



レーザー生成球対称 Sn プラズマからの 極端紫外線 (EUV) 放射特性

西村博明, 重森啓介, 中井光男, 藤岡慎介, 島田義則¹⁾, 橋本和久¹⁾
山浦道照¹⁾, 内田成明¹⁾, 松井亮二, 日比野隆宏, 奥野智晴, 陶業争
長井圭治, 乗松孝好, 長友英夫, ZHAKHOVSKII Vasilli, 古河裕之¹⁾, 砂原淳¹⁾,
河村徹¹⁾, 西川亘²⁾, 村上匡且, 西原功修, 宮永憲明, 中塚正大, 井澤靖和
(大阪大学レーザー核融合研究センター)

¹⁾レーザー技術総合研究所, ²⁾岡山大学工学部)

Characterization of Extreme UV Radiation from Laser Produced Spherical Tin Plasmas for Use in Lithography

NISHIMURA Hiroaki, SHIGEMORI Keisuke, NAKAI Mitsuo, FUJIOKA Shinsuke,
SHIMADA Yoshinori¹⁾, HASHIMOTO Kazuhisa¹⁾, YAMAURA Michiteru¹⁾, UCHIDA Shigeaki¹⁾,
MATSUI Ryoji, HIBINO Takahiro, OKUNO Tomoharu, TAO Yezheng, NAGAI Keiji,
NORIMATSU Takayoshi, NAGATOMO Hideo, ZHAKHOVSKII Vasilli, FURUKAWA Hiroyuki¹⁾,
SUNAHARA Atsushi¹⁾, KAWAMURA Tohru¹⁾, NISHIKAWA Takeshi²⁾, MURAKAMI Masakatsu,
NISHIHARA Katsunobu, MIYANAGA Noriaki, NAKATSUKA Masahiro and IZAWA Yasukazu

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

¹⁾*Institute for Laser Technology, Suita, Osaka 565-0871, Japan*

²⁾*Faculty of Engineering, Okayama University, Tsushima-naka, Okayama 700-8530, Japan*

(Received 13 January 2004 / Accepted 24 February 2004)

A new research project on extreme ultraviolet (EUV) source development has been started utilizing resources of laser fusion research. The main task of the project is to provide a scientific basis for generating efficient, debris-free, high power EUV plasma source for production of semiconductor devices. Spherical solid-tin targets were illuminated uniformly with twelve beams from GEKKO XII to create spherical plasmas, and EUV emission spectra were absolutely measured. The highest conversion efficiency of 3 % to 13.5 nm EUV light in 2 % bandwidth was attained at irradiance of around 5×10^{10} W/cm². The experimental data were well reproduced by a theoretical model taking power balance in the EUV plasma into consideration.

Keywords:

laser plasma radiation source, extreme UV light, EUV lithography, radiation hydrodynamics

1. はじめに

レーザー生成プラズマから放射される高強度電磁波放射の幅広い応用が展開されている。これらには例えば生体や電子デバイスのラジオグラフィ[1], 固体物性研究における短パルスプローブ[2], そして半導体製造における光リソグラフィ[3]などがある。中でもプラズマ放射極端紫外線 (EUV) を用いたリソグラフィ技術は, ユビキタス・ネットワーク社会を支える半導体集積回路の超微細化におけるキーテクノロジーの一つとして, 今大きな注目を浴びている。

縮小投影露光システムで用いられる光源はKrF レーザー

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

This article is based on the invited talk at the JSPF Annual Meeting (2003, Mito).

(波長 248 nm) から ArF レーザー (193 nm) へと, その短波長化への歩みを早めている。現在開発が進められている F₂ レーザー (157 nm) 光による加工でも線幅 60 nm が限界とされている一方で, わずか 15 nm の空間に MOS 型トランジスタができることが実証され[4], 細線化の追求は終わることがない。このような動きを背景に, 線幅 50 nm 以下の次世代半導体プロセスへ向けた波長 13 - 14 nm の極端紫外線 (EUV) を光源とした光リソグラフィ技術の開発に熾烈な国際競争が繰り広げられている。

