

Legendre 多項式および B-spline 関数を用いた 電子エネルギー分布関数の Higher Order Sampling

正 員 佐 藤 孝 紀 (室蘭工大)

学生員 本 間 高 広 (室蘭工大)

正 員 伊 藤 秀 範 (室蘭工大)

正 員 田 頭 博 昭 (室蘭工大)

Higher order sampling of electron energy distribution function
using Legendre polynomial and B-spline function.

Kohki Satoh, Member, Takahiro Honma, Student Member, Hidenori Itoh, Member, Hiroaki Tagashira,
Member (Muroran Institute of Technology)

The higher order sampling of electron energy distribution function in Monte Carlo simulation (MCS) using Legendre polynomial and B-spline, called Legendre Polynomial Weighed Sampling(LPWS) developed by Ventzek and Kitamori(J.Appl.Phys.,vol.75,pp.3785-8,1994; one dimensional), is extended into two(2D) and three(3D) dimensional LPWS in this work. The spatio-temporal variations of energy and velocity distributions of electrons are respectively obtained by 2D and 3D LPWS. It is found that energy and velocity distributions of electrons obtained here are in excellent agreement with those obtained by conventional sampling method, namely, simple counting of electrons. It is also found that the energy and velocity distributions by LPWS give detailed information of electron behaviour in relaxation process and near electrodes and good statistics with smaller number of electrons sampled and with wider size of bin than the conventional sampling method.

キーワード：電子エネルギー分布，モンテカルロシミュレーション，B-スプライン，ルジャンドル多項式，高次のサンプリング，電子速度分布

1. はじめに

電界下における電子スオームのふるまいを正確に把握することは、気体放電プラズマの性質を知る上で重要である。このため、電子スオームの挙動を表す電子輸送係数が実験、理論解析およびコンピュータシミュレーションによって求められている。しかし、全ての電子輸送係数が電子エネルギー分布あるいは速度分布から計算されることを考えるならば、これらの分布を詳細に求めることで、電子スオームの挙動を詳細に理解できることになる。

平行平板電極間に一様な電界が印加されているとき、陰極から放出された電子スオームのエネルギー(速度)分布は、電極間隔が十分に広ければ、印加電界、封入ガスの種類およびその圧力で決定される平衡状態に達することが知られている。また、陰極を出発した電子スオームのエネルギー分布が平衡状態に達するまでには、緩和距離および緩和時間が必要であり、その間のエネルギー分布は平衡状態のそ

れとは異なっていること、および、電極などの境界近傍でも電子エネルギー分布は平衡状態とは異なること、も知られている。しかし、電子エネルギー分布のこのような変化を実験で直接測定することはきわめて困難であるとともに、Boltzmann 方程式による解析で正確に計算をすることも難しく、Monte Carlo simulation(MCS) がしばしば用いられている。

これまで、MCS において電子エネルギー分布を求める場合、対象とするエネルギーの範囲を微小エネルギー $\Delta\epsilon$ の区間に分割(この区間を bin と呼ぶ)し、サンプリングされた電子のエネルギーの度数分布を求める方法が用いられてきた。このサンプリング方法で詳細な電子エネルギー分布を得るためには狭い bin 幅で度数分布を求めなければならない、そのためサンプリングされる電子数を増やし統計変動を抑えなければならない。また、それが MCS の計算時間増加の要因の一つとなっている。

これに対し Ventzek and Kitamori⁽¹⁾は、1つの bin 内

における電子の密度勾配を Legendre 多項式で表現するとともに、それらを B-spline の重みをつけて加算することにより、少ない bin 数 (広い bin 幅) および少ない追跡電子数でも電子エネルギー分布を詳細に求める方法を提案した。Ventzek らは、このサンプリング方法を LPWS (Legendre Polynomial Weighted Sampling) と呼び、0~80eV の範囲を 4, 8 および 16 に分割した bin でエネルギー分布をサンプリングし、bin 数によらずほぼ同じ形状の分布が得られることを報告している。ここで用いられた bin 数は、従来の方法でエネルギー分布を求める場合の 1/10 あるいはそれ以下であり、使用メモリの節約になっている。また、bin 数が少ない分だけ追跡する電子数を減らすことも可能であり、計算時間の短縮も可能と考えられる。

本研究は、Ventzek らが提案したエネルギーに関する 1 次元の LPWS を発展させ、エネルギーと電極間の位置に関する 2 次元、および、電界方向の速度、電界と垂直方向の速度および位置に関する 3 次元の LPWS を開発し、エネルギー分布および速度分布の空間的变化を詳細かつ効率よく求めることを目的とする。

