

小特集 プラズマによる短波長光源研究の進展とその物理

5. プラズマと量子ビームによる短波長光源

5. Shorter Wavelength Light Sources by Plasmas and Quantum Beams

東口 武史, 大塚 崇光, 鵜籠 照之¹⁾, 藤岡 慎介¹⁾, 西村 博明¹⁾,
鈴木 千尋²⁾, 坂上 和之³⁾, 鷲尾 方一³⁾, 遠藤 彰^{3,4)}

HIGASHIGUCHI Takeshi, OTSUKA Takamitsu, UGOMORI Teruyuki¹⁾,

FUJIOKA Shinsuke¹⁾, NISHIMURA Hiroaki¹⁾, SUZUKI Chihiro²⁾,

SAKAUE Kazuyuki³⁾, WASHIO Masakazu³⁾ and ENDO Akira^{3,4)}

宇都宮大学大学院工学研究科, ¹⁾大阪大学レーザーエネルギー学研究センター, ²⁾核融合科学研究所,

³⁾早稲田大学理工学術院総合研究所理工学研究所, ⁴⁾チェコ科学アカデミー物理部門 HiLASE プロジェクト

(原稿受付: 2013年9月10日)

最近になって, ポスト EUV リソグラフィ 露光光源波長として, $6.x$ nm の波長が注目され始めている. ハーフピッチが 16 nm 以下になると, これまで開発されてきた 13.5 nm の光源では開口数や多層膜鏡, マスクまで設計から製造まで高度に改善することが求められるからである. そこで, 解像度を上げるために, 更なる短波長光源が必要になってくる可能性があるというわけである. ここでは, ポスト EUV 光源としての波長 $6.x$ nm 光源の進展について紹介することにする.

Keywords:

beyond extreme ultraviolet (BEUV), rare-earth, laser-produced plasma, large helical device (LHD),
laser Compton scattering

5.1 はじめに

半導体リソグラフィの露光光源には ArF エキシマレーザー光 (193 nm) が用いられている. しかしながら, 要求される最小加工寸法は ArF エキシマレーザー光の波長と比べると非常に小さい. 解像度を向上させるために位相シフト法や変形照明法などの解像度向上技術, 液浸法や二重露光などの複雑な技術が用いられている. この露光光源波長と最小加工寸法の問題を解消するために, Mo/Si 多層膜鏡と波長 13.5 nm を用いる極端紫外 (Extreme ultraviolet: EUV) 光リソグラフィ技術が研究されてきた. 量産用光源にはレーザー生成プラズマが有力視されている. 光源のプラズマ媒質には, リチウム (Li) やキセノン (Xe) などが研究されてきたが, 技術的な問題や変換効率の理論限界などの理由から, スズ (Sn) をターゲットとしている [1]. 現在では, 予備パルスで拡散させた Sn 粒子に CO₂ レーザーを照射するレーザー生成 Sn プラズマ光源に必要なプラズマパラメータや放射スペクトル, 変換効率も明らかになっている [2].

波長 13.5 nm を用いる EUV 光リソグラフィ技術が実現された後も「ムーアの法則」に従うものと仮定すると, 更なる光源の短波長化が必要になる可能性が指摘されている. 短波長化の可能性に関しては, 2010年に開かれた国際ワークショップにおいてオランダの ASML 社により, 波長 13.5 nm の次世代の光源についての提案がなされた [3].

注目されている波長帯は $\lambda = 6.5 - 6.7$ nm 帯である. この波長の光源を beyond EUV (BEUV) 光源という. この波長帯には炭化ホウ素系の多層膜鏡 (例えば, LaN/B₄C 鏡のピーク反射率の波長は 6.635 ± 0.018 nm, LaN/B 鏡のそれは 6.675 ± 0.015 nm であるが, この波長は, 多層膜厚を調整することにより, 少し変わる) が存在しており, 理論反射率は約 70% である [4, 5]. この反射率は, Mo/Si 多層膜鏡の反射率とほぼ同等である. また, この波長域に UTA のピークを持つ元素は希土類元素のガドリニウム (Gd) およびテルビウム (Tb) であることがいくつかの分光実験によって既に明らかにされている [6-8].

ここまでの話をまとめると, 表題にある短波長光源とは, 波長 $\lambda = 6.5 - 6.7$ nm 帯を指している. この波長が有力視されているのは, 結局は光源プラズマからの放射を効率よく捕集しなければならないため, 多層膜鏡のピーク反射率に合わせた放射波長を必要としており, 前述したように, 炭化ホウ素系の多層膜鏡のピーク反射率が $6.x$ nm にあることに起因している. このことは, 波長 13.5 nm の EUV 光源が, Mo/Si 多層膜鏡に合わせていることと同じである. ただ, 現段階で $6.x$ nm の未知数 x は決まっていない. これは, 炭化ホウ素系の多層膜鏡がいくつか提案されていること, 多層膜鏡の複層の膜圧の制御により, ピーク波長がずれることによって, 多層膜鏡側もまた最適化されていないからである [4, 5]. したがって, 現段階では, 波長に関

corresponding author's address: Utsunomiya University, Utsunomiya, TOCHIGI 321-8585, Japan

corresponding author's e-mail: higashi@cc.utsunomiya-u.ac.jp

して多層膜鏡を開発している側と光源を研究している側の歩み寄りも可能な状況にある。EUV光源の歴史からすると、波長 $6.x$ nmの未知数 x もやはり多層膜鏡のピーク反射率から決まる可能性は高い。

このような状況であるが、光源研究の方は、理論面でも実験面でも進みつつある。波長13.5 nmのEUV光源が世に出てから、その次に役立つことがあるかどうか分からない面もあるが、研究面で基礎的な知見を得ておくことは重要なことである。また、文部科学省や経済産業省のサポートを受けて、研究が進められてきた波長13.5 nmのEUV研究の蓄積もあるため、このことを生かし、日本国内のいくつかの研究機関がデータを出しつつある。そこで、本章では、実験例や計算例を参考文献を紹介しながら、まとめてみたい。ただ、本章で紹介したことは、あくまでも現段階のことであり、来年になると研究も更新されているものと思われる。

