小特集

短パルス高強度レーザーによる 等積加熱が拓く高エネルギー密度科学

Exploring High Energy Density Science with Isochoric Heating by Intense Short Pulse Lasers

1. はじめに

1. Introduction

岩田夏弥 IWATA Natsumi 大阪大学レーザー科学研究所 (原稿受付: 2020年 6 月20日)

短パルスレーザーの高強度化技術の発展により,集光強度が 10^{18} W/cm² を超える相対論的強度のレーザー光の生成が可能となっている。レーザー光の圧力は10億気圧(Gbar, 100 TPa) レベルに達する。このような高強度のレーザー光を固体に照射すると,光圧と同程度の高いエネルギー密度をもつプラズマを生成することができる。加熱時間は数フェムト(10^{-15})秒からピコ(10^{-12})秒と短いため,生成されるプラズマが膨張し飛散する前に加熱を行うことができる。そのため,単パルス高強度レーザーによる物質加熱は,密度を保ったまま物質を加熱する"等積加熱"に分類される。

レーザー等積加熱を用いれば、固体密度で温度が keV 級の高エネルギー密度プラズマを実験室に生成することができる (図1).本小特集では、レーザー等積加熱に関して"温度"という場合、特に断わりがない限り電子温度を指す。アンビルセルを用いた静的圧縮やナノ秒長パルスレーザーを用いた衝撃波圧縮は、惑星内部に相当する比較的低温(1eV 程度)の高圧状態を生成するのに対し、レーザー等積加熱は太陽中心に迫る高温の高エネルギー密度プラズマを生成できる。このような高エネルギー密度プラズマは、宇宙物理、核物理などの学術研究の新しいプラットフォームとなり、高エネルギー粒子線源、高輝度 X 線・ガンマ線源、制御核融合などの応用研究の発展にも貢献するものである。

レーザー等積加熱は、これまで、エネルギー10-150 J、照射時間サブピコ秒程度のチャープパルス増幅法(chirped

pulsed amplification, CPA[1])を用いたレーザーを利用して、基礎物理の研究や計測法の開発が進められてきた。本小特集の第2章で紹介する Leopard (米国ネバダ大学リノ校)は、小型の CPA レーザーの1つである。近年、さらに2つの方向性をもって開発・研究が進められている。1つは、10 J 程度のエネルギーをレーザー波長程度まで集光し、10フェムト秒レベルにパルス圧縮することにより超高

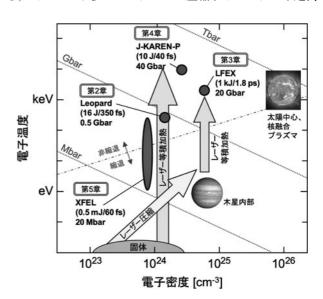


図1 本小特集で紹介する短パルス高強度レーザー生成高エネルギー密度プラズマのパラメータ領域. 各章の下にレーザー 装置名, レーザーエネルギーとパルス長, 達成されたプラズマのエネルギー密度を示した.

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

 $author's\ e\text{-}mail:\ iwata\text{-}n@ile.osaka\text{-}u.ac.jp$

強度を実現し、瞬間的な加熱を行うものである。本小特集の第4章の J-KAREN-P (量研機構関西光科学研究所) のほか、欧州で建設が進む ELI (Extreme Light Infrastructure) レーザー群がこのタイプのレーザーに分類できる。 2 つ目は、キロジュール級の大エネルギーをレーザー波長の数10倍大きな集光径でピコ秒以上照射するレーザーを用いて、大体積の物質加熱を研究するものであり、本小特集第3章の LFEX (大阪大学レーザー科学研究所) のほか、米国ローレンスリバモア国立研究所の NIF-ARC や仏国 CEA (Commissariat a l'energie atomique et aux energies alternatives) の PETAL がこのタイプに分類される。

レーザー等積加熱では、温度が eV 程度の縮退状態から、 太陽中心に迫る keV 級の高温状態に至るまで、広い温度領 域にわたる固体密度プラズマの形成・加熱過程が、数10 フェムト (10^{-15}) 秒からピコ (10^{-12}) 秒というごく短時間 の間に進行する. そのため、プラズマ形成・加熱過程は、 強い非平衡状態で電離・加速・加熱が複合的に進展する複 雑過程となる. 近年, 計測手法・技術の発展により, プラ ズマから輻射される特性X線を高精度に観測することに よって, 生成された高エネルギー密度プラズマの電離度, 温度、密度を空間分布を含めて観測することが可能となっ てきている. また、縮退プラズマ領域から相対論的電子が 飛び交う高温プラズマ (>keV) 領域に至るまでの多階層 的な現象を再現するプラズマシミュレーションも発展して きている.このような研究の進展により、高強度の光によ る等積加熱の物理機構が初めて明らかになろうとしてい る. 本小特集では、レーザー等積加熱に関する実験および 理論・シミュレーション研究の最新の成果を紹介する.

第2章では、はじめにレーザー等積加熱の加熱物理について概説する。また、固体金属の等積加熱機構を実験的に明らかにした研究[2]を紹介する。この実験では、固体金属から輻射される特性 X 線のエネルギーシフトを利用する単色 X 線イメージングにより、プラズマの電離度の空間分布を計測することに成功した。これにより、加熱領域の大きさや達成した温度を同定することが可能となり、シミュレーションとの詳細な比較によって、加熱の物理機構が明らかになった。

第3章では、レーザー圧縮したプラズマをキロジュール 級レーザーで等積加熱することで20Gbarという高いエネ ルギー密度状態を達成した実験[3]について、計測手法と ともに紹介する.この実験は、高速点火方式レーザー核融合の高効率性を実証したものである.実験では、完全電離プラズマの温度・密度を計測するために、発光体として高い原子数の物質(銅)を少量ドープして特性 X 線計測を行っている.これにより、固体密度以上に圧縮されたプラズマ中にkeVの温度領域が形成されたことが明らかになった.大きなスポットサイズでレーザーエネルギーを継続的に注入することにより、従来考えられていた高速電子によるエネルギー輸送に加え、熱拡散による加熱が高効率で起こることがわかった.理論の詳細は[4]で解説されている.

第4章では、集光強度が10²¹ W/cm²を超える極短パルス超高強度レーザーによる、重金属(銀)高エネルギー密度プラズマ生成実験[5]を紹介する。プラズマ中では、レーザーによる等積加熱と重イオンの高価数電離が強く関連しながら同時進行する。ターゲット裏面近傍の重イオンは荷電分離電場(シース電場)により加速され、高価数・高エネルギーの重イオンビームが発生する。発生した重イオンビームの電離度は、重金属プラズマ中で達成された加熱温度を反映しており、この情報からプラズマの温度を推定することができる。

第5章では、これまでの章とは異なる X 線自由電子レーザー(X-ray Free Electron Laser、XFEL)による等積加熱について紹介する. 硬 X 線である XFEL は、光電離過程によりプラズマを形成し加熱する. X 線光子エネルギーを変えることで、加熱の深さや加熱領域の体積を制御することができる. さらに、光子エネルギー毎の吸収率から高密度物質における原子のエネルギーレベルを計測するなど、基礎物性研究としても注目されている. XFEL 等積加熱物理に対するシミュレーションモデル[6]と実験結果を合わせて紹介する.

第6章で、全体の内容を総括し今後の展望を示す。

参考文献

- [1] D. Strickland and G. Mourou, Opt. Commun. 65, 219 (1985).
- [2] H. Sawada et al., Phys. Rev. Lett. 122, 155002 (2019).
- [3] K. Matsuo et al., Phys. Rev. Lett. 124, 35001 (2019).
- [4] 東 直樹, 岩田夏弥, 千徳靖彦: プラズマ・核融合学会 誌 95,322 (2019).
- [5] M. Nishiuchi et al., Phys. Rev. Res. 2, 033081 (2020).
- [6] R. Royle, Y. Sentoku *et al.*, Phys. Rev. E **95**, 063203 (2017).

•

小特集 短パルス高強度レーザーによる等積加熱が拓く高エネルギー密度科学

2. レーザー等積加熱過程の解明一単色 X 線イメージングが 明らかにした固体の加熱物理

2. Understanding of Short-Pulse Laser Isochoric Heating of a Thin Solid Foil using 2D Monochromatic Kα Imaging

澤 田 寛 SAWADA Hiroshi ネバダ大学リノ校物理学科 (原稿受付: 2020年 6 月20日)

本章では、高強度短パルスレーザーとプラズマの相互作用により生成された高速電子を介する等積加熱について、加熱の基礎物理過程や、他の加熱手法との違いをこれまでの研究を紹介しながら詳細に解説する。特に、高速電子の伝搬に伴う等積加熱は、加熱の対象となるプラズマ密度やレーザーのパラメータ等に大きく依存するため、ここでは、サブピコ秒、 $10 \, \mathrm{J}$ クラス、ピーク強度 $10^{19} \, \mathrm{W/cm^2}$ 程度のレーザーを固体薄膜ターゲットに照射した場合の相互作用・加熱について紹介する。また、従来の X 線分光計測に加えて、加熱物理過程の実験的同定を可能とした最新の単色 X 線イメージングを用いた実験結果と、シミュレーションとの比較についても解説する。

Keywords:

isochoric heating, fast electron, subpicosecond relativistic intensity laser, resistive heating, diffusive heating, drag heating

2.1 はじめに

高エネルギー密度状態のプラズマ生成には、レーザー, パルスパワー, X線自由電子レーザー, イオンビーム等, 様々な手法がある[1,2]. レーザー核融合研究の発展を牽 引してきたキロジュール級ナノ秒パルスレーザーは 10^{13} $\sim 10^{16} \, \text{W/cm}^2$ のピーク強度で、固体表面のアブレーション により発生させたレーザー駆動衝撃波を用いて物質の圧 縮・加熱を行う. 一方, ピコ秒以下で 10¹⁸ W/cm² を超える 高強度短パルスレーザーを用いると、密度を固体に近い状 態に維持したまま物質を加熱し、非常に高い圧力状態を作 り出すことができる. この急速加熱はレーザー等積加熱と して知られており、小型の放射線源や中性子源の開発、高 速点火レーザー核融合における追加熱レーザーを用いた燃 料プラズマの加熱物理の解明等に重要である. また, 等積 加熱で生成されるプラズマは、電子温度が 1~100 eV 程度 で,室温 (0.025 eV) の固体とプラズマの中間体 Warm Dense Matter (WDM) 領域に位置する[3,4]. レーザー等 積加熱で形成された WDM は、物質の状態方程式、熱伝導 率,吸収特性 (オパシティ), α 粒子を含む高エネルギーイ オンの阻止能等のデータを得る新しい実験プラットフォー ムとしての利用が考えられている.

集光強度 10^{18} W/cm² を超えるピーク強度のレーザーを固体に照射すると、レーザー場のポンデロモーティブ力により、プラズマ中の電子が数メガ電子ボルト(MeV)以上に加速される。高エネルギーに加速された電子(高速電子)

の伝搬に伴う固体ターゲットの加熱は、図1に示すように電気抵抗性加熱(resistive heating)、引きずり加熱(drag heating)、熱拡散加熱(diffusive heating)の3つが主要な加熱機構と考えられている[5,6]. 電子の加速は、レーザーと固体表面に生成されたプリプラズマ中、主に臨界密度付近($n_e \sim 10^{21} [1/{\rm cm}^3]$)での相互作用により起こる。平衡状態で密度の高いプラズマ中を高速電子流(j_f)が伝搬すると、静電場がたち、電荷中立性を保とうとするため、多数の低エネルギー電子が逆方向に流れる(帰還電流、return current)。この帰還電流(j_c)が衝突損失を介して背景プラズマを加熱する(電気抵抗性加熱)(図1(a))、薄いターゲットの場合、裏面に到達した高速電子は、高エネル

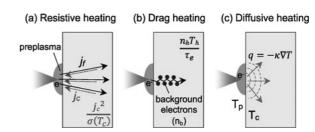


図 1 高強度短パルスレーザー照射により加速された高速電子の 固体プラズマ加熱過程の模式図.高速電子流(j_t),帰還電 流 (j_c),ターゲットの電子密度 (n_b),プリプラズマの温度 (T_p),固体密度プラズマの温度 (T_c). それぞれの加熱過 程による温度変化の式については,A.J. Kemp $et\ al.$ を参照 [5].

Department of Physics, University of Nevada, Reno

author's e-mail: hsawada@unr.edu

ギー電子の一部がターゲットから抜けだし、シース電場を発生させる。シースの電位差より低い残りの高速電子はターゲット内に引き戻され逆向きに循環(recirculation)するため、高速電子流同士で電荷中立性を保ち、電気抵抗性加熱は途絶える。図1 (b)の引きずり加熱は、前方に伝搬する高速電子がターゲット中の電子と衝突することで起こる過程である。エネルギーの高い高速電子は衝突確率が低いため、超高密度プラズマ $(n_e > \sim 10^{25}[1/{\rm cm}^3])$ 中でのみ有効な加熱機構である[5]。図1 (c)に示す熱拡散加熱は、温度の高いプリプラズマと温度の低い固体プラズマ間の温度勾配による熱伝導で、温度平衡が成り立つまで加熱が持続する。これらの加熱機構以外にも、高速イオンによる加熱や異常抵抗なども条件によっては考慮する必要がある[5]。

高速電子を熱源とした等積加熱の研究は、過去20年ほど 行われているが、レーザー核融合燃料の様な超高密度プラ ズマの加熱は疎か, 固体薄膜ターゲットの加熱物理の統合 的な理解も得られていない. 理由の1つは、図1に示す様 に、異なる加熱機構が同領域を加熱しており、既存の時間 分解,空間分解計測では,それぞれの加熱機構による温度 上昇を独立して特定できないことが挙げられる. また, 加 熱領域が高密度なため、光学計測などの計測手法が応用で きないこともある. 後述する様に、過去の研究では、特性 X線 $(K\alpha, K\beta)$ や水素様、ヘリウム様イオンからの発光ス ペクトル (Hea, Lya) を測定し、非熱的成分として高速電 子を含む原子核物理コードを用いて解析することで電子温 度を推定する手法が多数報告されている. しかし, これら 多くの X 線分光結果は、実験、計算コードとも空間・時間 積分された情報の比較であり、報告されている固体密度プ ラズマの電子温度は,数10eVから5keVまでの広い範囲 に及ぶ. 固体や高密度プラズマの加熱機構を理解するため には、 温度推定に用いられる原子核物理コードや非平衡プ ラズマのための計算コードの実験結果との比較検証に加え て,空間的・時間的に分解された診断が必要である.