1 次元の LPWS で必要とされる bin 数が従来のサンプリングの 1/10 程度になると、2 次元および 3 次元のサンプリングで使用される bin 数はそれぞれ 1/100 および 1/1000 程度で済むことになり、大幅なメモリ使用量の節約になると考えられる。同時に、bin 数が少ないので追跡電子数を減らしても統計変動の影響は現れにくいと考えられ、計算時間の短縮も可能と考えられる。また、3 次元の LPWS を Date ら⁽²⁾が用いた RF グロー放電プラズマの Monte Carlo シミュレーションとカップリングすることにより、電子速度分布を詳細かつ滑らかに表現可能となり、シミュレーションの精度の向上にも寄与すると考えられる。

本論文では、2 次元および 3 次元の LPWS の方法について示すとともに、それを用いて求められた電子エネルギー分布および電子速度分布の空間変化の結果について述べる。

2. サンプリング方法

ここでは、MCS における従来の電子エネルギー分布のサンプリング方法と Ventzek らにより示された 1 次元の LPWS について示すとともに、本研究において開発した 2 次元および 3 次元の LPWS について述べる。

〈2・1〉 従来のサンプリング方法⁽³⁾ 電子エネルギー分布のサンプリング範囲を $\epsilon_{min} \sim \epsilon_{max}$ とし、それを n 分割した各 bin ($\Delta\epsilon = (\epsilon_{max} - \epsilon_{min})/n$) 内に入る電子数により分布の形状が決定される。サンプリングされた電子のエネルギー ϵ が $\epsilon_{i-1} \leq \epsilon < \epsilon_i$ の範囲にあれば、 i 番目の bin の度数が $N_i = N_i + 1$ によりインクリメントされる。全ての電子がサンプリングされた後、(1) 式により規格化され、エネルギー分布が得られる。

$$f(\epsilon; \epsilon_{i-1} \leq \epsilon < \epsilon_i) = \frac{1}{\Delta\epsilon} \frac{N_i}{N_T} \quad (1)$$

ここで、 $i = 1, 2, 3, \dots, n$, N_T はサンプリングされた全電子数であり、 $N_T = \sum_{i=1}^n N_i$ で与えられる。

〈2・2〉 1 次元の LPWS⁽¹⁾ Ventzek らの提案した LPWS は、電子エネルギー分布をサンプリングするための各 bin 内における数密度分布を Legendre 多項式を用いて表現することと、B-spline (local support) による重み付けからなる。文献 (1) 中の Fig.1 に示されているように区間 $\epsilon_{i-2} \sim \epsilon_{i+1}$ を 1 つの bin とみなし、その中の数密度分布を (2) 式の Legendre 多項式の 3 項目までを考慮して表現する。

$$f_A(\epsilon) = P_0(\chi)f_0(\epsilon) + P_1(\chi)f_1(\epsilon) + P_2(\chi)f_2(\epsilon) + \dots \quad (2)$$

ここで、 ϵ はサンプリングされた電子のエネルギー、

$$\chi = \frac{2\{\epsilon - (\epsilon_{i+1} + \epsilon_{i-2})/2\}}{\epsilon_{i+1} - \epsilon_{i-2}},$$

$$P_0(\chi) = 1, P_1(\chi) = \chi, P_2(\chi) = \frac{1}{2}(3\chi^2 - 1), \dots,$$

$$f_0(\epsilon) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 P_0(\chi) f(\epsilon, \chi) d\chi,$$

$$f_1(\epsilon) = \frac{3}{2} \int_{-1}^1 P_1(\chi) f(\epsilon, \chi) d\chi,$$

$$f_2(\epsilon) = \frac{5}{2} \int_{-1}^1 P_2(\chi) f(\epsilon, \chi) d\chi, \dots$$

である。同様なサンプリング方法で、区間をずらして (ただし区間 $\epsilon_i \sim \epsilon_{i+1}$ では重複する) 求められたエネルギー分布 $f_B(\epsilon)$ および $f_C(\epsilon)$ を、(3) 式のように B-spline を用いて重み付けすることにより、少ないサンプリング電子数かつ広い bin 幅で、詳細かつ統計変動の少ない電子エネルギー分布が求められる。

$$f(\epsilon; \epsilon_i \leq \epsilon < \epsilon_{i+1}) = \frac{(1-x)^2}{2} f_A(\epsilon) + (-x^2 + x + \frac{1}{2}) f_B(\epsilon) + \frac{x^2}{2} f_C(\epsilon) \dots \dots \dots (3)$$

