超高強度レーザーと固体との相互作用における ターゲット裏面異常加熱

中堤 基彰^{1,2}, 兒玉 了祐^{1,2}, Dimitri BATANI³, Yifim AGLITSKIY⁴, Sophie BATON⁵,
Alessandra BENUZZI-MOUNAIX⁵, Julien FUCHS⁵, Michel KOENIG⁵,
Christophe ROUSSEAU⁶, Perceval GUILLOU⁵, Bérénice LOUPIAS⁵,
Alessio MORACE³, Daniele PIAZZA³

¹大阪大学 レーザーエネルギー学研究センター (〒565-0871 大阪府吹田市山田丘2-6)

²大阪大学大学院 工学研究科 (〒565-0871 大阪府吹田市山田丘2-1)

³ミラノ大学 物理学科 (20126 Milano, Italy)

⁴SAIC (Virginia 22102, USA)

⁵エコールポリテクニク 超高強度レーザー応用研究所 (91128 Palaiseau Cedex, FRANCE)

⁶フランス原子力庁 (91680 Bruyères-le-Châtel, France)

Anomalous Heating of Target Rear Surface in Laser-Solid Interactions

Motoaki NAKATSUTSUMI,^{1,2} Ryosuke KODAMA,^{1,2} Dimitri BATANI,³ Yifim AGLITSKIY,⁴
Sophie BATON,⁵ Alessandra BENUZZI-MOUNAIX,⁵ Julien FUCHS,⁵ Michel KOENIG,⁵
Christophe ROUSSEAU,⁶ Perceval GUILLOU,⁵ Bérénice LOUPIAS,⁵
Alessio MORACE,³ and Daniele PIAZZA³

¹Institute of Laser Engineering, 2-6 Yamada-Oka, Suita, Osaka 565-0871, Japan

²Graduate school of Engineering, Osaka University, 2-1 Yamada-Oka, Suita, Osaka 565-0871, Japan

³Dipartimento di Fisica 'G. Occhialini', Università di Milano-Bicocca and INFN, Piazza Della Scienze 3, 20126 Milano, Italy

⁴Science Applications International Corporation, McLean, Virginia 22102, USA

⁵Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, UMR7605, CNRS-CEA-Université,
Paris VI-Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex, France

⁶CEA DIF, BP 12, 91680 Bruyères-le-Châtel, France

(Received July 31, 2006)

The interaction of a sub-picosecond laser pulse with a solid target has been studied experimentally using focused laser intensities up to $10^{18} \text{ W cm}^{-2}$. The measurement of emission at visible wavelengths from the rear side of the target and of $K\alpha$ X-ray emission from the inside of the target indicates that an anomalous heating process occurs on the rear surface. This heating is most likely induced by the presence of a return current and/or the confinement of fast electrons on the rear surface, which are caused by the electric field of the sheath layer and the self-induced magnetic field.

Key Words: High energy density electrons, Sheath electric field, Self-induced magnetic field, Electron re-fluxing, Ohmic heating

1. はじめに

近年のレーザー技術の発展により、瞬間的にMeV(百万電子ボルト)を超える電子を 10^{12} Acm^{-2} (1兆 Acm^{-2})もの高い電流密度で生成することが可能になった。最近では数百MeV(数億電子ボルト)にのぼる準単色の電子の生成も可能になってきている¹⁾。このような高密度かつ高エネルギーの電子ビームの応用範囲は慣性核融合^{2,5)}や硬X線レーザー、医療用診断装置や粒子線治療³⁾、実験室宇宙物理⁴⁾などさまざまな分野に広がっており、盛んに研究が進め

られている。しかしながら、高エネルギー密度電子流は固体中を25~50°程度の広がり角度を持って伝搬していくために⁵⁻⁷⁾、伝搬とともにエネルギー密度は減衰していくことが知られている。今後は粒子の加速だけでなく、粒子のエネルギー密度を高いまま保ちながら伝搬させる技術が求められてくると考えられる。近年、過渡的なプラズマを利用して高エネルギー密度粒子の伝搬制御を行う新しいデバイス(プラズマフォトリックデバイス)が提案され、開発が進められている。すでに、このようなデバイスによって従来の20~30倍程度のエネルギー密度が得ら

