

JAERI - M
92-141

パルスレーザー誘起プラズマからのイオン回収過程の
2次元数値シミュレーション

1992年9月

小倉 浩一・蕪木 英雄・柴田 猛順

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division, Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1992

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 株原子力資料サービス

パルスレーザー誘起プラズマからのイオン回収過程の
2次元数値シミュレーション

日本原子力研究所東海研究所燃料・材料工学部

小倉 浩一・蕪木 英雄⁺・柴田 猛順

(1992年8月24日受理)

レーザー誘起プラズマからのイオン回収過程におけるプラズマ中のイオンの挙動について、二次元数値シミュレーションコードを作り計算を行った。電子密度分布はボルツマンの関係に従うとしてポアソン方程式を用いて電位分布を計算し、イオンの軌道を運動方程式を解いて求めた。この二次元数値シミュレーションで得られた結果を実験結果と比較したところ、本シミュレーションコードは実験結果を良く再現でき、レーザー誘起プラズマからのイオン回収過程におけるプラズマとイオンの挙動を予測できることがわかった。

Two-dimensional Numerical Simulation for Ion Collection
from Pulsed Laser Induced Plasma

Koichi OGURA, Hideo KABURAKI⁺ and Takemasa SHIBATA

Department of Fuels and Materials Research
Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received August 24, 1992)

The ion collection from a plasma produced between parallel plates by a pulsed laser was simulated with a two-dimensional numerical code. The trajectory and velocity of ions are calculated by Newton's equation of motion in the electric field which is obtained by Poisson's equation and the Boltzmann relation for electrons. The simulation results agreed with experimental results. This shows that this code can be applicable to predict the behavior of the ion collection from the laser induced plasma.

Keywords: Two-dimensional Simulation, Plasma, Laser, Isotope Separation, Gadolinium, Ion Collection, Poisson's Equation, Boltzmann Relation.

⁺ Computing and Information Systems Center

目 次

1. はじめに	1
2. 計算方法	2
3. 数値計算結果例	4
4. 実験装置と実験結果例	5
5. 実験結果と計算結果の比較	6
6. おわりに	7
謝 辞	7
参考文献	8

Contents

1. Introduction	1
2. Calculation Method	2
3. Simulation Results	4
4. Experimental and Experimental Results	5
5. Comparison of Experimental Results with Simulation Results	6
6. Conclusion	7
Acknowledgements	7
References	8

1. はじめに

原子法レーザー同位体分離⁽¹⁾では、原子ビーム中の特定の同位体原子のみをレーザーでイオン化し、これを電場により回収電極に回収する。レーザー光によりイオン化された目的同位体イオンは電離により放出された電子と共にプラズマを形成するのでイオンをプラズマから引き出して回収電極に回収する必要がある。著者等は平行平板電極間にレーザーでパルスの生成させたガドリニウムプラズマからのイオン回収過程を多チャンネルのファラデーカップを用いて調べ、次のことを明らかにした⁽²⁾。(1) プラズマの電位は正電極電位よりも少し高い。(2) プラズマは原子ビームとともに流れる。(3) プラズマはボーム速度程度の速度で膨張する。(4) プラズマから負電極に流れるイオン電流量は空間電荷制限電流で決まる。(5) プラズマ境界は空間電荷制限電流による収縮とボーム速度での膨張の差で移動する。山田等⁽³⁾は平行平板電極間にパルスレーザーで矩形のバリウムプラズマを作り、プラズマ内のイオンの挙動をレーザー誘起蛍光法を用いて調べ著者等と同様な結果を得ている。

さらに、著者等⁽²⁾⁽⁴⁾は、明らかにしたイオン回収機構をもとに、一次元の簡単な計算モデルを作りイオン回収電流の計算を行った。その結果、プラズマ生成後イオンの回収が終了するのに必要な回収時間をこの計算モデルで予想できることがわかった。しかし、プラズマの動きは一次元ではないのでイオン回収電極のいつどこにどれくらい回収されるかはこのモデルでは正しく予想できなかった。原子法レーザー同位体分離の回収電極等を設計、製作するためには目的同位体イオンがいつ、どこに回収されるかを予測できる必要がある。このため、イオン回収過程の二次元シミュレーションコードの開発が望まれていた。

レーザー等によりパルスの生成されたプラズマから負電極へのイオン回収について Whealton⁽⁵⁾がポアソン方程式とブラソフ方程式を組合せて、二次元シミュレーションを行っているが、概要のみしか公開されておらず、計算の詳細およびその結果はわからない。岡野等⁽⁶⁾は、電子密度の分布は常にボルツマン分布に従うとしてポアソン方程式を解き、得られた電位分布をもとにイオンの動きを計算した結果を示している。これも計算手法の詳細は報告されていない。また、彼等は計算結果と実験結果との比較を行っていない。

著者等は岡野等と同様に、電子密度の分布がボルツマン分布に従うとしポアソン方程式とイオンの運動方程式を用いた二次元シミュレーションコードを作り、平行平板電極間にパルスの生成されるレーザー誘起プラズマからのイオン回収過程の計算を行った。さらに、本シミュレーションの妥当性をみるため、レーザー誘起ガドリニウムプラズマからのイオン回収実験を行い、実験結果をシミュレーション結果と比較した。

2. 計算方法

シミュレーションを行った平行平板電極と初期プラズマ形状をFig. 1に示す。平行平板電極間の間隔は L_x であり、その間に一定電位が印加される。電極間に生成されたプラズマから電極に引き出されるイオンの2次元空間における挙動と、電極に回収されるイオン量をシミュレーションした。計算開始時にはM個のマクロ粒子があるとし、その初期空間位置は、指定した場所に乱数を用いて一様に分布させた。Fig. 1では一例として円柱状のプラズマが電極中央に生成した場合を示している。Z軸方向にはプラズマは一様であるとしている。また、粒子速度分布がx方向およびy方向のイオン温度 T_{ix} 、 T_{iy} をもつように正規乱数を用いて分布させた。マクロ粒子で代表させているイオンの微小時間(1タイムステップ)後の位置と速度を次の運動方程式を用いて計算した。

$$\frac{d\mathbf{v}_j(t)}{dt} = \frac{e}{M_i} (-\nabla\Phi(x_j(t), y_j(t))) \quad (1)$$

ここで、 $\mathbf{v}_j(t)$ はイオンの速度、 e はイオンの電荷、 M_i はイオンの質量、 Φ は空間の電位、 $x_j(t)$ および $y_j(t)$ はそれぞれマクロ粒子のx、y座標上の位置である。また、 j はマクロ粒子の番号である。ここでは、イオンの中性粒子による散乱は考慮しなかった。イオンと中性粒子間の衝突で最も重要な過程は電荷交換反応であるが、著者等による断面積の測定結果⁽⁷⁾から原子密度が 10^{13}cm^{-3} 以上の高密度以外はイオン回収過程ではほとんど電荷交換反応は起こらないと推定されるからである。空間の電位は次の二次元のポアソン方程式を満たす。

$$\nabla^2\Phi = -\frac{1}{\epsilon_0} (-en_e(x,y) + en_i(x,y)) \quad (2)$$

ここで、 ϵ_0 は真空中の誘電率、 e は電荷、 $n_e(x,y)$ は電子の密度および $n_i(x,y)$ はイオンの密度である。電子はイオンに比べ質量が小さいため熱平衡状態にあり電子の密度 $n_e(x,y)$ は次のボルツマンの関係に従うと仮定した。

$$n_e(x,y) = n_0(t) \exp\left(\frac{e\Phi(x,y)}{kT_e}\right) \quad (3)$$

ここで、 T_e は電子温度、 k はボルツマン定数である。(3)式を(2)式に代入して得られる次の方程式を用いて電極間の空間の電位を計算した。

$$\nabla^2\Phi = -\frac{1}{\epsilon_0} \left(-en_0(t) \exp\left(\frac{e\Phi(x,y)}{kT_e}\right) + en_i(x,y) \right) \quad (4)$$

この式を解くには電子密度 $n_0(t)$ を条件として与えなければ解は不定になってしまう。Gauthereau等⁽³⁾はパルス生成プラズマからイオンを引き出すのに高周波電圧を回収電極に印加したときの一次元数値シミュレーションを行っているが、このとき彼等は各時間ステップで失われる電子数を計算して計算体系全体の電子総数 N_e を求め、次の式か

ら $n_0(t)$ を決定し (4) 式を解いている。

$$\int n_e(x) dx = \int n_0(t) \exp\left(\frac{e\Phi(x)}{kT_e}\right) dx = N_e \quad (5)$$

しかし、一般に、二次元の系で各時間ステップ内で失われる電子数を評価するのは困難である。そこで、解が不定になるのを避けるため、各時間ステップでプラズマ内のイオン密度が最大値 $n_{imax}(x, y, t)$ になる場所で、電子密度 $n_e(x, y, t)$ はイオン密度 $n_{imax}(x, y, t)$ に等しいとし、かつ、その場所での電位を入力値 ϕ_P に設定することにより次式から $n_0(t)$ を決定した。

$$n_e(x, y, t) = n_{imax}(x, y, t) = n_0(t) \exp\left(\frac{|\phi_P|}{kT_e}\right) \quad (6)$$

なお、(4) 式はベルマンの擬線形化法を用いて解いた。以上の計算を時間ステップごとに計算して、イオンの時間発展をシミュレーションした。電極に入射したイオンは必ず電極に吸収されると仮定し、すべてのイオンが電極に回収されるまで計算を行った。実験室でのプラズマは速度 V_0 で平行平板電極の間を流れて行くが、計算では、空間メッシュ数を少なくし、計算する空間を制限するために、プラズマを上方に動かすかわりに、電極を下方に速度 V_0 で動かし、電極に入射する電流を計算した。

