



講座 高密度相対論プラズマの粒子シミュレーション技法

4. 粒子シミュレーションにおける電離モデル

4. Modeling of Ionization in Particle Simulation

岸本 泰明^{1,2)}, 加藤 進³⁾

KISHIMOTO Yasuaki^{1,2)} and KATO Susumu³⁾

¹⁾京都大学大学院エネルギー科学研究科, ²⁾京都大学エネルギー理工学研究所, ³⁾産業技術総合研究所

(原稿受付: 2014年6月6日)

高温プラズマの記述に優れたプラズマ粒子手法を基礎に, 原子過程や衝突過程などのデバイ長内部で生じるミクロな散逸過程を組み込んだ, 拡張粒子シミュレーションについて, 特にプラズマ生成過程と密接に関係する電離過程に着目して, そのモデル化や数値手法について紹介する. プラズマ生成の典型例として, 電界を印加された中性気体のレーザーによる放電のトリガーや着火に関するシミュレーションを紹介し, ミクロな原子過程がマクロなプラズマのダイナミクスや構造に及ぼす影響について議論する.

Keywords:

particle-in-cell simulation, electron impact ionization, tunneling ionization, multi-photon ionization, Keldysh parameter, plasma generation, discharge simulation

4.1 はじめに

核融合プラズマや宇宙・天体プラズマなど, 電磁場と様々な時空間スケールで相互作用する複雑で多様なプラズマの挙動を理解する上で, シミュレーションは重要な役割を果たしてきた. 特に, 位相空間を直接取り扱う運動論シミュレーションは, 波と粒子の共鳴的相互作用をはじめ, 熱平衡状態から離れたプラズマの特性を研究する有力な手段として, 数値手法や計算機性能の著しい向上とともに大きな進歩を遂げてきた[1]. 運動論的シミュレーションには, 位相空間を流体的な連続媒質として扱うプラズマシミュレーションと本講座の粒子シミュレーションがあり, 研究の対象や目的に応じて選択される. 本章は Particle-in-Cell (PIC) 法に基づく粒子シミュレーションを対象とするが, その特徴はシミュレーションにデバイ長の概念を導入し, それを超えての長距離相互作用は基本的に無衝突であり, 電磁場を通して行われる点である[2].

しかし, デバイ長内部ではプラズマ粒子はクーロン散乱の影響を受けることから, それらの効果を取り込んだ衝突粒子コードが開発されている(3章参照). この衝突粒子コードは Fokker-Planck コードと同等の機能を有し, レーザー生成プラズマやダイバータプラズマにおける非線形熱伝導など, 熱平衡を仮定した流体モデルでは記述が困難な研究に適用されている[3]. 一方, クーロン散乱は弾性衝突による散逸効果の一つであるが, それ以外にもプラズマには様々な非弾性的な散逸効果が存在する.

すべてのプラズマは, 固体や液体, 気体や微粒子などの中性の物質状態から複雑な原子過程を介して生成されるこ

とはいうまでもない. 放電・雷現象はその典型例であり, 自然界に確率的に存在する電子や EUV・X線などの放射場も生成過程に重要な役割を果たしていることが知られている[4]. また, 高強度レーザーに照射された物質やプラズマが壁と接するダイバータ・SOLプラズマなどでも, 中性原子や多価イオンが電子や放射場と相互作用して複雑なダイナミクスや構造を創り出す. これらの過程は原子の電子状態に直接関係することから, クーロン散乱と同様にデバイ長内部で発生する散逸効果であると考えられ, 衝突粒子コードの概念を拡張することによって取り入れることができる.

本章では, モンテカルロ法に基づく衝突粒子コードを基礎に, これに代表的な原子過程を取り入れた拡張粒子コード (EPIC: Extended Particle based Integrated Code) に付加されている機能を中心に, それらのモデルや数値手法について報告する[4,5]. このような原子過程が重要になるプラズマは, デバイ長を超えた無衝突プラズマのマクロなダイナミクスとデバイ長内部のミクロなダイナミクスの結合によって支配される多階層的な特性を有することから, 新たな複雑系として研究の展開が期待できる[6].

本章の4.2節では電子衝突による散乱・電離・励起過程, 4.3節では電磁場・光などによる電離過程について概説する. 4.4節では, 圧縮ヘリウム気体の放電・着火のシミュレーション結果を示し, 原子過程を取り入れた粒子シミュレーションの重要性などについて議論する.

4.2 電子衝突による弾性・非弾性散乱過程

電子が原子や分子に衝突すると、電離などを伴わない剛体的な散乱とともに、様々な非弾性的な散乱（電離，励起，附着，再結合，輻射など）を引き起こす。EPIC では、対象とする原子の電子状態の情報（量子数やエネルギーレベル，電子の占有の有無など）は各 PIC 粒子に割り当てられており，電離が進行するに従って原子の電荷は時々刻々変化する。そのため，荷電粒子間のクーロン散乱は，存在するすべての電子と多価イオンのペア（電子-電子，電子-多価イオン，多価イオン-多価イオン）に対して，2体衝突前後の運動量とエネルギーが保存するモンテカルロ法を基礎に，それを相対論領域に拡張したモデルを使用している[4,5,7を参照]。この2体衝突モデルにおける電子-多価イオン間のペア生成を，多価イオンによる電子の非弾性散乱にも利用している[7]。各々の散乱過程の断面積は，後述するように，代表的な理論モデルや実験データを使用する。4.2.1では電子の散乱条件と確率の求め方，4.2.2では電子と中性原子との散乱，4.2.3では電子衝突による電離モデル，4.2.4では電子衝突による原子の励起について述べる。