本章では、これまでに報告されている X 線分光計測を用いた温度推定手法をプラズマ分光シミューレション、実験データを紹介すると共に、 $K\alpha$ 線の高エネルギー側へのシフトを利用した単色 X 線イメージング計測について解説する。さらに2.3節では、最新の単色 X 線イメージングを用いた実験と結果を、2.4節では衝突・イオン化過程などの原子過程を組み込んだ相対論的プラズマ粒子シミューレション(Particle-in-cell、PIC)コード PICLS[7,8]と実験の比較、電離度の推定について解説する。

2.2 レーザー等積加熱実験に応用されている X 線分光,単色 X 線イメージング手法

2.2.1 原子核物理コード FLYCHK による非熱的電子を含む固体プラズマからの X 線発光スペクトル

X線分光計測は高温プラズマの診断には不可欠な手法で、レーザー等積加熱実験でも多用されている。等積加熱プラズマを考える場合、密度は固定とするため、X線スペクトルの電子温度と電離度の変化による依存性を利用して

プラズマの状態を診断する、大まかな傾向を示すため、衝 突輻射モデルコード FLYCHK[9]で計算されたチタンプラ ズマからの発光スペクトルを図2に示す. FLYCHK は, 点 光源を仮定した原子核物理コードで、原子番号、プラズマ の電子温度、密度(イオン、電子、または質量)を入力し、 局所的平衡か非局所的平衡のどちらかを指定すると、入力 した情報を元に衝突輻射レート方程式を解き, 指定した原 子番号のイオン化状態, 遷移スペクトルを出力する. 高速 電子などの非熱的電子は、2温度分布の高温側の分布関数 の傾きとして指定でき、電子衝突電離による中性イオンか らの $K\alpha$, $K\beta$ 線等も計算に含むことができる. FLYCHK はウェブベースのシミュレーションコードであり、アカウ ントの登録を行えば誰でも無償で使うことができる.参考 までに図2の計算でチタンの発光を計算するのに使用した パラメータは,電子温度 10~290 eV,イオン密度 5.6×10²¹ [1/cm³]で固定,非熱的成分 (2nd T_e) 1 MeV,非熱的成分 の割合 (fraction) 0.01 である. プログラムは水素様近似モ デルを元にスペクトル計算を行っており、continuum lowering などの高密度効果は含まれていない. X線自由電子 レーザーで生成される高密度非平衡プラズマのモデルな ど、実験スペクトルと比較するための新たなコードの開発 が進んでいる[10].

図2は固体チタンプラズマからのX線発光スペクトルの 計算結果である. 主な発光スペクトルは、中性チタンから の $K\alpha$, $K\beta$ 線, 高電離したチタンイオンからの $K\alpha$ 線 (Ti^{13+} $\sim \text{Ti}^{17+}$), ヘリウム様チタンからの $\text{He}\alpha$ 線の 3 種類であ る. 中性イオンを含む温度の低いチタンプラズマに高速電 子を入射すると, 4.51 keV の Kα 線, 4.93 keV の Kβ 線が放 射される. 電子温度を上げていくと電離が進み, Kα線の ピークが少しずつ高エネルギー側へと遷移する. L 殻電子 が電離され始めると、チタンイオンから放射される Kα線 のピークが独立して表れ(例えばTi¹³⁺からは 4.55 keV), さらに電離が進むにつれて電離したチタンイ オンからの $K\alpha$ 線($Ti^{13+} \sim Ti^{17+}$)が見られる. $K\alpha$ 線の高 エネルギー側へのシフトは,外殻電子が電離することでス クリーニングが弱まり、エネルギー準位差が広がるために 起こる. 内殻電子が2個残るヘリウム様まで電離される と、ヘリウム様チタンイオンからの輝線 (Heα) が放射さ れる. 4.93 keV 付近の中性チタンからの Kβ 線は電離が進

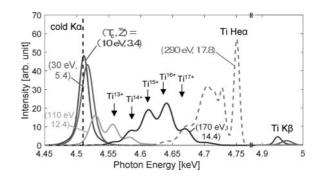


図2 FLYCHK コードを使って非熱的高エネルギー電子を含む場合のチタンプラズマからの X 線発光スペクトルの計算結果.

むと減少し、再結合を無視した場合、M 殻に電子が無くなると $K\beta$ 線の発光は枯渇する. 電離による $K\beta/K\alpha$ の輝線強度比の計測方法は、宇宙プラズマの診断でも応用されている [11].

2.2.2 X線分光計測を用いた等積加熱実験での温度推定

ここでは、 $K\alpha$ 線の広がりと $K\beta/K\alpha$ の強度比を使った レーザー等積加熱実験の結果を紹介する. 図3(a)は, 薄い コーティングをした厚さ $5 \mu m$ のチタン薄膜を 85 J, 1.5 psのレーザーで照射し、ターゲットの大きさを変えて Kα 線 の広がりを計測したものである[12]. 計測された $K\alpha$ 線は, 中性チタンからの発光線(4.51 keV)より高エネルギー側 ヘシフトしており、ターゲットが小さいほどピークが広 がっている様子がわかる. モデルと比較することで、バル ク温度 100 eV と推定している. 図3(b)は、銅の薄膜ター ゲットを15 J, 1 psのレーザーで照射した際の $K\alpha/K\beta$ の強 度比の測定結果である[13]. ターゲットの体積(厚み×表 面積) の減少による強度比の変化が示された. $K\alpha/K\beta$ の強 度比の減少を衝突輻射モデルと比較することで、電子温度 と強度比の関係を導き出し、この実験で推定されたバルク の最高電子温度は~300 eV である. このように Kα 線の広 がり、 $K\alpha/K\beta$ の強度比を使うことで、電子温度の推定は可 能であるが, 前述のように X 線分光計測が時間, 空間積分 のため、レーザーで照射されたターゲットのどの部分がど の加熱機構によって加熱されたかは、分光計測だけでは決 定的ではない.

2.2.3 単色 X 線イメージングを応用した等積加熱領域の 同定原理

高強度短パルスレーザー実験で発生する $K\alpha$ 線は,レーザーで加速された高速電子,高速陽子の特性,輸送などを調べる様々な実験で利用されている。 図 2 に示した X 線分光の他にも, $K\alpha$ 線は球面湾曲結晶と組み合わせて,単色 X 線発光像やバックライト像を得るのに適している [14]. 球面湾曲結晶は,単結晶のブラッグ反射により波長分解を,また湾曲ミラーの様に結晶を球面に曲げることで空間分解した情報が得られる。一般的に,この計測手法で得られる

空間分解能は、 $10\sim20\,\mu m$ 程で、エネルギー分解能は倍率など実験条件により変化するが $5\sim10\,e V$ である。球面湾曲結晶を用いたチタン $K\alpha$ 線の単色X線イメージングの場合、 $4.51\,k e V$ の中心格子エネルギーに対し $\pm 5\,e V$ 程のバンド幅となる。筆者のグループでは、球面湾曲結晶の極めて狭いスペクトルバンド幅とプラズマの加熱・電離により $K\alpha$ 線がシフトする原理を利用し、空間分解した像の中で $K\alpha$ 線量の減少をイメージングすることで高電離領域を同定することに成功した。次節では、実験で得られた単色 X 線イメージ像、さらに PIC 計算と比較することで、計測された $K\alpha$ 線の発光分布が固体チタンターゲットの電離度を表していることについて解説する。

2.3 単色X線イメージングを応用したレーザー等 積加熱実験とその結果

2.3.1 実験目的と条件

前述のように、空間積分した X 線分光計測では発光領域を特定できない。本実験[15]では、2次元単色 X 線イメージングと分光器の計測結果を組み合わせることで、それぞれの X 線ライン発光領域を特定した。また、厚さは同じで表面積の異なる薄膜ターゲットを使用することで、高速電子の輸送範囲を制限し、繰り返し衝突させることで、電気抵抗性加熱と引きずり加熱がターゲット内のどの部分で起こっているか(いないか)を調べることを目的とした。単色 X 線イメージングと粒子シミュレーションの比較より得られた加熱機構、加熱領域、加熱の時間発展など、次節2.4にて解説する。

高強度サブピコ秒レーザー実験は、ネバダ大学リノ校にあるネバダ・テラワット施設(Nevada Terawatt Facility)のLeopard レーザー[16]を用いて行われた。レーザーの波長は1057 nmで、パルス幅(半値最大全幅(FWHM))350 fs、パルスエネルギーは16 Jであった。図4(a)に実験の概要図を示す。レーザービームは、f値1.5の軸外し放物面鏡で2 μm の厚さのチタン薄膜上に集光した。低エネルギー状態で集光スポットの結像計測を行い、集光スポット

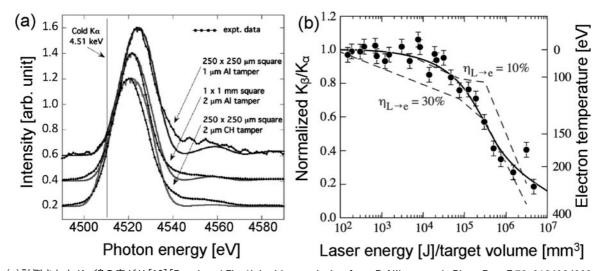


図 3 (a)計測された Ka 線の広がり[12] [Reprinted Fig.4(a) with permission from P. Nilson et al., Phys. Rev. E 79, 016406 (2009) Copyright 2020 by the American Physical Society]. (b) Kβ/Ka の強度比とターゲット体積、電子温度の関係[13] [Reprinted from S.N. Chen et al., Phys. Plasmas 14, 102701 (2007)., with the permission of AIP Publishing].

はレーザーエネルギーの30%が直径約8 μ mのスポットに含まれると評価した。これらのパラメータより見積もられたレーザーのピーク強度はおよそ2×10¹⁹ W/cm² である。Amplified Spontaneous Emission (ASE) に由来するナノ秒オーダーのレーザー光は、高速フォトダイオードを用いて測定し、パルスのピークと裾野との強度比は10 8 、約1 ns 長であった。ターゲット裏面側に高エネルギー電子スペクトロメーター、ブラッグ結晶分光器、単色 X 線イメージャーを設置し、それぞれ裏面から抜けてきた高速電子、発光 X 線スペクトル、単色 X 線像を記録した。イメージャーの倍率は10、空間分解能は12 μ mで、エネルギー分解能は計算より5 eV であった[17]。

図 4 (b) に電子スペクトロメーターのデータを示す.ここで紹介するデータは,厚さ $2 \mu m$,表面積がそれぞれ $800 \times 500 \, \mu m^2$ (Large) と $125 \times 80 \, \mu m^2$ (small) のチタン薄膜を $16 \, J$ のレーザーエネルギーで照射したものである.ほぼ同じレーザー条件では,薄膜の表面積の変化は高速電子の発生には影響せず,図に示す様に,どちらも指数関数の傾き $1.0 \, MeV$ ほどの高エネルギー電子分布が得られた.繰り返したショットより得られた電子スペクトルの傾きは, $1.3 \pm 0.4 \, MeV$ と評価された.これらのショットに対応する分光計測と単色 X 線イメージングは,次節にてそれぞれの結果について解説する.

2.3.2 レーザー等積加熱されたチタンプラズマからの X 線発光スペクトルの結果

図4 (c) は、大きさの異なるターゲットショットで時間・空間積分された X 線分光の計測結果である。表示されているスペクトルは、バックグラウンドの信号を除去した後、レーザーエネルギーで規格化したものである。図2の計算で示したように、実験でも3つのグループの発光、即ち(1)中性チタンからの Ka線 (cold Ka) と K β 線 (cold K β), (2) 高電離したチタンイオンからの発光(Hea, Lya), (3) イオン化したチタンからの Ka線 (ionized Ka) が観測され、それぞれの発光はターゲットの大きさにかかわらず確認できる。ここでは、(1) \sim (3) の X 線スペクトル信号について検証する。

(1) cold Kα 線と Kβ 線について

 $K\alpha$ 線の信号量は、主に高速電子数と $K\alpha$ 線を発するイオンの数に比例する。 **図4** (c) に見られるように、表面積の違いで $K\alpha$, $K\beta$ 線の信号強度は大きく変化した。また、小さいターゲットの場合、 $K\alpha$ 線のピークは明らかに cold $K\alpha$ よりも高エネルギー側に遷移している。これらの結果は、**図3** (a) に示した過去の実験データと同じ傾向を示している。

(2) Hea と Lya 線について

ターゲットの違いによる Hea 線と Lya 線の強度差は,ほ は見られない. $10 \mu m$ 径ほどに絞ったレーザースポットは, どちらのターゲット面に対しても十分小さく,同じピーク 強度のレーザー照射を考えると,観測された同強度の Hea,Lya 線は妥当と言える.ここでは割愛しているが,本 実験では, $2 \mu m$ 厚の平板に加えて, $10 \mu m$ 厚のチタン薄膜 を照射した際の Hea 線も計測した. $10 \mu m$ 厚ターゲットか

らの発光は、 $2 \mu m$ からのそれより弱く、その強度差は、 $10 \mu m$ 厚の固体チタン薄膜による透過率($4.75 \, keV$ で65%)に相当した。分光器がターゲットの背面にあること、Hea 線等の強度がターゲットの面積ではなく厚みにより依存することから、計測された Hea, Lya 線は、ターゲット表面のプリプラズマから発生したと考えられる。

(3) 高イオン化したチタンからの Kα 線について

電離したチタンイオンからの Ka 線($Ti^{13+} \sim Ti^{17+}$)は、ターゲットの大小に関わらず観測された。これは、高電離度で密度の高いプラズマが、両方のターゲットに生成されたことを明確に示している。言い換えるなら、ターゲットを小さくすることで、高速電子がターゲット内を循環することにより、ターゲットの衝突回数は増えるが、小さいターゲットで目立ったイオン化は進んでいない。つまり、固体密度プラズマ中での高速電子による引きずり加熱は、チタンを13価以上に電離することはできない。また $10~\mu m$ 厚ターゲットからは、シフトした Ka 線はターゲットに吸

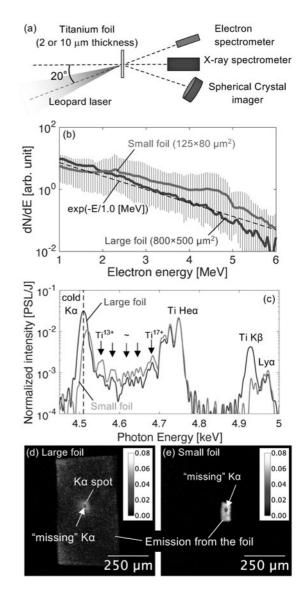


図4 (a)実験概要図, (b)電子スペクトロメーターの結果. 縦線はショットを繰り返した時の実験データの振れ幅. (c)X線分光計測結果. 単色 X 線イメージングの結果. (d)800×500 μm² (Large) と(e)125×80 μm² (small).