前報⁽²⁾のイオン回収実験で明らかになった事項は上記の計算手法に次のように取入れている。

(1) プラズマ電位が正電極よりわずかに高いこと。

イオン密度が最も高いところのプラズマ電位は正電位よりわずかに高い値を入力値としている。

(2) プラズマは原子ビームとともに流れる。

プラズマの重心は動かさず、逆にドリフト速度で電極が下方に動くとしてこの効果を取入れている。

(3) プラズマはボーム速度で膨張する。

ポアソン方程式を解いて、プラズマ内の電位を計算した。この電位勾配により、プラズマはボーム速度で膨張する⁽⁹⁾ので、この効果を計算している。

(4) プラズマから負電極に流れるイオン電流は空間電荷制限電流できる。

シース部のイオン密度を用いてポアソン方程式を解きイオンの流れを計算しているのでイオン電流は空間電荷制限電流である。

(5) プラズマ境界は空間電荷制限電流による収縮とボーム速度の膨張の差で移動する。

境界を直接計算してはいないが(3)(4)の効果を取り入れているので、プラズマ境界移動量も計算している。

3. 数値計算結果例

計算を行った例を示す。次節で述べるイオン回収実験条件にほぼ等しくなるように初期条件を設定した。初期条件は次の通りである。

電極間隔 $L_x = 3 \text{ cm}$

正電極電位 $V_p = 0 \text{ V}$

負電極電位 $V_N = -250 \text{ V}$

イオンの原子量 $A_i = 157$

初期プラズマ形状：半径 $r_0 = 0.5 \text{ cm}$ の円柱状

プラズマのドリフト速度 $V_0 = 900 \text{ m/s}$ ⁽¹⁰⁾、

初期イオン密度 $n_0 = 5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 、

電子温度 $T_e = 0.02 \text{ eV}$ 、

x 方向イオン温度 $T_{ix} = 0 \text{ eV}$ 、

y 方向のイオン温度 $T_{iy} = 0.05 \text{ eV}$ ⁽¹⁰⁾

プラズマ電位 $\phi_p = 1 \text{ V}$ 、

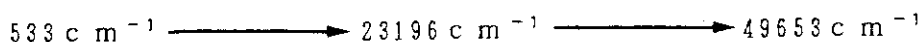
イオンを代表するマクロ粒子の個数は 40000 個、計算で考慮する上下方向 (y 方向) の距離は 8 cm とした。この範囲を 180×120 のメッシュに区切って電位の計算を行った。計算で考慮する空間の上下の境界では一様電場とした。シミュレーションでの時間ステップは $0.05 \mu\text{s}$ で行った。また、電極に入射する電流は、 $1 \mu\text{s}$ 幅で平均し図にプロットした。Fig. 2 に初期プラズマ密度 $5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ の場合の初期状態 ($0 \mu\text{s}$) と $10 \mu\text{s}$ 後のイオンの密度分布を示す。イオンの分布が上下方向にも広がりがながら負の電極に回収されている。Fig. 3 に、 $t = 10 \mu\text{s}$ のイオンの速度分布図を示す。イオンは負の電極側に電場による力を受けて速度を増加させながら回収されている。Fig. 4 に $t = 0 \mu\text{s}$ と $10 \mu\text{s}$ での電極間の電位分布を示す。プラズマの電位は正電極側の電極電位とほぼ等しくなっている。Fig. 5 (a) (b) は負電極および正電極に回収されるイオン電流を示す。この場合イオンは $30 \mu\text{s}$ で全部が回収され、ほとんどが負電極に入る。Fig. 6 (a) ~ (e) は次節の実験結果と比較するための負電極の各一点に入るイオン電流密度の時間変化を示したものである。(d) はレーザー照射部すなわち初期プラズマ生成部と同じ高さの位置で、(a) (b) (c) はレーザー照射部の高さより 45, 30, 15 mm 上の位置、(e) はレーザー照射部より 15 mm 下の位置におけるイオン電流密度の時間変化である。Fig. 7 には負の電極上に回収されたイオンの単位面積あたりの数密度を示す。なお、Fig. 6、Fig. 7 の右側の縦軸のスケールは次節で述べる実験と比較するためにつけたものである。

上記の初期条件のうち、電極間隔 L_x 、印加電圧 V_N 、初期プラズマ形状は実験条件と同じである。プラズマドリフト速度 V_0 、y 方向のイオン温度 T_{iy} については斜入射したレーザー誘起蛍光のドップラーシフトから求めたものである ⁽¹⁰⁾。プラズマ電位 ϕ_p については、正電極より高いことははっきりしているが、どれだけ高いかについては測

定していない。また、電子温度 T_e についてはラングミュアプローブで測定しているが、非常に低いため、再現よく測定できず、 $T_e = 0.02 \sim 0.05 \text{ eV}$ の値が得られている⁽¹¹⁾。このため電子温度 T_e 、プラズマ電位 ϕ_p については上記以外の値を用いた計算も行った。Fig. 8 (a) (b) に電子温度 T_e 、プラズマ電位 ϕ_p に対する依存性を示す。回収時間が電子温度 T_e 、プラズマ電位 ϕ_p にほとんど依存していないので本シミュレーション結果は実験からは十分明らかにはなっていないかった電子温度 T_e 、プラズマ電位 ϕ_p にはあまり依存していないことが分かる。

4. 実験装置と実験結果例

1 節で述べたように、著者等は多チャンネルのファラデーカップを用いてイオン回収でのイオンの挙動を調べてきた。これまで著者等は、回収電極間隔距離 2 cm、初期プラズマは直径 1 cm の円柱状のものを用いてきた。このときの初期プラズマ端と回収電極との距離 d は 5 mm である。負電極に流れるイオン回収電流は空間電荷制限電流できまるので、距離 d に大きく依存する。実験時、レーザー光の入射位置が 1 mm 正負電極のどちらかにずれても、イオン回収電流は大きく異なり、前節で述べた計算シミュレーションと比較するには適さない。このため、シミュレーションと比較できるようにするため、ここでは、回収電極間の距離を広げ、3 cm にして、イオン回収実験を行った。実験装置を Fig. 9 に示す。電子銃加熱の水冷銅るつぼでガドリニウム原子ビームを生成した。原子ビームは $14 \times 80 \text{ mm}$ のスリットを通して平行平板の回収電極間を通り抜ける。間隔 3 cm の回収電極間の原子ビームに二色のエキシマレーザー励起パルス色素レーザー光を照射し、ガドリニウム原子を二波長二段階共鳴イオン化でイオン化した。一段目の波長は 441.116 nm 、二段目の波長は 377.968 nm で、次のスキームでイオン化した。

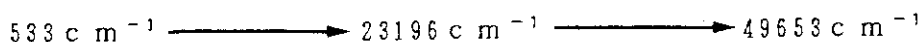


一段目の波長のレーザー光強度は $48 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 、二段目の波長のレーザー光強度は $140 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ であった。レーザー光の断面の形状は直径 10 mm の円形で、電極の中央に照射した。レーザー光強度を実験の間一定に保ちレーザー照射位置での原子密度を変えることにより生成時のプラズマ密度を $1 \times 10^9 \sim 1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ まで変化させた。原子密度は電子銃の入力パワーの増減により変えた。水晶振動子膜厚計で測定した蒸着速度と原子ビームの速度 $800 \sim 900 \text{ m/s}$ ⁽¹⁰⁾ から推定されるレーザー照射位置での原子密度は $1 \times 10^{11} \sim 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ である。15 mm おきに回収電極 1 に開けられた穴に入射するイオン電流を 5 チャンネルのファラデーカップを用いて測定した。ファラデーカップ側の回収電極 1 の電極電位はアースとし、他方の回収電極 2 には原子ビームにレーザーを照射した 300 ns 後に 250 V、400 V または -250 V、-400 V のパルス電圧を印加した。プラズマの電位は 2 枚の回収電極のうち電位の高い方の電極電位と等しくなるので回収電極 2 に正電圧を印加すれば負の電極側に回収されるイオン電流を測定でき、負電圧を印加すれば正の電極側に回収されるイオン電流を

定していない。また、電子温度 T_e についてはラングミュアプローブで測定しているが、非常に低いため、再現よく測定できず、 $T_e = 0.02 \sim 0.05 \text{ eV}$ の値が得られている⁽¹¹⁾。このため電子温度 T_e 、プラズマ電位 ϕ_p については上記以外の値を用いた計算も行った。Fig. 8 (a) (b) に電子温度 T_e 、プラズマ電位 ϕ_p に対する依存性を示す。回収時間が電子温度 T_e 、プラズマ電位 ϕ_p にほとんど依存していないので本シミュレーション結果は実験からは十分明らかにはなっていないかった電子温度 T_e 、プラズマ電位 ϕ_p にはあまり依存していないことが分かる。

