



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/cm²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 $\sim 10^{11}$ W/cm²) 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/cm²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DESTAL) 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 内のスパイク光やベDESTAL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/cm²) 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のベDESTAL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 $l_{\text{skin}} = \lambda_L (n_c/n_{e0})^{1/2}$ 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、 $T_e = \eta I \tau / (n_{e0} l_{\text{skin}})$ より

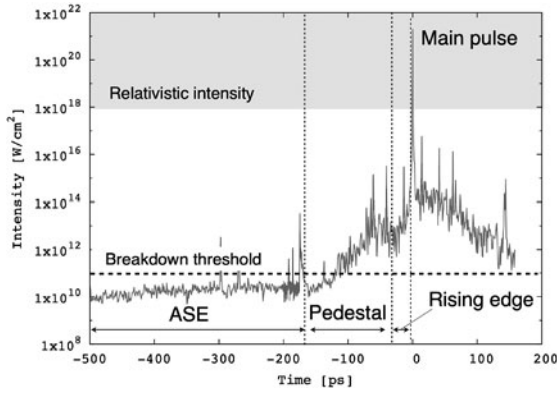


図1 J-KAREN-P のパルス波形[1].

$$T_e = m_e c^2 \frac{\eta a^2}{2} \frac{\tau}{\tau_L} \left(\frac{n_{e0}}{n_c} \right)^{-1/2} \quad (1)$$

となる。ここで τ_L はレーザー周期, $c = \lambda_L / \tau_L$ は光速, $a \equiv eE_L / (m_e c \omega_L)$ は規格化ベクトルポテンシャルであり, 関係式 $I = m_e c^3 n_e a^2 / 2$ を用いた。加熱されたプラズマは音速 $C_s = c (T_e / m_e c^2)^{1/2} (Z_i m_e / M_i)^{1/2}$ 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 $L = C_s \tau$ より

$$L = \lambda_L \left(\frac{\tau}{\tau_L} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{\eta a^2 Z_i m_e}{2 M_i} \left(\frac{n_{e0}}{n_c} \right)^{-1/4}} \quad (2)$$

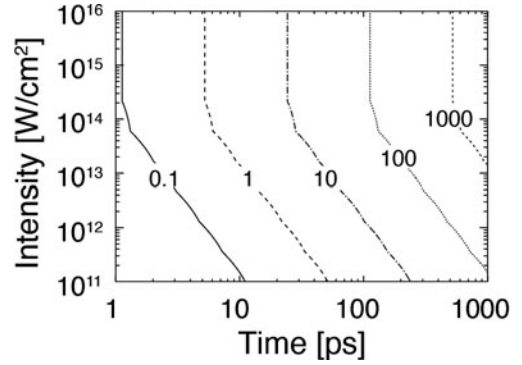
と求まる。ここでは吸収率 η は表皮長内で逆制動輻射過程により吸収されるエネルギーと入力エネルギーとの比 $\eta = \nu_{ei} l_{skin} (n_{e0} / n_c) / c$ で与えられるとし, $\eta > 1$ の場合は $\eta = 1$ を用いた。 ν_{ei} は電子-イオン衝突周波数である。

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 $I \sim 10^{12}$ W/cm² ($a \sim 7 \times 10^{-4}$) のペDESTAL光の照射が100ピコ秒続くとすると, スケール長は $L \approx 5 \mu\text{m}$ 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 (2×10^{19} W/cm²) とプリパルスを模擬する強度 10^{13} W/cm² 程度のレーザー光を主パルスの前 0–15 ps 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 $Z_i = 1$ で密度 $n_{e0} = 50 n_c$ のアルミニウムターゲット, $\tau_L = 2.7$ 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 $L = \lambda_L / 15$ と $\lambda_L / 1.5$ 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 $L \sim 0.05$ と $0.5 \mu\text{m}$ 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 $L \ll \lambda_L$ 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 $0.1 \lambda_L$ 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, $0.5 \lambda_L$ 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 $L \leq 0.2 \lambda_L$ であることがわかった。高調波が $L > 0.1 \lambda_L$ では発生しなくなることから, 急峻なプラズマとはスケール長が $L \leq 0.2 \lambda_L$ 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

