



研究論文

レーザー生成スズプラズマからの 極端紫外光発生放射流体シミュレーション

砂原 淳¹⁾, 佐々木明²⁾, 田沼 肇³⁾, 西原功修⁴⁾, 西川 亘⁵⁾,
小池文博⁶⁾, 藤岡慎介⁴⁾, 青田達也⁴⁾, 山浦道照¹⁾, 島田義則¹⁾, 西村博明⁴⁾,
井澤靖和⁴⁾, 宮永憲明⁴⁾, 三間罔興⁴⁾

¹⁾レーザー技術総合研究所, ²⁾日本原子力研究開発機構関西光科学研究所,
³⁾首都大学東京理工学研究科, ⁴⁾大阪大学レーザーエネルギー学研究センター,
⁵⁾岡山大学工学部, ⁶⁾北里大学医学部

(原稿受付: 2006年12月1日 / 原稿受理: 2007年10月1日)

次世代の半導体露光用光源として注目されるレーザー生成スズプラズマからの極端紫外光 (Extreme Ultra-Violet: EUV) を一次元, および二次元の放射流体コードを用いて解析した. 我々は輻射過程を正確に計算するために, 詳細原子コードを用いてスズプラズマの X 線放射率, 吸収率を計算し, その遷移エネルギーの精度を実験的に確認した. 精度が検証された原子データを基に光励起を考慮した一次元放射流体シミュレーションを行い, EUV 光のプラズマ中での自己吸収が輻射輸送において重要であることを見出した. さらにプラズマのスケール長がレーザースポットサイズと同等か, もしくは大きい場合には多次元なプラズマの膨張が無視できないため, 二次元放射流体コードを用いて解析を行った. その結果, プラズマの多次元な膨張が無視できない場合には EUV の吸収スペクトルが減少し, EUV 出力が増大することを見出した. また, 計算で得られたスペクトルは実験値をよく再現している.

Keywords:

extreme ultra-violet emission, laser-produced tin plasma, lithography, radiation transport, radiation hydrodynamic simulation, multi-dimensional plasma expansion, photo-excitation, detailed configuration accounting, spectroscopy

1. はじめに

次世代半導体露光用光源として波長 13.5 nm の極端紫外線 (EUV) が注目されている [1]. 我々は平成15年度より開始された文部科学省リーディングプロジェクトの下で, レーザー生成プラズマからの高出力かつ高効率な EUV 光発生をめざし, EUV 発生機構の物理的解明, ターゲット並びにレーザー条件の最適化を行っている [2]. 現在までの研究結果から, 最も有望視されているスズターゲットでは, プラズマ中の EUV 光の自己吸収, すなわち opacity が大きく, 輻射輸送が最終的な EUV 発生量を見積もる上で非常に重要であることがわかってきた [3]. 輻射輸送はプラズマの温度, 密度, 空間スケール, 動的な挙動特性と直接結びついている. これらプラズマの物理量がどのように EUV 発光特性に影響を与えるかを解析するため, 我々は放射流体コードを開発するとともに, 詳細なスズの X 線放射率, 吸収率, 状態方程式の評価を行ってきた. EUV 放射を定量的に解析し, 最適化を行うためには高精度な輻射輸送計算が必要であり, そのためには波長 13.5 nm を中

心とした膨大な線スペクトルの波長, 放射率, 吸収率データが正確でなくてはならない. 我々は国内の原子過程研究者との共同研究により, スズの原子過程に関する理論モデリング, 実験による検証を進め, 高精度なラインスペクトル測定データ [4] と詳細原子コード HULLAC [5] をベースに詳細なスズの X 線放射率, 吸収率, 状態方程式データを作成した [6]. この高精度な原子過程データを用いて 1 次元及び 2 次元の放射流体シミュレーションを行い, 実験的に得られているスズプラズマからの EUV 放射スペクトル, 変換効率と比較した結果, 非常によい一致が得られた. 同時に放射流体シミュレーションを用いたレーザー生成スズプラズマからの EUV 放射の解析を進め, EUV 放射の物理についても着実に理解が深まりつつある.

放射流体シミュレーションによる EUV 放射の研究としては Spitzer 等による先駆的な研究があり, 波長 1.06 μm のレーザーをスズに照射し, 2% の変換効率を得られる [7] と見積もられていたが, 大阪大学レーザーエネルギー学研究センターでは激光 XII 号レーザー装置を用いて EUV

Radiation Hydrodynamic Simulation of Extreme Ultra-Violet Emission from Laser-Produced Tin Plasmas

SUNAHARA Atsushi, SASAKI Akira, TANUMA Hajime, NISHIHARA Katsunobu, NISHIKAWA Takeshi, KOIKE Fumihito, FUJIOKA Shinsuke, AOTA Tatsuya, YAMAURA Michiteru, SHIMADA Yoshinori, NISHIMURA Hiroaki, IZAWA Yasukazu, MIYANAGA Noriaki and MIMA Kunioki