4. 実験装置と実験結果例

1 節で述べたように、著者等は多チャンネルのファラデーカップを用いてイオン回収でのイオンの挙動を調べてきた。これまで著者等は、回収電極間隔距離 2 cm、初期プラズマは直径 1 cm の円柱状のものを用いてきた。このときの初期プラズマ端と回収電極との距離 d は 5 mm である。負電極に流れるイオン回収電流は空間電荷制限電流できまるので、距離 d に大きく依存する。実験時、レーザー光の入射位置が 1 mm 正負電極のどちらかにずれても、イオン回収電流は大きく異なり、前節で述べた計算シミュレーションと比較するには適さない。このため、シミュレーションと比較できるようにするため、ここでは、回収電極間の距離を広げ、3 cm にして、イオン回収実験を行った。実験装置を Fig. 9 に示す。電子銃加熱の水冷銅るつぼでガドリニウム原子ビームを生成した。原子ビームは $14 \times 80 \text{ mm}$ のスリットを通して平行平板の回収電極間を通り抜ける。間隔 3 cm の回収電極間の原子ビームに二色のエキシマレーザー励起パルス色素レーザー光を照射し、ガドリニウム原子を二波長二段階共鳴イオン化でイオン化した。一段目の波長は 441.116 nm 、二段目の波長は 377.968 nm で、次のスキームでイオン化した。



一段目の波長のレーザー光強度は $48 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 、二段目の波長のレーザー光強度は $140 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ であった。レーザー光の断面の形状は直径 10 mm の円形で、電極の中央に照射した。レーザー光強度を実験の間一定に保ちレーザー照射位置での原子密度を変えることにより生成時のプラズマ密度を $1 \times 10^9 \sim 1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ まで変化させた。原子密度は電子銃の入力パワーの増減により変えた。水晶振動子膜厚計で測定した蒸着速度と原子ビームの速度 $800 \sim 900 \text{ m/s}$ ⁽¹⁰⁾ から推定されるレーザー照射位置での原子密度は $1 \times 10^{11} \sim 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ である。15 mm おきに回収電極 1 に開けられた穴に入射するイオン電流を 5 チャンネルのファラデーカップを用いて測定した。ファラデーカップ側の回収電極 1 の電極電位はアースとし、他方の回収電極 2 には原子ビームにレーザーを照射した 300 ns 後に 250 V、400 V または -250 V、-400 V のパルス電圧を印加した。プラズマの電位は 2 枚の回収電極のうち電位の高い方の電極電位と等しくなるので回収電極 2 に正電圧を印加すれば負の電極側に回収されるイオン電流を測定でき、負電圧を印加すれば正の電極側に回収されるイオン電流を

測定できる。回収電極1のファラデーカップ用の穴には電極間の電位分布がファラデーカップに印加した負電位で歪まないように透過率が43%のステンレス製のメッシュを張った。

Fig. 10に、印加電圧が250Vの場合の電極上に回収されるイオン電流分布測定の一例を示す。レーザー照射位置に最も近いファラデーカップF4に多くのイオンが回収されている。また、初期プラズマの位置よりも下にあるファラデーカップF5にもイオンが回収されている。レーザー照射位置より上のファラデーカップでは電流の立上がる時間、電流が最大になる時間がだんだんと遅くなっている。プラズマからのイオン回収が終わる時間は約30 μ sである。-250V印加のときは各ファラデーカップでイオン電流は検出されなかった。前回のイオン回収の実験⁽²⁾では、負電圧を印加した場合もアース電位側でもイオン電流が検出されたが、これは、プラズマと正電極との距離が近かったためだと思われる。各ファラデーカップのイオン電流を積分して求めた回収電荷量の電極上の分布をFig. 11に示す。Fig. 11の回収電荷量分布を積分することにより、回収電極のレーザー光方向の単位長さ当りの全回収電荷量が求まる。レーザー光により生成された初期プラズマは直径1cmの円柱状であることから、単位長さ当り全電荷量より初期プラズマ密度を求めることができる。Fig. 11の場合の初期プラズマ密度は $5 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$ となる。なお、回収電荷分布を求めるとき回収電極に張ったメッシュの透過率を考慮した。

5. 実験結果と計算結果の比較

電極間隔3cm、印加電圧が250V、イオン密度 $5 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$ の場合の電極上に回収されるイオン電流波形の実験結果Fig. 10とファラデーカップの各位置に入射するイオン電流密度波形の計算結果Fig. 6を比較する。Fig. 10(a)~(e)はFig. 6の(a)~(e)にそれぞれ対応している。Fig. 6の右側のスケールはファラデーカップ用の穴の大きさ、メッシュの透過率を考慮してFig. 10のイオン電流値と直接比較できるようにしている。ただし、Fig. 6(a)~(b)~(e)の縦軸のスケールが $1 \mu\text{A}/\text{div}$ に対してFig. 10(a)~(b)~(e)のスケールは $0.5 \mu\text{A}/\text{div}$ になっている。ファラデーカップF4の電流波形については入射直後の電流値と計算値は一致していないが、12 μ sより後の時間では波形、電流値とも良く一致している。他のファラデーカップの波形、電流値についても計算結果は実験結果を良く再現している。また、イオンの回収に必要な回収時間では30 μ sで実験値より1 μ s短いだけである。回収電荷分布についても、Fig. 7に示す計算値、Fig. 11に示す実験値はよく一致している。

Fig. 12に電極間隔3cm、印加電圧が250Vの場合の回収時間の計算値および実験値の初期プラズマ密度への依存性を示す。Fig. 12から分かるように回収時間の計算

測定できる。回収電極1のファラデーカップ用の穴には電極間の電位分布がファラデーカップに印加した負電位で歪まないように透過率が43%のステンレス製のメッシュを張った。

Fig. 10に、印加電圧が250Vの場合の電極上に回収されるイオン電流分布測定の一例を示す。レーザー照射位置に最も近いファラデーカップF4に多くのイオンが回収されている。また、初期プラズマの位置よりも下にあるファラデーカップF5にもイオンが回収されている。レーザー照射位置より上のファラデーカップでは電流の立上がる時間、電流が最大になる時間がだんだんと遅くなっている。プラズマからのイオン回収が終わる時間は約30 μ sである。-250V印加のときは各ファラデーカップでイオン電流は検出されなかった。前回のイオン回収の実験⁽²⁾では、負電圧を印加した場合もアース電位側でもイオン電流が検出されたが、これは、プラズマと正電極との距離が近かったためだと思われる。各ファラデーカップのイオン電流を積分して求めた回収電荷量の電極上の分布をFig. 11に示す。Fig. 11の回収電荷量分布を積分することにより、回収電極のレーザー光方向の単位長さ当りの全回収電荷量が求まる。レーザー光により生成された初期プラズマは直径1cmの円柱状であることから、単位長さ当り全電荷量より初期プラズマ密度を求めることができる。Fig. 11の場合の初期プラズマ密度は $5 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$ となる。なお、回収電荷分布を求めるとき回収電極に張ったメッシュの透過率を考慮した。

5. 実験結果と計算結果の比較

電極間隔3cm、印加電圧が250V、イオン密度 $5 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$ の場合の電極上に回収されるイオン電流波形の実験結果Fig. 10とファラデーカップの各位置に入射するイオン電流密度波形の計算結果Fig. 6を比較する。Fig. 10(a)～(e)はFig. 6の(a)～(e)にそれぞれ対応している。Fig. 6の右側のスケールはファラデーカップ用の穴の大きさ、メッシュの透過率を考慮してFig. 10のイオン電流値と直接比較できるようにしている。ただし、Fig. 6(a)～(e)の縦軸のスケールが $1 \mu\text{A}/\text{div}$ に対してFig. 10(a)～(e)のスケールは $0.5 \mu\text{A}/\text{div}$ になっている。ファラデーカップF4の電流波形については入射直後の電流値と計算値は一致していないが、12 μ sより後の時間では波形、電流値とも良く一致している。他のファラデーカップの波形、電流値についても計算結果は実験結果を良く再現している。また、イオンの回収に必要な回収時間では30 μ sで実験値より1 μ s短いだけである。回収電荷分布についても、Fig. 7に示す計算値、Fig. 11に示す実験値はよく一致している。

Fig. 12に電極間隔3cm、印加電圧が250Vの場合の回収時間の計算値および実験値の初期プラズマ密度への依存性を示す。Fig. 12から分かるように回収時間の計算

値は2～3 μ s 実験値より短い、計算結果は実験結果から得られる回収時間の密度依存性を良く再現している。Fig. 13には印加電圧が400Vの場合の回収時間の実験値および計算値の初期プラズマ密度依存性を示す。印加電圧250Vの場合と同様に回収時間の計算値は実験値にほぼ一致している。

本実験では、多チャンネルファラデーカップを取り付けたレーザー照射位置から45mmの高さまでに生成イオンをほとんど回収できる初期プラズマ密度の範囲で実験を行った。初期プラズマ密度が高い場合や回収電圧が低い場合は回収時間が長くなり、プラズマがファラデーカップ位置を通り過ぎてしまうため、実験を行っていない。このため、回収時間の長い場合についてはシミュレーションが実験と一致するかどうか十分比較できていない。今後、ファラデーカップをさらに上部に付けた実験も行う予定である。なお、プラズマ電位はGauthereau等の一次元計算シミュレーション^(B)のように自然に導出できることが望ましい。今後、Gauthereauの行ったのと同様の手法等を二次元空間でも使用できるようにしてプラズマ電位を計算する予定である。

6. おわりに

レーザー誘起プラズマからのイオン回収過程におけるプラズマ中のイオンの挙動について、二次元シミュレーションコードを作り計算を行った。電子密度分布はボルツマンの関係に従うとしてポアソン方程式を用いて電位分布を計算し、イオンの軌跡を運動方程式を解いて求めた。この二次元数値シミュレーションで得られた結果を実験結果と比較したところ、本シミュレーションコードは実験結果を良く再現でき、レーザー誘起プラズマからのイオン回収過程におけるプラズマとイオンの挙動を予測できることがわかった。