4.2.1 電子の散乱条件と確率

今，全部で K 種の散乱過程があり，それぞれの散乱 K が起こる確率を P_k とする。このとき，何らかの散乱が起きる確率 P は以下で与えられる。

$$P = \sum_{k=1}^K P_k. \quad (1)$$

モンテカルロ法では，

- (1) 衝突の有無，
- (2) 衝突が起こった場合の散乱の種類 (k)，
- (3) 衝突後の電子の速度

の3項目を決定する必要がある。ここでは南部の方法[8,9]により散乱を判断((1)および(2))する。図1に示すように，全種の散乱に対して単位区間[0,1]を K 等分し，その各区間 K の右側に区間 P_k を取る。[0,1]の一樣乱数 U に対して，その乱数 U が区間 P_k にあれば散乱 k が起こり，それ以外であればいずれの散乱も起こらないとする。その手続きは，以下である。

- (a) 一樣乱数 U を発生する。
- (b) 散乱の種類 K を $k = [1 + UK]$ により決め，その確率 P_k を求める。
- (c) 同じ一樣乱数 U に対して， $U > (k/K) - P_k$ なら k 種の散乱を起こし，それ以外では散乱は起こらないものとする。

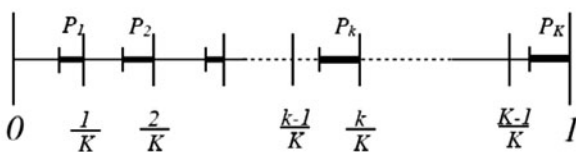


図1 電子の衝突条件と確率[8,9].

P_k は， k 種の散乱を起こす粒子数を N_k ，その断面積を $\sigma_k(v)$ ，相対速度の絶対値を v ，時間間隔を Δt とすると， $P_k = N_k v \sigma_k(v) \Delta t$ で与えられる。尚，電離過程を伴わない電子の中性原子による散乱では，エネルギーと運動量変化は電子のみに起こるとしている。

4.2.2 電子と中性原子との散乱

電子と中性原子との散乱における微分断面積は，Suren-dra 等の表式

$$\sigma(\epsilon^*, \chi) = \frac{\epsilon}{4\pi[1 + \epsilon^* \sin^2(\chi/2)] \ln(1 + \epsilon^*)} \sigma_k(\epsilon^*) \quad (2)$$

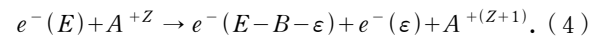
を使用している[10]。ここで， ϵ^* は eV を単位とした電子のエネルギーである。散乱角 χ は，一樣乱数 U を用いて

$$\cos \chi = \frac{1}{\epsilon^*} [\epsilon^* + 2 - 2(1 + \epsilon^*)^U] \quad (3)$$

で決定する。 ψ を電子の散乱前速度 (v) と散乱後速度 (v') を含む散乱面を基準面から測った方位角として，これは一樣乱数 U を用いて $\psi = 2\pi U$ で与える。粒子系の運動量変化は，エネルギー変化および散乱角 (χ, ψ) から決めればよい。(3)式は，電子のエネルギーが数 10 eV 程度以上になると前方方向に散乱される特性がある。

4.2.3 電子衝突による電離過程

運動エネルギー E の自由電子 ($e^-(E)$) が価数 Z の原子 (A^{+Z}) と衝突すると，電子の運動エネルギーが束縛エネルギー（電離ポテンシャル） B よりも大きい場合 ($E > B$)，以下の電子衝突電離が一定の確率で起きる。



ここで ϵ は生成した電子の運動エネルギーである。上式の逆過程は3体再結合に対応し，熱平衡状態ではその断面積は詳細釣り合いの原理から決まる。この電子衝突電離の計算では BEB 理論 (Binary Encounter and Bethe approximation) が実験とよい一致を示すことが知られているが，その一つとして Kim と Rad[11]による以下の表式を EPIC では使用している。

$$\sigma^{\text{BEB}} = \frac{S}{t + [n(q+1)]^{-1}} \left[\frac{\ln t}{2} \left(1 - \frac{1}{t^2} \right) + 1 - \frac{1}{t} - \frac{\ln t}{t+1} \right]. \quad (5)$$

ここで， $t = E/B$ は束縛エネルギー（電離ポテンシャル） B で規格化された自由電子の運動エネルギーであり， $S = 4\pi a_B^2 N (R/B)^2$ である。また， a_B はボーア半径， N は束縛電子数， $R \equiv e^2/2a_B$ はリユードベリエネルギー， n は対象とする電子が占める軌道の主量子数， q は電荷である。電離率 W^{BEB} は，対象原子近傍の自由電子密度 n_e と衝突電子の速度 v_e を用いて $W^{\text{BEB}} = n_e \sigma^{\text{BEB}} |v_e|$ で与えられる。ここで，電子衝突電離によって発生した電子をシミュレーションで追跡するためには，その初期エネルギー ϵ や方向を指定する必要があるが，例えば文献[12]では発生電子のエネルギーの平均値 $\langle \epsilon \rangle / B$ が E/B の関数で与えられていることから，これを使用することができる。