本章では、最初に、希土類元素Gd, Tbによる波長 $6.x$ nm放射の実験的アプローチについて紹介する。シングルショット実験から分光実験などをスタートしたとしても、いずれは高繰り返し動作を考慮して、高速にターゲット媒質を供給することが必要になる。ここではパンチアウトターゲットについて紹介する。また、光源を最適化するためには、原子コードなどのモデルを検証するために、光学的厚みが違う条件での実験も必要になる。希薄プラズマからの放射スペクトルの観測についても紹介する。一方で、量産用光源に留まらず、マスク検査用光源には高輝度光源が必要である。レーザーコンプトン散乱による波長 $6.x$ nm放射に必要な条件について紹介することにする。最後に、本波長域の光源開発における課題を整理する。

5.2 希土類元素Gd, Tbによる波長 $6.x$ nm放射

現在開発されている波長13.5 nmの量産用EUV光源に用いられているのはスズ(Sn)プラズマである。ターゲット材料にSnが選ばれたのは、以下のような理由による。原子番号が大きい元素の発光スペクトルは、多電子系特有の同一主量子数間での遷移過程により、疑似連続スペクトル(unresolved transition array: UTA)になる[9]。例えば、軽元素のリチウム(${}^3\text{Li}$)では Li^{2+} イオンの再結合発光が $\lambda=13.5$ nmに寄与するだけであるが、 ${}_{50}\text{Sn}$ の場合、 Sn^{8+} – Sn^{14+} の複数のイオンからの発光が重畳するため、数千もの共鳴線が集まった高エネルギーのUTA放射を発生することができる。したがって、本質的に、Snは波長13.5 nmの光源として、高効率である[10]。このことを裏付けるように、レーザーエネルギーから波長13.5 nmの帯域内(帯域幅: 2%, 捕集立体角: 2π sr) エネルギーへの変換効率は約5%にもなっている[2]。Snを用いるEUV光源を高効率化するには、Snのオパシティが大きいため[11]、光学的に薄いプラズマを生成し、イオン密度を低密度にする必要がある。そこで、典型的には、低密度(イオン密度: $n_i \sim 10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)で、電子温度が $T_e = 30 - 50 \text{ eV}$ のプラズマを生成するのが望ましい[11]。

スズ(${}_{50}\text{Sn}$) やキセノン(${}_{54}\text{Xe}$)でのそれぞれのピーク波

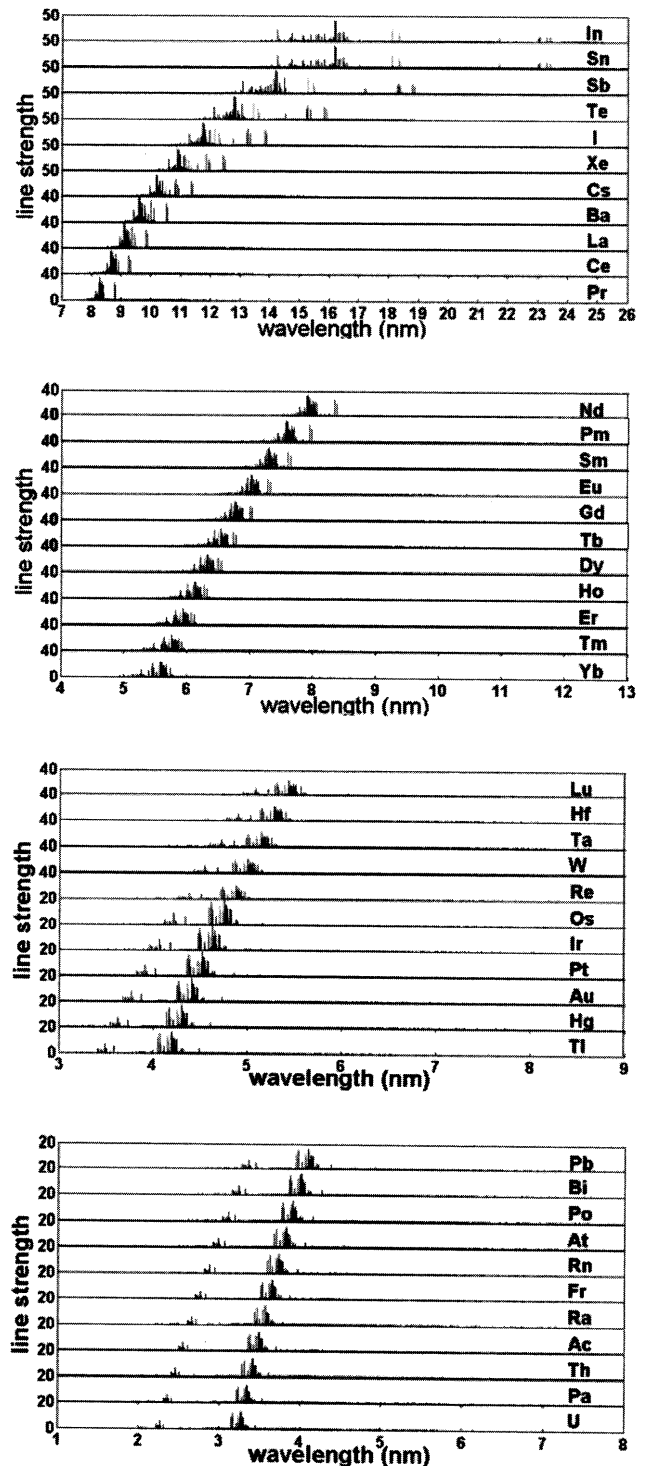


図1 各種元素の振動子強度スペクトル。

長はそれぞれ $\lambda=13.5$ nmおよび $\lambda=10.6 - 11$ nmにある。希土類元素の ${}_{64}\text{Gd}$ および ${}_{65}\text{Tb}$ では $\lambda=6.5 - 6.7$ nmの光を放射することができる。このことを、スペクトル計算からみよ。図1はCowanコードと呼ばれる原子コードにより計算された各種元素の振動子強度スペクトルであり[12]、Ru様イオン、Rh様イオン、Pd様イオンおよびAg様イオンの $n=4 \rightarrow n=4$ ($\Delta n=0$) (n は主量子数)遷移のスペクトルを重ね合わせている。図は4つに分かれているが、 ${}_{49}\text{Tm}$ から ${}_{92}\text{U}$ のスペクトルを示している。原子番号の増加と共にピーク波長は短波長化する。この領域を幅広く見てみた

