J. Plasma Fusion Res. Vol.96, No.12 (2020) 701‐702

小特集

ターゲット表面プラズマ密度制御による電子・イオン加速の物理とレーザーパルスコントラスト制御技術

The Physics on Electron/Ion Acceleration by Controlling Density of Plasma on Target Surface and Controlling Technique of Laser Pulse Contrast

1．はじめに

1. Introduction

有川安信
ARIKAWA Yasunobu
大阪大学レーザー科学研究所

（原稿受付：2020年 9 月17日）

超高強度レーザー（～ペタワット級）によるプラズマ科学は非常に広い研究分野に波及している．超高強度レーザーを小さな金属片などの標的（以下“ターゲット”とよぶ）に集光すると，レーザーが作る電場により電子はレーザー進行方向に加速される．超高強度レーザーによる電子加速の効率は非常に良く，レーザーエネルギーの40%にも及ぶ．また発生する電子ビームのサイズはレーザー集光サイズ程度であるから，10～100ミクロンと極めて小さくすることができる．これは他の手法では得られない特徴であり，この性質を利用して非常に多くの応用研究が進んでいる．レーザー電子加速の研究やその電子を用いた応用研究があり，中でも高速点火レーザー核融合はこれを用いた最も重要な研究の一つである．電子の加速に付随して，X 線の発生やイオンの加速も可能である．ベータトロン X 線発生，イオン加速，そのイオンを用いた中性子発生，イオンを用いたがん治療の計画など，応用研究は多岐にわたる．

超高強度レーザーがターゲットに当たるとターゲットは直ちにターゲットはプラズマ化する．すなわち，ターゲット表面は常にプラズマであり，レーザーはプラズマと相互作用をしている．この時，ターゲット表面のプラズマの密度，密度分布，密度勾配などは，電子・イオンの加速の物理メカニズムに大きく影響する．すなわちターゲット表面プラズマの密度制御はレーザー量子加速の物理にとって最も重要な研究課題である．ターゲット表面のプラズマ形成は，主にレーザーのプレパルスによって起こることが多い．

超高強度レーザーのパルスコントラストはターゲット表面プラズマ制御の重要な要素である．超高強度レーザーはピーク時刻よりも前の時間に“プレパルス”が存在する．レーザーのピーク強度に対するプレパルスの比はパルスコントラストと呼ばれ，超高強度レーザーの性能を示す指標の一つになっている．非常に薄いターゲットを用いたイオン加速の場合，ターゲットがプレパルスによりレーザーピーク時刻までに崩壊してしまうとイオン加速が起こらなくなるため，パルスコントラストの制御は必要不可欠である．レーザーが物体をプラズマ化させるのに必要なレーザー強度はおよそ10^{11} W/cm^{2}程度とされている．例えば超高強度レーザーのピーク強度が10^{20} W/cm^{2}の場合，ピーク直前まで 10^{11} W/cm^2 以下のレーザー強度でなければならない．しかしながら，超高強度レーザーを，プレパルス：ピーク強度比＝1：10^9以上のパルスコントラストにすることはたやすいことではなく，レーザー装置に様々な開発がなされている．プレパルスの削減方法はレーザー装置ごとに大きく異なる．一方でパルスコントラストが常に良け

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

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

©2020 The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

れば良いというものでもなく，悪い場合や積極的にプラズマを作ったが良い場合もある．さらにはターゲット表面プラズマの構造制御により新たなプラズマ研究もある．

本小特集では，第1回に岩田・千徳氏によりレーザープレパルスが電子・イオン加速に与える影響について理論・シミュレーションの立場から解説いただき，続いて余語氏にLFEXを用いた1～10ミクロンのターゲットを用いた高効率なイオン加速研究について解説いただく．また著者からはプレ大浦夫を積極的に作ってレーザー電子加速を促進させ，中性子発生効率の向上に繋げた研究について紹介する．

第2回では引き続きターゲット表面の制御についてもっと幅広く紹介する．西内氏らによりJ-KARENレーザーにおける実験からパルスコントラストがイオン加速に与える影響について，引き続き蔵満氏らによりナノメートルの超極薄ターゲットからのイオン加速実験について紹介いただく．続いて第3回では，岸本氏らからは新たな展開であるナノワイヤーをターゲット表面に付着させて，ターゲット表面に積極的に電場・磁場を生成し，レーザー加速電子・イオンを高効率化する試みについて解説いただく．中村氏らからはベータトロンX線発生のために，ガスターゲットをあらかじめプラズマ化してcmオーダーの長いプラズマを用いた高効率電子加速の応用について解説いただく．

第4回ではレーザーのプレパルス制御技術に目を向ける．大阪大学レーザー科学研究所の河仲氏にLFEXのプレパルス削減のための取り組みを，また，量子科学技術研究開発機構量関西光科学研究所の桐山氏にJ-KARENのプレパルス削減のための取り組みについて紹介いただき，最後に著者からプラズマミラーというプレパルスの削減技術について，LFEXにおける実験例並びに世界の動向について解説する．

本小特集により超高強度レーザーによる新しいプラズマ研究，プラズマ構造の制御による電子・イオン加速の物理の面白さ，これらを制御するためのレーザープレパルスの削減するための高度な技術について読者のみなさまに知っていただき，また新たな研究が生まれる一助となれば幸いである．

J. Plasma Fusion Res. Vol.96, No.12 (2020) 703‐705

小特集 ターゲット表面プラズマ密度制御による電子・イオン加速の物理とレーザーパルスコントラスト制御技術

2．高強度レーザープラズマ相互作用におけるプリプラズマの影響

2. Pre-Plasma Formation and its Effects on Intense Laser-Plasma Interaction

岩 田 夏 弥，千 徳 靖 彦
IWATA Natsumi and SENTOKU Yasuhiko
大阪大学レーザー科学研究所

（原稿受付：2020年 8 月20日）

極短パルスレーザー光には，エネルギー増幅・パルス圧縮の過程でプリパルスと呼ばれるメインパルスに先行する光が生成される．プリパルスとメインパルスの強度比はコントラストと呼ばれ，レーザー光の特性を決める重要なパラメータである．特に，超高強度レーザー光の場合，メインパルスのピーク強度が高いため，高いコントラストを持つレーザー光でも，プリパルスは物質をプラズマ化するに十分な強度の光を内包する．そのため，メインパルスが到達する前にターゲット表面にプラズマ層が形成される．このプラズマ層の状態はメインパルスの吸収過程に影響するため，どの程度のプリプラズマが発生するか評価し，その状態を制御することが高強度レーザー光の応用には重要である．本章ではプリパルスの条件からプリプラズマを簡易的に予測する方法，さらにプラズマのスケール長がレーザー光の吸収過程に及ぼす影響を理論的な立場から解説する．

Keywords:
ultraintense-laser light, prepulse, preformed plasmas, laser absorption

2.1 はじめに（プリパルスとは）

CPA（Chirped Pulse Amplification）によりレーザー光のエネルギーを増幅し短パルス化することで，レーザー強度は飛躍的に向上した．短パルスレーザーには，増幅・圧縮の過程で生じるプリパルスと呼ばれる先行光が含まれる．

特に，主パルスのピーク強度が10^{18} W/cm^{2}以上の高強度レーザーの場合，プリパルス中に物質をプラズマ化する閾値強度（Breakdown threshold～10^{11} W/cm^2）を超える光も存在する．その場合，主パルスが到達する前に，ターゲットの表面にはプラズマが形成され，主パルスとの相互作用に影響を与えることもあり，どの程度のプラズマが形成されているか推定することが重要となる．そのため，主パルスのピーク強度とプリパルスの強度比（コントラスト）は高強度レーザー光の重要な特性の一つとなっている．

QST 関西光科学研究所の J-KAREN-P レーザーのパルス波形を**図 1** に示す．J-KAREN-P レーザーはメインパルスと ASE（Amplified Spontaneous Emission：自然放射増幅光）の強度比が 10^{11} と非常に高いコントラストを持つ．J-KAREN-P レーザーのコントラストの詳細に関しては，本小特集第10章で桐山氏の解説があるためここでは割愛する．J-KAREN-P レーザーは，主パルスのピーク強度 10^{21} W/cm^2 以上，パルス長は凡そ40fs である．レーザー光は数百 ps の ASE から100ピコ秒程度の土台部（ペデスタル）を経て数十 ps で駆け上り（Rising Edge），主パルスのピーク強度に達する．主パルスの凡そ 100 ps 前に，ASE 内のスパイク光やペデスタル光は物質をプラズマ化する閾値強度を超えているため，100 ps スケールでプラズマは形成されることとなる．また，駆け上り光は凡そ 1 ps 前に相対論的強度（10^{18} W/cm^2）を超えるため，J-KAREN-P レーザーのような超高強度レーザーパルスの場合，40fs の主パルスの相互作用のみを考えるのではなく，駆け上り光を含めたレーザープラズマ相互作用が重要であることがわかってきた[1]．この点に関しては本小特集第 5 章で西内氏が解説する．

どの程度のプリパルス光でどの程度のプラズマが形成されるのか，また，形成されたプラズマがレーザー光の吸収過程に及ぼす影響に関しては本章の次節以降で解説する．

2.2 プリパルスによるプラズマ形成

本節では低強度のレーザー光（**図 1** のペデスタル光のような）により形成されるプリプラズマのスケール長を見積もる．いま平均強度Iの光がτの時間照射されたとする．このレーザー光によりターゲット表面の表皮長 $l_{\mathrm{skin}} = \lambda_{\mathrm{L}}(n_{\mathrm{c}}/n_{\mathrm{e0}})^{1/2}$ 程度の領域が加熱される．ここで λ_{L} はレーザー波長，n_{e0} はターゲットの電子密度，n_{c} は入射レーザー光に対する臨界密度である．吸収率がη で与えられる場合，表皮長内の電子の平均エネルギー（温度）T_{e} は，$T_{\mathrm{e}} = \eta I\tau/(n_{\mathrm{e0}}l_{\mathrm{skin}})$ より

Institute of Laser Engineering, Osaka University, Suita, OSAKA 565-0871, Japan
corresponding author's e-mail: iwata-n@ile.osaka-u.ac.jp

Ⓒ2020 The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

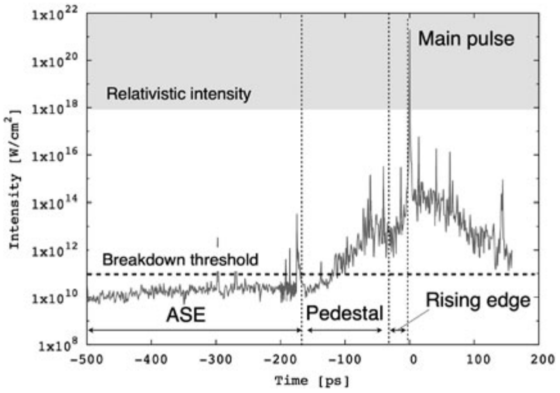

図1　J-KAREN-P のパルス波形[1].

$$T_{\mathrm{e}}=m_{\mathrm{e}}c^2\frac{\eta a^2}{2}\frac{\tau}{\tau_{\mathrm{L}}}\left(\frac{n_{\mathrm{e0}}}{n_{\mathrm{c}}}\right)^{-1/2} \tag{1}$$

となる．ここで τ_{L} はレーザー周期，$c=\lambda_{\mathrm{L}}/\tau_{\mathrm{L}}$ は光速，$a\equiv eE_{\mathrm{L}}/(m_{\mathrm{e}}c\omega_{\mathrm{L}})$ は規格化ベクトルポテンシャルであり，関係式 $I=m_{\mathrm{e}}c^3n_{\mathrm{c}}a^2/2$ を用いた．加熱されたプラズマは音速 $C_{\mathrm{s}}=c(T_{\mathrm{e}}/m_{\mathrm{e}}c^2)^{1/2}(Z_{\mathrm{i}}m_{\mathrm{e}}/M_{\mathrm{i}})^{1/2}$ で膨張し，指数関数的な密度分布を形成すると考える．Z_{i} と M_{i} はイオンの電離度と質量である．膨張するプラズマのスケール長は $L=C_{\mathrm{s}}\tau$ より

$$L=\lambda_{\mathrm{L}}\left(\frac{\tau}{\tau_{\mathrm{L}}}\right)^{3/2}\sqrt{\frac{\eta a^2}{2}\frac{Z_{\mathrm{i}}m_{\mathrm{e}}}{M_{\mathrm{i}}}}\left(\frac{n_{\mathrm{e0}}}{n_{\mathrm{c}}}\right)^{-1/4} \tag{2}$$

と求まる．ここでは吸収率 η は表皮長内で逆制動輻射過程により吸収されるエネルギーと入力エネルギーとの比 $\eta=\nu_{\mathrm{ei}}l_{\mathrm{skin}}(n_{\mathrm{e0}}/n_{\mathrm{c}})/c$ で与えられるとし，$\eta>1$ の場合は $\eta=1$ を用いた．ν_{ei} は電子−イオン衝突周波数である．

図2に式(2)で与えられるスケール長Lをレーザー光の照射時間 τ と平均強度 I に対してプロットした．例えば，**図1**のように $I\sim10^{12}\ \mathrm{W/cm^2}$（$a\sim7\times10^{-4}$）のペデスタル光の照射が100ピコ秒続くとすると，スケール長は $L\simeq5\ \mu\mathrm{m}$ となる．主パルスはこのようなプリプラズマが形成された状態で相互作用することになる．

2.3　プリプラズマの吸収過程へ影響

本節では固体ターゲットと超高強度レーザーの相互作用においてターゲット前面にあるプリプラズマがレーザー吸収過程に与える影響を，仏国パリ大学のグループによるプラズマ計測実験を紹介し解説する．前節までに解説したように超高強度レーザーのプリパルスはターゲット前面にプラズマを形成してしまう．このプラズマの状態によりレーザー吸収過程が変わり，ショット毎に実験結果がふらつくなど実験の不確定性の原因になっている．

Chopineau 他のパリ大学のグループは高コントラストの短パルス（20－25 fs）・高強度レーザー（$2\times10^{19}\ \mathrm{W/cm^2}$）とプリパルスを模擬する強度 $10^{13}\ \mathrm{W/cm^2}$ 程度のレーザー光を主パルスの前 0 －15ps の範囲で，時間間隔を変えて照射した．これにより形成されるプリプラズマのスケール長を調整し，レーザーの吸収過程で発生する高速電子の角度

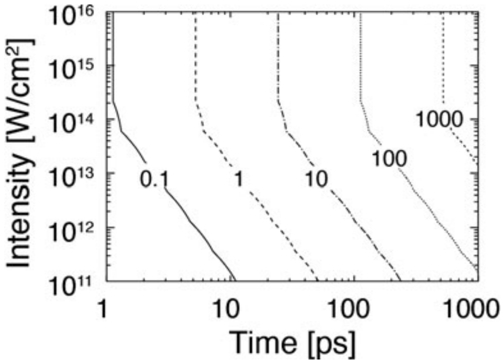

図2　レーザー光の強度と照射時間から予測されるスケール長 L [μm]．電離度 $Z_{\mathrm{i}}=1$ で密度 $n_{\mathrm{e0}}=50\ n_{\mathrm{c}}$ のアルミニウムターゲット，$\tau_{\mathrm{L}}=2.7$ fs を仮定．

分布と高調波光を観測した[2]．**図3**(a)に実験のセットアップと計測器の配置を示す．レーザー吸収過程の評価として，発生する高速電子の角度・エネルギー分布と高調波を計測している．(b)と(c)は模擬プリパルスと主パルスの間隔が 1 ps の場合と 10 ps の場合を示している．高分解能干渉計で計測した各ケースのプラズマのスケール長は $L=\lambda_{\mathrm{L}}/15$ と $\lambda_{\mathrm{L}}/1.5$ である．**図2**を使えば 1 ps と 10 ps 前でプラズマのスケール長は $L\sim0.05$ と 0.5 μm と予測され，実際に彼らの実験で計測されたプラズマのスケール長と良く一致している．

ここで興味深いのは(b)と(c)のケースで，発生する高速電子の角度分布とエネルギー分布が大きく変化したこと，また，(b)のケースで観測された高調波発生が(c)のケースでは消失したことである．高調波は急峻なプラズマ面における，入射波とプラズマの周期運動によって発生する[3]．一般に $L\ll\lambda_{\mathrm{L}}$ が発生条件であるが，実際にどの程度の L が要求されるかはわかっていなかった．Chopineau 等は模擬プリパルスの間隔を細かく変えることで，高速電子振る舞いや高調波の発生が変化する様子を計測した．

図4に高速電子と高調波のプラズマスケール長依存性をプロットしている．スケール長Lが$0.1\lambda_{\mathrm{L}}$以下では高速電子はターゲット垂直方向（100 mrad）付近に発生するが，$0.5\lambda_{\mathrm{L}}$ 以上では反射光の方向（－200 mrad）近傍に発生している．これはレーザーの吸収過程が真空加熱（Brunel 吸収）[4]から共鳴吸収に変化したことを示唆している．真空加熱は急峻なプラズマにレーザー光が斜め照射された時に起こる吸収過程であるが，この実験から急峻なプラズマ面とは $L\leq0.2\lambda_{\mathrm{L}}$ であることがわかった．高調波が $L>0.1\lambda_{\mathrm{L}}$ では発生しなくなることからも，急峻なプラズマとはスケール長が $L\leq0.2\lambda_{\mathrm{L}}$ であることがわかる．

2.4　まとめ

超高強度レーザー光と物質の相互作用において，プリパルスにより形成されるプラズマの状態によってレーザーの吸収過程は変化してしまう．そのため，どのようなプリパルスが主パルスの前に存在するか，どの程度のプラズマが形成されるかを見積もることは重要である．理論家として実験解析を依頼されたときに，粒子シミュレーションを行

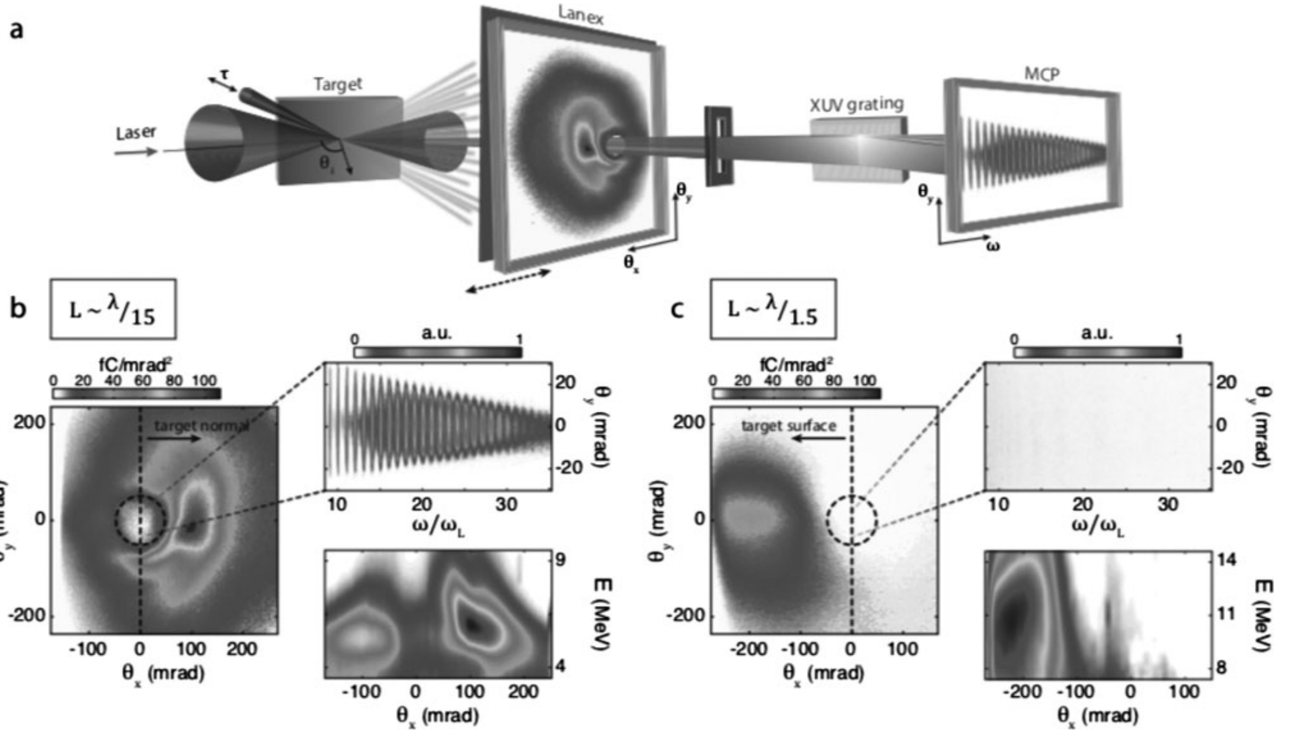

図 3　(a)レーザー実験セットアップ．ターゲットはシリカ．完全電離すると電子密度 6×10^{23}[1/cm^3]．波長 800 nm のレーザー光，パルス幅 20 – 25 fs，強度 2×10^{19} W/cm^2．レーザーの集光位置に別の弱いレーザー（エネルギーフラックス kJ/cm^2）のプリパルス模擬光の照射タイミング(τ)を変えて照射することで主パルスが相互作用するプラズマを制御する．ターゲット前面に飛び出す高速電子の計測（LANEX）と XUV 分光による高調波計測を行う．プリパルス模擬光によるプラズマは空間高分解能干渉計によりミクロン精度で計測．(b)$\tau=1$ ps(プラズマスケール長 $L\sim\lambda_L/15$)のケースでの高速電子の角度分布・エネルギー分布と高調波発生の様子．高速電子はターゲット垂直方向($\theta_x\sim100$ mrad)に強く加速され，また基準周波数の30倍以上の高調波まで観測されている．(c)$\tau-10$ ps ($L\sim\lambda_L/1.5$)のケースでは，高速電子の発生は反射光の方向(θ_x-200 mrad)に変わり，高調波は消失した．図は[2]より引用．

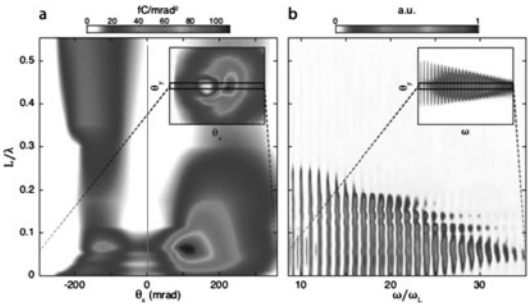

図 4　高速電子角度分布(a)と高調波(b)のプラズマスケール長 L に対する依存性．いずれも縦方向中心（$\theta_y=0$）近傍のデータ．図は[2]より引用．

えば，観測されるプロトンのエネルギーや高速電子の平均エネルギーなど，シミュレーションで再現することはできる．ただそこではプリプラズマを調整しシミュレーション結果を調整していることを知ってほしい．シミュレーション結果が実験結果と一致すれば，実験でも同じようなプリプラズマが発生していたのだろうと推定はできるが，それ以上でもそれ以下でもない．

今回，プリプラズマのスケール長を見積もるモデルを示したが，これを活用するためには，レーザー光の時間プロファイルの計測が必要となる．プリプラズマは実験条件を不確定にするだけでなく，プラズマの存在によりレーザー光の吸収率が高くなり，高エネルギー粒子の発生効率が高くなるなどの効果もあり，如何に制御するかが高精度な実験には必要であろう．本章の後でプリプラズマの効果や制御に関する解説が続くので本章はここで終わりとする．

参 考 文 献

［1］M. Nishiuchi *et al.*, Phys. Rev. Res **2**, 033081 (2020).
［2］L. Chopinea *et al.*, Phys. Rev. X **9**, 011050 (2019).
［3］N. M. Naumova *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 063902 (2004).
［4］F. Brunel, Phys. Rev. Lett. **59**, 52 (1987).

