

磁気フィルターと電極を含む有限プラズマの 粒子シミュレーション

武藤 浩二*・内藤 裕志**・福政 修**

Particle Simulation of a Finite Plasma Including the Magnetic Filter and the Plasma Grid

Kouji MUTOU, Hiroshi NAITOU and Osamu FUKUMASA

Abstract

Two dimensional electrostatic particle simulation is implemented to study potential formation in the system including the magnetic filter and the plasma grid. In the case of uniform density and temperature profile, the plasma grid can not locally control the plasma potential. In the case of nonuniform profile in which the magnetic filter separates the plasma into high density and high temperature (source plasma) and low density and low temperature (diffused plasma) regions, plasma potential is high in the source plasma region and low in the diffused plasma region. It is possible that plasma potential in the diffused plasma is locally controlled by changing plasma grid potential.

1. はじめに

実際の実験装置において、プラズマは有限の大きさの真空容器に閉じ込められており、イオンや電子が壁に衝突すると両者は再結合して失われる。しかし、電子はイオンに比べ熱速度が大きく、イオンより速く壁に衝突する。このため、プラズマ内には正電荷が過剰になり、壁に対してプラズマのポテンシャルが正になる。このポテンシャルの変化は、プラズマ全体におよぶものではなく、プラズマのデバイ遮蔽により壁表面からプラズマ方向に、デバイ長の数倍程度の層に制限される¹⁾。このようなプラズマと壁との境界層でのポテンシャル障壁をシースと呼ぶ。シースポテンシャルの高さは、シースのポテンシャル障壁を乗り越えて壁に到達することが出来る十分なエネルギーを持つ電子の流れと、壁に到達するイオンの流れとが等しくなるよ

うに自己調整される²⁾。シースは、より動きやすい粒子（普通は電子）中の低速成分を静電的に閉じ込める働きがある。負イオンを含むプラズマにおいても同様にシースが形成される。そして、低速電子だけでなく負イオンもシースによりプラズマ中に閉じ込められる。

負イオンは、核融合研究において大変注目されている。現在、磁気閉じ込めの核融合プラズマを加熱する方法として、中性粒子ビーム入射 (NBI: Neutral Beam Injection) 加熱が用いられている³⁾。NBI 加熱とは、イオン源から引き出した正イオン、あるいは負イオンを必要なエネルギーまで加速した後中性化し、高エネルギーの中性粒子ビームとして核融合プラズマ中に入射することにより、プラズマを加熱する方法である。現在の NBI 装置では正イオンが用いられているが、将来的に必要とされているビームエネルギーは、核子あたり 500keV 程度であり、そのときの正イオンの中性化効率ほとんど零になる⁴⁾。そこで、そのような高エネルギーにおいても中性化効率の低下が少ない、負イオンを用いることが研究されている。負イオン生成法には、荷電交換法 (Double Charge Exchange),

*大学院電気電子工学専攻

**電気電子工学科

表面生成法 (Surface Production), 体積生成法 (Volume Production) があり, 現在ではプラズマ体積内で負イオンを生成する体積生成法が主流となっている⁴⁾. この生成法では, 二段階生成過程により負イオンが生成される⁵⁾. 二つの過程での最適な電子エネルギーが大きく異なっているために, 実際の負イオン源では, 磁気フィルターを用いてプラズマを空間的に分割することにより, 負イオン生成の最適化が計られている⁶⁾. さらに, 生成された負イオンの引き出しについては, 引き出し面近傍の空間電位分布を, プラズマグリッドで制御することにより, 最適化が計られている⁶⁾. しかし, プラズマグリッドや磁気フィルターと, 負イオン引き出しとの関係を理論的に予言することは, プラズマの非線形性, 複雑な幾何形状等を考えると非常に困難である. そこで, 粒子シミュレーションによる解析が重要となる. 粒子シミュレーションでは, 粒子の運動方程式と電磁場の時間的変化を記述する方程式を自己無撞着に解くことにより, プラズマの振る舞いを解析する. 粒子シミュレーションの利点としては, 理論のみでは解析が困難なプラズマの非線形な振る舞いの解析が可能であること. また, 実際の実験では不可能な測定が, 系に影響を与えることなく可能であること等が挙げられる.

