。2011年から同大学教授。ネバダではフライフィッシングで鱒釣りに熱中。2016年8月に帰国し現職。専門は高エネルギー密度科学・プラズマ物理。大阪では趣味の釣りができず植物男子仙人掌派。



講座 ピコ秒相対論的レーザーが切り拓く高エネルギー密度プラズマ科学の新展開

5. ピコ秒パルス相対論的レーザーと薄膜との相互作用における統計的電子加速

5. Stochastic Electron Acceleration in Interaction of Foil Plasma with Picosecond Relativistic Laser

岩田夏弥

IWATA Natsumi

大阪大学レーザー科学研究所

(原稿受付：2019年04月22日)

キロジュール級のエネルギーを持つピコ秒パルス高強度レーザーを物質に照射することで、相対論的強度のレーザー光とプラズマとの準一次元的な相互作用が長時間にわたって可能となり、高効率の粒子加速やプラズマ加熱が期待できる。近年のピコ秒レーザー実験では、従来のフェムト秒パルスレーザーを対象とした理論では説明できない高エネルギー電子の生成が観測されている。ピコ秒にわたるレーザー照射下では、プラズマがレーザー側に大きく膨張し、その結果電子がレーザー場によって強い加速を受ける。また、ターゲットが薄膜の場合には、加速された電子が薄膜を循環して何度もレーザー場と相互作用することにより統計的加速が起こる。本章では、ピコ秒レーザー照射薄膜における準一次元的なプラズマ膨張と、その中での統計的電子加速について解説する。

Keywords:

picosecond high intensity laser, relativistic laser-plasma interaction, stochastic acceleration, electron recirculation, plasma expansion

5.1 はじめに

近年、キロジュール級の高強度レーザー装置が開発され、大阪大学のLFEX[1]、米国ローレンスリバモア国立研究所のNIF-ARC[2]などで実験が開始されている。これらのレーザーは従来の高強度レーザーに比べて、集光径が大きく(数10 μm から100 μm 程度)、さらにパルス長もピコ秒($\text{ps}=10^{-12}$ s)を超えるため、準一次元的な相対論的レーザープラズマ相互作用を長時間持続することが可能となる。すなわち、多次元的なエネルギー拡散が少なく、高効率の粒子加速やプラズマ加熱が期待できる。

本講座で紹介してきたように、ピコ秒を超えるレーザープラズマ相互作用では、光子圧によるプラズマ表面の押し込み(ホールボーリング)が止まってレーザー吸収が変化したり(第2, 3章)、バルクプラズマがkeVレベルに加熱されてギガバール(Gbar)を超える高エネルギー密度状態が形成されるなど(第4章)、レーザー光の照射下でプラズマの状態が変化していく。これらは、レーザーからのエネルギー注入が短時間で終了するフェムト秒($\text{fs}=10^{-15}$ s)パルスレーザーとの相互作用中には見られない現象であり、ピコ秒にわたる継続的な高強度光の照射下で物質(プラズマ)がどのように加熱され、どのような場が形成され、その中で粒子が加速されていくのか、十分に理解されていない。これらの加速・加熱の基礎過程が明らかになれば、

高速点火レーザー核融合[3]や高エネルギーイオン加速[4-7]、中性子源[8]、高輝度X線源[9]などへの応用展開が期待できる。

ピコ秒パルス相対論的レーザーを用いた実験では、フェムト秒領域で用いられてきた理論モデルを上回る高エネルギー電子やイオンの生成が観測されている。図1は、LFEXレーザー実験で得られた(a)陽子および(b)電子のエネルギースペクトルである[4]。この実験では、厚さ5 μm の固体薄膜に、ピーク強度 2.3×10^{18} W/cm²の相対論的レーザー光を照射している。パルス長を1.5 ps(図1上段)、3 ps(中段)、6 ps(下段)と伸長することで電子が高エネルギー化し、同時に、加速されるイオンの最大エネルギーも上昇している。このようなパルス長依存性は、フェムト秒領域の相互作用では見られない現象である。

米国NIF-ARCレーザー実験においても、同様の結果が得られている。1 psと10 psのレーザーパルスを厚さ33 μm の固体薄膜に照射することで、フェムト秒領域で用いられてきたスケールリング則(図2破線)を上回る高エネルギー電子(図2(b)実線)およびイオン(図2(a)星印)が観測されている[7]。これらのイオン最大エネルギーの上昇は、レーザーから電子への高効率なエネルギー変換が実現されたことによって引き起こされている[5, 6]。

本章では「なぜ、ピコ秒を超えるレーザー照射下では、

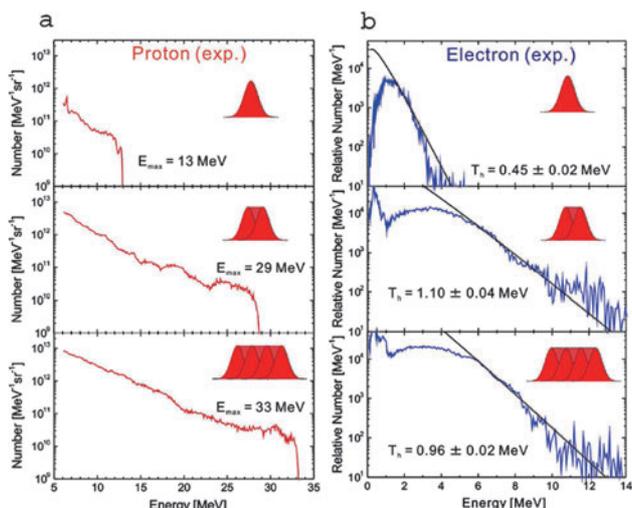


図1 レーザーパルス長の伸長に伴う電子およびイオンの高エネルギー化を示すLFEXレーザー実験の結果。集光強度 $2.3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ のレーザーを厚さ $5 \mu\text{m}$ のアルミニウム薄膜に照射している。(a)は加速された陽子のエネルギー分布。(b)は電子のエネルギー分布(文献[4]の図1(a),(b)を引用)。