J. Plasma Fusion Res. Vol.96, No.12 (2020) 706‐709

小特集 ターゲット表面プラズマ密度制御による電子・イオン加速の物理とレーザーパルスコントラスト制御技術

3．μm 厚ターゲットからのイオン加速

3. Ion Acceleration from μm-Thick Targets

余 語 覚 文
YOGO Akifumi
大阪大学レーザー科学研究所

（原稿受付：2020年10月 5 日）

代表的なレーザー駆動イオン加速機構が発現する条件を，２つの無次元化量を用いて整理した後，特に厚さが μm オーダーの薄膜ターゲットで発現する，TNSA（Target Normal Sheath Acceleration）機構について解説する．最近の話題として，ピコ秒の時間領域において非線形なレーザープラズマ相互作用により電子温度が増幅される効果を考慮した Boosted-TNSA 機構について解説する．

Keywords:
high-intensity laser, ion acceleration

3.1 序論

本章では，「μm厚ターゲットからのイオン加速」というお題をいただいた．先ず，読者の皆様は，なぜ「μm 厚」が特徴的なのか？という疑問を持たれることと思う．イオン加速に使用するレーザーの波長（λ）が 1 μm 前後であるから，ターゲットの厚さ（l）はレーザーの波長と同程度（$l \cong \lambda$）ということになる．

代表的なイオン加速機構の発現する条件を**図１**[1]に示す．ここでは，イオン加速機構が，レーザーとターゲットの関係を示す２つの無次元化量：$\sqrt{\gamma}\omega/\omega_{\rm pe}$ と $a_0/\varepsilon_{\rm p}$ によって大別される．

１つ目の無次元化量 $\sqrt{\gamma}\omega/\omega_{\rm pe}$（縦軸）は，レーザー周波数

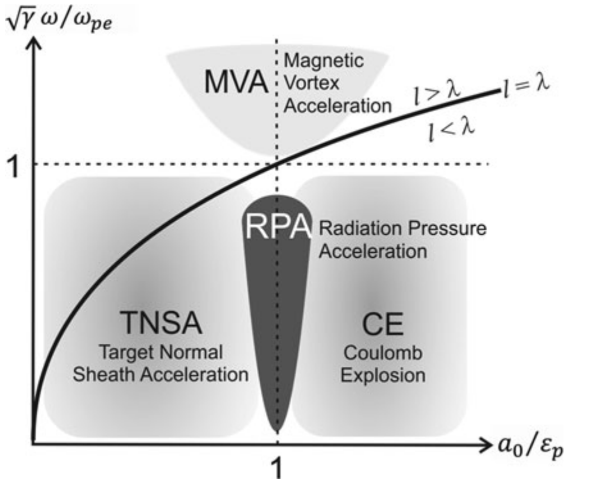

図１　無次元化量で表されたイオン加速機構の発現条件[1]（一部を著者が改変）．

ω とプラズマ電子周波数 $\omega_{\rm pe}$ の比に相対論的効果（γ は電子のローレンツ因子）を考慮したもので，$\sqrt{\gamma}\omega/\omega_{\rm pe} > 1$ のとき，レーザーがプラズマ中に進入できる，アンダーデンス（under-dense）プラズマとなる．このとき発現する加速機構としては磁気渦加速（MVA: Magnetic Vortex Acceleration）[2]がある．

逆に，$\sqrt{\gamma}\omega/\omega_{\rm pe} < 1$ の時はレーザーが進入できないオーバーデンス（over-dense）プラズマとなる．多くの加速機構がこのオーバーデンスプラズマで発現する．その際に，２つ目の無次元化量 $a_0/\varepsilon_{\rm p}$（横軸）が指標として役割を果たす．ここでは，$a_0 = eE_0/m_{\rm e}\omega c$ はレーザーの無次元化振幅（e は素電荷，E_0 はレーザーの電場振幅，$m_{\rm e}$ は電子の静止質量，c は真空中の光速），$\varepsilon_{\rm p} = 2\pi e^2 n_{\rm e} l / m_{\rm e}\omega c$ は規格化されたターゲット密度（$n_{\rm e}$ はターゲットの電子密度）を意味する．$a_0/\varepsilon_{\rm p} > 1$ のとき，ターゲットはレーザーに対して透明（transparent）であり，レーザーの電場は，ターゲットが完全に電離された場合に生じる表面電場 $E_{\rm m}$ を超える（$E_0 > E_{\rm m} = 2\pi e n_{\rm e} l$）．すると，照射領域のほとんどの電子が掃き出され，残されたイオンはクーロン爆発（CE: Coulomb Explosion）を起こして加速される．

一方，$a_0/\varepsilon_{\rm p} < 1$ の場合，ターゲットは不透明(opaque)であり，電子はターゲットのレーザー照射面から掃き出されるが，その大部分はターゲット裏面の場に捕らえられて引き戻され，ターゲットの近傍を周回する．この時のターゲット表面には，強力なシース電場が発生し，イオンがターゲットの垂直方向へ加速される（TNSA: Target Normal Sheath Acceleration）．TNSA では 1－10 MeV/μm オーダーのシース電場を，レーザーのパルス幅（10 fs－1 ps）

Institute of Laser Engineering, Osaka University, Suita, OSAKA 565-0871, Japan
author's e-mail: yogo-a@ile.osaka-u.ac.jp

©2020 The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

と同程度の時間保持できる．イオン種としては，ターゲットに含まれる元素の他，表面不純物（炭化水素等）に起因する元素も加速される．そのうち価数・質量数比（q/M）の最も大きい陽子（$q/M = 1$）が最もよく加速される．近年では，集光強度 2×10^{20} Wcm^{-2} のレーザーを厚さ 0.9 μm のプラスチック薄膜に集光することで，最大 85 MeV に加速された陽子[3]を得ている．

さらに高エネルギーの加速を狙う手法として，輻射圧加速（RPA: Radiation Pressure Acceleration）[4]が提案されている．$\sqrt{\gamma}\omega/\omega_{\rm pe} < 1$ の固体密度ターゲットを極めて薄く（$l \ll \lambda$）することで $a_0/\varepsilon_{\rm p} \approx 1$ を満たすようにすると，ターゲットのほぼ全ての電子が裏面方向に掃き出されると共に，レーザーの一部は反射され，その反作用（輻射圧）によって残されたターゲット（イオン）が電子の後を追いかけるように移動する．原理上，イオンは電子との間に生じる電場で加速され続け，電子と同じ速さ（亜光速）まで到達できることになる．最新の実験では 94 MeV[5]の陽子加速に成功している．ただし，この時の陽子は TNSA によって補助的な加速を受けていると考えられており，その意味では，完全な RPA 領域での実験例は，まだ報告例が無い．

以上で主なイオン加速機構を俯瞰したが，**図 1** に $l = \lambda$ となる条件を書き入れてみる（実線）．すると，「μm 厚ターゲット」において優勢な加速機構は，TNSA であると分かる．そこで以下では，TNSA 機構に関する最近の研究として，従来よりも長い時間パルス幅（1－10 ps）のレーザーを用いることで，イオン加速を司る高エネルギー電子を統計論的（stochastic）効果で増強した Boosted-TNSA 機構[6]を，実験例を交えながら解説する．

3.2 TNSA 機構

近年，TNSA という用語が，薄膜の裏面の垂直方向にイオンが加速される現象の総称として使われることが多いが，初出は Wilks らによる論文[7]であり，レーザーによる初めての陽子加速実験[8]を説明する理論モデルとして登場した．狭義の TNSA はこの Wilks による理論モデルのみを指す．その後，自己相似解による 1 次元プラズマ膨張をベースにした Mora によるモデル[9]が現れ，良く知られるようになった．

TNSA において加速されるイオンの最大エネルギーを決定するパラメータの 1 つが，高速電子の温度である．よく利用される Wilks によるスケーリング則[7]によると，電子温度 $T_{\rm p}$（単位はエネルギー）は

$$T_{\rm p} = m_{\rm e}c^2\left(\sqrt{a_0^2 - 1}\right) \tag{1}$$

と与えられる．ここで，$m_{\rm e}$ は電子の静止質量，$m_{\rm e}$ は真空中の光速，a_0 はレーザーのベクトルポテンシャルの振幅であり，半経験式として $a_0 = (I_{\rm L}\lambda^2/1.37\times10^{-18})^{1/2}$ とできる．ここで，$I_{\rm L}$ はレーザー集光強度（単位は W/cm^2），λ はレーザー波長（単位は μm）である．

一方，Mora は高温の電子と低温のイオンから成る 1 流体モデルを仮定し，1 次元の等温プラズマ膨張からイオン加速電場を評価した．真空へのイオンの膨張は，下記の流体方程式で記述される．

$$\partial_{\rm t}n_{\rm i} + \partial_{\rm x}(n_{\rm i}v_{\rm i}) = 0 \tag{2}$$

$$\partial_{\rm t}v_{\rm i} + v_{\rm i}\partial_{\rm x}v_{\rm i} = -Ze\partial_{\rm x}\phi/m_{\rm i} \tag{3}$$

$v_{\rm i}$，$m_{\rm i}$，Z はイオン速度，質量，および価数，e は素電荷，ϕ はポテンシャルである．プラズマのスケール長が初期のデバイ長より十分に大きい場合，準中性条件 $n_{\rm e} = Zn_{\rm i}$ を仮定できる．すると，電場の自己相似解は以下で与えられる．

$$E_{\rm ss} = -\partial_{\rm x}\phi = T_{\rm e}/ec_{\rm s}t \tag{4}$$

ここで，$T_{\rm e}$ は電子温度（単位はエネルギー），$c_{\rm s}$．はイオンの音速である．準中性条件の破れに伴い，自己相似解は失効するが，この場所こそが高エネルギーイオンが加速されるイオンの膨張先端となる．Mora の卓見は，この膨張先端に生じるイオン加速電場は，自己相似解の 2 倍程度（$E_{\rm front} \cong 2E_{\rm ss}$）であるという思い切った近似を施したことにある．その結果，加速イオンの最大エネルギーは

$$\mathcal{E}_{\max} \cong 2ZT_{\rm e}[\ln(2\tau_{\rm acc})]^2 \tag{5}$$

と与えられる．τ はイオンの加速に要する時間である．Fuchs ら[10]は，半経験的に $\tau_{\rm acc}$ をレーザーパルス半値全幅の 1.5 倍程度とし，電子温度として前述の Wilks スケーリングを用いる（$T_{\rm e} = T_{\rm p}$）ことで，多くの実験結果を説明できることを示した．

3.3 Boosted-TNSA 機構

Mora によるプラズマ等温膨張モデルは実験結果をよく説明できる一方で，レーザー駆動のイオン加速であるにもかかわらず，モデルの中にレーザーが不在であることに気づいた方もおられると思う．このことは，レーザープラズマ相互作用がより複雑になった場合に，実験結果を説明できなくなる可能性を予見している．実際に近年では，1 パルスのエネルギーが数百ジュールからキロジュールを超える大出力のレーザー（例：阪大 LFEX，米 NIF-ARC，仏 LMJ-PETAL）が登場し，これまでより長い時間幅（1－10 ps）で相対論的な集光強度（$a_0 > 1$）を維持できる実験が可能となると，これまでの TNSA 機構の理論値を超えるエネルギーのイオンが加速されることが明らかになった[6]．

阪大 LFEX レーザー施設では，集光強度 2×10^{18} Wcm^{-2}，パルス幅 1.5 ps のビーム 4 本を時間的に連結することで，1.5－6 ps の範囲でのイオン加速エネルギーの時間幅依存性を検証した．その結果，パルス時間幅を伸長することで，イオン（陽子）の最大エネルギーが高速電子温度と共に上昇した（**図 2**）．従来のスケーリング則［式(1)］による電子温度は $T_{\rm p}$ =0.2 MeV であり，実験結果は数倍程度高い．また，パルス時間幅に対する依存性は説明できない．加えて，陽子エネルギーの実験値（**図 4** の●）は，従来の TNSA モデル（**図 4** の破線）より数倍高い．

この実験結果を説明するために，電子温度が従来のスケーリング則を超えて時間発展する効果（**図 3**）を考慮した Boosted-TNSA 機構［6］が導入された．ここでは，電子

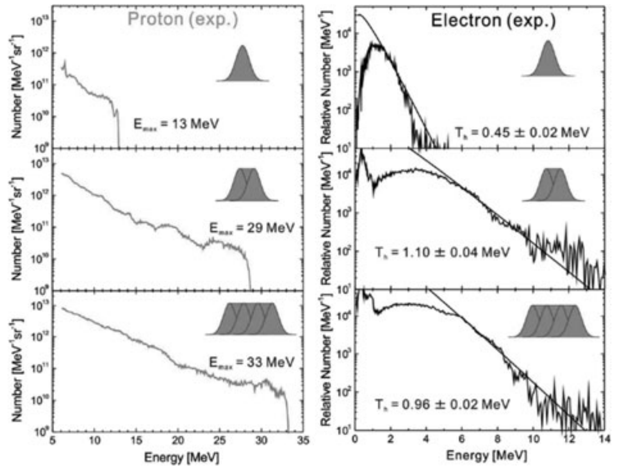

図2 (a)パルス幅の伸長に伴う陽子加速エネルギーの増大を示す実験結果．(b)電子エネルギーの測定結果．文献[6]より転載．

温度$T_e(t)$とイオンの音速$c_s = \sqrt{ZT_e(t)/m_i}$を共に時間の関数として自己相似解

$$\mathcal{E}_{ss}(t) = T_e(t)/eR(t),\quad R(t) = \int_0^t c_s(t')\,dt' \qquad (4')$$

を得る．TNSA 機構と同様に，イオン加速電場が自己相似解の 2 倍程度と仮定することで，イオンの最大エネルギーは

$$\mathcal{E}_{max} \cong 2T_e\left[\int \frac{T_e(\tau)/T_p}{\sqrt{1+R(\tau)^2}}\,d\tau\right]^2 \qquad (5')$$

と得られる．ここでτは特性時間である．Boosted-TNSA 機構を用いることで，ピコ秒の時間領域で増強された陽子加速の実験結果が説明できる（**図 4**）．

では，このような電子温度の上昇を引き起こす機構は何であろうか？これを解き明かすために，Particle-in-Cell シミュレーションで電子の軌跡を追跡した結果を**図 5** (a)に示す．ここでは，x = 50 − 55 μm に薄膜を置き，x 軸正方向へレーザーを照射している．パルス幅は 3 ps の 2 連結パルスであり，横軸の時間が 1.5 − 3 ps となるところで，集光強度が最大値となる．電子はレーザー電磁場により x 軸正方向へ加速された後，ターゲット裏面に発生する電場勾配により押し戻されて再びレーザーに加速される．何度かターゲットを往復運動した後，急に「シフトアップ」したかのように振り幅が大きくなる (2.5 ps 付近)．その時の電子の運動量も同時に急上昇する［**図 5** (b)］．ターゲット裏面で電子を跳ね返す役割をする電場勾配は，時間とともに成長するので［**図 5** (c)］，電子は高エネルギーになってもターゲット近傍から逸脱することなく，往復運動を繰り返すことができる．このような統計的な加熱こそが，通常の機構では現れない高エネルギーの電子が発生する駆動力である．また，電子の往復運動はサブピコ秒の周期で起こるため，従来のフェムト秒領域の実験では発生しない，マルチピコ秒領域に特有の現象であると言える．

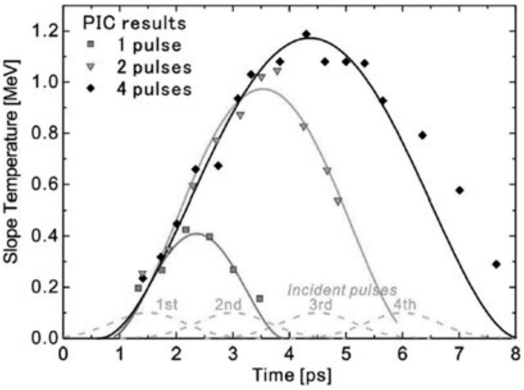

図3 レーザーパルス幅の伸長に伴う高速電子温度の時間発展．パルス幅はそれぞれ 1.5(■)，3(▼)，6 ps(◆)．文献[6]より転載．

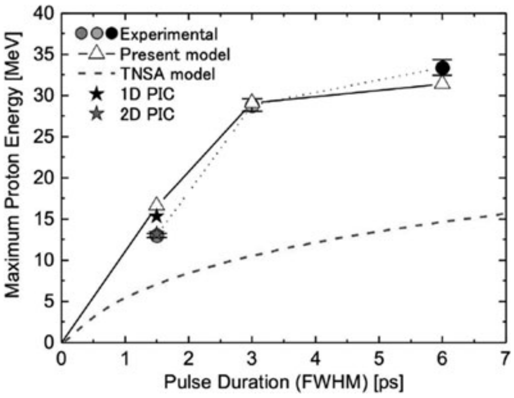

図4 レーザーパルス幅の伸長に伴う陽子加速エネルギーの実験値（●）は Boosted-TNSA 機構の理論値（△）とよく一致している．文献[6]より転載．

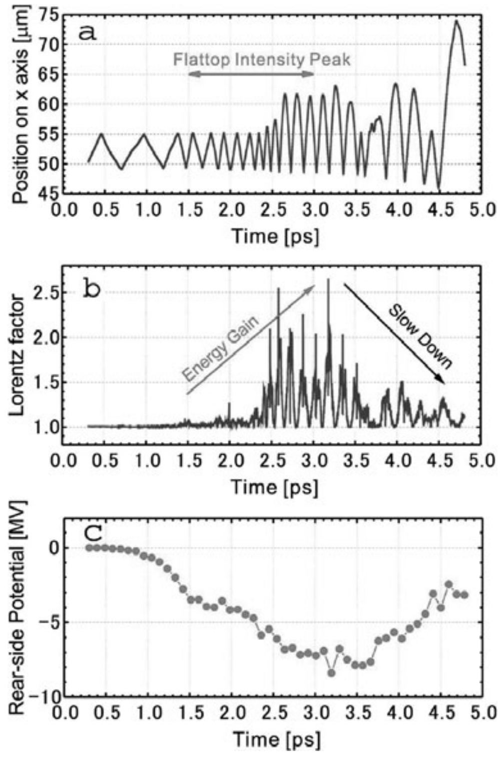

図5 (a) 1 次元 PIC 計算による電子軌跡の追跡 (b) 電子のローレンツ因子の時間発展，および (c) ターゲット裏面に発生するポテンシャルの時間発展．文献[6]より転載．

3.4 レーザー駆動中性子源への応用

レーザー駆動でイオンを加速し，それをベリリウム(Be)等の2次ターゲットに照射し，核反応[例えば^{9}Be(p, n)^{9}B]によって中性子に変換する「レーザー駆動中性子源(**図6**)」[11]の研究が進められている．大阪大学では，Boosted-TNSA機構を利用して高効率に陽子・重陽子を加速することで，文献値より一桁以上低い集光強度で同程度の中性子数を発生することに成功している［**図6**(b)］．特徴としては，(1)1 cm程度のコンパクトなサイズの線源から(2)短い時間幅（約1 ns）でMeVエネルギーの中性子が発生することが挙げられる．短いパルス幅は飛行時間エネルギー分解能の向上につながるため，高速中性子によるエネルギー分解ラジオグラフィ[12]への応用が可能である．また，最近では，温度が11 Kの固体水素セルをレーザー駆動中性子源の直近に設置することで，冷中性子（1－10 meV）を発生[13]しており，結晶状態のブラッグ回折分析などへの応用が期待される．

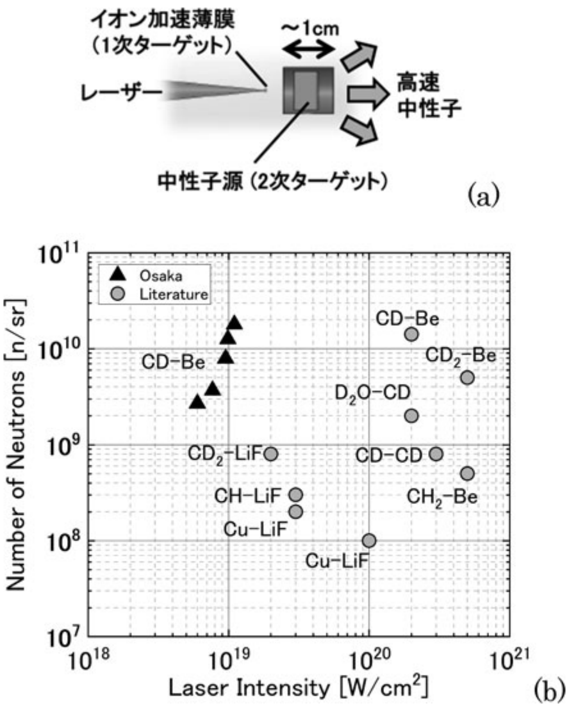

図6 (a)レーザー駆動中性子源の概要．(b)レーザー1ショット当たりの中性子発生数の集光強度依存性．黒丸はBoosted-TNSAを応用した結果，灰丸は文献値[11]．

参 考 文 献

[1] S.S. Bulanov *et al.,* Phys. Plasmas **23**, 056703 (2016).

[2] A. Yogo *et al.,* Phys. Rev. E **77**, 1 (2008); S.S. Bulanov *et al.,* Phys. Plasmas **17**, 1 (2010).

[3] F. Wagner *et al.,* Phys. Rev. Lett. **116**, 205002 (2016).

[4] T. Esirkepov *et al.,* Phys. Rev. Lett. **92**, 175003 (2004).

[5] A. Higginson *et al.,* Nat. Comm. **9**, 724 (2018).

[6] A. Yogo *et al.,* Sci. Rep. **7**, 42451 (2017).

[7] S. Wilks *et al.,* Phys. Plasmas **8**, 542 (2001).

[8] R.A. Snavely *et al.,* Phys. Rev. Lett. **85**, 2945 (2000).

[9] P. Mora, Phys. Rev. Lett. **90**, 185002 (2003).

[10] J. Fuchs *et al.,* Nat. Phys. **2**, 48 (2006).

[11] M. Roth *et al.,* Phys. Rev. Lett. **110**, 044802 (2013) ; A. Kleinschmidt *et al.,* Phys. Plasmas **25**, 53101 (2018); D.P. Higginson, *et al.,* **18**, 100703 (2012); M. Storm *et al.,* Phys. Plasmas **20**, 53106 (2013); S. Kar *et al.,* New J. Phys. **18**, 53002 (2016).

[12] R. Mizutani *et al.,* High Energy Dens. Phys. **36**, 100833 (2020); J.C. Fernández *et al.,* Phys. Plasmas **24**, 056702 (2017).

[13] S.R. Mirfayzi *et al.,* Sci. Rep. **10**, 20157 (2020).