収されて観測されなかったことから、加熱領域がターゲット表面付近であることを裏付けている。この引きずり加熱の結果は、理論的見解と一致するが[5]、(1)の Ka 線の広がり、 $Ka/K\beta$ の強度比の変化と矛盾する。この矛盾は単色 X 線イメージングのデータと粒子シミュレーションを考慮することにより解決する。

2.3.3 単色 X 線イメージングの結果

図4 (d) (e) に 4.51 keV の単色 X 線像を示す. 前述した様に、Ka 線の発光量は、背景イオンの数と高速電子との衝突回数に比例する. 2 次元像では、発光の空間的な広がりが観測でき、その広がりは高速電子のエネルギーに依存する. 図4 (d) に見られる Ka 線の発光を、薄膜全体からの発光、レーザー相互作用付近の Ka スポット、Ka スポット内の欠損 (missing Ka と呼ぶ) の 3 つに分けて、それぞれの生成過程を解説する.

図4(b)に示した様に、この実験では MeV 領域に加速された高速電子が生成されている。これらの電子は固体密度のチタン薄膜との衝突で止まることはなく、裏面に到達した後、薄膜表面にできるシース電場により閉じ込められ、循環しながら全体に広がっていく。例えば、1 MeV の電子の固体チタン中の平均飛定距離は 1 mm 程であり [18]、おおよそ 1 mm² 以内の薄膜ターゲットであれば、薄膜面全体に行き届き、全面から Ka 線が発光する。図4(e)に示す様に表面積を小さくすると、高速電子とチタンイオンの衝突回数が増え、表面からの発光強度が図4(d)の表面積の大きいターゲットより強くなっているのがわかる。また、ほぼ均一の発光強度は、高速電子が多数回衝突し、ある一定のイオン化度で止まっていることを意味する。

図 4 (d) のターゲット中心に見られる発光は Kα スポッ トと呼ばれ、薄膜を使ったレーザー等積加熱実験では常に 観測されてはいたが、その生成過程を示す実験データはな かった. MeV エネルギーの高速電子は、生成箇所からすぐ に空間的に広がるため、電子衝突電離により発生する Kα 線は薄膜内で局所的なものにはならない. この実験では, $K\alpha$ スポット内に見られる発光の欠損 (missing $K\alpha$) を初め て観測し、 $K\alpha$ スポットと欠損した $K\alpha$ の両方とも 100 keV 程のエネルギーの高速電子による熱拡散加熱過程により生 成されていることを同定した. $\mathbf{図4}$ (e)の像で $\mathbf{K}\alpha$ スポット は見られないが、これは MeV 高速電子起因の Kα 線強度が Kαスポットの発光を圧倒し、埋もれてしまっているため と考えられる. **図4** (d) (e) を比較すると, 欠損した Kα の 大きさや深さは、大きさに寄らず同程度であり、どちらの ターゲット内でも同じ加熱が起こっていることを示唆して いる.しかし、この結果は、ターゲットの表面積(体積)を 小さくすることで、引きずり加熱が進み高温のプラズマが 生成されるという過去の報告と矛盾している. X線分光計 測の矛盾と合わせて, データの解釈, 薄膜ターゲット内で の加熱過程について次節以降で解説する.

2.4 2次元粒子シミュレーション

2.4.1 粒子シミュレーション条件と実験との比較

高速電子によるKαスポットやKα線の欠損領域の形成を

含め、固体ターゲットのピコ秒レーザーを用いたレーザー 等積加熱のダイナミクスを理解するために、PICLS コード を使った2次元衝突 PIC シミュレーションを行った. 照射 するレーザー強度,入射角,パルス長,ターゲットの厚み とも実験に合わせて、それぞれ 2×10¹⁹ W/cm²、30°、ガウ シアンの半値全幅で 0.35 ps, 固体チタン薄膜 2 μm である. 固体表面に配置したプリプラズマは、1次元輻射流体コー ド Helios[19]を用いて評価し、指数関数的なスケール長で 7 μm, 厚さ 18 μm である. このプリプラズマのスケール長 を使った計算結果は、電子スペクトロメーターで測定され た電子の傾きと実験誤差の範囲で一致しており、PIC シ ミュレーションの入力パラメータの妥当性を示す。シミュ レーションは, 吸収境界条件を使用し135×200 μm²の領域 を 2.0 ps まで計算した. これらの条件下でのシミュレー ションは、 $\mathbf{Z} \mathbf{4} (d)$ の $\mathbf{K} \alpha$ スポット付近のプラズマ加熱の計 算に相当し、ここでは単色 X 線像の空間発光分布と時間積 分したシミュレーション結果を比較している.

図 $\mathbf{5}$ (a) - (f) は,電離度分布の時間発展と薄膜内部の固体チタンプラズマ領域を平均化した電子温度,電離度のラインプロファイルである. $2 \mu m$ 厚のチタン薄膜は X=22 と $24 \mu m$ の間に配置し,0.35 ps 幅のレーザーピークは 0.3 ps で,0.6 ps にはレーザーは終了している.入射レーザーは, $X=13 \mu m$ の臨界密度付近まで伝播し,プリプラズマを高電離させる.この時,高速電子はすでにターゲットに到達,循環しながら上下方向にも伝搬し,図 $\mathbf{5}$ (a) と

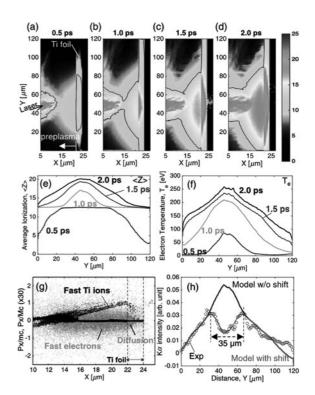


図5 2次元粒子シミュレーション:(a)-(d)電離度分布の時間発展。固体内部の(e)平均電離度分布の時間発展。(f)電子温度分布の時間発展。(g)1.5psにおける高速電子と高速イオンの運動量空間。(h)計測された Ka 分布と計算結果の比較[Reprinted Fig.3 with permission from H. Sawada et al., Phys. Rev. Lett. 122, 155002 (2019). Copyright 2020 by the American Physical Society].

(e) の 0.5 ps に示すように,薄膜中心部分を平均電離度 $\langle Z \rangle \sim 12$ まで均一に電離している.一方,0.5 ps の時の電子温度(図 5 (f))は,中央付近のみ上昇しており,これは高速電子がターゲット裏面に到達する際の電気抵抗性加熱によるものである.裏面に到達した後,高速電子自ら帰還電流を供給するため,温度上昇は持続しない.その結果,0.5 ps では $\langle Z \rangle$ と T_e の空間分布がずれた非平衡プラズマの形成となる.

図5(b)-(f)にて、レーザー終了後、上昇する平均電離度 と電子温度は熱拡散加熱に起因する(時刻1.0-2.0 ps).プ リプラズマの電子温度は300 eV 程まで加熱され、プリプラ ズマ中の熱電子が固体チタンプラズマへ拡散する. 図5 (g) は、1.5 ps での Y~50 µm に沿った電子とイオンの運動 量空間を示す. 固体薄膜とプリプラズマの境界の温度勾配 により、電子が固体内部に拡散していく様子がわかる. こ の熱拡散加熱により、〈Z〉は12価以上に、電子温度も70eV から~250 eV 程に上昇している. 加熱領域は中心領域だけ でなく薄膜の上下方向(Y方向)にも広がっている。図5 (g)では、臨界密度付近にできる掃引ポテンシャル (sweeping potential) によって加速された高速イオン[20] も見られるが、加熱が始まる 1.0 ps ではイオンは薄膜に到 達していないこと、また薄膜中を輸送する高速イオンビー ムの広がりが加熱領域よりも小さいことから、高速イオン による加熱は影響がないと結論づけられる.

図5 (h)では、図4 (d)の単色 Ka 線像のラインアウトとシミューレションの電離分布の比較を示す.単色 X 線像は時間積分した像であるため、シミュレーションの電離分布を時間積分すると、実験で得られた Ka スポット外縁の幅とよく一致している.仮に Ka 線の強度分布が電子温度を表しているとすると、計算による温度プロファイルは、実験よりも広がった形となり一致しない.さらに図4 (e)に見られるような薄膜上で均一な Ka 分布は、電子温度分布では説明できない.

Kα 線の欠損領域を再現するには、電離度に依存する Kα シフトを計算結果に考慮する必要がある. 前節で紹介した 点光源を仮定した衝突輻射モデルの原子核物理コードを 使って、湾曲結晶のバンド幅内の Κα 線強度と電離度の関 係式とPIC計算の電離度分布を使った場合, Kα 欠損を過大 評価しており、実験は再現されない. これはスペクトルの 計算が、点光源プラズマを仮定していること、また高密度 による効果を考慮していないことなどが挙げられる. ここ では、ステップ関数に基づく現象論的な信号低減モデルを 用いると、実験と 1.5 ps まで時間積分した計算で得られた 電離度のプロファイルはよく一致した。 シミュレーション より、 $K\alpha$ の欠損は $\langle Z \rangle$ が17価以上の領域であり、その幅の 大きさ $33.6 \, \mu \text{m}$ は実験結果と一致する. ここで割愛した $\text{K}\alpha$ の欠損を再現するために用いたモデルと計算されたモデル は, 文献[14]の補足資料 (Supplemental Materials) を参照 されたい.

2.4.2 サブピコ秒レーザーを用いた固体薄膜の等積加熱 物理

前節で紹介した実験と PIC 計算より得た新たな知見をま

レーザーパルスが終わった後(t>0.6 ps)に始まる熱拡散加熱は、電子温度、電離度ともに増加し、均一であった電離度の一部に隆起ができる。ピコ秒オーダーの時間とともに熱電子が固体プラズマに拡散し、本実験では最大値で $\langle Z \rangle \sim 19$ 、 $T_e \sim 250$ eV に達している。また、単色 X 線イメージングで観測された Ka の欠損から、熱拡散加熱はターゲットの大きさに依存しないことが確認された。これは前節2.3.2の(3)を支持する。つまり、この結果は(i) Ka の発光は T_e ではな $\langle \langle Z \rangle$ と相関があり、(ii) Ka 線は非熱的高速電子 (MeV) と高エネルギーの熱電子(~ 100 keV)の両方によって生成される可能性があるため、 ~ 100 keV)の両方によって生成される可能性があるため、 ~ 100 keV)の電子温度診断には使えない。

矛盾点として挙げたターゲットサイズの変化による $K\alpha/K\beta$ の強度比や $K\alpha$ 線の広がりの変化は、ターゲットが 小さくなるにつれて引きずり加熱の寄与が増えたわけでは なく、ターゲットの縮小化に伴い $K\alpha$ 、 $K\beta$ 線の総量が減ったため、 $K\alpha$ 欠損領域の高電離チタンイオンからの発光が 顕著になったと考えると辻褄が合う.

2.5 まとめ

本章では、高強度サブピコ秒レーザーを用いて等積加熱 した固体チタン薄膜の加熱機構の実験的証拠を提示した. 従来の X 線分光計測に加え、単色 Kα 線イメージング計測 より高電離した領域の計測に初めて成功し、その生成過程 を特定することで高速電子を介した等積加熱の物理過程を 解明した. 粒子シミュレーションと実験の比較より, 固体 薄膜の加熱は、電気抵抗性加熱の後に起こる熱拡散加熱が 支配的であり、引きずり加熱は固体密度ではほぼ加熱に寄 与しない. ただし、それぞれの加熱機構の寄与はプラズマ 密度、レーザー条件等により変化するため、それぞれの条 件で実験的検証が必要である. 次章では大口径キロジュー ルクラスのピコ秒レーザーによる等積加熱について述べら れている. ここで紹介したサブピコ秒レーザー実験では, 電離度分布は実験により示されたが、電子温度は示されて おらず、新たな計測手法の開発・測定が今後の課題であ る. また, サブピコ秒で 10²⁰ W/cm² 以上に達する高強度 レーザーを使えば、keV 温度以上の高温高密度プラズマ (hot dense matter) の形成も可能であると思われる. 次章

以降で述べられる様に、様々な高強度短パルスレーザーを 用いた等積加熱研究は、高強度レーザーとプラズマの相互 作用の理解と共に等積加熱プラズマの応用には不可欠であ る.

参考文献

- [1] 重森啓介:プラズマ・核融合学会誌 92,218 (2016).
- [2] 千徳靖彦: プラズマ・核融合学会誌 95,284 (2019).
- [3] 米田仁紀: プラズマ・核融合学会誌 81,172 (2005).
- [4] 米田仁紀: プラズマ・核融合学会誌 83,624 (2007).
- [5] A.J.Kemp *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 235001 (2006).
- [6] 東 直樹 他:プラズマ・核融合学会誌 95,322 (2019).
- [7] Y. Sentoku and A.J. Kemp, J. Comp. Phys. 227, 6846 (2008).
- [8] 千徳靖彦: プラズマ・核融合学会誌 90,299 (2014).