ここで、 x は、 ϵ_i で 0、 ϵ_{i+1} で 1 の値をとる変数である。

Ventzek らは、B-spline の次数を 2 次に固定しているため (3) 式の表現となるが、B-spline の次数の変化を考慮し一般的な形で表現すると、電子エネルギー分布は

$$f(\epsilon) = \sum_{i=1}^{m+1} F_i(\epsilon) T_i(\epsilon) \quad (4)$$

となる。ここで、 m は B-spline の次数、 $F_i(\epsilon) = P_0(\chi)f_0(\epsilon) + P_1(\chi)f_1(\epsilon) + P_2(\chi)f_2(\epsilon) + \dots$ および $T_i(\epsilon)$ は、それぞれ bin 内において Legendre 多項式で表現された電子エネルギー分布および B-spline である。なお、 $F_i(\epsilon)$ を $T_i(\epsilon)$ の係数とみなすと、(4) 式は B-spline を用いた spline 関数の形⁽⁴⁾となっている。

〈2・3〉 2次元および3次元のLPWS 電子エネルギー分布関数の放電空間内の位置 z に対する変化, すなわち, $f(\epsilon, z)$ をLPWSで行うためには, (3)あるいは(4)式を2次元に拡張しなければならない。

$N_i(x)$ および $N_j(y)$ をそれぞれ x および y 方向の m 次の B-spline とすると, 2次元の基底関数は, 積 $N_i(x)N_j(y)$, ($i = 1, 2, \dots, m+1, j = 1, 2, \dots, m+1$) で表され, 2次元の spline 関数 $S(x, y)$ は,

$$S(x, y) = \sum_{i=1}^{m+1} \sum_{j=1}^{m+1} C_{ij} N_i(x) N_j(y) \quad (5)$$

と表される⁽⁴⁾。ここで, C_{ij} は係数である。

本研究では, spline 関数のこの性質を LPWS にも適用し, エネルギーに関する B-spline $T_i(\epsilon)$ と電界方向の位置 z に関する B-spline $U_j(z)$ の積で基底関数を作るとともに, 係数には (2) 式で求めたエネルギーの変化 $F(\epsilon)$ と, 同様に求められる z 方向の電子数密度の変化 $G(z) = P_0(\chi')g_0(z) + P_1(\chi')g_1(z) + P_2(\chi')g_2(z) + \dots$ の積を用い, 次式で $f(\epsilon, z)$ を表現する。

$$f(\epsilon, z) = \sum_{i=1}^{m+1} \sum_{j=1}^{m+1} [F_i(\epsilon)G_j(z)] T_i(\epsilon)U_j(z) \quad (6)$$

なお, $\chi' = 2\{z - (z_{i+1} + z_{i-2})/2\}/(z_{i+1} - z_{i-2})$ であり, $P_0(\chi'), P_1(\chi'), P_2(\chi'), \dots$ および $g_0(z), g_1(z), g_2(z) \dots$ は, (2) 式の場合と同様に求められる。

電子スオームのふるまいをさらに詳細に表現するためには, 速度分布関数 $f(v_z, v_r, z)$ を求めることが必要となる。ここで, v_z および v_r はそれぞれ電界方向および電界と垂直な方向の速度である。このサンプリングでは, 3次元のLPWSを行うことになり, 1次元から2次元へ拡張した場合と同様な方法を用い (7) 式を得る。

$$f(v_z, v_r, z) = \sum_{i=1}^{m+1} \sum_{j=1}^{m+1} \sum_{k=1}^{m+1} [\{ Q_i(v_z) R_j(v_r) G_k(z) \} \times V_i(v_z) W_j(v_r) U_k(z)] \dots \dots \dots (7)$$

ここで, $Q_i(v_z)$ および $V_i(v_z)$ は, それぞれ bin 内における電界方向の速度の変化を Legendre 多項式で表したものとおよび同一 bin 内における B-spline であり, $R_j(v_r)$ および $W_j(v_r)$ は, それぞれ bin 内における電界と垂直方向の速度の変化を Legendre 多項式で表したものとおよび同一 bin 内における B-spline である。

3. 計算結果および考察

本研究では, 代表的なエッチングガスである CF_4 ガスを対象として, MCS を用いて電子群のふるまいをシミュレートし, LPWS により電子エネルギーおよび速度分布をサンプリングするとともに, 従来の方でサンプリングした結果と比較, 検討した。ガス温度は 0°C とし, 換算電界 E/N は