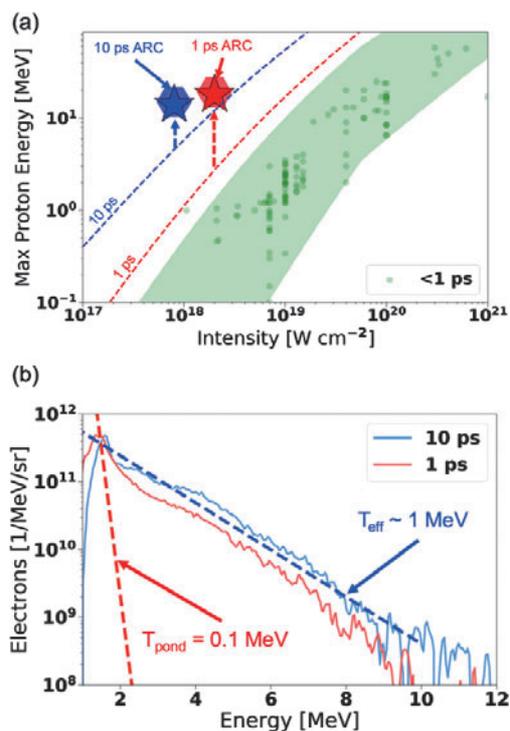


図2 NIF-ARCレーザー実験の結果。厚さ $33 \mu\text{m}$ のチタン薄膜に集光強度 $2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ でパルス長 1 ps のレーザーと、集光強度 $9 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ でパルス長 10 ps のレーザーを照射し、陽子および電子の加速を比較している。(a)パルス長 1 ps (赤星印)、 10 ps (青星印)で得られた加速陽子の最大エネルギーと、従来のフェムト秒パルスレーザー実験(緑領域)との比較。破線は、フェムト秒領域で用いられるスケールリングを示す。(b)パルス長 1 ps (赤実線)、 10 ps (青実線)で得られた電子のエネルギー分布。赤色の破線はフェムト秒領域で用いられるポンドロモーティブ温度、青色の破線は 10 ps の実験結果をフィッティングしたスロープ温度を表す((a)は文献[7]の図5,(b)は文献[7]の図4(a)を引用)。

従来の理論を超えて電子が高エネルギー化するのだろうか」という疑問に答えたい。その鍵と考えられているのは、ピコ秒にわたるレーザー照射中にプラズマがレーザー側に大きく膨張し、その結果レーザー場によって強い加速を受けることである[10-13]。レーザー側に膨張した臨界密度以下のプラズマ中では、自己生成電場・磁場の成長に伴い、電子はレーザー場からより強い加速を受ける。さらに、ターゲットが薄膜の場合には、加速された電子が薄膜を循環して何度もレーザー場と相互作用することによる統計的加速が起こる。これらの電子加速が、本講座第2章で述べたホールボーリングの停止と密接に関係していることもわかってきた。

本章では、薄膜と相対論的レーザーとの相互作用に関して、電子およびイオン加速のこれまでの理解を解説し(第5.2節)、次にピコ秒領域で現れる加速の新しい性質について紹介する(第5.3節)。

5.2 相対論的レーザーと薄膜の相互作用における粒子加速

5.2.1 電子加速の理論

相対論的強度のレーザー光を、レーザー周波数 ω_L に対する相対論的臨界密度 γn_c を超える密度のプラズマに照射すると、レーザー光はプラズマ表面で反射され、表面の電子がプラズマ内部へと加速される。ここで、 $n_c = \omega_L^2 m_e / (4\pi e^2)$ 、 m_e は電子の静止質量、 e は素電荷、 $\gamma = (1 + p^2 / (m_e c)^2)^{1/2}$ は電子の相対論因子、 c は光速、 p は電子の運動量である。このとき、電子は平均的にはレーザー電場による振動エネルギーに加速される。ここで、以降の議論のためにレーザー場の規格化ベクトルポテンシャル $\mathbf{a} = e\mathbf{E}_L / (m_e c \omega_L)$ を導入する。これは、レーザー電場 \mathbf{E}_L 中での電子の振動の運動量 \mathbf{p}_{os} と、 $m_e c$ (c は光速) との比に相当する。すなわち、 $\mathbf{a} = \mathbf{p}_{os} / m_e c$ である。また、電磁場の強度 I と規格化ベクトルポテンシャルの振幅 a_0 との間には $I/c = n_c m_e c^2 a_0^2 / 2$ の関係がある。したがって、表面からプラズマ内部へ加速される電子の平均的なエネルギーは、

$$T_p = \left(\sqrt{1 + \frac{1+R}{2} a_0^2} - 1 \right) m_e c^2, \quad (1)$$

と見積もられる。ここで、プラズマ表面で反射率 R でレーザーが反射されているとすると、入射波と反射波により、電子の振動は $\mathbf{p}_{os} = (1+R)^{1/2} m_e c \mathbf{a}$ となるため、式(1)は反射率に依存する形になっている。式(1)で表されるエネルギーを、ポンドロモーティブ(ponderomotive)エネルギー、もしくはポンドロモーティブ温度と呼ぶ。プラズマ表面から加速された電子のエネルギー分布をマクスウェル分布と仮定すれば、 T_p はエネルギーの拡がりを表すスロープ温度となる。例えば、図2(b)の破線は、用いたレーザー強度に対する T_p を温度に持つマクスウェル分布を示したものである。文献によっては、式(1)に代わって反射率の効果を除いた $T_p = ((1 + a_0^2/2)^{1/2} - 1) m_e c^2$ をポンドロモーティブエネルギーと定義している場合もある。電子加速はレーザーの反射点である相対論的臨界密度 $n_e = \gamma n_c$ 付近で起こ