- [9] H.-K. Chung *et al.*, High Energy Density Phys. 1, 3 (2005). https://nlte.nist.gov/FLY/
- [10] H.-K. Chung et al., AIP Conf. Proc. 1811, 020001 (2017).
- [11] 山口弘悦:プラズマ・核融合学会誌 95,610 (2019).
- [12] S.N. Chen et al., Phys. Plasmas 14, 102701 (2007).
- [13] P.M. Nilson et al., Phys. Plasmas 18, 056703 (2011).
- [14] 澤田 寛 他:プラズマ・核融合学会誌 90,672 (2014).
- [15] H. Sawada et al., Phys. Rev. Lett. 122, 155002 (2019).
- [16] P.P. Wiewior et al., J. Phys. Conf. Ser. 244, 032013 (2010).
- [17] T. Missalla et al., Rev. Sci. Instrum. 70, 1288 (1999).
- [18] M.J. Berger *et al.*, NIST Standard Reference Database **124**, DOI: https://dx.doi.org/10.18434/T4NC7P
- [19] J.J. MacFarlane *et al.*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **99**, 381 (2006).
- [20] Y. Sentoku et al., Phys. Plasmas 10, 2009 (2003).



小特集 短パルス高強度レーザーによる等積加熱が拓く高エネルギー密度科学

3. 固体密度を超える高密度プラズマの等積加熱の X 線計測

3. X-Ray Measurement for Fast Isochoric Heating of High Energy Density Plasma

松 尾 一 輝 MATSUO Kazuki 大阪大学レーザー科学研究所

(原稿受付:2020年6月20日)

キロジュール級の短パルス高強度レーザーの登場により、固体密度以上の物質を等積加熱し、高エネルギー密度プラズマを生成することが可能となった。また等積加熱を再現するプラズマシミュレーションの発展により、ひとくちに等積加熱といっても、そこには複数の加熱機構が組み合わさっていることがわかってきた。等積加熱という複雑な加熱機構の解明に迫るためには、ある密度のプラズマをどれだけの温度まで加熱できたかという、加熱の結果を正確に測定するだけでは不十分である。複数の加熱機構がどのような割合で起こっているのかといった、加熱機構の解明に迫ることのできる計測方法の確立が必要となる。本章では、等積加熱によって生成されたkeV温度・固体密度以上のプラズマを特徴づけ、等積加熱の加熱機構の解明に迫ることができる、ドープターゲットを用いたX線スペクトル計測、発光分布計測について重点的に解説する。

Keywords:

picosecond relativistic laser, isochoric laser heating, high energy density plasma, x-ray spectroscopy, x-ray imaging

3.1 はじめに

前章でも述べられたように、レーザー強度 10¹⁸ W/cm² を超える高強度短パルスレーザーを用いることで、密度を固体に近い状態に維持したまま物質を"等積加熱"し、非常に高い圧力状態を作り出すことが可能である。この等積加熱は加熱の対象となるプラズマの密度やレーザーのパラメータ等に大きく依存する。本章ではレーザーのエネルギーがキロジュールを超えるような大型の短パルス高強度によって等積加熱された固体密度以上のプラズマの計測について取り上げる。

大阪大学レーザー科学研究所の激光 XII 号レーザーを用いてプラズマを固体密度以上に圧縮し、キロジュール級の短パルス LFEX レーザーを用いて圧縮したプラズマを加熱することで、太陽内部の圧力に匹敵するギガバール(keV温度・固体密度以上のプラズマに相当)を超える高エネルギー密度のプラズマ生成が達成されている[1]. そのようなプラズマを地上に作り出すことができれば、地上にいながら星内部の物性を研究するといった宇宙物理などの学術研究の進展、高輝度 X 線源など将来の応用が期待される線源の開発、究極的には核融合などの応用研究の展開が可能となるため、精力的な研究が現在も進められている[2].

レーザーで加熱された高エネルギー密度プラズマの温度・密度の見積もりには、高密度プラズマ中で減衰することなく外部に放射される X 線や中性子の観測が主に用いられてきた[3]. 特に、 外部から照射した透過 X 線の観測、およびプラズマから発生する自発光 X 線の計測、中性子の

イールド計測はプラズマの情報を正確に反映しており、加熱の結果を計測するには有効な手段として認知されている.

近年,等積加熱を再現するプラズマシミュレーション [4]の発展により,高強度レーザーによる等積加熱の加熱機構は,レーザーによって加速された高速電子と物質が衝突電離する直接衝突加熱(drag heating),レーザー照射面近傍で高速電子群によって引き起こされる電流による電気抵抗性加熱(resistive heating),照射面近傍で加熱されたプラズマの熱エネルギーが拡散的に固体内部に侵入していく熱拡散加熱(diffusive heating)といった複数の加熱機構が組み合わさっていることがわかってきている.従来から行われてきたような,加熱の結果を正確に測定する手法だけでは計測によって,等積加熱の複雑な物理機構に迫ることは難しい.

本章では、等積加熱によって生成された keV 温度・固体 密度以上のプラズマを特徴づけ、等積加熱の加熱機構の解明に迫ることができるドープターゲットを用いた X 線スペクトル計測、発光分布計測の手法について重点的に解説する.

3.2 X線計測のためのドープターゲットの開発

等積加熱の加熱機構に迫るために、keV 温度まで加熱されることによって電離し、特徴的な輝線 X 線を発生するトレーサーとなる物質をあらかじめレーザー照射の標的となるターゲットにドープしておくことで、トレーサーとなっ

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

author's email: matsuo-k@ile.osaka-u.ac.jp

金コーン

た物質の原子から発生する X 線を計測し、現象の理解を進める手法が有用である.

レーザーによって加速された高速電子と電離前のトレーサー物質が衝突電離し、直接衝突加熱が起きる際に、トレーサー原子は Ka 線と呼ばれる特性 X 線を放出する.分光器を用いてターゲットから発生した X 線をスペクトル分解し、Ka 線の絶対量を計測することで、直接衝突加熱によって何%のレーザーエネルギーがプラズマの加熱に寄与したかという効率を算出し、その発光分布を計測することで直接衝突加熱がターゲットのどのあたりで優位におきたかを計測することが可能である.

また等積加熱によってターゲットの加熱が進み、トレーサー物質の電離が進んでいくと、トレーサー原子は各電離状態に応じて Li-like サテライト線、Hea 線といった共鳴線を放出する。 X 線をスペクトル分解し、各共鳴線の強度比を計測することで、プラズマの電子温度を同定することが可能である.

ターゲットにドープするトレーサーは対象となるプラズマの電子温度から判断される。例えば銅の原子は、図1のように500 eV から2 keV の範囲で、Hea 線を放出するヘリウム様にまで電離された原子や、Li-like サテライト線を放出するリチウム様の原子の存在比が変わっていく。この比は Hea 線と Li-like サテライト線の強度比に対応しており500 eV から2 keV 程度のプラズマであれば、これらのスペクトルの強度比からプラズマの電子温度を計測することが可能である。一般的にトレーサーの原子番号が大きいほど、ヘリウム様などの高電離状態まで電離が進みづらいため、500 eV から2 keV よりも温度の高いプラズマの温度をHea 線と Li-like サテライト線の強度比で計測する場合は、より原子番号の大きいトレーサーが適している。

上記で述べた計測には、従来から行われてきた X 線のスペクトル、イメージング計測の発展に加えて、ドープターゲットを高精度に形作る技術が不可欠である。また近年は、様々なターゲットデザインが実験に用いられるようになったことから、ターゲット作製も幅広いアプローチの技術が求められるようになってきた。図 2 は高強度レーザーによって圧縮したプラズマを等積加熱することで keV 温

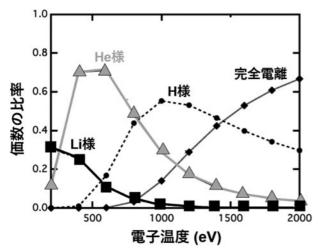


図1 プラズマの電子温度と銅の各電離状態の存在比.

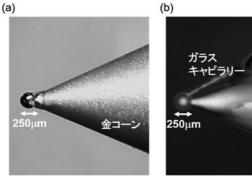


図 2 (a) オレイン酸銅ターゲットと(b) D₂O 液体ドープターゲットの写真.

度・固体密度以上の状態を達成するために、2つの異なる 方法で製作された実験用ターゲットの写真である。レー ザー照射の標的となる球形のターゲットにレーザーガイド 用の金コーンが取り付けられた形状をしている。これらの ターゲット製作技術について以下の項でその概要を紹介す る。

3.2.1 オレイン酸銅ターゲット

ドープターゲットを高精度に形作る技術の一つとして、エマルション法を用いて銅のトレーサーを含有した中実球ターゲットの開発が行われた[5].この方法ではまず銅を化学的に含んだオレイン酸銅[Cu(C₁₈H₃₃O₂)₂]と有機溶媒としてベンゼン、ジクロロエタンを混ぜ合わせ、オレイン酸銅溶液を作る.次に、ガラス毛細管マイクロ流体デバイスを使用して、ポリビニルアルコール (PVA) 中にオレイン酸銅の液滴(エマルション)を生成する.オレイン酸銅溶液と PVA の流量をコントロールすることで、中実球の直径をコントロールすることができる.その後、エマルションをロータリーシェーカーにセットし、2~3日間攪拌して、有機溶媒を除去する.これにより、オレイン酸銅の中実球をエマルションから得ることができる.

エマルション法で作られたこの中実球は X 線計測に十分な原子比で 0.93% の銅を含み、測定された球の最大半径と最小半径の差が球の平均半径に対して 3%という良好な真球度を示した。この中実球ターゲットをレーザーによって圧縮し、高強度レーザーによって等積加熱することで、keV 温度・固体密度以上の高エネルギー密度のプラズマを生成し、プラズマから発生する X 線を計測することで、等積加熱の加熱機構の解明に迫ることができる。またこの研究では、実験側からの要求により、溶質としてオレイン酸銅が選択されたが、異なる溶質を選択することにより、トレーサーとなる物質の種類や濃度を変更することができるため、このターゲット製作技術は今後幅広い実験で応用されていくと期待される。

3.2.2 D₂O 液体ドープターゲット

等積加熱の加熱機構に迫るためには、銅などの原子をトレーサーとしてドープしておき、その原子から発生する X 線を計測することによって現象の理解を進める手法が有用である一方で、慣性閉じ込め核融合では、重水素とトリチウムを含む燃料ターゲットを使用し、それらの核融合反応で生成される中性子のイールドを測定することで、プラズ

マの質量面密度(g/cm²),イオン温度を計測している.X線計測のためのトレーサーに加えて,重水素とトリチウムを含んだターゲットを開発することができれば,等積加熱の加熱機構に迫る計測と核融合反応の計測つまり,加熱の過程と結果を同時に測定することが可能となり,慣性核融合の実験用ターゲットとして極めて有用である.

上記のような要求から、ポリスチレンカプセルの中に銅などのトレーサー材料に加えて重水素、トリチウムを含んだ溶液が封入されたターゲットの製作方法が開発された [6]. この方法ではまず、ポリスチレンのカプセルにフェムト秒レーザーを照射して、直径 $20~\mu m$ 程度の穴を開ける。ターゲットの最終的な直径はこの時使用するポリスチレンのカプセルによって決定される。次にガラスキャピラリーを穴に通し、そのキャピラリーを通して X 線トレーサー材料を含む溶液(銅を X 線トレーサーとする場合は X ないにしょの溶液を使用)と X の溶液をカプセルに充填する。 X 線トレーサー材料を含む溶液と X ないに含まれることになる X 線トレーサーの含有量をコントロールすることができる。

X線トレーサー材料を含む D_2O 液体で満たされたターゲットが T_2O 雰囲気下に置かれると、ポリスチレンは D_2O および T_2O に対してわずかに透過性があるため、 D_2O は T_2O に交換され、ポリスチレンのカプセル内で完全に混合される。この T_2O の置換システムは、 T_2O の代わりに H_2O を使用してテストされ、約50%の D_2O が置換されたことが確認された。このターゲットは、実際の実験では使用されてはいないものの、将来の核融合実験で導入される予定である。

3.3 等積加熱のダイナミクスに迫る X 線計測

本節では、前節で紹介したターゲットをレーザーで圧縮後、等積加熱し、ターゲットに含まれるトレーサーから発生する X 線を計測した結果について概説することで、等積加熱という複雑な物理機構に迫っていく。本実験は、大阪大学レーザー科学研究所の激光 XII 号レーザー及び LFEXレーザーを用いて行われた[1]. 計測は、対象となるプラズマに関する物理的描像があって初めて意味のあるものとなる。そのような視点を踏まえ、まず等積加熱の物理的描像について簡単に振り返る。

等積加熱には、図3に示したように3つの主要なメカニズムがあることが知られている。右辺の最初の項は直接衝突加熱の項である。高強度レーザーとプラズマが相互作用することで高速の電子がレーザー進行方向に加速される。高速電子の経路長(L)に沿ったコアの質量面密度(ρL)が高速電子を止めるのに十分である場合($1 \, {
m MeV}$ の高速電子に対しておおよそ $\rho L = 0.6 \, {
m g/cm}^2$ が要求される),この高速電子の衝突によるプラズマの直接加熱は優位なものとなる.

レーザー進行方向に高速電子流が流れるとプラズマは電荷中性を保とうとするため、高速電子の進行方向とは逆の流れを持つ電流(リターン電流)が駆動される。リターン電流は高速電子よりも平均速度が遅く、周りのプラズマと

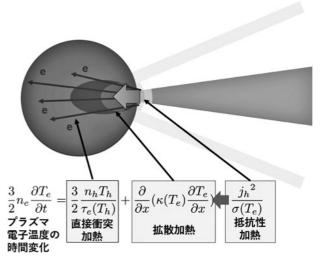


図3 等積加熱の機構の概要図.