のは、波長 $\lambda=6.x$ nmに適した元素は何かを俯瞰することができるからである。UTA放射のピーク波長は原子番号に依存することになり、疑似モーザリーの法則に従う[13]。このことから、 ${}_{64}\text{Gd}$ および ${}_{65}\text{Tb}$ のUTA放射が $\lambda=6.5-6.7$ nmの放射に適していることがわかる(このような計算は、今やパーソナルコンピュータでも計算できるのである。まさに半導体リソグラフィ技術のおかげである[1].)

さて、元素が希土類元素と決まると、次は光源に必要なプラズマパラメータを検討することになる。前述したように、Snプラズマ光源での知見を活かすと、UTA放射を高効率で発生させるには、低密度かつ高温プラズマであればよいことがまずは予想される。低密度であることを要求するのは、重元素プラズマでこの波長域に対しては、光学的に厚いと予想されるからである。ただ、オパシティの測定が行われているわけではない。これは今後の課題である。希土類元素のGdやTbの価数が18価程度であることから、イオン価数の電子温度依存性を評価するときによく用いられる衝突放射モデルに必要なプラズマの電子温度を計算してみよう[14]。図2は、Gdでの衝突放射モデルによるイオンポピュレーションの計算例である。このことから大ざっぱには $T_e \sim 100$ eV程度であればよいことにある。この電子温度はSnプラズマでの電子温度の約2-3倍であり、なかなかの高温プラズマである。量産用光源でこの高温プラズマを多ショットで生成するためには、高平均出力の安定なレーザーが必要であることがわかる。このことは、従来にないレーザー技術開発が必要であることを意味している。このような高温の光源プラズマを生成するために入射するレーザーのパワー密度はこれまでの約10倍大きくする必要がある。波長 $\lambda_L=1\ \mu\text{m}$ の固体レーザーであれば、 $I_L \sim 10^{12}$ W/cm²、波長 $\lambda_L=10.6\ \mu\text{m}$ の固体レーザーであれば、 $I_L \sim 10^{11}$ W/cm²のレーザー強度が必要である[15]。

このような見積りがあって、原子過程数値解析および放射流体数値解析が行われている。文献[16]によると、パワーバランスモデルに基づいてレーザー強度、電子温度、イオン温度のマッピングが行われている。これによると、希土類元素(ここではTb)プラズマであっても、低密度、

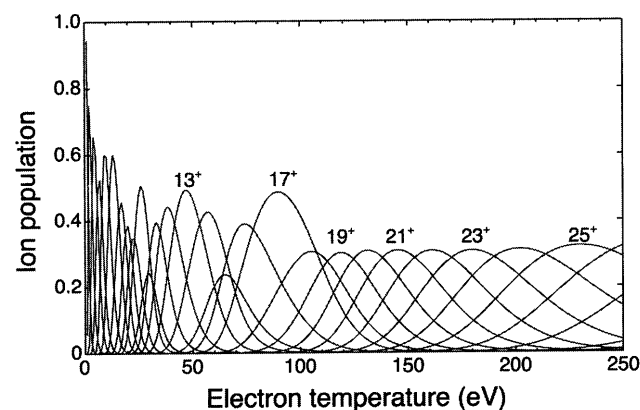


図2 Gdイオンポピュレーションの電子温度依存性(電子密度 $n_e = 1 \times 10^{21}$ cm⁻³を仮定した)。

高温プラズマを生成して、スペクトル効率を向上させることによって、変換効率を最適化することができると指摘されている。この結果、電子温度はやはり $T_e \sim 100$ eVである必要があることが確認されている[15-17]。

これらのことを踏まえて、放射スペクトルを見てみよう。図3は、GdおよびTbのレーザー生成プラズマからの放射スペクトルであり、レーザーのパルス幅が異なる。両方とも、照射しているレーザーの波長は $\lambda_L=1.06\ \mu\text{m}$ である。パルス幅が10 nsのレーザー強度は $I_L=5.0 \times 10^{12}$ W/cm²、パルス幅が150 psのレーザー強度は $I_L=1.0 \times 10^{14}$ W/cm²である。Gdプラズマからは $\lambda \sim 6.7$ nm、Tbプラズマからは $\lambda \sim 6.5$ nmにピークをもつUTA放射がみられる[8]。衝突放射モデルとスペクトル解析から、これらの放射には $\text{Gd}^{16+}-\text{Gd}^{25+}$ 、 $\text{Tb}^{17+}-\text{Tb}^{26+}$ イオンの $n=4-n=4$ ($\Delta n=0$)遷移間放射が寄与している。図3の点線に示されているように、10 nsレーザー照射時にはUTA放射に加え、長波長側への広帯域なサテライト線も観測されている。これらは、SnやXeプラズマを波長 $\lambda_L=1.06\ \mu\text{m}$ レーザーで生成したプラズマのときのスペクトルと同じように、高密度領域から放射されている。このことは、レーザー波長依存性からも明らかになっている[18]。

図3のスペクトルをみると、短パルスレーザーで生成されたプラズマ放射のほうが、スペクトル幅が狭く、帯域外放射が抑制されることにより、スペクトル効率が向上している。パルス幅が短いレーザーパルスによってつくられるプラズマは、パルス幅が長いパルスでつくられたプラズマよりも光学的に薄いので、自己吸収の効果は小さくな