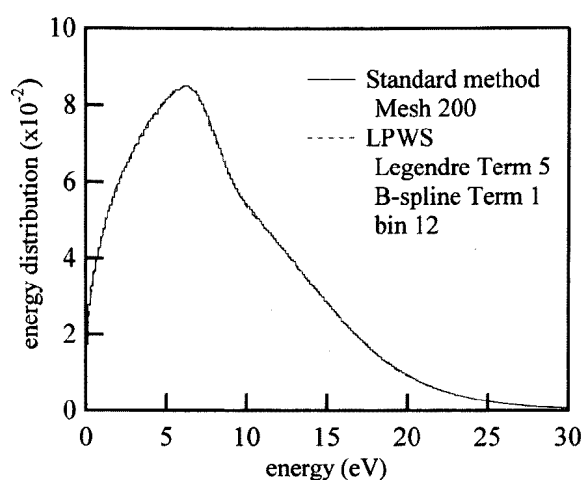


図1 平衡状態におけるPT実験の電子エネルギー分布

Fig.1. Electron energy distributions of Pulsed Townsend experiment at equilibrium.

400Td一定とした。電極は電子の完全吸収壁と仮定し, 陰極から放出される光電子のエネルギー分布は平均値が1eVのMaxwell分布とした。なお, CF_4 ガスの電子衝突断面積には, Itohらのセット⁽⁵⁾を用いた。

図1は, Legendre多項式を5項まで考慮し, B-splineの次数を1次として1次元のLPWSで求めた平衡状態のPT(Pulsed Townsend)実験の電子エネルギー分布を, 従来の方法でサンプリングした結果と合わせて示す。なお, ガス圧は1Torrである。LPWSの結果を破線, 従来の方法(Standard method)による結果をヒストグラムで示しているが, 両者は非常によく一致しており, LPWSの結果の妥当性が確認できる。また, 従来の方法では, 0~30eVを200個のbinに分割してエネルギー分布を表現しているのに対し, LPWSでは12個のbinに区切ただけでも滑らかかつ詳細に分布の特性を表現しており, この方法の有用性がわかる。

図2は, ガス圧1Torrにおいて陰極($z=0\text{cm}$)から放出された電子スオームが陽極($z=1\text{cm}$)に到達する間のエネルギー分布の変化をSST(Steady State Townsend)法にしたがった2次元のLPWSで求めた結果である。このLPWSでは, エネルギーおよび位置 z についてそれぞれ20個のbinを使用し, Legendre多項式は5項まで考慮するとともに, 1次のB-splineを用いている。陰極を出発した低エネルギーの電子が電界で加速されるとともに非弾性衝突によってエネルギーを失った電子の分布が低エネルギー部に現れる様子, すなわち緩和過程が示され, その後, 電離により電子数が増加し, 電極で電子が吸収されるため陽極付近で電子数が急に減少している様子が示されている。また, 陰極から放出され衝突を経験しない電子は, $\epsilon = 141z$ の直線に沿ってエネルギーを増加させていることから, 電界による加速の計算およびエネルギーと位置に関するLPWSが

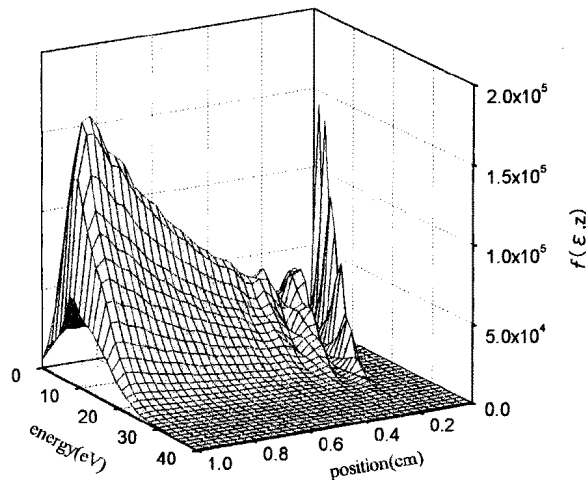


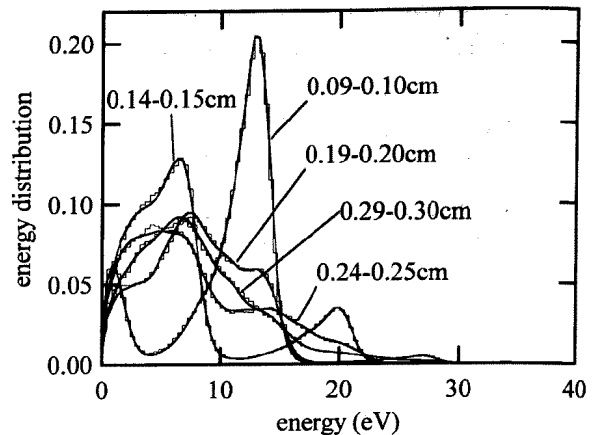
図2 電子エネルギー分布の空間変化 $f(\epsilon, z)$
Fig. 2. Spatial variation of electron energy distribution $f(\epsilon, z)$.