衝突しやすいため、リターン電流はプラズマをオーム加熱する.これを抵抗性加熱と呼び、特に高速電子の電流密度が高い場所であるレーザーとプラズマの相互作用領域において支配的な加熱メカニズムである.

抵抗性加熱によってレーザーとプラズマの相互作用領域が高温になると、背景の電子たちによってこの高温領域の熱エネルギーは低温で密度の高い領域に拡散的に輸送されていく.これを拡散加熱と呼び、レーザーによって高温領域が保たれ続ける限り、高温領域の熱エネルギーは連続的に密度の高いプラズマに供給され続ける.

これまでの研究では、上記で述べた直接衝突加熱の研究がkeV温度・固体密度以上のプラズマを対象に行われてきた。ドープターゲットを用いた X 線スペクトル計測,発光分布計測を行うことで、等積加熱によって生成された keV温度・固体密度以上のプラズマを特徴づけたことで、直接加熱だけではなく拡散加熱も、固体密度以上のプラズマをkeV温度を超えて加熱するために重要であることがわかってきた[1,7].

3.3.1 X線スペクトル計測による加熱機構の解明

実験では、オレイン酸銅中実球ターゲットを圧縮後、ピコ秒の高強度レーザーで加熱し、銅の輝線スペクトルを結晶型の X 線分光器で取得した. \mathbf{Z} 4 は銅のトレーサーから発生した、8.0 から 8.6 keV の範囲の X 線スペクトルを示している。8.05, 8.35, および 8.39 keV のピークは、それぞれ Cu-Ka 線、Li-like Cu サテライト線、および Cu-Hea 線という名前がついている。

Cu-Ka線は高強度レーザーで加速された高速電子が中性(電離していない)の銅のK殻から電子を励起し、その緩和過程で発生する特性 X線である。Ka線の絶対量はレーザーによって加速された高速電子と圧縮されたプラズマの衝突の効率、つまり直接衝突による加熱の効率を表している。Li-like Cu サテライト線と Cu-Hea線はそれぞれリチウム様、ヘリウム様まで電離された銅の K 殻から電子が励起されることで発生する X線スペクトルである。プラズマの電子温度によって銅の各電離状態の存在比が変わるため、この強度比は、主にプラズマの電子温度、また分光器の視

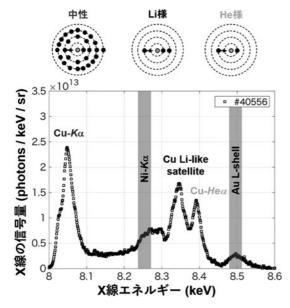


図4 スペクトル計測結果.

線に沿ったプラズマの厚さおよび密度に関する情報を反映 している.

X線スペクトル計算コード FLYCHK の計算結果から実験で取得したLi-like Cuサテライト線と Cu-Hea 線の強度比を,別途計測されたプラズマの密度の範囲で再現するスクリプトを作成し解析を行い,加熱されたターゲットの温度を決定した. 測定値はプラズマを最大 2.2 keV まで加熱し,太陽内部に匹敵する22ギガバールも高圧力プラズマが生成されていることを示していた. また Cu-Ka線の絶対量から直接衝突加熱による加熱効率も別途見積もられた[8]. 直接衝突加熱による最大結合効率は 7.7% であり,これは直接衝突加熱によってプラズマが最大 80 eV まで加熱されたことを示している. 直接衝突加熱だけでは上記で達成された keV 温度を超えるプラズマの生成を説明できない. これは直接衝突加熱以外の,他の加熱メカニズムも加熱に寄与していることを示唆している.

3.3.2 フレネルフェーズゾーンプレートを用いた加熱領域の可視化

加熱領域の特定のために,等積加熱された高エネルギー密度プラズマの二次元加熱分布をフレネルフェーズゾーンプレート(FPZP)によって測定した.FPZP はタンタルや金などの金属で構成されたマルチリング形状をしており,入射してきた X 線がそのリング上で回折をおこすことで,結像点で X 線の強めあいが起こり,像が結ばれる.図5に示すように,トレーサーから放出された $K\alpha$ 線と $He\alpha$ 線がそれぞれ FPZP によって画像化され,加熱領域が特定された. $K\alpha$ 線はターゲットの端で強く観察される一方で,加熱領域である $He\alpha$ 線の発光がレーザー軸に沿って強く観察された.この発光領域の違いは,コアがレーザー軸に沿って局所的に加熱されていることを示している.

3.3.3 2次元PICシミュレーションによる等積加熱の計算 この加熱の物理的描像にせまるため、加熱実験で得られ

た密度分布を使用して、2次元の粒子内セル (PIC) シミュレーション (PICLS) による計算を行った。図6は圧縮し

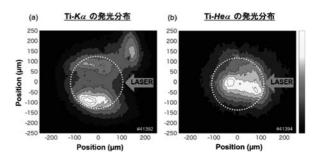


図5 Ka線とHea線の発光分布.参考文献[1]補足資料の図S 3を引用.

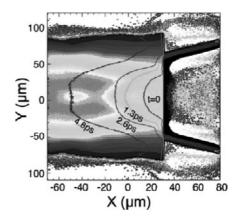


図6 1 keV の等温線の時間発展. レーザー照射側 (右側) からコアの中心に向かって 1 keV 以上の温度の領域が拡散していく.

たプラズマをピコ秒の高強度レーザーで直接加熱した際に、1 keV 以上の温度領域が広がっていく様子を示したシミュレーション計算結果である. 抵抗性加熱によってレーザーとプラズマの相互作用領域でプラズマが加熱され、その周囲に熱波が秒速数千キロメートルで拡散的に広がっていく様子を見ることができる. 熱波は、加熱レーザー照射が終了した後も $10 \, \mu\text{m/ps}$ を超える速度で伝播し、レーザーのピークから $4.8 \, \text{ps}$ 後には、圧縮された密度の高い領域($X>-40 \, \mu\text{m}$)が $1 \, \text{keV}$ 以上の電子温度まで加熱された. この PIC シミュレーションは、拡散加熱が $1 \, \text{keV}$ は、工作を超えて高密度領域を局所的に加熱できる加熱プロセスであることを明らかにした.

3.4 まとめと展望

本章では、等積加熱によって生成されたkeV温度・固体密度以上のプラズマを特徴づけ、等積加熱の加熱機構の解明に迫ることができるドープターゲットを用いたX線スペクトル計測、発光分布計測の手法について重点的に解説した。従来から行われてきた中性子のイールド計測のように加熱の結果を正確に測定する手法に加えて、ドープターゲットを用いたX線スペクトル計測、発光分布計測を行っていくことで、より深く等積加熱の複雑な物理機構に迫ることができる。今後は、このX線スペクトル計測、発光分布計測に時間分解計測を組み合わせて、等積加熱の物理機構により詳細にアプローチしていこうと考えている。

謝辞

激光 XII 号レーザー及びLFEX レーザーを利用した実験に関して、大阪大学レーザーエネルギー学研究所の多くの職員、学生の方々に感謝いたします。特に X 線の計測に関しては、大阪大学レーザー科学研究所の李昇浩博士、坂田匠平博士、藤岡慎介教授、ネバダ大学の澤田寛准教授がいなければ遂行することができませんでした、感謝いたします。またターゲット開発並びに製作に関して、大阪大学レーザー科学研究所の有川安信講師、産業技術総合研究所の岩佐祐希博士にご尽力いただきました、感謝いたします。また等積加熱の理論及びシミュレーションに関して

は,大阪大学レーザー科学研究所の東 直樹氏,岩田夏弥講師,千德靖彦教授にご尽力いただき感謝いたします.

参考文献

- [1] K. Matsuo et al., Phys. Rev. Lett. 124, 35001 (2019).
- [2] 千徳靖彦: プラズマ・核融合学会誌 95,6 (2019).
- [3] 重森啓介:プラズマ・核融合学会誌 92,3 (2016).
- [4] Y. Sentoku and A.J. Kemp, J. Comp. Phys. 227, 6846 (2008).
- [5] Y. Iwasa et al., Fusion Eng. Des. 125, 89-92 (2017).
- [6] Y. Arikawa et al., Fusion Sci. Technol. 76, 464 (2020).
- $[\ 7\]\$ H. Sawada $et\ al.,\ Phys.\ Rev.\ Lett.\ 122,\ 155002$ (2019).
- [8] S. Sakata et al., Nat. Commun. 9, 3937 (2018).



小特集 短パルス高強度レーザーによる等積加熱が拓く高エネルギー密度科学

4. レーザー等積加熱による高電離重金属プラズマの生成

4. Formation of the Highly Charged Metal Plasma by the Isochoric Heating by Short Pulse High Intensity Laser

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6月20日)

高強度($>10^{21}$ Wcm⁻²)短パルス(数十フェムト秒)のレーザーと金属固体薄膜(サブミクロン厚)を相互作用させることで、高温(~10 keV)固体金属プラズマが生成できるということが、最近、実験・理論・シミュレーション手法を用いて明らかとなってきた。本章では、量研関西研のJ-KAREN-Pレーザーの時間波形を精密に制御・計測し超高強度で銀のターゲットに照射し、高温固体金属プラズマを生成し、そこから加速されて飛び出した多価の銀イオンの価数・エネルギーをプラズマ中のダイナミクスを計測するプローブとして用い、プラズマ中における電離過程を調査した結果について示す。

Keywords:

plasma, short-pulse high intensity laser, highly charged heavy ion, ion acceleration

4.1 はじめに

最先端のペタワット級超高強度短パルスレーザーを, 極小空間(波長程度~マイクロメートル)に絞り込むと, 強烈な強さのレーザー電場を生成することができる (>100 TV/m). この電場に固体金属薄膜をさらすとどう なるのだろうか?固体金属薄膜は、一瞬にして、地球上の 他のいかなる方法によっても得ることができない特異な極 限プラズマと化すことが、最近筆者を含む共同研究グルー プが行った研究によって, 実験・理論的に明らかになって きた. すなわち、ターゲットは固体密度を保ったまま、太 陽コア内部を超える超高温 (~10 keV) にまで一瞬にして 加熱される (高温度・固体密度重イオンプラズマ). この ような特異な極限プラズマは、高コントラスト超高強度短 パルスレーザーを持ってして、初めて我々が地上で手にす ることができるものであり、輻射を含むエネルギー輸送過 程,原子過程等に関しての研究はまさに始まったばかりで ある. これらを理解することで、高エネルギー物理、核物 理学などの分野に新しい切り口を与えることができると考 えられる[1].

また、この特異なプラズマは同時に量子ビーム源という 顔を持つ。その中でも、特に重イオン加速源として最適な 特徴を兼ね備えている。この極限プラズマ中においては、 従来型加速器技術では不可能な重イオンの高エネルギー加 速と多価電離を同時に達成できるため、飛躍的に小型化し た重イオン加速器につながる技術として応用が期待されて いる。特に、このレーザー駆動型の重イオン加速手法は、 非加速イオンの質量が重いほど、小型化の効果が優位となり、加速効率も既存加速器に勝るうえに、加速時間が極短時間(レーザー光のパルス幅程度)であるという特徴があるため、単に小型の重イオン加速器というだけではなく、新しいパラメータを提供できる重イオン加速器を生み出す可能性も期待されている[2,3].

しかし、現状においては、この特異なプラズマをレーザープラズマ多価重イオン加速源として実際に応用するまでには、調査・解決すべき課題が未だ数多く存在している。例えば、様々な応用先において、被加速粒子のエネルギースペクトルの制御が求められるにもかかわらず、エネルギースペクトルに絶大な影響を与える要因の一つであるイオンの価数分布の制御方法が、未だ正確に理解されていない。その理由の一つとしては、特異な極限プラズマを生成するために必要不可欠なPW級の超高強度短パルスレーザーが、近年になりようやく世界各国で動き始めたところであり、特異な極限プラズマの研究はまさに始まったばかりだという背景がある。

我々は量子科学技術研究開発機構 関西光科学研究所 (量研関西研) における, PW 級超高強度短パルスレーザー J-KAREN-P を重イオン薄膜と相互作用させ, 特異な極限 プラズマを生成し, 極限プラズマをイオン源として最適化 する際に, 必要不可欠な情報であるプラズマ中における重イオンの電離過程を調査した. ターゲットノーマルシース 加速機構 ([4], 以下 TNSA) によって加速された重イオンの電離機構を詳細に調査した研究は世界でも初めてであ

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

る. 手法としては、ターゲットバルクから発生する重イオンをプラズマ中のダイナミクスのプローブとして用い、得られた実験結果を、理論的考察及びシミュレーションを用いて再現した. Particle-in-cell (PIC) コードとしては、超高強度レーザーと急峻に立ち上がる密度勾配を持つプラズマとの相互作用、及び各種電離過程を組み込んだ2次元PICLSコード[5]を用い、かつ、レーザープラズマ相互作用を大きく左右するレーザーの時間波形をメインパルスのナノ秒近く前から精密に測定し、シミュレーションへのインプットパラメータとして忠実に反映させた. このような「現実をより精密に反映したシミュレーション」の試みは非常に稀であり、結果として得られた「実験をよく再現するシミュレーション」から引き出される極限プラズマ中の物理過程には、高い信頼性があることを示す.

本章では、まず、特異なプラズマ中で起こりうる電離過程を解説した後、実験的に高温固体重イオンプラズマを生成し、その実験結果を再現するシミュレーション結果に基づきプラズマ中で支配的な電離過程について考察し、最後にまとめと今後の展望を述べる.