4.2.4 電子衝突による原子の励起

4.4節では、原子過程を取り入れたシミュレーション例として、ヘリウムの圧縮気体の放電過程を議論することから、ここでは中性ヘリウム(He)について詳しく考える。電子のヘリウムによる散乱過程には、上述の弾性散乱や電子衝突電離の他に内部励起がある。中性ヘリウムの内部状態は無数にあるが、ここでは、 1^1S , 2^3S , 2^1S , 2^3P , 2^1P だけを考えることにする。このときの散乱の種類は、弾性衝突 $k=1$ 、非弾性衝突(電離 $k=2$, $k=3$, 励起 $k=4\sim 8$)の8種類であり、電子エネルギーに対する各々の断面積が図2に示されている[13,14]。もちろん、電子衝突による励起状態間の遷移や励起状態からの電離等はあるが、簡単のため励起状態は瞬時に基底状態に緩和するものと仮定する。この近似は成立しない場合があるので注意を要する。内部励起は有限時間で基底状態に戻ることから、衝突電子のエネルギー損失として加算されることになる。

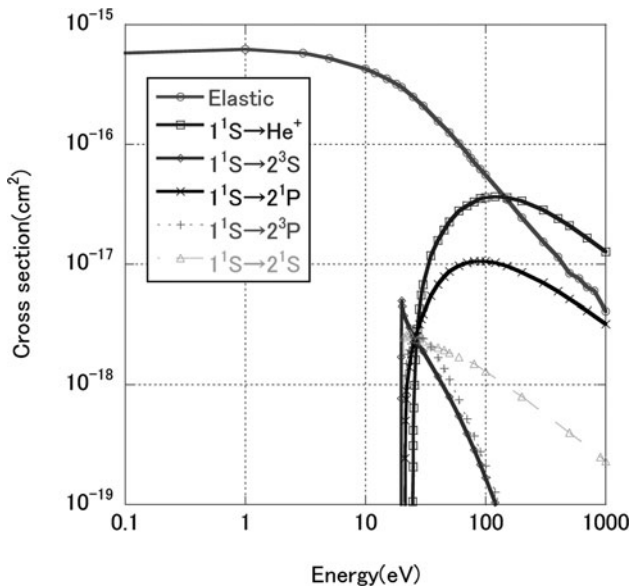


図2 電子とヘリウム原子の各種衝突断面積。

4.3 電磁場・光による電離過程

電磁波が原子に照射されると、電磁場の強度が弱い場合は、原子は電磁波を光子として捉えて多光子吸収過程による電離が起こり、電磁場の強度が強い場合は、電磁場が原子のクーロン場を変形させトンネル過程を通して電子を電離させる。ここでは、多光子吸収電離(光電離)とトンネル電離の電離率をそれぞれ W^{MP} と W^{T} とする。共に、同一現象の異なった導出であるが、どちらが支配的となるかは以下の Keldysh パラメータで決まる[15]。

$$\gamma = \omega \frac{\sqrt{2mB}}{eE_0} = \left(\frac{B}{2\Phi_p} \right)^{1/2} \quad (6)$$

ここで、 ω はレーザーの角周波数、 m は電子質量、 B はイオン化ポテンシャル、 E_0 はレーザーの電場強度、 $\Phi_p = e^2 E^2 / 4m\omega^2$ は動重力ポテンシャルである。 $\gamma \gg 1$ では多光子吸収電離が、 $\gamma \ll 1$ ではトンネル電離が主要となる。電離率 W が求めればシミュレーションにおける時間ステップ幅 Δt の間に電離する確率は $R = 1 - \exp[-W\Delta t]$ で与えられる。 $[0, 1]$ の一様乱数 U を用いて、 $R > U$ ならば電離する。

図3は、アルゴンにおいて Keldysh パラメータのレーザー強度依存性を (a) 800 nm と (b) 50 nm の二つのレーザー波長に対して示している。ここで、800 nm では $10^{14} \sim 10^{16} / \text{cm}^2$ が、50 nm では $10^{16} \sim 10^{19} / \text{cm}^2$ が $\gamma \sim 1$ の領域に対応する。800 nm のレーザーでは 10^{14} W/cm^2 以下の低強度領域で多光子吸収過程が支配的となるが、X線レーザーなどの短波長領域(50 nm)では動重力ポテンシャルが小さくなることから広い強度領域において Keldysh パラメータが増大し、多光子吸収電離が重要な役割を果たすことがわかる。

なお、 $\gamma \ll 1$ のトンネル電離については4.3.1で述べる ADK 理論[16]が、また、 $\gamma \gg 1$ の多光子吸収電離では4.3.2で述べる Keldysh 理論の近似表式[15]があるが、その中間領域 $\gamma \sim 1$ は単純なモデル化が困難な領域にあり、次節(8)式の Keldysh 理論に従って計算を厳密に行う必要があ