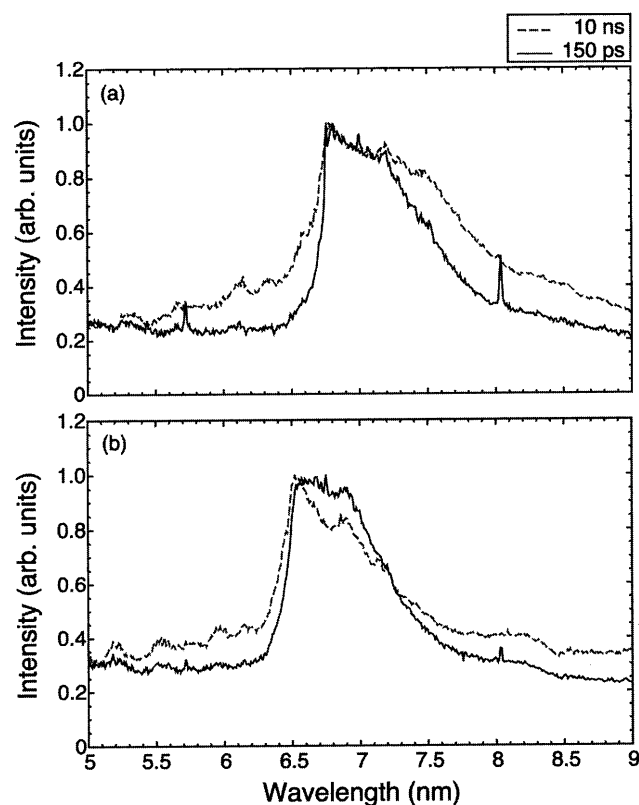


図3 (a)Gdプラズマおよび(b)Tbプラズマからの時間積分EUVスペクトルのレーザーパルス幅依存性。

る。このことから光学的に薄いプラズマを生成することの重要性がわかる。

繰り返しになるが、高効率光源を実現するためには、入力エネルギーを効率よく所望の波長のUTA放射に変換することが必要であり、サテライト線に変換されるエネルギーを抑制して、スペクトル効率を向上させることが必要である。多価イオンからの発光は、価数が高くなるにつれて長波長側からUTAスペクトルのピークに近づき、適切な価数以上の高価数では再び長波長側になる特徴をもっている[7]。高出力かつ高効率のGdおよびTbプラズマEUV光源を実現するためには、Snプラズマのそれと同様にいかにして最適電子温度をもつプラズマを生成し、光学的厚みを抑制するかが重要である。さらに、この帯域にはMo/B₄CやLa/B₄Cなどの多層膜鏡が存在するものの、その反射率は6.60–6.65 nmで最大になり、帯域は0.6%であって狭帯域である[4,5]。GdおよびTbのピーク波長はそれぞれ約6.7 nmおよび約6.5 nmであるので、波長可変のUTA放射を多層膜鏡のピーク反射率に合わせ、波長のずれを小さくする必要がある。したがって、最適な価数プラズマを最適な電子温度で生成することが重要であり、この最適化によって、高出力かつ高効率EUV光源を実現することができることになる。

これらのスペクトル解析を踏まえて、波長13.5 nmEUV光源での変換効率、出力エネルギーを測定するカロリメータと同様の構成の計測器を用いて、波長6.7 nm、帯域幅0.6%、立体角 2π srの変換効率を測定した。同じようなカロリメータとは、多層膜鏡、金属薄膜フィルタ、X線ダイオードから構成されており、それぞれのコンポーネントは、反射率、透過率、量子効率が較正されている。電子温度を $T_e \sim 100$ eV程度にするためのNd:YAGレーザーの基本波に求められるレーザー強度を計算すると $I_L = 10^{12} - 10^{13}$ W/cm²となるが、実際にはプラズマ膨張の運動損失が大きく、この強度よりも大きくなってしまふ。集光径を大きくしてもこのレーザー強度を維持できる大型レーザーであれば、必要なレーザー強度はこれよりも小さくなる。このようなレーザー強度を実現させるためにはナノ秒レーザーでは難しいため、レーザー強度の大きなピコ秒レーザーを用いることも一つの解になり得る。このことに加えて、膨張するプラズマは自己吸収効果が大きい[19]、吸収長を短くするためには、プラズマの膨張距離を短くしなければならない。プラズマの膨張距離はレーザーのパルス幅に依存するため、放射の自己吸収効果を抑制するためにもピコ秒レーザーを用いることは悪くない。

ここでは、幅広くパラメータを探索する観点から、図4に示すように、パルス幅が10 ns、150 psのレーザーだけでなく、140 fsのレーザーも用いて、変換効率のレーザー強度、パルス幅依存性を調べた[20]。パルス幅が150 psのときに、変換効率は最大になった。パルス幅が10 nsにおける最大変換効率は0.3%であり、これに対応する最適レーザー強度は約 4.0×10^{12} W/cm²であった。また、パルス幅が150 psでの最大変換効率は約0.4%であり、これに対応する最適レーザー強度は約 7.0×10^{13} W/cm²であった。仮に、波