光源に対する要求仕様値は大手半導体素子供給企業や製造装置企業の協議により半年ごとに更新されており, 現在

(2003年11月)のところで、中心波長 13.5 nm, 2%帯域に、繰り返しレート 7 - 10 kHz 以上のパルスで、光源取り出し部での EUV パワーが 115 W 以上必要とされている[5]。中心波長が 13.5 nm に選ばれたのは、リソグラフィシステムにおいて使用される光学系において Mo/Si 多層膜反射鏡が採用されているからである。プラズマから光源取り出し部までの光伝達効率はおおよそ 30% 程度なので、光源プラズマ自体からは実に 300 W 以上もの出力値が要求されている。このような大出力化に加え、プラズマからは様々なデブリ(プラズマ粒子や、周辺ターゲット、電極などから放出される微粒子の総称)が飛散するので、周辺の EUV 光学素子や排気装置などを汚染、あるいは破壊する。従って、デブリ発生を物理を理解し、これをいかに抑制するかも重要な研究課題となっている。

日本では経済産業省のもと2002年6月 EUV リソグラフィシステム開発のための技術組合 EUVA (Extreme Ultraviolet Lithography System Association) が組織され、EUV 光源開発が最重要課題の一つとして取り上げられた。同年、大阪大学を含めた国内6大学においてレーザープラズマ光源(Laser Produced Plasma: LPP)ならびに放電プラズマ光源(Discharge Produced Plasma: DPP)開発に関する EUVA 再委託研究が開始された。

大阪大学レーザー核融合研究センターでは、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、国内の大学や研究所と共同しながら、新たに EUV リソグラフィ用レーザープラズマ光源開発研究を推進することとなった。この研究には高出力レーザー技術、ターゲット技術、プラズマ計測技術、理論・シミュレーションの4つの研究項目が重要であり、またこれらの要素が互いに深く連携し成果をフィードバックしていく必要がある。このような研究課題やアプローチはレーザー核融合研究と多くの共通点があり、これまで培われてきた核融合の物理的基盤や、レーザー、ターゲット製作、プラズマ計測などの技術的研究資源がレーザープラズマの産業応用に生かされようとしている。

2. EUV 光源開発の課題

光源開発研究においては次のような課題がある。

1) 理論・実験データベースの確立

EUV 光源の実用化にはプラズマの最適条件を明らかにする必要がある。このためターゲットやレーザー照射条件など幅広いパラメータ領域に対して実験データベースを整え、状態方程式や原子モデルを含む放射流体コードの改良に活用する必要がある。

2) 先進ターゲットの開発

EUV リソグラフィシステムにおいてターゲット技術は重要である。これまでも固体[6]、ガスパフ[7]、クラスター[8]、液滴[9]などが提案されてきたが、これらに加え、低密度ターゲット[10]や水溶液[11]なども提案されており、クリーンで高効率な光源の開発研究が進められている。

3) 高平均出力レーザー技術

現在、必要とされている駆動レーザーはパルス幅数 ns, パルスあたりのエネルギー数 J, レーザー波長 0.5 ~ 1 μm , 繰り返しレート 10 kHz, 平均出力 5 kW 以上である。このような高平均出力レーザーを実現するための基盤技術研究も開始されている。

以上のような背景の下、J-級レーザーによる実験研究に加え、激光 XII 号レーザーを用いた EUV 球対称一様照射プラズマからの EUV 放射研究を実施し、1次元放射流体コードへの実験データベースを求めた。また、Sn プラズマにおけるパワーバランスを考察した理論モデルを構築し、実験結果と良い一致が得られた。

3. 激光 XII 号による実験

これまでの EUV 放射プラズマ研究では J-級シングルビームレーザーが用いられてきた[12,13]。そのため、ターゲット表面方向に沿ったプラズマ膨張や熱伝導によるエネルギー散逸が実験と理論との比較において影響を及ぼしてきた。このような2次元効果に加えて、高温プラズマの周辺に存在する中性あるいは低電離プラズマが高温部を覆い、発生 EUV 光を吸収するため[14]、観測された EUV スペクトルは見かけ上異なったものとなり、1次元流体コードによるシミュレーションとの比較や理論解析のための標準データとして採用するには問題があった。これらの問題を解決するため、激光 XII 号レーザーの12ビーム照射により球対称プラズマを生成し、レーザー照射強度とレーザー波長依存性を調べた。

ターゲット材料として Sn を用いた。これは Sn が波長 13 - 14 nm あたりに強い EUV 放射ピークがあることに加え、今後の研究の展開として考えられる EUV 放射領域の温度・密度計測に対して、ターゲットの薄膜化や多層化にも適した材料であるからである。