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

光発生の実験を行い、3%の現時点で世界最高レベルの変換効率を達成した[8]。また、激光XII号レーザーにより生成された理想的な1次元球対称スズプラズマからのEUV放射実験結果と1次元放射流体シミュレーションの計算結果との比較を行うことにより放射流体シミュレーションモデルおよび原子データの検証が行われ、1次元放射流体シミュレーションで実験を定性的によく再現できることが明らかになった。これにより放射流体シミュレーションで用いられるモデルおよび原子データの基本的な精度が確認され、1次元放射流体シミュレーションを用いた解析が進められた結果、レーザースポット径に比べてプラズマのスケール長が小さい1次元的なプラズマに対しては1次元放射流体シミュレーションを用いた定量的な理解が進んできた。しかし平板ターゲットにロングパルス照射し、レーザースポット径に対してプラズマのスケール長が大きい場合には多次元的なプラズマ膨張を無視することはできない。このようなプラズマに対しては1次元シミュレーション結果と実験結果との違いも明らかになりつつあり、1次元シミュレーションで扱うことのできない多次元的なプラズマ膨張および輻射輸送が重要になってきている。一般的にこのような多次元的なプラズマ膨張が生じる場合のEUV放射過程を調べるため、我々は2次元放射流体コードを開発し、パルス幅を変化させることによりプラズマのスケール長をコントロールし、多次元効果の解析を行った。また、2次元コードの計算精度を検証するために、干渉計を用いたプラズマ密度計測結果と比較を行い、高い精度で実験結果の再現が可能であることを明らかにした。

本論文では、放射流体シミュレーションを用いたレーザー生成スズプラズマからのEUV放射の定量的な評価の現状を明らかにするため、シミュレーション結果と実験による計算精度検証の観点から現在までに得られた知見をまとめる。第2章で放射流体シミュレーションの基礎式および原子過程データの高精度化について記し、第3章において放射流体計算結果および実験との比較を示す。そして最後に第4章において本論文をまとめる。

2. 放射流体シミュレーション

本章では開発した放射流体コードについて示す。1次元、2次元コード共に一流体二温度モデルを採用しており、1つの運動の式と、イオン、電子それぞれのエネルギー式を別々に解く。(1)式から(4)式に1次元の流体の基礎式を示す。

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \frac{\partial v}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial (p_i + p_e + q)}{\partial x} \quad (2)$$

$$\rho c_{Vi} \frac{dT_i}{dt} = -p_{THi} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa_i \frac{\partial T_i}{\partial x} \right) + \alpha (T_e - T_i) + Q_i \quad (3)$$

$$\rho c_{Ve} \frac{dT_e}{dt} = -p_{THE} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) - \alpha (T_e - T_i) + Q_e \quad (4)$$

ここで(1)式は連続の式、(2)式は運動の式、(3)式はイオンのエネルギー式、(4)式は電子のエネルギー式であり、 $p_{THi} = T_i (\partial p_i / \partial T_i)_\rho$ 、 $p_{THE} = T_e (\partial p_e / \partial T_e)_\rho$ である。 v は流体の速度、 ρ は密度、 p_i 、 p_e はそれぞれイオン、電子の圧力、 q は人工粘性である。 c_{Vi} 、 c_{Ve} はそれぞれイオン、電子に対する比熱、 T_i 、 T_e はそれぞれイオン温度、電子温度である。イオンと電子のエネルギー式(3)、式(4)を解く際にはイオン、電子の熱伝導、およびイオンと電子間のエネルギー緩和も同時に解く。(3)式および(4)式の右辺第2項はそれぞれ熱伝導項を表しており、熱伝導係数にはSpitzerの熱伝導係数[9]を採用し、熱束制限拡散近似モデル[10]により熱流計算を行う。ここで電子熱流の熱束制限係数は0.1とした。また(3)式と(4)式の右辺第3項は電子とイオンのエネルギー緩和を表しており、Spitzerによる熱緩和係数 α を用いる[11]。右辺第4項の Q_i 、 Q_e は、それぞれイオン、電子のエネルギー式における生成項であり、人工粘性に伴う運動エネルギーからイオンの熱エネルギーへの変換分は Q_i に代入される。また、後に述べるレーザー吸収とプラズマ中の輻射吸収により電子が受け取るエネルギーは Q_e に代入される。次にレーザーエネルギー吸収について記す。レーザー光の吸収は逆制動放射[12]を仮定し、計算領域端からターゲットに垂直に入射されるレーザー光線に沿って、局所的な電子密度 n_e 、平均電離度 Z^* 、電子温度 T_e から求められる吸収係数を用いて各位置におけるレーザー光の吸収を計算した。

次に輻射輸送について記す。輻射輸送は熱束制限多群拡散近似によりX線スペクトルを多数のエネルギー群に分け、それぞれのエネルギーについて拡散近似により解く[13]。(5)式に輸送方程式を示す。

$$\rho \frac{d}{dt} \left(\frac{E_\nu}{\rho} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(D_\nu \frac{\partial E_\nu}{\partial x} \right) = 4\pi\eta_\nu - c\chi_\nu E_\nu \quad (5)$$

ここで E_ν は、振動数 ν の光子に対する輻射エネルギー密度 E_ν である。 D_ν は拡散係数を表す。拡散近似により $D_\nu = c/(3\chi_\nu)$ と定義されるが、最大エネルギー束 $F_\nu^L = cE_\nu$ を超えないように熱束制限がかけられる。 c は光速である。 η_ν と χ_ν はそれぞれ放射率 η_ν 、吸収率 χ_ν を表す。 $\chi_\nu = \rho \kappa_\nu$ であり、 κ_ν は振動数 ν の光子に対するopacityである。(5)式の右辺は流体からの輻射によるエネルギー損失を表しており、スペクトル積分した値は、電子のエネルギー式の生成項 Q_e に代入される。光子のエネルギー群は1次元計算では0–1.5 keVを1500グループに不当間隔で分割し、EUV領域では0.2 eV刻みで計算を行う。2次元計算では計算負荷が大きいので全エネルギー領域は40グループに分割され、EUV領域では0.4 eV刻みである。上記(1)式から(5)式において、 p_i 、 p_e 、 p_{THi} 、 p_{THE} 、 c_{Vi} 、 c_{Ve} 、 η_ν と χ_ν は密度と温度の関数として表され、状態方程式コードおよび原子過程コードで計算されたテーブルを引用することにより、実際の物性に即したシミュレーションを可能としている。

