極端紫外光源開発の基盤研究

西村 博明¹, 藤岡 慎介¹, 島田 義則²

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

²レーザー技術総合研究所 (〒550-0004 大阪市西区靱本町1-8-4)

Basic Research on EUV Source Development

Hiroaki NISHIMURA,¹ Shinsuke FUJIOKA,¹ and Yoshinori SHIMADA²

Institute of Laser Engineering, Osaka University, 2-6 Yamadaoka, Suita, Osaka 565-0871

Institute of Laser Technology, 1-8-4 Utsubo-Honmachi, Nishi-ku, Osaka 550-0004

(Received May 28, 2008)

Properties of extreme ultraviolet (EUV) emission from laser generated Tin plasma were very thoroughly studied to provide experimental database for theoretical modeling and benchmarking of radiation hydrodynamic code dedicated for the EUV source research. EUV emission spectra and conversion efficiencies, defined as fraction of drive laser energy allotted for EUV light involved in a 2 % bandwidth at 13.5 nm in wavelength (i.e., inband-component) were quantitatively investigated given as a function of laser intensity, laser wavelength, target densities, and target shapes. A minimum mass target, involving a least number but sufficiently enough Tin-atoms to generate EUV light, is suggested to mitigate debris from the EUV source. A technical guideline to diminish kinetic energy of ion debris and the out-of band emission is also discussed.

Key Words: EUV source, Laser produced plasma, Minimum-mass target, Debris mitigation

1. はじめに

EUV発生効率を最大に得るための最適化条件を明らかにするのに、大きく2つの方法がある。一つは、レーザー条件(波長, パルス幅, 照射強度, シングル/ダブルパルスなど)やターゲット条件(材料, 密度, 形状, 表面状態, など)を様々に変化させ、効率最大の方向性を明らかにする方法である。この手法は「コンビナトリアル」な手法とも呼ばれ、高温超伝導材料の開発や薬物投与の効果の調査などに優れているが、局所的な最適値に収まる危険性がある。また、結果は正しいかもしれないが普遍性が損なわれ、似たような命題が提起された場合に、応用が利かない。

もう一つのアプローチとして、EUVプラズマを放射流体と捉え、放射流体コードに組み込まれた流体、電子熱輸送、原子過程、放射輸送などの物理モデルを、実験データに基づきベンチマークし、モデルの精度を向上する方法がある。この方式では、プラズマ内部で起こる個々の現象と出力結果との関連を正確に捉えることができるので、一旦信頼できるコードが完成すれば、材料の変化やレーザー波長の変化に迅速に対応できるので、速やかに「正解」に近づくことができ、かつ学術性や汎用性を損なわない。

EUV光源開発プロジェクトでは、第一の方法を積極的

に排除することは無かったが、主として第二のアプローチを採ることとした。これは、レーザー核融合研究のように、実験装置が格段に大きく、高価でかつ開発時間を要する大型研究で培われた手法である。幸い、レーザー核融合における「間接照射法(駆動レーザーを一旦、高Zプラズマにより軟X線(0.1-1.5 keV)に変換し、これで燃料ペレットを爆縮する方式)」の過去20年にわたる研究において、放射流体コードにくみこむべき物理の骨格はおおむね完成し、またこれをベンチマークするプラズマ発生と診断法も開発済みであったので、速やかに対応することが可能であった。

1.1 パラメータマッピングの指針

EUV放射特性を調べるには、ターゲット依存性に加え、照射強度、パルス形状(幅)、レーザー波長などレーザー照射条件に対する依存性が重要である。これらはプラズマの温度、プラズマスケール長、そしてエネルギー注入領域の密度を制御するパラメータでもある。EUV放射の物理は本小特集の第3章で記述されているが、レーザーエネルギーの注入の観点から最適プラズマパラメータを求める境界条件を考察してみよう。

錫を対象としたとき、簡単な原子モデルによる推定で、13.5 nm領域の光を放出する錫の平均電離度は10程度であり、このときのプラズマ温度は約30 eV程度であることが