4.2 高密度プラズマ中の電離過程

図1は、相対論的強度のレーザーと物質が相互作用した際に貢献する電離過程を示す。シース加速場およびレーザーによる電離過程、電子衝突電離過程、光電離過程が、どこの場所で支配的になる可能性があるのかを示す。以下、わかりやすいように、あとで記述する実験で使用したパラメータをもとに説明する。実験においては、 $10 \, \text{J}$ 、 $45 \, \text{fs}$ のレーザーをピーク強度 $5 \times 10^{21} \, \text{W cm}^{-2}$ で、銀の薄膜に照射した。

高強度短パルスレーザーが固体薄膜ターゲットと相互作用すると、レーザー照射面から一気にターゲットはプラズマ化する。通常、メインパルスとターゲットとの相互作用に先立ち、メインパルスに先駆するプリパルスと呼ばれる低強度のレーザー成分がターゲットと相互作用し、ターゲット前面にプリプラズマが生成される。このプリプラズマ中で支配的になりえる電離過程としては、レーザー電磁場による直接電離過程がある。

図2に銀(Z=47)の静電場による電離過程の確率(図2(a))[6]と、電子による衝突電離過程の断面積(図2(b))

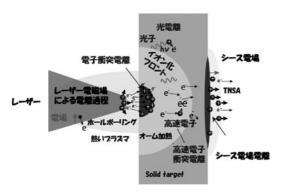


図1 超高強度短パルスレーザーと金属薄膜ターゲットとの相互 作用時に貢献する電離過程.

[7]を示す. 図 2 (a) は、外部電場によって、例えば銀を40 価 (L 核電子) まで電離するには、200 TV/m 程度の電場が必要となることを示している。本来ならばレーザー電場を静電場と扱うのは正しくないが、内核電子がレーザー周期に比して十分に早く電離される場合は、レーザー電場を静電場と近似し、図 2 (a) の描像にて大まかな状況を把握することができる。すなわち、例えば集光強度が $5\times10^{21}\,\mathrm{Wcm^{-2}}$ である場合(レーザー電場は約 200 TV/mに相当)、レーザーによる40価の銀は電離可能であることがわかる。

一方において、ターゲットのレーザー照射側の裏面においては、非常に強いシース電場が形成される。このシース電場の強度は、原理的には、レーザーの強度の約7割近くまで高められることがわかっている[8]. すなわち、レーザー電場を200 TV/mでターゲットに照射した際に、裏面に形成されるシース電場の強度は、最大で140 TV/mに達する。しかし、この強度においては銀のイオンは40価までイオン化することは非常に難しい。

また、レーザーはプラズマ内部の臨界密度領域まで伝搬する。例えば、波長 1 ミクロンメートルのレーザー光に対する臨界密度 (n_c) は $\sim 10^{21}$ cm $^{-3}$ であり、固体金属内部における電子密度に比べて数桁低い密度である。レーザー光はプラズマの臨界密度付近で強く吸収され、メガアンペア近い電流をもつ高速電子流に変換される。ターゲットのレーザー照射面側においてはこの高速電子流による衝突電離過程も貢献する。さらに、プラズマ中の電子がレーザー電磁場によって直接搖動されることで発生する高エネルギーの光子(X線)による光電離過程も無視できない。

次にターゲットの内部における状況を考える。レーザーの強度が上がるにつれ,臨界密度は γ 倍上昇するが (γ ncr, γ (=相対論的因子) = $\sqrt{1+a_0^2/2}$, $a_0=eE_0/m\omega c$ は規格化レーザー強度, e, E_0 , m, ω , c は素電荷,レーザー電場,電子質量,レーザー周波数,光速),たとえレーザーの強度が $5\times 10^{21}\,\mathrm{Wcm}^{-2}$ ままで上昇したとしても,相対論的臨界密度は,重元素(例えば銀 Z=47)の固体密度よりも低い。すなわち,ターゲットが十分に分厚く臨界密度以上の条件を保っている限り,レーザー自体はターゲットの奥深くまでは伝搬できないために,ターゲット内部においては,レーザー電磁場による直接電離過程は無視できるようになる。しかしながら,上記の高速電子流がターゲット内部を流れることでターゲット内部には,電荷分離電場が生成されようとする。これを打ち消すため,低速の電子流がターゲット内部で流れ,結果として,これらの低速電子流によ

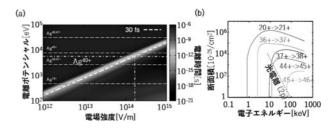


図2 銀イオンに対する(a) 静電場による電離確率[6],及び(b) 電子衝突雷離渦程の断面積[7].

りターゲットが抵抗加熱される.このプロセスは,高速電子流が続く限り,すなわちレーザーのパルスが続く限り継続され,輻射による冷却効果を無視すれば,ターゲットの温度は次式によってあらわされる[9].

$$\overline{T}_{\rm e} \sim ((\eta_2 \gamma)^2 \overline{t} / \overline{n}_{\rm i})^{2/5}$$

 T_e , \overline{t} , \overline{n}_i はそれぞれ m_ec^2 で規格化された電子温度,レーザーの 1 サイクルで規格化された時間,臨界密度で規格化されたイオン密度に相当する. n_2 は幾何学的な補正係数であり,高速電子が広がり角を持つため,ターゲット内部を伝搬することで密度が減少することを反映する。ターゲット厚み500ナノメートル,集光サイズ直径 2 ミクロンメータとした際に約 0.5 となる [8]. また,実験における値を挿入することで,電子温度約 10 keV 近くまでターゲットが加熱されると予測される。 図 2 (b) より,このような高エネルギー電子は,銀を L-shell にとらわれた電子を十分に電離可能であることがわかる。すなわち,今考えている強度レベルの超高強度短パルスレーザーによって加熱された臨界密度以上のプラズマ中においては電子衝突電離の効果が支配的になると考えられる.

しかしながら実際のところは、レーザー及びターゲットパラメータの組み合わせにより、どの電離過程が支配的になるかが変化するため、詳細に調査する必要がある。次節は、レーザー照射面側からレーザー側に対向して発生するイオンビームではなく、応用を考えた際により適する、ターゲット裏面から発生する低エミッタンス高エネルギーの重イオンビームの生成に支配的な電離過程を調査した実験を紹介する。

4.3 高コントラスト短パルスレーザー実験4.3.1 実験のセットアップ

実験では量研関西研にある J-KAREN-P レーザーシステム [10,11] を 300 TW モードで用いた. 図 3 に実験のセットアップを示す. 10 J, 40 fs のレーザー光を,500 nm の銀の薄膜に F/1.4 の軸外 し放物 面鏡で45度の角度から $5\times10^{21}\,\mathrm{Wcm^{-2}}$ の集光強度で照射した [8]. ターゲットのレーザー照射面と反対側の面(以下裏面と記述)から発生するイオンのエネルギーおよび電荷をトムソンパラボラスペクトロメータ [12] を用いて計測した. レーザーの時間波形は図 4 (a) に示すようにナノ秒のコントラストが 10桁以上であり、メインパルスから 100 ps 程度前から緩やかに立

4.3.2 ターゲット表面不純物層の除去

ち上がるパルスとなっている.

まず、ターゲットの材質・厚みの最適化を行った.固体密度を保ったままプラズマを加熱する際には、できるだけプリパルスに耐性のある重元素のターゲットが望ましい.しかしながら、あまり重い元素になると、現状のJ-KAREN-Pレーザーで達成できるピーク強度では、なかなか内核電子まで電離するのが難しくなる.図1に示されたように様々な電離過程が複雑に絡んでいるのを識別するために、J-KAREN-Pレーザーのピーク強度でちょうどL核電子は電離できても、K核電子は電離できないような物

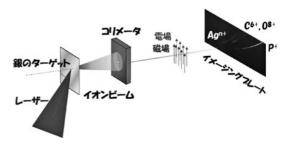


図3 実験セットアップ.銀のターゲットから発生したイオンを 電場磁場を平行にかけたトムソンパラボラスペクトロメー タにて分離し、イメージングプレートにて計測.

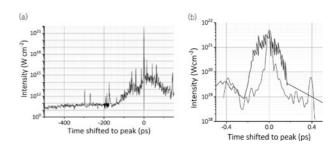


図 4 J-KAREN レーザーの実験時の時間波形(a) Sequoia による 計測, (b) メインパルス近傍の拡大、黒線は Sequoia によ る計測グレーは Wizzler による計測.

質で、かつターゲット表面に酸化膜が形成されにくい貴金属、という観点より銀を選択した.

ターゲットが厚すぎるとバルクからの銀イオンの加速効率が悪いため、ターゲットを徐々に薄くし、銀イオンの効率的な加速が認められる厚みに調整した。ただし、ターゲットと相互作用後の透過光の量と、発生する陽子線の形状をモニターすることで、加速機構として TNSA が支配的であることをぎりぎりの厚みとした。結果とし得られた、最適な銀の薄膜の厚みは 500 nm であった。

次に、ターゲットの表面に存在する不純物層(水やハイドロカーボン)の除去を行った。ターゲットバルクからの重イオンを加速して取り出す際には、この不純物が邪魔となる。すなわちこれらの軽元素が真っ先にシース電場で加速され、ターゲットバルク起因の重イオンの加速を妨げる。過去において様々な手法を用いこれらの除去が行われてきた[13-16等]。我々はJ-KARENレーザーパルスを図4(b)のように整形し、これらの不純物を取り除く手法を取った。すなわち、メインパルスに400fs先立って存在する10¹⁹ Wcm⁻² レベルのプリパルスによって、プリシース(メインの加速場よりも弱い加速場)を生成しこれらの不純物中の原子をイオン化するとともに同時に加速し、メインパルスの到達によりメインのシース電場が形成される時刻には、これらの軽元素が十分ターゲットより遠方に飛ばされ「除去」されている状況を作り出した。

これによって、高強度のメインシースに曝されるのは、 ターゲットバルク起因の重イオンのみになり、効率よく重 イオンを加速して取り出すことが可能となる.

4.3.3 高エネルギー多価銀イオンの計測

このようにして表面不純物層を取り去った銀のターゲットにメインパルスが照射されることで,加速されたイオン

のスペクトルをトムソンパラボラスペクトロメータで計測した結果を図5(a)の黒丸で示す. 計測したのは、銀のL-shell イオンのスペクトルである. 最高エネルギーにして、15 MeV/u の銀イオンが42価まで電離されていることがわかった. 銀イオンの42価のイオン化ポテンシャルは、>6 keV に相当する. 同時に計測された陽子線の最高エネルギーは 40 MeV であった.

4.4 シミュレーションとの比較 4.4.1 シミュレーションのセットアップ

次に実験で確認された多価高エネルギー銀イオンがどのような電離過程を経て生成されたのかを,理論的考察およびシミュレーション結果との比較で考察する.

J-KAREN-P レーザーのパルスはコントラストが良い条件であるとは言え、銀の 500 nm のターゲットは非常に薄いため、プリパルスなどのメインパルスに先駆する低強度レーザー成分との相互作用が無視できない。そのために、ナノ秒から数十ピコ秒までの低強度のレーザー成分とターゲットの相互作用を流体シミュレーションにて再現させ、その結果を PIC シミュレーションの初期条件として反映させた。流体シミュレーションは 2 次元 FLASH コードを用い、流体シミュレーション適応の限界であるレーザー強度 $(10^{14} \text{ Wcm}^{-2})$ まで計算した。得られたターゲットの密度分布の情報を、衝突、電場による電離及び衝突による電離過程,及び輻射の効果を取り入れた,2 次元 PICLS コード [5] に入力し計算を行った。

4.4.2 表面不純物層除去の様子

メインパルスがターゲットに照射される直前のタイミングにおけるイオンの空間分布を図6に示す。メインパルスに起因するメインシースは電子密度が高速電子流の密度 γ ncrと同程度の密度領域に形成されるが,陽子,フルストリップの炭素の分布は,図中に示された電子密度 γ ncrよりもはるかに離れた場所に存在する。一方において,電子密度 γ ncrの領域はちょうど銀の密度分布と空間的に一致を示し,銀のみが存在するところにて,メインのシースが形成されていることがわかる。すなわち図4(b)にて示されたパルス波形にて,ターゲット不純物層が除去され,メインパルス起因のメインシースは,ターゲット起因の銀のみを加速するという描像が成立していることがわかる。

4.4.3 高エネルギー多価銀イオンの電離メカニズム

図7に示すのは、メインパルス照射時およびその時刻より35フェムト秒後の時刻における、(a)ターゲット中の電子温度と(b)銀の平均価数である。メインパルス照射によって、ターゲットの電子温度が10 keVを超える温度にまで加熱され、同時に平均価数が40以上となっていることがわかった。メインパルス照射後たった35フェムト秒という短時間でターゲットが加熱されているため、その間ターゲットは固体密度を保ったままである。コントラストの悪いレーザーやピコ秒のパルス幅を持つようなレーザーを用いた場合だと、このような「固体・高温プラズマ」は生成不可能である。レーザーのエネルギー注入よりプラズマが輻射により冷却される効果が効いてくるか、または、プラ

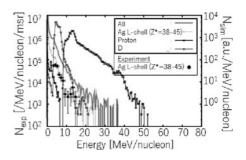


図5 実験で取得した L-shell 銀イオンのスペクトル (黒丸). その他のラインはシミュレーション (後述) で得られた陽子, 炭素, 銀の価数毎のスペクトル.

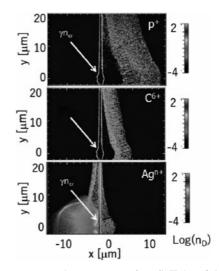


図6 メインパルスがターゲットと相互作用する直前における ターゲット付近の密度分布の様子、(上)プロトン(中)炭 素(下)銀イオンの様子を示す.

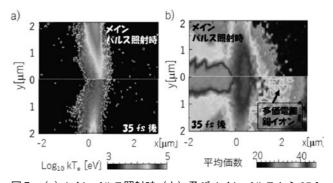


図7 (a)メインパルス照射時(上)及びメインパルスから35fs後におけるターゲット中の電子温度.(b)銀の平均電荷を(a)と同じ時刻にて表示.