実験に用いたのは固体プラスチックあるいはガラス球をベースに厚さ 1 μm の Sn をコーティングしたものである。実験パラメータとしてのレーザー照射強度を幅広く変化させるため、基板球の直径は 300 ~ 700 μm とした。コート厚 1 μm が十分な厚みであることは予備実験により確認した。

使用レーザーは激光 XII 号からの12ビームで、波長は 1.057 μm とした。パルス波形は半値幅 1.2 ns のガウス波形であった。レーザーエネルギーとターゲット直径を適当に組み合わせることにより、レーザー照射強度を $2 \times 10^{10} \sim 1 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ と変化させた。12本のレーザービームは $d/R = -3$ あるいは -5 で照射された。ここで d はターゲット中心からの焦点位置であり、また R はターゲット半径を示している。またマイナス符号はレーザー光焦点がターゲットを超えた位置にあることを示している。各レーザービームのエネルギーの測定精度は 6% 以下であった。また、球状ターゲットでのレーザー照射強度の不均一性は 20% 以下であった[15]。

EUV放射は2つの分光器で観測した。一つは透過型回折格子分光器(Transmission Grating Spectrograph: TGS)である。透過型回折格子(TG)は直径 50 μm ピンホールに

1,000本/mmの等間隔格子をもった分散素子である。ターゲットから119mmの位置に直径50,100,200 μm のピンホールを設け、観測光源領域を制限し、光量調整とスペクトル分解能の向上を図った。観測波長範囲は1~20nm、波長分解能は0.25nm以下であった。出力スペクトル画像は背面照射CCDカメラにより記録した。TGの回折効率率は軟X線管と比例計数管により、また背面照射CCDカメラの絶対分光感度はレーザープラズマを光源として、それぞれ別途較正した[16]。測定精度は20%以下であった。

第二の分光器は斜入射分光器(Grazing Incidence Spectrograph: GIS)である。これは球面金コートミラー、スリット、1,200本/mmの不等間隔回折格子[17]から構成されており、出力スペクトルは背面照射CCDカメラ(GIS-CCD)ないしはX線ストリークカメラ(GIS-XSC)により記録した。波長分解能は0.06nm以下であった。

TGSによる絶対スペクトル計測に加え、EUV絶対較正カロリメータE-MON(Jenoptik社製)を用いて13.5nmEUV放射エネルギーを計測した。このカロリメータはZrフィルタ、Mo/Si多層膜反射鏡(2枚)、EUVフォトダイオードから構成されており、13.5nmを中心に帯域半値幅約3.5%にのみ感度を有する単色EUV検出器である。通常、13.5nm帯でのEUV変換効率を議論する場合、その帯域幅を2%とするのが光源ユーザ側からの要請なので、その際には別途測定したスペクトル形状を考慮してこの帯域幅に一致するよう補正した。このシステムの絶対感度はシンクロトロン放射光を用いて較正され、その測定精度は2%以内である。なお、このカロリメータはプラズマ全体から放射されたEUV光を検出しているため、TGSの場合のような不均一性補正(後述)は必要ない。

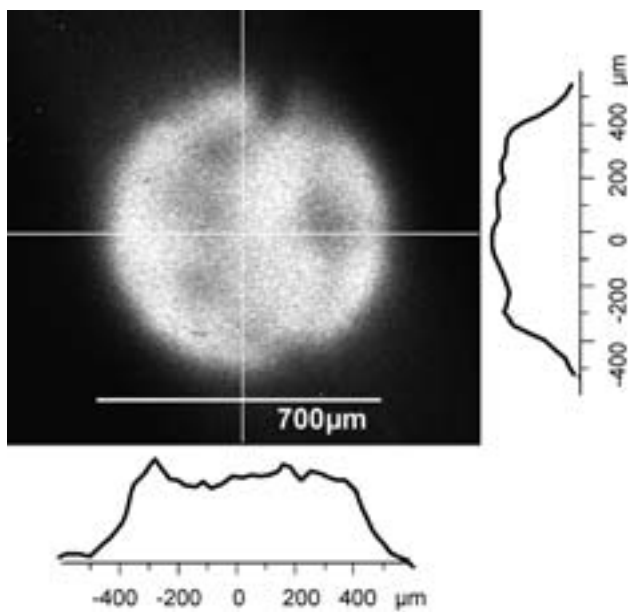


Fig. 1 13.5 nm monochromatic image and corresponding intensity profiles of spherical tin plasma generated with Gekko XII laser. Laser was 1.057 μm , 1.2 ns at $1 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$, and d/R was -5. Here d is the distance of the focal point from the target center, the negative sign means the focal point is beyond the target. R is the target radius.