推定できる．この温度から求めたレーザーの照射強度は，熱束自由流モデル¹⁾から，波長 $1.06\ \mu\text{m}$ のレーザーに対して高々 $10^{12}\ \text{W}/\text{cm}^2$ であるため，支配的な吸収機構は逆制動放射であることが分かる．そのため，エネルギー注入領域は臨界密度から低密度側に広がり，この領域がEUV放射最適イオン密度と一致するのがエネルギー効率の点から望ましいと考えられる．逆制動放射の吸収係数 κ_L (cm^{-1})は式(1)で与えられる²⁾．

$$\kappa_L = \frac{13.49}{\lambda_L^2} Z \left(\frac{n_e}{n_c} \right)^2 \frac{\ln \Lambda}{\sqrt{1 - n_e/n_c}} T_e^{-3/2} \quad (1)$$

上式において n_c は臨界密度であり，加熱レーザーの波長 $\lambda_L = 1.064\ \mu\text{m}$ に依存し $n_c = 1 \times 10^{21}/\lambda_L$ (cm^{-3})である． $\ln \Lambda$ はクーロン対数と呼ばれプラズマの密度・温度に弱く依存する量であり，以下の計算では $\ln \Lambda = 5$ と仮定する． λ_L ， n_e ， Z ， T_e はそれぞれ，レーザー波長，プラズマの電子密度と平均電離度と電子温度であり， μm ， cm^{-3} ，無次元， eV の単位で表されている．また，プラズマのスケール長を l_L を音速 C_s (cm/s)とパルス幅 τ (s)との積，

$$l_L = C_s \tau, \quad C_s = 9.79 \times 10^7 T_e^{1/2} \quad (2)$$

で与えられるとし，平均電離度 Z を10とすると， $n_e = Zn_i$ であるから，吸収係数 κ_L と l_L との積が1から2となるようなイオン密度とプラズマスケール長の組合せがプロットできる．プラズマのスケール長は式(2)に示すように，パルス幅に対応しているので，これらのパラメータの関係をFig. 1のように示すことができる．

また，必要となる光源プラズマの数密度とスケール長との関係は，次のようにして見積もることができる．波長 $13.5\ \text{nm}$ ，2%バンド幅のEUV光を放出しているイオンの数密度が n^* で，長さが l_{EUV} のオーダーであるような平面プラズマを考える．単位時間あたり単位体積から放出されるフォトン数はおよそ $N_{\text{EUV}} = l_{\text{EUV}} n^* A_{\text{EUV}}$ で表される．ここで A_{EUV} はアインシュタインのA係数で， $A_{\text{EUV}} = 3.7 \times 10^{11} (g_m/g_n) f_{mn}$ で表される． g_m ， g_n は準位 m (n)の統計重率， f_{mn} は準位 m から n への遷移における振動子強度である．錫プ

Fig. 1 Optimum plasma conditions predicted by a simple model. For shorter wavelength lasers, due to higher critical densities, shorter scale length is preferable for efficient EUV generation, and so.