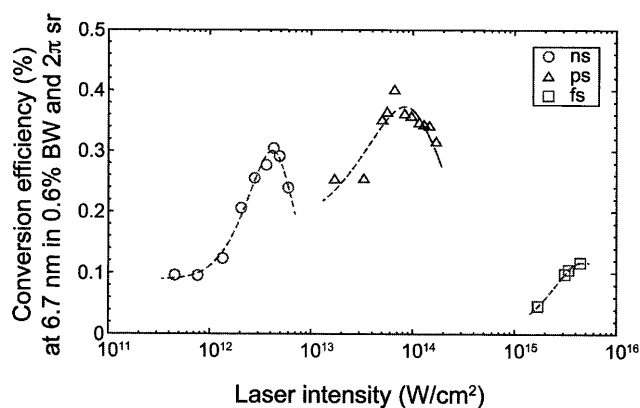


図4 変換効率のレーザー強度・パルス幅依存性。

長13.5 nmのSnプラズマEUV光源で用いられているMo/Si多層膜鏡の帯域幅2%と同等であると仮定すると、パルス幅が150 psでの変換効率の最大値は約1.3%になり、Gdプラズマ光源そのものはSnプラズマ光源と同等の放射能力を有していることがわかる。Gdプラズマの変換効率が低くなるのは、波長6.7 nm放射のための多層膜鏡の帯域幅が狭い(0.6% BW)ことに起因している。波長13.5 nmのSnプラズマEUV光源では、低密度ターゲットや二重パルス照射法を用いることにより、変換効率を向上させることができている[21]。したがって、Snと同じような放射特性をもつ希土類元素プラズマでもターゲットやレーザーを工夫することによって、更に変換効率を改善させることもできる。

本章では詳細に触れる紙面はないが、低密度プラズマを生成するために、パルスパワー技術による放電生成Gdプラズマからのスペクトルを測定した例がある。これによると、スペクトルはかなり鋭い構造になり、スペクトル効率が向上していることも観測されている[15]。このことから、低密度プラズマを生成することは、サテライト線の発生を抑制するだけでなく、高効率化に必要な条件であることが示唆されている。このことは、第5.4節での希薄プラズマからの放射スペクトルでも示される。

一方で、希土類元素のGdやTbの融点は1300–1350℃であり、Snのそれに比べて高温であるため、液滴ターゲットを生成することはこのままではなかなか難しそうである。これまでのSn液滴ターゲットを生成する技術をそのまま踏襲しても開発できるのかもしれないが、他の方法を検討することもまた有意義なことである。次節では、高速にターゲット媒質を供給する方法について述べる。

5.3 高速ターゲット供給法：パンチアウトターゲット

ポストEUV光源を実用化するためには、連続かつ高繰り返しで光源プラズマを生成しなければならない。連続かつ高繰り返しでプラズマを生成するには、プラズマ燃料であるターゲット材料を連続かつ高速に供給することが不可欠である。波長13.5 nmのEUV光源の実績から考えて、光源生成の繰り返し周波数は、最低でも10 kHz以上が必要であり、上限はないものと予測される。

波長 13.5 nm の EUV 光源であるレーザー生成 Sn プラズマのターゲット供給法として用いられているのが、液滴方式である[22]。この方式の模式図を図 5 に示した。液滴方式では、液化させた Sn に圧力を加え、細いノズルからジェット状に Sn 液体を噴射させる。噴射口近傍でジェットに周期的な振動を加えることで流体力学的不安定性を誘起し、ジェットを微小なドロップレットに分裂させる。このように生成した液滴ターゲットにレーザーを照射することで、連続的に EUV 光源プラズマを生成する。幸いなことに、Sn の融点は 232°C と比較的低温であるため、Sn を液化しドロップレットして供給することは比較的容易である。一方、EUV 光源のターゲット候補である Gd の融点は 1312°C と高いため、液滴ターゲット方式による供給は難しい。そこで、新しいターゲット供給法として、大阪大学レーザーエネルギー学研究所で開発しているのが、図 5 (b) に示すパンチアウト法である[23]。

パンチアウト法では、レーザー光に対し透明な基板の上に、ターゲット材料を薄くコーティングしたものを用いる。レーザー照射強度 1×10^{10} W/cm² 程度のレーザーを透明基板側から照射すると、不透明なターゲット材料と透明な基板の境界でレーザー光の吸収が起こる。ターゲット材料の一部が加熱され、気化したターゲット材料の圧力により、ターゲット材料の残りの部分が押し出され、高速に飛翔する。飛翔したターゲットにプラズマ生成用のレーザーを照射することにより、波長 6x nm の EUV 光が発生する。実用機としては、透明円盤に Gd をコートし、それを DVD ドライブのように高速回転させ、かつ DVD チェンジャーの仕組みで順次切り替えることにより、連続供給が可能になる。

図 6 は、He-Ne レーザーをバックライト光として用い、パンチアウトされた Gd ターゲットの影絵をゲート幅 1 μ s の ICCD カメラで撮像した画像である。パンチアウトされた Gd がジェット状に飛翔しているのがわかる。図 6 のように、綺麗なジェットとしてガドリニウムを噴射させ

るには、パンチアウトに用いるレーザーの空間強度分布の均一性が重要である。本実験では、ランダムに配置した微小な位相板で、一本のレーザービームを微小な複数のビームレットに分割し、複数のビームの遠視野像を重ねることにより、集光パターンの均一化を行っている[24]。

レーザー照射強度 1×10^{10} W/cm² で打ち出されたターゲットの飛翔速度は、100 m/s 以上であった。この飛翔速度は、繰り返し周波数を 10 kHz と仮定した場合、プラズマと次のターゲットの間隔が 1 cm 以上であることを意味しており、光源プラズマからの輻射等による次のターゲットへの影響は無視できることになる[23]。

パンチアウト法は、融点の高い Gd ターゲットの連続供給に利用可能なターゲット供給法である。今後の研究課題としては、パンチアウトされた Gd ターゲットにプラズマ生成用のレーザーを照射し、エネルギー変換効率等を明らかにしていくことである。

また、この他の方法として、波長 6x nm を放射する Xe クライオターゲットも提案されている[25]。この方法では連続運転させて、高繰り返し動作を実証している点で注目されている[26]。詳しく取り上げたいところであるが、紙面の都合により、これらの文献を参照されたい。