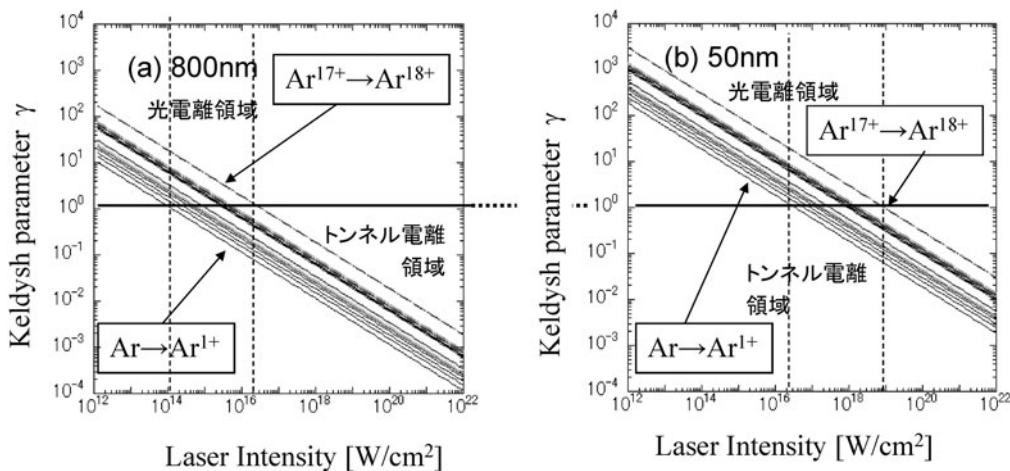


図3 (a) $\lambda = 800 \text{ nm}$ と (b) $\lambda = 50 \text{ nm}$ のレーザーのアルゴンに対する Keldysh パラメータのレーザー強度依存性。

る。

4.3.1 トンネル電離

上述のトンネル電離に対する電離率 W^{FI} は Ammoov 等による ADK 理論[16]として以下の表式が与えられている。

$$W^{\text{FI}} = \omega_A C^2(n^*, l^*) \bar{B} \frac{(2l+1)(l+m)!}{2^m m! (l-m)!} \left(\frac{2\bar{B}_0}{\bar{E}_0} \right)^{2n^* - m - 1} \exp \left[-\frac{2\bar{B}_0}{3\bar{E}_0} \right], \quad (7)$$

$$C^2(n^*, l^*) = \frac{2^{2n^*}}{n^* \Gamma(n^* - l^*) \Gamma(n^* + l^* + 1)}.$$

ここで, $\omega_A = me^4/\hbar = 4.134 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}$ は原子周波数, n^* は電荷 Z のイオンの有効主量子数, 但し, $\bar{B} \equiv B/E_H$ はハートリーポテンシャル $E_H = 27.4 \text{ eV}$ で規格化したイオン化ポテンシャル, (ℓ, m) は軌道量子数と磁気量子数で, $\ell^* = n_0^* - 1$ は基底状態の有効主量子数 n_0^* に対する有効軌道量子数である。 $\bar{B}_0 \equiv (2\bar{B})^{3/2}$, $\bar{E}_0 = E_0/E_A$ は原子単位 $E_A = 5.14 \times 10^9 \text{ V/cm}$ で規格化した電場 E_0 の大きさであり, 粒子コードのメッシュ内での平均電場で置きかえる。(7)式は, トンネル電離の標準モデルとして広く使用されている。

4.3.2 多光子吸収電離

一方, 多光子吸収による電離率 W^{MP} は Keldysh [15] による以下の表式が用いられている。

$$W^{\text{MP}} = \omega \left(\frac{B}{E_\omega} \right)^{3/2} \left(\frac{\gamma}{(1+\gamma^2)^{1/2}} \right)^{5/2} S \left(\gamma, \frac{B+\Phi_p}{E_\omega} \right) \exp \left\{ -\frac{2(B+\Phi_p)}{E_\omega} \left[\sinh^{-1} \gamma - \gamma \frac{(1+\gamma^2)^{1/2}}{1+2\gamma^2} \right] \right\},$$

$$S(\gamma, x) = \sum_{n=0}^{\infty} \exp \left\{ -2[(x+1)-x+n] \right\} \times \left(\sinh^{-1} \gamma - \frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}} \right) \left\{ \Phi \left[\frac{2\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}} ((x+1)-x+n) \right] \right\}^{1/2},$$