れることが確認されている⁸⁾。高いエネルギー密度の電流を流すためには、電荷中性を保つために高速電子と逆向きに逆起電流が流れることが重要である⁹⁾。そのため粒子伝搬の制御を行う上で逆起電流の振る舞いを理解することは重要である。

また、ターゲット中を伝搬した高速電子流が真空中に飛び出すと、真空中では逆起電流の源であるバルク粒子がないために、電荷中性が保たれない。そのため高速電子とターゲット中のイオンとの間にシース電場が形成され、大部分の高速電子はターゲットに戻される¹⁰⁾。

今回、サイズの異なる平板状のターゲットを数種類用意し、超高強度レーザーとの相互作用によって起きる平板裏面と平板内部のイオンへの加熱比較を行なった。その結果、ターゲット裏面が特に強く加熱されていることが示唆された。この現象は裏面から真空中に飛び出した高速電子の運動とそれに伴う逆起電流によって説明することができる。高速電子あるいは逆起電流の流れを理解することは高エネルギー粒子の伝搬を制御する方法を探っていくためにも重要と考えている。

2. 実験方法

本実験は、フランスのLULI (Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses) 研究所に設置されている100 TWレーザー¹¹⁾を用いて行なった。実験セットアップをFig. 1に示す。パルス幅400 fs、波長1.057 μm のレーザーをF/3の軸外し放物面鏡によって集光した。ターゲット上でのエネルギーは約10 Jで、スポット径は半値全幅で約30 μm である。ターゲット上でのレーザー強度は約 $2.3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ である。増幅自然放出光(ASE)プレパルスの強度コントラスト比は 10^{-7} で、メインパルスの2 ns前から存在する。レーザーはターゲット表面に対し垂直に照射した。

ターゲットはCuとAlの2層からなる。Cu, Alの厚みはと

Fig. 1 Schematic layout of the experimental setup. The 1.053 μm laser was normally irradiated to target surface. Target consists of Cu and Al layers with thickness of 20 μm each. The rear-surface emission was obtained with two-dimensional high-speed sampling camera with normal direction of the rear side. Measurement wavelength was 400-800 nm except for 510-650 nm to attenuate the strong 2ω emission. K α emission image from the front Cu flour layer was also obtained from rear side using the bent Bragg crystal.

もに20 μm で、レーザー照射面はCuである。ターゲットの大きさは1辺が400 μm 程度のものから2 mm以上のものまで表面積の違うものを数種類用いた。

計測器には、ターゲット裏面のAl層からの可視発光と前面のCu層からのK α X線をターゲット裏面方向から観測した。ターゲット裏面からの発光は400-800 nm間の波長の光を二次元像高速サンプリングカメラ¹²⁾によって捉えた。時間・空間分解能はそれぞれ40 ps, 20 mmである。コヒーレント遷移放射(CTR)による強い光を抑えるため510-650 nmの成分に関しては波長フィルターによりカットし、 2ω 波長である530 nm付近の透過率を 10^{-7} に抑えた。また、前面のCu層からの単色K α X線(8.05 keV, バンド幅28 eV)二次元像をブラッグ反射型クリスタル¹³⁾によって観測した。

3. 実験結果

裏面発光計測の結果をFig. 2に示す。(a)~(c)に示した裏面発光像は発光開始から55 ps時間積分した像であり、衝撃波が裏面に到達した際に観測される加熱発光を時間的に排除している。ターゲット平板のサイズは(a)が約 $2 \times 2.5 \text{ mm}$, (b)が $0.41 \times 0.36 \text{ mm}$ である。ピーク位置における横方向断面強度プロファイルを(d)と(e)に示した。実線部分が像の視野に相当している。中心スポットの発光はレーザー・プラズマ相互作用によってターゲット表面から加速された高エネルギー電子ビームがターゲット中を伝搬し裏面に到達した際の加熱発光である。実験結果から、スポット周りのバックグラウンド強度がターゲット表面積の減少とともに増加することが示された。(c)の像は(b)の像からバックグラウンド強度を差し引いたものである。スポットの強度からバックグラウンド強度を差し引いたものをA, バックグラウンド強度をB (Fig. 2 (e)で薄く塗りつぶした部分)と定義しターゲットサイズに対する強度A, Bの依存性を(f)に示す。スポット強度はターゲットサイズにほとんど依存せず、一方でバックグラウンド強度はターゲットサイズに強く依存することが分かった。

