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<sup>18</sup> W/cm<sup>2</sup> 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<sup>-15</sup>)秒からピコ(10<sup>-12</sup>)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

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

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。

author's e-mail: iwata-n@ile.osaka-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<sup>-15</sup>) 秒からピコ (10<sup>-12</sup>) 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10<sup>21</sup> W/cm<sup>2</sup>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).



# 2. Understanding of Short-Pulse Laser Isochoric Heating of a Thin Solid Foil using 2D Monochromatic K $\alpha$ 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 J クラス、ピーク強度 10<sup>19</sup> W/cm<sup>2</sup> 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<sup>13</sup> ~10<sup>16</sup> W/cm<sup>2</sup>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 10<sup>18</sup> W/cm<sup>2</sup>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<sup>18</sup> W/cm<sup>2</sup>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)

Department of Physics, University of Nevada, Reno

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( $n_e \sim 10^{21}$ [ $1/cm^3$ ])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<sub>t</sub>),帰還電 流 (j<sub>c</sub>),ターゲットの電子密度 (n<sub>b</sub>),プリプラズマの温度 (T<sub>p</sub>),固体密度プラズマの温度 (T<sub>c</sub>).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].

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/cm<sup>3</sup>])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(Ka, Kβ)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10 eV から5 keV 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、Ka 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 5.6×10<sup>21</sup> [1/cm<sup>3</sup>]で固定,非熱的成分(2<sup>nd</sup> T<sub>e</sub>)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<sup>13+</sup> ~Ti<sup>17+</sup>), ヘリウム様チタンからの Hea 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Ka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,Ka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 Ka 線 のピークが独立して表れ(例えばTi<sup>13+</sup>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 Ka 線 (Ti<sup>13+</sup>~Ti<sup>17+</sup>) が見られる. Ka 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(Hea)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、Kα線の広がりとKβ/Kα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5µmのチタン薄膜を85J,1.5ps 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 Ka 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. Kα/Kβ 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 Ka 線の広 がり、Ka/KB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 Ka 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、Ka 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、10~20 μm 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5~10 eVである. 球面湾曲 結晶を用いたチタンKa線の単色X線イメージングの場合、 4.51 keVの中心格子エネルギーに対し±5 eV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 Ka線 がシフトする原理を利用し、空間分解した像の中で Ka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 Ka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8µm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2×10<sup>19</sup>W/cm<sup>2</sup>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<sup>8</sup>,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12µmで,エネルギー分 解能は計算より5eV 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2µm,表面積がそれぞれ 800×500µm<sup>2</sup>(Large)と125×80µm<sup>2</sup>(small)のチタン薄 膜を16J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±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 $\beta$ 線(cold K $\beta$ )、(2)高電離したチタンイオンからの Ka 線(cold K $\beta$ )、(2)高電離したチタンイオンからの Ka 線(cold K $\beta$ )、(2)高電離したチタンイオンからの Ka 線(cold K $\beta$ )、(2)高電離したチタンからの Ka 線(cold K $\beta$ )、(2)高電離したチタンイオンからの Ka 線(cold K $\beta$ )、(2)高電離したチタンイオンからの Ka 線(cold K $\beta$ )、(2)高電離したチタンからの Ka 線(cold K $\beta$ )、(2)高電離したチタンイオンからの Ka 線(cold K $\beta$ )、(2)高電離したチタンイオンからの Ka 線(cold K $\beta$ )、(2)高電離したチタンからの Ka 線(cold K $\beta$ )、(2)高電離したチタン

cold Ka 線と Kβ 線について

Ka線の信号量は,主に高速電子数とKa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Ka,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,Ka線のピークは明らかに cold Ka 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 ぼ見られない. 10 μm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 μm 厚の平板に加えて, 10 μm 厚のチタン薄膜 を照射した際の Hea 線も計測した. 10 μm 厚ターゲットか らの発光は、2µm からのそれより弱く、その強度差は、 10µm 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 Ka 線について

電離したチタンイオンからの Ka 線 (Ti<sup>13+</sup>~Ti<sup>17+</sup>) 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 µm 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 μm<sup>2</sup> (Large) と (e) 125×80 μm<sup>2</sup> (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/Kβ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,1MeVの電子の固体チタン中の平均飛定距離は1mm程であり[18],おおよそ1mm<sup>2</sup>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 Ka 線は薄膜内で局所的なものにはならない.この実験では, Ka スポット内に見られる発光の欠損 (missing Ka) を初め て観測し, Ka スポットと欠損した Ka 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. 図4 (e)の像で Ka スポット は見られないが、これは MeV 高速電子起因の Ka 線強度が Ka 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 Ka 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KaスポットやKa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 2×10<sup>19</sup> W/cm<sup>2</sup>、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 um<sup>2</sup>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, 図4(d)のKa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.2µm厚のチタン薄膜はX=22と24µmの間に配置し、0.35ps幅のレーザーピークは0.3psで、0.6psにはレーザーは終了している.入射レーザーは、X=13µm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  $\langle Z \rangle \sim 12 \pm c$ 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<sub>e</sub>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70 eV 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.