正しく行われていることが確認できる。このように、2次元のLPWSを用いると、少ないbin数でもエネルギー分布の空間変化を連続かつ詳細にとらえることが可能である。

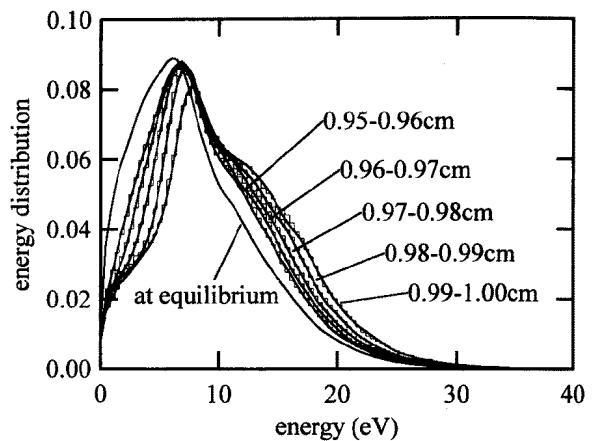
図3(a)および(b)は、図2の結果から陰極および陽極近傍の電子エネルギー分布の変化を抽出して規格化し、従来の方法で得られた結果と比較したものである。陰極近傍で電子エネルギー分布が大きく変化しているにもかかわらず、2次元のLPWSの結果とヒストグラムで示されている従来の方法で得られた結果は非常によく一致していることがわかる。また、電極で電子が吸収されるため、陽極近傍では拡散によって電界方向、すなわち陽極から陰極へ向かって飛行する低エネルギーの電子の割合が減少し、分布が高エネルギー側へシフトする様子が示されており、ここでも両者は非常によく一致している。これらの点からも、本研究で開発した2次元のLPWSの妥当性が確認できる。

2次元のLPWSでは、任意の位置におけるエネルギー分布を容易に表現できるため、さらに電極に近い位置での変化、または、エネルギー分布のさらに細かな位置的变化も知ることができ、電子スオームのふるまいを詳細に知る上で非常に有用な方法と考えられる。

図4(a)および(b)は、ガス圧0.1 Torrにおける電子速度分布 $f(v_z, v_r, z)$ を3次元のLPWSで求めた結果を、それぞれ volume rendering および contour plot で可視化したものである。なお、B-splineの次数は1次で、Legendre多項式は8項目まで考慮している。これらの結果から、陰極付近で速度分布が半円状に広がっており電子は電界で加速されるとともに弾性衝突で等方的に散乱されていること、 $z = 1.4\text{cm}$ では非弾性衝突でエネルギーを失った電子群が低エネルギー部に現れていること、 $z = 2.8 \sim 4.2\text{cm}$ 付近では分布の形状があまり変化していないことから速度分布がほぼ平衡状態にあること、陽極付近では電界方向 ($-v_z$) をもつ電子の割合が減少していること、などを知ることが



(a) near the cathode



(b) near the anode

図3 電極近傍の電子エネルギー分布 $f(\epsilon, z)$

Fig. 3. Spatial variation of electron energy distribution $f(\epsilon, z)$ near electrodes.

できる。また、 $f(v_z, v_r, z)$ を(a)図のように可視化することにより、速度分布の変化を連続的に知ることが可能であり、電子スオーム進展の全体像を把握する際に効果的であると考えられる。

図5(a)~(f)は、3次元のLPWSで得られた速度分布から図4(b)に示した位置の中の6点について $f(v_z, v_r)$ を抽出して示したものである。(a)および(b)図では電子の速度は半円状に広がっているが、分布のピークはわずかに電界と反対 ($+v_z$) 方向に偏っていること、(c)図では8 eVに相当する速度付近で分布の形状が大きく変化しており、このエネルギーにある振動励起断面積のピークが影響していること、(f)図では電極の影響により $-v_z$ 方向へ飛行する電子のうち v_r の値が小さい電子が減少していることや、ほぼ平衡状態にある(d)および(e)の分布よりもピークが $+v_z$ 方向へ移っていること、等がわかる。