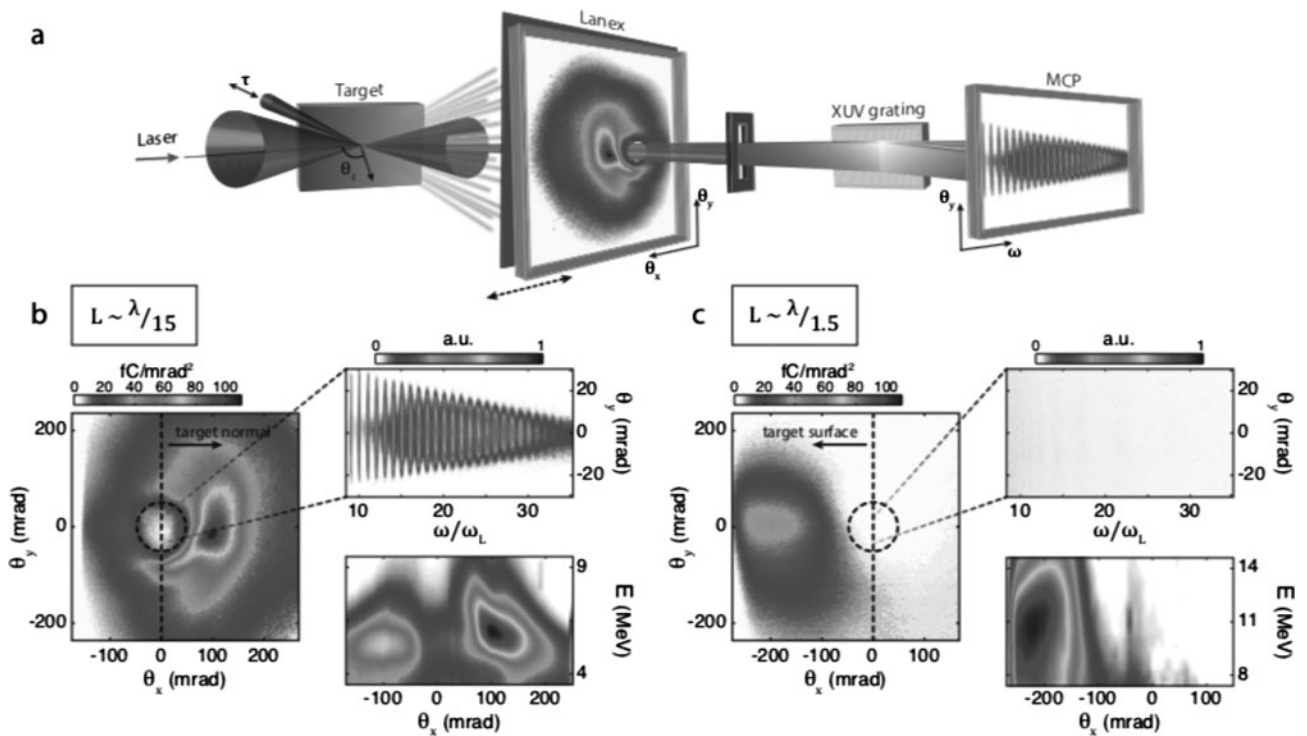


図3 (a) レーザー実験セットアップ。ターゲットはシリカ。完全電離すると電子密度 $6 \times 10^{23} [1/cm^3]$ 。波長 800 nm のレーザー光、パルス幅 20–25 fs、強度 $2 \times 10^{19} W/cm^2$ 。レーザーの集光位置に別の弱いレーザー（エネルギーフラックス kJ/cm^2 ）のプリパルス模擬光の照射タイミング (τ) を変えて照射することで主パルスが相互作用するプラズマを制御する。ターゲット前面に飛び出す高速電子の計測 (LANEX) と XUV 分光による高調波計測を行う。プリパルス模擬光によるプラズマは空間高分解能干渉計によりミクロン精度で計測。(b) $\tau = 1 ps$ (プラズマスケール長 $L \sim \lambda/15$) 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 ($\theta_x \sim 100 mrad$) 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) $\tau = 10 ps$ ($L \sim \lambda/1.5$) のケースでは、高速電子の発生は反射光の方向 ($\theta_x = 200 mrad$) に変わり、高調波は消失した。図は [2] より引用。

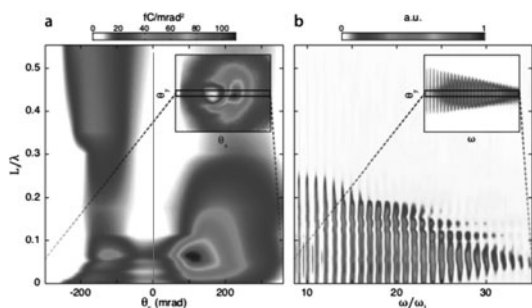


図4 高速電子角度分布(a)と高調波(b)のプラズマスケール長 L に対する依存性。いずれも縦方向中心 ($\theta_y = 0$) 近傍のデータ。図は [2] より引用。

例えば、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).