J. Plasma Fusion Res. Vol.96, No.12 (2020) 710‑712

小特集 ターゲット表面プラズマ密度制御による電子・イオン加速の物理と
レーザーパルスコントラスト制御技術

4．ダブルパルス法による電子発生の高効率化
ー中性子発生への応用ー

4. Improvement on Electron Generation Efficiency by Using Double Pulse Method -Applications for Neutron Generation-

有川安信
ARIKAWA Yasunobu
大阪大学レーザー科学研究所

（原稿受付：2020年 9 月17日）

フェムト秒レーザーとナノ秒レーザーを組み合わせて，プレプラズマを意図的に生成して電子発生効率を最適化し，比較的小型の繰り返しレーザーで光核反応による中性子発生に成功した．ステンレス製回転ターゲットを使用し，ナノ秒の低強度レーザー（プレプラズマ生成用）を照射した直後に超高強度レーザーを照射することで，電子エネルギーを高エネルギー化させた．超高強度レーザーの集光位置をターゲット表面から吹き出したプレプズマ中に集光した時に最も電子が高エネルギー化した．この高エネルギー電子をステンレスターゲット内で制動放射によりＸ線に変換し，鉛に入射させることで光核反応を引き起こし，中性子を発生させた．パルスあたり10^4個の中性子を繰り返し頻度 1 Hz で1000発連続発生に成功した．

Keywords:
preplasma, laser driven neutron generation, repetitive neutron generation

4.1 プレプラズマによる電子の高エネルギー化

この論文ではプレプラズマを積極的に利用した著者の研究[1]について紹介する．第 2 章岩田・千徳氏の解説にあるように，プレプラズマが存在する場合，希薄なプラズマ中に超高強度レーザーを入射させると加速される電子が高エネルギー化する．これを積極的に利用することで，Ｘ線や中性子の発生を高効率化させることができる．

レーザー駆動中性子の研究は従来のような大型レーザーの研究のみならず，近年では小型テーブルトップレーザーによる連続中性子の報告例も多数出ている[2,3]．小型の繰り返しレーザーで中性子を安定に発生させることができれば，産業応用も可能となることから，期待が集まっている．本研究ではいくつかある中性子発生方法の中から，比較的低レーザーエネルギー・集光強度が低くても中性子発生が可能で，かつ繰り返し運転が容易な光核反応を用いた．光核反応とは高エネルギーのＸ線を高Ｚ番号の原子核に入射させると原子核が核崩壊し，中性子を放出する反応である．**図 1** はレーザー駆動光核反応の概念図と，入射Ｘ線のエネルギーに対する中性子発生反応の断面積（JENDLE のデータベース参照）を，代表的ないくつかの原子について比較したものである．鉛はウランに引き続いて反応断面積が 2 番目に高く，12 MeV 以上のＸ線に対して中性子を高効率に発生させることができる．断面積がほぼ同じ金にくらべて安価にターゲット製作が可能であることも利点である．

図 2 に本研究の実験セットアップを示す．レーザーは Ti: Sappire レーザーを用いた，波長は 800 nm，エネルギーは 0.4 J，パルス幅 25 fs，スポットサイズ 2－3 μm の楕円形で，集光強度は 5×10^{19}W/cm^2，繰り返し頻度 1 Hz で運転した．回転円盤ステンレスターゲットに超高強度レーザーを集光し，電子を発生させた．ターゲットのステンレスの厚さは 1 mm のものを用いた．発生した電子がステンレスの中で制動放射によりＸ線に変換され，そのＸ線は 5 cm×5 cm×10 cm の鉛に入射させた．後述するように，電子エネルギーを高エネルギー化させるため，プレプラズマ生成用レーザーとして，エネルギー 25 mJ の

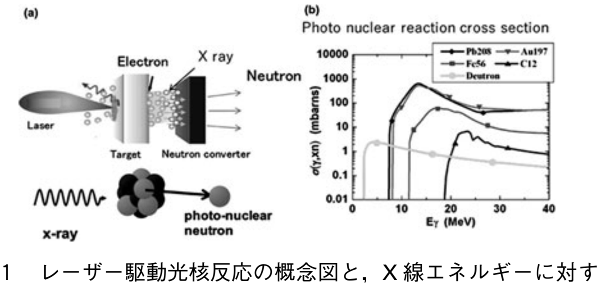

図 1　レーザー駆動光核反応の概念図と，Ｘ線エネルギーに対する中性子発生反応断面積の比較．

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

author’s e-mail: arikawa-y@ile.osaka-u.ac.jp

©2020 The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

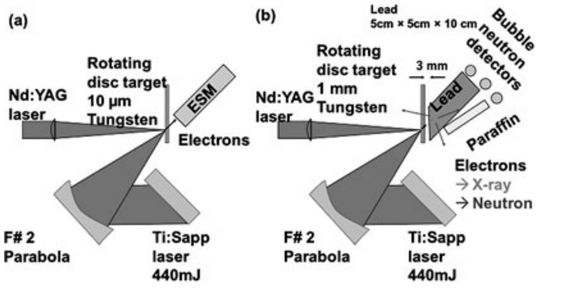

図2　実験セットアップ（a）は電子エネルギー測定用セットアップ，（b）は中性子発生用セットアップ．

Nd: YAG レーザー，波長 1064 nm，パルス幅 5 ns，集光強度 4.5×10^{11} W/cm^2 を準備し，プレプラズマ生成レーザーとして用いた．Ti: Sapp レーザーの直前 2.5 ns に照射した．**図2**(a)のセットアップでは電子のエネルギースペクトルを測定し，(b)では中性子発生用の鉛ブロックとバブル中性子検出器[4]が置かれている．中性子数はバブル検出器の泡の数から測定した．

制動放射は電子のエネルギー以下のX線が発生する反応である．中性子を発生させるためには 12 MeV 以上の X 線が必要であるから，12 MeV 以上の電子が多く発生することが必須である．パルスコントラストの良い Ti: Sappire レーザーで 12 MeV 以上の電子加速することは困難である．パルスコントラストの良いレーザーで電子を加速すると，電子の平均エネルギーはポンデラモーティブ力によって加速される．レーザーの波長と集光強度から，電子の平均エネルギーを算出することができる．この条件において電子の平均エネルギー（マックスウェル分布の勾配温度）は1.2 MeVになり，12 MeV以上の電子発生数はほとんど発生せず中性子発生は困難である．そこでプレプラズマが重要な役割を担う．

4.2　シミュレーション計算による予測

図3はシミュレーション計算であり，(a)は粒子シミュレーションコード FISCOF 1D[5]にセットアップしたターゲットの電子密度分布の設定を示している．超高強度レーザーが右側から左側へ入射する．プレプラズマの電子の密度分布として4つ条件を仮定し，固体密度のターゲットの右側にスケール長の異なるプレプラズマを付加してある．(b)はそれら4つの条件におけるシミュレーション結果の電子エネルギースペクトルである．プレプラズマのスケール長が 5 μm 以上になると急激に電子エネルギーが高エネルギー化している．物理的なメカニズムに関しては第2章の岩田・千徳氏章を参考にしていただきたい．5 μm以上のスケール長のプレプラズマを作るためには比較的大きなプレパルス，または別のレーザー装置が必要である．

このプレプラズマの生成を流体シミュレーション(ILESTA-1D[6]）で見積もったのが**図3**(c)である．レーザーは右側から左に入射している．**図2**の実験セットアップにおいて，スケール長 30 μm 程度のプレプラズマが生成できていることがわかる．このとき注意を要する点は，レーザーを 0 μm の位置（ターゲット表面）に集光しても，

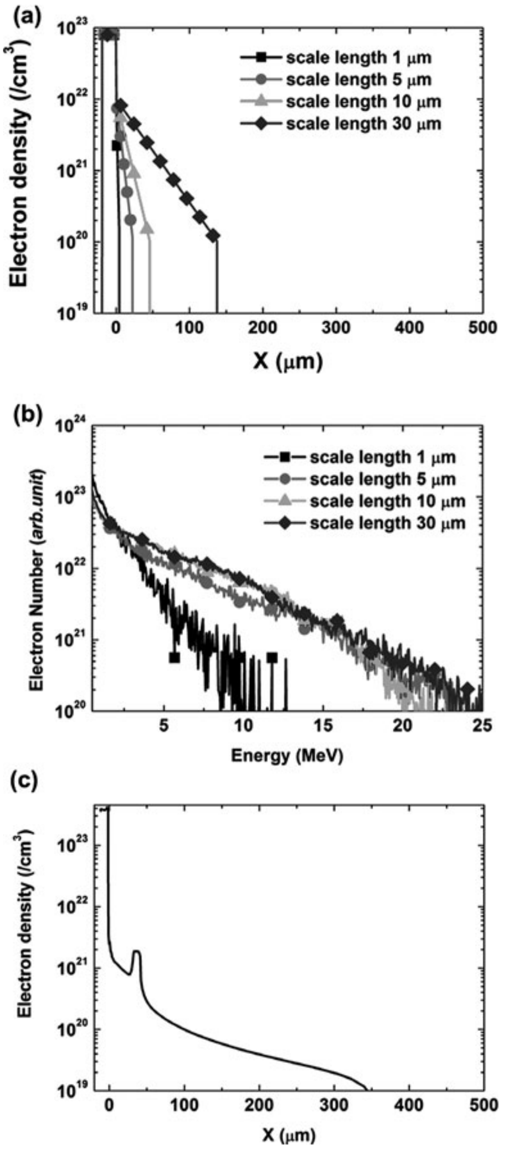

図3　（a）粒子シミュレーション（FISCOF-1D）でセットアップしたターゲットのプラズマ密度分布．4つのスケール長を持つプレプラズマが固体密度ターゲットの表面に存在することを仮定して計算を行った．（b）4つのケースの場合について計算した結果得られた，電子エネルギースペクトル．5 μm 以上のスケール長を持つプレプラズマがある場合，電子エネルギーが高エネルギー化し，12 MeV 以上の電子が大量に発生する．（c）は実験で用いた Nd:YAG レーザーによるプレプラズマ生成を模擬した流体シミュレーション（ILESTA-1D）の結果で，プラズマの電子密度分布を示す．

実際にはおよそ50 μm手前の臨界密度（波長800 nmのレーザーに対して 1×10^{21}/cm^2，ピークになっている部分）のプレプラズマでレーザーは吸収されてしまう．超高強度レーザーは－50μm の地点ではまだ焦点に達しておらず集光されていない．レーザーの集光位置がちょうど臨界密度プラズマの領域になるよう適切な距離だけレーザー集光位置をオフセット調整することが重要である．

4.3　電子スペクトル測定と中性子発生数測定

図2(a)のセットアップで電子エネルギースペクトルを測定した．レーザーの焦点位置を手間に移動させて比較し

た．**図 4**（a）の黒線はプレレーザーなしの電子スペクトルで，マーカー付きの線はそれぞれプレレーザー有りの電子スペクトルである．レーザーの焦点距離をずらしていくと，電子スペクトルに急激な変化が見られた．80 μm オフセットの時に電子温度は最も高エネルギー化し，これ以上のオフセットを加えると再び減少した．**図 4**（b）に**図 4**（a）のオフセット距離を横軸，12 MeV 以上の電子の数を縦軸に比較すると 80 μm の点でピークとなった．

図 2（b）のセットアップに切り替えて，中性子発生数を測定した．**図 5** に中性子発生数と，焦点距離のオフセット位置の関係を示した．オフセット距離が 80 μm の時に中性子数は最大値を記録し 3.5×10^4 個/shot 4π（信号検出数 18 カウント）であった．10 cm 厚さのパラフィンブロックの陰に設置したバブル検出器の信号は 1/9 でありパラフィンの中性子減速率と良い一致が見られた．これにより中性子はターゲットから発生し，真空チャンバー等の構造物から発生したバックグラウンドではないことが示された．**図 4** と**図 5** のグラフの形状が一致することからもプレプラズマ

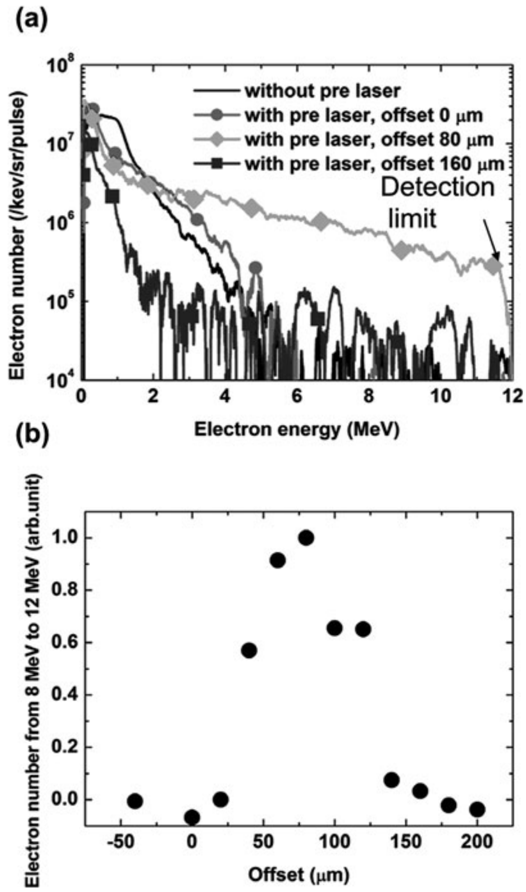

図 4 (a)図 2 (a)のセットアップにおいて測定された電子スペクトル．プレレーザーの有無，メインレーザーのオフセット距離を変えて測定している．(b)12 MeV以上の電子の数のプロット．80 μm オフセット付近において 12 MeV 以上の電子の数を最大化させることができている．

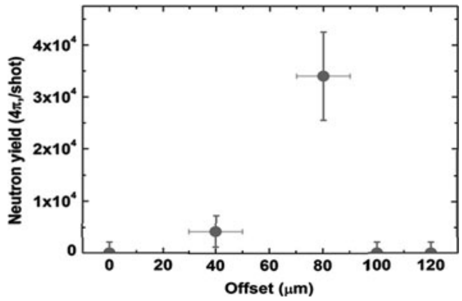

図 5 レーザーのオフセット位置を変えたときの中性子発生数の変化．

による電子エネルギースペクトルが高エネルギー化し，光核反応反応が効率的に起こるようになり，中性子発生が実現したことを示している．プレプラズマの制御がキーであったことが明確であったことがわかる．プレプラズマ無しの条件で中性子は 0 カウントであったのに対し積極的にプレプラズマを生成した場合は18カウントまで改善した．

4.4 まとめ

プレプラズマを積極的に発生させることで，電子エネルギーを高エネルギー化させ，これを応用して中性子の高効率発生に成功した．超高強度レーザー（集光強度 5×10^{19}W/cm^2）とプレプラズマ生成用レーザー（集光強度 4.5×10^{11} W/cm^2）を用いることで，スケール長 30 μm 程度のプレプラズマを生成し，プレプラズマ中の臨界密度（電子密度 1×10^{21}/cm^3）の地点付近に超高強度レーザーを集光したときにもっとも高効率に中性子が発生した．プレプラズマ無しの条件で中性子は 0 カウントであったのに対し積極的にプレプラズマを生成した場合は18カウントまで改善した．この条件のまま繰り返し頻度 1 Hz で，1000発連続中性子発生に成功した．比較的小型のレーザーで安定に中性子発生無しの条件で中性子は 0 カウントであったのに対し積極的にプレプラズマを生成した場合は18カウントまで改善した．すなわちプレプラズマ制御によって18倍以上中性子発生の効率を向上させることに成功した．この成果により将来小型のレーザーでも安定に中性子発生ができる見通しがたった．

参 考 文 献

[1] Y. Arikawa *et al.*, Plasma Fusion Res. **13**, 2404009 (2019).
[2] T. Ditmire *et al.*, Nature **398**, 492 (1999).
[3] J. Hah *et al.*, Appl. Phys. Lett. **109**, 144102 (2016).
[4] Bubble detector, BTI. co. ltd, web site, http://bubbletech.ca/product_type/bubble-detector-products/
[5] H. Sakagami *et al.*, Laser Part. Beams **24**, 191 (2006).
[6] H. Takabe *et al.*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **51**, 379 (1994).

小特集執筆者紹介

有川安信（ありかわ やすのぶ）

大阪大学レーザー科学研究所 講師．専門は，レーザー核融合および中性子計測を中心に，レーザー駆動中性子応用研究，レーザー開発など幅広く展開．世の中になかった新しいものを自分の手で作りだすことに研究の醍醐味を感じる．趣味は研究（もちろん！）と，エレキギター．今年はコロナの影響で様々なミュージシャンがオンライン配信ライブを開催してくれるが，家でプロのミュージシャンと一緒に弾いてセッションするのが密かな楽しみ．全然弾けていなくても問題ない．

岩田夏弥（いわた なつみ）

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，高エネルギー密度物理．自然界の非線形・非平衡現象の理解に寄与することを目標に，高強度レーザープラズマ相互作用の理論研究を行っています．光や色，波を感じることが好きです．

千徳靖彦（せんとく やすひこ）

大阪大学レーザー科学研究所教授．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．今のマイブームは元寇．海音寺潮五郎の「蒙古襲来」など読んで，当時の鎌倉武士の戦いを知る．最近ではゲーム Ghost of Tsushima で対馬の風景を馬で駆け抜け，蒙古に勝負を挑んでいる．

余語覚文（よご あきふみ）

大阪大学レーザー科学研究所 准教授．専門は高強度レーザープラズマ相互作用，レーザー粒子加速，レーザー駆動中性子源の開発とその応用．COVID-19 により延期となった国際会議 Nuclear Photonics を，2021年6月にオンラインで開催します．是非とも参加登録をお願いいたします．
http://www.photon.osaka-u.ac.jp/NP2020Kurashiki/index.html，あるいは NP2020にて検索してください．

J. Plasma Fusion Res. Vol.97, No.1 (2021) 12‐15

小特集 ターゲット表面プラズマ密度制御による電子・イオン加速の物理と レーザーパルスコントラスト制御技術

5．レーザーの時間波形がイオン加速に与える影響

5. The Laser Temporal Pulse Shape Effect on the Laser-Driven Ion Acceleration

西 内 満 美 子
NISHIUCHI Mamiko
量子科学技術研究開発機構　関西光科学研究所

（原稿受付：2020年 9 月17日）

本章では，ピーク強度が10^{21} Wcm^{-2}を超える超高強度短パルスレーザーの時間波形が，固体薄膜との相互作用で発生するイオンの加速へどのような影響を与えるのかを，量研関西研 J-KAREN-P レーザーを用いた実験を例に紹介する．

Keywords:
plasma, short-pulse high intensity laser, laser temporal contrast, ion acceleration

5.1　はじめに

超高強度レーザーを固体薄膜に照射することで高エネルギーのイオンが発生することが発見されてから，20年が経とうとしている[1]．このレーザー駆動型のイオン加速手法は，極めてコンパクトな領域に，既存加速器の加速管内部で生成できる加速電場勾配を 6 桁程度上回る強烈な加速電場を形成できることから，小型の次世代加速器への応用が期待され，高エネルギー化など，被加速粒子の良質化をめざした研究開発が世界各国で活発に行われてきている．ところが，100 J級のエネルギーをピコ秒程度のパルス幅でターゲットに投入することができる，比較的長いパルス幅を持つレーザーを用いても，10 J 級のエネルギーを数十フェムト秒程度の極短時間内に閉じ込めて，ピーク強度を極限的に高めることができる短パルスレーザーを用いても，残念ながら加速されたイオンの最高エネルギーは未だに核子当たり 100 MeV の壁を越えていない[2, 3]．これは，実際に実験に資することができるレーザーの時間・空間パラメータがシミュレーションや理論的な予測の際に使用されるものと程遠いことが，大きな原因の一つとして挙げられる．

もちろん，この状態を打破しようと，実験に使用されてきたレーザーのスペックは着実に進展し続けてきている(本特集第 3 回を参照されたい)．単にレーザーピークパワーが増加したというだけではなく，レーザーの品質も向上した．10^{21} Wcm^{-2} を超えるような超高強度において，数百ナノメートルレベルの極薄膜を用いても，ターゲットノーマルシース加速機構[1]を維持したままイオンを加速することができるような，パルス時間波形を供給できるレーザー施設が世界でも複数存在するようになった．本章では，レーザーの時間波形がイオン加速に及ぼす影響を，量研関西研における J-KAREN-P レーザーで行った実験をもとに紹介し，今後の展望を述べる．

5.2　レーザーの時間波形成分

世界において PW レベルの超高強度レーザーシステムが稼働するようになり，10 PW レベルの超高強度レーザーシステムも稼働を目前に控えている[4]．それらの超高強度レーザーがもたらすであろうと理論的に予測されている，高強度場における新しい物理現象を実際に引き起こすことができるか否かは，レーザーパルスの持つコントラスト状況にかかっているといっても過言ではない．

PW 超高強度短パルスレーザーの時間波形の例を**図 1** に

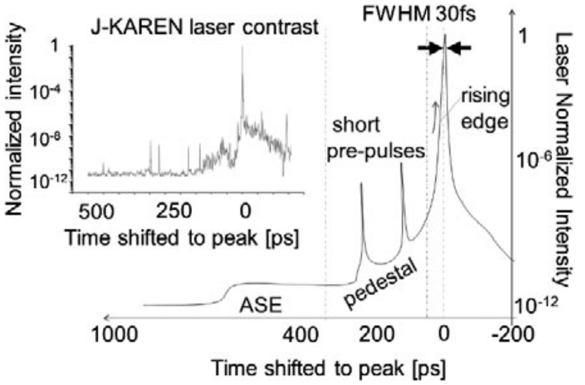

図 1　レーザーの時間波形成分の説明．左上に挿入されているのは J-KAREN-P レーザーの例．レーザーの時間波形はサブナノ秒前から続く ASE，短パルスのプリパルス，数百ピコ秒前から続くペデスタル成分，そして，ピコ秒前からの急激な駆け上がり成分からなる．

National Institutes for Quantum and Radiological Science and Technology, Kansai Photon Science Institute
author's e-mail: nishiuchi.mamiko@qst.go.jp

ⓒ2021 The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

示す．メインパルスに先立つ背景光成分の強度と，メインパルスのピーク強度との比をコントラストと定義すると，コントラストが高いほど，背景光成分の強度が低いため，良好なパルスということになる．これらの背景光成分は，メインパルスに先立ってターゲットと相互作用するため，メインパルスがターゲットに到着するころには，ターゲットの密度，形状を変化させてしまう．背景光と相互作用することで密度が減少したターゲットは，さらにレーザーの吸収率が上がり，内部においてメインパルスとの相互作用の前から様々な非線形現象・不安定性現象などが引き起こされ，制御不能な状況となる．レーザーのピーク強度が上がれば上がるほどこれらの背景光の強度は増加するため，背景光の影響はピーク強度の高いレーザーほど深刻な問題を引き起こすことになる．

通常，超高強度短パルスレーザーは，**図 1** に示すように，①サブナノ秒前から続く増幅自然放出光（Amplified Spontaneous Emission，以下 ASE と記述），②レーザーシステム内部における透過媒質の裏面反射成分起因のポストパルスが，メインパルスと時間空間的にカップリングすることで生成される，短パルスのプリパルス成分や，③光学部品（特にコンプレッサー，ストレッチャーのグレーティング等）の表面精度に起因すると考えられている，メインパルス直近の数百ピコ秒前くらいから徐々に立ち上がるペデスタル成分，④数ピコ秒前からメインパルスピークへと続く，相対論的強度以上の強度を持ち，急激に駆け上がる成分（rising edge 成分）[5]などの特徴を持つ．どの成分がどのようにターゲットに作用し，イオンの加速の効率や質を左右するのかは，ターゲットの材質や厚みおよびレーザーのピーク強度により，一言で単純に説明できるような問題ではないが，定性的には，ターゲットが薄くなればなるほど，メインパルスから遠く，低い強度を持つコンポーネントの効果も無視できなくなる．

量研関西研における J-KAREN-P レーザー[6]も，これらのコンポーネントのコントラストの改善をめざし，レーザー本体において能動的・受動的な両面から様々な工夫がなされてきている．詳細は本小特集第 4 回10章桐山氏による解説を参照されたい．

5.3　超高強度短パルスレーザーと薄膜との相互作用によるイオン加速

J-KAREN-P レーザーは，5×10^{21} Wcm^{-2}を超える集光強度を実験に定常的に提供できるレーザーシステムであり[6]，その集光強度が極めて高いため，特に固体との相互作用時においては，背景光成分の低減が必要不可欠となる．様々な試みにより改善された J-KAREN-P レーザーの時間波形を**図 1**（左）に示す．ASE 成分の強度は，現状のピーク強度であれば，ターゲットのイオン化閾値を十分に下回り，ほぼ影響を及ぼさない．また，いくつか存在する短パルスのプリパルスも，後述するように，流体シミュレーション・実験の両面より，サブミクロン厚のターゲットとの相互作用ではあまり深刻な影響を及ぼさないことがわかっている[7]．

レーザーのコントラストがイオン加速に及ぼす影響を調査するには，「レーザーコントラストを自由自在に操り，同じ材質厚みのターゲットを用いた際のイオン加速への影響を探る」という方策を取るのが直接的だが，超高強度レーザーのコントラストを自由自在に操るというのはそれほど簡単なことではない．そこで，ここでは見方を変え「一定のレーザーのコントラストに対してターゲットの厚みを変える」ことで，レーザーコントラストがイオン加速に及ぼす影響を調査する方式をとる．

図 1（左上）のコントラスト条件を持つ J-KAREN-P レーザーを銀のターゲットに F/1.4 の軸外し放物面鏡にて，45 度の角度で照射した（**図 2** 左）．使用したターゲットの厚みは，厚み50ナノメートルから500ナノメートルである．集光強度は 5×10^{21} Wcm^{-2}，集光サイズは，FWHM で約 2 マイクロメートル，パルス幅は40フェムト秒である．**図 2**（右）にはメインパルス直近を拡大した時間波形の詳細を示す．メインパルスから500フェムト秒前には，すでにレーザー強度が相対論的強度を優位に超えていることがわかる（**図 1**，駆け上がり（rising edge）成分の詳細に相当する）．

図 3 にターゲット裏面の法線方向にトムソンパラボラスペクトロメーター—を設置し，銀，陽子，炭素のイオンを計測した結果を示す．**図 3** 上は，銀の＋37〜＋45価まで電離

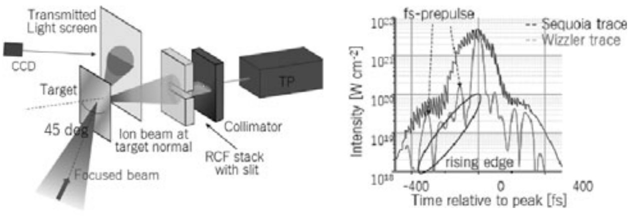

図 2　実験のセットアップ（左）．J-KAREN-P レーザーのピーク付近の強度分布（右）（参考文献[7]の図 1，2 より引用）．

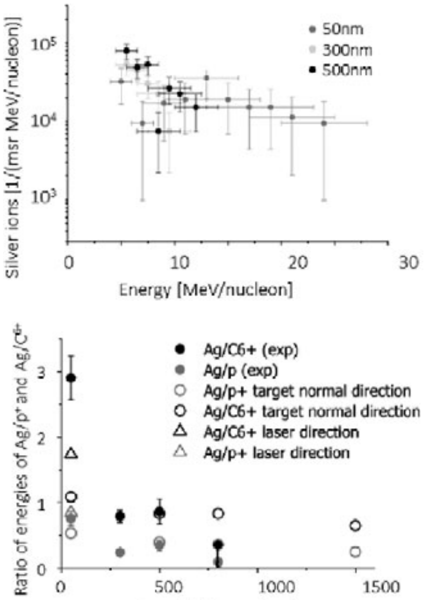

図 3　加速された銀ターゲットのスペクトル（上）．ターゲットの厚みごとに加速された陽子，炭素，銀の最高エネルギーの比をプロットした（下）（参考文献[7]の図 3 より引用）．

