

JAERI - M
93-247

高周波電圧印加によるレーザー共鳴
イオン化生成プラズマからのイオン回収

1993年12月

柴田 猛順・小倉 浩一

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。
入手の問合わせは、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, Tokaimura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1993

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 株式会社原子力資料サービス

高周波電圧印加によるレーザー共鳴イオン化生成プラズマからのイオン回収

日本原子力研究所東海研究所燃料研究部

柴田 猛順・小倉 浩一

(1993年12月1日受理)

レーザー共鳴イオン化で生成したガドリニウムプラズマから1.8MHzの高周波電圧を印加してイオンを回収する実験を行なった。高周波電圧印加により従来の正負電圧印加に比べ回収イオンのエネルギーを上げずにイオン回収時間を短くできることを示した。また正負電圧印加時のイオン回収時間を予測できるイオン回収簡易1次元モデルを高周波電圧印加時にも適用できるように改良した。本モデルで計算した高周波電圧印加時のイオン回収時間も実験結果とほぼ一致した。

Ion Collection from Laser Resonance Photoionized Plasma
by Applying Radio-frequency Voltage

Takemasa SHIBATA and Koichi OGURA

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

(Received December 1, 1993)

Ions were collected on the electrodes from a laser resonance photoionized plasma by applying 1.8MHz radio-frequency voltage to the electrode. It was shown that the ions are collected in a shorter time at the same kinetic energy of the collected ions compared with ion collection by applying dc voltage to the electrode. A simple one-dimensional model was improved for prediction of ion collection times in the cases of applications of not only the dc voltage but also the radio-frequency voltage. The ion collection times estimated using the simple one-dimensional model agreed with experimental values in both cases of dc and radio-frequency voltages.

Keywords: Laser, Resonance Photoionization, Plasma, Ion Collection,
Radio-frequency, Laser Isotope Separation

目 次

1. はじめに	1
2. 実験方法	2
3. 実験結果	3
4. 高周波電圧印加イオン回収の簡易1次元モデル	3
5. 実験結果と簡易1次元モデル計算結果の比較	5
6. おわりに	6
文 献	6

Contents

1. Introduction	1
2. Experimental Method	2
3. Experimental Result	3
4. A Simple One-dimensional Model for Ion Collection by Applying Radio-frequency Voltage	3
5. Comparison between Experimental Result and Simulation using a Simple One-dimensional Model	5
6. Conclusion	6
References	6

1. はじめに

原子法レーザー同位体分離は原子ビームにパルスレーザー光を照射して目的同位体のみをイオン化し、これを電場で回収電極に回収する。レーザー光でイオン化されたイオンは脱離した電子とともにプラズマを形成する。平行平板の回収電極に正負の電圧を印加した場合、プラズマからイオンがどのように電極に回収されるかについて著者^{1, 2, 3)}は多チャンネルファラデーカップを用いて明らかにしてきた。この結果、正負電圧印加の場合レーザーで生成したイオンがいつ、どこに回収されるかを予測できるようになっている。

しかし、正負電圧でイオン回収を行おうとすると次のような問題がある。レーザー光照射部の原子密度を高くして同位体分離を効率良く行なおうとすると、生成イオン密度も高くなる。イオン密度が高くなると同一印加電圧ではすべてのイオンを回収するのに要する時間（回収時間）が長くなる。回収電極の長さは有限なのでイオンの一部は回収電極に回収されず原子ビームとともに回収電極間を通過してしまい、回収効率が低下する。回収効率の低下を抑制するために回収時間をできるだけ短くする必要がある。回収時間を短くするため印加電圧を高くすると負電極に回収されるイオンの運動エネルギーも高くなる。高エネルギーイオンはすでに負電極に付着している目的同位体を弾き出してしまう。このため電極に回収されるとき運動エネルギーが低くてしかも回収時間の短いイオン回収法が求められている。

また、レーザー光照射部の原子ビーム密度を高くしていくと中性原子ビームの流れから原子同志の衝突で原子の進行方向が広がり回収電極に付着する^{4, 5)}。付着する中性原子は天然同位体比のものなので、中性原子付着量が增大すると目的の同位体比が低下してしまう。これを防ぐ最も簡単な方法は回収電極を短くすれば良い。しかし目的同位体イオンを含むプラズマは短時間で短い回収電極を通過してしまう。回収時間を短くできれば回収電極を短くできる。中性原子付着による同位体比低下を抑えるにもイオン回収時間の短いイオン回収法が必要である。

著者⁶⁾は回収イオンのエネルギーを高くせずにイオン回収時間を短くするため、平行平板の回収電極の間に正電位印加の細線電極を置く方法を考案し、これが有効なことを確かめている。また土田等^{7, 8)}はプラズマに共鳴する周波数の高周波電場をプラズマ内に浸透させ、この電場によるイオン回収を試み、従来の正負電圧印加方式に比べイオン回収時間を短くできることを示している。

回収電極に図1に示すような高周波電圧を印加することにより、周波数がプラズマに共鳴していなくても効率的イオン回収の可能性はある。正負電圧印加方式と比較し、

(い) 正負の電圧を印加するので両側の電極にイオンが回収される。

(ろ) 繰返しの周波数を十分高くするとシースにあるイオンは正電圧または負電圧が印加されているときだけ加速されるので回収電極に回収されるときイオンエネルギーは印加電圧に相当するエネルギーより低くなる。

また細線電圧印加方式と比較しても次のような利点がある。

- (い) 回収電極の間に細線電極を入れる必要がない。
- (ろ) 細線電圧印加方式ではレーザー生成プラズマが細線電極に接触するまでプラズマ電位が上昇せず、イオン回収の開始が遅れるが、交流電圧印加ではプラズマ生成後すぐにイオン回収が始まる。

浸透高周波電場によるイオン回収と比較しても、次の利点が考えられる。

- (い) プラズマに共鳴する周波数を用いないので、プラズマの密度、電子温度、空間的広がりやプラズマに印加される磁場等によらずイオン回収ができる。
- (ろ) 共鳴周波数では高周波回路のインピーダンスが小さく回路電流が大きくなるのに対し共鳴周波数ではないのでインピーダンスが小さくならず回路電流が小さく高周波電源製作が容易である。

Gauthreau等⁹⁾は回収電極に交流電圧を印加した場合のイオン回収過程のシミュレーションを1次元で行なっているが彼等の主題はシミュレーションのモデル、計算法であって、従来の正負印加電圧方式との比較などは行なっていない。

ここでは交流電圧印加によるイオン回収が従来の正負電圧印加方式や細線電圧印加方式と比較し有効かどうかをみる予備試験を行なった結果について報告する。

2. 実験方法

実験装置全体の概略を図2に示す。本装置の詳細は別報^{1, 2, 3, 6)}に述べてあるので簡単に述べる。水冷銅るつぼ内のガドリニウムを電子ビーム加熱(定格出力10 kV, 0.5 A)で蒸発させ、原子ビームを生成する。これを矩形スリット(14 mm×80 mm)を通して平行平板の回収電極間に導く。回収電極間には蒸発部生成プラズマが流入しないように2枚の除去電極¹⁰⁾に-200 Vの電圧を印加した。蒸発面から753 mm上に置いた水晶振動式膜厚計で蒸着速度を測定した。本測定では1 nm/s程度でこのときのレーザー照射部の原子密度は $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 程度である^{11, 12, 13)}。