ラズマにおいて $13.5\ \text{nm}$ ，2%バンド幅のEUV光の放出に関わっているのは，主として $4f-4d$ ， $4p-4d$ 遷移である³⁾．今，取り得る最大値として $(g_n/g_m)f_{n^*n} = 1$ を仮定し，EUV光を放出するイオン数の割合を0.1とすると，EUV光に対する光学的厚みが1から2の範囲にある l_{EUV} と n^* の組合せがプロットできる．この結果もFig. 1に示す．このような粗い推定でも，EUVの高効率放射を考える指針が考察できる．最適イオン密度とスケール長組合せ領域の左下にある領域では，イオン密度が低く，スケール長が短いため，EUV光はプラズマ中を透過できる「光学的に薄い」状態となるので，発光量は低い．逆に右上の領域のようにイオン密度を高め，スケール長を長くするにつれ「光学的に厚く」なり，発光量は増すが，自己吸収も大きくなるため，無駄なエネルギー注入がなされる結果，変換効率は低下すると予想される．変換効率は，吸収エネルギーではなく，プラズマへの投入エネルギーを基準として定義されているので，光学的に薄すぎても厚すぎても変換効率の低下を招く．このような推察から，レーザー波長 $1\ \mu\text{m}$ を中心に考えると，これより短波長レーザーではパルス幅が短い場合に，長波長レーザーでは長い場合に，それぞれ最適プラズマが生成できる．短波長レーザーではEUV放射に最適な密度領域を超えて高密度側にエネルギーが注入される．また，長波長レーザーでは最適領域よりも下流側にあるため，吸収エネルギーは熱電子により運ばれる．最適プラズマ温度を一定とすると，長波長レーザーほど，吸収領域の密度が低いため，照射強度を低下させる必要がある．このため，単位面あたりのEUVパワーは低下するので，より大きな面積のプラズマを生成する必要がでてくる．しかし，光源面積と取り出し立体角との積で与えられるエタンデュ(etendue)に対して，産業界が決めた要求仕様を満たすには，光源サイズが直径で大凡 $0.5\ \text{mm}$ 程度を下回る必要があると考えられる．従って，この図で見る限り，最適EUVプラズマを作るには波長 $2-3\ \mu\text{m}$ のレーザーが良いとの結論となるが，光源開発競争にあつては新規要素の少ない既存レーザー装置が優先されるので，本報告では，波長 $0.25-1.06\ \mu\text{m}$ に加え， $10.6\ \mu\text{m}$ の波長をもつレーザーを使用して，次節で述べるような課題に関するデータベースを構築した．なお，本解説で示した変換効率は，全てEUV放射角度分布を計測した結果に基づき得た値である．

2. 錫プラズマからのEUV発光

2.1 球状錫プラズマからのEUV放射

これまでのEUV放射プラズマ実験では，J-級シングルビームレーザーが多く用いられてきた．このようなプラズマでは，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次元効果のため，1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．このような問題を解決するため，大阪大学激光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、レーザー照射強度依存性を調べた⁴⁾。実験に用いたのは固体プラスチックに厚さ1 μm の錫をコーティングしたものである。加熱レーザー波長は1.053 μm 、パルス波形は半値幅1.2 nsのガウス波形であった。Fig. 2はレーザー照射強度に対する13.5 nm光2 %BWにおける変換効率を示したものである。黒丸のデータ点はEUV標準カロリメータE-MONによる計測結果を、黒三角のデータ点は絶対感度較正した透過型回折格子分光器(Transmission Grating Spectrometer: TGS)による測定結果を示している。13.5 nm光への変換はレーザー照射強度が $4\text{--}6 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ 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EUV放射におけるパワーバランスモデルの計算結果である。照射強度依存性ならびに変換効率の絶対値のいずれもが良く再現されているのが判る。

同じ実験条件下で、TGSから得た時間積分スペクトルの例と放射流体シミュレーションとの比較をFig. 3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分かる。図中Aで示す波長1-3 nmのスペクトルは主量子数 $n=4$ ないし $n=5$ から $n=3$ (M殻遷移)への、またBで示す4-7 nmのスペクトルは $n=5$ ないし $n=6$ から $n=4$ への遷移(N殻遷移)である。また、Cで示す12-17 nm帯域にみられる発光スペクトルは $\Delta n=0$ (主として4d-4f)遷移である。レーザー照射強度を増大させると、12-17 nm帯域光に対し短波長側にみられる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。シミュレーション結果は実験スペクトルを良く再現しており、EUV領域にかぎらず幅広い温度・密度領域のプラズマの記述が出来ている事が分かる。

2.2 レーザー波長ならびにパルス幅依存性

Nd:YAGの高調波(4ω 光)によるEUV発生実験を行った⁵⁾。用いたターゲットは錫の平板であった。結果をFig.

Fig. 2 Dependence of conversion efficiency (CE) on laser intensity. The maximum CE of 3 % was archived at the laser intensity of $0.5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$.