したイオンのスペクトルを示し，**図3**下は同時に計測された陽子，＋6価の炭素の最高エネルギーと銀の最高エネルギーの比をプロットした結果を示す．ターゲットが薄くなればなるほど，ターゲットから銀のイオンの加速が卓越し，反対にターゲットが厚くなると，ターゲットの表面の不純物層起因の陽子あるいは炭素の加速が卓越することが見て取れる．800ナノメートルのターゲットにおいては，～50 MeV のエネルギーの陽子を計測したのに対し，50ナノメートルのターゲットでは，～35 MeV までしか陽子が加速されなかった．これらの結果はターゲットの厚みを変化させることで，明らかにターゲットにおけるイオン加速のダイナミクスが，レーザー時間波形の影響を受け変化することを表している．

この状況を理解するために，シミュレーションを行った．J-KAREN-P の持つペデスタル，及び駆け上がり成分を正確に反映させるため，流体シミュレーションをメインパルスのナノ秒前から10ピコ秒前まで行い，その結果を PIC シミュレーションの初期値として導入した（詳細は[7]）．メインパルス10ピコ秒前の電子密度分布（**図4**上）が示すように，1500，500ナノメートルのターゲットは固体密度を保っているが，50ナノメートルのターゲットは密度が低下していることがわかる．このように密度が低下した状況のターゲットにメインパルスが照射されることで，メインパルスの吸収率は上がり，おのずとターゲットバルク中の電離度，温度，膨張度合いも変化する．これらの総合的な結果として，ターゲット裏面にメインパルス照射時に形成された電場の強度は，ターゲットの厚みによっておよそ倍程度変化することがわかった（**図4**上）．これは，ターゲットが薄いほど銀イオンが高エネルギーに加速されている事実を説明する（最高エネルギーが2倍以上増加）．

では，何故反対に，陽子や炭素はエネルギーが低くなるのだろうか？これは不純物層の軽イオンの加速が，今の場合，特に駆け上がりの時間波形成分に（**図1**参照）に大きく依存するためである．すなわち，メインパルスピークの500フェムト秒前にはすでに，相対論的強度を上回るレーザーが照射される（**図2**右）ため，この時刻にターゲット裏面に～TV/m 程度の加速電場が形成され，ターゲット表面の不純物層起因の陽子や炭素が加速される（相対論的強度のレーザーとは，レーザー電場によって揺動される電子が相対論的速度を得る強度のレーザーを指す）．軽イオンの加速が始まってから，メインパルス起因の高い加速電場形成までに数百フェムト秒を要するため，不純物層起因の軽イオンはその間に十分加速され，メインパルス照射時にはすでにターゲットから離れてしまう．結果としてメインパルスによって生成される強い加速電場を感じることができない．より薄いターゲットほど，同じレーザー強度を用いても，裏面にできる加速電場は高くなる傾向にあるため，より低い強度の駆け上がり成分によって形成される加速電場で軽イオンの加速が始まり，早くにターゲットから遠くに離れることとなる．そのため薄いターゲットほど軽イオンの持つ最大エネルギーが低くなる．しかし，反対に銀イオンは，メインパルス起因の強い電場のポテンシャルを軽イオンによって使われることがなく，独り占めできるという状態が実現するため，高エネルギーにまで加速されることになる（**図5**上段）．**図5**下段に示すように，シミュレーションによって得られたイオンのスペクトルは，実験結果を非常によく再現している．

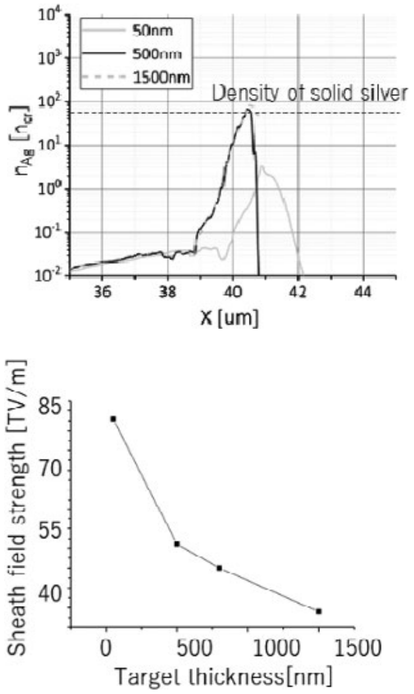

図4　PIC シミュレーションの初期設定に使用した流体シミュレーションの結果（上）．メインパルスが照射されたことで形成されるシース電場の強度（下）（参考文献[7]の図9より引用）．

5.4　まとめと今後の展望

本章では，レーザーイオン加速は，レーザーの強度が上がれば上がるほど，そのレーザーの持つ時間波形，特に現状の技術において制御が難しいメインパルスの駆け上がり成分の影響を大きく受けることを紹介した．このことは世界における，陽子線の最大エネルギーの伸び悩みの事実をよく説明する[7]．J-KAREN システムにおいては，この立ち上がり部分の形状をさらに最適化するため，プラズマミラーの導入を行う予定である．近い将来，欧州 ELI に代表されるピーク強度＞10^{23} Wcm^{-2} をめざすレーザーシステム[4]においては，本章で示した時間波形の及ぼす影響が極めて深刻な問題を引き起こすことは間違いないだろう．プラズマミラー[8]や高次高調波変換[9]を用いた，より能動的なパルスクリーニング法を使用しつつ，計測したい物理過程を殺してしまわないような最適な時間波形を見つけることが非常に重要である．

謝　辞

本章で紹介した研究成果は，大阪大学レーザーエネルギー学研究所，畑昌育氏，岩田夏弥氏，千徳靖彦氏，関西光科学研究所，N.P. Dover 氏，榊泰直氏，近藤康太郎氏，今亮氏，及び[7]の共著者の諸氏との共同研究によるもの

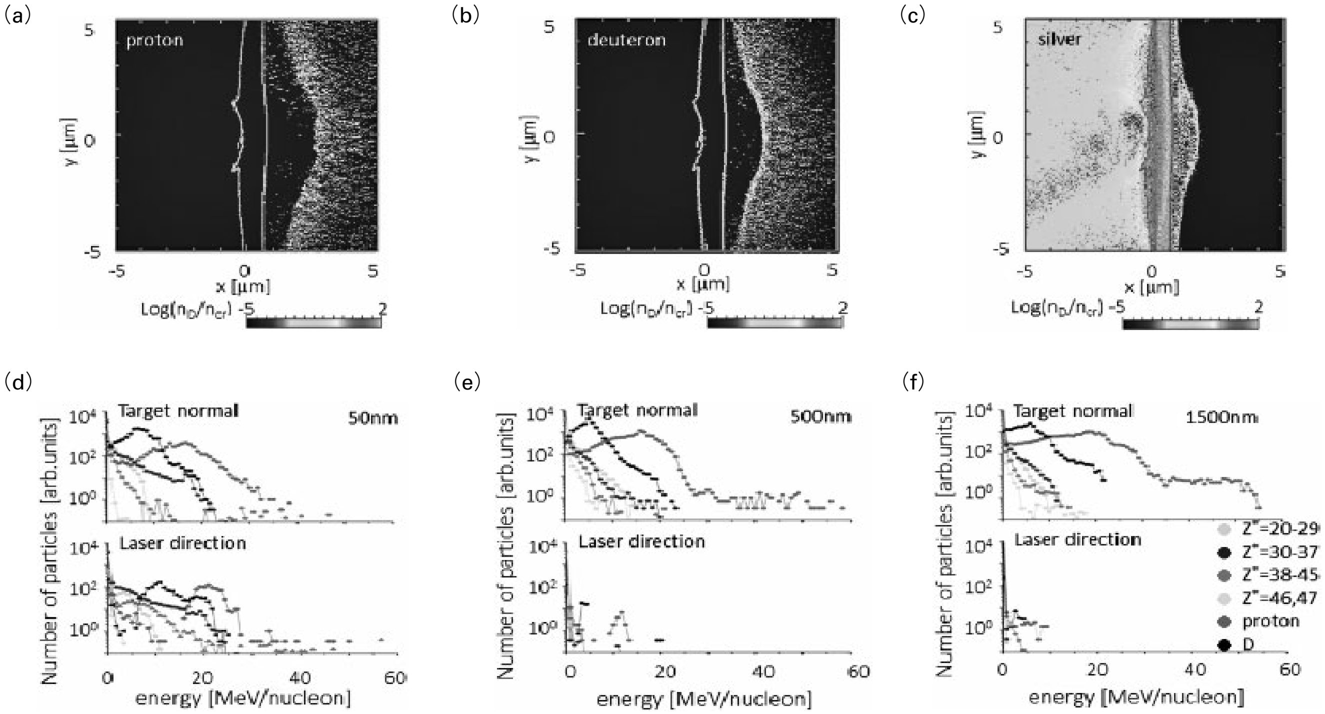

図５　銀の500ナノメートルのターゲットを用いた場合のメインパルス照射直前の（上段左より）陽子，重陽子，銀の密度分布を示す．ターゲットの厚みを変えた際のイオンのスペクトル．下段左より，50，500，1500ナノメートルの厚み．（参考文献[7]の図６より引用）

であり，諸氏に感謝する．本研究の一部は，日本学術振興会科学研究費補助金 Kakenhi　16K05506，JST プレスト Grant Number JPMJPR16P 9，This work was supported by JST-Mirai Program Grant Number JPMJMI17A1，Japan の助成を受けて得られた．

参 考 文 献

［1］Wilks *et al.,* Phys. Plasmas. **8**, 542 (2001).
［2］Higginson *et al.,* Nat. Commun. **9**, 724 (2018).
［3］Wagner *et al.,* Phys. Rev. Lett. **116**, 205002 (2016).
［4］http://www.eli-np.ro/
［5］Kiriyama *et al.,* Rev. Las. Eng. **46**, 142 (2018).
［6］Kiriyama *et al.,* Opt. Lett. **45**, 1100 (2020).
［7］Nishiuchi *et al.,* Phys. Rev. Res. **2**, 033108 (2020).
［8］Dromey *et al.,* Rev. Sci. Instrum. **75**, 645 (2004).
［9］Wang *et al.,* Optics Lett. **42**, 3828 (2017).

西内満美子（にしうち まみこ）

量子科学技術研究開発機構 関西光科学研究所 光量子科学研究部 高強度レーザー科学研究グループ 上席研究員．理学博士（京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻）．高強度レーザーの高度化と，超高強度レーザープラズマ相互作用，及びレーザー駆動イオン加速研究に従事している．日本物理学会・応用物理学会・日本加速器学会各会員．

小特集 ターゲット表面プラズマ密度制御による電子・イオン加速の物理とレーザーパルスコントラスト制御技術

6．グラフェンを用いたレーザーイオン加速

6. Laser Driven Ion Acceleration with Graphene

蔵 満 康 浩
KURAMITSU Yasuhiro
大阪大学工学研究科

（原稿受付：2020年10月 4 日）

グラフェンは，最も薄く，最も強く，透明で電気伝導度と熱伝導度が著しく高い 2 次元物質あり，この特性を生かした両面が自由表面の超極薄膜ターゲット，large-area suspended graphene（LSG）の開発と，この LSG を用いたレーザーイオン加速実験について紹介する．超高強度レーザーを用いたイオン加速では，ターゲットの厚さとイオンのエネルギーは反比例することが知られており，効率の良いイオン加速を実現するためには，薄いターゲットを用いる必要があると考えられてきた．ところが，薄いターゲットは，超高強度レーザーに付随するプレパルス等により，レーザーのピーク強度が到達する前に破壊されるため，非常に薄いターゲットを用いたレーザーイオン加速は困難であった．我々は，一つの解決策として，プレパルスに対する耐性が極めて高い LSG を開発した．LSG を用いることで単原子厚みの超極薄膜を用いたイオン加速が可能になった．

Keywords:
plasma, intense laser, ion acceleration, graphene

6.1 はじめに

レーザーを用いたイオン加速は，2018年のノーベル物理学賞につながった chirped pulse amplification（CPA）法により[1]，超高強度レーザーが実現したことにより可能になった．従来型の加速器では，装置にかける電圧が固体の電離閾値以下に制限されるため，高エネルギーのイオンを生成させるためには装置自体を大きくし加速長を稼ぐ必要があった．レーザーを用いたイオン加速では，そもそも電離した気体であるプラズマを用いるため，原理的に加速電場を任意に強くできるという利点があり，小型の加速器の開発が期待されている．レーザーイオン加速は，プラズマ中の電磁場の計測に用いられたり，医療応用をめざして活発に研究されている[2]．特に，癌治療に必要な 200 MeV のプロトンは，レーザー強度の進展にもかかわらず未だ実現されておらず[3,4]，数百 MeV のカーボンイオンの生成に関しては非常に限られた事例しか報告されていない[5]．最も広く普及しているレーザー駆動イオン加速方法は，target normal sheath acceleration（TNSA）である[6]．TNSA では，比較的厚め（～μm）の固体平板に高強度レーザーを照射し，ターゲット表面で吸収されるレーザーのエネルギーが主に高速の電子のエネルギーに変換され，イオンより先行してターゲットから飛び出すことで強力なシース電場が形成され，この電場を用いてイオンを加速するものである．しかし，この裏面に生成される電磁場により，加速が制限されることも知られており[7]，プロトンの加速は長らく数十 MeV 程度で頭打ちとなっていた[8]．一般にレーザーで加速されるイオンのエネルギーは，照射する薄膜ターゲットの厚みに反比例することが知られており[6]，非常に薄いターゲットの開発が行われてきた．極薄膜ターゲットを用いたイオン加速では，超高強度レーザーの輻射圧により効率の良い加速が期待される[9,10]．しかし，薄くなればなるほど，ターゲットはもろくなり，超高強度レーザーに付随するプレパルスやペデスタルにより，レーザーのピークがターゲットに到達する前に，ターゲットが壊れるため，高エネルギーのイオン加速は難しかった[11]．また，これまでレーザー実験で用いられてきた極薄膜ターゲットはダイアモンドライクカーボン等で数 nm 程度の厚みが限度であり，価格が非常に高価で，医療・産業応用には不向きであった．特に，重イオン線治療として用いられるカーボンイオンの加速は，世界中で大規模なプロジェクトにより研究開発が行われており，現在レーザーイオン加速の業界で最も重要な課題の一つとなっている．

これらの問題を解決するためには，主に 3 つの改善方法が考えられる．1つは，レーザーそのものの質の向上である．レーザーのピーク強度に対するプレパルス等の比はコントラスト比と呼ばれ，プレパルスやペデスタルの強度を低くすることが効率の良い加速につながる．2つ目は，プラズマミラーを用いてこのコントラスト比を改善する方法である．プラズマミラーとは反射防止膜付きの光学的に透明な媒質で，プレパルス等の低強度の光を透過させ，プラ

Osaka University, Suita, OSAKA 565-0871, Japan

author's e-mail: kuramitsu@eei.eng.osaka-u.ac.jp

©2021 The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

ズマ化する程度の強度（～10^{11} W/cm^2）以上のパルスを反射する，媒質表面の高密度プラズマがレーザーに対して不透明になるという性質を使ったミラーである．高コントラストを，後付けで実現するために，しばしば2枚のプラズマミラー（double plasma mirror: DPM）が用いられる．3つ目の改善方法は，よりプレパルスに耐性のあるターゲットを開発することである．本項では，この3つ目の改善策である，グラフェンを用いた超極薄膜ターゲットの開発と，これを用いたイオン加速実験について紹介する．

6.2　Large-area suspended graphene（LSG）

グラフェンは，炭素の同素体の一つであるグラファイトの基本構造で，1原子厚さの六角形格子構造を持った2次元物質である（**図1**(a)）．グラフェンは，高強度レーザーを用いた実験のターゲットに最適ないくつもの特異な性質がある．グラフェンは，最も薄く，最も軽く，最も強く，電気伝導度と熱伝導度も最高レベルの脅威の物質と呼ばれており，その発見は2010年のノーベル物理学賞につながった[12]．我々は，レーザーでこのグラフェンを撃ち抜ける様に，両面が自由表面の大面積グラフェンターゲット（large-area suspended graphene: LSG）を開発した[13]（**図1**(b)）．

LSGは，世界最薄のターゲットであり，1層1原子厚み，実測で1 nmの超極薄膜ターゲットである（**図2**(a)）．さらに，LSGは，枚数を重ねることで，異なる厚みのターゲットを1 nm/layerの精度で作成可能である（**図2**(a)，(b)）．これはグラフェンの理論的な厚み（0.3 nm）より厚いが，大気中で作成することで表面に水分等の不純物が付着するためであるが，ラマン散乱計測では，グラフェンを特徴付ける以外のピークは見られないことから，「粒子」として付着していると考えられている（**図2**(c)）．LSGもほぼ透明な光学特性を持っており，不純物があるにも関わらず，ほぼ理論的なグラフェンの透過率（98%/layer）と一致している．このため，ペデスタル等の熱の蓄積によるターゲットの溶解を防ぐことができる．さらに層内の高い熱伝導度に対し，層間の不純物によるギャップにより層間の熱は伝わりにくい．また，最も軽く，最も丈夫な物質であり，その力学的な強度は，最も強いステンレスの100倍あり，この薄さではダイアモンドより強いと言われている[14]．これまでのどのターゲットよりもプレパルスに対する耐性があると考えられる．さらに，平面性が良く，高品質なターゲットを安価に，しかも大量に生産することができる[13]．

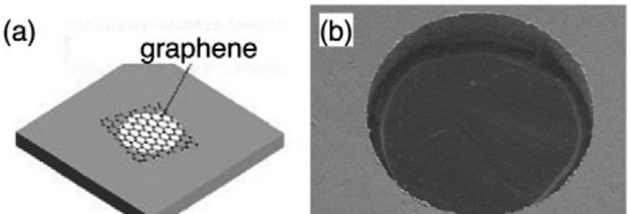

図1　(a)Large-area suspended graphene（LSG）概念図．(b) LSGの光学顕微鏡イメージ．図は[13]より引用．

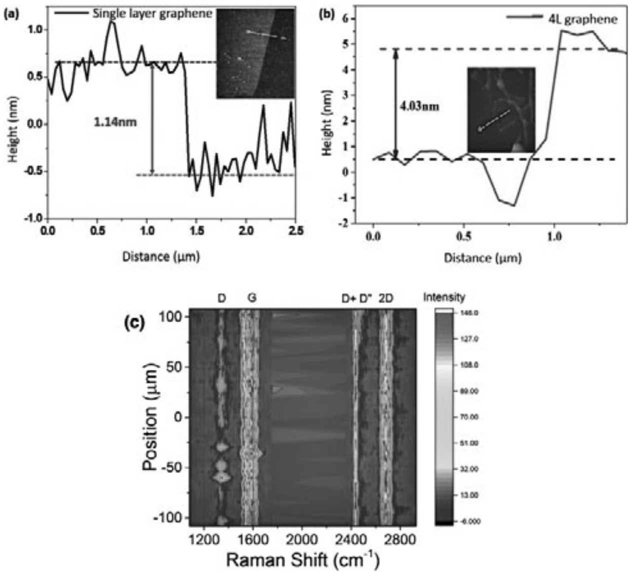

図2　(a)単層LSGのatomic force microscope（AFM）による厚さ計測．(b) 4層LSGのAFM計測．LSGは1 nm/layerで厚さを制御できる．(c) 4層LSG（4 nm）のラマン分光計測．Gと2Dバンドがグラフェンの特徴を表しており，弱いDバンドが欠陥の少なさを表している．200 μm以上に渡って一様な薄膜が形成されている．図は[13]より引用．

6.3　LSG開発経緯

筆者は，大型のnsレーザーを用いて宇宙の極限現象を模擬する実験室宇宙物理においてプロトンラジオグラフを用いて無衝突衝撃波の電磁場構造を計測してきた[15]．その後，比較的小規模な超高強度fsレーザーを用いて，相対論的な現象に研究の対象を広げてきた[16]．そこで，電磁場の計測にレーザー生成プロトンラジオグラフを提案したところ，施設の責任者から，かつて比較的厚めの（～μm）金属薄膜を照射した際に，レーザーと固体ターゲットの相互作用による放射汚染により実験継続困難になったと言われた．建物強度の制限から放射線防護のシールドを作るのも難しく，放射そのものを抑える必要があった．このような問題は，粒子線治療でも同様で，加速器を小型化すると同時に放射能汚染を少なくすることが，既存の病院等の建物に粒子線治療を導入するための課題となっている．

ターゲットからの放射線は，超高強度レーザーで相対論的なエネルギーまで加速された電子が，固体中の原子核と相互作用することにより生成される．この放射汚染を抑えるためには，レーザーの照射領域にある電子と原子の数を減らせばよく，超極薄膜で原子番号の小さなマテリアルのターゲットを開発することになった．いくつかの候補の中から，最も薄く，丈夫で，安価に大量生産できるグラフェンを選んだ．レーザーで照射しイオンを生成するために，両面が自由空間で，またレーザーの集光径よりも大きな領域を確保するために，large-area suspended graphene（LSG）を開発した[14]．1原子厚み（～1 nm）の単層のLSGを穴あき（直径数百μm）の基盤を用いることで，平面性がよく，一様な厚みの世界最薄のターゲットを作成した．また，複数枚のグラフェンを重ねることで1 nmの精度で，厚みをコントロールすることが可能であり，異なるレーザー条件に対して，精度よく最適な厚みを調整するこ

とができる．また，本章で紹介する大阪大学レーザーエネルギー学研究所（阪大レーザー研）の高強度レーザーLFEXの様な大型施設では問題にならない放射線防護に対する建物強度の問題についても，研究室レベルの小型のレーザーでは問題になる．これに対する解決策としてもLSGは有効である．LSGは現在考えられる究極の固体ターゲットである．

6.4 LFEX実験

我々はこれまで，台湾国立中央大学の100 TW超短パルスレーザー（プラズマミラーなし，F/6，30 fs，3 J，$\sim 10^{20}$ Wcm^{-2}），イギリスRALでVulcan PWレーザー（DPM，F/3，0.5－1 ps，150 J，$\sim 10^{20}$ Wcm^{-2}），阪大レーザー研のLFEXレーザー（DPM，もしくはプラズマミラーなし，F/10，1.5 ps，700 J，$\sim 10^{19}$ Wcm^{-2}），QST関西光化学研究所研のJ-KARENレーザー（プラズマミラーなし，F/1.3，30 fs，10 J，$\sim 10^{22}$ Wcm^{-2}）を用いた一連の実験を行ってきた[17]．様々なパルス幅，パルスエネルギー，プラズマミラーの有無に関わらず，全ての実験でイオン加速に成功してきた[17]．特に，Vulcan PWは，DPMを用いた高コントラスト実験を行い，非常に高いエネルギーのカーボンイオン加速に成功した[17]．これまでの実験は，LSGが非常に高いプレパルス耐性を持つことを示しているが，これを最も端的に示すのがLFEX実験であろう．**図3**(a)と(b)は，DPMを用いた実験と，DPMを用いない実験の概念図を表す．**図3**(c)は，LFEXのコントラスト計測で，プラズマミラーなしでも非常に高いコントラスト比を示している[18,19]．詳細はここでは示さないが，DPMを用いた実験では，元々のレーザー強度が他のレーザーよりも低めであるため，2枚のプラズマミラーで失うエネルギーの効果が，高コントラスト化の効果よりも顕著で，プラズマミラー有りの実験の方がイオンのエネルギーが低かった．**図4**は，8層のLSGをDPMなしのLFEX実験で用いたイオン飛跡検出器，CR-39を用いたスタック計測の結果である．**図4**は3枚目の表面のエッチピットで，プロトンエネルギーで15.3 MeVである．ここでは，プロトンと思われるピットしか見えていないが，CR-39のスタックの他にプロトンに感度を持たないPETとPCを用いて炭素と酸素を区別する方法も開発しており，ここでは示さないが炭素と酸素ピットを確認している[20]．

6.5 まとめ

Large-area suspended graphene（LSG）という両面が自由表面の大面積極薄膜ターゲットを開発した．グラフェンは，レーザー実験に適した特徴を持っており，ここではLFEXでの実験結果を紹介した．1.5 psというパルス長と700 Jという高いエネルギーを持つLFEXで，プラズマミラー無しでイオン加速を実現することは，LSGの極めて高いプレパルス耐性を示している．今後は，この強靭さを生かし，LSGを他のマテリアルの保持具に用いた様々なイオンやナノ構造ターゲットなどを用いた実験を行い，最高エネルギーや最高価数等のレーザーイオン加速のフロンティアを開拓する．