謝 辞

本論文の原稿を読んで貴重な議論をして頂いた炉心プラズマ研究部プラズマ物理実験研究室室長前田彦祐氏に感謝致します。また、本研究を行うにあたり不断の激励と御指導を頂いた有澤孝同位体分離研究室室長、半田宗男燃料・材料工学部次長、近藤達男燃料・材料工学部部長に感謝致します。

値は2～3 μ s 実験値より短い、計算結果は実験結果から得られる回収時間の密度依存性を良く再現している。Fig. 13には印加電圧が400Vの場合の回収時間の実験値および計算値の初期プラズマ密度依存性を示す。印加電圧250Vの場合と同様に回収時間の計算値は実験値にはほぼ一致している。

本実験では、多チャンネルファラデーカップを取り付けたレーザー照射位置から45mmの高さまでに生成イオンをほとんど回収できる初期プラズマ密度の範囲で実験を行った。初期プラズマ密度が高い場合や回収電圧が低い場合は回収時間が長くなり、プラズマがファラデーカップ位置を通り過ぎてしまうため、実験を行っていない。このため、回収時間の長い場合についてはシミュレーションが実験と一致するかどうか十分比較できていない。今後、ファラデーカップをさらに上部に付けた実験も行う予定である。なお、プラズマ電位はGauthereau等の一次元計算シミュレーション⁽⁸⁾のように自然に導出できることが望ましい。今後、Gauthereauの行ったのと同様の手法等を二次元空間でも使用できるようにしてプラズマ電位を計算する予定である。

6. おわりに

レーザー誘起プラズマからのイオン回収過程におけるプラズマ中のイオンの挙動について、二次元シミュレーションコードを作り計算を行った。電子密度分布はボルツマンの関係に従うとしてポアソン方程式を用いて電位分布を計算し、イオンの軌跡を運動方程式を解いて求めた。この二次元数値シミュレーションで得られた結果を実験結果と比較したところ、本シミュレーションコードは実験結果を良く再現でき、レーザー誘起プラズマからのイオン回収過程におけるプラズマとイオンの挙動を予測できることがわかった。

謝 辞

本論文の原稿を読んで貴重な議論をして頂いた炉心プラズマ研究部プラズマ物理実験研究室室長前田彦祐氏に感謝致します。また、本研究を行うにあたり不断の激励と御指導を頂いた有澤孝同位体分離研究室室長、半田宗男燃料・材料工学部次長、近藤達男燃料・材料工学部部長に感謝致します。

値は2～3 μ s 実験値より短い、計算結果は実験結果から得られる回収時間の密度依存性を良く再現している。Fig. 13には印加電圧が400Vの場合の回収時間の実験値および計算値の初期プラズマ密度依存性を示す。印加電圧250Vの場合と同様に回収時間の計算値は実験値にほぼ一致している。

本実験では、多チャンネルファラデーカップを取り付けたレーザー照射位置から45mmの高さまでに生成イオンをほとんど回収できる初期プラズマ密度の範囲で実験を行った。初期プラズマ密度が高い場合や回収電圧が低い場合は回収時間が長くなり、プラズマがファラデーカップ位置を通り過ぎてしまうため、実験を行っていない。このため、回収時間の長い場合についてはシミュレーションが実験と一致するかどうか十分比較できていない。今後、ファラデーカップをさらに上部に付けた実験も行う予定である。なお、プラズマ電位はGauthereau等の一次元計算シミュレーション⁽⁸⁾のように自然に導出できることが望ましい。今後、Gauthereauの行ったのと同様の手法等を二次元空間でも使用できるようにしてプラズマ電位を計算する予定である。

6. おわりに

レーザー誘起プラズマからのイオン回収過程におけるプラズマ中のイオンの挙動について、二次元シミュレーションコードを作り計算を行った。電子密度分布はボルツマンの関係に従うとしてポアソン方程式を用いて電位分布を計算し、イオンの軌跡を運動方程式を解いて求めた。この二次元数値シミュレーションで得られた結果を実験結果と比較したところ、本シミュレーションコードは実験結果を良く再現でき、レーザー誘起プラズマからのイオン回収過程におけるプラズマとイオンの挙動を予測できることがわかった。

謝 辞

本論文の原稿を読んで貴重な議論をして頂いた炉心プラズマ研究部プラズマ物理実験研究室室長前田彦祐氏に感謝致します。また、本研究を行うにあたり不断の激励と御指導を頂いた有澤孝同位体分離研究室室長、半田宗男燃料・材料工学部次長、近藤達男燃料・材料工学部部長に感謝致します。

参 考 文 献

- (1) D.T.Greenland: *Contemp. Phys.* 31 (1990) 405.
- (2) 小倉浩一、有沢 孝、柴田猛順: JAERI-M 91-222 (1992).
- (3) K.Yamada and T.Tetsuka : *J. Appl. Phys.* 67 (1990) 6734.
- (4) K.Ogura, T.Arisawa and T.Shibata : *Jpn. J. Appl. Phys.* 31 (1192) 1485.
- (5) J.H.Whealton: *Bull. Am. Phys. Soc.*, 30 (1985) 1513.
- (6) 岡野邦彦、吉田正: 日本原子力学会「1990年春の年会」 要旨集 K12.
- (7) 小倉浩一、有沢 孝、柴田猛順: *真空* 35 (1992) 301.
- (8) C.Gauthereau and Y.Stephan: *Proc. 4th Workshop on Non linear evolution equations and dynamical systems, Montpellier, 1987, CEA-CONF-9198 (1987)*
- (9) F.F.Chen 著 (内田岱二郎訳): *プラズマ物理入門* p.218 (丸善、東京、1977) .
- (10) 西村昭彦、有沢 孝、小倉浩一、大場弘則、柴田猛順: *真空* 35 (1992) 305.
- (11) 小倉浩一、柴田猛順: 日本原子力学会「1992年春の年会」 要旨集 J42.

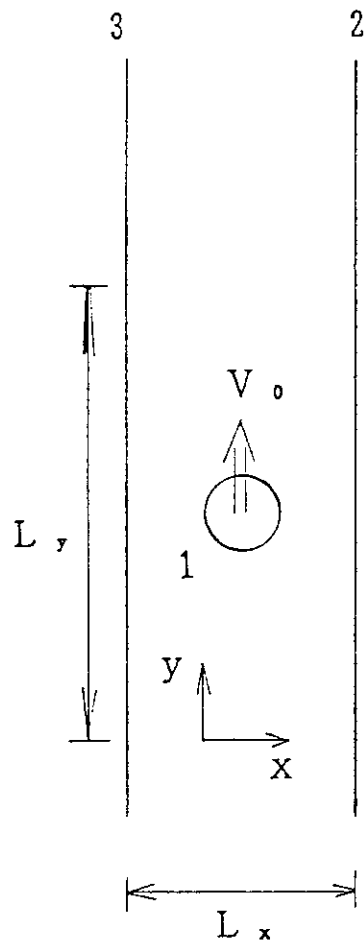


Fig. 1 A sketch of the simulation domain. The plasma flows with a constant velocity V_0 in the y direction.

1 Laser induced plasma;

2, 3 Parallel plate electrodes.

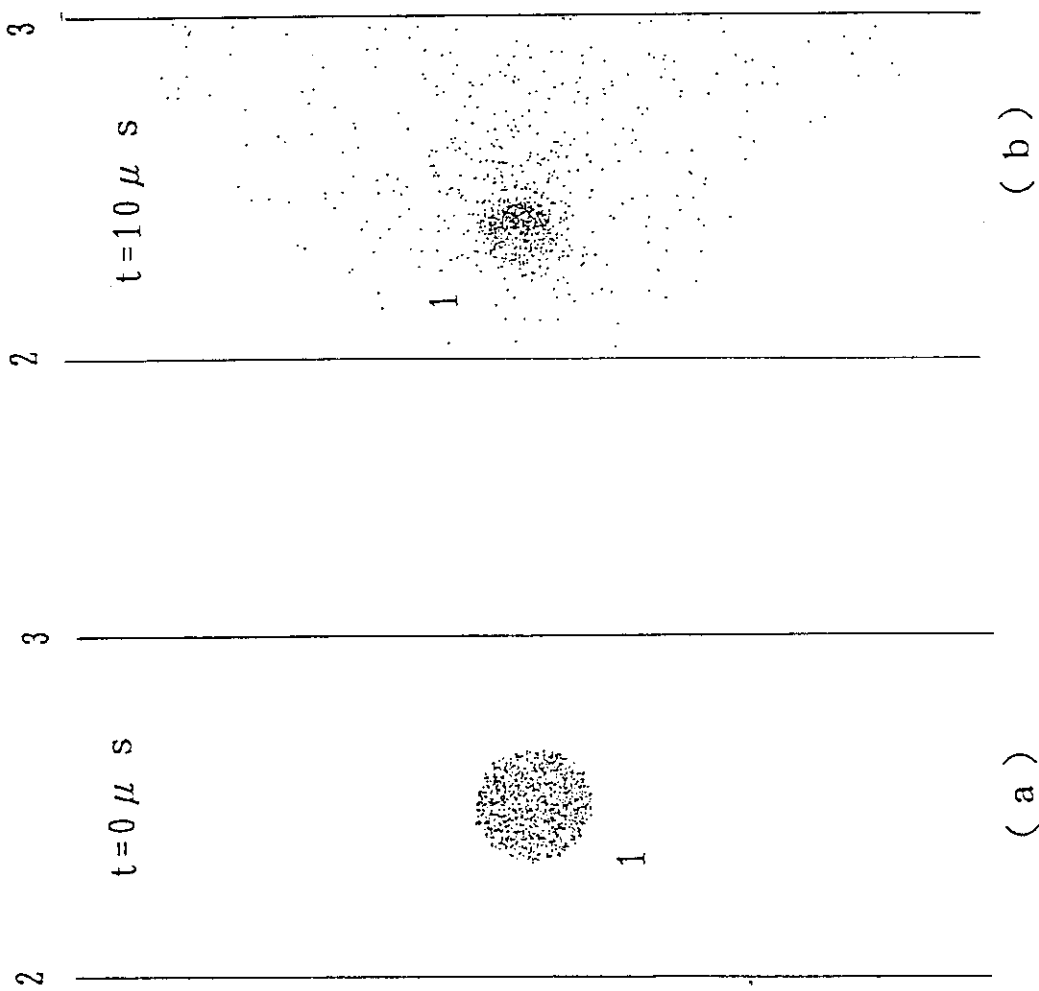


Fig. 2 The spatial evolution of the ions between parallel plates at two different times. (a) $t=0\mu s$. 1 Plasma; 2 Anode; 3 Cathode. and (b) $t=10\mu s$.