4に示す。1.1節で述べたように13.5 nm近傍で自己吸収がもたらすスペクトルの窪み(ディップ)が見え、レーザー波長を短くするにつれ、その窪みは一段と深くなり(Fig. 4 (a))、これが原因となって変換効率は大幅に低下する(Fig. 4 (b))。このような自己吸収効果がもたらす傾向はシミュレーションでも再現されている。EUV放射に最適なイオン密度は $10^{18}\text{--}10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 程度(対象とする錫プラズマの電離度はおおよそ10なので電子密度で $10^{19}\text{--}10^{20} \text{ cm}^{-3}$ に相当する)であると推定されている。一方、Nd:YAG基本波 ω 光に対する臨界電子密度は 10^{21} cm^{-3} であり、レーザー波長が短くなるにつれこの臨界密度は上昇する。通常、レーザー光の吸収はこの臨界密度近傍なので、レーザー波長が短くなるにつれ吸収領域の密度は上昇する。しかし、このような高密度領域から放射されたEUV光は伝搬途中のプラズマで再吸収をうけるため、観測者側に出てこない。このため、スペクトルにはディップが見られ、変換効率が低下する。

Fig. 3 Comparison of calculated spectra with experiments at (a) $9 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$, (b) $3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$, (c) $9 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ with a 1.2 ns, 1.06 mm laser pulse. Here, spectrum resolution is 0.42 nm.

Fig. 4 (a) Emission spectra and (b) conversion efficiency dependence on laser wavelength and intensity on a Sn planar targets.

照射レーザーのパルス幅を変化させることは、生成されたEUVプラズマのスケール長を変化させることに相当する。パルス幅が短すぎるとレーザー吸収長が充分に取れない。また、パルス幅が長すぎるとプラズマスケール長が伸びる結果、EUV光の自己吸収効果のためにEUV変換効率が低下する。このようにして、ほどよい長さのレーザーパルスが存在することになる。錫平板をターゲットとした場合の、レーザーパルス幅依存性をFig. 5に示す⁶⁾。このとき用いたレーザーの波長はNd:YAG基本波である。実験から、パルス幅が2.3 nsの場合に最適なEUV変換が得られることが分かる。

錫板にCO₂レーザー(波長10.6 μm, レーザースポット径200 μm)とNd:YAGレーザー(波長1.06 μm, パルス幅10 ns, レーザースポット径500 μm)を照射した場合のEUV変換効率を比較した。Nd:YAGレーザーのパルス幅は10 nsであったが、CO₂レーザー装置から出射されるパルスは、半値幅100 nsの主パルスと、後ろにピーク強度の低いロングパルス部分を有していた。そこで、プラズマシャッター方式によりCO₂レーザーのパルス後半部分をプラズマに吸収させて幅40 nsのパルスも発生させた。CO₂レーザーとNd:YAGレーザーを錫板に照射した場合のレーザー強度に対する変換効率の変化をFig. 6に示す。Nd:YAGレーザーの場

Fig. 5 Dependence of conversion efficiency on laser pulse duration for Sn planar targets.

Fig. 6 Conversion efficiency for Nd:YAG and CO₂ laser produced Sn plasma given as a function of intensity and pulse duration.

合と比較して、CO₂レーザーを照射した場合には、低照射強度で高い目の変換効率が得られている。これは、Nd:YAGレーザーと比較して、CO₂レーザーの臨界密度は2桁低いので、EUV放射に適した同程度の電子温度をもつプラズマを生成するには、照射強度を低下させる必要があることに原因している。

2.3 ターゲット初期密度依存性

ターゲットの初期密度を変化させることにより、生成されるプラズマの密度勾配を変化させ、実効的にEUV発光領域の密度を低下させることができる。この目的のため、ナノ微粒子を用いた低密度酸化錫ターゲットを製作し、Nd:YAGレーザーによる照射を行った⁷⁾。ターゲットはサブミクロンサイズの空隙を多量に含んだスポンジ構造をしている。密度は固体の酸化錫ターゲットに対する密度の比率で表示している。Fig. 7 (a)に示すように、ターゲットの密度低下に伴い、波長13.5 nm近傍のEUV放射スペクトルのディップが消失し、その結果Fig. 7 (b)に示すようにEUV変換効率は上昇する。

2.4 錫プラズマのオパシティ計測

これまでの基礎実験でも明らかのように、EUV変換効率の向上に直結する物理は、レーザーエネルギーの注入

Fig. 7 (a) Emission spectra and (b) dependence of conversion efficiency on the target initial density.