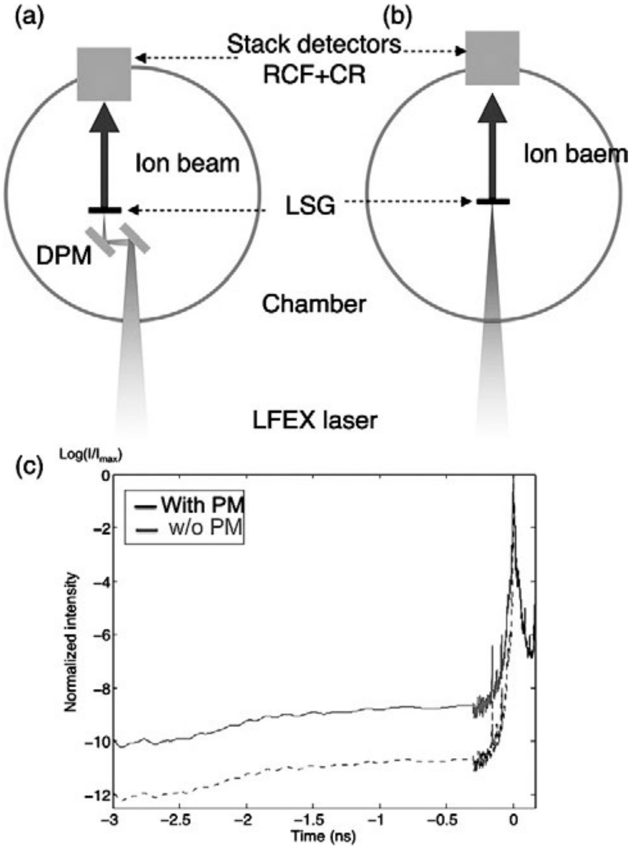

図3　(a)と(b)はDPM有と無のLFEX実験の概念図．(c)赤線はLFEXのコントラスト計測結果．青線はプラズマミラーを一つ入れた場合のコントラストの見積もり．**図3**(c)は[18]より引用．

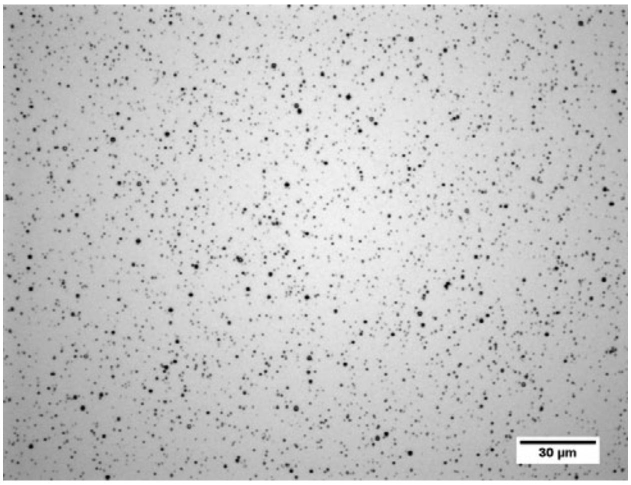

図4　CR-39を用いたイオン計測．スタックホルダーは，12 μmのAl箔でレーザー光の直接照射から防護し，前面にradio-chromic film（GAFCHROMIC XR-RV3）を挿入し速報性を持たせた．図は3枚目のCR-39（HARZLAS TD-1）で，30分のエッチング処理を行ったものである．ピットはサイズから全てプロトンであると考えられる．

謝 辞

本章は，LSGについて[13]，実験結果について[17,18]をもとに執筆している．また，本章で紹介したLFEX実験

の結果は，レーザー研の技術スタッフの協力がなければ得られなかったものである．LSG は，著者と Wei-Yen Woon（台湾国立中央大学）が，台湾で特許を取得しており，日本と米国に国際特許出願中である．

参考文献

［1］https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2018/summary/
［2］A. Macchi *et al.,* Rev. Modern Phys. **85**, 751 (2013).
［3］Kim *et al.,* Phys. Plasma **23**, 070701 (2016).
［4］C. Scullion *et al.,* Phys. Rev. Lett. **119**, 054801 (2017).
［5］D. Jung *et al.,* Phys. Plasmas **20**, 083103 (2013).
［6］M. Borghesi, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section A: **740**, 6 (2014).
［7］M. Nakatsutsumi *et al.,* Nat. Commun. **9**, 280 (2018).
［8］A. Macchi *et al.,* Plasma Phys. Controlled Fusion **55**, 124020 (2013).
［9］T. Esirkepov *et al.,* Phys. Rev. Lett. **92**, 175003 (2004).
［10］A. Macchi *et al.,* Phys. Rev. Lett. **103**, 085003 (2009).
［11］G. Petrov *et al.,* J. Appl. Phys. **119**, 053302 (2016).
［12］https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2010/summary/
［13］N. Khasanah *et al.,* High Power Laser Sci. Eng. **5**, e18 (2017).
［14］C. Lee *et al.,* Sci. **321**, 385 (2018).
［15］Kuramitsu *et al.,* Phys. Rev. Lett. **108**, 195004 (2012).
［16］Y. Kuramitsu *et al.,* High Energy Density Phys., **17**, 198 (2015).
［17］Y. Kuramitsu *et al., in preparation.*
［18］A. Morace *et al.,* Nucl. Fusion **57**, 126018 (2017).
［19］Y. Arikawa *et al.,* Appl. Opt. **55**, 6850 (2016).
［20］T. Hihara *et al., in preparation.*

くら みつ やす ひろ
蔵 満 康 浩

大阪大学工学研究科教授．理学博士（2002年九州大学総合理工学研究科）宇宙空間プラズマ中の高エネルギー粒子加速からレーザーを用いた相対論的な粒子加速まで，粒子加速を一つの軸に研究を展開している．コロナで海外での実験や会議が全て無くなったのが辛い．最後は体力だと思いながらも，ベルトがきつくなってきている．

J. Plasma Fusion Res. Vol.97, No.2 (2021) 56‑61

小特集 ターゲット表面プラズマ密度制御による電子・イオン加速の物理と
レーザーパルスコントラスト制御技術

7．レーザーと微細構造をもった媒質との相互作用と密度制御

7. Interaction and Density Control between Laser and Medium with Fine Structure

岸 本 泰 明，松 井 隆 太 郎
KISHIMOTO Yasuaki and MATSUI Ryutaro
京都大学大学院エネルギー科学研究科
京都大学学際融合教育研究推進センター　非線形・非平衡プラズマ科学研究ユニット

（原稿受付：2020年11月24日）

フェムト秒オーダの高強度レーザーと物質との相互作用を利用した応用研究の進展を背景に，そのようなレーザーとサブ μm オーダの微細構造に特徴付けられる大きな比表面積を有するターゲット（“**構造性ターゲット**”として参照）との相互作用を通して生成されるプラズマの構造とダイナミックスについて考察する．大きな比表面積は，レーザーの吸収率を増加させるとともに，構造に依存した多様な分極の自由度とそのもとでの線形・非線形光学特性を通して，レーザーと物質との相互作用に新たな素過程と機能をもたらす．本章では，粒状物質や２次元円柱物質（ロッド），および，それらの集合体をターゲットに用いた新概念の粒子加速や高強度輻射などを例として，レーザーと物質の相互作用における密度制御の重要性を紹介する．

Keywords:
high intensity laser, laser-plasma interaction, structured medium, density control, nonlinear optical property, cluster plasma, rod assembly, laser pre-pulse

7.1　レーザーと物質の相互作用と素過程

近年，CPA（Chirped Pulse Amplification）法の発明[1]による高強度レーザー技術の革新により，加速電子のエネルギーが相対論領域の高強度レーザーと物質との相互作用を利用した多彩な研究が展開されている[2]．レーザーは密度分布を介して物質と相互作用することから，相互作用の制御は密度分布の制御に等しく，それはもともとの物質が持っている構造とともに，レーザーの高強度成分である主パルスに先行して存在する低強度のプレパルス成分やペデスタル成分の影響を受けることから，両者の長時間ダイナミックスを自己無撞着に扱う必要がある．主パルスの強度に対するプレパルスやペデスタルの強度比をコントラストと呼び，本小特集もそれに焦点を当てたものである[3,4][図11参照]．

そのようなプレパルスやペデスタルにより主パルスに先立って固体表面に生成されるプレプラズマがマクロなスケール長を持ち，そのダイナミックスが長時間であるなら，レーザー核融合の長い研究で積み上げてきた様々な理論の枠組み（逆制動輻射や共鳴吸収，各種パラメトリック不安定性，非線形エネルギー輸送や流体運動の自己相似性など）を用いることで評価することは比較的容易にできよう[5]．一方，高強度レーザーと物質との相互作用を利用した応用研究の多様化に伴い，選択するターゲットの自由度も，気体や固体薄膜を超えて増している背景がある．

上記の観点に立ち，ⅰ)同じ固体でも表面が特異な構造を持っていたり，ⅱ)特定の構造を持った微小物質の集合体から成り立っていたりする場合，ⅲ)そのような構造を持った物質が密度の異なった他の物質や相の異なった媒質中に配置されるなど，多種の物質が境界を通して接している場合の相互作用などについて考察する．

それらが単純な固体（バルク）と異なる点は，大きな比表面積（$S_m = S/n_{av}V$）を持つことであり，表面を通した多様な分極の自由度とそれに起因する線形・非線形光学特性がレーザーとの相互作用に豊富な構造やダイナミックスをもたらす点である．ここで S はバルク体積 V の持つ表面積，n_{av} は平均密度である．接触面が広いことから微小な散逸が大きな吸収率をもたらしたり，光の捕捉効果を通してメタマテリアル様の構造共鳴を現出したりすることも考えられる．特にⅲ)は溶液中における“溶質”と“溶媒”の関係に類似し，異なった物質の接触面（境界層）に内在する自由エネルギーが多様な構造形成の起源にもなろう．

ここでは，それらを“**構造性ターゲット**”として参照する[6]．このようなターゲットは微細構造を持つが故にレーザーのプレパルスやペデスタルの影響を強く受ける可能性がある．主パルスが到達したときはすでに微細構造が消失している場合も想定される．これは不利に見えるが，逆にコントラストが制御されれば，媒質の線形分散特性や光学特性を通して，主パルスによる非線形相互作用に多様

Institute of Advanced Energy, Kyoto University, Uji, KYOTO 611-0011, Japan

corresponding author's e-mail: kishimoto.yasuaki.8a@kyoto-u.ac.jp

©2021 The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

な自由度を付与する要素となる側面も有している．

本章は，高強度レーザーと構造性ターゲットの基本的な相互作用について，これまで行ってきた研究例を中心に報告する（7.2）．尚，あらゆるプラズマは電離過程を通して生成される．プレプラズマとともに主パルスとの相互作用においても実現するプラズマの密度分布（特に価数分布）は電離過程の影響を強く受けることから，これを考慮した相互作用についても言及する（7.3）．

7.2　レーザーと微細構造物質との相互作用

ここでは物質の微細構造がレーザー光の伝播や吸収を中心としたレーザーと物質との相互作用に与える影響について，固体表面に揺らぎがある場合（7.2.1），およびターゲットが粒状固体やロッドなどの微小物質やそれらの集合体でできている場合（7.2.2）について考察する．

7.2.1　構造性ターゲット：固体表面の揺らぎ

高強度レーザーと構造性ターゲットの相互作用の例として，固体表面に間隔と深さが (ℓ, δ) の正弦波で表される揺らぎを与え，これにP偏光のレーザーを正面照射したときの吸収率を考える（**図1**左）．揺らぎの深さは（$\delta/\lambda = 0.1$: $\delta = 82$ nm）と（$\delta/\lambda = 0.25$: $\delta = 205$ nm）の2ケースとして，レーザーの波長と強度は $\lambda = 0.82$ μm と $I = 2 \times 10^{18}$ W/cm^2)（$a_0 = 1$）とする．ここで，$a_0 \equiv e|A|/mc^2$ はレーザーの規格化強度である．**図1**右は吸収率を ℓ/λ の関数として示している[7]．

吸収率が4％程度の $\ell/\lambda < 2 \times 10^{-2}$ の短波長領域（ⅰ）から急速に増大し，$0.3 \leq \ell/\lambda \leq 3$ の中間領域（ⅱ）では50%を上回る値をとり，$\ell/\lambda \geq 5$ の長波長領域（ⅲ）では再び減少する．短波長側で吸収率が増大し始める揺らぎの波長（ℓ）は深さに依存しないが，長波長側で減少し始める揺らぎの波長は深さに依存し，深いほど長波長側にシフトする．領域（ⅱ）は緩やかなピーク（ℓ/λ～0.15）と急峻なピーク（ℓ/λ～1.0）に特徴付けられ，それらは深さ δ の増大とともに長波長側にシフトする．これは同じ ℓ に対しては δ が大きいほど表面積が増えることによると考えられる．

また，長波長側の急峻なピークは領域（ⅱ）の長波長のエッジに出現し“構造共鳴”の様相を示している．短波長側で吸収率が深さ(δ)に依存することなく一定値になるのは，P偏光のレーザーに対して表面に沿った電子の運動が揺らぎを平坦化することによると考えられる（電子の振動距離 $\xi_e \gg \ell$）．

図1から，レーザーと揺らぎの波長が等しくなる $\ell \sim \lambda$ の領域を挟み2桁程度のレンジ（$0.05 < \ell/\lambda < 5$）でレーザーと物質との相互作用特性が大きく変化することが分かる．これは，この領域の微細構造をターゲットに導入することで相互作用に大きな変化をもたらすことができることを示している．**図1**右の点線はレーザー強度が $a_0 = 0.2$ の場合の結果を示す．これは領域(ⅱ)で出現する構造共鳴現象が線形過程であることを示している．

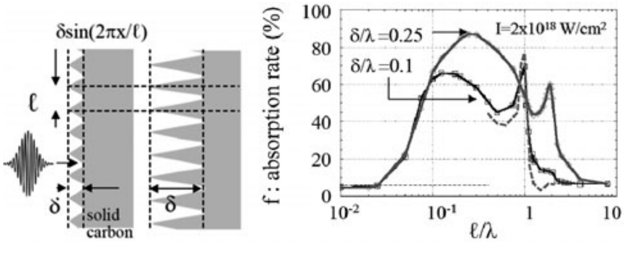

図1　左図：正弦波様の揺らぎをもつ平板ターゲット（間隔：ℓ，深さ：δ）へのレーザー照射の様子．右図；$\delta/\lambda = 0.1$ 及び0.25の揺らぎを持つターゲットに強度 $I = 2 \times 10^{18}$ W/cm^2（$a_0 = 1$），パルス長 $\tau_\ell = 40$ fsec，波長 $\lambda = 0.82$ μm を正面照射したときの ℓ/λ に対する吸収率．点線は $I = 8 \times 10^{16}$ W/cm^2（$a_0 = 0.2$）の場合の構造共鳴近傍の様子[3]．

7.2.2　構造性ターゲット：粒状物質・2次元円柱構造

気体や固体薄膜のターゲットに対し，粒状の固体物質（クラスター）をターゲットにした研究がある（**図2**参照）．クラスターは高圧にした希ガスを真空中に放出することで生成する[8]．クラスター径 Φ に比べてレーザーによる電子振動距離 ξ_e が十分に大きい場合（$\xi_e \gg \Phi$），クラスターはクーロン爆発を起こして高エネルギーイオンを生成する[8,9]．次節で説明する円柱状の2次元物質（ロッド）を含め（**図2**参照），これらは**図1**の固体表面の揺らぎの一部と考えれば，レーザーとの相互作用において有用な機能を創出するレンジは平板ターゲットと同様にレーザー波長を挟んで2桁程度と考えられる．このような微小物質は，単体としての特性から，後述の集合体（媒質）としての特性を用いた研究まで多くの応用が考えられる．

7.2.2.1　単体としての特性(1)：クラスターやロッドなどの微小物質の単体としての特性を利用した応用に医療応用などをめざした高エネルギーイオンの生成がある．単純なクーロン爆発を利用したもの対して，近年，CSBA（Convergence Shock induced Blow-off Acceleration）として参照しているクラスターやロッドの内部自由度を利用した準光速領域の陽子加速（200～400 MeV）がある[10]．サブμm サイズの水素クラスター[11]にパルス長が数10 fsec オーダで集光強度が 10^{22} W/cm^2 レベルの高コントラストの高強度レーザー[3,4,12]を照射するとクラスター表面に求心衝撃波が生成され，その収縮によって中心に高密度コアが形成される．それと同期したレーザーの相対論的透明化と光圧によるコアの追圧縮，それに伴う爆発（blow-off）によって前方に指向性を持った高エネルギー陽子が生成される（**図3**）．

この加速に至る一連の動作を実現するには，レーザーの高コントラスト化を含むレーザーのパルス制御が重要である．衝撃波を高効率に駆動するにはレーザーの力積 $\nabla\gamma\delta t$（動重力×持続時間）を最大化するパルス制御が求められ

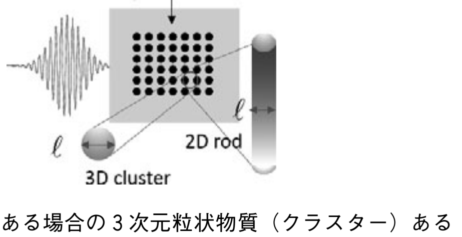

図2　背景媒質がある場合の3次元粒状物質（クラスター）あるいは2次元円柱物質（ロッド）の集合体からなる系とレーザーとの相互作用．

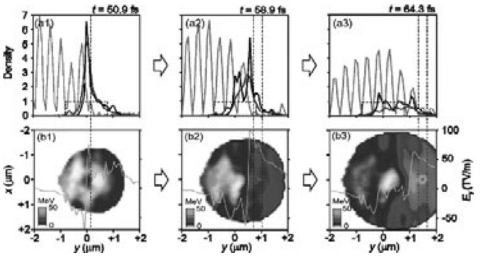

図3　レーザー照射によってクラスター内部に駆動された求心衝撃波とイオン・電子の密度構造（上図）とクラスター内の1次元電場構造とイオンエネルギーの2次元構造（下図）．t = 64 fsec では進行方向に加速された高エネルギーのプロトンバンチが形成される[10]．

る．また，求心衝撃波による密度上昇と相対論的透明化の両者を同期して起こすにはレーザー場と共存するプラズマの表皮長が $\delta_e \geq L$（衝撃波の幅）の関係を満たす必要があるが，これを初期のパルス形状のみで制御することは困難である．シミュレーションで見られる複数の素過程の“同期（synchronization）”が，初期条件で決められる狭いパラメータ領域で起きる現象か，プラズマの自己組織化過程が作用した自律的な現象なのか興味深い．シミュレーションでは，裕度を持ったパラメータ領域でCSBAが動作するとともに，照射の対称性を破る初期条件に対しても十分な加速が実現することから後者の可能性が期待されるが，普遍性のあるメカニズムの解明が望まれる．

7.2.2.2　単体としての特性(2)：上述のCSBAは微小物質の内部自由度を利用した例であるが，背景に高圧ガスがあると，7.1で論じたように，境界層に内在する自由エネルギーが新たな構造とダイナミックスを創出する．**図4**(a)(c)は，背景水素プラズマ中（溶媒）でレーザー照射された2次元炭素ロッド（溶質）の膨張の様子を示している[13]．炭素ロッドが背景ガスを圧縮することで境界層に無衝突衝撃波が形成され粒子加速が起こるとともに，その後，境界層には，位相空間に渦構造を持つBGK波様の運動論的な準定常状態が形成される．**図4**(b)はBGK波のポテンシャル構造と電子の位相空間分布（渦構造）の様子を示している．この構造は時間とともに急峻化することで衝撃波様のリング構造を形成する．これらは，宇宙における背景ガス中での超新星爆発時に形成される無衝突衝撃波やそれに伴って現出する多様な構造とダイナミックスの起源の解明につながる可能性がある．

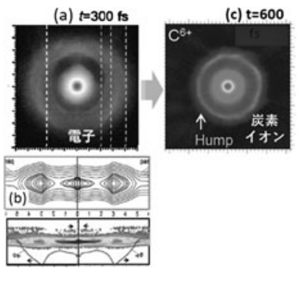

図4　背景プラズマ中でレーザー照射された2次元ロッドの膨張ダイナミックス．(a)t = 300 fs での電子分布と(b)境界層で形成されたBGKポテンシャルおよび捕捉された電子分布，(c)その後に出現するリング状構造（t = 600 fs）[13]．

7.2.2.3　集合体としての特性(1)：前述のクラスターやロッドなどの微小物質の単体としての特性に加え，それが集合体となると7.2.1での議論と同様のレンジ（レーザー波長を挟んで2桁程度）において，媒質はマクロには平均密度で定義される一様プラズマの特性を示すが，ミクロにはレーザーによる分極効果を通して，伝播・吸収を中心に，電磁波の線形・非線形光学特性に影響を与える[14]．

図5左は Φ（ロッド径）$\ll \lambda$ を仮定し，配置の依存性を無視した場合のロッド集合体の線形分散関係式を示す[14]．平均密度（$\langle n_e \rangle = p n_e$）（$p$：ロッドの空間充填率）が臨界密度より高いプラズマに対し，“禁止帯”を挟み電磁波が伝播する領域が現れる．これは，個々のロッドの分極が復元力として作用することで出現する“分極波”に対応し，プラズマに磁場を印加した場合の磁場の復元力で駆動されるAlfven波に相当する．反射率は n を複素屈折率として $R(\omega) = |(n-1)/(n+1)|$ で評価される．

図5右は平均密度が臨界密度より十分に高いロッド（$\Phi \ll \lambda$）のランダムな集合体に，(a)$a_0 = 0.1$ および (b) $a_0 = 4$ のレーザーを入射した場合を示す．(a)では**図5**左の分散に対応してレーザーは臨界密度を上回る高密度の媒質中を伝播・透過しているのに対し，(b)では電子の振動距離 ξ_e が平均ロッド間距離 d より大きくなる（$\xi_e > d$）ことから線形分散が破れ分極波が消失する．このためレーザーは表面で反射される．線形分散が破れるレーザー強度は $a_0 > 2\pi d/\lambda$ で評価される．

これらの微小物質の集合体とレーザーとの線形・非線形相互作用を利用した様々な応用研究が考えられる．例えば，**図5**左の分極波（slow wave）の低周波極限での位相速度は $\omega/k = c/\tilde{E}/\tilde{B} \sim [f/(f+p)]^{1/2} c < c$ となることから，特定な位相に粒子を乗せることができれば（$v_x \sim \omega/k$），$\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}$

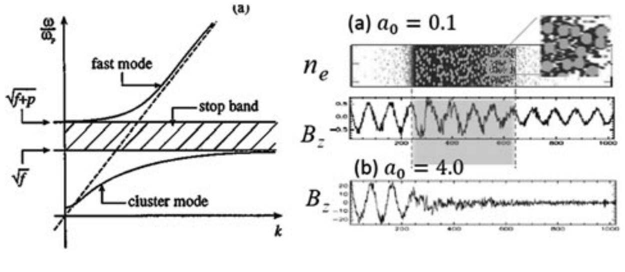

図5　左図：クラスタープラズマの線形分散関係（p：空間充填率，f：オーダ1の形状因子）[14]，右図：クラスター（半径40 nmの2次元炭素ロッド，$\langle n_e \rangle = 3.6 \times 10^{22} \mathrm{cm}^{-3}$，充填率 $p = 0.2$）に入射されたP偏光電磁波(a)線形領域（$a_0 = 0.1$），(b)非線形領域（$a_0 = 4$）．

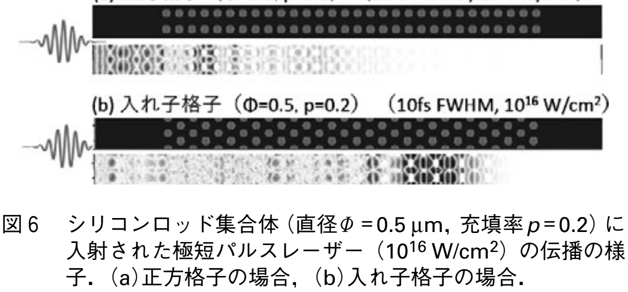

図6　シリコンロッド集合体（直径 Φ = 0.5 μm，充填率 p = 0.2）に入射された極短パルスレーザー（10^{16} W/cm^2）の伝播の様子．(a)正方格子の場合，(b)入れ子格子の場合．

項による直接加速の可能性も指摘されている[14].