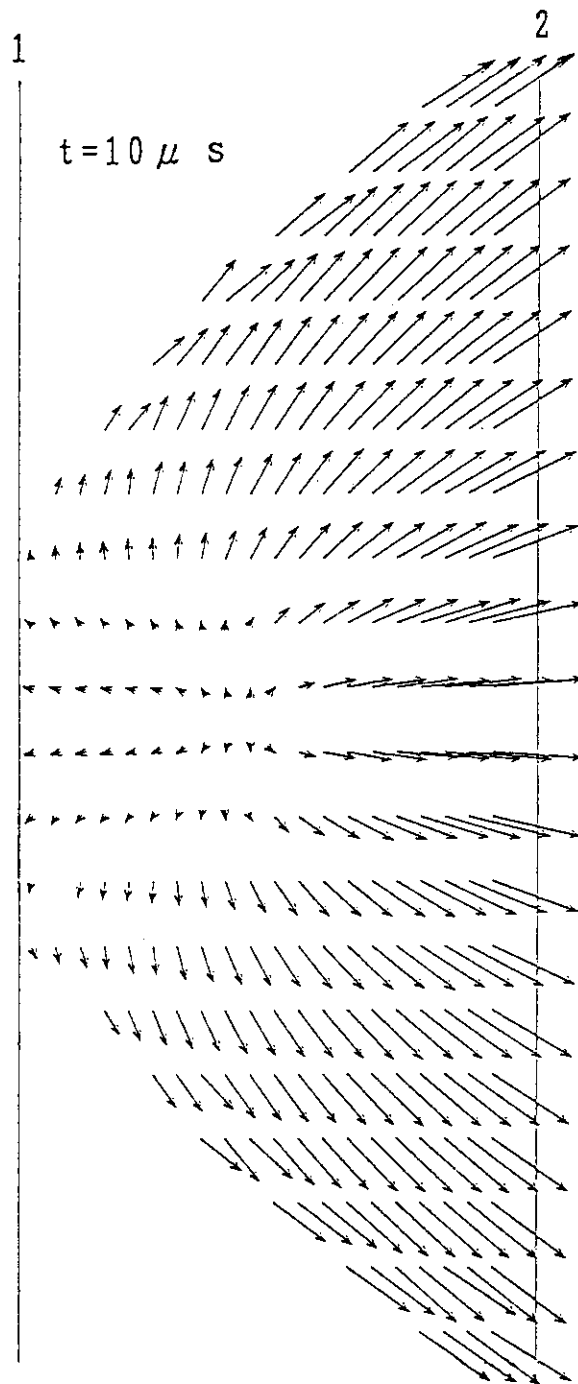
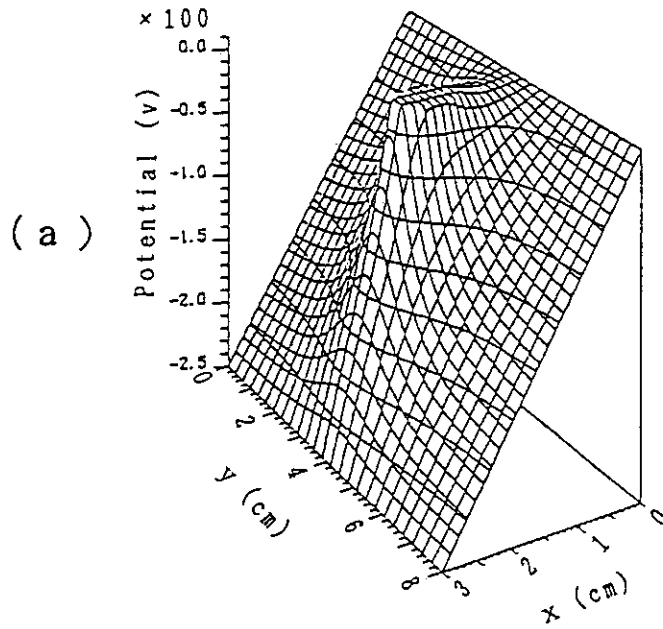


Fig. 3 The velocity distribution of the ions at $t = 10 \mu s$. The length of the arrow represents the velocity of the ions. 1 Anode; 2 Cathode.

$t=0 \mu s$



$t=10 \mu s$

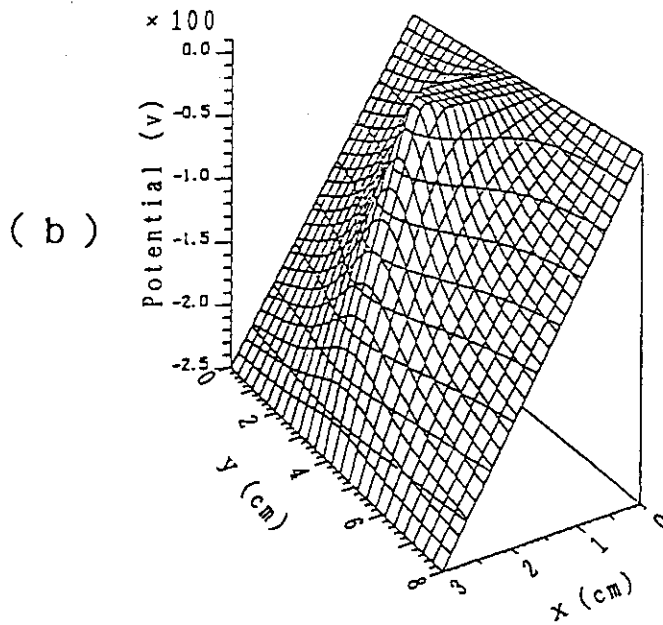


Fig. 4 The bird's-eye view of the potential distribution at two different times.

(a) $t=0 \mu s$. and (b) $t=10 \mu s$.