本研究では, プラズマ中に電極がある場合のシース形成と, 電極と磁気フィルターを含む系でのシース形成について, 粒子シミュレーションによる解析を行なった.

2. シミュレーションモデル

シミュレーションモデルは, Fig.1(a)に示すような2次元で表される. このモデルでは, 荷電粒子はz方向に一様なロッド状の粒子とし, x-y平面のみを動く事ができるものとする. 磁場はz方向を向いている. Fig.1(b)に, シミュレーションのシステムを示す. x方向は両端接地 ($\phi=0$, ϕ は静電ポテンシャル) とし, 両端での粒子の境界条件は完全吸収とする. y方向は周期境界条件とする. x方向には, 左寄りにプラズマグリッド (P.G.: Plasma Grid), 右寄りに磁気フィルター (M.F.: Magnetic Filter) が存在する. プラズマグリッドは矩形をし, y方向の両端から系の中に張り出している. プラズマグリッドのポテンシャルは ϕ_{PG} で与えられ, プラズマグリッドに到達した粒子はすべて吸収される. 磁気フィルターによる磁場強度は, 次式で示されるようなxの関数で与えられる.

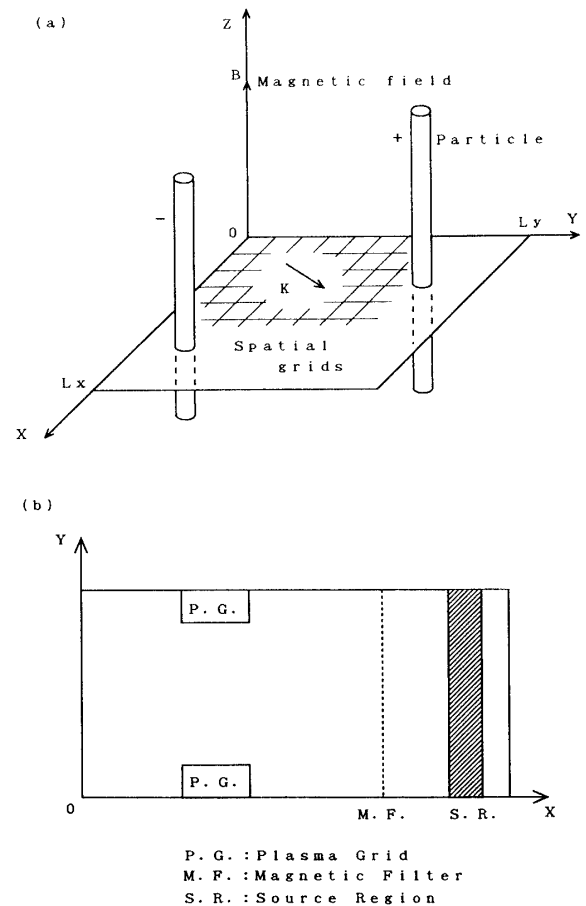


Fig.1 Schematic diagram of the simulation model

$$B_z(x) = B_{zmax} \exp \left\{ - (x-x_1)^2 / 2a_B^2 \right\} \quad (1)$$

ここで B_{zmax} は磁場強度の最大値, x_1 は磁気フィルターの中心位置であり, a_B は磁気フィルターの特徴的な幅を表している. 今回用いた磁気フィルターのパラメータは, $x_1=90\Delta$, $a_B=7\Delta$ で, この時の磁気フィルターの磁場強度分布を Fig.2に示す. シミュレーションではすべての量が規格化されているため, 磁場の最大強度はサイクロトロン周波数をプラズマ周波数で割った値 (ω_{ce}/ω_{pe}) で表す. ここでは $\omega_{ce}/\omega_{pe}=2.0$ を用いた.

プラズマのシミュレーションにおいて定常状態を達成するためには, 吸収壁へのプラズマの輸送による損失とのバランスをとるために, 粒子をシステム内に注入する必要がある⁷⁾. そこで, システムの右端近くにソース領域 (S.R.: Source Region) を設けて, マクスウェル分布に従う速度を持つ電子と正イオンを, 同数個ずつシステム内に注入する. こうすることにより, システム内の粒子数を一定に維持できる. しかし, 単に粒

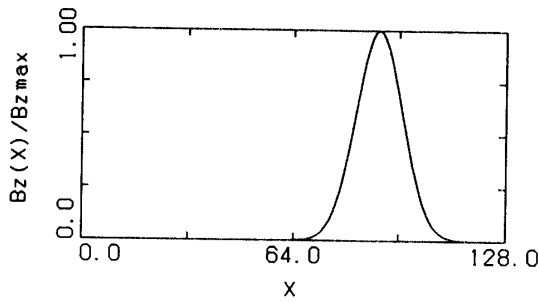


Fig.2 Spatial profile of the filter magnetic field.