一方，**図6**は入射レーザーの波長オーダのロッド径（$\Phi=0.5\,\mu$m）の集合体にパルス長 10 fsec の低強度のレーザーを入射した場合の結果を示す[15]．**図5**左の線形分散は平均密度のみの関数として配置に依存しないが，この領域では「正方格子」配置ではレーザーは伝播しないのに対して「入れ子格子」配置では伝播する（透過率は10%程度）．これは微小物質の配置に依存して相互作用が異なることを示し，メタマテリアルの特性に類似している．

7.2.2.4　集合体としての特性(2)：微小物質の集合体に対して，**図5**左に示す線形分散が消失する高強度の非線形領域においても，単純な気体や固体にはない特性が現出し，様々な応用が考えられる．7.1で論じたように，このような集合体は比表面積 $S_{\mathrm{m}}=S/n_{\mathrm{sv}}V$ が大きい特徴があり，これが高強度領域の非線形光学特性に影響を与える．その特性の一つが高いレーザーエネルギーの吸収率である．**図1**のような表面に揺らぎを持った固体も比表面積が大きい物質であるが，微小物質の集合体はレーザーが部分的にバルク中に侵入することから比表面積は大きくなり，加熱に関与する粒子が多くなる．これは1粒子（電子）当たりに付与されるエネルギーは低く抑えられることから音速が小さくなり，構造体（集合体）の保持時間も相対的に長くなる特徴がある．超高強度領域においてロッド集合体と平板固体ターゲットの吸収率や GeV オーダのイオン加速特性の差異が詳細に調べられている[16].

図7は，同じ質量密度の炭素の(ｉ)スラブプラズマ，(ii) 半径$a=160$ nmのロッド集合体に$I=8.1\times10^{22}$ W/cm^2（$a_0=200$）の高強度レーザーを照射した場合の輻射減衰による輻射発生のシミュレーション結果を示す[16]．スラブ配位では輻射圧によってレーザー進行方向にプラズマが圧縮されるのに対し，ロッド集合体では，ロッドのクーロン膨張に伴うレーザー照射側への動圧がレーザー輻射圧に抗することでスケール長の長いプラズマをレーザー照射側に生成し，レーザー反射面領域を含む広い領域で強い輻射が生成される．これは，比表面積の大きな物質は，高強度レーザーとの相互作用において，物質を構成するイオン系が保有しているクーロンエネルギーを有効に開放するのに適した系であることを示している．

図8(a)は入射レーザーエネルギーのイオン・電子の運動エネルギーおよび輻射エネルギーへの配分率のレーザー強度依存性を示している．特に高強度領域では入射レーザーエネルギーの40%が輻射に変換されるなど，輻射生成の観点から構造性ターゲットの有用性が示された．

図8(b)はロッド媒質中での電子軌道の典型例を示している[17]．電子はロッドの近傍の強いクーロン場による捕獲・散乱を繰り返しながら媒質中をランダムに運動し，そのとき受ける強い加速度が強い輻射を放出する．

このような，微小物質の集合体は，近年，シリコンを中心とした半導体技術を利用した電子線リソグラフィー技術や電気化学・プラズマエッチング技術で作製が可能になりつつあり，筆者等を中心にその研究が進められている．**図9**は著者等が作製した直径 1 μm オーダで長さが 20 μm

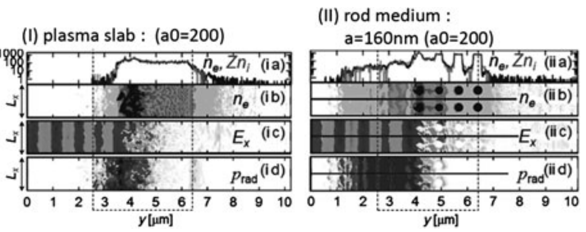

図7　強度 $I=8.1\times10^{22}$ W/cm^2（$a_0=200$），パルス長 80 fsec のレーザーの照射された同じ質量密度の（i）スラブ状プラズマと（ii)320 nm 径のロッド媒質からの $t=80$ fs での輻射の様子：(a) 1次元電子・イオン密度，(b) 2次元電子密度，(c)電場 E_x，(d)輻射強度[16].

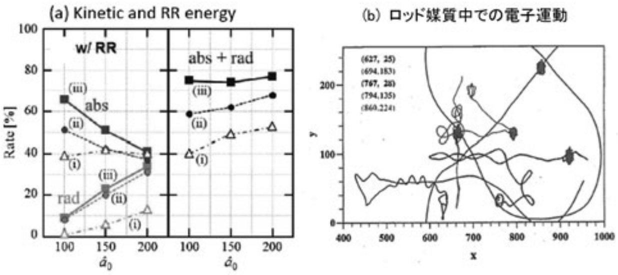

図8　(a)スラブプラズマ(ｉ)，$r_{\mathrm{cl}}=320$ nm ロッド媒質(ii)，$r_{\mathrm{cl}}=740$ nm ロッド媒質(iii)における運動エネルギー（abs）と輻射エネルギー（rad）のレーザー強度依存性（左図は全吸収エネルギー abs+rad）[16]，(b)$a_0=2$ で照射されたロッド媒質中での5個の電子の軌道[17].

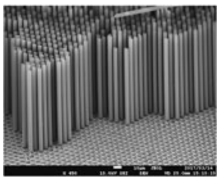

図9　電子線リソグラフィーとウエットエッチングプロセスで製作したサブμmオーダでデザインしたロッド集合体例[18].

オーダのシリコンで作成したロッド集合体を示している．現在，これにレーザーを照射する実験を実施している[6,18].

7.3　電離過程によるプラズマ形成

これまでの例では，シミュレーションを行うに当たっては初期に完全電離プラズマを仮定しているが，プラズマは電離過程を通して生成されることから，特に主パルスに先立つ低強度のプレパルスやペデスタルの効果を評価するに当たってはこれを考慮する必要がある[19,20].

図10は，強度 $I=3.2\times10^{-19}$ W/cm^2($a_0=4$)，パルス長 40 fsec（FWHM: full width at half maximum）のレーザーを光学的に透明な炭素(ダイアモンド）に照射したときの電離ダイナミックスを示す[20]．主パルス先端の 10^{12-14} W/cm^2 の低強度のレーザー成分は炭素薄膜中に侵入すると，その強度が1価(C^+)の電離強度（～10^{14} W/cm^2）に達するとレーザー場により電離が始まり，光速で伝播するレーザーと連動した電離波となり物質中に伝播する．時間の経過とともに電離が進行し，薄膜表面近傍の密度が上昇して表皮長（c/ω_{p}）が縮小することから，レーザーは遮断・反射さ

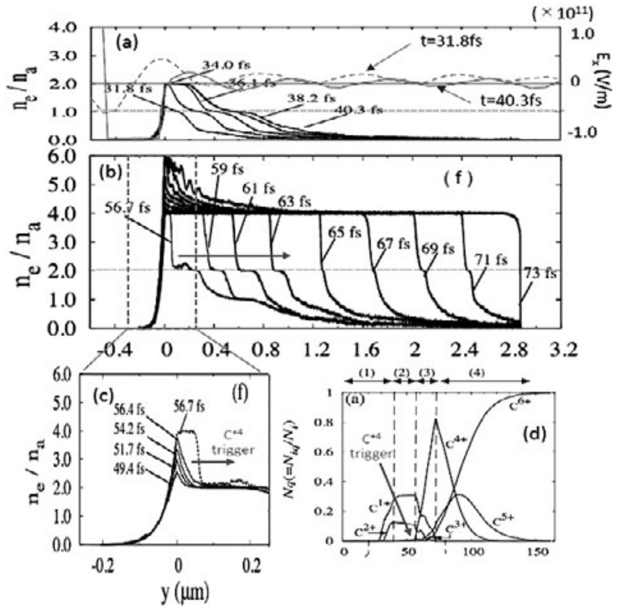

図10　炭素（ダイアモンド）に強度 I = 3.2 × 10^{19} W/cm^2(a_0 = 4)，パルス長 40 fsec のレーザーの照射時の(a)31.8 ~ 40.3 fs，(b)56.7 ~ 73 fs の電離過程（電子密度）のダイナミックス．(c)49.4 ~ 66.7 fs は 4 価がトリガーされる前後時間の様子．(d)各価数の密度変化．C^{4+}の電離波が t = 56.4 fs にトリガーされる[20]．

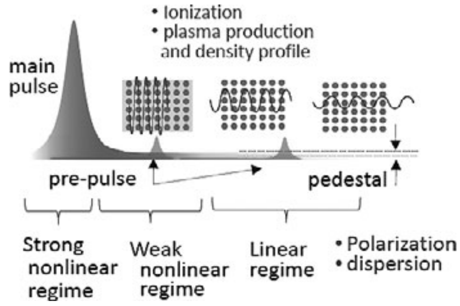

図11　構造性ターゲットとプレパルス成分やペデスタル成分を有する高強度レーザーとの相互作用において，レーザー強度に従って媒質の分極・分散特性が変化する様子．

れる．

それ以降は，**図10**(a)(b)に見られるように，急峻なエッジを持った 1 価，2 価，4 価の電離波がトリガーされ，薄膜中を光速の 1/3 程度で伝播する．これら電離波の高速伝播は，電離面に局在したソリトン様の静電波（プラズマ波）によるものである．一方，5 価および 6 価は，**図10**(b)からわかるように，衝突電離によって拡散的にゆっくりと伝播する．これらのプラズマ生成過程はプレパルスやペデスタル成分が存在することで様相が異なる可能性があることから，それらを取り入れた評価が必要となる．

7.4　まとめ

本章では，サブ μm オーダの微細構造を持つ物質やその集合体，そのような物質が他物質や相の異なった媒質中に配置されるなど，複数の物質が境界を通して接している物質などを構造性ターゲットとして参照し，これに高強度レーザーを照射することで，これまでの単純な気体や固体薄膜と質的に異なった相互作用と機能について特定な例題のもとに考察した．その背景に，このような物質は，個々の微細な物質内部の自由度や表面に起因する分極の自由度に加え，その集合体を考えることにより，集団的な相互作用に起因する特異な光学特性や多様な構造やダイナミックスが現出する．

この相互作用は照射するレーザーの強度に大きく依存し，低強度では線形分極・分散／線形光学特性，高強度の非線形分極・分散／非線形光学特性に支配される．相対論領域の高強度レーザーパルスであっても，プレパルスやペデスタルを含む主パルスに先立つ低強度成分から高強度領域に変化する過程で媒質中での伝播・吸収特性をはじめとした相互作用特性は時々刻々変化する．**図11**はその様相を模式的に示している．

この観点から構造性ターゲットは複雑な密度構造をレーザーとの作用前から導入していると言える．このため，電離過程に伴うプラズマ生成過程においてもレーザーの伝播・吸収を中心とした光学特性は単純な気体や固体と異なり複雑になる．この過程で形成された密度分布が実質的な初期値となって高強度の主パルスと相互作用することから，その初期条件を評価する方法論を開拓するとともに，目的に沿った初期条件を与えるためのプレパルスやペデスタルを含めたレーザーパルスの設計が求められる．

参 考 文 献

[1] D. Strickland and G. Mourou, Opt. Commun. **56**, 219 (1985).
[2] A. Macchi *et al.*, Rev. Mod. Phys. **85**, 751 (2013).
[3] H. Kiriyama *et al.*, Opt. Lett. **43**, 2595 (2018).
[4] H. Kiriyama *et al.*, Opt. Lett. **45**, 1100 (2020).
[5] C.S. Liu *et al.*, *High-Power Laser-Plasma Interaction* (Cambridge University Press, 2019).
[6] Y. Kishimoto *et al.*, *Generation of self-organized high energy density plasma by the interaction between high intensity laser and structured medium*, The 10th International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications (IFSA2017), Sep. 12, 2017, Saint Malo, France.
[7] 岡部泰典：京都大学修士論文より（2005年 3 月）．
[8] T. Ditmire *et al.*, Nature (London) **386**, 54 (1997), T. Ditmire *et al.*, Nature (London) **398**, 489 (1999).
[9] Y. Kishimoto *et al.*, Phys. Plasmas **9**, 589 (2002).
[10] R. Matsui *et al.*, Phys. Rev. Lett. **112**, 014804 (2019), 松井隆太郎 他：“宇宙線発生の仕組みを利用した新たな加速器の提案”，Isotope News 2019年10月号 No.765.
[11] S. Jinno *et al.*, Opt. Express **25**, 18774 (2017)., S. Jinno *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 044021 (2018).
[12] A. S. Pirozhkov *et al.*, Opt. Express **25**, 20486 (2017).
[13] R. Matsui *et al.*, Phys. Rev. E **100**, 013203 (2019).
[14] T. Tajima *et al.*, Phys. Plasmas **6**, 3759 (1999).
[15] 上原直希：京都大学学士論文より（2019年 3 月）．
[16] N. Iwata *et al.*, Phys. Plasmas **23**, 63115 (2016).
[17] Y Kishimoto and T Tajima, *HIGH-FIELD SCIENCE* 83-96 (2000), Proceedings on High-Field Science, held November 23-24, 1998 at the Institute for Laser Science and Applications, University of California, Livermore, California.
[18] Y. Kishimoto *et al.*, Confinement" of High Energy Density

Plasma Based on Structured Medium and initial Experiments Using SACLA X-Rays, A New Platform Studying MCF Plasmas Using Laser (6C08), 11th International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications (IFSA2019), Sep. 27, Osaka, Japan.

[19] T. Masaki and Y. Kishimoto, J. Plasma Fusion Res. **81**, 643 (2005).

[20] D. Kawahito and Y. Kishimoto, Phys. Plasmas **27**, 033108 (2020).

岸本泰明（きし もと やす あき）

京都大学大学院エネルギー科学研究科および非線形・非平衡プラズマ科学研究ユニット．1981年広島大学修士課程修了，1984年大阪大学博士課程修了，日本原子力研究所・那珂研究所（現量子科学技術研究開発機構）を経て2004年より現職．トカマクを中心としたプラズマの乱流輸送やレーザーと物質との相互作用に関する理論・シミュレーション研究などに従事．核融合の実現とともに，プラズマとは「形のないものから形を創出する媒質」との考えに基づいて，物質の電離過程や放電・雷現象なども含め，幅広いプラズマ現象に興味を持って研究を行っています．
（HP:http://plasma-fusion.energy.kyoto-u.ac.jp/
http://plasma-fusion.energy.kyoto-u.ac.jp/UNIT/index.html）

松井隆太郎（まつ い りゅう た ろう）

2019年3月京都大学大学院エネルギー科学研究科博士後期課程修了．博士（エネルギー科学）．現在，京都大学大学院エネルギー科学研究科エネルギー基礎科学専攻プラズマ・核融合基礎学分野助教．高強度レーザーと物質の相互作用により生じる極限プラズマ中での多彩な構造とダイナミクス，および，それによるイオン加速メカニズムについて，粒子シミュレーションにより研究しています．プラズマ物理では，個々の荷電粒子（イオンと電子）の電磁場中での動きを追跡するだけでは不十分で，“集団的なふるまい”というマクロな視点で現象を眺めることで理解できるところに面白さがあると考えています．この“集団的なふるまい”については，現象を規定する物理量（自由度）があまりに膨大であるため，まだ知られていない現象がたくさん潜んでいます．大学院在学中に先生方に学んだ，「自然科学に謙虚に向き合う姿勢」を肝に銘じながら，プラズマの“集団的なふるまい”の正体を理解するべく，日々の研究に取り組んでいます．

J. Plasma Fusion Res. Vol.97, No.2 (2021) 62‐65

小特集 ターゲット表面プラズマ密度制御による電子・イオン加速の物理と
レーザーパルスコントラスト制御技術

8．レーザー駆動ベータトロンＸ線放射発生

8. Laser Driven Betatron X-Ray Radiation

中 村 浩 隆
NAKAMURA Hirotaka
大阪大学工学研究科

（原稿受付：2020年12月26日）

プレプラズマを用いた応用例のひとつとしてレーザー駆動Ｘ線レーザー発生に関する研究，将来展望についてまとめる．ガスジェットターゲットに超高強度レーザーを照射することでプラズマを生成し，プラズマ波を誘起し電子の粗密構造を作り，そこに第二のレーザー光を集光することで電子を発生し，電子粗密構造により電子を高エネルギーまで加速させることができる．さらにその電子とレーザー光の電場との相互作用でベータトロンＸ線を発生させることができる．またガスジェットターゲットに周期構造を持たせることでプレプラズマに構造を持たせ，アンジュレーターとして用いることでＸ線自由電子レーザーを発生させる計画があり，それに関するシミュレーション計算について述べる．

Keywords:
laser driven betatron X-ray radiation, free electron X-ray laser

8.1 研究背景

この章では，これまでの章でも述べられてきたプレプラズマを積極的に用いた応用の一つとして，超高強度レーザーによってＸ線自由電子レーザーを発生させるという研究について紹介する．

まず，Ｘ線自由電子レーザーとは何かということ説明する．**図１**に示すように，磁石がＳ極・Ｎ極・Ｓ極……と規則正しくならんだ領域を電子ビームが進む時に，電子が蛇行飛行をして電子の屈曲部分で放射する制動放射Ｘ線を重ね合わせて，波長と位相が揃ったレーザーを発生させるという技術である．Ｘ線自由電子レーザー装置として有名なのは，日本のSPring-8装置の敷地内にあるSACLA[1]や，米国スタンフォード大学のSLAC[2]，ドイツのDESY[3]がある．

Ｘ線自由電子レーザーはタンパク質の構造解析として，バイオ・創薬・新物質創成の分野では欠かせないツールである[4]．またＸ線レーザーは可視光レーザーとくらべて波長が非常に短いことから，集光スポット直径がサブミクロンメートルオーダーまで小さくすることができる．この特性を利用して極小スポットのＸ線光源としての応用も盛んに研究されている[5]．しかしながら，SACLAのような超大型装置は，実験マシンタイムの獲得が困難であり自由に実験できるツールとは言えない．そこで，比較的小型の超高強度レーザーとプラズマを駆使して，小型のＸ線自由電子レーザーを発生させる研究が進められている[6]．

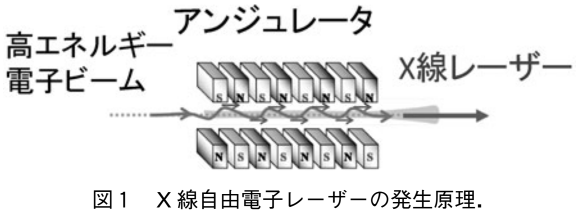

図１　Ｘ線自由電子レーザーの発生原理．

8.2 レーザー駆動ベータトロン放射

図２に，この研究で用いられるＸ線放射物理機構であるベータトロン放射の模式図を示す．超高強度レーザーを，ハーフミラーを使って２種類に分割し，プラズマ生成用レーザーと電子発生用レーザーとして用いる．真空中にガスジェットを吹き出し，そこにプラズマ生成用レーザーを照射すると，低密度プラズマ振動を誘起しながら通過し，

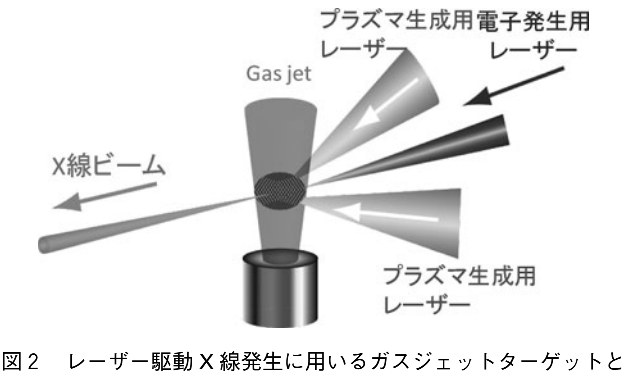

図２　レーザー駆動Ｘ線発生に用いるガスジェットターゲットとレーザーの配置図．

Osaka University, Suita, OSAKA 565-0871, Japan

author's e-mail: hiro.nakamura@eie.eng.osaka-u.ac.jp

Ⓒ2021 The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

図3に示すような電子の疎密構造を作り出す．この電子はレーザーの電場によって振動しており，レーザーの周期に合わせて電子の粗密構造が振動している．そこに電子発生用レーザー（プラズマ生成用レーザーよりも集光強度が高い）を集光すると電子が加速され，その電子はそこに存在する振動する電子の粗密構造により，加速を受ける．電子加速器で電子を加速するのと同じ構造であるが，電場の粗密の大きさがマイクロメートルサイズであるから，電子加速管よりも圧倒的にコンパクトである．

この研究に関して，著者らが行った実験結果を紹介する．イギリスのラザフォードアップルトン研究所の Astra Gemini レーザーを用いて，ベータトロン放射を作り出し，その X 線を用いてトンボ（蜻蛉）のレントゲン写真を撮影したものである．左下に示すように X 線のスペクトルはピーク 35 keV であることが見積もられている．得られたトンボの画像は小さな骨の形や，翅の繊維一つ一つまで見えている．右下にある金属箔の画像から計測画像分解能を評価すると 2.65 μm という極めてすぐれた分解能を実現している．これは X 線発生点が 2.65 μm 程度に小さいスポットであることを示している（**図4**）．

ここまではベータトロンによる X 線放射であり，最初に述べた X 線自由電子レーザーと比べると，エネルギースペクトルはブロードであり，また指向性も低い．そこでガスジェットに網構造をいれて，意図的に周期構造を持ったガスジェットを作り，そこにプラズマ生成用レーザーを入れて，規則的な密度構造を持つプレプラズマを作り，アンジュレーターのような磁場構造を生成する計画がある（**図5**）．

粒子シミュレーションを用いて，周期構造ガスの中にレーザーを打ち込んだ時のシミュレーション計算結果を示す．プラズマ生成用のレーザーはチタンサファイアレーザーを想定し，レーザー強度 10^{17} W/cm^2，プラズマ密度 5.5×10^{17} (cm^{-3})，プラズマ周期長 150 μm の時に，綺麗な磁場の S 極・N 極・S 極……という周期構造が形成された（**図6**）．ここにレーザー駆動電子ビームを投入すれば X 線自由電子レーザーが発生するであろうと期待されている．レーザーのみで作り出される X 線自由電子レーザーが実現するという画期的な研究成果である．今後研究が進めば近い将来，テーブル一つのサイズの X 線自由電子レーザーが実現し，様々な応用研究が発展すると期待される．

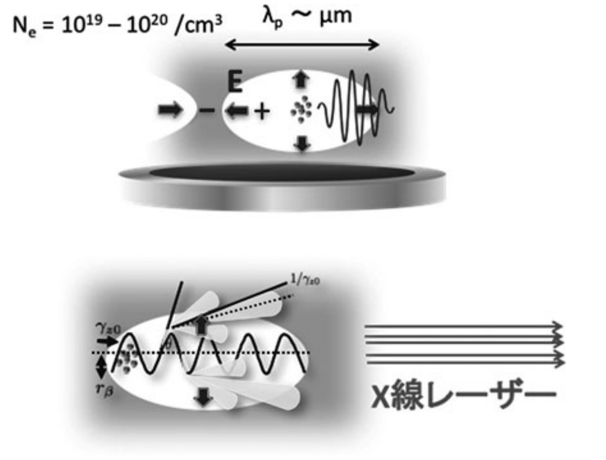

図3　ベータトロン X 線放射の原理.

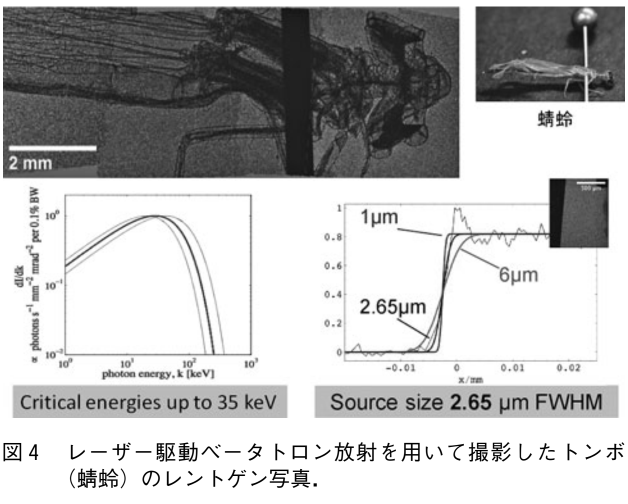

図4　レーザー駆動ベータトロン放射を用いて撮影したトンボ（蜻蛉）のレントゲン写真.

参 考 文 献

［1］M. Yabashi *et al.*, J. Synchrotron Rad. **22**, 477 (2015).
［2］P. Emma *et al.*, Nat. Photonics **4**, 641 (2010).
［3］K. Tiedtke *et al.*, New J. Phys. **11**, 023029, (2009).
［4］A. Aquila *et al.*, Opt. Express **20**, 2706 (2012).
［5］H. Yumoto *et al.*, Nat. Photonics **7**, 43 (2013).
［6］L.M. Chen *et al.*, Sci. Rep. **3**, Article number: 1912 (2013).