ズマ自体が膨張する効果が無視できなくなるからである.次に、加速されてターゲットより飛び出した銀イオンに支配的な電離過程を詳細に調べたところ、固体高温プラズマ中における電子衝突電離が支配的であることが明らかとなった.さらに、多価電離された銀イオンは、ターゲット裏面に形成された強烈なシース電場(シミュレーションよりそのピーク強度は>40 TV/m であることがわかっている)によって引き出され、加速を受け高エネルギーになってターゲットを飛び出すことも確認された。もちろん一部この強烈なシース電場による電離も貢献しているが、実験

で計測された40価以上の銀は、図2(a)で示されるようにシース場での電離は不可能であることがわかる。また、シミュレーションより得られたイオンのエネルギースペクトル(図5)は計測された陽子の最高エネルギー、銀の価数、エネルギー等を、非常によく再現している。

4.5 まとめと今後の展望

本章では、超高強度極短パルスレーザーを固体銀の薄膜と相互作用させることで、固体密度を保ったまま、極短時間に銀を $10 \, \mathrm{keV}$ という高温まで加熱した実験結果を紹介した。この特異なプラズマは、超短パルスレーザーのピーク強度が $10^{21} \, \mathrm{Wcm}^{-2}$ を超える超高強度かつ、最適化されたコントラスト条件を持つときのみ生成可能であり、J-KAREN-P レーザーの時間波形を精密に制御することで初めて生成可能となった。また、このような特異なプラズマ中では、高温に加熱した電子との衝突によってターゲット母材の元素を効率的に多価イオンにすることが可能である。本章で紹介したように、ターゲットとの裏面には強烈なシース電場が生成できるため、このシース電場にて、多価電離した銀イオンを高エネルギーで引き出すことができ、レーザー駆動重イオン源として最適であることを示した。

今後レーザーのピーク強度をさらに上げていくことにより、さらに重元素の固体高温プラズマの生成を試みることを考えている。もちろん、レーザー駆動重イオン源としての応用の観点からも、どこまでの重イオンがどこまで多価電離され高エネルギーに加速できるかを調査するのは興味深い。それにも増して、ターゲット母材として重元素を選ぶほど、かつ、レーザーの強度を上げるほど、輻射による冷却効果も効いてくると考えられるが、この領域におけるプラズマの輻射過程についてはまだ理解されていないところも多い。また輻射の効果が卓越してくることで、当然重イオンの電離メカニズムも変化する。どこまで高温のプラ

ズマが生成でき、どこまで多価重イオンが生成できるのか、実験的及び理論・シミュレーション手法を用いて総合的に研究を進めていきたいと考える.

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[8]の共著者の諸氏との共同研究によるものであり、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 10 K05506、JST プレスト Grant Number JPMJPR16 P9、This work was supported by JST-Mirai Program Grant Number JPMJMI17 A1、Japan の助成を受けて得られた。

参考文献

- [1] Paul Drake High Energy Density Physics 2006 Springer 10.1007/978-3-319-67711-8.
- [2] M. Nishiuchi et al., Phys. Plasmas 22, 033107 (2015).
- [3] M. Nishiuchi et al., Plasma Physics Rep. 42, 331 (2016).
- [4] R.A. Snavely et al., Phs. Rev. Lett. 85, 2945 (2000).
- [5] Y. Sentoku and A.J. Kemp, J. Comp. Phys. 227, 6846 (2008).
- [6] S. Kato et al., Phys. Plasmas 5, 292 (1997).
- [7] W. Lotz, Z. Physik 232, 101 (1970).
- [8] M. Nishiuchi et al., Phys. Rev. Res. 2, 033081 (2020).
- [9] Leblanc and Sentoku, Phys. Rev. E 89, 023109 (2014).
- [10] H. Kiriyama et al., Opt. Lett. 43, 2595 (2018).
- [11] A.S. Pirozhkov et al., Optics Express 25, 20486 (2017).
- [12] M. Nishiuchi et al., submitted for publication.
- [13] B.M. Hegelich et al., Nature 439, 445(2006).
- [14] S. Palaniyappan et al., Nat. Commun. 6, 10170 (2015).
- [15] M. Allen et al., Phys. Rev. Lett. 93, 265004 (2004).
- [16] K. Zeil et al., Plasma Phys. Control. Fusion 56, 084004 (2014).

•

小特集 短パルス高強度レーザーによる等積加熱が拓く高エネルギー密度科学

5. X線自由電子レーザーの固体内吸収過程としての等積加熱

5. Physics of Isochoric Heating by XFEL

千 徳 靖 彦 SENTOKU Yasuhiko 大阪大学レーザー科学研究所

(原稿受付:2020年6月20日)

X線自由電子レーザー(XFEL)はプラズマ計測として主に使われているが、物質の加熱源としての機能も高い、XFELを固体に照射すると光子が吸収され光電子やオージェ電子が発生し、それら非熱的な電子によりフェムト秒スケールで固体は等積加熱されプラズマが形成される。XFELは光子数や光子エネルギーを調整することで、吸収率を変え、加熱の深さやプラズマの温度を制御することができる。また、高密度プラズマ中の原子のイオン化ポテンシャル降下量やK吸収端の電離に伴うシフト量の同定など、基礎物性の精密な検証も可能である。本章ではXFELによる等積加熱の物理の詳細を、最新の数値シミュレーション技法も紹介しながら解説する。

Keywords:

Isochoric heating, XFEL, Continuum-lowering, photoionization, Auger ionization, Collisional Ionization, Particle-in-Cell simulation

5.1 はじめに

宇宙に存在する星や巨大惑星の内部は、100万気圧以上 の超高圧プラズマ状態にある. そのようなプラズマを高エ ネルギー密度プラズマと呼び, 恒星内部のような超高温状 態と, 木星など巨大惑星内部に相当する Warm Dense Matter (WDM) と呼ばれる縮退した強結合状態の二つに分類 される. 星内部や惑星内部を直接観測することはできず, 外部に放射される X 線などを観測するが、観測データの解 釈には X 線吸収などの輻射の理論モデルが重要となる. 理 論モデルは、実験により検証する必要がある. 本章特集で は、これまで超高強度レーザーにより物質を加熱し、高エ ネルギー密度プラズマを生成する方法について紹介してき た. 本章では X 線自由電子レーザー (X-Ray Free Electron Laser, XFEL) による等積加熱を解説する. XFEL は物質 の微細構造やプラズマ中の衝撃波の計測などプローブとし て専ら利用されているが、プラズマを生成する加熱源とし て紹介する.

本小特集第2-4章で議論された高強度レーザーによる加熱は、レーザー光の臨界密度近傍での吸収により発生する高エネルギー電子が主に担う. XFEL は硬 X 線であり、固体内部に深く侵入し光電離過程で吸収され、その時発生する光電子やオージェ電子などの非熱的電子が固体を加熱する. 高強度レーザーに比べると生成されるプラズマのボリュームは小さいが、光子エネルギーや集光強度を変更することで、プラズマの温度や体積を調整し、WDM から高温プラズマまで制御し生成できる. そのため理論モデルの検証や、高密度プラズマ中のイオン化ポテンシャル降下、

または X 線の K 吸収端など基礎物性の精密な計測ができる

XFEL は米国 LCLS (SLAC),日本 SACLA (理研)が運用されており、欧州 European XFEL などの建設が進んでいる。XFEL は線形加速器で加速された相対論的電子ビームを、SN 極を交互に配置したアンジュレーターに通すことで、蛇行運動からシンクロトロン過程により X 線を放射する。放射される光子のエネルギーは電子のエネルギーや磁石のピッチで決定され、現在運用されている硬 X 線領域の XFEL の光子エネルギーは1 keV から 20 keV (バンド幅 1 %以下)の範囲で可変である。

X線の吸収過程は、レーリー散乱 (Coherent scattering), コンプトン散乱 (Incoherent scattering), 対生成など、光子のエネルギーによって主となる過程は異なる。 図1 に炭素の吸収断面積を示す. 硬 X線領域では光電離過程が最大の散乱断面積 (σ_{pi}) を持つ.

本章は、XFELと物質の相互作用を数値シミュレーションするために必要な物理モデルを紹介することで、XFELによる物質の等積加熱の物理を解説する。最新のシミュレーションを示すことで、XFELによる等積加熱のイメージを示し、K吸収端計測の実験との比較検証を基礎物性の精密計測の例として紹介する。

5.2 XFEL と物質の相互作用の物理モデル

本節では、XFEL による物質の等積加熱における重要な物理過程を解説し、プラズマシミュレーションコード (PICLS) に組み込んだ物理モデルを紹介する。PICLS は

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

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

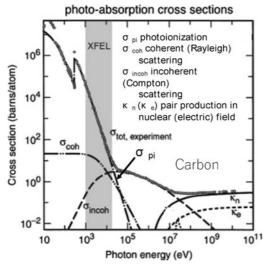


図1 炭素の X 線吸収過程の断面積[1].

Particle-in-Cell (PIC) 法のプラズマ粒子シミュレーションコードであり、荷電粒子間のクーロン衝突[2]、電子衝突や強い電場によるイオン化過程[3]をシミュレーションできる。 XFEL と物質の相互作用をシミュレーションするために、図 2 に示すように X 線輸送計算も組み込んでいる [4,5].

XFELの吸収過程は図1の散乱断面積が示すように、光電離過程が主となる。光電離過程は光子が原子内部の束縛電子を叩き出し吸収される過程である(図3)。叩き出された電子は光電子(Photoelectron)と呼ばれ、光子のエネルギーとイオン化ポテンシャルのエネルギーの差を運動エネルギーとして付与される。内殻電子が叩き出され穴ができた場合、外殻軌道から電子が落ちてきて、内殻軌道を埋めると同時に光子が放出される。この光子は特性 X 線と呼ばれ、そのエネルギーは内殻と外殻のエネルギーの差にな

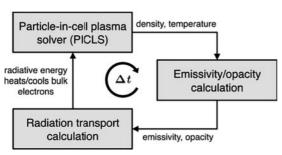


図2 輻射輸送計算と PICLS の連動.

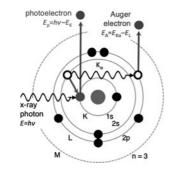


図3 光電離過程とオージェ電子過程.

る. K 殼 (内殼) と L 殼 (外殼) の場合に放出される特性 X線が $K\alpha$ 線である. 放出された Ka 線は、ある確率で直ち に L 殼に再吸収され、 L 殼の束縛電子が叩き出される. これがオージェ電子である. 光電離が特性 X 線の放射過程になるかオージェ過程になるかは、元素ごとに確率 (fluorescence yield) が決まっており、 $K\alpha$ 線のアルミニウムの放射率は 3.4%、銅で43%である [6]. すなわちアルミニウムの場合, K 殼の光電離は、ほぼオージェ過程になる. KLL 過程のオージェ電子は、 $K\alpha$ 線と L 殼のポテンシャルの差で決まる運動エネルギーを持ち、 アルミニウム (銅) の場合, 1.4 (7.9) keV である.

光電離の断面積は、それぞれの物質の軌道毎に原子コードにより計算できる(図 4 (a)).光電離の断面積は、イオン化ポテンシャル(I_p)と光子エネルギー (h_ν)に対して、(I_p/h_ν) $^{1/3}$ に凡そ比例することが知られている[7].そのため、イオン化ポテンシャルより少しだけエネルギーが高い光子が最大の吸収断面積を持つ.電離が進むとイオン化ポテンシャルがシフトするため、断面積の最大値も高エネルギーにシフトする.

図4(b)は K 殻電子が叩き出され、K 殻穴が生じた場合、どのくらいの時間で、L 殻から電子が落ちてきて穴が塞がるかを示している。 K 殻穴が1つの場合、残っている束縛電子の数に依存するが、およそフェムト秒が時定数であることがわかる。 X 線レーザーの強度が高い場合、電離が進むと、二つの K 殻電子の両方が無い状態になり、 X 線の吸収は飽和する。

PICLS コードでは、原子の束縛電子の各軌道の光電離の確率を計算し電離する。特に K 殻に関しては、K 殻に残っている電子数をイオン毎に追跡し、穴ができた場合、 \mathbf{Z} 4 (b) の時定数に従う確率で穴を埋めると同時に $K\alpha$ 線を放射する。 $K\alpha$ 線が原子内部で再吸収される確率は元素の放射係数に従い、吸収と判断された場合は $K\alpha$ は放出せずオージェ電子を生成する。

図4(a)に示すように、光電離は光子エネルギーが、イオン化ポテンシャルより低い場合起こらないため閾値を持つ。それゆえ硬X線の吸収率はイオン化ポテンシャルの変化に敏感である。高密度プラズマ中では、原子のイオン化ポテンシャルは、近隣の原子のポテンシャルとの重ね合わせの結果降下することが知られている(Ionization Potential Depression:IPD)。IPD の経験則としてEcker-Kröll (EK)モデル[8]が知られており、また物理モデルとして

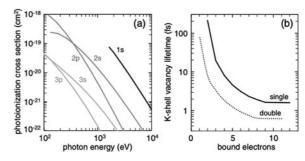


図4 (a)アルミニウム原子内の束縛電子の各軌道の光電離過程 の断面積. (b) K 殻穴のライフタイム[5].