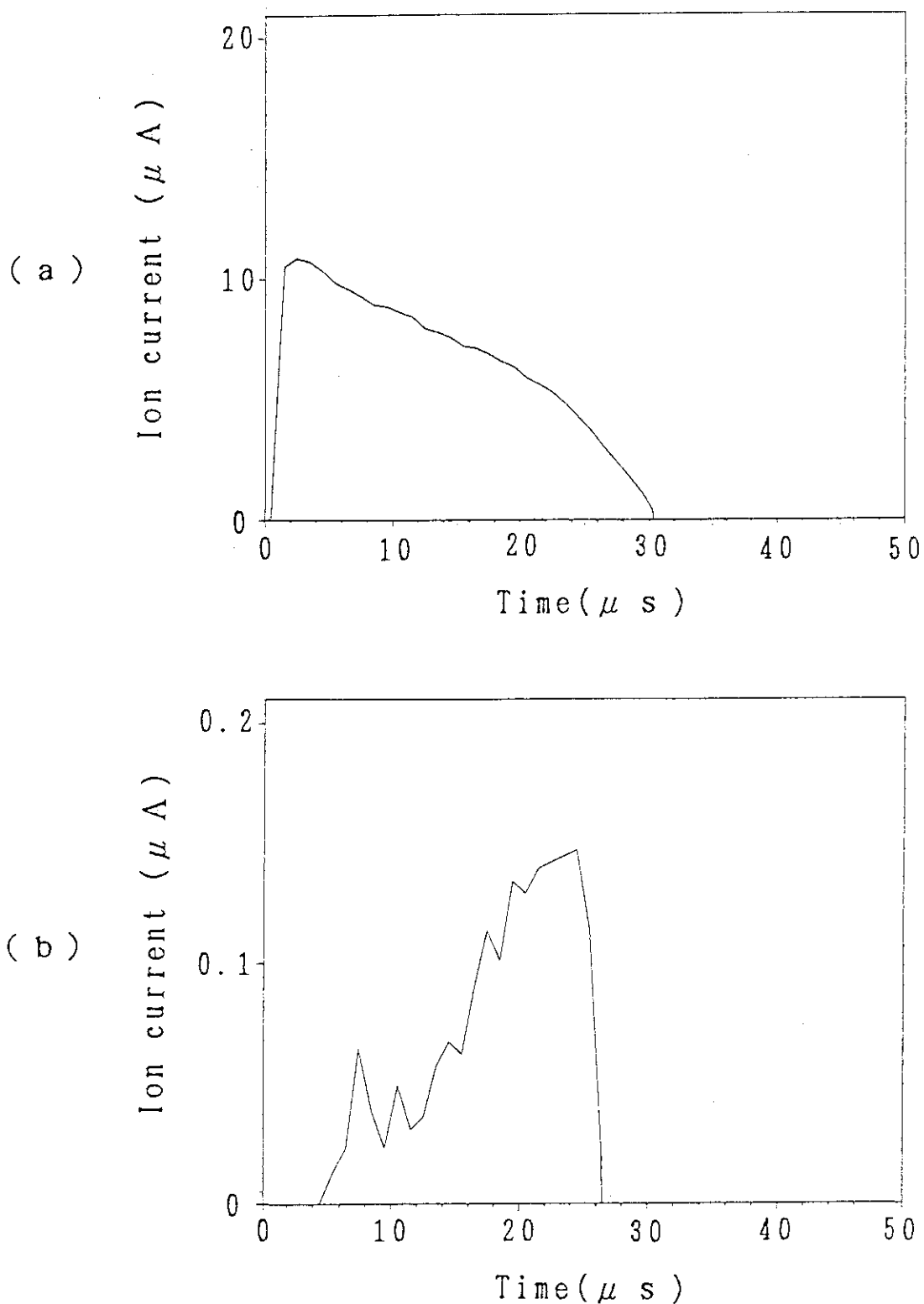


Fig. 5 Temporal evolution of the ion current which is collected on each electrode with the applied potential of 250V.

(a) Cathode (b) Anode

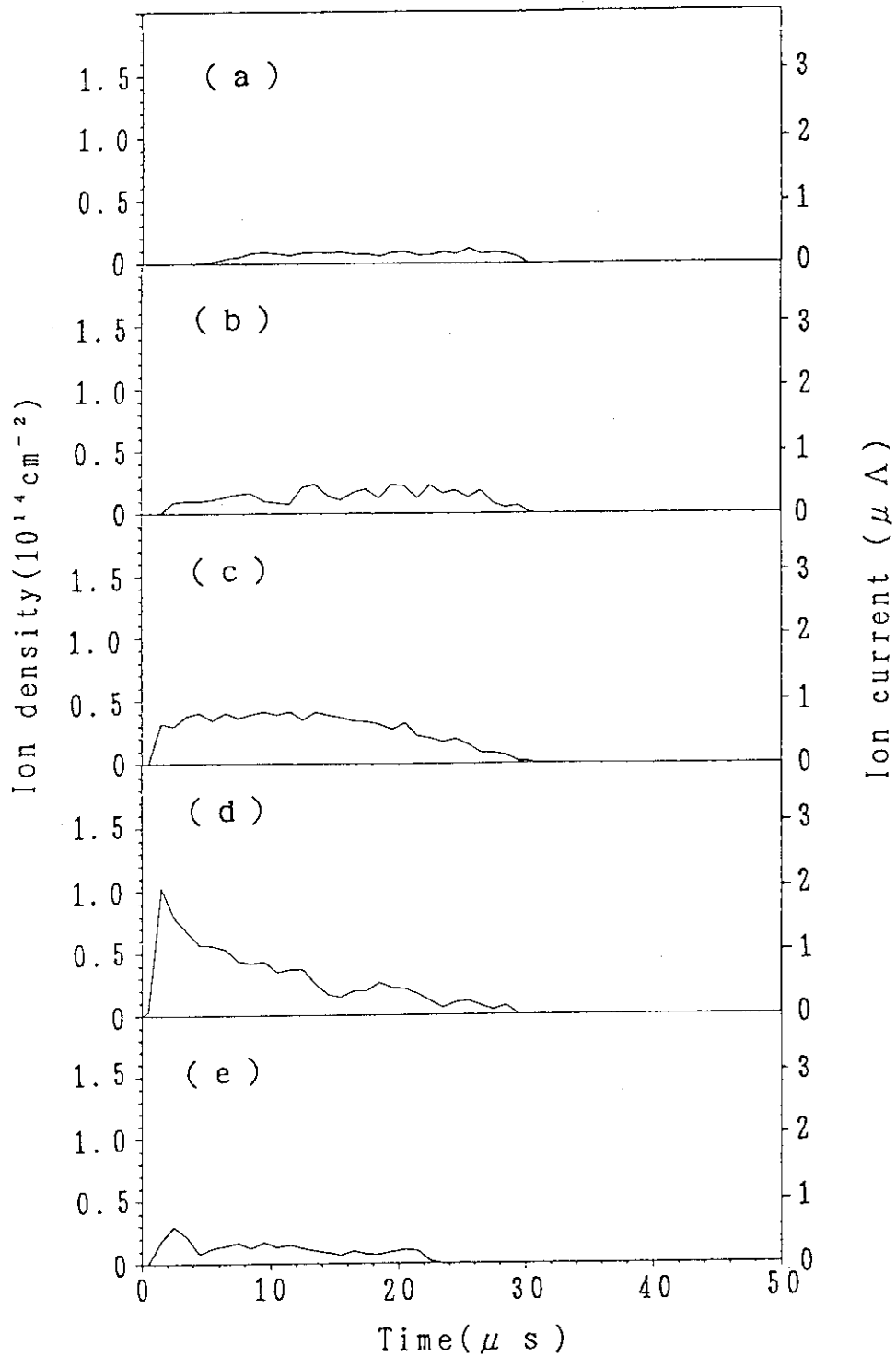


Fig. 6 The temporal evolution of the calculated ion collection current at five points on the cathode. (a) 45mm above the laser irradiation region, (b) 30mm above the laser irradiation region, (c) 15mm above the laser irradiation region, (d) the same level as laser irradiation region, (e) 15mm below the laser irradiation region.

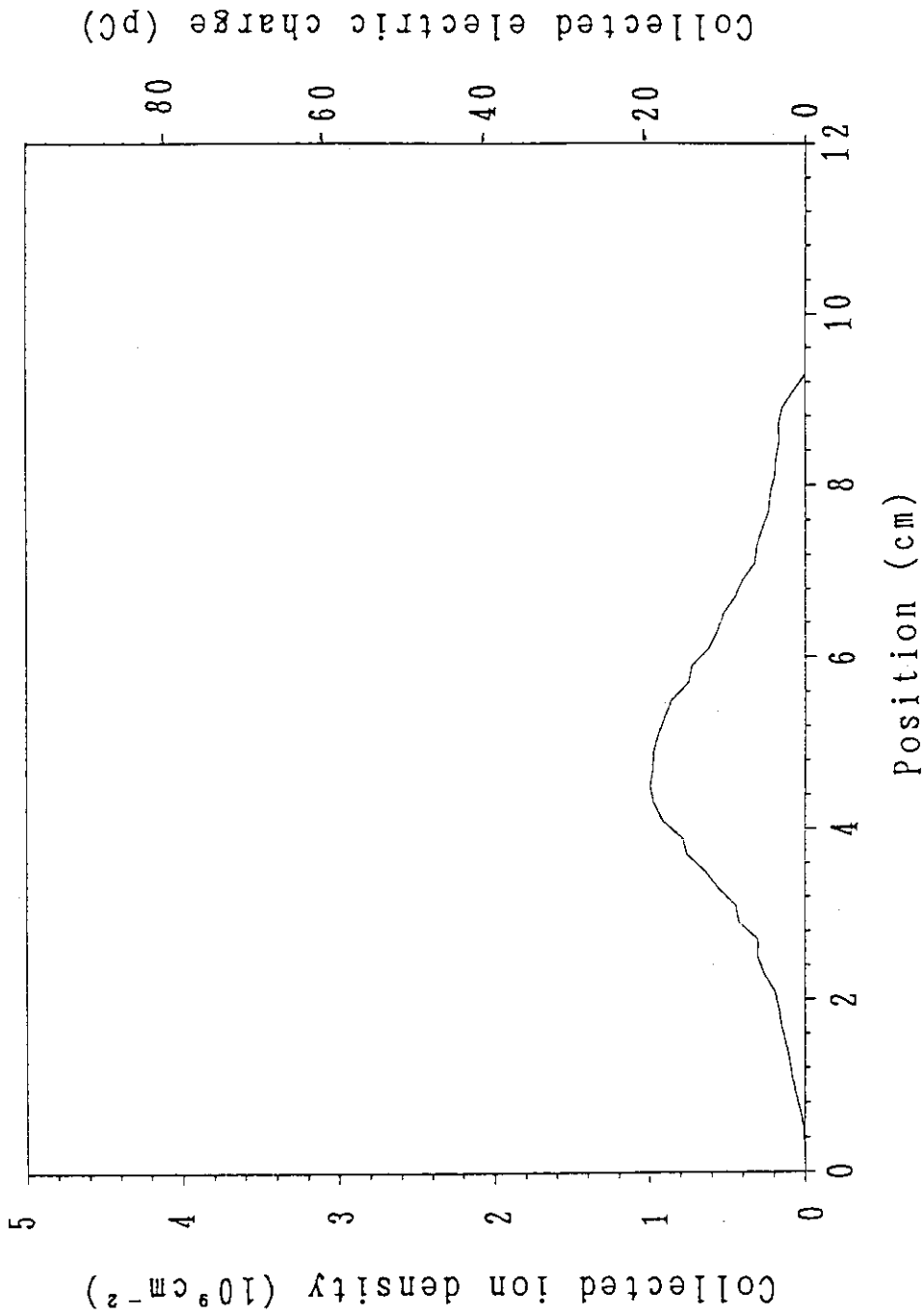


Fig. 7 The calculated ion density on the electrode
 as a function of the position on the electrode.
 with the applied potential of 250V.