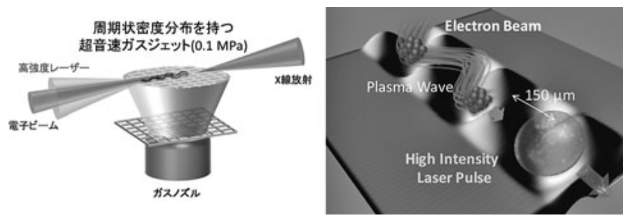

図5　周期密度構造をつけたガスジェットターゲットと，それを用いたアンジュレーターのイメージ.

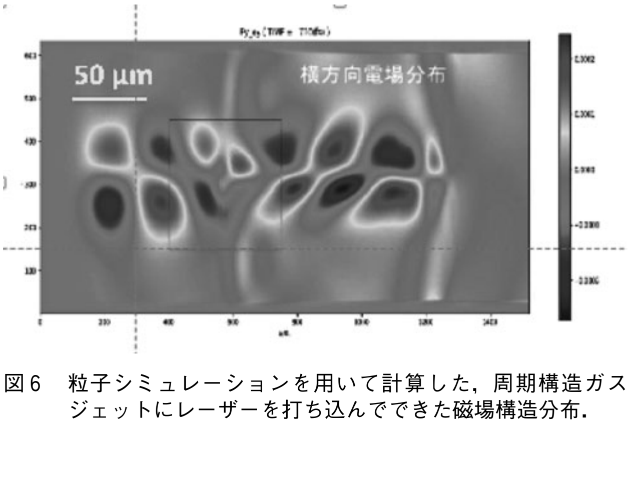

図6　粒子シミュレーションを用いて計算した，周期構造ガスジェットにレーザーを打ち込んでできた磁場構造分布.

J. Plasma Fusion Res. Vol.97, No.3 (2021) 142‑144

小特集 ターゲット表面プラズマ密度制御による電子・イオン加速の物理と
レーザーパルスコントラスト制御技術

9．LFEX－キロジュール級CPAレーザーにおける高パルスコントラスト化技術の開発

9. Intensity Contrast Improvement of the LFEX-Laser

河 仲 準 二
KAWANAKA Junji
大阪大学レーザー科学研究所

（原稿受付：2020年10月20日）

世界初のキロジュール級超短パルスペタワットレーザーであるLFEXレーザーにおけるパルスコントラストの改善について，特にパルス圧縮後に主パルスの前にペデスタルが残るCPA独自の問題を解決する方法として独自開発したスペクトル分解過飽和吸収法を紹介する．現在，10^{10}以上のパルスコントラストが得られている．

Keywords:
high power laser, high peak power laser, intensity contrast, chirped pulse amplification, saturable absorber, optical parametric amplification, pre-pulse, pedestal

9.1 はじめに

1985年に発表されたチャープパルス増幅（Chirped Pulse Amplification，CPA）法[1]は，ピコ秒～フェムト秒の超短パルスレーザーのエネルギー増幅に欠かせない増幅手法となっている．この業績により発明者のD. Strickland先生とG. Mourou先生は2018年にノーベル物理学賞を受賞された．現在では，CPA法により超短パルスレーザーのピーク出力は10 PWにまで達している[2, 3]．

同じエネルギーフルーエンス（J/cm^2）でも短パルスの方がピーク強度（W/cm^2）は高くレーザー電場が大きいことから固体光学材料のダメージ閾値は低い．CPA法はピコ秒やフェムト秒領域のレーザーパルスを時間的に伸長し十分なエネルギー増幅後に時間圧縮することにより高ピーク出力を得る手法である．

CPA法ではモードロック発振器，高利得の前置増幅器として再生増幅器や光パラメトリック増幅器（Optical Parametric Amplifier，OPA）を用いる．これらの装置内では様々な光学系が複雑な光路に沿って配置されており，光学系の有限な消光比に起因する微小な出力のレーザーパルスが光路上に漏れて増幅される（プレパルス），また，高利得の増幅器の中でナノ秒程度の自然増幅光が発生する（ペデスタル）．これらの光は時間的にレーザーパルスの前後や同時に重なって存在するため，レーザーパルスとともに増幅し照射実験ではプレプラズマを形成する要因となっておりその除去が望まれている．

大阪大学で開発されたLFEXレーザーはCPA法を用いた世界最初のキロジュール級レーザーであり，マルチペタワットのピコ秒パルスが得られる[4]．既存のナノ秒の激光XII号レーザーと合わせて高エネルギー密度科学研究の強力なツールとなっている．10^{18}～10^{21} W/cm^{2}の極めて高い集光強度が得られる．同時にプレパルスやペデスタルもエネルギー増幅されるためプラズマが生じない程度に抑圧することが必要であり，LFEXレーザーには10^{10}程度の高いパルスコントラストが要求される．パルスコントラストは，強度コントラストとエネルギーコントラストで表現される．ここではレーザー光の強度コントラストを示す．従ってレーザーパルス前の時間領域によって強度コントラストは変わる．

本章では，特に，CPA法を用いてレーザー増幅を行う際に，従来利用されてきた過飽和吸収体[5, 6]では取りきれないプレパルスやペデスタルの抑制法について述べる．

9.2 LFEXレーザー

9.2.1 装置構成

LFEXレーザーは4本の大口径レーザービームを有するフラッシュランプ励起ガラスレーザーである．**図1**にシステム構成を示す．モードロック発振器からの広帯域スペクトルのレーザーパルスを時間伸長（6 ns/6 nm）し，OPAにより数十ミリジュールまでエネルギー増幅を行った後，セレイテッドアパチャにより正方形に空間プロファイルを整形する．ロッドガラスによる4パス増幅により最大10 Jにまで増幅し4ビームに分割後，各ビームは2段のロッド増幅器，さらにはメートル級の大口径ディスクガラス8枚による4パス増幅器（主増幅器）によって最大4 kJのエネ

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

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

©2021 The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

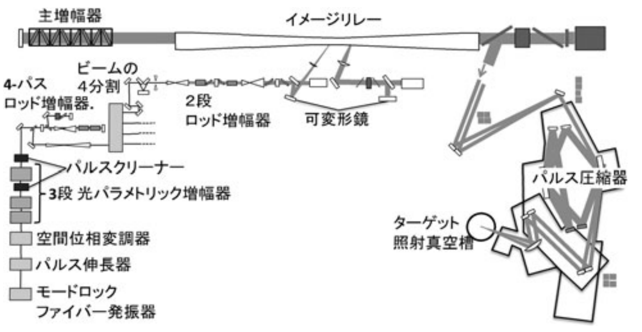

図１　LFEX レーザーのブロックダイアグラム．

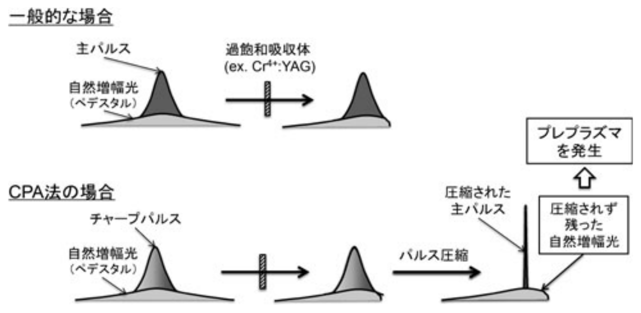

図２　過飽和吸収体を用いたペデスタル抑制法．

ルギーにまで増幅される．主増幅器でのビーム口径は37.5 cm×37.5 cm に拡大されている．企業とともに独自開発した世界初のメートル級誘電体多層膜回折格子[4]を用いたパルス圧縮器により時間圧縮される．パルス伸長器の分散量を制御することで１～10ps の任意のパルス時間幅が得られる．また，LFEX レーザーは時空間位相制御ができるようにレーザー制御光学系が配置されている．パルス時間波形を任意に制御するためにパルス伸長後に空間位相変調器を用いてスペクトル位相を制御することが可能である．また，４パス主増幅器への入射前と２パス－３パス間に可変形鏡をそれぞれ配置し波面制御している．

9.2.2　レーザー増幅中のコントラスト変化

パルスコントラストの議論となるプレパルスやペデスタルは先に述べたようにレーザーシステムの中でも発振器から高利得の前置増幅器のあるフロントエンドで発生する．その後，後段の増幅器でレーザーパルス（主パルス）とともにエネルギー増幅される．一般に後段の増幅器は蓄積エネルギーの効率的な引き出しを行うため飽和増幅を行う場合が多い．特に高パルスエネルギーレーザーの場合はそうである．したがって，先に増幅器に入射し増幅されるプレパルスやペデスタルは微小なエネルギーのため高い利得で不飽和増幅される．一方，主パルスは飽和増幅されるため利得は低く，結果としてパルスコントラストは低下する．後段ではレーザーは大口径・大エネルギーのため過飽和吸収体を用いた効率的なプレパルス／ペデスタル抑制は現実的でない．このため，フロントエンドで可能な限りパルスコントラストを上げておくことが望ましい．

9.3　高パルスコントラスト化

9.3.1　チャープパルス増幅法における問題点

プレパルスやペデスタルを除去する一般的な手法として過飽和吸収体を用いる方法がある．レーザー光を過飽和吸収体に通すだけの単純な方法であるが効果的である．解説図を**図２**に示す．主パルスの前に存在するプレパルスやペデスタルは可飽和吸収体に吸収され，エネルギーの大きな主パルスは過飽和により通過するというものである．ここでCPA法に適用した場合を考えてみる．同様にチャープパルスの前に存在するプレパルスやペデスタルは可飽和吸収体に吸収される．その後，パルス圧縮器で主パルスはパルス圧縮されるが，主パルスと時間的に重なっているペデスタルは圧縮されないため主パルスの前にペデスタルが残ってしまう．これが，CPA 法で起こる問題である．

9.3.2　スペクトル分解過飽和吸収法

前述の問題を解決する新規のパルスクリーナーとして，スペクトル分解過飽和吸収法を独自に開発した．光学系を**図３**に示す．一般的な 4f 光学系とよばれる零分散光学系のフーリエ面に過飽和吸収体を設置する．フーリエ面上では空間分解されたスペクトル成分が各々集光される．光学素子と光学系配置によるが，LFEX の場合，フーリエ面における主パルスの各スペクトル成分のパルス幅は20ピコ秒程度となっている．したがって，本パルスクリーナーを通過後のチャープパルスでは時間的に重なるペデスタル成分が大幅に除去され，パルス圧縮後に高いパルスコントラストを得ることが可能である．LFEX の OPA 部には，このパルスクリーナーを２箇所挿入している．LFEX レーザーにおいて OPA 後にパルス圧縮されたピコ秒パルスを３次の自己相関計で計測したパルス時間波形を**図４**に示す．パルスクリーナー無しでは，主パルスとペデスタルとのパルスコントラストは10^7程度であったが，パルスクリーナーの挿入により10^{10}以上に大幅に改善している．なお，自己相関計の測定限界のためこれ以上のパルスコントラスト計測はできなかった．

9.3.3　その他の手法

高いパルスコントラストを得るためには，まず，プレパルスおよびペデスタルの発生を抑圧することである．このためには，レーザーシステムの全体設計を最適化することである．極端にレーザー利得の高い増幅器を無くし，複数のレーザー増幅器を使うことで全体として高い利得を得るような全体設計が重要である．また，同軸上を行き交う光

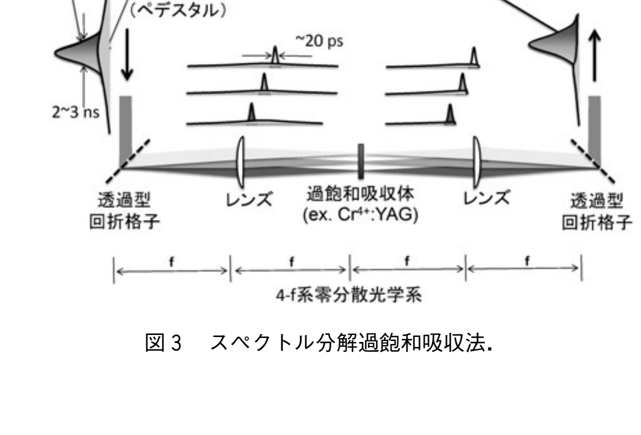

図３　スペクトル分解過飽和吸収法．

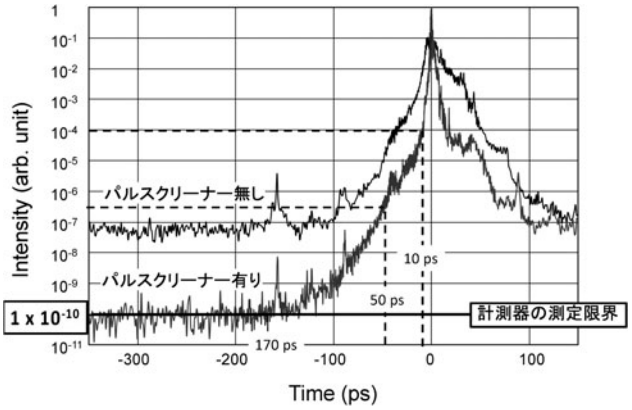

図４　LFEX レーザーのフロントエンドにおける時間圧縮パルスの３次自己相関波形．

路の場合には，低反射コートでの反射や高反射コート通過後の微小なエネルギーのパルスなどに注意を払った光学配置が必要である．

また，レーザーシステムに用いられる最も基本的なプレパルス／ペデスタルの除去方法としてケプラー型のイメージリレーと虹彩の組み合わせがある．特にペデスタルは自然増幅光であるので主パルスに比べてより高次の空間モードを有しており，同じ低次のモードであっても主パルスとは異なるビーム広がりを持つために，集光点付近に設置した虹彩である程度のエネルギーを除去することができる．LFEX レーザーでは，発振器からターゲットまで数百メートルの長距離伝送が必要であるため数多くのイメージリレーが導入されており適切な虹彩を設置している．

発振器から射出するナノジュールパルスをミリジュール級まで増幅する前置増幅器として再生増幅器を用いてきたが，近年，OPA を用いることが増えつつある．２次の非線形光学効果を利用するため増幅後のパルスコントラストを大幅に向上させることが可能である．LFEX レーザーでは３段の OPA を使用しパルスコントラストの向上に寄与している．一方で，OPA は信号光（主パルス）とエネルギー源となる励起光が非線形媒質中に同時に入射しなければならないことからエネルギー変換効率は信号光と励起光の入射タイミングに極めて敏感である．時間ジッターの小さい励起光源やジッターの影響を受けにくい主パルスに対して十分に長い矩形パルスを準備することが必要で有り，技術とコストの面で OPA 普及のネックになっている．また，LFEX には用いられていないが，最近では３次の非線形光学効果を利用した交差偏光波発生（Cross Polarized Wave, XPW）[7, 8]が開発され容易に導入できることや綺麗な空間ビーム形状も得られることからしばしば用いられている．これらの非線形効果は光電界の次数乗に比例するためパルスコントラストの大幅改善に適している．

次に，レーザーシステムとは直接関係ないが，３桁程度のパルスコントラスト向上が得られる方法としてプラズマミラー[9, 10]がある．これは AR コートされた透明基盤にレーザーを入射することでパルスコントラストの改善を図るものである．プレパルスやペデスタルは透明基盤を通過する一方，主パルスは AR コートの破壊閾値よりはるかに高いため，そのエネルギーの一部をプラズマ発生に使用される．残りのレーザーを自ら生成したプラズマで反射させるというものである．高いパルスエネルギーで利用できる数少ない方法である．

9.4　まとめ

超光ピーク出力レーザーにおいて必須の条件である高いパルスコントラストを得る方法について大阪大学で開発されたキロジュール級マルチペタワットレーザー“LFEX レーザー”を例にとって述べた．特に，パルス圧縮後に主パルスの前にペデスタルが残る CPA 独自の問題を解決する方法として，大阪大学独自のスペクトル分解過飽和吸収法を紹介した．本手法により LFEX レーザーはキロジュール級レーザーとして10^{10}以上の高いパルスコントラストを得ている．また，プレパルスやペデスタルの一般的な発生抑制法や除去法としてシステムの全体設計の検討やイメージリレーと虹彩，固体材料による非線形効果，プラズマミラーについて述べた．多くの参考資料があるので詳細な説明は除いた．高ピーク出力化の研究は世界各国で盛んであることから，さらに高いパルスコントラストの実現は不可欠である．原因となるペデスタルの起源はノイズであり，これを制御できる究極の技術が望まれる．

参 考 文 献

［１］D. Strickland and G. Mourou, Opt. Commun. **56**, 219 (1985).
［２］D.N. Papadopoulos *et al.*, High Power Laser Sci. Eng. **4**, e34 (2016). https://www.eli-np.ro/article.php?id=22
［３］Li Wenqi *et al.*, Opt. Lett. **43**, 5681 (2018).
［４］J. Kawanaka *et al.*, 26th IAEA Fusion Energy Conference (CN-234), IFE/1-6, Kyoto International Conference Center, Japan on 17-22 Oct. 2016.
［５］M. Hercher, Appl. Opt. **6**, 947 (1967).
［６］P. Lavigne and D. Pascale, Appl. Opt. **23**, 40 (1984).
［７］J. Aurélie *et al.*, Opt. Lett. **30**, 920 (2005).
［８］V. Chvykov, Opt. Lett. **31**, 1456 (2006).
［９］G. Doumy *et al.*, Phys. Rev. E. **69**, 026402 (2004).
［10］Y. Arikawa *et al.*, Appl. Opt. **55**, 6850 (2016).

J. Plasma Fusion Res. Vol.97, No.3 (2021) 145‑147

小特集 ターゲット表面プラズマ密度制御による電子・イオン加速の物理と
レーザーパルスコントラスト制御技術

10. J-KAREN-P レーザーの高コントラスト化

10. Temporal Contrast Improvement in the J-KAREN-P Laser

桐 山 博 光
KIRIYAMA Hiromitsu
量子科学技術研究開発機構 関西光科学研究所

（原稿受付：2020年10月29日）

量子科学技術研究開発機構（量研）関西光科学研究所では，繰り返し動作（0.1 Hz）が可能なペタワット（PW＝10^{15}W）の超高強度出力を有するフェムト秒（fs＝10^{-15} s）レーザー（J-KAREN-P レーザー）の開発とそれを用いたレーザー駆動量子ビームの開発を行っている．本章では，J-KAREN-P レーザーを例に，超高強度レーザー時間のコントラスト向上技術について紹介する．

Keywords:
chirped-pulse amplification, ultra-high intensity laser, Ti:sapphire laser, temporal contrast, high field science

10.1 はじめに

1985年にチャープパルス増幅（CPA; Chirped-Pulse Amplification）法[1]が発明され，フェムト秒レーザーパルスを高エネルギーにまで増幅できるようになり，レーザーピーク出力は劇的に増大した．CPA 法とは，フェムト秒レーザーパルスを時間領域でナノ秒等に伸張し，増幅後に元のフェムト秒パルスに再圧縮するものである．パルス幅を伸張し，ピーク強度を低減した状態で増幅するため，非線形効果に起因する光学素子の損傷リスクを最小化し，高ピーク出力を得ることができる．更に，1986年にフェムト秒レーザー増幅を高効率に可能とする広いスペクトル増幅帯域を持つチタンサファイア結晶[2]が発見された．次いで1995年に安定なフェムト秒パルス発振を可能とするカーレンズモード同期[3]が発明された．これらの発明により，実験室規模で PW 級レーザーが実現できるようになった．最近では，韓国の光州科学技術院で 4.2 PW/0.1 Hz[4]，ドイツのマックス・プランク量子光学研究所で 3 PW/1 Hz[5]，ルーマニアの ELI 核物理施設で 2 ×10 PW/1 min.[6]，米国のコロラド州立大学で 0.85 PW/3.3 Hz[7]が達成されている．

PW 級レーザーを集光することにより，10^{21} W/cm^2 を超えるような高い強度が実現できる[8]．このような超高強度レーザーと固体密度のナノメートル厚薄膜やマイクロメートルスケールクラスター粒子との相互作用実験において，レーザーの時間コントラスト（メインパルスと背景光の強度比）は重要となる．例えば，コントラストが10桁あったとしても，メインパルスより時間的に先行する背景光の強度は10^{11} W/cm^{2}以上となり，レーザーアブレーション閾値（10^{10} W/cm^2）を超えてしまう．このため，固体ターゲットはプラズマ化して膨張し，メインパルスは，ターゲット表面のプリプラズマと主として相互作用し，固体密度物質と直接相互作用ができなくなる．したがって，多くの実験において，背景光によりプリプラズマが形成されないような高いコントラストが必要である．

10.2 時間コントラストを制限する要因

図 1 に超高強度 CPA レーザーの典型的な時間構造を示す．時間コントラストを劣化させる原因として，以下の 4 つが考えられる．

1 つ目は高次分散である[9]．これは，パルス圧縮時の分散補償に関するものである．増幅されるレーザー光にはパルス伸張器による分散の他に，レーザー媒質や電気光学素子等を透過することによる材料分散が加わる．材料分散を広いスペクトル帯域にわたって補償する必要がある．高次分散補償が完全でない，即ち 3 次， 4 次， 5 次などの高次の位相歪みは，メインパルス周辺～10 ps のペデスタル発生原因となる．

2 つ目はランダムスペクトル位相ノイズ[10]と光パラメトリックチャープパルス増幅（OPCPA; Optical Parametric Chirped-Pulse Amplification）に用いる励起パルス誘起ノイズ[11]である．パルス伸張器やパルス圧縮器において，レーザーは空間的に波長ごとに違った方向へ分散される．このとき光学素子の表面精度が悪い（表面に凹凸がある）と波長ごとに本来想定される光路長に対して誤差（ランダムスペクトル位相ノイズ）が生じる．このような位相ノイズは，メインパルス周辺～100 ps のペデスタル発生原因となる．また，OPCPA に用いる励起パルスには，単一縦モードのシードレーザーで励起レーザーをシードしたとして

Kansai Photon Science Institute, National Institute for Quantum and Radiological Science and Technology, Kizugawa, KYOTO 619-0215, Japan
author's e-mail: kiriyama.hiromitsu@qst.go.jp

©2021 The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

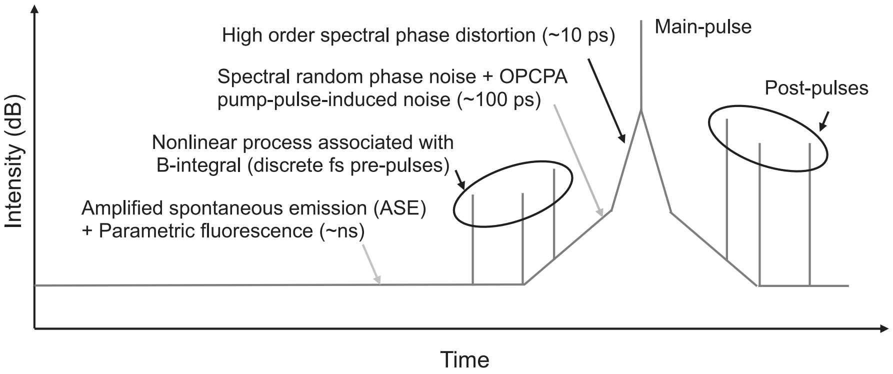

図１　CPA レーザーシステムにおけるコントラスト制限要因.