領域の密度とEUV放射領域の密度の整合である。いずれか一方の密度ならびにスケール長が大きすぎても低すぎても、EUV変換効率の低下をまねく。物理的にはEUVプラズマを構成するイオンの電子がエミッシビティ(放射率)とオパシティ(不透明度)との兼ね合いで総合的なEUV放射強度が決定される。このため、EUVプラズマの理論モデルを検証するには、放射スペクトルの再現のみならず、オパシティの計測が重要となる。このような背景から、錫プラズマのオパシティ計測を実施した⁸⁾。サンプルとなる錫プラズマをレーザー生成X線で均一に加熱し、別途設けたレーザー生成高輝度光源により、吸収スペクトルを観測し、オパシティ値として、HULLACモデルとの比較を行った。Fig. 8は実験に用いた加熱用X線発生キャビティ(通称：ドッグボーンキャビティ)である。激光XII号片側3ビーム、計6ビームを用い、サンプル上で輻射温度50 eVの黒体放射を発生させた。放射流体コードILESTAを用いたシミュレーションでサンプルプラズマの温度、密度はほぼ30 eV、0.01 g/cm³と予測された。13.5 nm近傍の強い吸収スペクトルはSn⁸⁺からSn¹³⁺イオンの4p-4dと4d-4f遷移に伴う吸収である。15から18 nmに見られるいくつかのディップ構造はSn⁴⁺からSn⁶⁺イオンの4d-4fと4d-5f遷移によるものである³⁾。EUV放射に重要な13.5 nm近傍の吸収構造は、その絶対値も含めHULLACで良く再現されている。しかし、細かな構造の再現に関しては、モデル改良が進行中である。

3. 最小質量ターゲット

レーザー生成プラズマのデブリ放出領域は、高温プラズマ領域と、レーザー照射によって発生した衝撃波の伝搬領域である。前者はイオン粒子の放出源となり、後者は中性粒子の放出源となる。最小質量ターゲットとは、EUV放射に最小限必要な量の錫をターゲットとして供給することで、EUV放射効率を維持したまま不必要な中性粒子の発生を防ぐ方法であり、EUV光源の実用化にとって不可欠な要素である。EUV放射に必要な最小限の錫は、レーザー照射によって噴出(アブレート)する総質量によっ

Fig. 8 Sn opacity measurement and comparison with HULLAC model.

て基本的に決定される。EUV放射に適したレーザー照射条件下での錫ターゲットの噴出質量の測定実験が行われ⁹⁾、定常アブレーションを仮定した比例則¹⁰⁾が実験結果を良く再現する。この比例則をEUV光源開発に適した形に書き改めると式(3)のようになる。

$$d_a = \frac{2.8 \times 10^3}{\rho_0} \left[\frac{I_L}{1 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2} \right]^{5/9} \left[\frac{\lambda_L}{1.064 \mu\text{m}} \right] \tau_L \quad (3)$$

ここで I_L 、 λ_L 、 τ_L はそれぞれレーザーの強度、波長、パルス幅である。一例としてNd:YAGレーザー条件($I_L = 1 \times 10^{11}$ W/cm², $\lambda_L = 1.064 \mu\text{m}$, $\tau_L = 10$ ns)を上式に代入すると、固体密度($\rho_0 = 7.28$ g/cm³)のターゲットに対してアブレーション厚は $d_a = 38$ nmとなる。なお、CO₂レーザー生成プラズマの場合、レーザー吸収点におけるエネルギー輸送として非局所的な電子熱伝導が支配的になるため、熱拡散を前提とした式(3)の適用は困難となる。この比例則の妥当性を検証するため、レーザースポット径と等しい直径(500 μm)の球状の錫ターゲットに2.5 nsと8 nsのパルス幅のNd:YAGレーザーを照射してEUV変換効率を計測した¹¹⁾。