るため、一回の加速過程で平均エネルギー T_p で加速される電子の密度はおよそ γm_c 個である。

式(1)は、レーザー振幅 a_0 のみに依存するシンプルなスケーリングであるが、フェムト秒領域の相対論的レーザーと固体密度プラズマとの相互作用をおよそ説明することができる。他に、臨界密度以下のプラズマが固体の前面に広く分布している場合に適用される Pukhov スケーリング [14] や、実験から得た経験式である Beg スケーリング [15] が知られているが、いずれも加速される電子のスロープ温度(平均エネルギー)はレーザー振幅 a_0 に近似的に比例する形となる。

式(1)からわかるように、フェムト秒領域の相互作用を記述するモデルでは、表面から加速される電子の平均エネルギーは相互作用時間には依らない。したがって、図1に見られる電子エネルギーの時間発展を説明することはできない。

5.2.2 プラズマ膨張とイオン加速の理論

第5.1節で述べたように、電子の加速が大きくなればイオンのエネルギーも上昇する。図1, 2に示したようなレーザーと薄膜との相互作用の場合、イオン加速は主に target-normal-sheath-acceleration (TNSA) と呼ばれる過程 [16, 17] を見ていることになる。図3に、TNSAの模式図を示す。(a), (c)はフェムト秒パルスレーザーの場合、(b), (d)はピコ秒パルスレーザーの場合の模式図である。TNSAでは、まず高強度レーザーによってプラズマ表面付近の電子が加速され、それらの高速電子が薄膜の裏面側に到達すると荷電分離によるシース電場を裏面側のプラズマ表面に形成する。そのシース電場によりイオンが加速される。この過程は、準中性プラズマ膨張を見ていることに他ならない。プラズマは3次元的に膨張するが、図3(b)のような、スポット径の大きいピコ秒パルスレーザーとの相互作用では、レーザー軸付近で準一次元近似が有効と考えられる。

膨張薄膜プラズマ中では、一度裏面側に到達した電子は、自らが作ったシース電場によってレーザー側に引き戻される。レーザー照射面に戻った時点で、まだレーザーパルスが続いている場合は、再度レーザー場によって裏面側へと打ち返される。このように高エネルギー電子は薄膜プラズマ中を循環 (recirculation) する (図3(c), (d))。

プラズマはイオンの音速 C_s 程度で膨張し、膨張の先端に存在するイオンが最大のエネルギーをもって加速されていく。音速は $C_s = (T_e Z_i / M_i)^{1/2}$ で与えられ、膨張プラズマ中の電子の温度 T_e に依存する。ここで、 M_i はイオンの質量、 Z_i はイオンの価数である。膨張プラズマを形成する電子は5.2.1節で述べたように平均的に T_p のエネルギーを持っており、式(1)が適用できるフェムト秒パルスレーザーとの相互作用では、 T_p は時間的に一定である。さらに、電子は光速に近い速度で薄膜中を循環しているため、 T_p は空間的にも一様と近似できる。この場合、等温膨張モデル [18] でプラズマ膨張をよく記述することができる。

電子温度が等温で、準一次元かつ準中性的にプラズマが膨張する場合、先端で加速されるイオンの最大エネルギーは

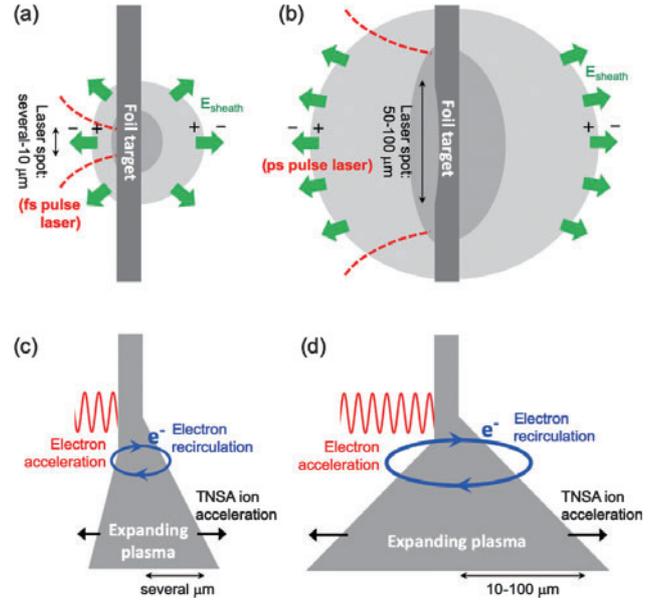


図3 薄膜と相対論的レーザーとの相互作用におけるプラズマ膨張の模式図。(a), (c)フェムト秒パルスレーザーとの相互作用。(b), (d)ピコ秒パルスレーザーとの相互作用。(a), (b)は2次元イメージ。(c), (d)は(a), (b)のレーザー軸の位置の断面でのプラズマ密度分布を表す。

$$\epsilon_{i\max} = 2T_e \left[\ln(\tau_{\text{acc}} + \sqrt{\tau_{\text{acc}} + 1}) \right]^2, \quad (2)$$

で与えられる [18]. $\tau_{\text{acc}} = \omega_{\text{pi}} t_{\text{acc}} / (2e_N)^{1/2}$ はイオンプラズマ振動数 $\omega_{\text{pi}} = (4\pi Z_i^2 e^2 n_i / M_i)^{1/2}$ を用いて規格化した時間、 e_N は自然対数、加速時間 t_{acc} は等温膨張が起こっている時間で、経験則からレーザーのパルス長のおよそ1.3倍であることが知られている [19]. 図2(a)のスケーリング(破線)は、この仮定のもとで得られたイオン最大エネルギーの理論曲線である。図1に示したように電子の平均エネルギーが時間発展する場合に適用可能な、非等温プラズマ膨張モデルも提唱されており、電子の平均エネルギーの時間発展が与えられれば、それに対応するイオン加速を記述することができる [5].