図6は3次元のLPWSの結果から電界方向の速度分布 $f(v_z, z)$ の位置による変化を求め、従来のサンプリング方法で得られた結果と比較したものであり、実線がLPWS、ヒストグラムが従来の方法で得られた結果である。陽極か

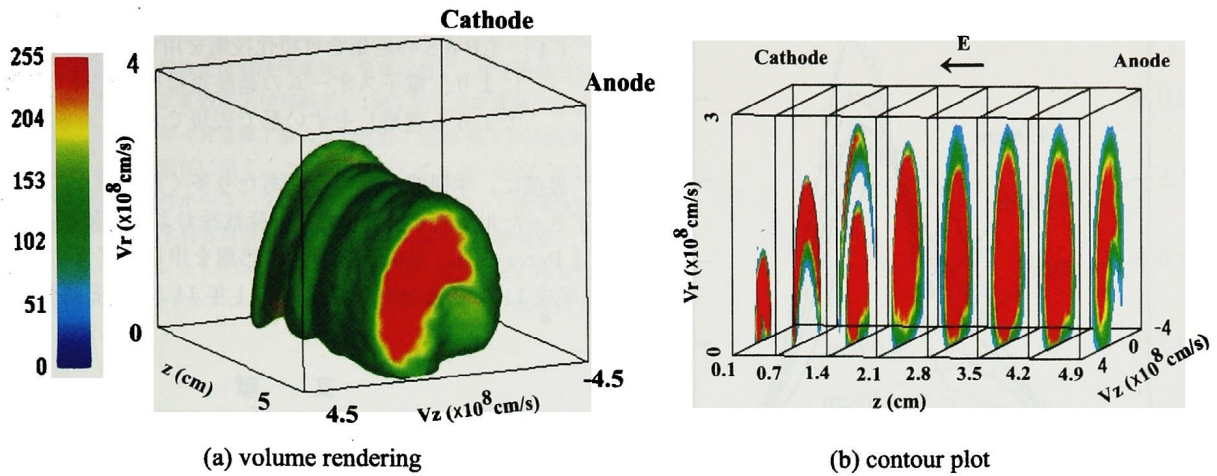


図 4 3D LPWS で得られた電子速度分布 $f(v_z, v_r, z)$
 Fig. 4. Electron velocity distributions $f(v_z, v_r, z)$ obtained by 3D LPWS.