次に放射流体計算のベースになるスズプラズマからの放射率、吸収率データについて記す。放射流体計算を高精度

に行うためには、多数の線スペクトルの放射、吸収を精度よく計算する必要があり、(5)式の輻射輸送式の右辺の放射率、吸収率の精度が重要である。我々は、詳細原子コード HULLAC[5]を用いてスズ原子のエネルギー準位を計算するとともに、首都大学東京において電荷交換分光法によってスズの各価数ごとに線スペクトルの測定を行い[4]、ラインの波長の比較を行った。図1に電荷交換分光で得られた各価数のスズからの放射ラインスペクトルの測定結果を示す。測定データの主要なラインは HULLAC の計算等により各遷移が同定された。図2に、EUV 発光を計算する際に特に重要である 4d-4f 遷移、4d-5p 遷移、4d-5f 遷移について HULLAC の計算結果との比較を示す。それぞれの波長について非常に一致が得られていることがわかる。しかしながら EUV 放射で要求されている精度は $13.5 \text{ nm} \pm 1\%$ であり、4d-4f 遷移に見られる測定値と HULLAC 計算値の 0.5 nm 程度のずれさえも問題となる。このずれは現在の HULLAC において考慮されている configuration interaction がまだ充分でないために現れると考えられている。しかしながら、計算機能力の限界もあり、より多数の configuration を考慮することは現実的には困難である。そのため我々は HULLAC のエネルギーレベルを実験で測定された値を再現するように合わせた。その結果、図3に示すように各価数の Einstein の A 係数の比較では電荷交換分光の実験値をそれぞれの価数におけるピーク強度においてよく再現することができるようになった。この高精度のエネルギーレベルデータを用い、光学的に薄い極限において衝

突過程（電離、再結合、励起、脱励起）と輻射脱励起、輻射再結合のみを考慮して原子状態の population kinetics の定常解を求める Collisional-Radiative Equilibrium (CRE) モデル、および Local Thermal Equilibrium (LTE) により放射率、吸収率のデータをそれぞれ求めた。

次に光励起過程について記す。現実のプラズマ中では必ず輻射が存在するので、光励起過程を無視して電子衝突励起のみを扱う CRE モデルの計算では、輻射励起も考慮してレート方程式を解く場合に比べ、下準位にある原子状態の population を過大に評価してしまう。つまり、光励起過程を無視した CRE モデルでは opacity を過大評価してしまうことになる。本論文で扱うスズプラズマではプラズマ中の EUV 光の opacity が大きく、EUV 光の発生を正確に見積もるためには光励起過程を取り扱う必要がある。しかしながら、輻射場を考慮した population kinetics をインラインで放射流体計算と同時に解くのは計算機能力の観点から容易

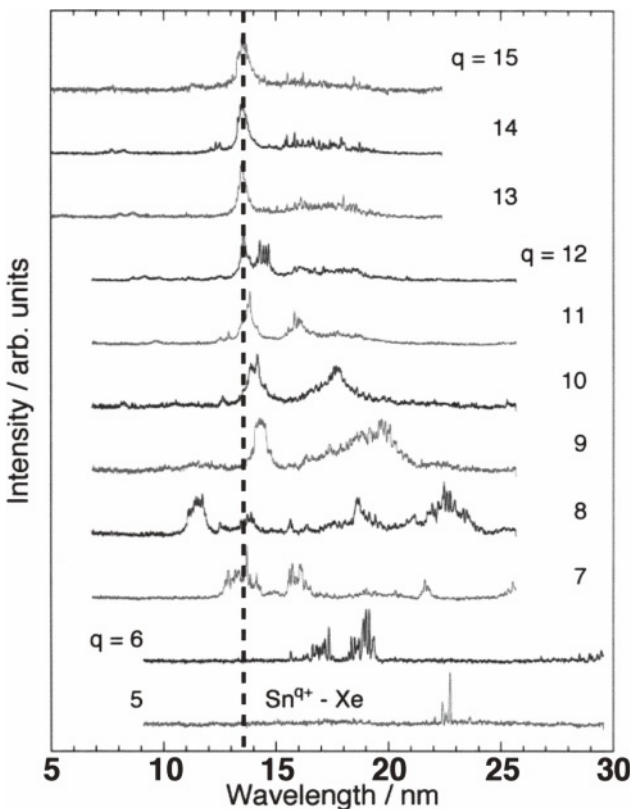


図1 電荷交換分光法 (Charge exchange spectroscopy: CXS) により、各イオン価数 Sn^{q+} ごとに測定されたスズイオンの原子遷移エネルギー。

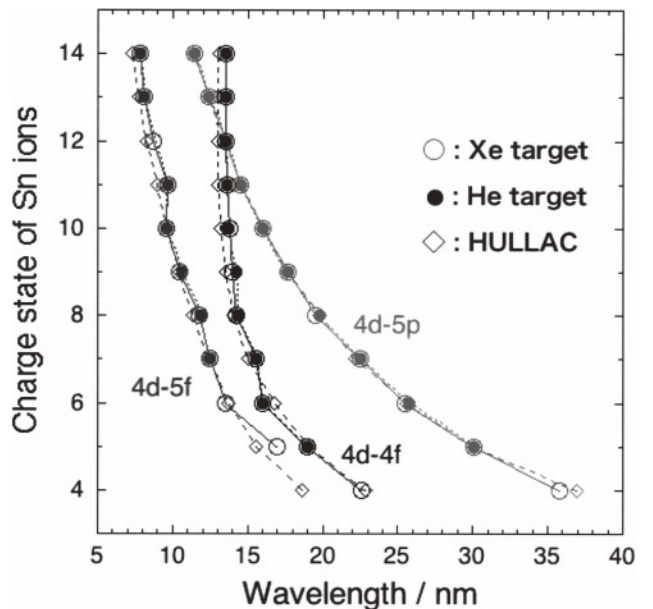


図2 スズの原子遷移エネルギーの HULLAC による計算と CXS による測定結果の比較。CXS では He, Xe の 2 種類のターゲットを用いて Sn への荷電交換を行った。