Stewart-Pyatt (SP) モデル[9]がある。図5(a)は温度100 eV・平均電離度7の固体アルミニウム中におけるIPDをイオンの電離度毎にプロットしている。高電離度ほどイオン化ポテンシャル降下は大きく、EKモデルの方がSPモデルに比べて降下量が大きいこともわかる。図5(b)はアルミニウム原子のK吸収端(K-edge)のシフト量を示している。孤立原子に比べて、IPDの効果によりシフト量が小さいこと、SPモデルの方がEKモデルよりシフト量が大きいことがわかる。孤立したアルミニウム中性原子のK吸収端は1.55 keVくらいであるが、電離が進むと2 keVを超える。SPモデルとEKモデルのいずれが正しいかについては論争があるが、PICLSでは両者を導入し、実験結果と比較したので、その結果は後ほど紹介する。

5.3 XFEL によるアルミニウム薄膜の等積加熱

この節では米国 LCLS におけるアルミニウム薄膜の等積 加熱実験をPICLSコードでシミュレーションした結果を示 す. XFEL の光子エネルギーは、室温固体アルミニウムの K 殻イオン化ポテンシャル 1560 eV 前後で設定した. レー ザープラズマシミュレーションでは, 臨界密度近傍での吸 収過程を精度良くシミュレーションするために、空間グ リッドと時間ステップはレーザー光の波長 λ」と振動周期 τι に比べて十分小さく設定する必要がある. 今回, 固体の アルミニウムプラズマの完全電離密度約 8×10²³[1/cm³] のスキン長とプラズマ周期を解像するために 1[μm]/150 と3.3[fs]/150とした. 一方で硬 X 線の波長は Å スケールで あり、粒子シミュレーションでは解像できないが、硬 X 線の吸収はこれまで述べてきたように光電離過程であり, その確率は光子の数とエネルギーで決まるため、モンテカ ルロ法で精度良く計算できる. X線輸送の計算に必要なグ リッドサイズは、XFELのX線強度の空間分布を解像 し、十分な粒子数でプラズマの密度・温度を計算できれば 良いので、PIC グリッド・タイムステップの5倍とした。 PIC グリッド毎にイオン16個と電子208個をアルミニウム 固体領域に配置した. 輻射計算のグリッドではそれぞれ 5×5=25倍で,イオン400個・電子5200個となり,統計計 算には十分な粒子数である. 粒子間のクーロン衝突・イオ ン化過程を含めシミュレーションを行った. X 線輸送計算 の設定の詳細は[5]を参照されたし.

Rackstraw 等は LCL で XFEL の波長を変えながら、K

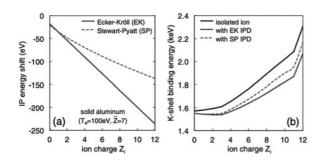
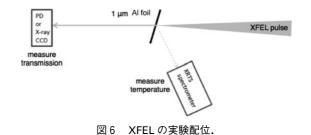


図 5 固体密度・温度 100 eV・平均電離度 7 のアルミニウム中の イオン化ポテンシャルの低下(a) と電離度による K 吸収端 のシフト量(b) [5].

吸収端のシフトを観測した[10]. ターゲットは厚さ 1 μ m のアルミニウムであり、パルス幅60 fsの XFELを斜め45度で照射した(図 6). 光子エネルギーはアルミニウムの K 吸収端(1560 eV)より少し低い 1540 eV から 1870 eV まで変えてターゲット裏側で透過率を測定した。シミュレーションでは、実行的なターゲットの厚さ 1.4 μ m に対して垂直照射し透過率を計算している。実験における XFEL のエネルギーは集光前に 2 mJ、オンターゲット 0.50 - 0.60 mJ であり、パルスあたりの光子数は 2×10 12 個、スポット径7 μ m の集光でピーク強度は約 10^{17} W/cm² と推定される.

図7が得られた透過率である. グレーの細線の各ポイン トが実験の計測値である. アルミニウムの K 吸収端は 1560 eV であるので、それより低い光子エネルギーの場合、 K 殻の光電離はほぼ起こらず高い透過率を示している. オ ンランデータベース CXRO[11] で得られた室温の固体アル ミ箔の X 線透過率を破線でプロットしている. CXRO で計 算される弱く単色の X 線源の場合,透過率は 1560 eV 前後 でシャープに低下し、その後、光子エネルギーの増加とと もに、光電離の確率が減少し、透過率は緩やかに増加して いる.一方,高強度で数十eVのバンド幅を持つ XFEL の場合, 1560 eV 前後で透過率は変化し0.6 程度まで低下す る. その後, 光子エネルギーを上昇しても透過率の変化は 弱く, 1600 eV で再度低下を始め 0.5 程度になる. XFEL の光子エネルギーが増加し、電離の結果シフトした K 吸収 端(図中黒矢印)を超えるとことで、階段的に透過率が減 少することを示している.

PICLSコードによるXFELとアルミニウム薄膜のシミュレーションでは、イオン化ポテンシャル降下のモデルとして、SPモデルとEKモデルでそれぞれ計算を行い、透過率



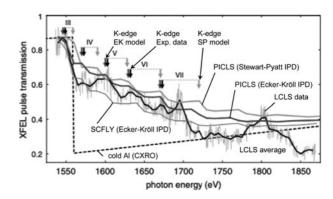


図7 固体 AI の XFEL 透過率の光子エネルギー依存性. ローマ数字は固体内部の平均電離度を示し、矢印は SP モデル (灰白色), EK モデル (灰色), 実験データ (黒色) で得られた K 吸収端の値を示す[5].

とシフトする K 吸収端を示した. SP モデルの結果が灰白色, EK モデルは灰色である. 透過率, K 吸収端のシフト量ともに, EKモデルが実験の計測値に近いことがわかる. 図には EK モデルを使った原子コード SCFLY の結果も参考に示した. SCFLY コードはゼロ次元コードで, PICLS のように XFEL の輸送は解いていない. 実験結果とシミュレーション結果から XFEL による固体の加熱実験は, K 吸収端シフトの物理とその値の検証ができた. XFEL による等積加熱の基礎物性に対する有用性をわかっていただけただろうか.

PICLSによる XFEL の相互作用のシミュレーションは X線の輸送を計算するので、加熱の時間・空間の発展の詳細を見ることができる。 図 8 は 1.7 keV の XFEL が照射されたアルミ 薄膜が加熱されていく様子を示している。 凡そ200 fs で中心部は2000万気圧に達している。 加熱の深さは 1 μm 程度であり、固体アルミニウムの 1.7 keV 光子の光学的深さに相当する。図 9 (a)に XFEL 照射下での、各電離過程のイベント数をプロットしている。 光電離過程が XFEL 照射とともに始まり、照射中増加していくが、数フェムト 秒以降は光電子やオージェ電子(1.4 keV)など非熱的で高エネルギーな電子による衝突電離が、主な電離の過程となる。 1.7 keV の XFEL ではオージェ過程は光電離のイベント数よりも少ないことも確認できる。衝突電離は、1.4 keV のオージェ電子が束縛電子と衝突し緩和していく過程である。

図9(b)に XFEL 照射中から照射後 100 fs の間の電子のエネルギー分布の時間発展を示した. L 殻の光電子が1.7 keV あたりに存在するがその数は少なく、オージェ電子が主な加熱源となり、衝突による緩和によってバルク電子は加熱されていく. パルス照射後 150 fs 時にはほぼ熱的に緩和し、バルクプラズマの温度は120 eVまで増加している.

図9(c)は光子エネルギー10keVのXFEL照射時の電子のエネルギー分布の時間発展である.10keVの場合,K 殻の光電離で生成される光電子のエネルギーが8keV程度と,1.4keVのオージェ電子よりも高エネルギーになる.そのため、加熱は主に光電子によって行われ60fsほどで、100eVまでバルクは加熱されている.光子エネルギーが10keVと上がったため、吸収率は低くなり、XFELの透過率は高くなる.そのため、より深い領域までXFELは進入し、より大きな体積を一様に加熱することができる.

5.4 まとめ

XFELによる固体の等積加熱は、光子エネルギーや集光強度によって加熱源になる非熱的電子の特性、加熱温度、加熱ボリュームを制御することが可能である。また、その結果から物質の温度上昇とともに変化するイオン化ポテンシャルの測定などが可能である。高強度レーザーの等積加熱の場合、レーザー吸収領域のプリプラズマが高温化し、固体内部の測定を難しくするが、固体内部を直接加熱できるXFELの場合、その問題がない。米国SLACのLCLSは現在アップグレード中で、アップグレード後はパルスエネルギーが現在の10倍程度に高くなる予定である。XFEL

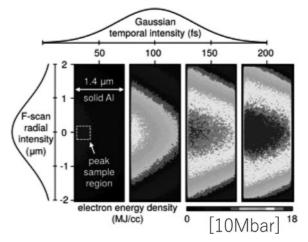


図8 XFEL (1.7 keV, 1.36×10¹⁷ W/cm²) で加熱されたアルミ 内部の電子密度の時間発展[5].

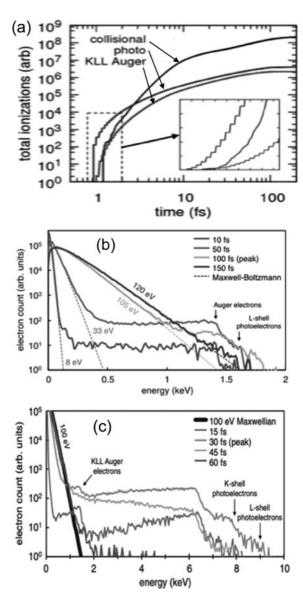


図9 (a)各電離過程のイベント数の時間発展。(b)1.7 keV XFEL で加熱されたアルミニウム内部の電子のエネルギー分布の時間発展。(c)10 keV XFELで加熱されたアルミニウム内部の電子のエネルギー分布の時間発展[5]。

による高エネルギー密度科学の研究が益々進むと期待される.

参考文献

- [1] J. H. Hubbell et al., J. Phys. Chem. Ref. Data 9, (1980).
- [2] Y. Sentoku and A. J. Kemp, J. Comput. Phys. **227**, 6846 (2008)
- [3] R. Mishra et al., Phys. Plasmas 20, 072704 (2013).
- [4] Y. Sentoku et al., Phys. Rev. E 90, 051102(R) (2014).

- [5] R. Royle et al., Phys. Rev. E 95, 063203 (2017).
- [6] A. Kahoul *et al.*, Radiation Physics and Chemistry, **80**, 369 (2011).
- [7] H.A. Kramers, Philos. Mag. 46, 836 (1923).
- [8] G. Ecker and W. Kröll, Phys. Fluids 6, 62 (1963).
- [9] J.C. Stewart and K. D. Pyatt Jr., Astrophys. J. 144, 1203 (1966).
- [10] D.S. Rackstraw et al., Phys. Rev. Lett. 114, 015003 (2015).
- [11] B.L. Henke, E. M. Gullikson, and J. C. Davis, At. Data Nucl. Data Tables 54, 181 (1993).



小特集 短パルス高強度レーザーによる等積加熱が拓く高エネルギー密度科学

6. おわりに

6. Conclusion

岩田夏弥 IWATA Natsumi 大阪大学レーザー科学研究所 (原稿受付: 2020年 6 月20日)

本小特集では、短パルス高強度レーザーによる等積加熱の実験および理論・シミュレーション研究を紹介してきた。レーザー等積加熱では、温度が eV 程度の縮退状態から、太陽中心に迫る keV 級の高温状態に至るまで、広い温度領域にわたる固体密度プラズマの形成・加熱過程が、数10フェムト(10^{-12})秒というごく短時間の間に進行する。この間に、電離、強電場・磁場生成、電子・イオン加速、輻射、衝突緩和と加熱、といった過程が強く関連しながら進展する。入射するレーザー光のエネルギーやパルス長、ターゲット物質の組成や密度によって加熱の支配機構が異なり、本小特集で紹介した様々なパラメーター領域での研究成果によって、レーザー等積加熱の全体像が明らかになってきている。

このような理解の進展は、第2-5章の各章で紹介したプラズマ計測手法とシミュレーションモデルの発展により支えられている。等積加熱実験においては、プラズマから輻射される特性 X 線や加速される重イオンを利用して、どの領域がどの電離度レベルまで加熱されたのかを特定できるようになってきている。また、電離過程・衝突過程を取り入れたプラズマ粒子シミュレーションにより、加熱における MeV の高速電子、keV のバルク電子、イオン、輻射のそれぞれの役割が明らかになってきている。これらを基

に,第2章で紹介した様々な加熱機構のうちどの機構がどの時間スケールで重要になるか,理論構築が進んでいる.例えば,第3章で示したキロジュール級レーザー等積加熱における熱拡散加熱の発現は,大体積の高エネルギー密度プラズマを高効率に実現するための指標となる.また,高速電子とバルク電子が同時に寄与するプラズマ形成(電離)過程の理解は,磁場閉じ込め核融合分野における逃走電子制御や不純物イオン計測との関連からも重要と考えられる.

今後,第5章で紹介した XFEL(X線自由電子レーザー)などを活用し,電離や加熱過程の時間分解計測が可能となれば,等積加熱の物理のさらなる理解が進むと期待できる. 照射された光のエネルギーが高密度プラズマ中でどのように輸送され,物質が加熱されていくのかは,プラズマ物理学として興味深く,また,恒星内部でのエネルギー輸送の解明や,その結果として放射される X線などのスペクトルを用いる X線天文学への貢献が期待される.また,これらの加熱や輻射,加速される粒子の特性を理解し制御することで,高価数・高エネルギーのイオン源や中性子源,高輝度 X線源,制御核融合など,応用研究の進展につながることを期待する.

小特集執筆者紹介 ~~~~~



おりまたなりませる。

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. 理論研究を通して自然界の非

線形・非平衡現象の理解に寄与することが目標. 趣味は絵を描くこと, ダイビングなど. 光や色, 波を感じることが好きです.

さか だ ひろし 澤田 寛

ネバダ大学リノ校 (UNR) 物理学科准教授. ロチェスター大学にて Ph. D 取得後,カリフォルニア大学サンディエゴ校にてポスドク,ローレンスリバモア国立研究所にて客員研究員. 2012年より UNR で助教. 2018年より現職. 専門は高強度短パルスレーザー, XFEL を用いた高温高密度プラズマの実験研究,診断法開発,慣性核融合等. 最近の自分の流行りは,一時帰国時の石垣島でのワーケーション (ダイビング).



な 尾 一輝

カリフォルニア大学サンディエゴ校博士研究 員.2020年大阪大学大学院・博士(理学). 博士課程在学時は高速点火方式核融合プラズ マや高エネルギー密度プラズマの研究に従事

していました. アメリカに渡ってからも, X 線計測を軸に高エネルギー密度プラズマの研究を進めています. アメリカはまだ, 自宅待機する日々が続いているため, 運動不足解消のため自宅でできる筋トレ等を始めてみようかと検討中です.



西内満美子

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.



せんとくやすのこ子徳靖彦

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. コロナの影響で外に遊びにも行けず, なんとなく鬱々としながらネット対戦ゲーム (Call of Duty) をやっている. 最近10回に1回くらいヘリガンナーを呼べるようになった. その時はちょっと爽快.