子を注入しただけでは、シースポテンシャルを維持することが出来ない。理由は以下の通りである。シースポテンシャルを維持するために必要な高速の電子は、シースポテンシャルを越えてシステム外に抜け、低速の電子はシースによりプラズマ内に閉じ込められる。結果的にシステム内には低速の電子が多く存在し、それがシースポテンシャルを低下させる原因となる。そこで、高速の電子を補給することを目的として、ソース領域内の電子の速度を任意のステップ毎に強制的にマクスウェル分布になるようにした。この操作により、シースポテンシャルを定常的に維持することが可能になった。計算機シミュレーションでは、コンピュータの計算時間と記憶容量の制限から、実際の装置に比べて非常に小さいシステムを取り扱う。このため、シミュレーション領域内ではプラズマ粒子は無衝突的に振る舞う為に、定常問題では熱平衡状態を維持するための人為的な熱化の過程が必要とされる。

本シミュレーションでは、静電近似を仮定しているため、磁場の時間的変化はない。まず初期値として、粒子の位置と速度を設定する。電荷密度、静電ポテンシャル、電場の物理量は、空間を格子状に分割した格子点上でのみ計算する。粒子の位置からCIC法(Clouds In Cells method)⁸⁾により電荷密度 ρ を求め、この電荷密度よりポアソンの方程式(静電近似)

$$\nabla^2 \phi = -\rho / \epsilon_0 \quad (2)$$

を与えられた境界条件の下で解くことにより静電ポテンシャル ϕ を求める。ただし、 ϵ_0 は真空の誘電率である。この時、従来用いられてきた高速フーリエ変換では、単純な矩形のシステムしか取り扱うことができない。そこで、複雑な境界条件のもとでもポアソンの方程式が解けるように、差分法の一つであり、ベクトル化が容易であるSOR(Successive Over-Relaxation)法を用いたシミュレーションコードを使用した。次に

この静電ポテンシャルから次式

$$\vec{E} = -\nabla \phi \quad (3)$$

に従って電場 E を求める。ある時間 t での i 番目の粒子の位置と速度を (x_i, v_i) で表すと、粒子の運動は、電場と磁場に従って、ニュートン・ローレンツの運動方程式

$$d\vec{x}_i/dt = \vec{v}_i \quad (4)$$

$$m_s d\vec{v}_i/dt = q_s \vec{E}(\vec{x}_i) + q_s \vec{v}_i \times \vec{B}(\vec{x}_i) \quad (5)$$

で表される。ここで \vec{B} は磁場、 q_s 及び m_s は粒子の電荷及び質量を、添字 s は粒子の区別を表す。これらの方程式に基づいて多数の粒子の運動を追跡するために、時間をタイムステップ幅 Δt で離散化し、 Δt 毎に計算を進める。

最後にシミュレーションのパラメータをTable.1に示す。以下のシミュレーションにおいて、表と異なるパラメータを用いる場合はその都度記述する。

3. シミュレーション結果及び考察

3.1 電極を含む系でのシミュレーション

電子と正イオンのプラズマにおける、プラズマグリッド近傍でのシース形成についてシミュレーションによる解析を行なった。最初に、プラズマグリッドのみが存在するシステムを考える。磁気フィルターを含む系については3.2節で述べる。初期条件として、粒子はシステム内に一様に配置し、速度はマクスウェル分布に従うものとした。パラメータとしてプラズマグリッド

Table.1 Simulation parameters

system size	$L_x = 128\Delta$ $L_y = 64\Delta$
number of electrons	$N_e = 8192$
number of ions	$N_i = 8192$
Debye length	$\lambda_D = 2\Delta$
mass ratio	$m_i/m_e = 1836$
temperature ratio	$T_i/T_e = 0.1$
width of time step	$\Delta t = 0.2\omega_{pe}^{-1}$
number of time steps	10000