$$\Phi(z) = \int_0^z e^{y^2 - z^2} dy. \quad (8)$$

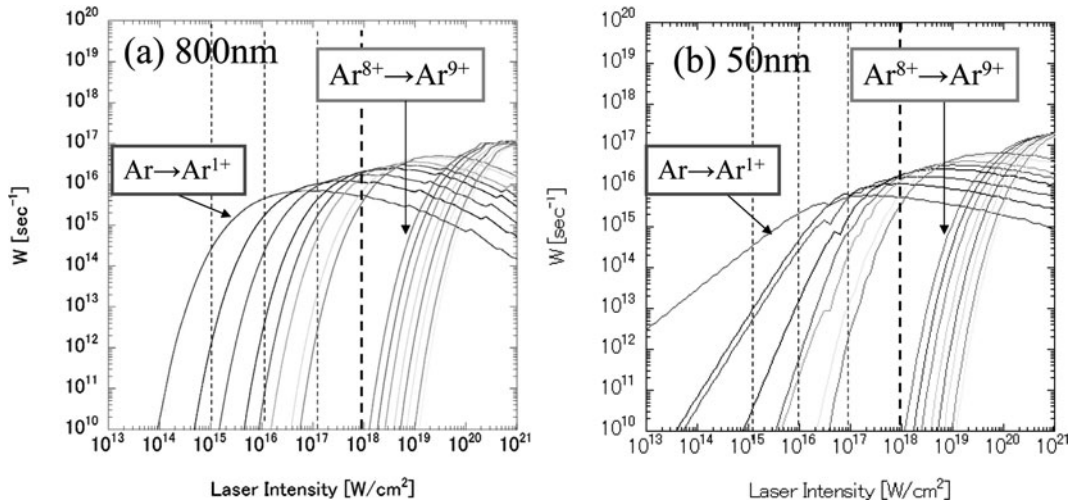


図4 (a) $\lambda = 800 \text{ nm}$ と (b) $\lambda = 50 \text{ nm}$ のレーザーに対する Keldysh 理論によるアルゴンの電離率のレーザー強度依存性。

ここで, $E_\omega = \hbar\omega$ は光子エネルギー, γ は (6) 式で定義される Keldysh パラメータである。関数 S における $\langle x \rangle$ は実数 x の整数部分を表すことから, $\langle 1+(B+\Phi_p)/E_\omega \rangle$ は光電離するための光子数を表している。ここで $\gamma \gg 1$ の光電離領域では関数 S の総和は n が小さい値で収束するが, $\gamma \ll 1$ のトンネルイオン化領域に入るにつれて総和は n の大きな値でしか収束しない。これは, 多光子吸収による電離からトンネル電離への移行に対応する。電離後の電子の余剰エネルギーは $\langle 1+(B+\Phi_p)/E_\omega \rangle \times E_\omega - B$ で与えられる。これを粒子コードに組み込む場合, 毎回イオン化率の計算を行うと, 特にトンネル電離領域では収束計算に時間を要するため, 事前にイオン化率のテーブルを作成しておくなどの工夫が必要になる。多光子吸収電離は, 特にレーザー強度の弱い領域や短波長領域など, Keldysh パラメータが大きな領域での電離断面積の評価に用いられる。

図4は, 図3に対応して, Keldysh 理論 ((8)式) を用いて計算した波長が (a) 800 nm と (b) 50 nm のレーザーに対するアルゴンの電離率のレーザー強度依存性を示している。50 nm の短波長でかつ 10^{14} W/cm^2 以下の低強度領域では外殻電子の電離度に 800 nm の場合と比べると大きな差異があり, $10^{10} \sim 10^{12} \text{ W/cm}^2$ の低強度においても電離が進行することを示している。数 10 fsec の極短パルスレーザーであっても, プレパルスやペダスタル成分が一定の割合で存在することから, 高強度であればあるほど主パルスが到達するまでに多光子吸収電離が進行している場合が多い。

なお, 図4 (b) 50 nm では, $10^{12} \sim 10^{16} \text{ W/cm}^2$ の領域で, $\text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^{+1}$ では $W^{\text{MP}} \propto I_L$, $\text{Ar}^{+1} \rightarrow \text{Ar}^{+2}$ および $\text{Ar}^{+2} \rightarrow \text{Ar}^{+3}$ では $W^{\text{MP}} \propto I_L^2$ の関係で電離率がレーザー強度 I_L とともに増大していることがわかる。これは, $B_{+\sigma}$ を σ 価の電離ポテンシャルとすると, $\sigma = +1$ に対しては $E_\omega > B_{+1}$ であることから $\text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^{+1}$ は単一光子, $\sigma = +2$ および $\sigma = +3$ に対しては $2E_\omega > B_{+2}$ および $2E_\omega > B_{+3}$ であることから $\text{Ar}^{+1} \rightarrow \text{Ar}^{+2}$ および $\text{Ar}^{+2} \rightarrow \text{Ar}^{+3}$ は2光子による光電離によるものである。

4.3.3 X線内殻電離・オージェ効果・コンプトン効果

粒子コードは Maxwell 方程式を解いていることから、様々なプラズマの線形・非線形過程を通して静電場や広帯域の波長の電磁場が自己無撞着に生成され、これらが電離過程に影響を及ぼす。例えば、 $1\ \mu\text{m}$ 程度の波長のレーザーを用いたシミュレーションでは、1波長の空間メッシュ数を十分に確保すれば、ナノメートルオーダーの電磁場の再現も可能になり、強度に依存するが多光子吸収による電離過程が重要な役割を及ぼすようになる。一方、更に短波長の X 線やガンマ線を再現することは難しく、そのような短波長の輻射場が寄与する現象については適切なモデル化を行う必要がある。