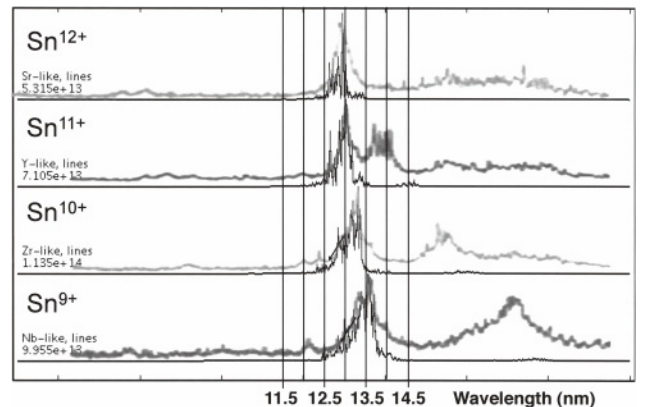


図3 HULLAC により計算された原子エネルギーレベルを CXS による測定値に合わせた後の HULLAC と CXS の Einstein A 係数の比較。A 係数のピークは CXS で測定された値によく合っている。

ではない。今回我々は光励起過程を現実の計算で考慮するため、Novikovにより提案された方法[14]を採用した。この方法は光学的に薄い極限の下でCREにより計算された放射率、吸収率と、光学的に厚い極限の下でLTEモデルにより計算された放射率、吸収率を、輻射場を特徴づける変数 ξ_ν を用いて次のように線形補間するものである。

$$\begin{aligned} \eta_\nu &= \xi_\nu \eta_\nu^{\text{LTE}} + (1 - \xi_\nu) \eta_\nu^{\text{CRE}} \\ \chi_\nu &= \xi_\nu \chi_\nu^{\text{LTE}} + (1 - \xi_\nu) \chi_\nu^{\text{CRE}} \end{aligned} \quad (6)$$

ここで ξ_ν は $\xi_\nu(x, t) = E_\nu(x, t) / U_{\nu p}(T_e(x, t))$ で定義される変数である。 E_ν は輻射輸送を解いて求められる空間の各場所ごとの光子の周波数 ν における輻射エネルギー密度、 $U_{\nu p}$ はプランク分布における輻射エネルギー密度である。CREモデルに基づく原子データは周波数 ν ごとにイオン密度 n_i 、電子温度 T_e の関数として引用される。また、LTEモデルに基づく原子データはイオン密度 n_i と平均電離度 $\langle Z \rangle$ が $\langle Z \rangle_{\text{LTE}}(n_i, T_e^*) = \langle Z \rangle_{\text{CRE}}(n_i, T_e)$ を満たす温度 T_e^* で引用される。これにより補間で考慮する過程は光励起過程に限定される。ある空間、時間において周波数 ν の輻射場が完全にプランク分布におけるエネルギー密度に到達した場合($\xi_\nu = 1$)、LTEを仮定して計算した放射率、吸収率を(5)式の右辺に用いる。LTEの極限では輻射場とプラズマとの平衡が成り立ち、その場合のスペクトルはプランク分布で与えられるエネルギー密度になる。一方、輻射場が局所的な温度 T_e で決まるプランク分布におけるエネルギー密度よりも小さい極限($\xi_\nu \ll 1$)ではCREモデルが有効であり、CREモデルの放射率、吸収率を用いる。このような簡便な補間による光励起過程の導入により、我々はスズプラズマ中のX線輸送計算において光励起を考慮した。この

簡便なモデルはレート方程式中で光過程を考慮してインラインで解く厳密だが計算負荷のかかる方法に比べて容易に放射流体計算に適用可能であり、Novikovらによって先駆的な研究がなされている[14]が、線形な加重平均を用いることの妥当性評価など、理論的厳密性のさらなる追求が必要である。

3. 計算結果と実験の比較

本章では放射流体コードによる計算結果と実験結果との比較結果を示す。まず、大阪大学レーザーエネルギー学研究センターのGXIIレーザー装置を用いた球対称スズプラズマからのEUV光の放射について1次元放射流体シミュレーションを用いて再現を試みた。図4(a)-(c)にレーザー強度をそれぞれ $9 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ 、 $3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 、 $9 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ と変化させた場合のX線スペクトルの実験値、計算値を示す。レーザー波長は $1.06 \mu\text{m}$ 、レーザーパルス幅は 1.2 ns のガウシアンパルスである。シミュレーション結果は概ね実験スペクトルを再現しており、レーザー強度が増すにつれて短波長の放射が支配的になる傾向が再現されている[15]。図5にレーザー光から波長 $13.5 \text{ nm} \pm 1\%$ のEUV放射への変換効率(Conversion Efficiency: CE)のレーザー強度依存性を示す。光励起(Photo-Excitation: PE)を考慮した場合(w/PE)には実験結果を良く再現していることが判る。この結果から、放射流体シミュレーションで用いられているモデル、原子データの妥当性が確認された。また、光励起を考慮しない従来のCREモデルに基づく計算では最高のCEの値を与えるレーザー強度が高強度側にシフトするとともにCEが減少している。この比較から、実験結果を再現するためには光励起過程を考慮することが必要であ