に与えるポテンシャルを変化させた。それぞれの場合の $t=2000\omega_{pe}^{-1}$ でのポテンシャル構造を Fig.3に示す。(a)は $\phi_{PG}/T_e=0.0$ の場合の、ポテンシャル構造の三次元表示である。ここで T_e は、電子温度を表す。プラズマグリッドや x 方向両端の吸収壁にはシースが形成されている。ところが、シースポテンシャルは、プラズマグリッドの右側で高く、左側で低くなっている。この原因は以下のように考えられる。プラズマグリッド

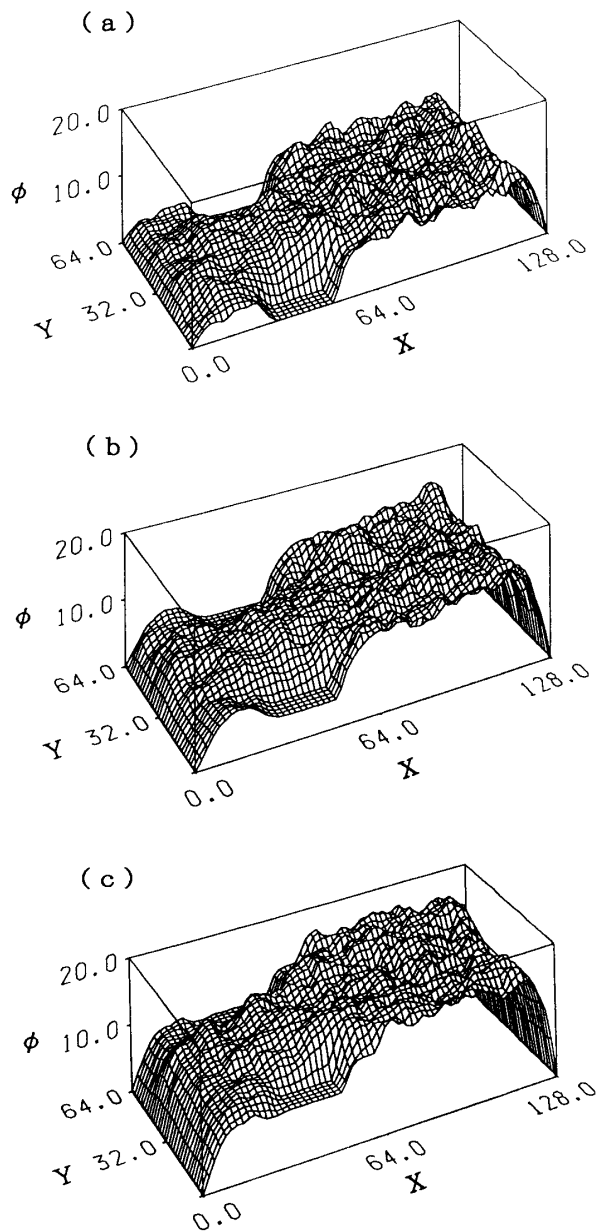


Fig.3 3-dimensional view of the plasma potential profile for (a) $\phi_{PG}/T_e=0.0$, (b) $\phi_{PG}/T_e=1.0$ and (c) $\phi_{PG}/T_e=2.0$.

の右側では、ソース領域から直接電子が到達するため、ソース領域の電子温度から計算される通常のシースポテンシャルが生ずる。一方、プラズマグリッドの左側に到達する電子は、プラズマグリッドとソース領域の幾何学的形状を考えると、一度システム左端近傍に到達してシースで反射された電子のみである。高速の電子は、システム左端でポテンシャル障壁を乗り越えて吸収されてしまうため、反射してプラズマグリッド左端に到達する電子のエネルギーは相対的に低くなる。シースポテンシャルの大きさは高速電子成分が決めるため、プラズマグリッド左端のシースポテンシャルは相対的に右端のシースポテンシャルより低くなる。つまり、プラズマグリッドの幾何形状が、ポテンシャル形成に大きく影響しているということである。

(b), (c)はそれぞれ $\phi_{PG}/T_e=1.0, 2.0$ の場合のポテンシャル構造である。 $\phi_{PG}/T_e=0.0$ の場合と同様に、プラズマグリッドの左右で、シースポテンシャルの高さに違いがある。しかし、全体的なポテンシャル構造は、プラズマグリッドの電位に応じて一様に上がるだけで大きな変化は観測できない。つまり、プラズマグリッドのみでは、プラズマ電位を局所的には制御することが出来ないということである。