例えば、波長が $0.1\ \text{nm}$ ($12\ \text{keV}$) の極短パルス X 線自由電子レーザー (FEL) を生体高分子に照射し、その回折像から生体高分子の構造解析を行う研究が SPring-8 等で進められている [17]。その際、X 線強度が増大すると内殻電離によって中空炭素原子 (K 殻) が生成されるとともに、 $12\ \text{keV}$ の高エネルギー電子が生成され回折像取得に影響を及ぼす。このような中空原子は不安定であり、Auger 効果によって 2 個の L 殻電子の 1 個は中空原子を緩和させ、他の 1 個は電離して自由電子となる。このような過程を厳密に再現するには X 線の伝播をコード上で再現する必要があるが、波長があまりに短く現実的ではない。中村等はこれを外場としてモデル的に扱い、X 線内殻電離過程、Auger 効果による電離過程、コンプトン散乱による電離過程を EPIC に導入してシミュレーションを行った [18]。

4.4 レーザーによる放電誘発・着火のシミュレーション

放電・雷は中性媒質がプラズマに転移する典型例であり、その突発的な発生やその際出現する複雑な微細構造は起源や因果関係を問うことが困難なほど複雑な現象であ

る。これらの詳細については小特集 [6] でも議論されているので参照されたい。その小特集では、古谷等によるレーザーによるエンジン点火・燃焼の話題が取り上げられている [19]。多光子吸収やそれに引き続いて起こる逆制動放射などを通してプラズマが生成され着火・燃焼が起きるとの報告がなされ、原子・分子過程や衝突・緩和過程が本質的な役割を果たす物理系として興味深い。また、杉山・藤井等は高電界をかけた大気に短パルスレーザーを照射し、レーザーが放電のトリガーに与える影響などを調べている [20]。

ここでは、4.2 節や 4.3 節の様々な電離過程が重要な役割を果たす粒子シミュレーション例として、高電界を印加された圧縮ヘリウムガスの極短パルスレーザーによる放電のトリガーとプラズマ着火の初期課程の解析を紹介する。レーザーで駆動しない放電シミュレーションは、文献 [4, 5, 21] でも紹介されているので、参照されたい。図 5 は、静電界 ($1.1 \times 10^7\ \text{V/cm}$) を印加したヘリウムの高圧ガス (密度: $4.1 \times 10^{20}\ \text{cm}^{-3}$) に $80\ \text{fsec}$ のパルス幅のレーザーを集光点 P に向けて下方から上方 (y 方向) に向けて照射した様子を示している。メッシュ数は、 $N_x = 256$, $N_y = 512$ であり、1 メッシュ内の粒子数は 400 個である。なお、x 方向は場・粒子共に周期的な境界条件、y 方向は場に対しては透過条件、粒子は周期的な境界条件を課している。レーザーは $t = 0.36\ \text{ps}$ で P 点に集光されるが、その点でのレーザー強度は $10^{14}\ \text{W/cm}^2$ である。Keldysh パラメータは $\gamma \sim 2$ 程度であり、このためレーザー場による電離過程は、集光点に到達するまでが多光子電離、集光点近傍では多光子電離とトンネル電離の共存領域になっている。粒子系に対しては、電子、ヘリウム 1 価 (He^+)、ヘリウム 2 価 (He^{2+}) のクーロン散乱、および、電子と中性ヘリウム原子との弾性散乱を考慮している。電子の非弾性散乱は BEB

