

# レーザー照射されたスズドロップレットのSPHによる輻射流体シミュレーション

## Smooth particle Hydrodynamics Radiation Simulation of laser-irradiated tin droplets

○ 砂原淳, 公益財団法人レーザー技術総合研究所, 〒565-0871 吹田市山田丘 2-6,  
suna@ile.osaka-u.ac.jp  
Atsushi Sunahara, Institute for Laser Technology, 2-6 Yamadaoka Suita Osaka Japan 565-0871

Dynamics of laser-irradiated tin droplet is very important for developing the extreme ultraviolet light source for the next generation semi-conductors. We have conducted the radiation hydrodynamic simulations with Eulerian code. We are trying to develop the smooth particle hydrodynamics code to simulate the laser-irradiated droplet with more dynamics range in space. We show the current status of our trials of the code developments and numerical tests.

### 1. はじめに

現在量産されている回路線幅 22 nm (ハーフピッチ) の半導体は ArF レーザー (192 nm) を光源として用い、液浸技術により屈折率を大きくする露光方式を用いてリソグラフィが行われている。しかしながら、この方法で今後の 16 nm 以降の回路線幅の半導体リソグラフィに対応するのは難しく、ダブルパターニング等の多重露光技術が必要とされ、半導体製造コストの増大が懸念されている。そこで、16 nm 以降においても多重露光が不要になる波長 13.5 nm の極端紫外線 (Extreme Ultra-Violet: EUV) が次世代光源として期待されている。EUV 光源に求められるのは高い発光効率、高出力、高い安定度であり、我々はレーザー生成スズプラズマに注目し、EUV 発光の物理探究とプラズマ条件の最適化を行って来た。現在、我々が考えている EUV 光源は図 1 に示すように、ダブルパルスを用いる 2 段階照射方式である<sup>1)</sup>。まず、スズドロップレットに最初のレーザー (プリパルス) を照射する。プリパルスの波長は 1 μm を想定している。

#### Double pulse irradiation scheme

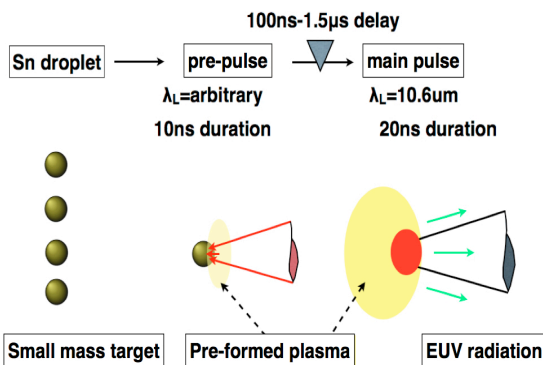


Fig. 1 Double pulse scheme of Extreme Ultraviolet light source

プリパルス照射によりプリプラズマが生成され、数 100 ns から数 μs の時間をかけて、ドロップレットの典型的なサイズ 20 μm から数 100 μm までプラズマが膨張する。膨張したスズプラズマに対して、2 発目のメインパルスである炭酸ガスレーザーを照射し、EUV 光を発生させる。この時、一番大事な事は炭酸ガスレーザーの吸収率を如何に高めるか、ということであり、スズのプリプラズマが 13.5nm の EUV 波長における光学的厚みが 1 を超えない範囲内で、十分な密度スケール長を有していることが必須である。炭酸ガスレーザーの十分な吸収を期待するには密度スケール長は典型的な値として 100 μm 以上が必要である。そのため、プリプラズマの生成、即ちスズドロップレットの挙動が重要である。し

かしながら、典型的なレーザー条件においてはスズドロップレットは高密度・低温のいわゆる Warm Dense Matter 領域に入り、非理想的なプラズマとしての状態方程式の影響を強く受けることになる。我々は図 2 に示すように気体と液体の混合領域を考慮した高精度な状態方程式を用いて、CCUP 法をベースとする放射流体シミュレーションコード<sup>2)</sup>によりスズドロップレットにプリパルスが照射される際のスズドロップレットの挙動を計算した

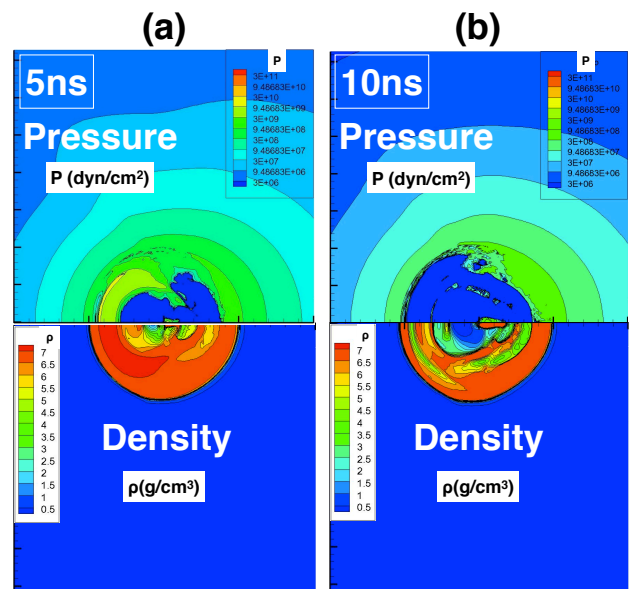


Fig.2 Pressure and density of laser-irradiated tin droplet at a) 5ns, b) 10ns, respectively.