エキシマーレーザー励起のパルスダイレーザー光を原子ビームに照射して共鳴イオン化でイオン化する。ガドリニウム原子は次の2波長2段階共鳴イオン化でイオン化した。

$533 \text{ cm}^{-1} \rightarrow 23196 \text{ cm}^{-1} \rightarrow 46802 \text{ cm}^{-1}$ (自動電離準位) \rightarrow イオン化
レーザー光の断面は直径10 mmの円であるので回収電極間にパルスの円柱状のプラズマができる。

図3は回収電極と2個のファラデーカップの平面図で、本測定を行なったときの各電極への印加電圧も示している。ファラデーカップ側の回収電極2は接地電位で回収電極1に高周波電圧を印加した。高周波電圧は残留ガス分析計(日本真空技術(株)MSQ-400)の四重極電極印加用の周波数1.8 MHz高周波電源を用いて、常時印加し、その電圧はシンクロスコープでモニターした。回収電極2の2個の縦長の穴(5 mm×65 mm)を通ったイオンはファラデーカップ1, 2に入る。穴は原子ビーム方向に長いのでファラデーカップ電流波形は生成イオンが回収電極全体に流れるイオン電流波形と同じになる。穴には透過率81%のステンレス網を張り回収電極間の電場がイオン引

- (い) 回収電極の間に細線電極を入れる必要がない。
- (ろ) 細線電圧印加方式ではレーザー生成プラズマが細線電極に接触するまでプラズマ電位が上昇せず、イオン回収の開始が遅れるが、交流電圧印加ではプラズマ生成後すぐにイオン回収が始まる。

浸透高周波電場によるイオン回収と比較しても、次の利点が考えられる。

- (い) プラズマに共鳴する周波数を用いないので、プラズマの密度、電子温度、空間的広がりやプラズマに印加される磁場等によらずイオン回収ができる。
- (ろ) 共鳴周波数では高周波回路のインピーダンスが小さく回路電流が大きくなるのに対し共鳴周波数ではないのでインピーダンスが小さくならず回路電流が小さく高周波電源製作が容易である。

Gauthreau等⁹⁾は回収電極に交流電圧を印加した場合のイオン回収過程のシミュレーションを1次元で行なっているが彼等の主題はシミュレーションのモデル、計算法であって、従来の正負印加電圧方式との比較などは行なっていない。

ここでは交流電圧印加によるイオン回収が従来の正負電圧印加方式や細線電圧印加方式と比較し有効かどうかをみる予備試験を行なった結果について報告する。

2. 実験方法

実験装置全体の概略を図2に示す。本装置の詳細は別報^{1, 2, 3, 6)}に述べてあるので簡単に述べる。水冷銅るつぼ内のガドリニウムを電子ビーム加熱(定格出力10 kV, 0.5 A)で蒸発させ、原子ビームを生成する。これを矩形スリット(14 mm×80 mm)を通して平行平板の回収電極間に導く。回収電極間には蒸発部生成プラズマが流入しないように2枚の除去電極¹⁰⁾に-200 Vの電圧を印加した。蒸発面から753 mm上に置いた水晶振動式膜厚計で蒸着速度を測定した。本測定では1 nm/s程度でこのときのレーザー照射部の原子密度は $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 程度である^{11, 12, 13)}。

エキシマーレーザー励起のパルスダイレーザー光を原子ビームに照射して共鳴イオン化でイオン化する。ガドリニウム原子は次の2波長2段階共鳴イオン化でイオン化した。

$533 \text{ cm}^{-1} \rightarrow 23196 \text{ cm}^{-1} \rightarrow 46802 \text{ cm}^{-1}$ (自動電離準位) \rightarrow イオン化
レーザー光の断面は直径10 mmの円であるので回収電極間にパルスの円柱状のプラズマができる。

図3は回収電極と2個のファラデーカップの平面図で、本測定を行なったときの各電極への印加電圧も示している。ファラデーカップ側の回収電極2は接地電位で回収電極1に高周波電圧を印加した。高周波電圧は残留ガス分析計(日本真空技術(株)MSQ-400)の四重極電極印加用の周波数1.8 MHz高周波電源を用いて、常時印加し、その電圧はシンクロスコープでモニターした。回収電極2の2個の縦長の穴(5 mm×65 mm)を通ったイオンはファラデーカップ1、2に入る。穴は原子ビーム方向に長いのでファラデーカップ電流波形は生成イオンが回収電極全体に流れるイオン電流波形と同じになる。穴には透過率81%のステンレス網を張り回収電極間の電場がイオン引

き出し用穴により変化しないようにした。また正負電圧印加方式との比較のため回収電極 1 にレーザー照射の 300 ns 後にパルス正電圧を印加した場合についてもファラデーカップを用いてイオン電流波形を測定した。

3. 実験結果

図 4 (a) はピーク電圧 ±140 V、周波数 1.8 MHz でのイオン回収時の 2 個のファラデーカップ電流波形である。回収電極 1 への高周波電圧印加による誘導で 1.8 MHz の交流電圧が見えるが、2 個のファラデーカップに入るイオン電流波形はほぼ等しい。レーザー照射後 18 μs 後にすべてのイオンが回収されている。レーザー照射で生成したイオンは原子ビームとともに上昇しながら両側の電極に回収される。このときの生成時のイオン密度 n_i とファラデーカップへのイオン電流の積分値は次の関係にある。

$$\int I dt = (1/2) \times e \times n_i \times \pi r^2 \times \Delta l \times p \times q \quad (1)$$

ここで e はイオンの電荷、 r はイオン生成時のプラズマ円柱の半径でレーザービーム断面の半径、 Δl はイオン引き出し用穴の幅、 p はイオン引き出し用穴に貼った網の透過率、 q はファラデーカップ入口に貼った網の透過率で本実験の場合、 $r = 5$ mm、 $\Delta l = 5$ mm、 $p = 81\%$ 、 $q = 81\%$ である。(1) 式を用いてイオン生成時の初期イオン密度を図 4 (a) より求めると $3.5 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-3}$ となる。

図 4 (b) は印加電圧 100 V で従来の正負電圧印加による回収時のファラデーカップ電流波形である。この場合はイオンは回収電極 1 にほとんど回収されるので

$$\int I dt = e \times n_i \times \pi r^2 \times \Delta l \times p \times q \quad (2)$$

となる。図 4 (b) より初期イオン密度を求めると $3.7 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-3}$ となる。

図 4 (a) (b) はプラズマ生成時のイオン密度は同程度、印加実効電圧も同程度であるが、高周波電圧を用いるとイオン回収時間が短くなっている。図 5 は高周波電圧印加方式、従来の正負電圧印加方式でのイオン回収時間の初期イオン密度依存性を示す。高周波電圧印加方式についてはピーク電圧 ±140 V、正負電圧印加方式については印加電圧 50 V、100 V での測定値である。図 5 の実線は次節で述べる簡易 1 次元モデルを用いて計算したイオン回収時間で測定値と良く一致していることがわかる。