球状プラズマからのEUV放射の一様性を確認するため、ピンホール(直径20 μm)、EUVフィルタ(0.2 μm 厚Zrを0.1 μm パリレン薄膜にコーティングしたもの)、Mo/Si多層膜反射鏡(1枚)、背面照射CCDカメラからなるEUV単色カメラによりプラズマ画像を観測した。微細メッシュのシャドウ像から確認した空間分解能は30 μm 以下であった。

Sn球状プラズマからのEUV単色画像の例をFig.1に示す。この場合の照射条件は $d/R = -5$ で、照射強度は $1 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ の場合である。レーザー照射強度の不均一性起因する発光の不均一性が認められる。TGSによる測定では、球状プラズマの中央部をピンホールで抽出して測定したため、このようなEUV単色画像を用いて測定値の補正を行った。

レーザー照射強度を変化させたときのTGSで得た時間積分スペクトルの例をFig.2に示す。発光スペクトルは主として3つの帯域から構成されていることがわかる。水素遮蔽平均イオンモデルによる計算との比較から、図中Aで示す波長1-3nmのスペクトルは価数が22個以上のSnで主量子数 $n = 4$ ないし $n = 5$ から $n = 3$ (M殻遷移)への、またBで示す4-7nmのスペクトルは価数が10数個~21個Snの $n = 5$ ないし $n = 6$ から $n = 4$ への遷移(N殻遷移)であると同定できる。また、Cで示す12-17nm帯域にみられる発光スペクトルは価数が10数個前後の $\Delta n = (n = 4$ の主として4p 4dと4d 4f)遷移である。レーザー照射強度を増大させると、12-17nm帯域光に対し短波長側にみら

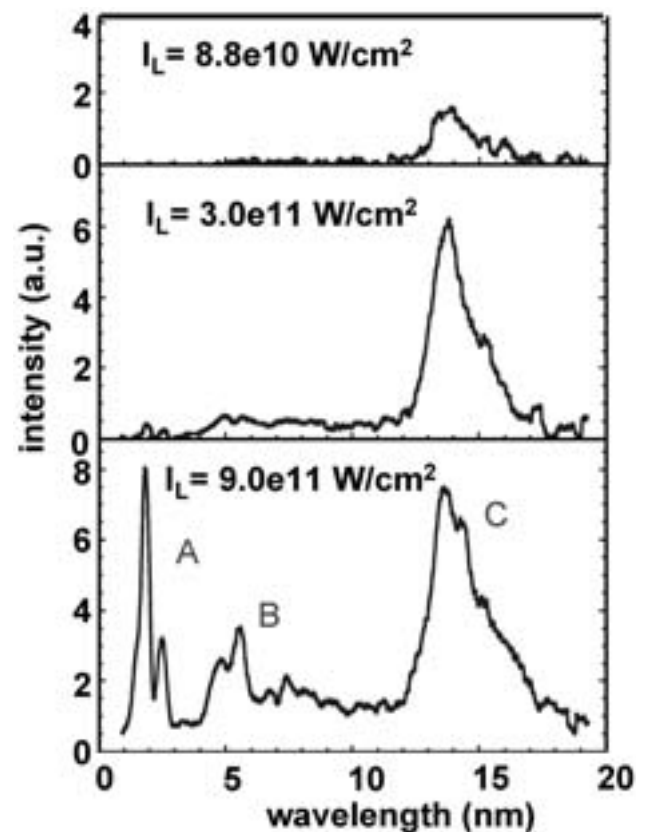


Fig. 2 Emission spectra of tin plasmas generated at 8.8×10^{10} , 3×10^{11} , and $9 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ laser intensities.

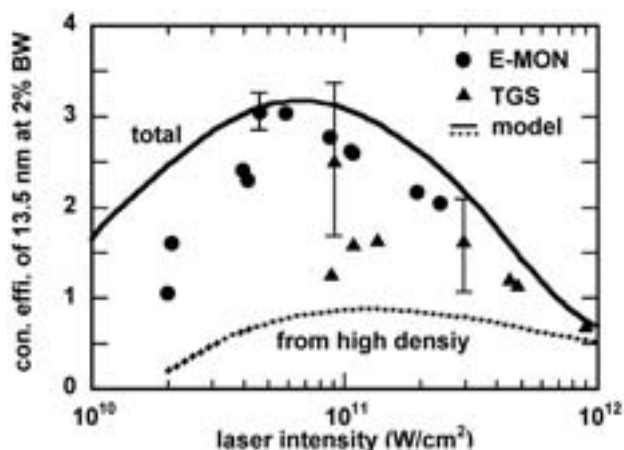


Fig. 3 Conversion efficiency of 13.5 nm EUV at 2% bandwidth for tin plasmas generated with Gekko XII 1.057 μm laser. The closed circles are data points obtained with E-MON (an absolutely calibrated EUV monochromatic calorimeter supplied by Jenoptik) and the closed triangles are those with an absolutely calibrated transmission grating spectrograph.