結果をFig. 9 (a)に示す。横軸にドットターゲットの厚さ、縦軸にEUV変換効率を示している。図中の2本の横線は、2つのレーザーパルス幅それぞれに対して十分厚い平板の錫ターゲットにレーザーを照射して得られた変換効率である。レーザーの照射強度は約 1×10^{11} W/cm²でパルス幅は8.0 ns及び2.5 nsである。8 nsの場合には約40 nmまで錫厚を薄くしても変換効率は変化せず、2.5 nsの場合には約10 nmまで錫厚を薄くしても変換効率が変わらないことが分かる。この依存性は式が予測する最小必要厚さとはほぼ一致する。

Fig. 9 (b)に供給した錫原子数と可視分光法により計測した中性粒子の発生量の依存性を示す。供給する燃料を必要最小限に減らし、かつ供給する場所をレーザースポット内に収めることで大幅に汚染粒子の発生を抑制できることが、この実験からも明らかとなった^{11,12)}。

高効率かつクリーンなEUV光源を実現するためには、ターゲットに含まれる錫原子の数を必要最小限にすることに加え、レーザー吸収に必要な十分な面密度(密度と長さの積)を保つことが必要である。式(3)において、現実的な長さのターゲットプラズマ中で入射レーザー光のエネルギーを吸収するためには、電子密度は少なくとも $n_c/10$ 以上である必要がある。例えば電離度が $Z=10$ で電子温度が $T_e=30$ eVかつ $n_e=1 \times 10^{19}$ 及び 1×10^{18} cm⁻³のプラズマの波長 $1.064 \mu\text{m}$ に対する吸収長 $(1/\alpha)$ はそれぞれ $31 \mu\text{m}$ 及び 3.2 mm であり、 $n_c/10$ を下回ると急激に吸収長が大きくなることが分かる。したがってクリーンかつ高効率なEUV光源を実現するためには、EUV放射に最小限に必要な錫原子を含むターゲットを $n_c/10$ 程度の密度を維持しながら供給する必要がある。このため、レーザー波長を長波長化する、あるいは、ターゲットを、球対称ではなく、レーザー伝搬方向に縮んだ円盤状にするなど、意図的な形状になるようにターゲットを先行膨張させる必要がある。なお、このターゲットの低密度化は、光源プラズマから放出されるイオンの運動エネルギーを低下させるので¹³⁾、イオンデブリ遮蔽に使用される磁場強度の低減に繋がるという長所も同時に生んでいる。

4. 帯域外放射の評価

波長130 nm以上の帯域外光はEUVリソグラフィーの精度を低下させる要因の一つとして危惧されている。帯域外光は二つの波長域に分類されている。波長130-400 nmの光に対してはレジスト材が感光するため帯域内光(13.5 nm 2%バンド幅)のエネルギーに対して7%以下に抑える必要がある。一方、400 nmから遠赤外の光に対しては熱負荷による光学素子の歪みが起こるため、帯域内光の3%以下である必要がある。錫プラズマからの帯域外放射特性を、絶対校正した分光器を用いて計測した¹⁴⁾。ターゲットとしてプラスチック平板及び球殻シェルに薄い錫をコーティングしたものを用いた。錫のコート厚は $1 \mu\text{m}$ ならびに $0.1 \mu\text{m}$ である。シェルターゲットの直径はレーザースポットの直径($0.5 \mu\text{m}$)と等しい。このような工夫により、錫の厚み、ターゲットの形状を変化させて帯域外光が何処からどのようにして放射されているのかを同定することが可能である。得られた帯域外放射エネルギースペクトルをFig. 10 (a)に示す。ただし、発光領域の空間広がりを出すことを目的としているので、このデータでは高次光の除去や分光感度補正は施していない。波長100-200 nmの波長域で積分し、帯域外放射の空間広がりを半値全幅で評価すると、球状のターゲットの場合はレーザーのスポットサイズとほぼ等しい 0.52 mm となった。一方、平板ターゲットを用いた場合は球状ターゲットの約2倍の 1.23 mm となった。この結果より、プラズマからの電子熱伝導や輻射熱伝導によりレーザースポット周囲のターゲットが加熱され、帯域外放射源となっていることが予想される。帯域外放射スペクトルは連続線成分が支配的であり、Fig. 10 (b)に示すようにプランクの黒体放射の式に良く従うので、黒体放射と近似できる。発光時間や発光領域の面積は考慮せず、波長100 nmから400 nm領域でのスペクトル形状のフィッティングのみで放射強度を評価すると、4から7 eVとなった。EUV光がおよそ30-40 eVの高温プラズマから放射されているのに対し、帯域外放射は低温領域から放射されていることが分かる。放射エネルギーを算出すると $1 \mu\text{m}$ 平板は20.6 mJ、 $0.1 \mu\text{m}$ 平板は13.7 mJ、 $1 \mu\text{m}$ 球は4.8 mJ、 $0.1 \mu\text{m}$ 球は2.9 mJとなっ