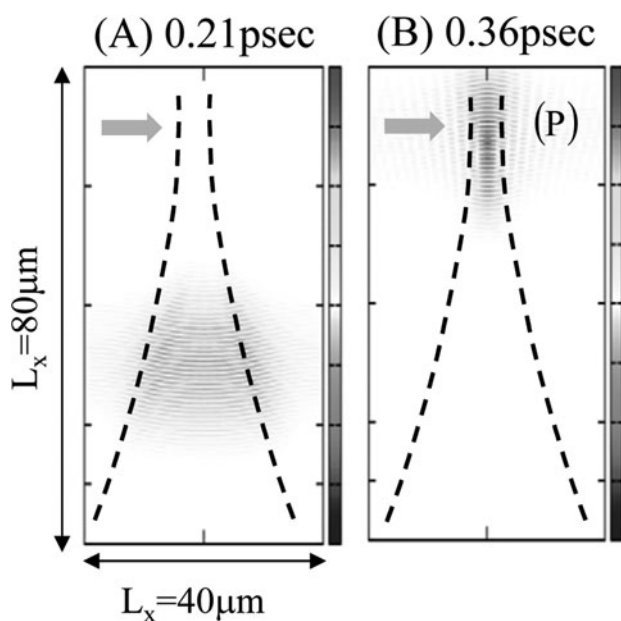


図 5 ヘリウムガスに入射されたレーザーの集光の様子。 $t = 0.36\ \text{psec}$ で最大集光強度となる ((P) 地点)。

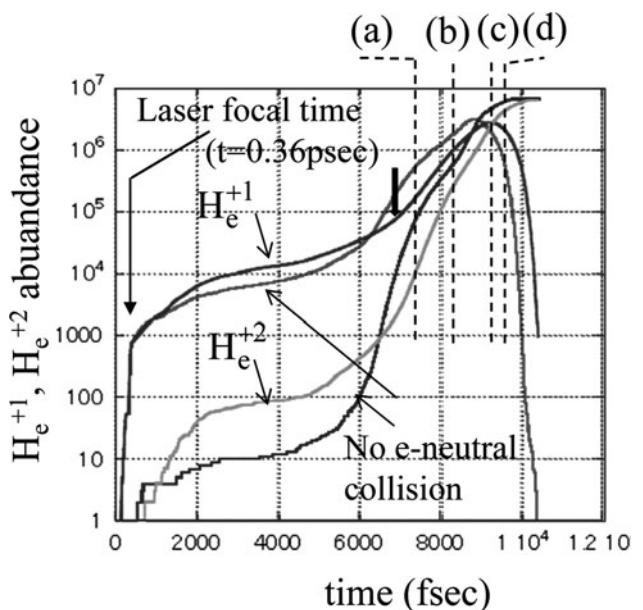


図 6 ヘリウム 1 価 (He^+) とヘリウム 2 価 (He^{2+}) の粒子数の時間発展。電子-中性原子の弾性衝突のある場合とない場合が示されている。

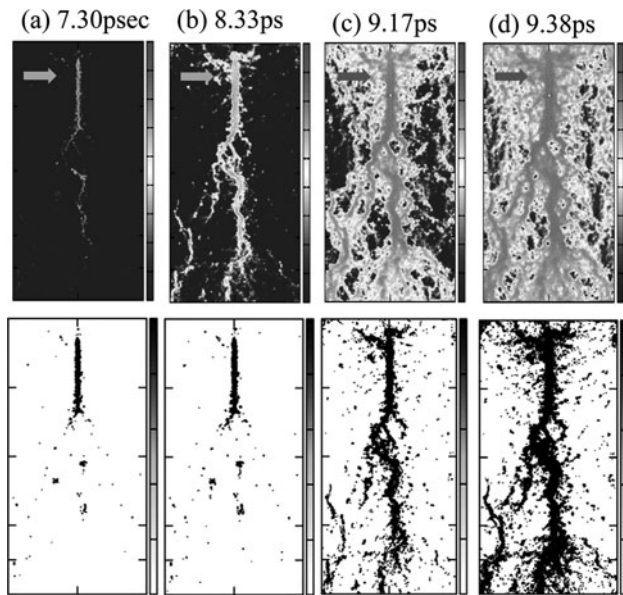


図7 各時刻におけるヘリウムイオンの電荷密度分布（上段）とヘリウムイオンの存在分布（下段）。

による衝突電離（(5)式）を使用している。

図6は、 He^{+1} と He^{+2} の粒子数の時間発展を、電子-中性原子衝突による弾性散乱がある場合とない場合に対してそれぞれ示している。図7は、上段は各時刻におけるヘリウムイオンの電荷密度分布、下段はヘリウムイオンの存在分布を示している。レーザーが集光点に到達するのは $t=0.4$ psec前後であり、集光とともにレーザーによる電離によって He^{+1} が一定量生成される。レーザー照射後も He^{+1} が緩やかに増大し、その後 $t=6.5$ psec付近から電離不安定性に起因すると考えられる He^{+1} の急速な成長が始まる。一方、 He^{+2} は、ほぼ同じ時刻から He^{+1} を上回る成長率で生成され、 $t=9$ psec付近になると He^{+2} が主要な割合を占めるようになる。

一方、電離に伴う空間構造の発展が興味深い。 He^{+1} にトリガーがかかった(a) $t=7.3$ psecから(b) $t=8.33$ psecでは、レーザーの中心軸に沿って線上の経路が集光点から上流に向かって形成され、それが大域的に広がっていく様子がわかる。また、レーザー光の集光パターンに沿って微小な電離スポットが比較的広範囲に形成され、それらスポット間の連結によって微細なネット構造をもった電離パターンが瞬時的に拡大していく様子がわかる。

尚、図6で、電子-中性原子衝突がある場合は、ない場合に比べて、レーザー照射後の $t=2-6$ psecにおける電離は促進しているが、急速に電離が進展する $t=6.5$ psec以降では逆に緩やかになっていることがわかる。これは、電子が中性原子に散乱されると、空間のより広い領域に電離スポットが形成され(図7(b)(c)下段)、電離が大域的に進展することによるものと考えられる。一方、電子-中性原子衝突がない場合は、レーザー強度の強い中心軸上に局在して電子が加速され、その結果、電離も局在化してより強く進展することによるものと考えられる。

このような放電の発展パターンは、文献[4, 5, 21]などに

おいて紹介されている。初期的な結果であるが、レーザーによる燃料着火やレーザーによる放電・雷の制御にも今後つながる可能性があり、一層の発展が期待される。

4.5 まとめと課題

本章では、高温プラズマの記述に優れたプラズマ粒子手法を基礎に、これに原子過程や衝突過程などの様々な散逸効果を取り入れた拡張型粒子コードの紹介を行った。プラズマにおけるデバイ長の概念を利用し、デバイ長内部に衝突効果をはじめ原子過程や輻射過程などの様々な散逸効果を取り組むアプローチは、プラズマの扱う対象を大きく広げるものである。