4. 高周波電圧印加イオン回収の簡易 1 次元モデル

正負電圧印加、細線電極電圧印加によるイオン回収について著者^{1, 6)}は簡単な 1 次元

き出し用穴により変化しないようにした。また正負電圧印加方式との比較のため回収電極 1 にレーザー照射の 300 ns 後にパルス正電圧を印加した場合についてもファラデーカップを用いてイオン電流波形を測定した。

3. 実験結果

図 4 (a) はピーク電圧 ±140 V、周波数 1.8 MHz でのイオン回収時の 2 個のファラデーカップ電流波形である。回収電極 1 への高周波電圧印加による誘導で 1.8 MHz の交流電圧が見えるが、2 個のファラデーカップに入るイオン電流波形はほぼ等しい。レーザー照射後 18 μs 後にすべてのイオンが回収されている。レーザー照射で生成したイオンは原子ビームとともに上昇しながら両側の電極に回収される。このときの生成時のイオン密度 n_i とファラデーカップへのイオン電流の積分値は次の関係にある。

$$\int I dt = (1/2) \times e \times n_i \times \pi r^2 \times \Delta l \times p \times q \quad (1)$$

ここで e はイオンの電荷、 r はイオン生成時のプラズマ円柱の半径でレーザービーム断面の半径、 Δl はイオン引き出し用穴の幅、 p はイオン引き出し用穴に貼った網の透過率、 q はファラデーカップ入口に貼った網の透過率で本実験の場合、 $r = 5 \text{ mm}$ 、 $\Delta l = 5 \text{ mm}$ 、 $p = 81\%$ 、 $q = 81\%$ である。(1) 式を用いてイオン生成時の初期イオン密度を図 4 (a) より求めると $3.5 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-3}$ となる。

図 4 (b) は印加電圧 100 V で従来の正負電圧印加による回収時のファラデーカップ電流波形である。この場合はイオンは回収電極 1 にほとんど回収されるので

$$\int I dt = e \times n_i \times \pi r^2 \times \Delta l \times p \times q \quad (2)$$

となる。図 4 (b) より初期イオン密度を求めると $3.7 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-3}$ となる。

図 4 (a) (b) はプラズマ生成時のイオン密度は同程度、印加実効電圧も同程度であるが、高周波電圧を用いるとイオン回収時間が短くなっている。図 5 は高周波電圧印加方式、従来の正負電圧印加方式でのイオン回収時間の初期イオン密度依存性を示す。高周波電圧印加方式についてはピーク電圧 ±140 V、正負電圧印加方式については印加電圧 50 V、100 V での測定値である。図 5 の実線は次節で述べる簡易 1 次元モデルを用いて計算したイオン回収時間で測定値と良く一致していることがわかる。

4. 高周波電圧印加イオン回収の簡易 1 次元モデル

正負電圧印加、細線電極電圧印加によるイオン回収について著者^{1, 6)}は簡単な 1 次元

き出し用穴により変化しないようにした。また正負電圧印加方式との比較のため回収電極1にレーザー照射の300 ns後にパルス正電圧を印加した場合についてもファラデーカップを用いてイオン電流波形を測定した。

3. 実験結果

図4 (a) はピーク電圧±140 V、周波数1.8 MHzでのイオン回収時の2個のファラデーカップ電流波形である。回収電極1への高周波電圧印加による誘導で1.8 MHzの交流電圧が見えるが、2個のファラデーカップに入るイオン電流波形はほぼ等しい。レーザー照射後18 μs後にすべてのイオンが回収されている。レーザー照射で生成したイオンは原子ビームとともに上昇しながら両側の電極に回収される。このときの生成時のイオン密度 n_i とファラデーカップへのイオン電流の積分値は次の関係にある。

$$\int I dt = (1/2) \times e \times n_i \times \pi r^2 \times \Delta l \times p \times q \quad (1)$$

ここで e はイオンの電荷、 r はイオン生成時のプラズマ円柱の半径でレーザービーム断面の半径、 Δl はイオン引き出し用穴の幅、 p はイオン引き出し用穴に貼った網の透過率、 q はファラデーカップ入口に貼った網の透過率で本実験の場合、 $r = 5 \text{ mm}$ 、 $\Delta l = 5 \text{ mm}$ 、 $p = 81\%$ 、 $q = 81\%$ である。(1)式を用いてイオン生成時の初期イオン密度を図4 (a)より求めると $3.5 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-3}$ となる。

図4 (b) は印加電圧100 Vで従来の正負電圧印加による回収時のファラデーカップ電流波形である。この場合はイオンは回収電極1にほとんど回収されるので

$$\int I dt = e \times n_i \times \pi r^2 \times \Delta l \times p \times q \quad (2)$$

となる。図4 (b)より初期イオン密度を求めると $3.7 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-3}$ となる。

図4 (a) (b)はプラズマ生成時のイオン密度は同程度、印加実効電圧も同程度であるが、高周波電圧を用いるとイオン回収時間が短くなっている。図5は高周波電圧印加方式、従来の正負電圧印加方式でのイオン回収時間の初期イオン密度依存性を示す。高周波電圧印加方式についてはピーク電圧±140 V、正負電圧印加方式については印加電圧50 V、100 Vでの測定値である。図5の実線は次節で述べる簡易1次元モデルを用いて計算したイオン回収時間で測定値と良く一致していることがわかる。

4. 高周波電圧印加イオン回収の簡易1次元モデル

正負電圧印加、細線電極電圧印加によるイオン回収について著者^{1, 6)}は簡単な1次元

モデルをつくり、このモデルでイオン回収時間を予測できることを示した。ここでは従来の簡易1次元モデルを高周波電圧印加イオン回収の場合にも使用できるようにすることを試みた。図6は正負電圧印加の場合の簡易1次元モデルである。簡易1次元モデルに取入れたイオン回収のメカニズムは

- (1) プラズマの電位は正電極電位より少し高い。
- (2) プラズマは原子ビームとともに上に流れる。
- (3) プラズマはイオン音速の0.6倍で膨張する。
- (4) プラズマから空間電荷制限電流に相当するイオン量が引き出されプラズマは収縮する。
- (5) プラズマ境界面の時間変化は空間電荷制限電流相当分のイオン引き出しによる収縮とイオン音速の0.6倍での膨張の大小で決まる。

高周波電圧印加時のイオン回収のメカニズムを考える。上記(2)(3)は高周波電圧印加の場合もそのまま成立する。(1)のプラズマ電位は図1のように回収電極1の電圧が正のときは印加電圧、負のときはアース電位に近いと思われる。(4)については正負電圧印加時の空間電荷制限電流に相当するものが高周波電圧印加の場合どのように決定されるか不明である。これがわかれば(5)についても高周波電圧印加時も引き出されたイオン電流による収縮とプラズマ膨張の大小でプラズマ境界面の時間変化が決まる。従って正負電圧印加時の空間電荷制限電流に相当するものが高周波電圧印加の場合はどうなるのかがわかれば容易に高周波電圧印加時のイオン回収モデルを作ることができる。