れる 1 - 3 nm, 4 - 7 nm 帯域の発光成分が相対的に大きく成長している。この結果, 13.5 nm 光は比較的低いレーザー照射強度で高い変換効率を示す。Fig. 3 はレーザー照射強度に対する 13.5 nm 光 2% 帯域における変換効率を示したものである。ここでいう変換効率とは照射レーザーエネルギーに対する波長 13.5 nm, 帯域幅 2% の EUV 放射エネルギーの比である。黒丸のデータ点は E - MON による計測結果を, 黒三角のデータ点は TGS による測定結果を示している。E - MON データ点のエラーバーは主としてレーザーエネルギー絶対値の測定誤差を表しているのに対し, TGS データ点のエラーバーは上で述べた EUV 発光の不均一を補正する際の偏差を表している。13.5 nm 光への変換はレーザー照射強度が $4 - 6 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ 近傍で最大値を示し, この強度より低くても, 高くても 13.5 nm 光への変換効率は低下する。なお, 図中の曲線は以下で述べる EUV 放射理論モデルの結果である。

Spitzer らの Sn 平面ターゲットを用いた実験では最大変換効率を与える照射強度は $1 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 近傍であり [13], 今回の球状ターゲットの結果と同程度かやや高い値となっている。同時に Spitzer らは同一照射強度でもレー

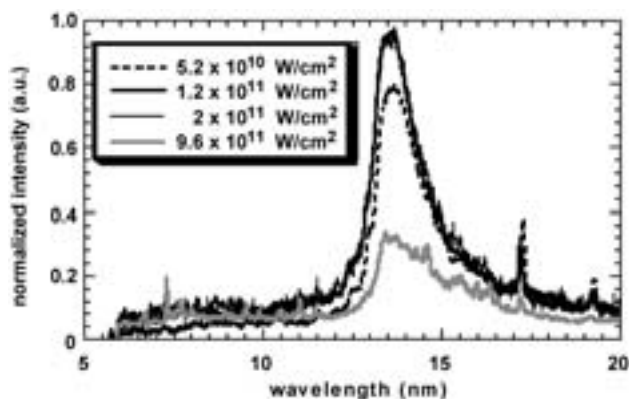


Fig. 5 Time integrated EUV emissions for various laser intensities obtained with the transmission grating spectrograph coupled with the x-ray streak camera. Spectral intensity is normalized with laser intensity, indicating the relative maximum of conversion at around $0.6 - 1 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$. The curves for the intensities of 1.2×10^{11} and $2 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ are tightly overlapping so that it is hard to distinguish each other on this figure.

ザースポット径の増大に伴い変換効率は増加し, スポット径が約 $400 \mu\text{m}$ 以上でないと安定した変換効率が得られないと指摘している。今回の結果と Spitzer らの結果の比較から, 大きな照射スポット下でも平面ターゲットでは 2 次元効果は完全に除去できず, 最適照射強度が異なったものと考えられる。なお, Spitzer らの実験では放射角度分布計測を実施していないので絶対変換効率そのものは推定値であることに注意したい。

GIS-XSC により得られた分光ストリーク画像を Fig. 4 に示す。さらに, このデータから得た時間積分スペクトルの結果を Fig. 5 に示す。比較のため, 縦軸に示す強度は照射レーザー強度で規格化してある。TGS が示したのと同様, レーザー照射強度が $1 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 近傍で変換効率最大を示している。照射強度が $1.2 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ と $2 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ の 2 つの場合については両者の曲線はほぼ重なっており, このショットに限れば相対変換効率はほとんど差異がない。照射強度の増大にともない, 13 - 14 nm のスペクトルは太く平坦化を示し, $5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 以上では 13.5 nm ピーク値とほぼ同程度になってくる。また, 12 nm よりも短波長側のスペクトル強度も増し, 様々な微細構造をも