Fig. 9 (a) Dependence of conversion efficiency on the thickness Sn over-coating put on a spherical plastic substrate. (b) Total number of Sn atoms (●) and observed neutral Sn atoms (▲) from the spherical Sn target.

Fig. 10 (a) Emission spectra of out-of-band emission from various types of Sn targets obtained with an absolutely-calibrated transmission grating spectrograph. Vertical direction for each spectrum corresponds to spatial extent of emission plasma. Note that spectrum response and inclusion of the second-order diffraction components are not corrected in these spectra. (b) Spectra for various types of targets. Each spectrum shape fits to Planck radiation T_R ranging from 4-7 eV.

た。ターゲットの形状を平板から球状にすることで帯域外放射は約1/5にまで低減できている。球状のターゲットを用いることで、レーザースポット周囲からの帯域外放射が抑制されたといえる。更に、Snの厚みを1 mmから0.1 mmにすることにより放射量は約3/5にまで低減する。Snの厚みを薄くすることでプラズマの厚みが小さくなり、帯域外放射の放射源となる低温・高密度プラズマの生成が抑制されたと言える。以上の結果より、8 nsパルスで平板を照射した場合、帯域外放射量はEUV放射量を超える。一方、球ターゲットを用いた場合、帯域外放射量は全ての条件でEUV放射量を下回る。0.1 μm厚球状ターゲットを2 nsパルスレーザーで照射した場合が、本実験において最も帯域外放射量が少なくEUV放射量の40.3%となった。ここで注意したいのは、これらの値はEUVプラズマから放射された値そのものであり、光源装置に使用されるEUV補足鏡の反射率のスペクトル依存性を含んでいないため、中間集光点(IF)で定義された要求仕様との比較を行うには補正が必要である。

続いて、CO₂レーザーとNd:YAGレーザーを用いて帯域外放射量を計測し、EUV放射量と比較した。Nd:YAGレーザーを使用したときの帯域外放射量100%としたときCO₂レーザーを使用した場合の帯域外放射量は4.8%にまで低減される。CO₂レーザーはNd:YAGレーザーと比べて、プラズマの臨界密度が小さく、レーザーの吸収点がターゲットの初期表面から遠い所に存在する。故に、プラズマからターゲット表面への熱伝導が低下し、帯域外放射光の大幅な低減に繋がったと考えられる。等方分布を仮定してCO₂レーザーでは光源での帯域外放射量はEUV放射量と比べ12%と評価された。Mo/Siミラーの反射率を考慮し、IF点での帯域外放射量を評価すると、CO₂レーザーを用いた場合、EUV放射量に対して8.9%となり、要求値4-7%をほぼ満たすことができることが分かった。このように、EUVの高効率化の面だけでなく、帯域外放射の抑制の為にCO₂レーザーはプラズマ生成用ドライバーに相応しいと結論できよう。

5. まとめ

高効率EUV放射と低デブリの条件を同時に満たしつつ、かつ、10-100 kHzもの高速供給/プラズマ発生が可能な方式の提案を最終ゴールとして、次のような課題設定を行った：

- 1) EUVプラズマ発生法と発光スペクトルに関する実験データベースを提供する
- 2) デブリ放射の機構を実験的に解明し、かつその抑制法に関する技術指針を与える
- 3) 帯域外放射の絶対スペクトル診断法を開発し、実験を行って要求仕様をどのように満たすかの、技術指針を与える
- 4) 以上の結果を技術要素として、これらを統合して、高効率でクリーンな高平均出力EUV光源を作るための指針を与える。