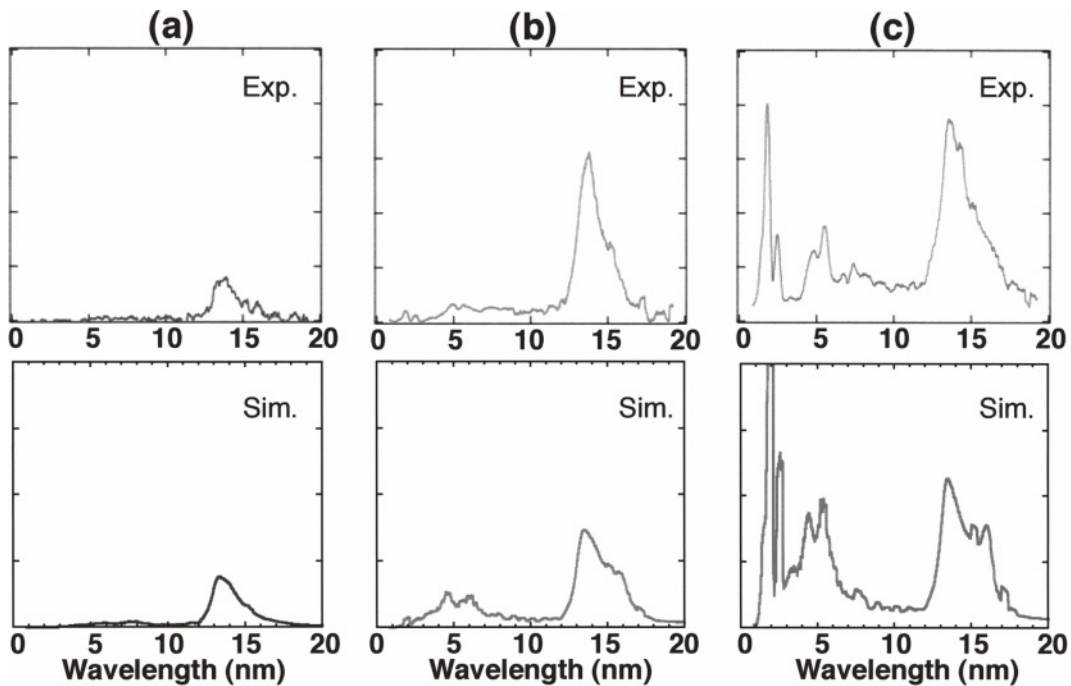


図4 パルス幅 1.2 ns でスズ蒸着球ターゲットに波長 $1.06 \mu\text{m}$ レーザーを照射した場合の実験スペクトル(上段)[8](Y. Shimada *et al.*, Appl. Phys. Lett. **86**, 051501 (2005))と計算結果(下段)。レーザー強度はそれぞれ(a) $9 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ 、(b) $3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 、(c) $9 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ である。波長分解能は実験の 0.42 nm に統一している。

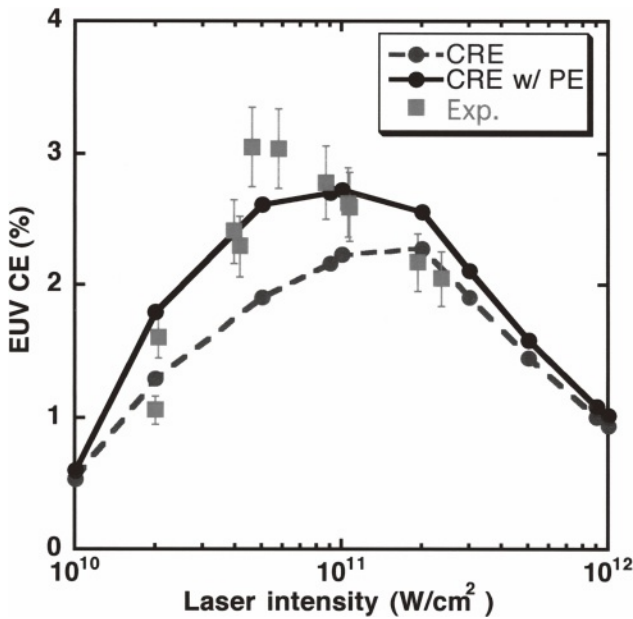


図5 パルス幅 1.2 ns でスズ蒸着球ターゲットに波長 1.06 μm レーザーを照射した場合の EUV 変換効率の計算値 (●) と実験値 (■) の比較. 実線は光励起 (PE) を考慮した (CRE w/ PE) 1 次元計算結果. 破線は従来の CRE モデルを用いた (CRE) 1 次元計算結果.