Ka 線の欠損領域を再現するには、電離度に依存する Ka 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 Ka 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,Ka 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, Ka の欠損は(Z) が17価以上の領域であり, その幅の 大きさ33.6 µm は実験結果と一致する. ここで割愛した Ka 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

とめると、サブピコ秒レーザーを用いて等積加熱された固体薄膜は、電離度と電子温度が独立して増加する非平衡状態にある.レーザー照射中(t < 0.6 ps)、平均電離度(⟨Z⟩)の上昇は、高速電子の循環による電子衝突電離に起因する.対して、電子温度(T<sub>e</sub>)は裏面への高速電子輸送が引き起こす電気抵抗性加熱により増加する(図5(e,f)の0.5 ps).特筆すべき点は、電子温度が上がった領域は電離された領域よりも狭いこと、また、電子衝突電離過程では、(Z)~12までしかイオン化されないことである.これは、チタンのM設電子まで電離された状態に相当し、高速電子がターゲット中を複数回往復しても、高エネルギー電子による電子衝突電離では、12価よりも高い電離チタンプラズマは生成できない.

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  $\langle Z \rangle \sim 19, T_e \sim 250 \text{ eV}$ 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 $T_e$ ではなく $\langle Z \rangle$ 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,Ka の総光量や cold Ka スペクトルを使った診断方法は,固体部分の電子 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 Ka/Kβの強度比や Ka 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 Ka、Kβ線の総量が減っ たため、Ka 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 Ka 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 10<sup>20</sup> W/cm<sup>2</sup> 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 10<sup>18</sup> W/cm<sup>2</sup> 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

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)D<sub>2</sub>O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 D<sub>2</sub>O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/cm<sup>2</sup>),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 µm 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 CuCl<sub>2</sub>の溶液を使用)と D<sub>2</sub>O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D<sub>2</sub>O溶液の配合を変えるこ とで、最終的にターゲット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 ( $\rho$ L)が高速電子を止めるのに十分である場合(1 MeV の 高速電子に対しておおよそ $\rho$ L=0.6 g/cm<sup>2</sup>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.図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-likeCu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,へ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 Special Topic Article



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 Ka 線と Hea 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.Ka 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 Hea 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 Kα 線と Heα 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 μm/ps を超える速度で伝播し、レー ザーのピークから 4.8 ps 後には、圧縮された密度の高い領 域 (X>-40 μm)が1 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 keV 温度を超え 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,千徳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).



# 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<sup>21</sup> Wcm<sup>-2</sup>)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 J, 45 fs のレーザーをピーク強度 5×10<sup>21</sup> Wcm<sup>-2</sup>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 5×10<sup>21</sup> Wcm<sup>-2</sup> 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(nc)は~10<sup>21</sup> cm<sup>-3</sup> 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搐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  $\gamma$  倍上昇するが ( $\gamma$ ncr,  $\gamma$  (=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,  $\omega$ , c は素電荷,  $\nu$ ーザー電場, 電子質量,  $\nu$ ーザー周波数, 光速), たとえレーザーの強度 が5×10<sup>21</sup> Wcm<sup>-2</sup> 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) 電子衝突電離過程の断面積[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].

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

 $\overline{T}_{e, \overline{t}, \overline{n}_{i}}$ はそれぞれ  $m_{e}c^{2}$ 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. $\eta_{2}$ 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10keV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 5×10<sup>21</sup> Wcm<sup>-2</sup>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 ち上がるパルスとなっている.

#### 4.3.2 ターゲット表面不純物層の除去

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400 fs 先立って存在 する10<sup>19</sup> Wcm<sup>-2</sup> 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<sup>14</sup> Wcm<sup>-2</sup>)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 ア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 yncr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 yncr 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10keV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10keV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<sup>21</sup>Wcm<sup>-2</sup>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 ( $\sigma_{pi}$ )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



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 殻 (内殻) と L 殻 (外殻) の場合に放出される特性 X 線が Ka 線である. 放出された Ka 線は, ある確率で直ち に L 殻に再吸収され, L 殻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, Ka 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 殻の光電離は, ほぼオージェ過程になる. KLL 過程のオージェ電子は, Ka 線とL 殻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<sub>p</sub>)と光子エネルギー(h<sub>ν</sub>)に対して、(I<sub>p</sub>/h<sub>ν</sub>)<sup>1/3</sup>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,図4 (b)の時定数に従う確率で穴を埋めると同時に Ka 線を放 射する.Ka 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 Ka 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 τ<sub>L</sub>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8×10<sup>23</sup>[1/cm<sup>3</sup>] 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1µm 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1.4µm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2mJ、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<sup>12</sup>個、スポット径 7µmの集光でピーク強度は約10<sup>17</sup> W/cm<sup>2</sup>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<br />
(図中黒矢印)を超えるとことで<br />
、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6 XFELの実験配位.



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100fs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150fs時にはほぼ熱的 に緩和し,バルクプラズマの温度は120eV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, 1.36×10<sup>17</sup> W/cm<sup>2</sup>) 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<sup>-15</sup>)秒からピコ(10<sup>-12</sup>)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.

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

小特集執筆者紹介



岩田夏弥

大阪大学レーザー科学研究所特任講師.2014 年京都大学大学院エネルギー科学研究科博士 課程修了.研究分野はプラズマ物理,高エネル ギー密度物理.理論研究を通して自然界の非

20

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.

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).



# おお かず き 松 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

000

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.



# 千徳靖彦

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.