5.4 希薄プラズマからの放射スペクトルの観測とモデリングの検証

短波長光源として有力視されているレーザー生成プラズマからの放射スペクトルは、大きなオパシティの影響で複雑になる傾向があり、かつ小さいプラズマサイズの中で温度・密度が空間的にも時間的にも急激に変化するため、モデル計算のベンチマーク用途としては必ずしも適していない。これに対して、核融合研究所の磁場閉じ込めトラスプラズマは、数 keV 程度の高温かつ希薄（イオン密度： $n_i = 10^{12} - 10^{15}$ cm⁻³）であり、オパシティの影響をほぼ無視でき、温度・密度勾配も緩やかで、比較的解釈の容易な放射スペクトルが観測できる。さらに、トムソン散乱計測装置などの信頼性の高い各種計測器が整備されているため、Gd や Tb といった高 Z 元素多価イオンの分光モデリングの検証に適していると考えられる。以上をふまえ、核融合科学研究所の大型ヘリカル装置 (LHD) において、これらの元素からの EUV スペクトルの計測を実施した[27, 28]。

トレーザー内蔵ベレット入射[29]により高 Z 多価イオンを導入した状態で、LHD の電子温度は最大 3 keV 程度であり、主に短波長光源で利用される N 殻電子を最外殻とする多価イオンからの放射スペクトルを観測することができる。輝度も高いため、入射加熱パワーを制御することによって、一回の放電の途中で発光部の電子温度を時間的に変化させ、それに応じたスペクトルの径時変化を明瞭に観測することができる。Gd および Tb について、それぞれ電子温度が異なる二通りのスペクトルを図 7 に示す。縦軸は当該波長域における最大強度で規格化されており、視線上の電子温度の最大値も図中に示している。

電子温度が（核融合プラズマ的には）低い時間帯のスペ

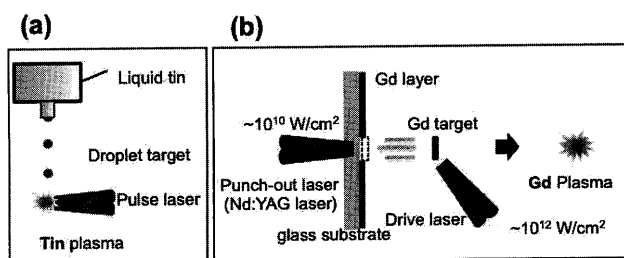


図 5 (a)ドロップレット方式、(b)パンチアウト方式の模式図。

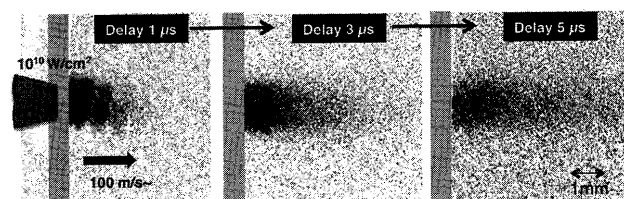


図 6 レーザーをバックライト光源に用い観測したパンチアウトターゲットの影絵。

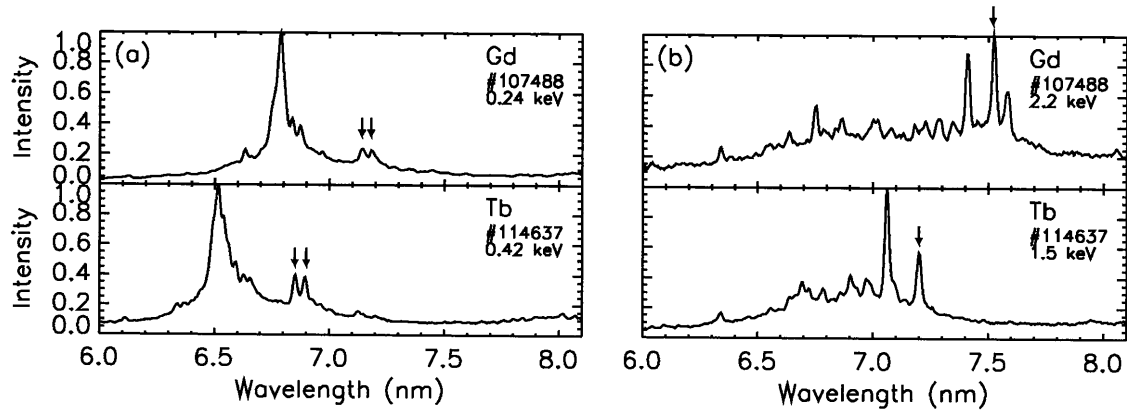


図7 LHDで観測されたGdおよびTb多価イオンからのスペクトル。同一放電中で、電子温度が比較的(a)低い時間帯および(b)高い時間帯におけるスペクトルを左右に並べて示した。図中の矢印は、(a)ではAg様イオン、(b)ではCu様イオンからのスペクトル線を示している。

クトル(図7(a))を、図3のレーザー生成プラズマからのスペクトルと比較すると、短パルス幅レーザーの場合よりもさらに極端にUTAスペクトルが狭帯域化しており、希薄プラズマではサテライト線の放射が抑制されていることがおわかりいただけるであろう。UTAの長波長側に現れる、矢印で示した2つのピークはいずれもAg様イオンの4d-4f遷移によるものであり、6.x nm帯のUTA放射への寄与が大きいAg様近傍の価数分布が高いことが示唆される。一方、電子温度が1.5-2 keVに上昇すると、価数分布の高価数側へのシフトを反映して、図7(b)のようにUTAがみえなくなり、離散的なスペクトルに変化する。矢印で示したCu様イオンの4p-4d遷移などの高価数イオンからのラインの波長や強度比も、モデリングの検証のためには貴重な情報となる。

このような実験で得られたスペクトル線の波長、強度比の温度依存性、およびUTAの形状の温度依存性を理論計算と比較することによって、モデリングの妥当性の検証を行うことができる。相対論的コードであるHULLACやGRASPを用いて計算されたCu-Ga様Gdイオンのスペクトル線の波長については、実験結果と比較的よく一致を示している[30]。一方、UTAスペクトルについては、低価数イオンで電子配置が複雑であり、複数の価数からの発光が重畳されるため、比較は単純ではない。LHD実験で得られたUTA形状の温度依存性は、過去のCowanコードやGRASPコードによる各価数ごとの振動子強度分布計算結果[7,30]と定性的に同じ傾向を示す。いずれの場合も、より詳細な比較検討のためには、価数分布も考慮した衝突・輻射モデルの構築が必要であり、今後進めていく予定である。