次に、ターゲット内部から発生するK α X線像の観測結果をFig. 3に示す。ターゲットのサイズはそれぞれ(a)約 $2 \times 2.5 \text{ mm}$, (b) $0.41 \times 0.36 \text{ mm}$ である。(b)において白い点線で囲んだ四角は初期のターゲットサイズを示している。横方向断面強度プロファイルをそれぞれ(c)と(d)に示した。裏面発光と同じように、ターゲットサイズが小さくなるとバックグラウンド強度が増大した。先ほどと同じようにターゲットサイズを横軸にとってスポット強度(=A)とバックグラウンド強度(=B)をそれぞれプロットしたものをFig. 3 (e)に示す。ターゲット内部から発生するK α X線も、スポットからの強度はターゲットサイズに依存しなかった。また、バックグラウンド強度はターゲットサイズに依存するが、スポット強度に対するバックグラウンド強度はそれほど高いものとはなっていない。

裏面からの可視発光とターゲット内部からのK α 線発光のバックグラウンドを比較するため、ターゲットサイズ

Fig. 2 (a)-(c) Typical visible images of the target rear-surface. Target size was (a) 2 mm $\times$ 2.5 mm and (b), (c) 0.41 mm $\times$ 0.36 mm each. (d) and (e) are the intensity profiles of the horizontal line at the peak point with image of (a) and (b) respectively. (f) Optical emission intensity as a function of target size. The triangles are intensities around the central spot (= B) and the circles are intensities of the spot (= A).

に対して依存性を持たなかったスポット強度 (A) でバックグラウンド強度 (B) を規格化し、それをFig. 4にプロットした (B/A). ターゲットの大きさが小さくなると、スポット強度に対するバックグラウンド強度が増大し、この影響は特に裏面からの可視発光で強く現れた. このことから、ターゲット裏面と内部とは違った現象が起こっている可能性が示唆される.

4. 考 察

本実験では、CuとAlの2層からなる平板ターゲットにレーザーを照射し、裏面のAl層からの加熱発光像と前面のCu層から発生する単色 $K\alpha$ X線像を観測した. 表面積の小さな平板をショットした際、裏面発光ではスポット強度と比べて非常に高い強度のバックグラウンドが現れ

Fig. 3 Typical images of the $K\alpha$ emission from the front Cu flour layer with target size of (a) 2 mm $\times$ 2.5 mm and (b) 0.41 mm $\times$ 0.36 mm. (c) and (d) are the intensity profiles of the horizontal line at the peak point of (a) and (b), respectively. The $K\alpha$ signal intensities are plotted against the target size. The circles indicate A and the triangles indicate B.

た. 同時に $K\alpha$ 線像でも表面積の減少に従いバックグラウンド強度が増加した. しかしスポット強度と比べると $K\alpha$ 線像におけるバックグラウンドの値は裏面と比べて低いままであった.

裏面からの可視発光はコヒーレント遷移放射(CTR)による強い発光を波長選択フィルターで抑えており、発光は黒体輻射による広い波長域からなる加熱発光が主と考えられる. ステファン・ボルツマンの公式¹⁴⁾から黒体輻射の放射強度は物体温度の4乗に比例することが知られているが、本実験ではそのうち400-800 nmの可視域(510-650 nmはCTRによる強い放射が含まれるためカット)だけを捉えており、この波長域で積分すると1 eV以上の温度領域において発光強度は物体温度に比例する. 一方、 $K\alpha$ 線は、高速電子がターゲット中の分子に衝突したときにK殻の電子が剥がされ、上準位であるL殻の電子がK殻に遷移したときにその準位差に相当するエネルギーの光子を放出する現象である. 本実験では8.05 keV $\pm$ 14 eVのCuのイオン