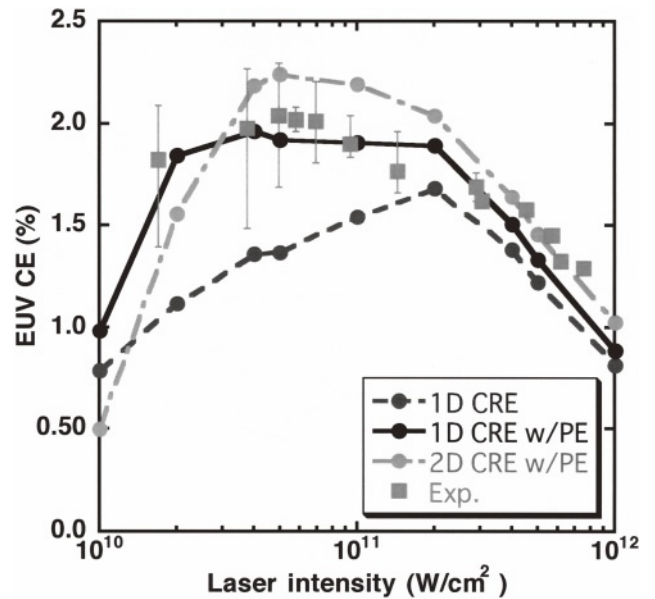


図6 パルス幅 2.2 ns でスズ平板ターゲットに波長 1.06 μm レーザーを照射した場合の EUV 変換効率の計算値 (●) と実験値 (■) の比較. 実線は光励起を考慮した 1 次元計算結果 (1D CRE w/PE). 破線は従来の CRE モデルを用いた 1 次元計算結果 (1D CRE). 一点鎖線は光励起を考慮した 2 次元計算結果 (2D CRE w/PE).

ることが明らかとなった.

次にスズの平板を用いた実験結果[16]について示す. ここではレーザー波長 1.06 μm , パルス幅 2.2 ns のガウシアンパルスがスズの平板にスポット径 660 μm (レーザー強度が $2 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 以下), 270 μm (レーザー強度が $2 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 以上) でそれぞれ照射された. 図6に実験, 計算の双方で得られた EUV 変換効率を示す. 光励起を考慮した 1 次元シミュレーションは実験の CE を実験誤差の範囲内で非常によく再現していることがわかる. 一方で, 光励起を考慮しない場合にはレーザーが低強度の場合において実験値よりも低い CE を与え, CE の絶対値, レーザー強度依存性の傾向とも異なる値を与えることがわかった. 図6では 2 次元放射流体コードを用いてレーザースポットサイズ 660 μm で計算した場合の CE を合わせて示す. 2 次元計算においても光励起を考慮している. 図より, 2 次元計算においても実験の CE のレーザー強度依存性をよく再現していることがわかる. ここで 1 次元計算と 2 次元計算の両方が同様の CE を与えることはプラズマのダイナミクスが十分に 1 次元であることを示している. レーザー強度 $1 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ でパルス幅 2.2 ns ではプラズマのスケール長はレーザースポットサイズの 660 μm より小さく, プラズマのダイナミクスは 1 次元であると見なすことができる. 図7 (a) - (b) にはレーザー強度 $4 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ と $1 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ における X 線スペクトルの実験値と計算値をそれぞれ示す. 計算されたスペクトルの形状は概ね実験を再現しており, 平板ターゲットを用いた場合でも 1 次元放射流体シミュレーションが実験をよく再現していることがわかる.

次にパルス幅 8 ns の条件における実験[16]とシミュレ

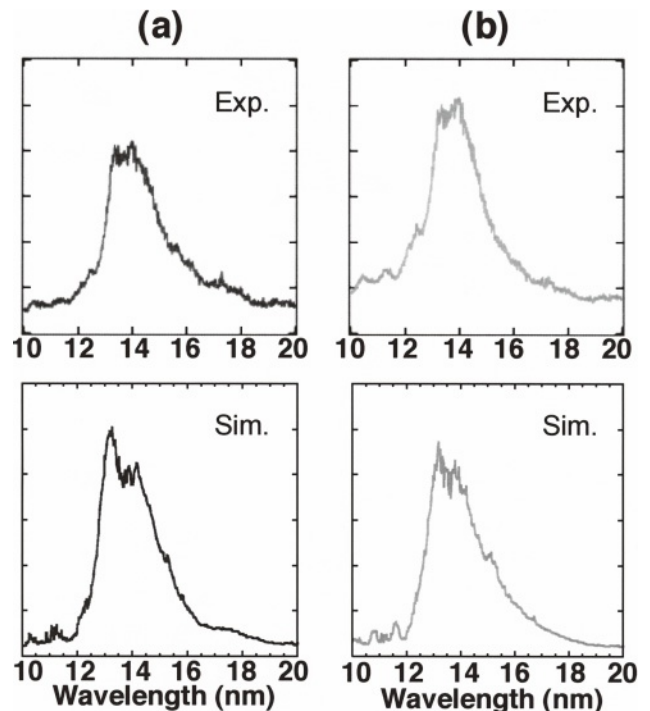


図7 パルス幅 2.2 ns でスズ平板ターゲットに波長 1.06 μm レーザーを照射した場合の実験スペクトル (上段) と計算スペクトル (下段). レーザー強度はそれぞれ (a) $4 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$, (b) $1 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$. 波長分解能は 0.06 nm である.

ーションとの比較を示す. レーザー波長は 1.06 μm , レーザースポット径はレーザー強度が $2 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 以下では 480 μm , レーザー強度 $2 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 以上では 270 μm である. CE のレーザー強度依存性を図8に示す. 図より 1 次元シミュレーションでは光励起の有無に関わらず実験で得られ