5.5 レーザーコンプトン散乱による6.x nm光源

本章で繰り返して述べている通り、次世代EUVリソグラフィは、波長13.5 nmの次に6.x nmが提案され、様々な検討がなされている。本章に詳しく紹介されているレーザー生成プラズマはもちろんのこと、Zeissでは露光用光源としても加速器をベースとしたFEL(自由電子レーザー)の検討を始めている[31]。一方、早稲田大学のグループで

も、これまでレーザーコンプトン散乱研究の成果[32,33]から、マスク検査用高輝度光源研究開発用光源としての利用を検討し始めている[34]。

加速器を用いた光源の利点として、高輝度であることが挙げられる。レーザー生成プラズマ光源では全方位に放射が生成されるが、加速器では相対論的速度を持った電子からの放射を用いることになるため、電子ビームの進行方向に集まった光源が実現可能である。その指向性は、電子ビームのエネルギーを示すローレンツ因子 γ によって決定づけられる。より短波長のEUV光が必要になるにつれ指向性もよくなるため、加速器をベースとした光源の特徴が生かせる機会が増えてくるものと確信している。本節では加速器ベース光源として、レーザーコンプトン散乱技術に関して紹介する。

レーザーコンプトン散乱とは相対論的速度の電子ビームによってレーザー光を弾性散乱させることで高エネルギーの光子を生成する技術である。図8にその概念図を示す。

波長 λ_L のレーザー光をエネルギー γ の電子ビームで散乱することによって得られる散乱光子の波長は最短波長 λ_p が以下の式で表される。

$$\lambda_p = \frac{\lambda_L}{2\gamma^2(1+\beta \cos \phi)} \quad (1)$$

ここで、 $\beta = v/c$ (v は電子の速度、 c は光速)、 $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ は相対論的因子である。また、散乱角 θ と波長 λ には1対1の関係があり、

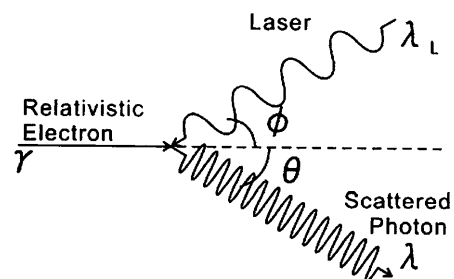


図8 レーザーコンプトン散乱概念図。

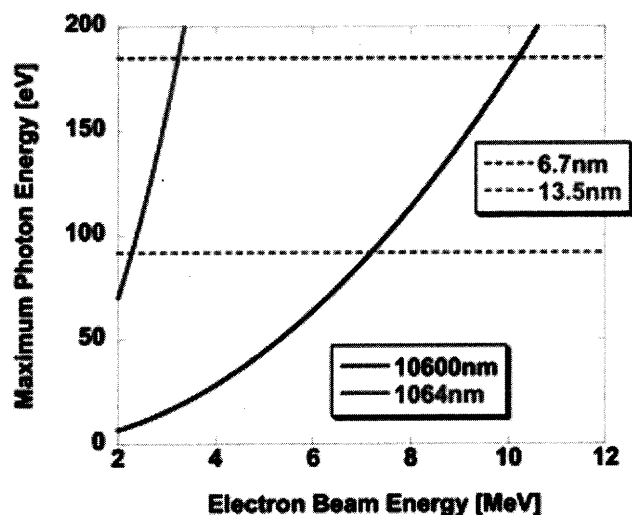


図9 電子ビームエネルギーと散乱光子エネルギーの関係。

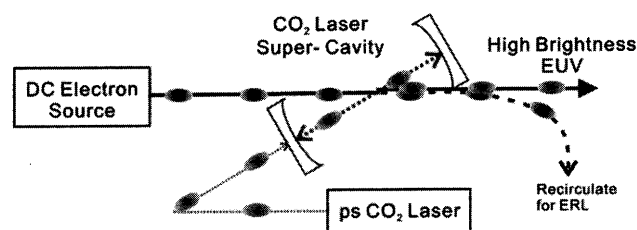


図10 レーザーコンプトン散乱高輝度光源の概念図。

$$\theta = \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{\lambda - \lambda_p}{\lambda_p}} \quad (2)$$

の式によって表される。このような特徴から、最短波長を多層膜鏡によって要求される値に合わせ、散乱角によってバンド幅を選ぶことによって、必要な波長のみを集める構成とすることができる。図9に2色のレーザー光を用いた場合の計算結果を示す。約10 MeVの電子ビームと10.6 μmのレーザー光を用いることで6.x nmのEUV光を得られることがわかる。

レーザー光を効率的に散乱するために電子ビーム・レーザー光の両方を非常に小さい領域に集束するため、光源サイズも小さい高輝度光源が可能となる。文献[34]では以下の図10のような構成を用いることによって30 kW/mm²/sr/2%BWの高輝度光源の実現可能性を議論している。詳細は文献[34]を参照されたいが、繰り返し周波数100 MHzで動作する電子加速器とCO₂レーザー蓄積光共振器によって達成可能な輝度である。加速器や同期精度、レーザー増幅器などの要素技術は確立しつつあり、本提案の核となるCO₂レーザーを蓄積する光共振器の開発を現在進めているところである。

5.6 まとめ

本章では、ポストEUV光源としての波長6.x nm光源について現在の研究の進展をまとめた。最初にレーザー生成プラズマ光源としての希土類元素による波長6.5–6.7 nm光源について述べた。重元素によるレーザー生成プラズマは、高出力かつ高効率化を図ることができるものの光学的