5.2.3 膨張薄膜プラズマ中での電子循環の効果

高強度レーザーと薄膜ターゲットとの相互作用では、高速電子が薄膜表面に励起されたシース電場によりトラップされ、薄膜内部を循環する一方で、レーザーとの相互作用面からは高速電子が薄膜内部へと供給される。そのため、ターゲット内の実効的な高速電子数は時間とともに増えていく。これにより、イオン加速の効率が上がることが2000年初頭頃に議論されていた。米国ローレンスリバモア研究所で開発された世界最初のペタワットレーザー(集光強度 10^{20} W/cm², パルス幅 100 fs)の実験では、ターゲット厚を薄くすることで、発生する陽子のエネルギーが増加することが確認された [20].

図4(a)に、異なるターゲット厚での高速電子の循環の様子を表した模式図を示した [21]. レーザーのパルス長 L_p が一定の場合、パルス長の半分の長さより、ターゲットの厚さ L が薄くなると、高速電子の循環運動で実効的に内部の高速電子数が増えることがわかる。2次元プラズマ粒子 (Particle-in-Cell, PIC) シミュレーションによる検証で、

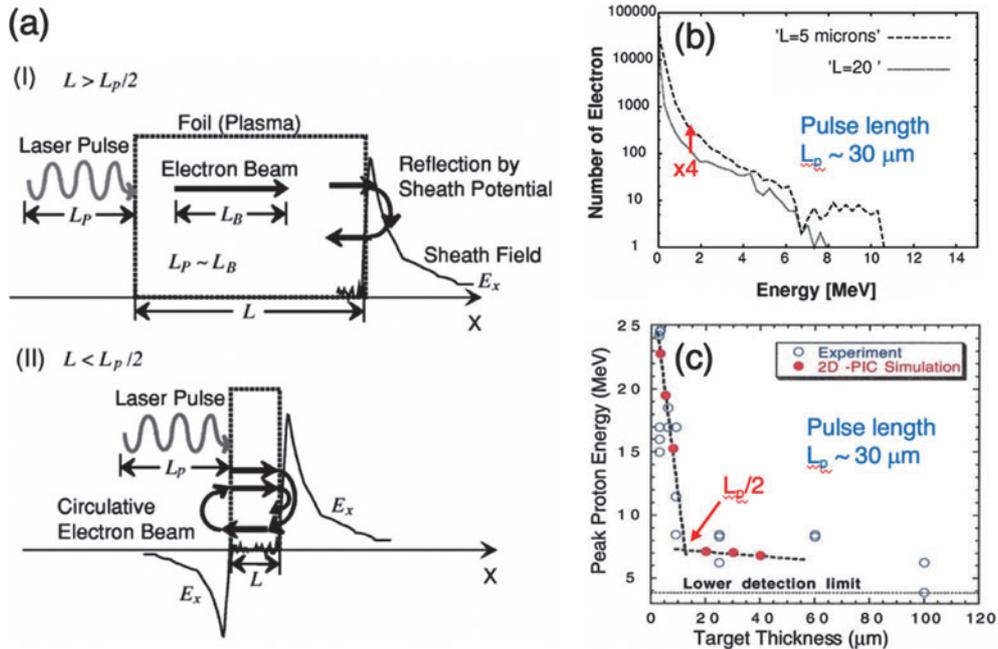


図4 (a) 相対論的レーザーと薄膜ターゲットとの相互作用における高エネルギー電子の循環運動を表す模式図。(I)は厚いターゲットでレーザー照射時間(L_p/c)の間に電子が循環しない場合、(II)は薄いターゲットでレーザー照射時間(L_p/c)の間に電子が複数回循環する場合。(b) 2次元PICシミュレーションで厚さ $5\ \mu\text{m}$ (破線)と $20\ \mu\text{m}$ (実線)の薄膜に集光強度 $10^{20}\ \text{W}/\text{cm}^2$ 、パルス長 $100\ \text{fs}$ のレーザーを照射したときの電子エネルギー分布。(a)は文献[21]の図4、(b)は文献[21]の図5(c)、(c)は文献[20]の図1を引用。

レーザーパルス幅 $100\ \text{fs}$ (パルス長 $L_p = 30\ \mu\text{m}$) を固定し、ターゲットの厚さ L を $20\ \mu\text{m}$ から $5\ \mu\text{m}$ と薄くすることで、高速電子数が L に反比例して増加することが確認されている (図4(b)参照)。

ペタワットレーザーの実験ではアルミ薄膜の厚さを徐々に薄くしていくと、厚さ $L = 15\ \mu\text{m}$ あたりで、発生する陽子のエネルギーが非連続的に増加する結果が得られている (図4(c)参照) [20]。この実験ではレーザーのパルス長 L_p が $30\ \mu\text{m}$ であることから、 $L_p/2 = 15\ \mu\text{m}$ あたりから高速電子数が増え、陽子のエネルギーが増加していると説明される。

図4(b)からわかるように、高速電子の数は厚さ L が薄いターゲットで増加する一方、エネルギー分布の広がりを表すスロープ温度は変化していない。これは、サブピコ秒領域では、加熱されているプラズマの表面が噴出 (ブローアウト) モードにならないためであり、電子の平均エネルギーはポンドロモーティブ温度で与えられる。噴出モードに関しては、本講座第2章を参照されたい。

5.3 ピコ秒領域でのレーザー-薄膜相互作用における電子加速

5.3.1 レーザー照射中のプラズマ膨張のPICシミュレーション

ピコ秒パルス相対論的レーザーを照射した薄膜における準一次元的な相互作用を調べるため、1次元PICシミュレーションを行った。図5(a)のように、システム長 $500\ \mu\text{m}$ のシミュレーションボックスの中央付近に厚さ $5\ \mu\text{m}$ 、密度 $40n_c$ の重水素プラズマ薄膜を配置し、左から規格化振幅 $a_0 = 2$ (強度 $I \approx 5 \times 10^{18}\ \text{W}/\text{cm}^2$)、波長 $\lambda_L = 1\ \mu\text{m}$