しかしながら Euler コードを用いた計算ではスズドロップレットの膨張を長時間に渡って計算することは空間メッシュ数、空間分解能の観点から困難であり、Smoothed particle Hydrodynamics<sup>3)</sup>のような Lagrangian タイプのコードの開発が望まれている。

### 2. Smooth particle Hydrodynamics

我々はレーザー照射されたスズドロップレットの挙動、特に長時間に渡って生じる膨張を解くために、空間的なダイナミックレンジの大きさに対応可能な Smooth particle hydrodynamics (SPH) スキームを採用したコードの開発をおこなっている<sup>3)</sup>。標準的な 2 次元 SPH 法の基礎式を示す。 $\rho$ ,  $\vec{x}$ ,  $\vec{v}$ ,  $e$  は流体の密度、位置、速度、単位質量あたりの内部エネルギーであり、添字  $i, j$  はそれぞれ粒子  $i, j$  を示している。 $m_{ij}$  は  $j$  番目の位置における粒子の質量、

$p_i, p_j$  はそれぞれ  $i, j$  における圧力である。また、 $\Pi_{ij}$  は粒子  $i, j$

間に働く人工粘性である。 $W$  は  $h$  の広がりを持つカーネルである。

$$\rho_i = \sum_{j=1}^N m_j W(\vec{x}_i - \vec{x}_j, h) \quad (1)$$

$$\frac{d\vec{v}_i^\alpha}{dt} = \sum_{j=1}^N m_j \left( \frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right) \frac{\partial W(\vec{x}_i - \vec{x}_j, h)}{\partial \vec{x}_i^\alpha} \quad (2)$$

$$\frac{de_i}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \left( \frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right) \vec{v}_{i,j}^\beta \frac{\partial W(\vec{x}_i - \vec{x}_j, h)}{\partial \vec{x}_i^\beta} \quad (3)$$

$$p_i = p(\rho_i, e_i) \quad (4)$$

$\alpha, \beta$  は 2 次元のカーテシアン座標における方向成分  $\alpha, \beta = x, y$  を表す。また、状態方程式については既に述べたように気体と液体の混合領域を考慮して与える。

また、レーザー吸収は光線追跡法を用いて計算する。レーザー光子も流体粒子と同様に扱い、波長程度の広がりをもった粒として扱う。光子の運動を計算するためには群速度が必要となるが、光子の粒子位置における電子密度  $n_e$  及び電子密度勾配  $\nabla n_e$  を次のようにまわりの流体粒子から求める。群速度及び電子密度勾配が与えられると、光子の運動を求めることができる。また、電子密度と光子の移動距離から、移動幅に応じたレーザー吸収を逆制御放射を仮定して求めることが可能になる。

$$n_e(\vec{x}_i) = \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} n_e(\vec{x}_j) W(\vec{x}_i - \vec{x}_j, h) \quad (5)$$

$$\nabla n_e(\vec{x}_i) = \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} n_e(\vec{x}_j) \nabla_i W(\vec{x}_i - \vec{x}_j, h) \quad (6)$$

$$\nabla_i W(\vec{x}_i - \vec{x}_j, h) = \frac{\vec{v}_i - \vec{v}_j}{r_{ij}} \frac{\partial W_{ij}}{\partial r_{ij}} \quad (7)$$

$$P_{dep}(\vec{x}_j) = \frac{\frac{m_i}{\rho_j} n_e(\vec{x}_j)^* W(\vec{x}_i - \vec{x}_j, h)}{\sum_j \frac{m_i}{\rho_j} n_e(\vec{x}_j)^* W(\vec{x}_i - \vec{x}_j, h)} \times P(\vec{x}_i) (1 - \exp(-K \Delta r)) \quad (8)$$

ここで  $K$  は逆制御放射に基づいて計算される単位長さあたりの吸収係数であり、 $P$  は光子が持つレーザーパワーである。

### 3. 議論

SPH を用いたスズドロップレットの計算例については現在テスト中であるが、図 2 に示したオイラーコードの計算例との比較を行い、計算手法が有効であるかどうかを判断することが第一ステ

ップと考えている。

### 謝辞

本論文で示した計算コードの開発や解析結果についての一部は NEDO 戦略的省エネルギー技術革新プログラム「高効率 LPP 法 EUV 光源の実証開発」(事業番号 13401019-0)、大阪大学 レーザーエネルギー学共同研究「アブレーションによるプラズマの発生と膨張のシュミレーション解析」(課題 ID:2014B2-41)、「大気及び水中の金属アブレーション」(課題 ID:2014B1-20)、科研費(基盤 C)「高速点火レーザー核融合における高速電子の発生と輸送の物理的制御」(課題 ID:13207404)、科研費(挑戦的萌芽研究)「レーザープラズマ生成初期の構造形成のモデル化と EUV 光源の高効率励起の機構解明」(課題 ID:14522596) の支援をそれぞれ受けました。ここに謝意を表します。

### 参考文献

- (1) K. Nishihara et al., Phys. Plasmas 15 056708 (2008)
- (2) A. Sunahara et al., Laser and Particle Beams (2012), 30, 95–102.
- (3) J. J. Monaghan, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 30 543-574 (1992).