次に、負イオンを含むプラズマにおいても、電極を含む系でのシース形成のシミュレーションを行なった。負イオンの粒子数 N_n 及び電子の粒子数 N_e は、 $N_n=N_e=8192$ とし、正イオンの粒子数 N_i は電気的中性を保つように $N_i=N_e+N_n=16384$ とした。また、プラズマグリッドのポテンシャルは $\phi_{PG}/T_e=0.0$ とした。Fig.4に $t=2000\omega_{pe}^{-1}$ でのポテンシャル構造を示す。負イオ

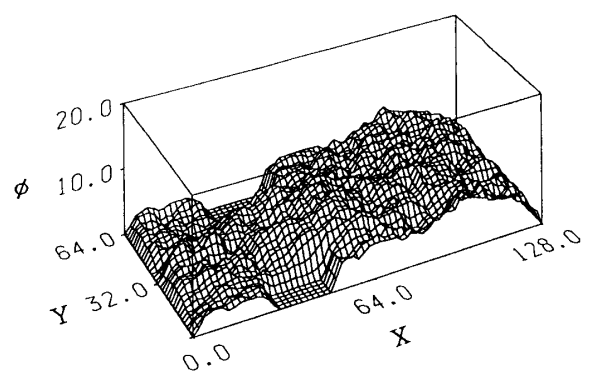


Fig.4 3-dimensional view of the plasma potential profile for the plasma including negative ions. Here, negative ion density is equal to electron density.

ンを含む場合においても、吸収壁やプラズマグリッドにはシースが形成され、プラズマグリッドの左右でのシースポテンシャルの違いも観測できる。しかし、負イオンを含まないプラズマのシースに比べると、負イオンを含むプラズマのシースのほうが低く、それに応じてプラズマ電位が全体的に低くなっている。これは、負イオンの熱速度が電子に比べると小さいために、シースによりほとんどの負イオンがプラズマ内に閉じ込められ、プラズマ内の負電荷の量が増加することになるためだと考えられる。

3.2 電極と磁気フィルターを含む系でのシミュレーション

プラズマは磁気フィルターにより、高温・高密度のソース領域と低温・低密度の拡散領域に空間的に分割される。磁気フィルターの役割は、ソース領域からの高速電子だけを遮断し、低速電子やイオンは通過させることにある^{9,10}。また、プラズマグリッドにより、拡散領域の空間電位の制御が可能であることが実験的には分かっている¹¹。そこで、電極と磁気フィルターを含む系において、電子と正イオンのプラズマでのシミュレーションを行ない、プラズマグリッドの電位がプラズマ電位に与える影響について調べた。初期条件として、粒子はシステム内に一様には配置せず、Fig.5に示すような密度と温度の分布に従って、粒子の位置と速度を与えた。これは、初期段階から磁気フィルターの右側は高温・高密度のソースプラズマ領域、左側は低温・低密度の拡散プラズマ領域を作ることにより、なるべく早い時間でプラズマを定常状態にするためである。パラメータとして、プラズマグリッドに $\phi_{PG}/T_{eH} = 0.0, 0.5, 1.0, 1.5$ のポテンシャルを与えた場合の $t = 2000\omega_{pe}^{-1}$ でのポテンシャル構造を Fig.6に示す。ここで T_{eH} は、高温側の電子温度である。(a)は $\phi_{PG}/T_{eH} = 0.0$ の場合のポテンシャル構造である。粒子密度と速度分布の測定を行ない、磁気フィルターによりプラズマが高温・高密度のソース領域と低温・低密度の拡散領域とに分割されていることを確認した。プラズマ中での電位分布はボルツマン分布に従うために、ソース領域でプラズマ電位が高くなっている。プラズマグリッドのポテンシャルを上げていくと、拡散領域でのみプラズマ電位が一様に上昇し、ソース領域ではプラズマ電位が変化しないため、ソース領域と拡散領域とのポテンシャルの差が小さくなっている。(d)の $\phi_{PG}/T_{eH} = 1.5$ の場合では、ソース領域から拡散領域にかけてほぼ一様なポテンシャル構造になっている。プラズマグリッドだけでは局所的なポテンシャルの制御が出来なかつ