2枚の平行平板電極の一方に高周波電圧が印加したとき、プラズマから引き出されるイオン電流を次のように計算してみた。図7のようにプラズマ境界面に相当する荷電粒子放出面からイオンが引き出され、アース電位の電極に回収される。粒子放出面の電位 V_0 は図1のように $V_0 = V_p \sin 2\pi\nu t$ で変化する。ここで V_p は高周波電圧のピーク電圧、 ν は周波数である。各時間ステップで荷電粒子放出面の電場が 0 V/m となるように放出面上にイオンの電荷を発生させる。各電荷は放出面と電極の間にできる電場で加速されながら電極方向に移動させる。電場は各時間ステップについて放出面と電極の間にある電荷分布からポアソンの式より求めた。ただし放出面の電位 V_0 が負のときは図1のようにプラズマ電位がアース電位になるので $E = 0 \text{ V/m}$ とした。 $V_0 > 0$ でも放出面と電極間の電荷のため電位 V が $V > V_0$ となる場所がある。 $V > V_0$ の領域にはプラズマ内の電子が直ちに移動して $V = V_0$ となると予想される。このため $V > V_0$ の領域でも $E = 0 \text{ V/m}$ とした。ほぼ定常になるまで計算を続けたところで引き出し電流密度 i を求めた。このときイオンはガドリニウム(原子量157)の1価イオンとした。図8(a)(b)に得られた電流密度 i を示す。図8(a)は放出面と電極間の距離 d が1cmのときの i と V_p の関係を、図8(b)は $V_p = 140 \text{ V}$ で i と d の関係を示している。高周波電圧印加時も図8(a)より $i \propto V_p^{3/2}$ 、図8(b)より $i \propto 1/d^2$ であることがわかった。図8(a)には点線で定電圧印加時のイオン電流密度の解析値

$$i = (8/9) \epsilon_0 (e/2m)^{1/2} V^{3/2} / d^2$$

$$= AV^{3/2}/d^2 \quad (3)$$

を示している。ここでAは $(8/9)\epsilon_0(e/2m)^{1/2}$ である。高周波電圧印加時のイオン電流密度は図8(a)よりAを用いて

$$i = 0.49 \times AV_p^{3/2}/d^2 \quad (4)$$

である。この式を用いて高周波電圧印加時についても簡易1次元モデルを作ることができた。図8(a)(b)の計算結果の妥当性をみるため100Vの定電圧印加時の空間電荷制限電流も計算した結果を図8(a)の○印で示す。○印の位置は解析的に求めた点線で示す空間電荷制限電流の値と良く一致していることがわかる。

また本計算で電極に回収されたときのイオンの運動エネルギーも計算した。図9(a)は $V_p = 140$ V計算結果の一例で、荷電粒子放出面から出たイオンの運動エネルギーの時間変化を示している。このとき $V_p = 140$ V、 $d = 1$ cmで電極に回収されたときのイオンの運動エネルギーは48 eVである。図9(b)は回収イオンエネルギーの V_p 依存性を示す。図9(b)の直線は $V_p/2.8$ (eV)であり、高周波印加電圧時の回収イオンエネルギーは実効電圧に相当する $V_p/1.4$ (eV)ではなくその半分と予想されることがわかった。

5. 実験結果と簡易1次元モデル計算結果の比較

図4(a)(b)の実験条件で簡易1次元モデルを用いてイオン電流波形を計算した。計算結果を図10(a)(b)に示す。図10(b)の正負電圧印加方式だけでなく、図10(a)の高周波電圧印加方式についても実験と計算のイオン電流波形がほぼ一致していることがわかる。

図5の実線は簡易1次元モデルを用いて計算した正負電圧印加方式(印加電圧50Vおよび100V)、高周波電圧印加方式($V_p = 140$ V)の場合のイオン回収時間で、高周波電圧印加方式の場合も測定値と良く一致していることがわかる。

ピーク電圧 ± 140 Vの高周波電圧印加の場合、前節での計算によれば回収イオンエネルギーは50 eVである。50 Vの正負電圧印加で回収イオンエネルギーは50 eVである。従って一定で ± 140 Vの高周波電圧印加の場合と50 Vの正負電圧印加の場合には回収イオンエネルギーが等しいと考えられる。図5は高周波電圧印加により回収イオンエネルギー一定でイオン回収時間を非常に短くできることがわかる。

実規模のレーザー同位体分離装置に比べ、3、4節で述べた実験は回収電極間隔、初期イオン密度など小さい値である。高周波電圧印加が有効かどうかをみるため、実規模に近い条件でイオン回収時間を簡易1次元モデルで推定してみた。回収電極間距離が5 cm、イオン生成部の幅が3 cm、 $^{235}\text{U}^+$ 初期イオン密度が $3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ のときのイオン回収時間を、従来の正負電圧印加方式、細線電圧印加方式、高周波電圧印加方式の各場合について計算してみた。その結果を図11に示す。横軸はイオン回収時のイオンエネルギーである。イオン回収時間を一定時間以下にしようとする高周波電圧印加方式ではイオンエネルギーを数分の1にできる可能性のあることがわかる。

$$= AV^{3/2}/d^2 \quad (3)$$

を示している。ここでAは $(8/9)\epsilon_0(e/2m)^{1/2}$ である。高周波電圧印加時のイオン電流密度は図8(a)よりAを用いて

$$i = 0.49 \times AV_p^{3/2}/d^2 \quad (4)$$

である。この式を用いて高周波電圧印加時についても簡易1次元モデルを作ることができた。図8(a)(b)の計算結果の妥当性をみるため100Vの定電圧印加時の空間電荷制限電流も計算した結果を図8(a)の○印で示す。○印の位置は解析的に求めた点線で示す空間電荷制限電流の値と良く一致していることがわかる。

また本計算で電極に回収されたときのイオンの運動エネルギーも計算した。図9(a)は $V_p = 140$ V計算結果の一例で、荷電粒子放出面から出たイオンの運動エネルギーの時間変化を示している。このとき $V_p = 140$ V、 $d = 1$ cmで電極に回収されたときのイオンの運動エネルギーは48 eVである。図9(b)は回収イオンエネルギーの V_p 依存性を示す。図9(b)の直線は $V_p/2.8$ (eV)であり、高周波印加電圧時の回収イオンエネルギーは実効電圧に相当する $V_p/1.4$ (eV)ではなくその半分と予想されることがわかった。

5. 実験結果と簡易1次元モデル計算結果の比較

図4(a)(b)の実験条件で簡易1次元モデルを用いてイオン電流波形を計算した。計算結果を図10(a)(b)に示す。図10(b)の正負電圧印加方式だけでなく、図10(a)の高周波電圧印加方式についても実験と計算のイオン電流波形がほぼ一致していることがわかる。