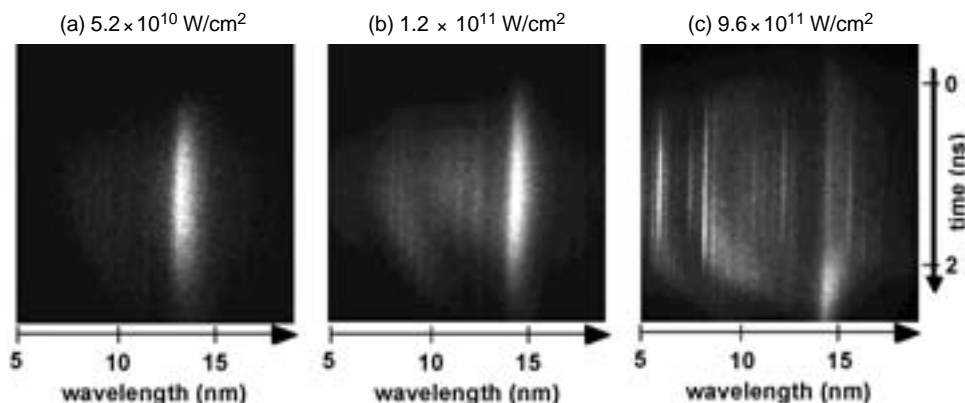


Fig. 4 Temporal evolution of EUV emission spectra for various laser intensities.

つ線スペクトル群が現れてくる。すべてのスペクトルは 14 nm より長波長側に広がったテールをもっている。分光解析からこの成分は 4p 4d あるいは 4d 4f 遷移に付随するサテライト成分であると推定されている。

レーザー照射強度の増大に伴い、変換効率が減少する傾向は時間分解分光計測の結果にも見られる。Fig. 6にはGIS-XSC データから抽出した 13.5 nm 成分のみの発光の時間変化を示している。比較的低強度の場合は発光履歴がほぼレーザー波形に追従しているのに対して、照射強度 9×10^{11} W/cm² では発光ピークはレーザーピークの後に現れる。レーザー照射強度が 1×10^{12} W/cm² 近傍ではプラズマ温度が上昇しすぎて Sn のイオン化が過度に進んだ結果、13 - 14 nm の EUV の発光量はかえって低下し、レーザー照射が終了する時間領域で再結合プラズマからの EUV 放射が観測されているものと解釈できる。

4. EUV プラズマの理論的解析とシミュレーション

EUV 放射プラズマの詳細解析と放射最適プラズマ発生技術の技術指針を与えるため、1次元放射流体コードの改良ならびに EUV プラズマ中でのパワーバランスの解析を行った[18]。Sn プラズマからの 13 - 14 nm 放射は、 $\Delta n = 0$ 遷移が重要となる。そのため、従来の遮蔽水素近似における主量子数 n のみの取り扱いでは不十分であるため、方位量子数 l を含む平均原子モデルを構築した。旧来の水素遮蔽平均イオンモデルでは一つの平均化された電荷数(このときは一般に実数となる)を用いてエネルギーレベルを水素近似により求めていた。すなわち、本来、電荷数(自然数)で定まる固有のエネルギーレベルをもった様々なイオンの集合体として取り扱うべきところを、計算の簡素化のために全体の平均価数で一括代表していた。これを改め、まず平均電荷数を求め、次に自然数からなる電荷数のイオンの占有比率を統計計算から求め、自然数の価数から成るイオンでのエネルギーレベルを求める方式に改めた[19]。また、それらの遷移を含む放射係数・吸収係数の計算、あるいは比熱、圧力などの状態方程式モデルを新たに作成した。

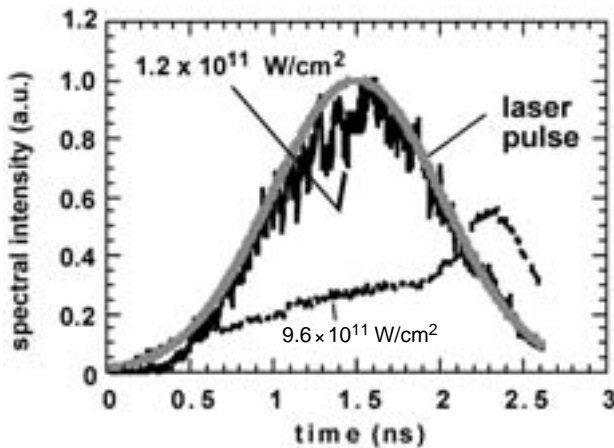


Fig. 6 Comparison of 13.5 nm EUV emission profiles with the laser pulse. Excessive laser intensity results in delayed appearance of the 13.5 nm emission.