化が進んでいない際に発生する波長のX線を観測している。電離が進むとK α 線の波長がシフトするので注意が必要だが、電離が進んでいない場合は観測強度と高速電子密度との間に比例関係が成り立つと考えられる。また、電離度が+18以下ではCuのK α エネルギーシフトは15 eV以下であり、大きなエネルギーシフトは+20以上の電離(すなわちI殻電離)で起こることが知られている¹⁵⁾。本実験の入射エネルギーは10 Jであり、その30%が高速電子に変換されたと仮定し、そのエネルギーの100%がターゲットに落とされたと過大に見積もった場合ターゲット中のイオン温度は40 eVと計算される(平均電離 ~ 3)。これは+20価の電離エネルギー1680 eVと比べると非常に小さく、実験条件においてはバックグラウンドからのK α 線発光強度は高速電子密度にほぼ比例すると考えられる。一方、スポットはもっと加熱されているはずであり、同じく高速電子のエネルギーが100%スポットに落とされたと過大に見積もるとターゲット中のイオン温度は400 eV程度(平均電離 ~ 13 価)となる。実際は高速電子のエネルギーが100%ターゲットに落とされることは考えにくいので実際の温度はこれよりもかなり低くなると考えられる。よってスポットからのK α 線も波長シフトが影響を強く及ぼす可能性は低い。ところで、ターゲットへの加熱は直接的あるいは間接的に高速電子を介して起こる。高速電子による加熱は電子が直接ターゲット中のイオンや電子に衝突することによってエネルギー移動が行なわれる衝突加熱と、高速電子電流が生み出す電場によって流れる逆起電流によるオーム加熱等が考えられる。高速電子密度と加熱温度とを結びつける係数は現在もよく分かっていない。ここでは簡単に、衝突加熱は高速電子密度に比例する¹⁶⁾、オーム加熱は高速電子密度の2乗に比例すると考える¹⁷⁾($\eta j_{\text{return}}^2 = \eta j_{\text{fast}}^2 \propto n_{\text{fast}}^2$ ここで、 η : 抵抗率, j_{return} : 逆起電流密度, j_{fast} : 高速電子電流密度, n_{fast} : 高速電子密度)。

Fig. 4では、発光強度をスポット強度で規格化してK α 強度と可視光強度をプロットしている。K α 像も裏面発光像もスポット径がほとんど同じことから、ターゲット内部と裏面でスポット内のイオン温度に大きな違いはないと考えられる。よって、スポット強度でバックグラウンド強度を規格化したFig. 4はターゲット内部(K α)と裏面(可視光)との温度の相对比较と考えることができる。オーム加熱が電子密度の2乗に比例することと、仮にスポットからの発光でK α 線の波長シフトが多少影響を及ぼしていた場合を考えた場合、実際のK α 線の規格化バックグラウンド強度はFig. 4で示した規格化バックグラウンド強度よりも更に低いことになる。このことから、ターゲット内で裏面だけが特に加熱されたことが示唆される。

どのような機構によってターゲット裏面が強く加熱されたのかを考えてみる。ターゲット平板前面でレーザーによって加速された高速電子はターゲット中をほぼ無衝突で通り抜け、裏面から真空中へ飛び出す。そのとき抜け出た電子と裏面との間にシース電場を形成し、電子はその電場によって引き戻されターゲットに再突入する。ターゲット前面まで戻るとそこで同じことが起こるために再び裏面に戻される⁷⁾。実際には高速電子は全角で約25

Fig. 4 Comparison between rear-surface emission intensities and K α emission intensities from the front Cu flour layer, normalized to that for the each spot intensities.

$\sim 50^\circ$ 程度の広がり角度をもってターゲット内部を伝搬していくことが知られているため、高速電子は往復運動をしながらFig. 5 (a)のようにターゲットの中心から端に向かって広がっていくと考えられる。ところで、高速電子が流れると電荷中性を保つための逆起電流が高速電子の流れを打ち消す向きに流れる。ターゲット内部ではこの逆起電流によって実効的な電流が打ち消される。一方、

Fig. 5 Simple models for anomalous heating of a target rear surface: (a) heating by return current which follows the radial spreading fast electron cloud; (b) confinement of fast electrons on rear-surface by sheath electric field and the self-induced magnetic field.