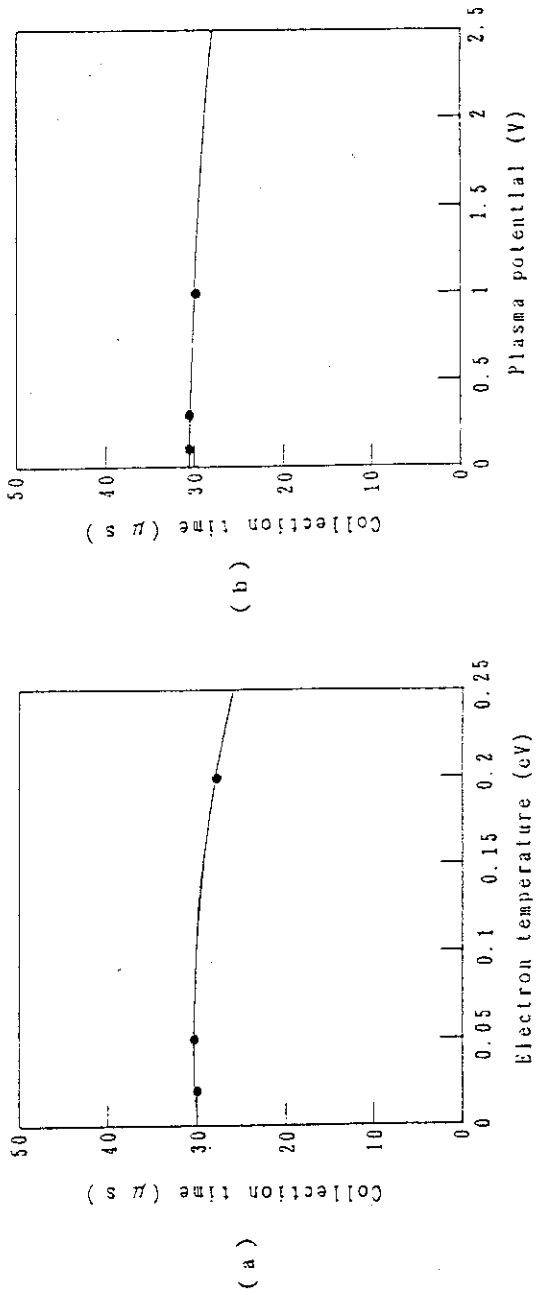


Fig. 8 Collection time as functions of (a) the electron temperature, (b) the plasma potential. Closed circles indicate the calculated collection time.

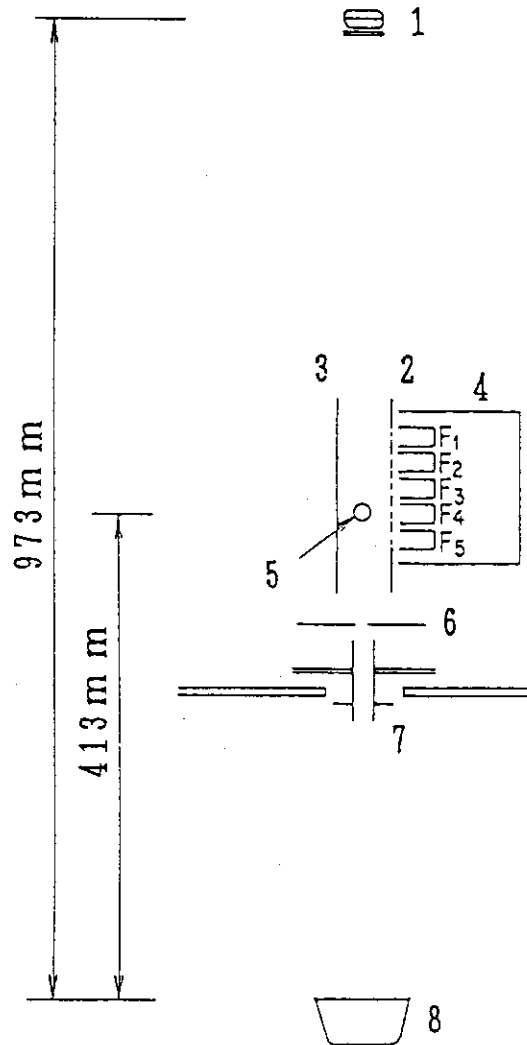


Fig. 9 A schematic diagram of the experimental apparatus.
 1 Quartz crystal sensor; 2 Collection electrode 1;
 3 Collection electrode 2;
 4 Faraday cups; 5 Laser beam; 6 Slit; 7 Elimination
 electrodes; 8 Water-cooled crucible.

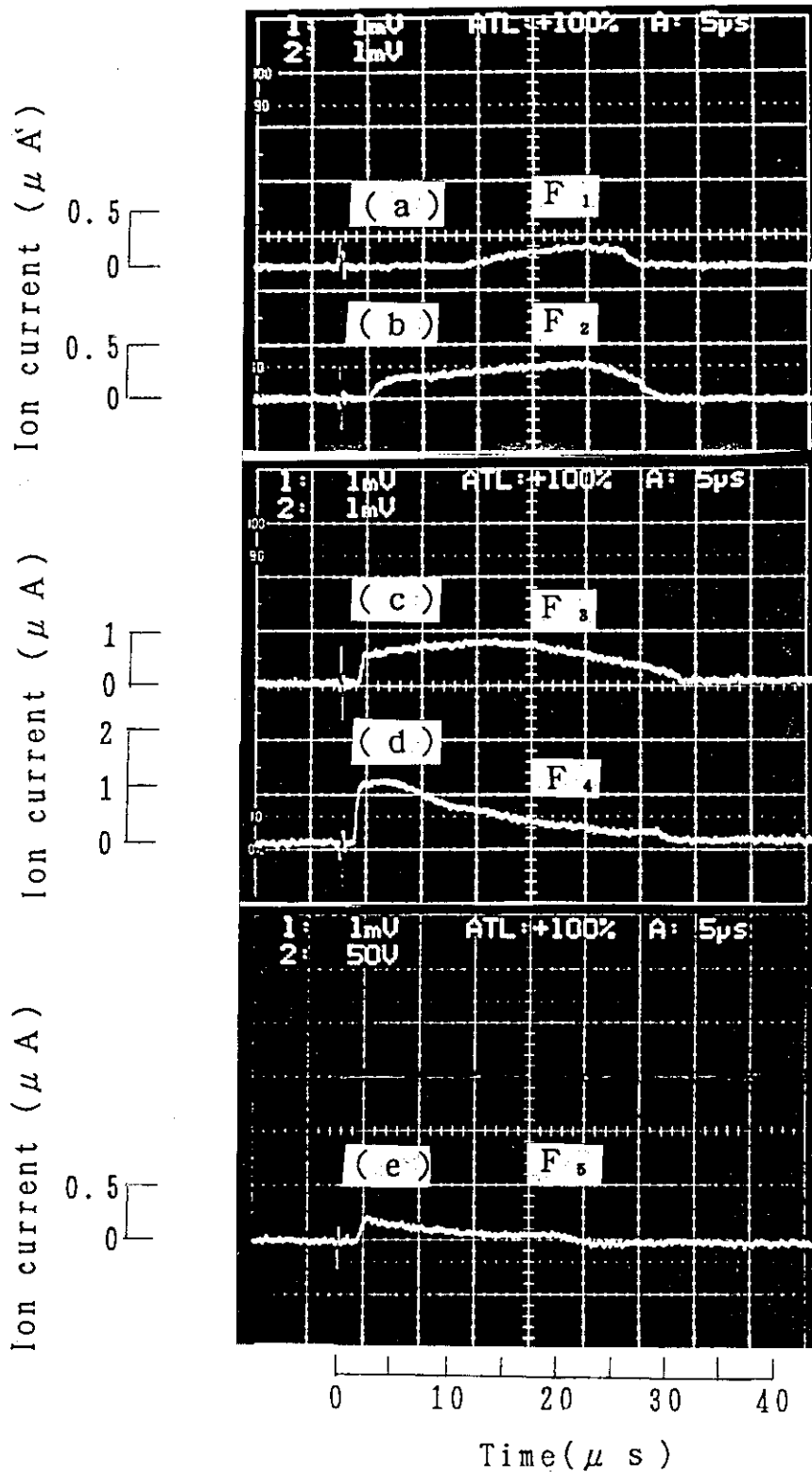


Fig.10 Examples of measured oscillograms of ion current by Faraday cups. With the potential of 250V and the initial plasma density of $5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$.