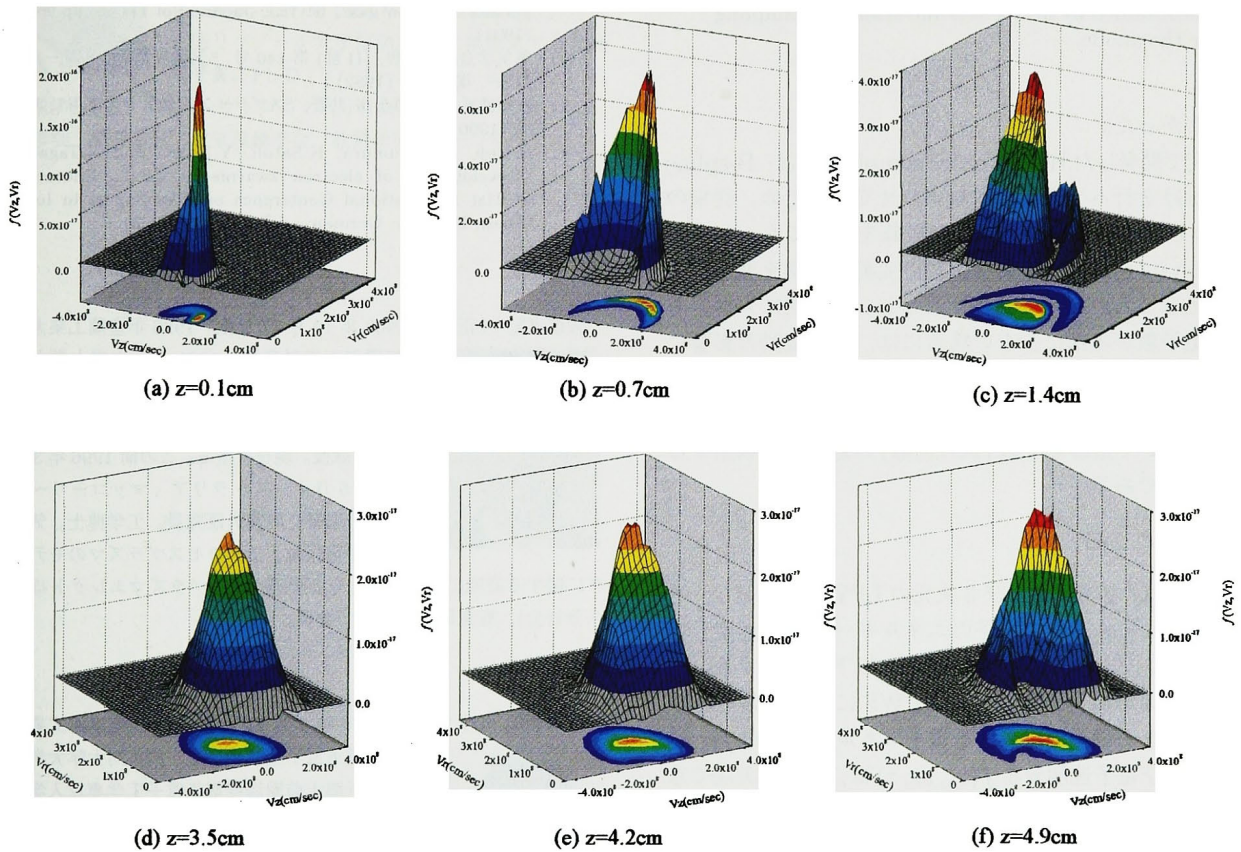


図 5 各位置における電子速度分布 $f(v_z, v_r)$
 Fig. 5. Electron velocity distributions $f(v_z, v_r)$ at $z=0.1, 0.7, 1.4, 3.5, 4.2$ and 4.9 cm.

ら $1/100$ cm の位置の結果において、 v_z が負の範囲でわずかな違いが見られるが、その他はきわめてよく一致し、この方法の妥当性が確認できる。

この結果を得るために、従来のサンプリング方法では、 $100(v_z) \times 100(v_r) \times 100(z)$ の bin 数が必要で、本学情報メディア教育センターのコンピュータ Fujitsu AP3000 で

4.2 時間の CPU Time を要したのに対し、3 次元の LPWS を用いた場合には、 $20(v_z) \times 20(v_r) \times 20(z)$ の bin 数と同コンピュータで 1.6 時間の CPU Time で計算が可能であった。したがって、本研究で開発した 3 次元の LPWS では、計算時間の飛躍的な短縮はできなかったが、使用メモリの節約と MCS の計算時間の短縮のために有効な方法である

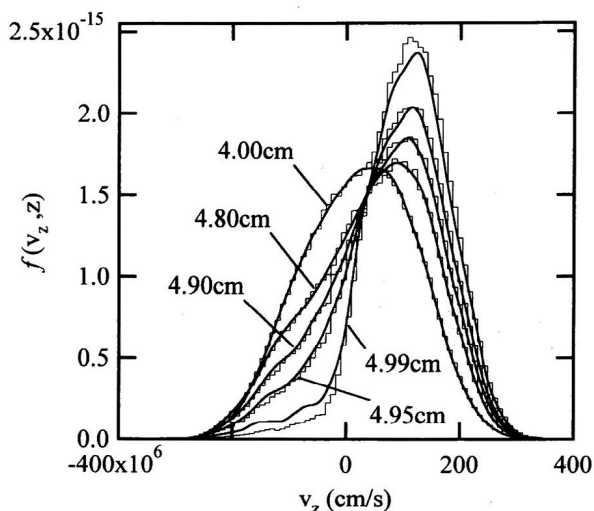


図6 陽極近傍の電子速度分布の比較

Fig. 6. Comparison of electron velocity distributions obtained by 3D LPWS and standard sampling near the anode.