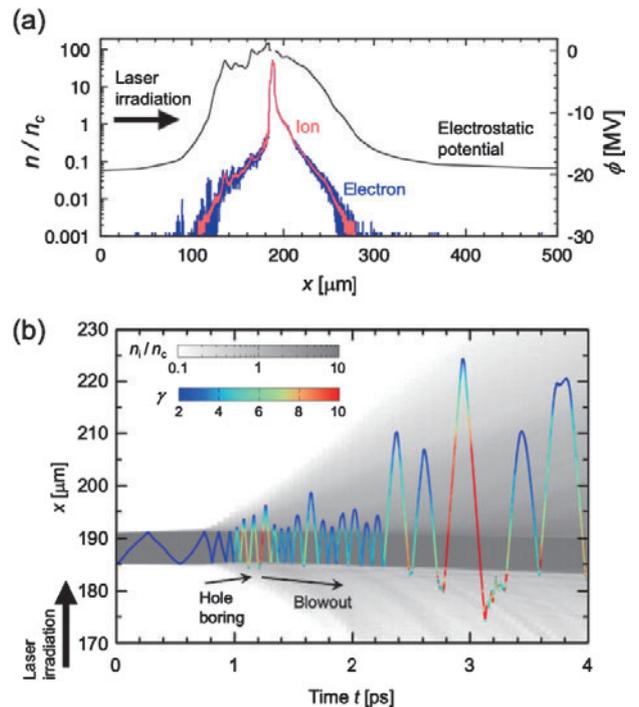


図5 薄膜プラズマと相対論的レーザーと薄膜プラズマとの相互作用の1次元PICシミュレーション。厚さ $5\ \mu\text{m}$ の重水素プラズマ薄膜に規格化振幅 $a_0 = 2$ のレーザーを連続的に照射している。(a) 時刻 $t = 3\ \text{ps}$ におけるイオン密度 (赤)、電子密度 (青)、シースポテンシャル (黒) の分布。(b) イオン密度分布の時間発展 (灰色) とシミュレーションからピックアップした1つの電子の軌道。軌道の色は電子の相対論因子 γ を表す ((b)は文献[22]の図2(a)を引用)。

のレーザーを照射している。レーザーは $100\ \text{fs}$ のガウシアンパルス形状で立ち上がり、その後一定の振幅 a_0 で照射され続ける。

図5 (a)は、時刻 $t=3$ ps におけるプラズマ膨張の様子である。赤線はイオン密度 n_i 、青線は電子密度 n_e 、黒線はシースポテンシャル ϕ を示す。シースポテンシャルは、初期の薄膜表面位置でのポテンシャルを0にとっている。この時刻において、相対論的臨界密度 $\gamma n_c \approx 2n_c$ 以下のプラズマの膨張は、長さ $50 \mu\text{m}$ を超えて進展している。膨張の先端付近以外は、イオン密度と電子密度はほぼ同じで、準中性的に膨張していることがわかる。 $x=260 \mu\text{m}$ でのシースポテンシャルの大きさは約 10 MV である。照射しているレーザーの振幅に対するポンドロモティブエネルギーは、式(1)より、 $T_p=0.6 \text{ MeV}$ であり、膨張先端におけるシースポテンシャルエネルギーは T_p を大きく上回っている。これは、エネルギー T_p 程度にレーザー加速された電子は、プラズマ膨張の先端まで到達できないことを意味している。 T_p より大きなエネルギーを持つ電子が、広いプラズマ膨張の領域を構成している。

図5 (b)に、シミュレーションの中の1つの電子の軌道を示す[22]。軌道の色は電子の相対論因子 γ 、背景の灰色は、イオン密度分布を表している。電子は膨張薄膜中で循環する中で高エネルギーに加速されている。このシミュレーションでは、時刻 $t=1.2$ ps でホールボーリングが止まって噴出モードに転じ、その後、電子が顕著に高エネルギー化している。すなわち、本講座第2章[23]で述べた噴出モードへの遷移が引き金となって電子の高エネルギー化が始まる。高エネルギーの電子はプラズマ膨張を促進し、結果としてプラズマ膨張が広く伸展する。プラズマ膨張はレーザー照射側にも伸展するため(図5 (a)参照)、膨張プラズマ中で電子はレーザー場からより強い加速を受けることになる。このように電子加速とプラズマ膨張、イオン加速が結びつきながら時間発展することが、ピコ秒領域における相互作用の特徴である。

5.3.2 電子のカオス的振る舞い

1次元のPICシミュレーションで見られた高エネルギー電子の増加は、循環する電子が複数回に渡ってレーザーによるランダムキックを受けることに起因する。ランダムな加速場による加速を統計的加速と呼ぶが、これはプラズマとしての集団的効果が消え、電子はそれぞれが無相関に加速されることを意味する。プラズマの膨張を無視した統計的加速の理論モデルはS.V. Bulanov等により研究されている[24]。本節ではプラズマの膨張が重要となるピコ秒のレーザー相互作用の中での統計的電子加速の背景について述べる。

統計的加速の中では、個々の粒子の加速はランダムであり、運動量空間と実空間で無相関に拡散していく。すなわち初期位相空間の配置にわずかなずれがある二つの粒子の運動はカオス的に時間発展する。個々の粒子の加速がカオス的であるか否かを調べる指標として、以下の式で与えられるリアプノフ指数 λ_{Ly} がある[25]。

$$\lambda_{Ly}(t) = \frac{2\pi}{\omega_L t} \ln \left[\frac{\sum_{i=1}^N |p_i(t, p_{0i} + \delta p_i) - p_i(t, p_{0i})|}{\sum_{i=1}^N |\delta p_i|} \right] \quad (3)$$