厚さも大きいことから、高効率化を実現するためにはプラズマの自己吸収効果を小さくすることが必要である。このことを踏まえて、EUV変換効率のレーザー強度およびレーザーパルス幅依存性について調べた結果を紹介した。EUV変換効率は、レーザーのパルス幅が150 ps、レーザー強度7.0×10¹³ W/cm²のときに最大であった。これは、ピコ秒レーザーを用いることによりレーザー強度が大きくなり、波長6.7 nmの放射に適する電子温度($T_e \sim 100$ eV)になることに加えて、光学的厚みを短くすることができているからである。

対象としている波長6.x nmの光源に対する露光機からの要求事項は、波長13.5 nmのEUVリソグラフィのように整理されている段階ではないものの、光源サイズはエタンデュ制限で数100 μmになるものと予想される。一方、短波長のプラズマ光源には高温化が求められるため、プラズマの膨張速度は大きくなり、その結果、プラズマサイズが大きくなりやすくなるため、ピコ秒レーザーを用いるなどして、プラズマの膨張を抑制し、光源サイズを比較的小さく保つことが必要になるであろう。

今後、変換効率を更に向上させていくためには、プラズマの加熱効率を向上させつつ、光学的に薄いプラズマをいかにして生成するかが重要である。そのため、CO₂レーザー生成プラズマや放電生成プラズマを用いて、光学的に薄いプラズマを積極的に生成し、希土類プラズマ光源の実験データベースを構築していくことが必要である。更に、原子モデルの構築やコンピュータシミュレーションによる放射流体数値解析も進めていく必要がある。

また、高平均出力高輝度光源に関する動きについても述べた。国内での検討例は少ないのが現状であるが、既に欧米では活発な議論が進んでおり、レーザーコンプトン散乱や自由電子レーザーも光源に関するワークショップなどで加速器科学もまた光源開発の議論の中にある。ここでは、紙面の都合から多くを述べることはできないが、本章の参考文献を参照されたい。このような動向については、6章の「おわりに」でも触れることにする。

謝辞

本研究は、科学研究費補助金、キヤノン財団、東電記念財団の補助を受けて行われました。また、本研究の一部は、核融合科学研究所共同研究、宇都宮大学個性化プロジェクト、宇都宮大学オプティクス教育研究センター公募研究、ギガフォトン(株)、インテル株式会社の援助もを受けて行われたものです。この場を借りて、感謝申し上げます。

参考文献

- [1] 岡崎信次：光学 41, 116 (2012); and references therein.
- [2] H. Mizoguchi *et al.*, Proc. SPIE 8679, 86790A (2013).
- [3] V. Banine, Proc. 2011 International Workshop on EUVL (EUV Litho Inc., Maui, Hawaii, 2011).
- [4] Y. Platonov *et al.*, Proc. 2011 International Workshop on EUVL (EUV Litho Inc., Maui, Hawaii, 2011).
- [5] E. Louis *et al.*, Proc. International Workshop on EUV and Soft

- X-ray Sources*, Dublin, Ireland, 7-10 November 2011.
- [6] G.M. Zeng *et al.*, J. Appl. Phys. **75**, 1923 (1994).
 - [7] S.S. Churilov *et al.*, Phys. Scr. **80**, 045303 (2009).
 - [8] T. Otsuka *et al.*, Appl. Phys. Lett. **97**, 111503 (2010).
 - [9] J. Bauche *et al.*, Phys. Scr. **37**, 659 (1988).
 - [10] J. White *et al.*, J. Appl. Phys. **98**, 113301 (2005).
 - [11] S. Fujioka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 235004 (2005).
 - [12] R.D. Cowan, *The Theory of Atomic Structure and Spectra*, (University of California Press, Berkeley, 1981).
 - [13] T. Higashiguchi *et al.*, SPIE Newsroom (<http://spie.org/x57052.xml?pf=true&ArticleID=x57052+>, 2011).
 - [14] D. Colombant and G.F. Tonon, J. Appl. Phys. **44**, 3524 (1973).
 - [15] B. Li *et al.*, Appl. Phys. Lett. **99**, 231502 (2011).
 - [16] A. Sasaki *et al.*, Appl. Phys. Lett. **97**, 231501 (2010).
 - [17] M. Masnavi *et al.*, Appl. Phys. Lett. **102**, 164102 (2013).
 - [18] T. Otsuka *et al.*, Appl. Phys. Lett. **97**, 231503 (2010).
 - [19] R.C. Spitzer *et al.*, J. Appl. Phys. **79**, 2251 (1996).
 - [20] T. Cummins *et al.*, Appl. Phys. Lett. **100**, 061118 (2012).
 - [21] T. Higashiguchi *et al.*, Appl. Phys. Lett. **99**, 191502 (2011).
 - [22] J. Fujimoto *et al.*, J. Micro/Nanolithography, MEMS and MOEMS **11**, 021111 (2012).
 - [23] T. Ando *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **47**, 293 (2008).
 - [24] Y. Kato *et al.*, Phys. Rev. Lett. **53**, 1057 (1984).
 - [25] S. Amano and T. Inoue, Appl. Phys. B **108**, 743 (2012).
 - [26] D. Pile, Nat. Photon. **6**, 800 (2012).
 - [27] C. Suzuki *et al.*, J. Phys. B **45**, 135002 (2012).
 - [28] 鈴木千尋：プラズマ・核融合学会誌 **89**, 284 (2013).
 - [29] S. Sudo and N. Tamura, Rev. Sci. Instrum. **83**, 023503 (2012).
 - [30] F. Koike *et al.*, AIP Conf. Proc. **1545**, 202 (2013).
 - [31] D. Turke *et al.*, *Proc. International Workshop on EUV and Soft X-Ray Sources*, Dublin, Ireland, 8-11 October 2012.
 - [32] K. Sakaue *et al.*, Radi. Phys. Chem. **77**, 1136 (2008).
 - [33] K. Sakaue *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **80**, 123304 (2009).
 - [34] K. Sakaue *et al.*, J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS. **11**, 021124 (2012).