図5の実線は簡易1次元モデルを用いて計算した正負電圧印加方式(印加電圧50Vおよび100V)、高周波電圧印加方式($V_p = 140$ V)の場合のイオン回収時間で、高周波電圧印加方式の場合も測定値と良く一致していることがわかる。

ピーク電圧 ± 140 Vの高周波電圧印加の場合、前節での計算によれば回収イオンエネルギーは50 eVである。50 Vの正負電圧印加で回収イオンエネルギーは50 eVである。従って一定で ± 140 Vの高周波電圧印加の場合と50 Vの正負電圧印加の場合には回収イオンエネルギーが等しいと考えられる。図5は高周波電圧印加により回収イオンエネルギー一定でイオン回収時間を非常に短くできることがわかる。

実規模のレーザー同位体分離装置に比べ、3、4節で述べた実験は回収電極間隔、初期イオン密度など小さい値である。高周波電圧印加が有効かどうかをみるため、実規模に近い条件でイオン回収時間を簡易1次元モデルで推定してみた。回収電極間距離が5 cm、イオン生成部の幅が3 cm、 $^{235}\text{U}^+$ 初期イオン密度が $3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ のときのイオン回収時間を、従来の正負電圧印加方式、細線電圧印加方式、高周波電圧印加方式の各場合について計算してみた。その結果を図11に示す。横軸はイオン回収時のイオンエネルギーである。イオン回収時間を一定時間以下にしようとする高周波電圧印加方式ではイオンエネルギーを数分の1にできる可能性のあることがわかる。

6. おわりに

レーザーによる共鳴イオン化で生成したガドリニウムプラズマからイオンを高周波電圧印加により回収する実験を行ない、回収イオンのエネルギーを上げずにイオン回収時間を短くできることを示した。また正負電圧印加時や細線電圧印加時だけでなく高周波電圧印加時にも適用できるように拡張した簡易1次元モデルの計算結果は回収イオン電流波形、イオン回収時間は実験結果とほぼ一致した。

高周波電圧印加時の回収イオンのエネルギーはピーク電圧 $\pm V_p$ のとき $V_p/2.8$ と推定されているが今後回収イオンのエネルギーを測定して推定どおりかどうかの確認する予定である。また実規模の同位体分離装置での高周波電圧印加方式の可能性をみるため高周波電源のコスト、高周波電圧印加によるパワー損失等の評価も行ないたい。これにより共鳴を用いない高周波電圧印加方式が、細線電圧印加方式と比較してすぐれているかどうかを判断できると思われる。また、共鳴周波数高周波浸透電場方式についてイオン回収の実験と、松井等¹⁴⁾が始めている共鳴周波数高周波浸透電場方式イオン回収特性の数値シミュレーションが進み、イオン回収特性の予測ができるようになれば、共鳴周波数高周波浸透電場方式との比較もできるようになるであろう。

文 献

- (1) 小倉浩一、有沢孝、柴田猛順、日本原子力研究所報告書JAERI-M91-222(1992).
- (2) 小倉浩一、蕪木英雄、柴田猛順、日本原子力研究所報告書JAERI-M92-141(1992).
- (3) K.Ogura, H.Kaburaki and T.Shibata: J. Nucl. Sci. Technol., 30(1993)No.12.
- (4) 蕪木英雄、西村昭彦、大場弘則、山本浩康、柴田猛順、真空、34(1991)718.
- (5) 西村昭彦、大場弘則、柴田猛順、日本原子力研究所報告書JAERI-M93-102(1993).
- (6) K.Ogura, T.Arisawa and T.Shibata: Jap. J. Appl. Phys., 31(1992)1485.
- (7) 土田一輝、松井哲也、津田申士、鈴木一道、山本寿、庄司多津男、日本原子力学会「1992年秋の大会」予稿集J52
- (8) 阿瀬輝夫、浜本雅夫、逢沢俊彦、土田一輝、松井哲也、津田申士、鈴木一道、日本原子力学会「1993年春の大会」予稿集L53。
- (9) C.Gauthreau and Y.Stephan, Proceedings of the 4th Workshop on Non linear equations and dynamical systems, Montpellier(France),1987, CEA-CONF-9198 (1987).
- (10) 大場弘則、有沢孝、西村昭彦、小倉浩一、柴田猛順、真空、35(1992)286.
- (11) 小倉浩一、有沢孝、柴田猛順、真空、35(1992)301.
- (12) K.Ogura and T.Shibata, Mass Spectroscop., 41(1993)37.
- (13) 小倉浩一、柴田猛順、日本原子力研究所報告書JAERI-M93-098(1993).
- (14) 阿瀬輝夫、松井哲也、荒谷昌輝、土田一輝、津田申士、鈴木一道、日本原子力学会「1993年秋の大会」予稿集H18.

6. おわりに

レーザーによる共鳴イオン化で生成したガドリニウムプラズマからイオンを高周波電圧印加により回収する実験を行ない、回収イオンのエネルギーを上げずにイオン回収時間を短くできることを示した。また正負電圧印加時や細線電圧印加時だけでなく高周波電圧印加時にも適用できるように拡張した簡易1次元モデルの計算結果は回収イオン電流波形、イオン回収時間は実験結果とほぼ一致した。

高周波電圧印加時の回収イオンのエネルギーはピーク電圧 $\pm V_p$ のとき $V_p/2.8$ と推定されているが今後回収イオンのエネルギーを測定して推定どおりかどうかの確認する予定である。また実規模の同位体分離装置での高周波電圧印加方式の可能性をみるため高周波電源のコスト、高周波電圧印加によるパワー損失等の評価も行ないたい。これにより共鳴を用いない高周波電圧印加方式が、細線電圧印加方式と比較してすぐれているかどうかを判断できると思われる。また、共鳴周波数高周波浸透電場方式についてイオン回収の実験と、松井等¹⁴⁾が始めている共鳴周波数高周波浸透電場方式イオン回収特性の数値シミュレーションが進み、イオン回収特性の予測ができるようになれば、共鳴周波数高周波浸透電場方式との比較もできるようになるであろう。

文 献

- (1) 小倉浩一、有沢孝、柴田猛順、日本原子力研究所報告書JAERI-M91-222(1992).
- (2) 小倉浩一、蕪木英雄、柴田猛順、日本原子力研究所報告書JAERI-M92-141(1992).
- (3) K.Ogura, H.Kaburaki and T.Shibata: J. Nucl. Sci. Technol., 30(1993)No.12.
- (4) 蕪木英雄、西村昭彦、大場弘則、山本浩康、柴田猛順、真空、34(1991)718.
- (5) 西村昭彦、大場弘則、柴田猛順、日本原子力研究所報告書JAERI-M93-102(1993).
- (6) K.Ogura, T.Arisawa and T.Shibata: Jap. J. Appl. Phys., 31(1992)1485.
- (7) 土田一輝、松井哲也、津田申士、鈴木一道、山本寿、庄司多津男、日本原子力学会「1992年秋の大会」予稿集J52
- (8) 阿瀬輝夫、浜本雅夫、逢沢俊彦、土田一輝、松井哲也、津田申士、鈴木一道、日本原子力学会「1993年春の大会」予稿集L53。
- (9) C.Gauthreau and Y.Stephan, Proceedings of the 4th Workshop on Non linear equations and dynamical systems, Montpellier(France),1987, CEA-CONF-9198 (1987).
- (10) 大場弘則、有沢孝、西村昭彦、小倉浩一、柴田猛順、真空、35(1992)286.
- (11) 小倉浩一、有沢孝、柴田猛順、真空、35(1992)301.
- (12) K.Ogura and T.Shibata, Mass Spectroscop., 41(1993)37.
- (13) 小倉浩一、柴田猛順、日本原子力研究所報告書JAERI-M93-098(1993).
- (14) 阿瀬輝夫、松井哲也、荒谷昌輝、土田一輝、津田申士、鈴木一道、日本原子力学会「1993年秋の大会」予稿集H18.