このリアプノフ指数を用いて、ピコ秒相対論的レーザー薄

膜相互作用における電子加速が統計的か否かを評価する。式(3)は初期の粒子の運動量 p_0 に δp のズレを与えたサンプル数 N の粒子群と与えない粒子群の運動量のズレを評価しており、リアプノフ指数が正の場合、その二つのグループの運動量空間でのズレは指数関数的に時間とともに増えていくことになる。

図6 (a)に、図5のPICシミュレーションの中で、特にエネルギー増加の著しい粒子(赤)とそうでない粒子(青)の1粒子のリアプノフ指数 ($N=1$) の時間発展を示した[22]。赤と青の粒子の時空間での発展は図6 (b)と(c)に示している。エネルギーが大きく増加している粒子のリアプノフ指数はピコ秒前後ではっきりと正に転じており、一方でエネルギーの増加の小さい粒子のリアプノフ指数はゼロ近傍で振動している。また、サンプル数 $N=1000$ としてPICシミュレーションの中で、システムの平均リアプノフ指数を評価し、時間発展を黒実線として図6 (a)にプロットした。平均リアプノフ指数が正であることから、ピコ秒レーザーと薄膜プラズマの相互作用はシステムとしてカオス的、すなわち電子は統計的に加速されていることが示された。

5.3.3 電子エネルギー分布の発展

図5に示したPICシミュレーションでの、加速された電子のエネルギー E_e の分布の時間発展を、図7に示す[22]。噴出モードになる前の早い時刻 ($t=0.9$ ps) の分布は、ポンドロモティブ温度を持つ1次元マクスウェル分布(オレンジ色破点線)とよく一致している。噴出モードに転じた後、時間とともに高エネルギー成分が増加している。この増加は、緑色点線で示すように、マクスウェル分布でスロー温度が上昇していると見なすこともできる。一方

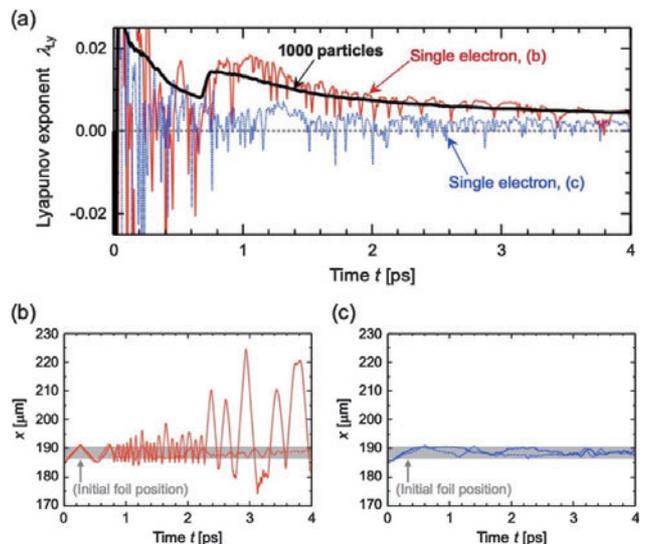


図6 (a)図5のPICシミュレーションの中のリアプノフ指数 λ_{Ly} の時間発展。赤線は循環中にレーザーからのランダムキックによりエネルギーが増加していく粒子、青線は循環中にエネルギーの増加がない粒子を使って λ_{Ly} を求めた結果であり、黒線は1000個の電子を用いて評価した、システムとしての λ_{Ly} を表す。(b)は、(a)に赤線で示した λ_{Ly} の計算に用いた電子のペアの軌道、(c)は、(a)に青線で示した λ_{Ly} の計算に用いた電子のペアの軌道を表す。グレーの領域はターゲットの領域を示す(文献[22]の図4を引用)。

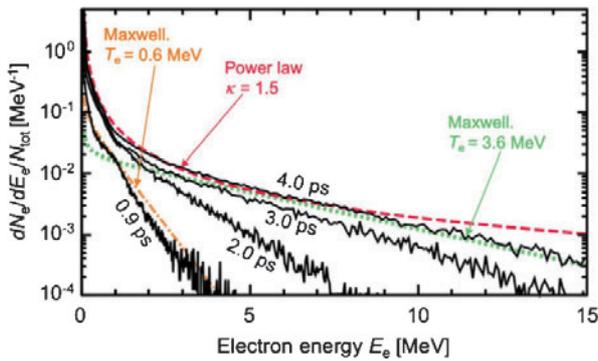


図7 図5のPICシミュレーションで得られた電子エネルギー分布の時間発展。黒線はシミュレーション結果、オレンジ色破点線は式(1)のポンデロモータビ温度の1次元相対論的マクスウェル分布、緑色点線は温度3.6 MeVの相対論的1次元マクスウェル分布、赤色破線は指数-1.5のべき乗分布(文献[22]の図2(b)を引用)。

で、10 MeV以下のエネルギー分布の全体の形は、早い時刻($t=0.9$ ps)のように1つのマクスウェル分布でフィットすることはできない。すなわち、非熱的(非マクスウェル)分布が形成されていると見ることができ、図7からは、時間とともにべき乗分布 $E_e^{-\kappa}$ ($\kappa=1.5$)に近い分布へと漸近していく様子が確認できる。これまでに著者らが行った異なるパラメータを用いた同様のシミュレーションでも、加速された電子の全体としてのエネルギー分布は、べき乗分布に近づく傾向が確認されている。

これまで見てきたように、ピコ秒レーザープラズマ相互作用は、エネルギーが注入され続ける中で、電子加速やプラズマ膨張が伸展する。これは、開放系での非平衡状態の発展であり、空間・エネルギー空間で構造形成が行われるプロセスである。