も，～10 ps 間隔の速い時間変調が励起光に残存する．このような励起光の変調は光パラメトリック増幅過程で増幅光のスペクトル変調となり，メインパルス周辺～100 ps のペデスタル発生原因となる．

３つ目は非線形結合過程によるプリパルスである[12]．レーザーが媒質を透過すると媒質の表面と裏面の反射に起因するメインパルスより時間的に後から追従するポストパルスが発生する．メインパルスとポストパルスが互いに干渉し，メインパルスのスペクトル強度や位相が変調を受ける．このため，パルス圧縮後にメインパルスに対して時間的に先行するフェムト秒プリパルスの原因となる．

４つ目は自然放出光の増幅（ASE; Amplified Spontaneous Emission）[13]とパラメトリック蛍光[14]である．ASE はレーザー媒質からの一部の自然放出光がレーザー増幅器で誘導放出により増幅されるもので，パラメトリック蛍光は OPCPA からの光パラメトリック発振ノイズ光が OPCPA で増幅されるものである．これらは，コヒーレントでは無いために，ナノ秒の励起レーザーを用いる場合，ナノ秒にわたる広い時間領域の背景光発生原因となる．

10.3　J-KAREN-P レーザーの高コントラスト化

量研で開発した PW/0.1 Hz で動作する J-KAREN-P レーザーシステムの外観と構成を**図２**に示す[15]．システムは２つの CPA ステージで構成されている．１つ目の CPA ステージからの出力光は，２つ目のCPAステージでパルス幅が伸張され，OPCPA 前置増幅器と４台のチタンサファイアレーザー増幅器で増幅され，真空中に配置したパルス圧縮器で増幅パルスが圧縮される．J-KAREN-P レーザーを集光することにより，10^{22} W/cm^2 の高強度場を生成することが可能である[8, 15]．

本 J-KAREN-P レーザーシステムでは，高コントラスト化のために，以下の工夫をしている．

高次分散補償のために，任意の位相形状が得られる音響プログラマブル分散フィルタ（AOPDF: Acousto-Optic Programmable Dispersive Filter）を用いている[16]．AOPDF は，設計された音響波とレーザーパルスが音響光学結晶内で相互作用することで，周波数成分ごとに異なる結晶の位置で位相整合条件が満たされ，正常光軸から異常光軸への回折がおこることを利用して，周波数ごとの時間遅延をプログラムするデバイスである．圧縮されたパルスを参照して，AOPDF にフィードバックすることにより高次分散を最小化している．

ASE 抑制のために，２つの CPA ステージの間に可飽和吸収体を配置している．可飽和吸収体とは，強度が低いノイズ光に対しては吸収体として働き，強度が強いメインパルスに対してはその能力が飽和して透明体として働くフィルターである．１つ目のCPAステージからの高エネルギーシード光のASE成分を可飽和吸収体で除去することで，高コントラストシード光を２つ目の CPA ステージへ導入している．また，シード光を高エネルギーとすることで，２つ目の CPA ステージ全体の増幅利得を下げることができる，即ち励起光強度を低く保てるため，ASE 発生を最小化している．

ASE の更なる抑制のために，２つめの CPA ステージでは，前置増幅器に広帯域パラメトリック差周波混合による OPCPA を用いている．OPCPA とは，チャープパルス増幅と光パラメトリック増幅を同時に行うものである．OPCPA は励起光からシード光へ非線形光学結晶内で直接エネルギー変換されるため，利得が存在するのは励起光が存在する時間，つまり励起光のパルス幅のみである．した

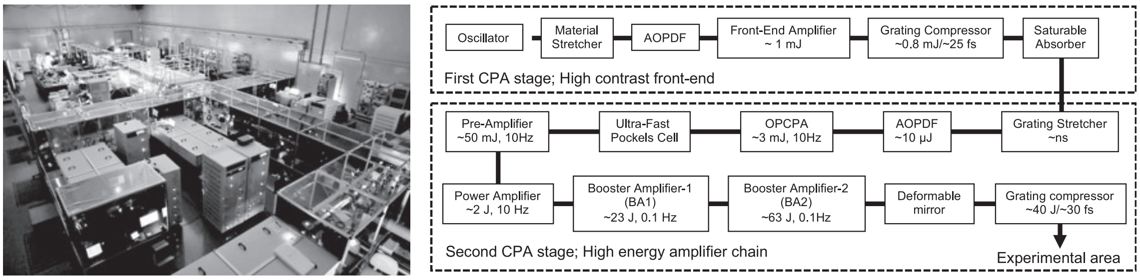

図２　J-KAREN-P レーザーシステム.

がって，シード光と同程度の～1.5 ns の短い励起光を用いることにより，シード光のみを選択的に増幅することができ，ASE 成分を抑制している．高エネルギーシード光を用いることで，OPCPA 励起強度を低く抑え，OPCPA を低利得で動作させせることにより，パラメトリック蛍光を抑制するとともに，OPCPA 励起パルス誘起ノイズを最小化している．

ランダムスペクトル位相ノイズを抑制のために，できるかぎり表面のフラットな（凸凹の少ない）光学素子を使用している．

非線形結合過程により生成されるプリパルスの抑制のために，システム内の透過媒質にウエッジをつけている．レーザーが平行平面を持つ媒質を透過する際に多重反射でポストパルスが発生する．パルス伸張されたメインパルスの時間内にポストパルスが発生すると相互干渉し，メインパルスのスペクトル強度が変調を受ける．変調されたスペクトルにより媒質中の屈折率が変調を受け，メインパルスの位相が変調を受ける．このため，パルス圧縮後にプリパルスが発生する．このプリパルス強度は，非線形効果による位相変調の指標となる B 積分値が大きくなるに従って高くなる．システムにおいてプリパルス発生原因である透過媒質の特定をい，これらの透過媒質にウエッジををつけ，ポストパルスが発生しないように工夫し，プリパルス発生を抑制している．

以上，量研で開発してきた高コントラスト化技術を導入した J-KAREN-P レーザーの時間コントラスト特性を**図 3** に示す．ASE とパラメトリック蛍光は計測器の検知限界である12桁のコントラストが実現されている．ランダムスペクトル位相ノイズと OPCPA 励起パルス誘起ノイズを最小化するとともに，高次分散補償を行いフーリエ限界のパルスを得ている．可能な限りシステム内の透過媒質にウエッジをつけることでプリパルスを除去することに成功しているが，メインパルスの～40 ps 前のプリパルスは市販の発振器から発生したポストパルスにより発生しており，除去が難しい．このプリパルスの除去やメインパルス周辺のペデスタルをより一層取り除くためには，レーザーシステムの制御だけでは難しく，パルス圧縮後にプラズマミラー[17]の利用等が必要になると考えられる．

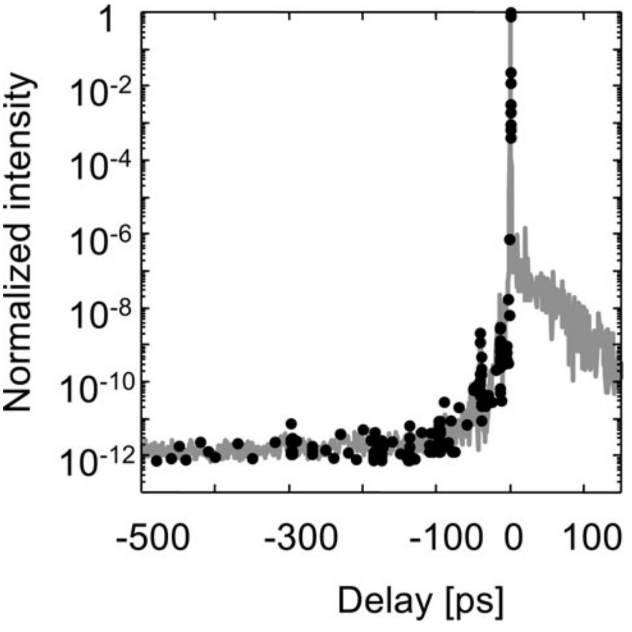

図 3　J-KAREN-P レーザーの時間コントラスト（実線；~1 J 出力時，黒丸；~10 J 出力時）[15]．

10.4　まとめ

本章では，量研関西研で開発に成功した PW/0.1 Hz 超高強度 J-KAREN-P レーザーを例に取り，利用研究において最も重要となる高コントラスト化技術について紹介した．高次分散補償技術，OPCPA 励起パルス誘起ノイズ抑制技術，ASE やパラメトリック蛍光抑制技術，非線形結合によるプリパルス除去技術などの開発により，高コントラスト PW レーザーの開発が可能となった．電子・イオン加速実験，高輝度 X 線発生実験においても，高コントラスト化の有効性が実証されており，高いコントラストが今後の高強度場物理研究を牽引する上で必要であることに疑いの余地はない．

世界各国で PW あるいはそれ以上の 10 PW，100 PW 高強度レーザーの建設が進められている．これらを通して新しいレーザー制御コンセプトの発見，医療・産業創成において，多様な発展が生まれることを期待したい．

参 考 文 献

[1] D. Strickland and G. Mourou, Opt. Commun. **56**, 219 (1985).
[2] P.F. Molton, J. Opt. Soc. Am. B **3**, 125 (1986).
[3] A. Stingl *et al.*, Opt. Lett. **20**, 602 (1995).
[4] J.H. Sung *et al.*, Opt. Lett. **42**, 2058 (2017).
[5] Center for Advanced Laser Applications. Available online: http://www.cala-laser.de (accessed on 20 October 2020).
[6] eli Nuclear Physics. Available online: https://www.eli-np.ro (accessed on 20 October 2020).
[7] Y. Wang *et al.*, Opt. Lett. **42**, 3828 (2017).
[8] A.S. Pirozhkov *et al.*, Opt. Express **25**, 20486 (2017).
[9] K.-H. Hong *et al.*, Appl. Phys. B **81**, 447 (2005).
[10] H. Kiriyama *et al.*, Rev. Laser Eng. **46**, 142 (2018).
[11] N. Forget *et al.*, Opt. Lett. **30**, 2921 (2005).
[12] H. Kiriyama *et al.*, Opt. Lett. **45**, 1100 (2020).
[13] Y.H. Cha *et al.*, Appl. Opt. **46**, 6854 (2007).
[14] F. Tevella *et al.*, New J. Phys. **8**, 219 (2006).
[15] H. Kiriyama *et al.*, Opt. Lett. **45**, 2595 (2018).
[16] P. Tournois, Opt. Commun. **140**, 245 (1997).
[17] C. Thaur *et al.*, Nature Phys. **3**, 424 (2007).

河 中 準 二（かわなか じゅんじ）

大阪大学レーザー科学研究所 教授・技術部長．博士（理学）．“究極のパワーレーザー”が研究のキーワード．

桐 山 博 光（きりやま ひろみつ）

量子科学技術研究開発機構 関西光科学研究所 先端レーザー技術開発グループリーダー／上席研究員．1998年大阪大学大学院工学研究科電気工学専攻修了，博士（工学）．研究分野は，超高強度レーザー及び周辺技術などの研究開発，及びこれらのレーザーを用いた利用研究にも興味を持っている．趣味は旅行，子どもと遊ぶこと．

J. Plasma Fusion Res. Vol.97, No.4 (2021) 229‑231

小特集 ターゲット表面プラズマ密度制御による電子・イオン加速の物理とレーザーパルスコントラスト制御技術

11. プラズマミラー研究の世界動向

11. World Trends of Development on Plasma Mirror

有 川 安 信
ARIKAWA Yasunobu
大阪大学レーザー科学研究所

（原稿受付：2020年11月15日）

プラズマミラーとはレーザーのパルスコントラストを向上させる手法の一つで，無反射コートガラスにダメージ閾値より十分高い強度のレーザーを当てて，ガラス表面を瞬間的にプラズマ化させて，レーザーをプラズマは表面で反射されるというものである．近年世界各地の超高強度レーザーにおいて用いられることが多くなってきた．ここでは大阪大学の例と世界のレーザー施設の動向を俯瞰する．

Keywords:
plasma mirror, high-contrast high-intensity laser

11.1 はじめに

本章特集第 9 章（河仲氏）および第10章（桐山氏）では，レーザー装置内のパルスコントラスト向上のための開発について述べられてきた．また，いくつかの章でプラズマミラーについても言及がなされてきた．プラズマミラーは，比較的簡単に高いパルスコントラストを得ることができる優れた手法として知られている．この章では，まずプラズマミラーの動作原理の解説を行った後，著者らが大阪大学レーザー科学研究所のLFEXレーザーのために開発したプラズマミラーについて参考文献[1] を紹介する．その後，国内外の超短パルス超高強度レーザー装置においてプラズマミラーが用いられている例を紹介して，世界的な動向を総括する．

11.2 プラズマミラーの原理

プラズマミラーが発明された歴史は古く，少なくとも1994年にローレンスリバモア研究所で実証例がある[2]．一般的なミラーやレンズといった光学系は，ダメージ閾値以下のレーザー強度で，「壊さないように」使うのが普通だが，ダメージ閾値よりも100倍から1000倍の高強度のレーザーを照射するとガラス表面が瞬時にプラズマ化して，レーザーはプラズマ表面を反射する．**図 1** に模式図を示す．ガラスの表面がプラズマ化した瞬間は，プラズマ面はガラスと同じく平坦であるため，プラズマがあたかもミラーとして機能するのである．ガラス板を「壊しながら」用いることで，高強度のレーザーを小さな面積で反射させることができる．このガラス板に無反射コートを施しておけばプラズマ化するまでの時間のレーザーは透過し，プラズマ化すれば瞬間的にミラーに変化するため，プレパルスを透過させてピークのみを反射させることができる．無反射コートガラスの反射率は，高精度なものでは 0.01% まで落とすことができるから，プレパルスは 0.01% が反射される．一方，ピークはプラズマミラーの反射率である70%で反射される．すなわち，プラズマミラーを入れることで数千倍のパルスコントラスが得られる．レーザー装置に手を入れることなく，実験チャンバー内に無反射コートガラス板を挿入するだけで大きなパルスコントラスと改善ができる，画期的な手法である．

プラズマミラーの動作に原理や理論，実験データついてよくまとめられた参考文献がある[3]．一般的にプラズマミラーの反射率は，あるエネルギーを超えると閾値的に反射率が高くなり，レーザーの強度が高いほど反射率も高くなる．パルス幅 10 fs から 1 ps の条件において，レーザーフルーエンス 50 J/cm^2～200 J/cm^2 で用いられることが多い．また，プラズマミラーは主に 100 fs 以下の超短パルスで用いられることが多い．それはパルス幅が ps 以上長くなると，パルス長の間にプラズマミラー面が歪んでしまい，反射レーザー光の波面が崩れ，集光性能が著しく劣化する．そのため，次の章で紹介する LFEX のようなピコ秒レーザーの場合，強度が高すぎるとプラズマミラー面の乱れが早くなるため，許容レーザーフルーエンスの上限は低くな

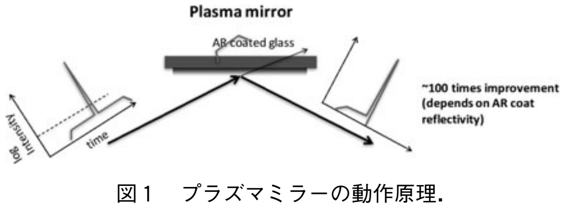

図 1 プラズマミラーの動作原理．

Institute of Laser Engineering, Osaka University, Suita, OSAKA 565-0871, Japan
author's e-mail: arikawa-y@ile.osaka-u.ac.jp

©2021 The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

る．詳細は文献[3]を参考にしていただきたい．プラズマミラーは平面ミラーとして用いるのみならず，球面，楕円面，双極面などのミラーにすることで集光条件を変えることも可能である．

11.3　LFEX レーザーにおけるプラズマミラー

ここでは，著者らが開発したLFEX レーザー用のプラズマミラーについて紹介する[1]．**図 2** に示すように，球面プラズマミラーが採用されており，LFEX の元々の集光点であるターゲット中心から 3 mm 離れた点を通り過ぎて，200 mm 離れたプラズマミラーによって反射されターゲットチャンバー中心に戻る設計になっている．これによりLFEX レーザーのフォーカス一を最小限の変更にとどめ，プラズマ計測器の設定を変更することなくプラズマミラーの使用が可能となった．プラズマミラーの反射率はプラズマミラー面におけるレーザー強度は同等にして，レーザーエネルギーを下げた条件で，**図 3** (a)のセットアップを用いて計測した．1.5 ps のパルス幅，プラズマミラー面上で 50－100 J/cm^2 において，50－60% の反射率が得られている**図 3** (b)．**図 3** (c)は反射されたビームパタンの比較で，一番左は高反射率ミラー（誘電体多層膜ミラー）で反射させた場合，右の 3 つはプラズマミラーで反射させた場合の比較である．レーザーフルーエンスが 50 J/cm^2 のデータは比較的元々のビームの平滑さを保てているのに対して，400 J/cm^2, 4000 J/cm^2 と大きくなるとパタンが顕著に崩れており，強度の強弱が現れている．これらのデータから，LFEX ではプラズマミラーは 50－100 J/cm^2 で運用されている．**図 4** にプラズマミラーを入れた時と入れていない時のLFEXのターゲット上におけるパルス時間変化を示す．プラズマミラーを用いれば1:10^{-11}の超高コントラストが得られている．

プラズマミラーを用いてイオン（ここでは陽子が計測されている）加速実験が行われた．**図 5** に実験セットアップ図と陽子パタンを，ラジオクロミックフィルムを用いて測

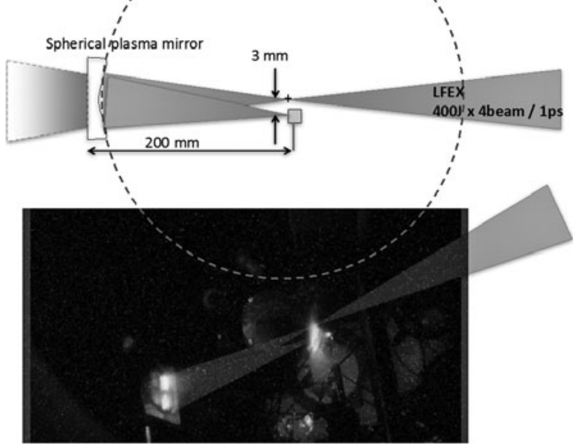

図 2　LFEX における球面プラズマミラーのセットアップと，プラズマミラー動作の瞬間の写真．

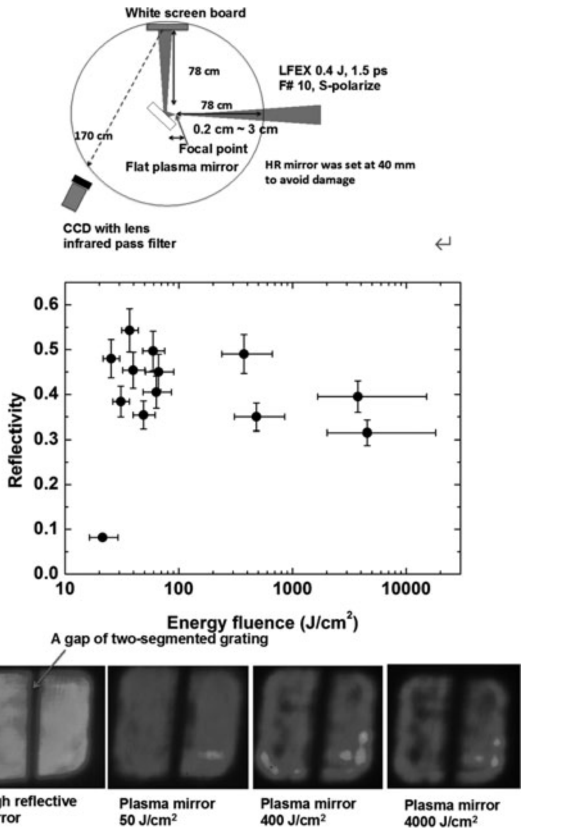

図 3　(a)プラズマミラー反射率測定実験セットアップ，(b)プラズマミラー反射率とレーザーフルーエンスの関係，(c)反射したレーザービームパタン．

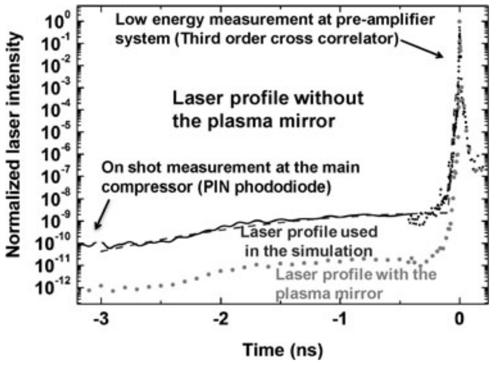

図 4　プラズマミラー無し（黒）実測とプラズマミラー有り（赤点）計算の時間プロファイル．

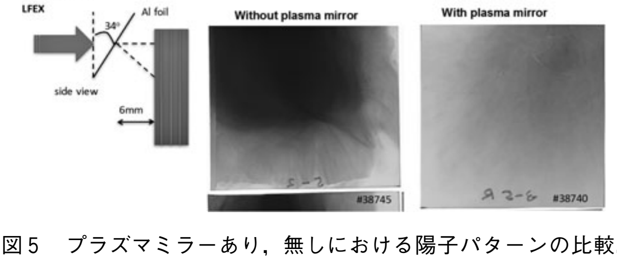

図 5　プラズマミラーあり，無しにおける陽子パターンの比較．プラズマミラー無しの場合レーザーに繊維のような形状の強度分布が生じている．これはプレプラズマ内でのレーザープラズマ相互作用に起因すると考えられている．

定した結果を示す．プラズマミラー無しの場合は，顕著なフィラメント状のパターンが確認されるのに対して，プラズマミラーを入れるとフィラメント状のパターンが消え，全体的に平滑なビームが得られている．プラズマミラー無しの場合，プレプラズマができており，そこにLFEXが入射してレーザープラズマ相互作用により電磁場構造ができており，このようなパターンが陽子に現れたのであろう．一方プラズマミラーを入れたことでプレプラズマが十分少なくなりそのような電場磁場構造が形成されなかったと考えられる．平滑な陽子ビームを用いてラジオグラフをとる実験の場合，陽子ビームの平滑さは非常に重要である．また，プラズマミラーを用いたことで，0.1 μm 厚さのプラスチック膜ターゲットによる陽子ビームの発生にも成功している．本章特集第6章（蔵満氏）にあったように，ナノメートルの超極薄のターゲットを用いた実験を行う場合，プラズマミラーは強力なツールとなる．

11.4 プラズマミラーの世界動向

国内においてプラズマミラーが標準使用されているレーザー装置には，京都大学のT6レーザーがある．T6レーザーはチタンサファイアレーザーで，ターゲット上で最大エネルギー0.5 J，パルス幅20 fs，最大集光強度 10^{20}W/cm^2 で運用されている．T6レーザーのプラズマミラーは，繰り返し頻度10 Hzで連続回転駆動するプラズマミラー装置が開発されている[4]．プラズマミラー使用時も優れたレーザースポットを実現しており，プラズマミラーの高い反射率と世界最高レベルのパルスコントラストを実現している．また全自動でプラズマミラーの有り・無しを切り替えられるようになっており，実験セットアップを変更することなくプラズマミラーを挿入することができる．

海外においては，フランスのSaclay大学のレーザー装置では古くから多数のプラズマミラー装置の開発が盛んである．プラズマミラーを2段階用いる装置も開発されており，世界最高パルスコントラストを実現している[5]．イギリスのラザフォード研究所でも多数のプラズマミラーの実験成果が報告されていて，楕円プラズマミラーによって，レーザーの集光強度を上げることにも成功している[6]．韓国のKAERI研究所のレーザー装置でもダブルプラズマミラーが採用され，世界最高パルスコントラストと世界最高強度が得られている[7]．

このように，プラズマミラーは今では多数の施設で標準的な設備として利用されるようになっている．また大型レーザー装置を，ターゲットチャンバーの中で実験に応じて集光F値を変更したり，レーザーの向きを変えたり，レーザーを分岐したり，実験のフレキシビリティーを高めるツールとして，今後も発展していくと考えられる．

参 考 文 献

[1] Y. Arikawa *et al.,* Appl. Opt. **55**, 6850 (2016).
[2] D.M. Gold, Opt. Lett. **19**, 23 (1994).
[3] G. Doumy *et al.,* Phys. Rev. E**69**, 026402 (2004).
[4] S. Inoue *et al.,* Appl. Opt. **55**, 1559 (2016).
[5] Anna Lévy *et al.,* Opt. Lett. **32**, 310 (2007).
[6] R. Wilson *et al.,* Quantum Beam Sci. **2**, 1(2018).
[7] IL. Woo. Choi *et al.,* Opt. Lett. **45**, 6342 (2020).

有 川 安 信（ありかわ やすのぶ）

大阪大学レーザー科学研究所 講師．レーザー核融合，中性子計測，中性子工学の研究を行っている．2021年4月から始まる科学技術振興機構の創発的研究支援事業に中性子工学のテーマが採択され，これから本格的な実験が始まります．関連の皆様にはお世話になりますがこれからもどうぞ宜しくお願いします．

小特集　ターゲット表面プラズマ密度制御による電子・イオン加速の物理とレーザーパルスコントラスト制御技術

- **Vol.96-12(2020)**
  1．はじめに　有川安信
  2．高強度レーザープラズマ相互作用におけるプリプラズマの影響　岩田夏弥，千徳靖彦
  3．μm 厚ターゲットからのイオン加速　余語覚文
  4．ダブルパルス法による電子発生の高効率化－中性子発生への応用－　有川安信
- **Vol.97-01(2021)**
  5．レーザーの時間波形がイオン加速に与える影響　西内満美子
  6．グラフェンを用いたレーザーイオン加速　蔵満康浩
- **Vol.97-02(2021)**
  7．レーザーと微細構造をもった媒質との相互作用と密度制御　岸本泰明，松井隆太郎
  8．レーザー駆動ベータトロンX線放射発生　中村浩隆
- **Vol.97-03(2021)**
  9．LFEX-キロジュール級CPAレーザーにおける高パルスコントラスト化技術の開発　河仲準二
  10．J-KAREN-P レーザーの高コントラスト化　桐山博光
- **Vol.97-04(2021)**
  11．プラズマミラー研究の世界動向　有川安信