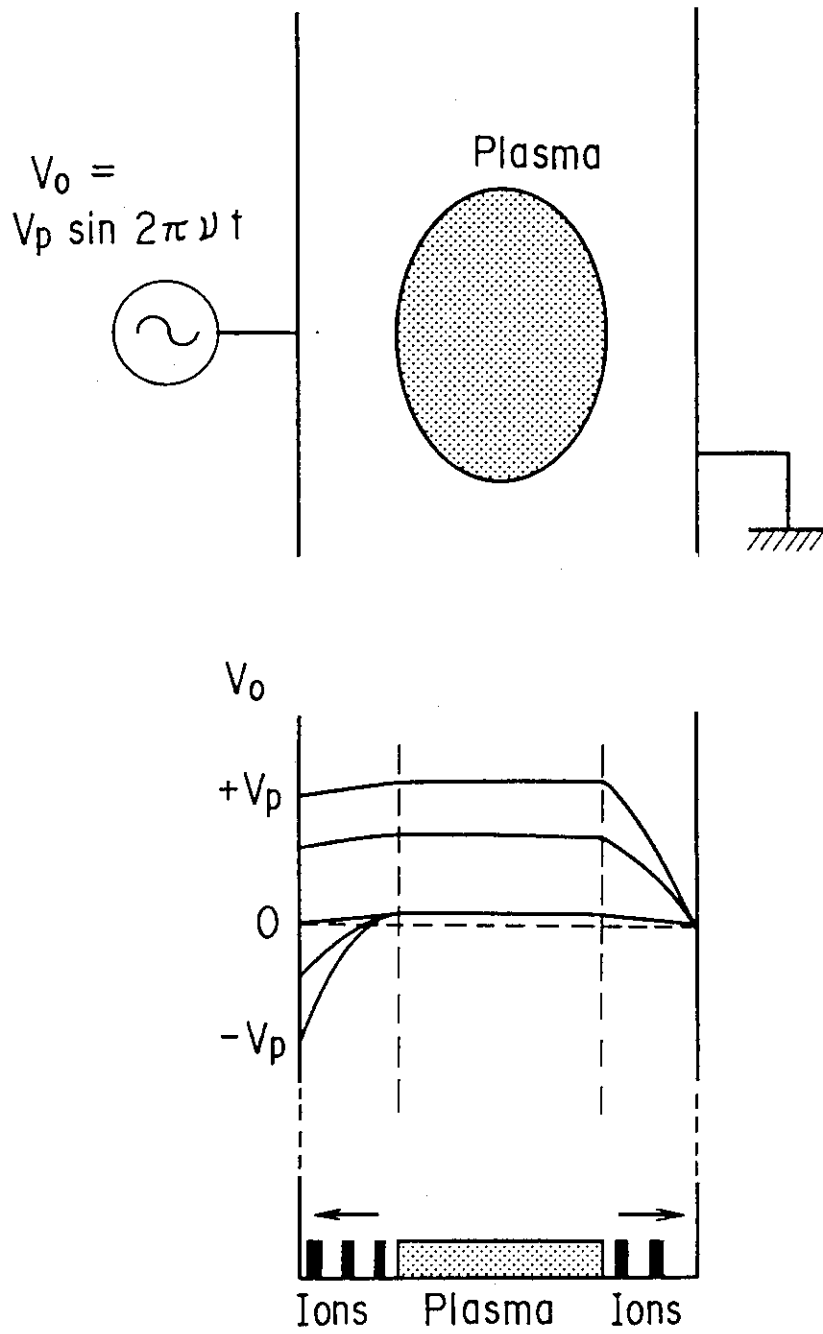


図1 高周波電圧印加によるイオン回収

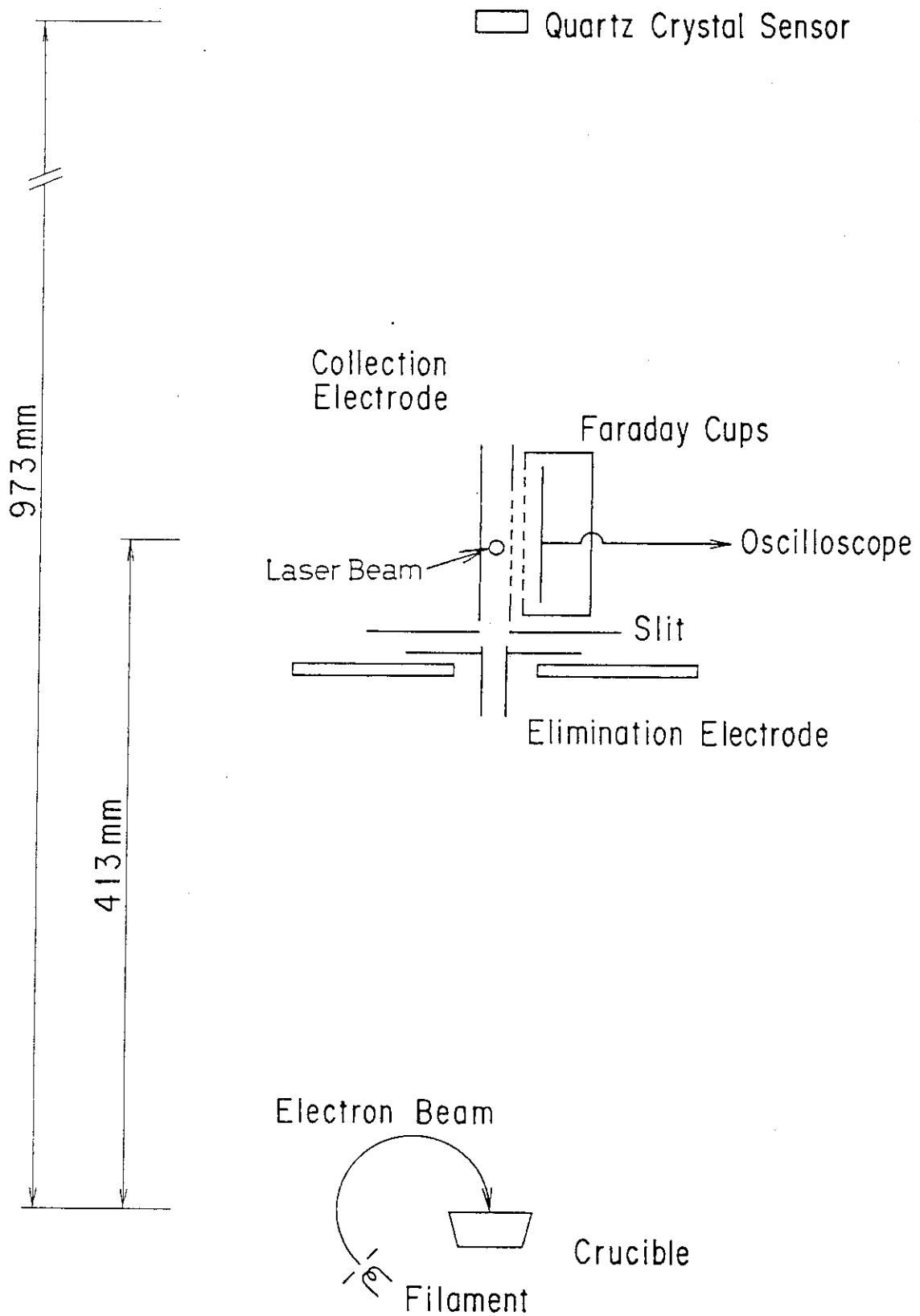


図2 実験装置概要

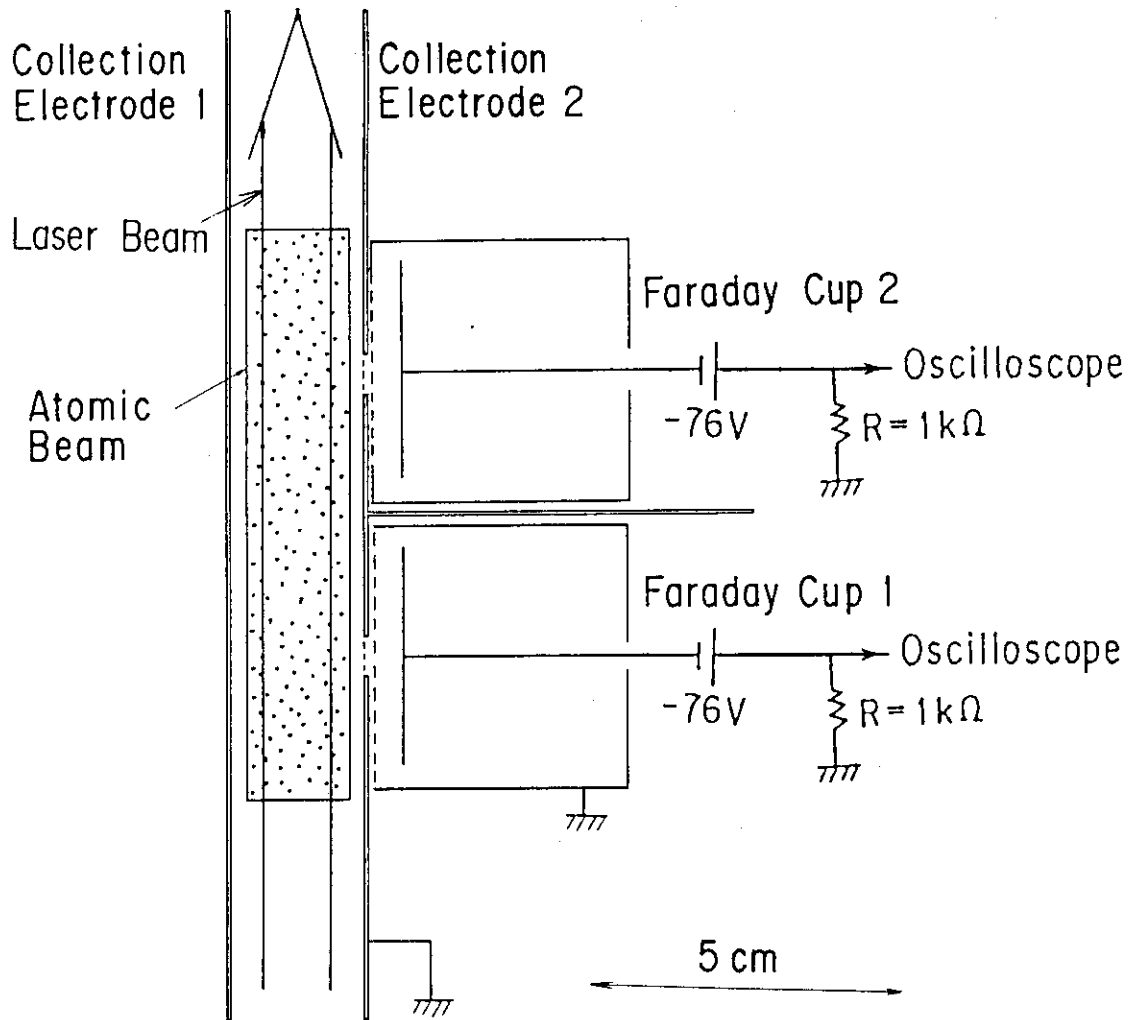


図3 回収電極とファラデーカップの平面図

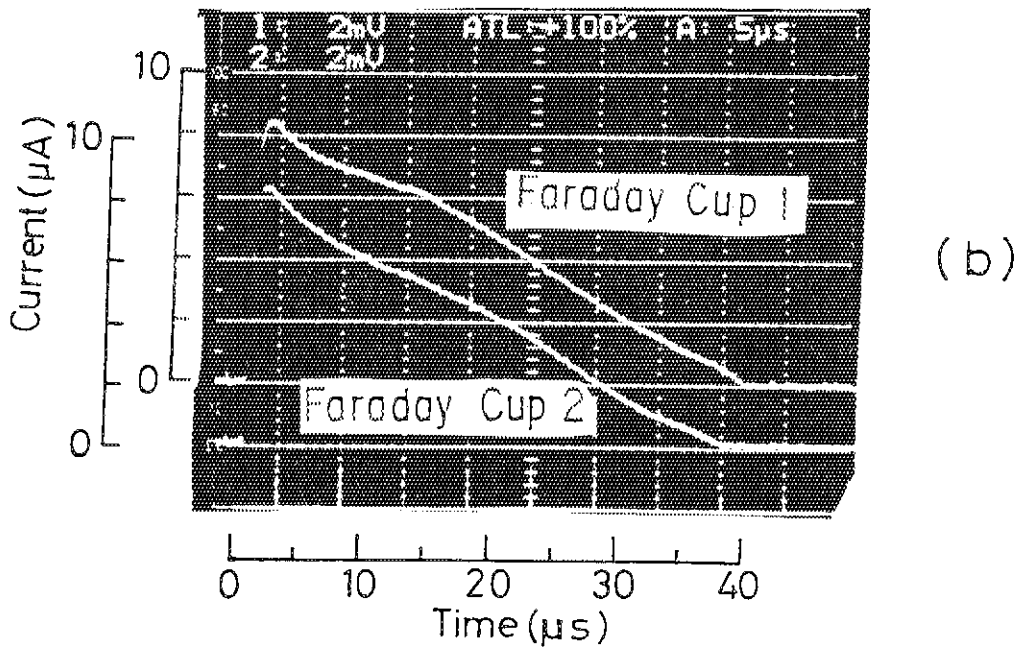