5.4 まとめ

本章では、ピコ秒領域の相対論的レーザーと薄膜との相互作用における、高エネルギー電子の発生機構と、プラズマ膨張との関係を解説した。薄膜中を循環する高速電子

は、レーザー場による統計的加速を受け、そのエネルギー分布において、高エネルギー成分が劇的に増加していく。その結果として、従来フェムト秒領域で使われてきた理論モデルを大きく超えたプラズマ膨張やイオン加速が見られる。これは、実験で観測される現象を説明するものである。プラズマの膨張構造と、その中を循環する高速電子のエネルギー分布構造との関係は、明らかになっておらず、今後の研究で解明していきたいと考えている。

参考文献

- [1] N. Miyanaga *et al.*, J. Phys. IV France **133**, 81 (2006).
- [2] J.K. Crane *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **244**, 032003 (2010).
- [3] S. Sakata *et al.*, Nat. Commun. **9**, 3937 (2018).
- [4] A. Yogo *et al.*, Sci. Rep. **7**, 42451 (2017).
- [5] N. Iwata *et al.*, Phys. Plasmas **24**, 07311 (2017).
- [6] J. Kim *et al.*, Phys. Plasmas **25**, 083109 (2018).
- [7] D. Mariscal *et al.*, Phys. Plasmas, *to be published*.
- [8] 西村博明 他: プラズマ・核融合学会誌 **95**, 3 (2019).
- [9] H.-S. Park *et al.*, Phys. Plasmas **13**, 056309 (2006).
- [10] A.J. Kemp and L. Divol, Phys. Rev. Lett. **109**, 195005 (2012).
- [11] A. Sorokovikova *et al.*, Phys. Rev. Lett. **116**, 155001 (2016).
- [12] N. Iwata *et al.*, Nat. Commun. **9**, 623 (2018).
- [13] 畑 昌育: プラズマ・核融合学会誌 **95**, 317 (2019), 本講座第3章.
- [14] A. Pukhov *et al.*, Phys. Plasmas **6**, 2847 (1999).
- [15] F.N. Beg *et al.*, Phys. Plasmas **4**, 447 (1997).
- [16] S.C. Wilks *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 542 (2001).
- [17] R.A. Snavely *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2945 (2000).
- [18] P. Mora, Phys. Rev. Lett. **90**, 185002 (2003).
- [19] J. Fuchs *et al.*, Nat. Phys. **2**, 48 (2005).
- [20] A.J. Mackinnon *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 215006 (2002).
- [21] Y. Sentoku *et al.*, Phys. Plasmas **10**, 2009 (2003).
- [22] N. Iwata *et al.*, *submitted to Nucl. Fusion*.
- [23] 岩田夏弥: プラズマ・核融合学会誌 **95**, 286 (2019), 本講座第2章.
- [24] S.V. Bulanov *et al.*, Phys. Plasmas **22**, 063108 (2015).
- [25] A.J. Lichtenberg and M.A. Lieberman, *Regular and Stochastic Motion* (Springer, New York, 1984) Sec. 5.2.



いわた なつみ
岩田 夏弥

大阪大学レーザー科学研究所特任講師。2014年京都大学大学院エネルギー科学研究科博士課程修了。研究分野はプラズマ物理。特に高強度レーザー生成プラズマ中の粒子加速・加熱の基礎物理に興味があり、理論研究を通して自然界の非線形・非平衡現象の解明に寄与することが目標。趣味は絵を描くこと、ダイビングなど。光や色、波を感じるのが好きです。



講座 ピコ秒相対論的レーザーが切り拓く高エネルギー密度プラズマ科学の新展開

6. おわりに

6. Conclusion

千徳靖彦

SENTOKU Yasuhiko

大阪大学レーザー科学研究所

(原稿受付：2019年7月19日)

CPA (Chirped Pulse Amplification) 技術が開発されたことにより、レーザーパルスを圧縮し、短パルスで高強度なレーザーが利用できるようになり、短い時間でメガバールを超える圧力を持つ高エネルギー密度プラズマを作り出すことが可能となった。高エネルギー密度プラズマの形成過程において、どのようにレーザーからプラズマにエネルギーが変換されるのか、どのように電子やイオンは加速されるのか、このような問題を解き明かすことが、新しい量子線源やレーザー核融合への応用へ繋がっていく。本講座では特にピコ秒・キロジュール級のペタワットレーザーとプラズマとの相互作用に関して、最新の知見を紹介し解説した。それぞれの章は、この1年で論文として発表された、あるいは今まさに発表されようとしている内容であるが、今回、ピコ秒相対論的レーザー領域として取りまとめた。

おわりにあたり、本講座で解説した領域がどのようなスケールにあるか図1を用いて説明したい。LFEX レーザーに代表される大型ペタワットレーザーにより生成されるプラズマは、流体シミュレーションにより計算されるナノ秒レーザープラズマと、粒子シミュレーションが適用されている非平衡で運動論的なフェムト秒高強度レーザープラズマとの中間（メゾスケール）に位置している。

ピコ秒相対論的レーザーにより駆動されるメゾスケールプラズマは、準熱平衡のバルク粒子と非熱平衡の高エネルギー粒子が混在しており、流体シミュレーションや無衝突粒子シミュレーションでは現象を再現できない。現象の時間スケールもレーザー相互作用のフェムト秒から、電子の衝突緩和過程の時間スケールであるピコ秒以上までを包括的に計算する必要があり、多階層シミュレーションが要求される。超高強度レーザーとプラズマの相互作用に関する粒子シミュレーション技法に関しては、本学会誌講座「高密度相対論プラズマの粒子シミュレーション技法」[1]に詳しい解説があるので、そちらも合わせて参照されたい。

図1の破点線はレーザーのエネルギー面密度が 1 MJ/cm^2 に相当する。すなわち、いずれの領域のレーザーでも、そのレーザーエネルギーが $10 \mu\text{m}$ の厚さの物質に全