ことがわかった。

本研究で開発した Higher order sampling では、B-spline の重み付けを行って分布を重ね合わせているため、従来の MCS よりも少ない追跡電子数で計算を行っても、エネルギーあるいは速度分布における統計変動の影響を非常に小さく抑えることが可能である。しかし、bin 内にカウントされる電子数が極端に少ない場合には、統計変動の影響により bin の境界を挟んで分布が大きく湾曲する傾向を示す。したがって、計算の精度および信頼性を高めるためには、この点に基づいて追跡電子数 (試行回数) の過不足を判断することが必要である。

4. まとめ

本研究では、2次元および3次元のLPWSを開発し、それをMCSに組み込んで電子のエネルギーおよび速度分布をサンプリングした。得られた結果を以下に要約する。

- (1) 2次元および3次元のLPWSによりそれぞれ求められた電極間における電子エネルギー分布 $f(\epsilon, z)$ および電子速度分布 $f(v_z, v_r, z)$ は、従来の方法で求められたものと非常によく一致し、本研究で開発した手法の妥当性が確認できた。
- (2) 2次元および3次元のLPWSでは、電子エネルギー分布および速度分布の空間的变化を連続的にとらえることが可能であるため、従来の手法よりも電子のふるまいを詳細に把握できる。また、任意の位置のエネルギーあるいは速度分布を求めることが可能であり、電極に極めて近い位置の分布も容易に求めることができる。
- (3) LPWSでは従来のサンプリング方法よりも少ない bin 数および電子数でも詳細な分布を得られることから、使用メモリの節約やCPU時間の短縮化が可能

となり、MCSの高速化に有効な方法と考えられる。

- (4) LPWSの結果を可視化技術を用いて処理することにより、電子スオームの進展過程を連続的でこれまでもより理解しやすい形で表現できる。

最後に、本研究を進めるにあたり多くの貴重なご助言を下された北海道工業大学北守一隆教授および米国 Motorola 社 Peter L. G. Ventzek 博士に感謝申し上げます。
(平成11年6月30日受付, 同11年11月10日再受付)

文 献

- (1) Peter L. G. Ventzek and Kazutaka Kitamori, "Higher-order sampling strategies in Monte Carlo simulations of electron energy distribution functions in plasmas", J. Appl. Phys., vol.75, pp.3785-3788 (1994)
- (2) Y.Date, K.Kitamori, Y.Sakai and H.Tagashira, "Self-consistent Monte Carlo modelling of non-equilibrium RF plasma in argon gas", T. IEE Japan, Vol.111-A, pp.962-972 (1991)
- (3) 電気学会技術報告, (II部) 第140号, "気体放電シミュレーション技法", 電気学会 (1982)
- (4) 市田浩三, 吉本富士市 共著, "スプライン関数とその応用", 教育出版 (1990)
- (5) H.Itoh, T.Matsumura, K.Satoh, Y.Nakao and H.Tagashira, "Development of electron swarms in CF₄", Proceedings of 21st International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Bochum; Germany, vol.1, p.245 (1993)

佐藤孝紀 (正員) 1963年12月17日生。1986年室蘭工業大学工学部電気工学科卒業。1991年北海道大学大学院工学研究科博士後期課程電気工学専攻修了。同年室蘭工業大学助手, 1994年4月同講師, 1996年3月同助教授。現在に至る。この間1996年3月~1997年5月オーストラリア・マッコーリー大学レーザ応用研究所客員研究員。工学博士。気体放電の基礎過程およびプロセスプラズマのモデリングに関する研究に従事する。応用物理学会(プラズマエレクトロニクス分科会), 放電研究グループ会員。



本間高広 (学生員) 1976年2月21日生。1998年室蘭工業大学工学部電気電子工学科卒業。同年同大学大学院工学研究科博士前期課程電気電子工学専攻入学。現在に至る。応用物理学会会員。



伊藤秀範（正員） 1951年10月26日生。1975年北海道大学工学部電気工学科卒業。1980年同大学大学院工学研究科博士後期課程電気工学専攻修了。同年徳島大学工業短期大学部助手、1983年4月同講師。1984年4月室蘭工業大学助教授、1996年4月同教授。現在に至る。この間、1988年6月～1989年12月オーストラリア・ニューイングランド大学物理学科客員研究員。1993年オーム技術賞受賞。工学博士。プラズマエレクトロニクスに関する研究に従事する。応用物理学会（プラズマエレクトロニクス分科会）、日本物理学会、放電研究グループ会員。



田頭博昭（正員） 1933年1月13日生。1958年北海道大学工学部電気工学科卒業。1961年同大学大学院工学研究科博士課程中退。同年北海道大学講師、1962年4月同助教授、1973年同教授。1996年4月北海道工業大学教授。1998年2月室蘭工業大学長。現在に至る。この間1964年9月～1967年5月連合王国リバプール大学留学。1997年電気学会業績賞受賞。Ph.D.(リバプール大学)、工学博士。応用物理学会（プラズマエレクトロニクス分科会）、プラズマ核融合学会、溶接学会、照明学会、電気設備学会、放電研究グループ会員。