Fig. 7はこうして改良された放射流体コードにより求めた、レーザーピークにおける温度・密度プロファイル計算例を示している。この計算ではパルス幅 5 ns でピーク強度 5×10^{11} W/cm² の 1.057 μ m レーザー光が Sn ターゲットを照射している。高 Z 物質からなるレーザープラズマにおいて共通する特徴は、2段のアブレーション構造が現れることである[20]。コロナ領域で吸収されたレーザーエネルギーは電子熱伝導により運ばれ、低密度側に最初のアブレーション領域を形成する。図では約 13 μ m の位置にこれが見られる。さらに、吸収領域から放射された X 線がより高密度領域まで到達し、第 2 番目のアブレーション領域を形成する。こうして第 1 番目のアブレーション領域と第 2 番目のアブレーション領域に挟まれた領域に比較的平坦な密度構造をもつプラトーが形成される。

このような放射流体コードの改良と平行して、Sn プラズマを対象とした nl -スキームのレート方程式求解コードを開発し、電離エネルギー、放射率などの計算を行った。この計算結果を基にして、EUV プラズマ中のパワーバランスを考察し、EUV 放射の理論モデルを構築した[18]。このモデルではコロナ領域におけるプラズマの膨張損、イオン化損、放射損の 3つを成分として考慮し、これらの和が入射レーザーパワーと均衡すると仮定した。一般に、EUV プラズマを生成するレーザーの照射強度は低いのでレーザー光吸収率は高く、入射レーザーパワーと吸収パワーは等しいとして良い。次に、簡単化のため、境界イオン密度を 4×10^{19} cm⁻³ とする光学的に薄いコロナプラズマ領域と光学的に厚く局所的熱平衡状態 (Local Thermal Equilibrium: LTE) 状態にあるプラズマ領域の二つから形成されるとした。この境界密度は、Fig. 7 に示すように、イオン密度のスケール長が高密度側と低密度側で大きく変化する近傍の密度に相当する(図中、白丸で表示)。コロナ領域で発

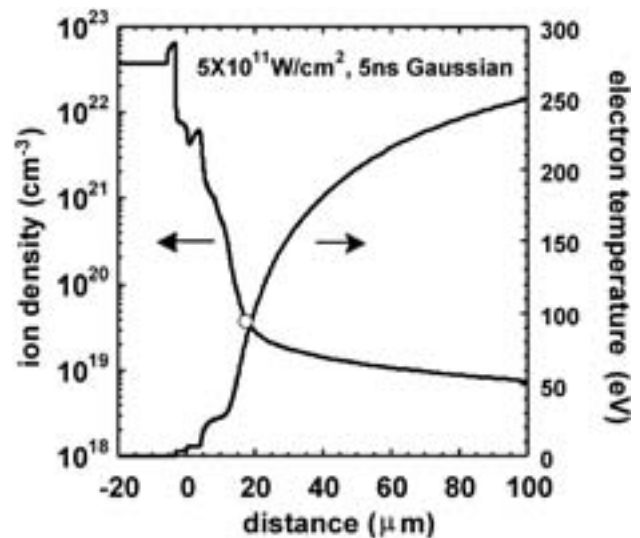


Fig. 7 Ion density and electron temperature profiles of tin plasma generated with a 1.057 μ m, 5 ns laser pulse at 5×10^{11} W/cm² calculated by an improved version of 1-dimensional radiation hydrodynamic code. Shown are those at the laser peak.

生した放射成分のうち、真空側に放射される半分の成分はそのまま放射されるものとし、高密度LTE領域側に伝搬した残り半分はこの高密度領域を加熱して、プラズマ温度に等しい放射温度をもつ黒体からの再放射を行うものと仮定した。こうして入射レーザーパワーに対する13.5 nm(2%帯域)放射パワーの比率を求めた。結果をFig. 3に示す。実線はトータルな13.5 nm EUV放射成分を示し、破線はそのうちの高密度領域からの寄与を示している。実験結果とモデル計算とは良い一致が得られている。レーザー照射強度の増大に伴い低密度プラズマからのEUV放射成分の寄与は低下しているのに対して、高密度領域からの寄与は大きく変化しないことから、高照射領域では高密度プラズマからの再放射成分が支配していることがわかる。低強度領域ではイオン密度のスケール長が短いため、実験における吸収率は低下していると予測されるが、モデル計算では常に100%吸収を仮定しているため、実験値に対しモデル値は高めになっていると考えられる。