て吸収されたとすれば、10ギガバールの高エネルギー密度状態を作り出すことが可能となる。

第4章で述べたように、固体密度プラズマが熱拡散過程により keV 温度に加熱されることがわかってきた。keV 温度・固体密度は圧力がギガバールに相当し、太陽コアから放射層の領域に相当する高エネルギー密度プラズマの物理を研究できる。固体の温度が1 keVから10 keVに上がると、核融合反応率は2桁増える。また、X線放射強度は 10^{19} W/cm^2 を超え、照射レーザー強度と同等となるため、将来的には放射ロスを考慮した加熱計算を行う必要がある。

一方、第2章で解説したように、相対論的レーザーの光子圧は、例えば 10^{19} W/cm^2 のレーザー強度でおよそギガバールである為、プラズマの加熱途上では、光がプラズマ

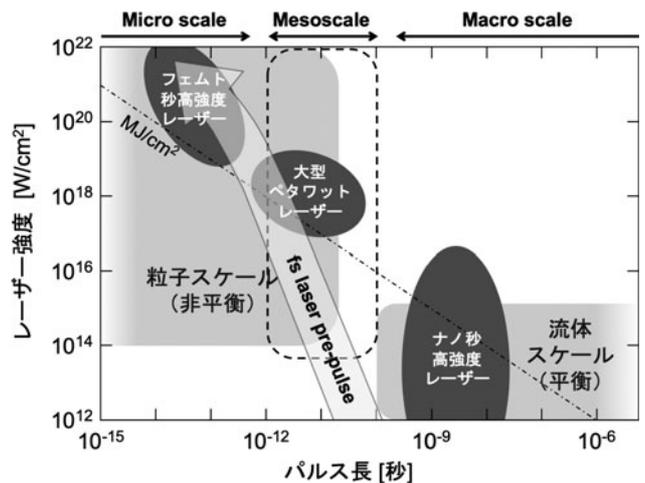


図1 ハイパワーレーザーのパラメーター領域。濃いグレーの領域は、フェムト秒、ピコ秒、ナノ秒オーダーのパルス長を持つレーザーがカバーする領域。破点線は 1 MJ/cm^2 のエネルギー面密度、薄いグレーの太矢印はフェムト秒高強度レーザーの典型的なプリパルスを表す。背景のグレーの領域は粒子のおよび流体のプラズマシミュレーションが適用される領域、点線で囲まれた領域は本講座で取り上げたメゾスケール領域 [文献[2]より引用し、一部改変]。

を押し進む現象（ホールボーリング）が起こるが、プラズマの加熱が進み、プラズマ圧力がギガバル級に達すると、プラズマが光を押しとどめ、さらに押し戻す現象（ブローアウト）が起こる。プラズマがブローアウトすることにより、レーザー吸収過程がブローアウト以前の状況と質的に変化して、第3章と第5章で述べた超熱的な電子加速が発現する。

今回、諸事情により、企画していた「ピコ秒レーザー駆動イオンビームによる中性子源」が掲載できなかったことをお詫びする。ピコ秒以上のレーザー照射によって起こるブローアウト後の非等温的プラズマ膨張では、これまで実験的に確認されてきた、サブピコ秒のイオン加速のスケールリングを大きく上回る効率でイオンが加速されることが明らかになってきている。重水素イオンをより高エネルギーに大量に加速できるペタワットレーザーは、コンパクトな中性子源として期待されている。今後、機会があれば、解説等で紹介できればと思う。

ピコ秒相対論的レーザープラズマの面白さは、レーザーエネルギー注入中における、開放系の非平衡プラズマのダイナミクスにある。加熱とは端的に言えばレーザーからプラズマへのエネルギー変換であるが、光吸収、高エネルギー電子生成、不安定性といった運動論的過程から原子過程や輻射過程を含めたエネルギー輸送を包括的に理解する必要がある。これまでのサブピコ秒という極短時間のレーザー照射による撃力的な電子加速を介したプラズマ加熱と

異なり、メゾスケール領域では、相互作用中にプラズマがレーザーの光子圧に応答し構造変化が起こる。

光による物質の加熱は、この構造変化の中でのプラズマ粒子・電磁場・光子の間の相互エネルギー変換とみなせる。エネルギー注入を伴う定常的な構造の形成は、宇宙から生命現象に至る様々な系で普遍的なプロセスであり、最新の大型ペタワットレーザーを使えば、物質の極限状態でのこのプロセスの解明に迫ることができる。図1に点線で示したメゾスケール領域の理論的研究は始まったばかりであり、この領域の基礎理論の構築が急激に進展していることの一部が理解されればと思う。

図1のグレーの太矢印は、J-KAREN-PやELIといった、極短パルス超高強度レーザーのメインパルスに到達する前にある典型的なプリパルスやペDESTALを示している。ピーク強度が 10^{21} W/cm²のレーザーでは、ペDESTALが1000分の一の強度でも 10^{18} W/cm²と相対論的強度となる。そのような強い光がメインパルス照射前にプラズマを形成する過程は、まさにピコ秒相対論的相互作用である。今回の講座で解説した現象が、極短パルス超高強度レーザーでも重要となることに言及し、終わりとしたい。

参考文献

- [1] 坂上仁志, 城崎知至: プラズマ・核融合学会誌 90, 296 (2014).
- [2] N. Iwata *et al.*, Nucl. Fusion 59, 086035 (2019).



せん とく やす ひこ
千徳靖彦

大阪大学レーザー科学研究所教授。1999年大阪大学工学研究科博士（工学）。2002年に渡米，ジェネラルアトミック社研究員（2002-2003年）を経てネバダ州立大学リノ校物理学科教員，2011年から同大学教授。2016年8月に帰国し現職。専門は高エネルギー密度科学・プラズマ物理。先日，ゴッドファーザーを観て，映画の舞台のタホ湖やシエラネバダ山脈の景色の美しさを思い出し，ホームシック気味の今日この頃。