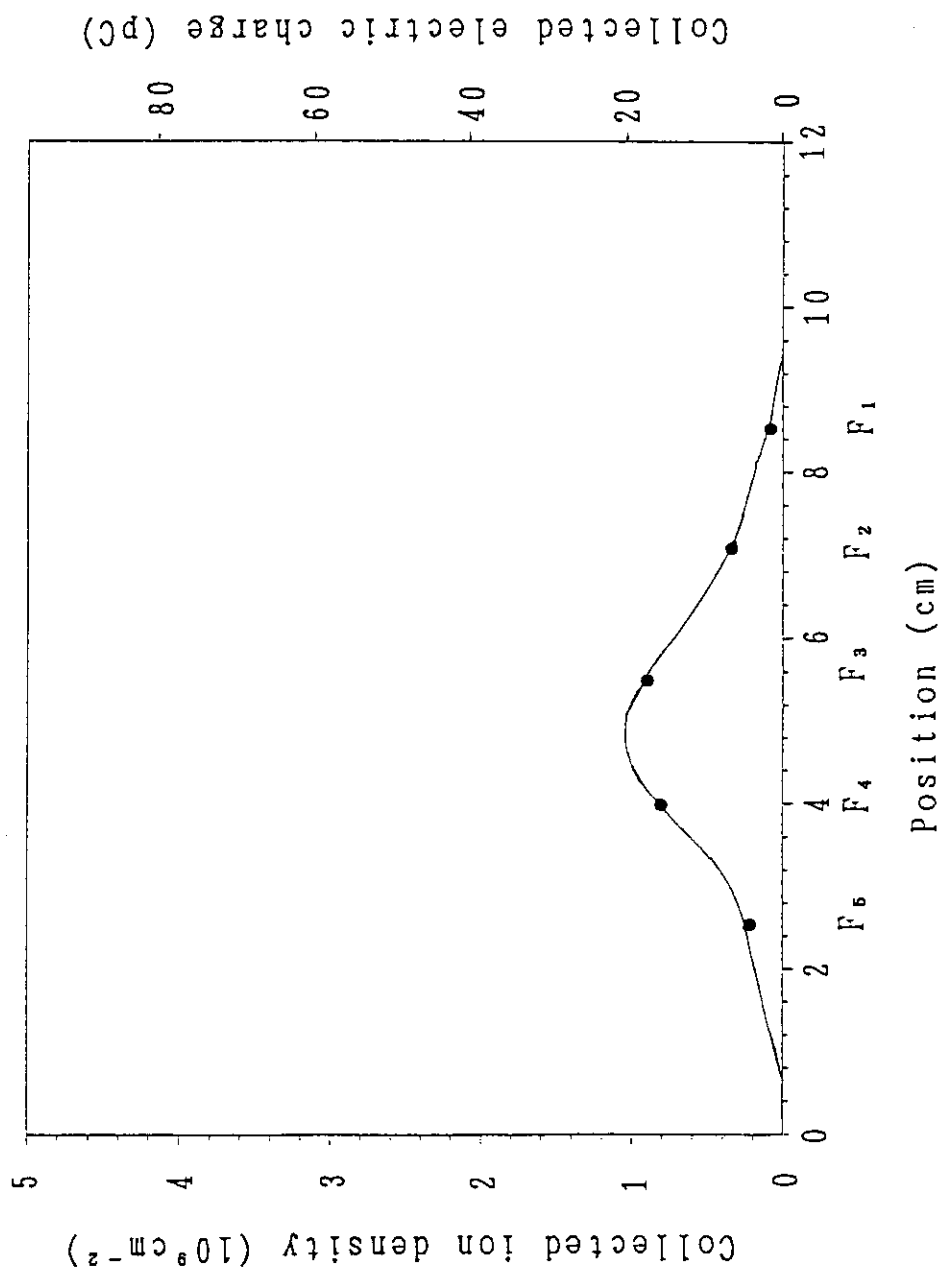


Fig.11 The accumulated ion density on the electrode as a function of the position on the electrode. Closed circles are obtained from an integration of the ion current shown in Fig.10 with the applied potential of 250V.

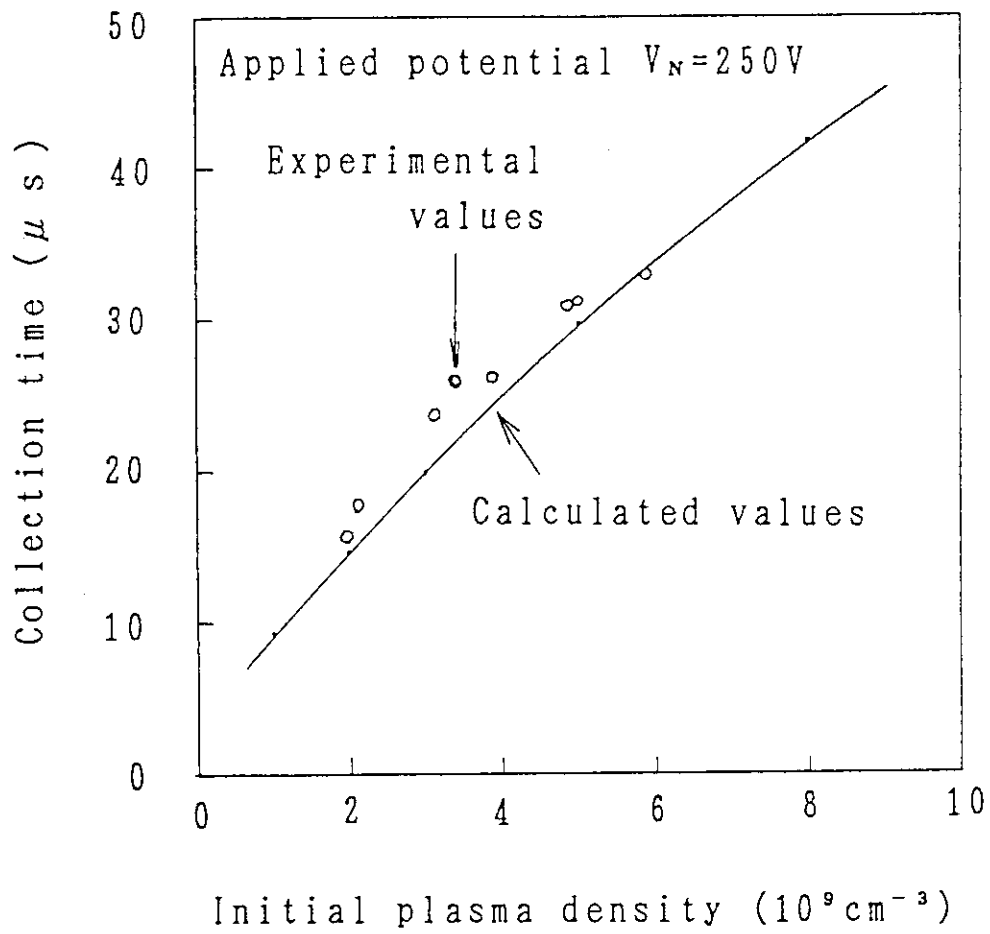


Fig.12 Collection time as a function of the initial plasma density with the applied potential of 250V. Open circles are experimental values, and the solid line represents calculated collection time.

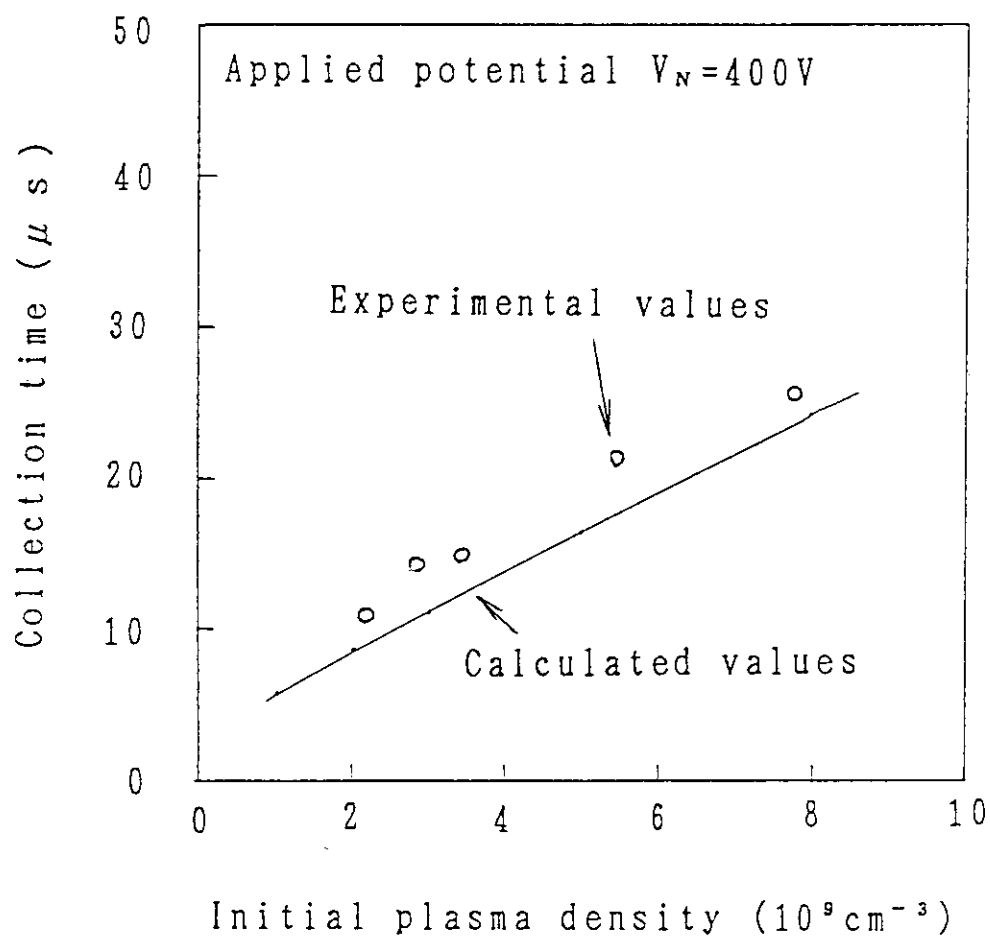


Fig.13 Collection time as a function of the initial plasma density with the applied potential of 400V. Open circles are experimental values, and the solid line represents calculated collection time.