錫プラズマに対して行った研究の結果、以下のような結論を得た：

- ・ 錫は、波長13.5 nmに強い発光ピークを持ち、高い変換効率が期待されるため、最適材料である。プラズマ発生には、Nd:YAGレーザーに加え、CO₂レーザーも適していることが実証された。これらには最適照射強度、最適パルス幅が存在する。
- ・ デブリ発生を抑制するには必要最小限の質量からなるターゲットを供給することが望ましい。
- ・ CO₂レーザー生成錫プラズマでは、Mo/Siミラーの反射率を考慮したIF点での帯域外放射量はEUV放射量に対して8.9%となり、要求値(4-7%)をほぼ満たすことができることが確認されている。
- ・ デブリ発生量、運動エネルギー、帯域外放射、いずれの視点でも、低密度プラズマ対象としたCO₂レーザーは有利である。

謝 辞

本研究は数多くの研究者の方々の協力により得られた。ここにお名前を記載することにより感謝の意を表したい。なお、各方の所属は研究が実施された時点での所属名を採用している：Y. G. Tao, 青田 達也, 上田 修義, 安藤 強史, 下村 将史, 阪口 広和, 中井 優貴, 藤田 尚徳, 椿本 孝治, 藤本 靖, 吉田 英次, 慮 健仁, 除 光, Wnag Tao, 保田 ゆずり, Q. Gue, 長井 圭治, 乗松 孝好, V. Zhakhovicks, 沼波 政倫, 村上 匡且, 西原 功修, 宮永 憲明, 中塚 正大, 井澤 靖和, 三間 罔興(以上, 大阪大学レーザーエネルギー学研究センター), 橋本 和久, 山浦 道照, 内田 成明, 古河 裕之, 砂原 淳(以上, レーザー技術総合研究所), 西川 亘(岡山大学), 岡村 昇一, 鈴木 千尋, 森田 繁, 後藤 基志, 武藤 貞嗣, 加藤 隆子(以上, 核融合科学研究所), 田沼 肇(首都大学東京), 佐々木 明(日本原子力開発機構・関西光科学研究所), 難波 慎一(広島大学), 岡田 龍雄, 内野 喜一郎, 高橋 昭彦(以上, 九州大学), 窪寺 昌一, 東口 武史, 佐々木 亘(宮崎大学), 望月 孝晏, 宮本 修治, 天野 壮, 井上 隆博, 藤原 関夫(兵庫県立大学)

参考文献

- 1) J. J. Duderstadt and G. A. Moses: *Inertial Confinement Fusion*, Chap. 4 (John Wiley & Sons, 1982) p.117.
- 2) I. C. E. Turcu and J. B. Dance: *X-rays from Laser Plasmas: Generation and Applications* (John Wiley & Sons, West Sussex, England, 1999).
- 3) I. Yu, *et al.*: *EUV sources for lithography* Chap. 4; G. O'Sullivan, *et al.*: *EUV sources for lithography* Chap. 5, (ed.) V. Bakshi (SPIE Press, Bellingham, Washington, 2006).
- 4) Y. Shimada, *et al.*: Appl. Phys. Lett. **86** (2005) 051501.
- 5) M. Yamaura, *et al.*: Appl. Phys. Lett. **86** (2005) 181107.
- 6) T. Ando, *et al.*: Appl. Phys. Lett. **89** (2006) 151501.
- 7) T. Okuno, *et al.*: Appl. Phys. Lett. **88** (2006) 161501.
- 8) S. Fujioka, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 235004.
- 9) S. Fujioka, *et al.*: Appl. Phys. Lett. **87** (2005) 241503.
- 10) A. Ng, *et al.*: Appl. Phys. Lett. **45** (1984) 1046.
- 11) M. Shimomura, *et al.*: Appl. Phys. Express **1** (2008) 056001.
- 12) S. Namba, *et al.*: Appl. Phys. Lett. **88** (2006) 171503.
- 13) M. Murakami, *et al.*: Phys. Plasmas **12** (2005) 062706.
- 14) H. Sakaguchi, S. Fujioka, S. Namba, *et al.*: Appl. Phys. Lett. **92** (2008) 111503.