ターゲット裏面から真空へ飛び出した高速電子はデバイス程度だけ真空へ飛び出すが、この領域では逆起電流のもととなる電子が存在しないため逆起電流が流れない。すなわち、ターゲット裏面の少し外側だけは実効的に電流が流れる。高速電子は端に向かって広がっていくため、ターゲットの中心から端に向かって放射状に広がっていく面電流が作られる。面電流のすぐ内側ではこの電流の流れにそって逆起電流が流れる。そのため逆起電流による、裏面に沿ったオーム加熱(ジュール加熱) ηj_{return}^2 が起こり、裏面付近の加熱に寄与したと考えられる。ターゲット内部でも粒子自体は移動するために粒子同士の衝突による加熱は起こりうるが、裏面ではそれに加えて上に述べたような実行的な電流の流れに沿った逆起電流による加熱が起こるため、より強い加熱が起こりうる。

また、裏面に沿って流れる電流と逆起電流との間には Fig. 5 (b) で示すように、面電流の広がる方向に垂直でかつ、裏面に平行な向きの磁場が生成される。この磁場は高速電子を真空へ押し出すような力を与える。すなわちターゲットから真空中へ飛び出した高速電子はシース電場によりターゲットに戻され、この自己生成磁場により再び真空へ押し戻されることで裏面に高速電子が閉じ込められ^{8,18)} 裏面表面の加熱に寄与している可能性も考えられる。ポンドラモーティブスケリング則¹⁹⁾により本実験でのレーザー強度から高速電子の平均エネルギーは $T_e = 450$ keV 程度と見積もられる。簡単な計算によると、初期のシース密度は $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 、シース電場は裏面中心付近で最大 0.6 TV/m ($\text{TV} = 10^{12} \text{ V}$) 程度、生成磁場は最大 10 kT ($\text{kT} = 10^3 \text{ T} \sim 10^8 \text{ bar}$) 程度と計算される。一方高速電子の持つ圧力は数 10 Mbar ($\text{Mbar} = 10^6 \text{ bar}$) と見積もられ、この条件では磁気圧が電子の圧力を上回り高速電子はラーマー半径で決まる振幅で裏面に閉じ込められると考えられる。 10 kT の磁場中では、 450 keV の高速電子のラーマー半径は $0.2 \mu\text{m}$ 程度であり、裏面の極めて薄い領域に閉じ込められ、 Fig. 5 (b) で示すような運動をすると考えられる。しかしながら、裏面中心から端に向かうに従い面電流密度は小さくなるため磁気圧は小さくなり、高速電子の振幅も大きくなって Fig. 5 (a) のスキームに近づいていく。ターゲットの大きさが小さいときには面電流密度が高いままで保たれるため電子が裏面の極めて薄い領域に閉じ込められ、ターゲット裏面表面を何度も往復運動することで裏面の強い加熱に寄与したと考えられる。

5. まとめ

超高強度レーザーをさまざまな表面積を持つ平板固体ターゲットに照射し、裏面からの可視発光とターゲット内部からの $K\alpha$ X線の発光を観測した。中心のスポット強度はターゲットサイズに対してほぼ一定であったが、スポットのバックグラウンド強度はターゲット表面積に対して強い依存性を示した。ターゲット内部からの $K\alpha$ 発光と比べて裏面発光では特にこの依存性が強く現れた。この実験結果はターゲット裏面で強い加熱が起こっている

可能性を示唆しており、ターゲット裏面を飛び出した高速電子がシース場により再度ターゲットに戻されることによる往復運動や、この運動により生成された磁場によって高速電子が裏面に閉じ込められることで裏面の強い加熱が起こったと考えられる。