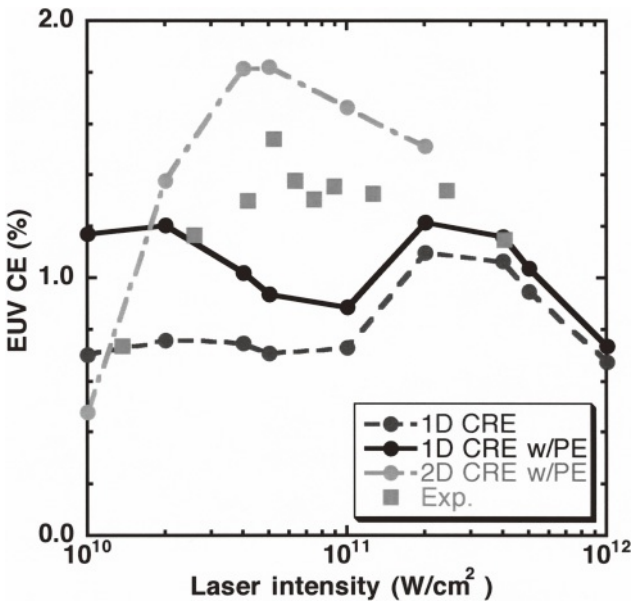


図8 パルス幅 8 ns でスズ平板ターゲットに波長 1.06 μm レーザーを照射した場合の EUV 変換効率の計算値 (●) と実験値 (■) の比較. 実線は光励起を考慮した一次元計算結果 (1D CRE w/PE). 破線は従来の CRE モデルを用いた一次元計算結果 (1D CRE). 一点鎖線は光励起を考慮した 2次元計算結果 (2D CRE w/PE).

たレーザー強度依存性と異なる傾向を与え、レーザー強度が 1×10^{11} W/cm² 付近で CE の最低値を示すことがわかる. 一方、光励起を考慮した 2次元シミュレーションは実験の傾向を概ね再現している. ここで 1次元シミュレーションが 1×10^{11} W/cm² 付近で CE の最低値を与える原因を説明するために図 9 に実験、一次元シミュレーション、2次元シミュレーションのそれぞれにおけるスペクトルを示す. 8 ns のパルス幅ではプラズマのスケール長が大きくなり、プラズマ中での EUV 光の自己吸収が大きい. そのため、実験、シミュレーションともに、13.5 nm 付近で吸収スペクトルが見られる. ここで、光励起を考慮した 1次元シミュレーションにより計算されたスペクトルを実験と比較すると、実験よりも吸収 dip が深くなっており、これが 1次元シミュレーションが実験と異なり、CE の最低値を与える原因となっている. 一方、2次元シミュレーションにより計算されたスペクトルは実験をよく再現している. この 1次元、2次元計算の比較から、プラズマの多次元的な膨張がスペクトルにも影響を及ぼすことがわかる. ここで吸収スペクトルの中心波長を詳細に比較すると、2次元計算と実験ではともに 13.5~14 nm 付近に吸収 dip があり、これは図 3 にすでに示したように価数 9 のスズイオンの 4d-4f 遷移により主に形成されるものである. 一方、1次元計算の吸収スペクトルの中心は 13~13.5 nm 付近にあり、この吸収スペクトルは価数 10 のスズイオンにより主に形成されている. この比較から、1次元シミュレーションでは実際のプラズマに比べ、プラズマの温度が高く、電離状態が高くなっていると推察できる. 言い換えれば、8 ns パルスの条件ではプラズマの多次元的な膨張および多次元的輸送を無視することができず、正確な EUV 発光を計算するためには 2次元放射流体計算が必要であると結論づけられる.

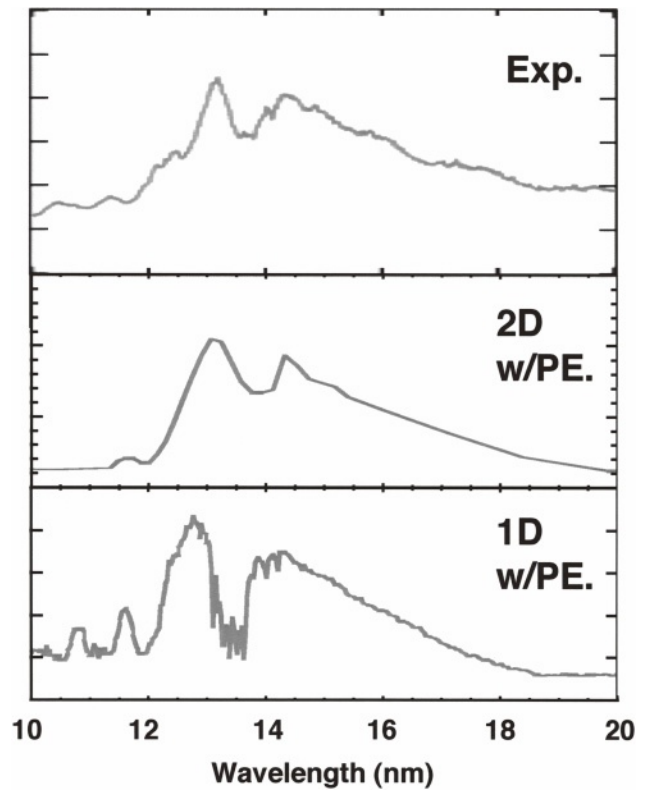


図9 レーザー強度 1×10^{11} W/cm²、パルス幅 8 ns でスズ平板に波長 1.06 μm レーザーを照射した場合の EUV スペクトルの実験値 (上段)、光励起を考慮した 2次元計算結果 (中段)、光励起を考慮した 1次元計算 (下段).