たが、磁気フィルターが存在する場合には、プラズマグリッドの電位を変えることにより、磁気フィルターで分割された空間の内、プラズマグリッドを含む側の空間のみのポテンシャルを制御することが可能であることを、シミュレーション結果は示している。

プラズマグリッドの両側のシースポテンシャルの高さが異なっているのは、前に述べたようなプラズマグリッドの幾何形状の影響であると考えられる。また、 $\phi_{PG}/T_{eH} = 0.0$ の場合に比べて、プラズマグリッドに電位を与えた場合では、プラズマグリッド近傍でのシースポテンシャルの勾配が大きくなっている。電子はソース領域から拡散領域へのポテンシャル差によりエネルギーを失いながら拡散してくるが、プラズマグリッドにポテンシャルを与えることによりこのポテンシャル差が小さくなり、結果として電子のエネルギー損失が減少する。これにより、電子は高エネルギーのままプラズマグリッド近傍に存在するため、プラズマグリッドの右側のシースポテンシャルが高くなっていると考えられる。

4. おわりに

電極や磁気フィルターを含む系での粒子シミュレーションを行ない、電極近傍でのシース形成やプラズマグリッドによるプラズマ電位の制御について検討した。以下にその結果を要約する。

電極近傍でシースは形成されるが、電極の幾何形状がシースポテンシャルの形成に大きく影響する。また、プラズマグリッドのみでは電位を上げて、プラズマ電位も一様に上がるため、局所的なプラズマポテンシャル制御は出来ない。従って、プラズマグリッドを横切る負イオンの輸送には大きな影響を与えることは出来ない。

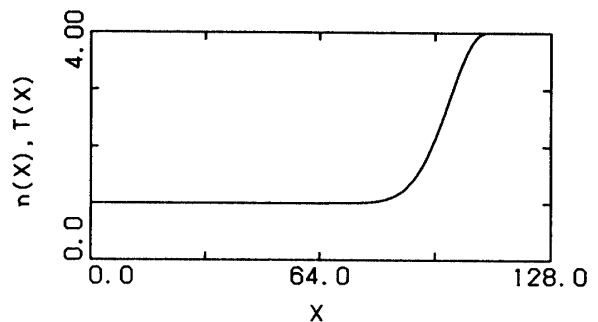


Fig.5 Initial density and temperature profile.