謝 辞

本研究はEuropean contract LASERLAB EUROPE: RII3-CT-2003-506350のサポートのもと行われた。LULI100TWレーザーのテクニカルサポートを行っていただいたエンジニアの方々、また適切な助言、ご指導をいただいたF. Amiranoff氏、坂和 洋一先生、城崎 知至氏、中村 龍史氏、甲斐 健師氏、反保 元伸氏、藪内 俊毅氏、犬伏 雄一氏、中村 浩隆氏、中川 真氏に感謝を申し上げます。

参考文献

- 1) J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy, and V. Malka: *Nature (London)* **431** (2004) 541.
- 2) M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wilks, J. Woodworth, E. M. Campbell, and M. D. Perry: *Phys. Plasmas* **1** (1994) 1626; M. Key: *Nature* **412** (2001) 775; R. Kodama, H. Shiraga, K. Shigemori, Y. Toyama, S. Fujioka, H. Azechi, H. Fujita, H. Habara, T. Hall, Y. Izawa, et al.: *Nature* **418** (2002) 933.
- 3) K. W. D. Legingham, P. McKenna, and R. P. Singhal: *Science* **300** (2003) 1107.
- 4) B. A. Remington, D. Arnet, R. P. Drake, and H. Takabe: *Science* **284** (1999) 1488.
- 5) R. Kodama, P. A. Norreys, K. Mima, A. E. Dangor, R. G. Evans, H. Fujita, Y. Kitagawa, K. Krushelnick, T. Miyakoshi, N. Miyanaga, et al.: *Nature (London)* **412** (2001) 798.
- 6) J. J. Santos, F. Amiranoff, S. D. Baton, L. Gramillet, M. Konig, E. Martinolli, M. Rabec Le Gloahec, C. Rousseaux, D. Batani, A. Bernardinello, et al.: *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 025001.
- 7) R. B. Stephens, R. A. Snavely, Y. Aglitskiy, F. Amiranoff, C. Andersen, D. Batani, S. D. Baton, T. Cowan, R. R. Freeman, T. Hall, et al.: *Phys. Rev. E* **69** (2004) 066414.
- 8) R. Kodama, Y. Sentoku, Z. L. Chen, G. R. Kumar, S. P. Hatchett, Y. Toyama, T. E. Cowan, R. R. Freeman, J. Fuchs, Y. Izawa, et al.: *Nature (London)* **432** (2004) 1005.
- 9) A. R. Bell, J. R. Davies, S. Guerin, and H. Ruhl: *Plasma Phys. Control. Fusion* **39** (1997) 653.
- 10) Y. Sentoku, T. E. Cowan, A. Kemp, and H. Ruhl: *Phys. Plasmas* **10** (2003) 2009.
- 11) B. Wattellier, J. Fuchs, J. P. Zou, J. C. Chanteloup, H. Bandulet, P. Michel, and C. Lavaune: *J. Opt. Soc. Am. B* **20** (2003) 1632.
- 12) R. Kodama, K. Okada, and Y. Kato: *Rev. Sci. Instr.* **70** (1999) 625.
- 13) J. A. Koch, Y. Aglitskiy, C. Brown, T. Cowan, R. Freeman, S. Hatchett, G. Holland, M. Key, A. MacKinnon, J. Seely, et al.: *Rev. Sci. Instr.* **74** (2003) 2130.
- 14) E. V. シュボルスキー(玉木 英彦訳): 原子物理学(東京図書, 1969) p. 256.
- 15) P. Richard, I. L. Morgan, T. Furuta, and D. Burch: *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 1009.
- 16) P. A. Norreys, K. L. Lancaster, C. D. Murphy, H. Habara, S. Karsch, R. J. Clarke, J. Collier, R. Heathcote, C. Hernandez-Gomez, S. Hawks, et al.: *Phys. Plasmas* **11** (2004) 2746.
- 17) A. R. Bell, A. P. L. Robinson, M. Sherlock, R. J. Kingham, and W. Rozmus: *Plasma Phys. Control. Fusion* **48** (2006) R37.
- 18) Y. Sentoku, K. Mima, H. Ruhl, Y. Toyama, R. Kodama, and T. E. Cowan: *Phys. Plasmas* **11** (2004) 3083.
- 19) S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, and A. B. Langdon: *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 1383.