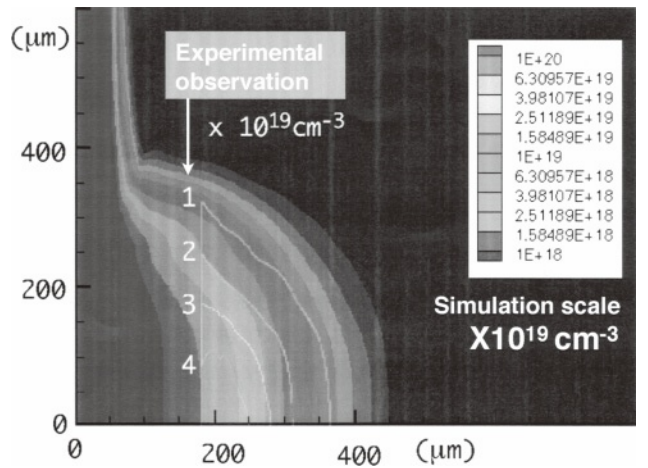


図10 レーザー強度 5×10^{10} W/cm²、パルス幅 8 ns でスズ平板に波長 1.06 μm レーザーを照射した場合のレーザーピークタイミングにおける電子密度分布の干渉計による計測値 (実線) [17] と 2次元計算 (下側境界で軸対象) の比較.

次に 2次元シミュレーションで計算されたプラズマの多次元的な挙動を実験的に検証するために、干渉計を用いて行われたプラズマの密度測定実験結果と 2次元シミュレーションとの比較を示す. 図10にレーザー強度 5×10^{10} W/cm² におけるレーザーピーク時におけるプラズマの電子密度測定結果 [17] と計算結果との比較を示す. 実線で示された実験結果とシミュレーション結果は 2次元的なプラズマの広がりや密度の絶対値ともによく一致しており、2次元

計算が実際のプラズマの挙動をよく再現していることが示された。

4. まとめ

レーザー生成スズプラズマからの EUV 光放射を解析するため、高精度な原子過程データに基づいた1次元および2次元放射流体計算結果を示し、実験結果との詳細な比較による計算精度の検証を行った。スズプラズマ中ではEUV光の自己吸収が大きいため、精度の高い原子データを用いた放射流体シミュレーションによる解析が必須である。また、光励起を考慮することが重要であることも示した。我々の計算は、実験の EUV の変換効率(CE)、スペクトルをほぼ定量的に再現することに成功した。また、多次元的なプラズマの発展が吸収スペクトルに影響を与え、EUV変換効率を変化させることを示した。さらに2次元の放射流体シミュレーションで計算されたプラズマの密度は実験的にも検証され、よい一致が得られた。以上に示したように、原子過程と放射流体シミュレーションの双方で実験との比較を行い、精度検証を行うことで、放射流体シミュレーション全体の精度が実験を定量的に再現できるレベルであることを示すことができた。本研究のように原子過程から放射流体に至るまでを包括的に精度検証したのは放射流体学分野でも前例がないと思われる。今後はこのコードを用いてさらなる最適化を行うことにより、高効率高出力の EUV 光源をめざしたプラズマ条件の最適化を行う計画である。

謝辞

本研究は文部科学省リーディングプロジェクト「極端紫外(EUV)光源開発等の先進半導体製造技術の実用化」の下で行われた。また、原子過程モデリングに際しては東京工業大学河村 徹博士、核融合科学研究所加藤隆子教授、Richard More 博士、山梨大学藤間一美博士、奈良女子大学香川貴司教授、レーザー技術総合研究所古河裕之博士、の各氏との共同研究および有益な議論が重要であったことを

付記し、深く感謝いたします。また、議論、実験等で協力いただいたリーディングプロジェクトの各担当者に感謝します。

参考文献

- [1] V. Bakshi, *EUV Sources for Lithography* (SPIE Press, 2006).
- [2] K. Nishihara, A. Sasaki, T. Nishikawa and A. Sunahara, SPIE Press, Editor Vivek Bakshi, PM149, Chapter 11, 339 (2006).
- [3] S. Fujioka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 235004 (2005).
- [4] H. Ohashi, H. Tanuma, S. Fujioka, H. Nishimura, A. Sasaki and K. Nishihara, J. Phys. Conf. **58**, 235 (2007), H. Tanuma, H. Ohashi, S. Fujioka, H. Nishimura, A. Sasaki and K. Nishihara, J. Phys. Conf. **58**, 231 (2007).
- [5] A. Sasaki, J. Plasma Fusion Res. **79**, 315 (2003).
- [6] A. Sasaki, EUVL symposium 2006.
<http://www.semtech.org/meetings/archives/litho/euvl/7870/index.htm>
- [7] R.C. Spitzer, R.L. Kauffman, T. Orzechowski, D. Phillion and C. Cerjan, J. Vac. Sci. Technol B **11**, 2986 (1993), R.C. Spitzer, T. Orzechowski, D. Phillion, R. Kauffman and C. Cerjan, J. Appl. Phys. **79**, 2251 (1996).
- [8] Y. Shimada *et al.*, Appl. Phys. Lett. **86**, 051501 (2005).
- [9] Lyman Spitzer Jr. and Richard Harm, Phys. Rev. **89**, 977 (1953).
- [10] R.C. Malone, R.L. McCrory and R.L. Morse, Phys. Rev. Lett. **34**, 721 (1975).
- [11] Lyman Spitzer Jr., *Physics of Fully Ionized Gases* (John Wiley & Sons Inc., 1962) p. 115.
- [12] W.L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Addison-Wesley Pub., 1988) p.48.
- [13] G.N. Minerbo, J. Quant. Spectrosc. Radiant. **20**, 541 (1978).
- [14] A.F. Nikiforov, V.G. Novikov, V.B. Uvarov and A. Iacob, Progress in Mathematical Physics, Birkhauser, (2005).
- [15] T. Kawamura *et al.*, Proc. SPIE **5374**, 918 (2004).
- [16] T. Ando *et al.*, Appl. Phys. Lett. **89**, 151501 (2006).
- [17] T. Aota, EUVL symposium 2006.
<http://www.semtech.org/meetings/archives/litho/euvl/7870/index.htm>