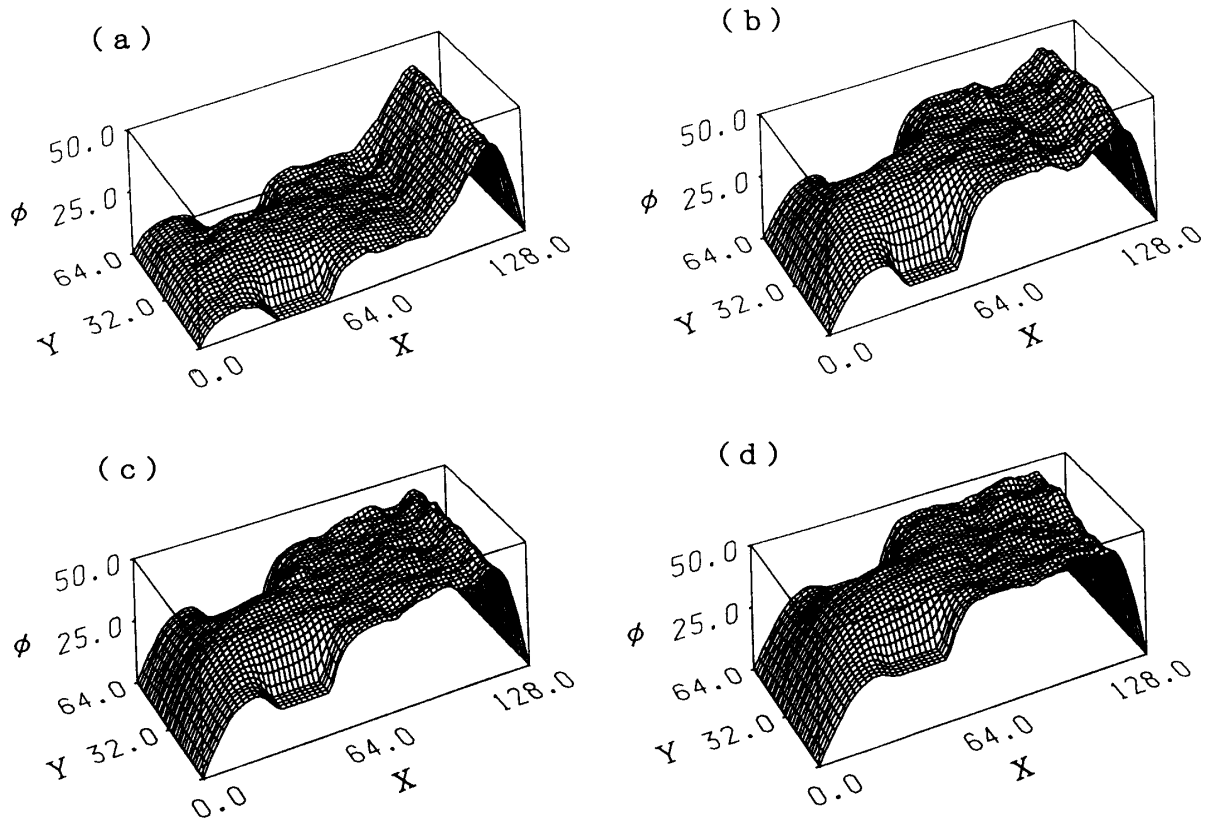


Fig.6 3-dimensional view of the plasma potential profile for (a) $\phi_{PG}/T_{eH}=0.0$, (b) $\phi_{PG}/T_{eH}=0.5$, (c) $\phi_{PG}/T_{eH}=1.0$ and (d) $\phi_{PG}/T_{eH}=1.5$.

磁気フィルターはプラズマを、高温・高密度のソースプラズマ領域と低温・低密度の拡散プラズマ領域とに分割するため、ソース領域側でプラズマ電位は高くなる。プラズマグリッドの電位を適度に上げると、プラズマ電位は磁気フィルターの下流でのみ上昇し、ソース領域からプラズマグリッドへかけて一様なポテンシャル構造になる。つまり、磁気フィルターと電極を組み合わせるにより、プラズマ電位を局所的に制御できる。このことが、負イオンの引き出しの高効率化に大きく影響していると考えられる。

今後は、負イオンを含むプラズマにおいても電極と磁気フィルターを含む系でのシミュレーションを行ない、負イオンの引き出しに関する物理機構の解明を検討していく予定である。

謝 辞

本研究は、核融合科学研究所の計算機システムを利用した。本研究に関して有益な御助言を頂いた本学の

崎山智司助手に感謝する。また、研究に御協力頂いた大学院生の野村一成君、平成3年度卒業研究生の平野和俊君(現 日本電気)・山足真一君(現 オムロン)・谷 昌亮君(現 大学院生)に感謝する。

参考文献

- 1) K-U Riemann: J. Phys. D., 24, 493(1991)
- 2) Francis F. Chen: Introduction to "Plasma Physics" PLENUM PRESS, N.Y. (1974) p.244
- 3) 杉原 亮, 金子 修: 応用物理., 49, 1162(1980)
- 4) 奥村義和: 核融合研究., 60, 330(1988)
- 5) J.R. Hiskes and A.M. Karo: J. Appl. Phys., 56, 1927 (1984)
- 6) K.N. Leung, K.W. Ehlers and R.V. Pyle: Rev. Sci. Instrum., 56, 364(1985)
- 7) R.J. Procassini, C.K. Birdsall and E.C. Morse: Phys. Fluids, B2, 3191(1990)

- 8) Charles K. Birdsall and A. Bruce Langdon:
"Plasma Physics" via Computer Simulation
McGraw-Hill Book, N. Y. (1985) p.311
- 9) H. Naitou and O. Fukumasa: Proc. 8th Symp.
Plasma Processing, p133 (Nagoya, 1991)
- 10) H. Naitou, O. Fukumasa, I. Nomura and K.
Mutou: Proc. 9th Symp. Plasma Processing,
p229 (Fukuoka, 1992)
- 11) O. Fukumasa, H. Sakai, H. Naitou and S.
Sakiyama: Proc. 8th Symp. Plasma Process-
ing, p129 (Nagoya, 1991)

(平成4年4月21日受理)