プラズマ生成に寄与する原子過程には、弾性・非弾性過程を含む電子衝突や原子・分子衝突、光過程など、多くの過程が存在するとともに、それらは互いに共存する。例えば、高強度レーザーに照射された物質は電離が進行してプラズマが生成されるが、様々な非線形過程を通して静電波や高次高調波を含む高強度の電磁波、EUVやX線などの輻射場が発生する。これらは2次的な電離を引き起こし、更なるプラズマ生成に寄与する。本章で紹介した高電界を印加された圧縮ヘリウム気体の放電シミュレーションも、電離過程の突発的な発現や特異な構造発展など、プラズマが内在的に有する新しい機能と特性を示している。また、高強度レーザーに照射された固体やクラスターと呼ばれる粒状物質の電離過程[22]の解析なども興味深い結果を示している。近年、現象の多階層性や異なったスケールの結合が注目を集めているが、粒子コードに様々な散逸効果を入れる試みもその一つである。今後のプラズマ物理の新しい展開が期待される。

原子過程を取り入れた粒子コードの開発にあたり、様々な原子データの提供をいただくとともに、原子過程のモデル化についての議論や実験とシミュレーション結果の比較・検討等で協力いただいている森林健悟博士(JAEA)および福田祐仁博士(JAEA)に感謝いたします。また、図4および図5-7に関連したシミュレーションは、修士課程学生の中村彰浩氏(2008年度修了)、内田智之氏(2012年度修了)の協力のもとに行ったものである。尚、本研究は科学研究費補助金(No. 25287153)の一環として実施されました。

参考文献

- [1] T. Tajima, *Computational Plasma Physics: With Application to Fusion and Astrophysics* (Addison-Wesley Publishing Company, Inc. 1989).
- [2] C.K. Birdsall and A.B. Langdon, *Plasma physics via Computer Simulation* (Institute of Physics, London, 1995).
- [3] 岸本泰明 (編集): 「プラズマの非局所輸送現象と様々な構造形成」プラズマ・核融合学会誌 78, 857 (2002).
- [4] 岸本泰明: 特集「プラズマシミュレーションの最前線 原子・緩和過程を伴うプラズマの相乗的複雑性と放電・雷現象への応用」放電研究 50, 36 (2007).
- [5] 岸本泰明: 小特集「6. 原子・分子過程を含むプラズマの理論・シミュレーションモデル 6.2物質の電離ダイ

ナミックスと構造形成のシミュレーション」プラズマ・核融合学会誌 **84**, 484 (2008).

[6] 岸本泰明：小特集「原子・分子過程によって支配されるプラズマの複雑性と構造形成 1. はじめに」プラズマ・核融合学会誌 **84**, 333 (2008).

[7] 正木知宏：学位論文「高強度レーザーと物質との相互作用に関するシミュレーション研究」2008年（京都大学大学院エネルギー科学研究科）.

[8] N. Nanbu, Jap. J. Appl. Phys. **33**, Part 1, 4752 (1994).

[9] 南部健一：小特集「モンテカルロシミュレーション：プロセスプラズマのモンテカルロシミュレーション」シミュレーション **22**, 239 (2003).

[10] M. Surendra *et al.*, Phys. Rev. A **41**, 1112 (1990).

[11] Y.K. Kim and M.E. Rudd, Phys. Rev. A **50**, 3954 (1994).

[12] S. Nakazaki *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **60**, 1565 (1991).

[13] D.F. Register *et al.*, Phys. Rev. A **21**, 1134 (1980).

[14] T. Belmonte *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **40**, 7343 (2007).

[15] L. Keldysh, Sov. Phys. JETP **20**, 1307 (1965).

[16] M.V. Ammosov *et al.*, Sov. Phys. JETP **64**, 1191 (1986).

[17] A. Tokuhisa *et al.*, Acta Crystallographica Section A **68**, 366 (2012).

[18] T. Nakamura *et al.*, Phys. Rev. A **80**, 053202 (2009).

[19] 古谷博秀, 齋藤 剛：小特集「3. レーザー生成プラズマの電離ダイナミックスと構造, 3.2 レーザーを用いたエンジンの点火・燃焼ダイナミックス」プラズマ・核融合学会誌 **84**, 362 (2008).

[20] K. Sugiyama *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 043108 (2010).

[21] Y. Kishimoto and T. Masaki, J. Plasma Phys. **72**, 971 (2006).

[22] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. A **73**, 031201 (2006).



きし もと やす あき
岸 本 泰 明

京都大学大学院エネルギー科学研究科教授。1981年広島大学修士課程修了，1984年大阪大学博士課程修了，日本原子力研究所（現日本原子力研究開発機構）を経て、2004年より現職。主な研究分野は、トカマクを中心としたプラズマ乱流輸送や高強度レーザーと物質との相互作用に関する理論・シミュレーション研究などのプラズマ物理。構造の起源を問う学術としてのプラズマ物理に興味を抱き、本小特集とも関係した物質の電離過程や放電・雷現象など、幅広いプラズマ現象に興味をもって研究を行っています。（HP:<http://www.center.iae.kyoto-u.ac.jp/kishi/index.html>）



か と う すずむ
加 藤 進

大阪大学工学研究科電磁エネルギー工学研究科博士課程修了，博士（工学）。現在の所属は，産業技術総合研究所エネルギー技術研究部門先進プラズマ技術グループ。主な研究分野は，レーザーとプラズマの相互作用のシミュレーション。最近は，レーザーによる破壊現象，全般に興味をもっている。