5. まとめ

レーザープラズマEUV光源開発に関する新しい研究が開始された。Sn球状プラズマを対象とし、照射レーザー強度に対する依存性を明らかにした。レーザー照射強度 $0.6 - 1 \times 10^{11}$ W/cm²で13.5 nm(2%帯域)光に対し、最大3%の変換効率が得られることを明らかにした。実験結果はプラズマ内部におけるパワーバランスモデル計算により良く説明された。

現在、高精度な実験を通して集められた実験データをもとに放射流体コードの改良を進め、光源システムの実用機開発における技術指針を与えようとしている。特に、レーザー核融合研究用に開発された激光XII号レーザーシステムによる球対称プラズマ実験はEUV放射プラズマシミュレーションコードのベンチマーク実験として重要である。また、本論文では触れなかったが、Snのような高Z物質に対する原子物理モデルの構築のため、激光XII号レーザーを用いたオパシティ実験も進行中である。

謝辞

本研究の一部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」の研究助成を得て実施された。本研究を実施するにあ

たりレーザーオペレーション、ターゲット製作、プラズマ診断、計算機運用に技術的支援をいただいた大阪大学レーザー核融合研究センターの方々に感謝いたします。

参考文献

- [1] I.C.E. Turch and J.B. Dance, "X-rays from Laser Plasmas: Generations and Applications", Chap. 10 (John Wiley & Sons, West Sussex, England, 1999).
- [2] C. Rischel *et al.*, Nature 390, 490 (1997); A. H. Chin, Phys. Rev. Lett. 83, 336 (1999).
- [3] For example, B. Yaakobi *et al.*, Appl. Phys. Lett. 43, 686 (1983); D.J. Nagel *et al.*, Appl. Opt. 23, 1429 (1984).
- [4] J.D. Meindl *et al.*, Science 293, 2044 (2001).
- [5] V. Banine, "Update EUVL source Requirements", Proceeding of EUV Lithography Source Workshop, October 14, 2002 Dallas Texas, International SEMATECH (www.sematech.org).
- [6] 大道博行:「レーザープラズマX線源」レーザー研究 27, 3 (1997) とその参考文献。
- [7] H. Fiedrowicz *et al.*, Appl. Phys. Lett. 62, 2778 (1993).
- [8] M. Mori *et al.*, J. Appl. Phys. 90, 3595 (2001).
- [9] F. Jin and M. Richardson, Applied Optics 34, 5750 (1995).
- [10] H. Nishimura *et al.*, to appear in Proceeding of the 2nd International EUVL Symposium, Sep. 30-Oct. 2, Antwerp (2003), Source 102.; K. Nagai *et al.*, *ibid*, Source 93; K. Nagai, *et al.*, to appear in Trans. Mater. Res. Soc. Jpn, 29 (2004).
- [11] M. Richardson *et al.*, Proceeding of the 1st International EUVL Symposium, Oct. 15-16, Dallas (2002), Source 40.
- [12] H.W. Choi *et al.*, J. Opt. Soc. Am. B 17, 1616 (2000).
- [13] R.C. Spitzer *et al.*, J. Appl. Phys. 79, 2251 (1993).
- [14] M. Knouff *et al.*, J. Appl. Phys. 90, 3726 (2001).
- [15] M. Murakami, K. Nishihara and H. Azechi, J. Appl. Phys. 74, 802 (1993).
- [16] 大貫大輔, 西村博明, 大道博行: レーザー研究 26, 700 (1998).
- [17] T. Kita *et al.*, Appl. Opt. 22, 512 (1983).
- [18] K. Nishihara *et al.*, to appear in proceeding of the 3rd International Conference on Inertial Fusion Science and Applications, Sep. 7- 12, Monterey, California, TuO12.5.
- [19] A. Rickert, K. Eidmann and J. Meyer-ter-Vehn, "Third International Opacity Workshop and Code Comparison Study Final Report", March 7-11, 1994, MPI for Quantum Optics MPQ204.
- [20] J. Myer-ter-Vehn, P. Pakula, R. Sigel and K. Unterseer, Phys. Lett. 104, 410 (1984).