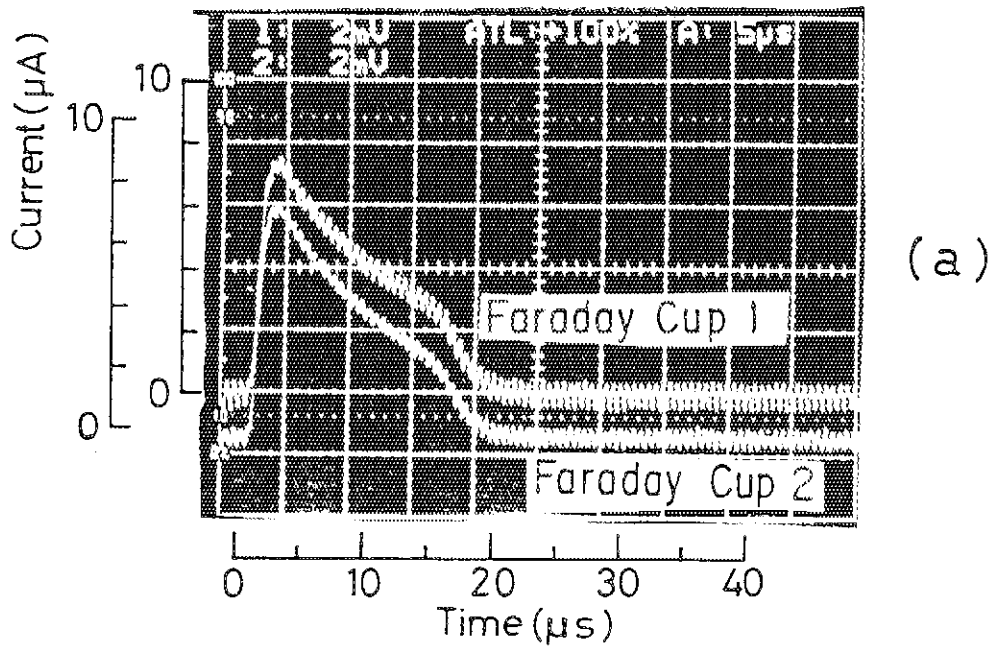


図4 ファラデーカップ電流波形

(a) 高周波電圧印加時

(1.8MHz, ピーク電圧±140V, イオン生成時密度 $3.5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$)

(b) 正負電圧印加時

(100V, イオン生成時密度 $3.7 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$)

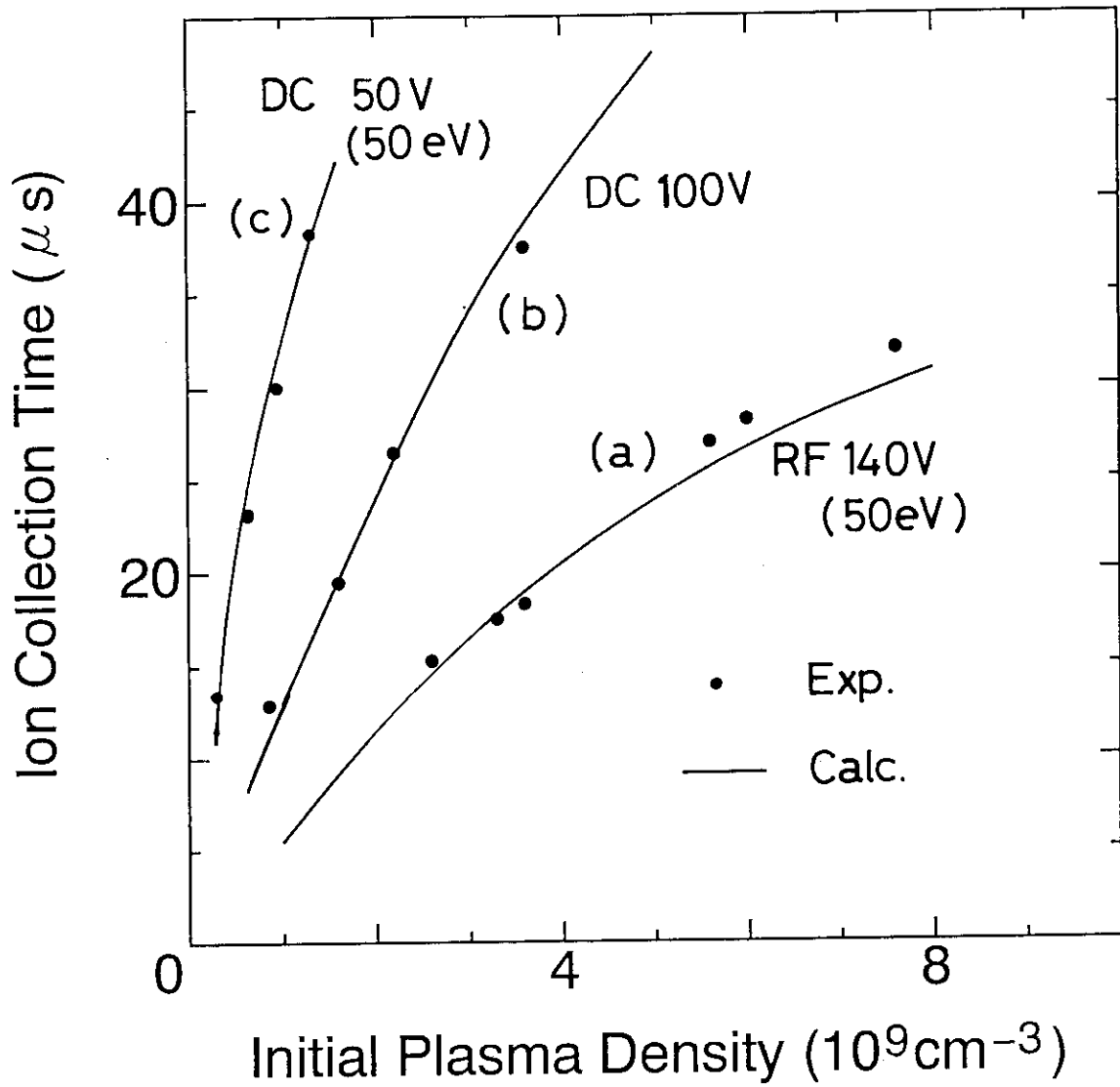


図5 高周波電圧印加時, 正負電圧印加時のイオン回収時間
 (a) 1.8MHz, 高周波電圧ピーク電圧 $\pm 140V$
 (b) 正負電圧印加 100V
 (c) 正負電圧印加 50V
 ●印: 測定値 実線: 簡易1次元モデルによる推定値

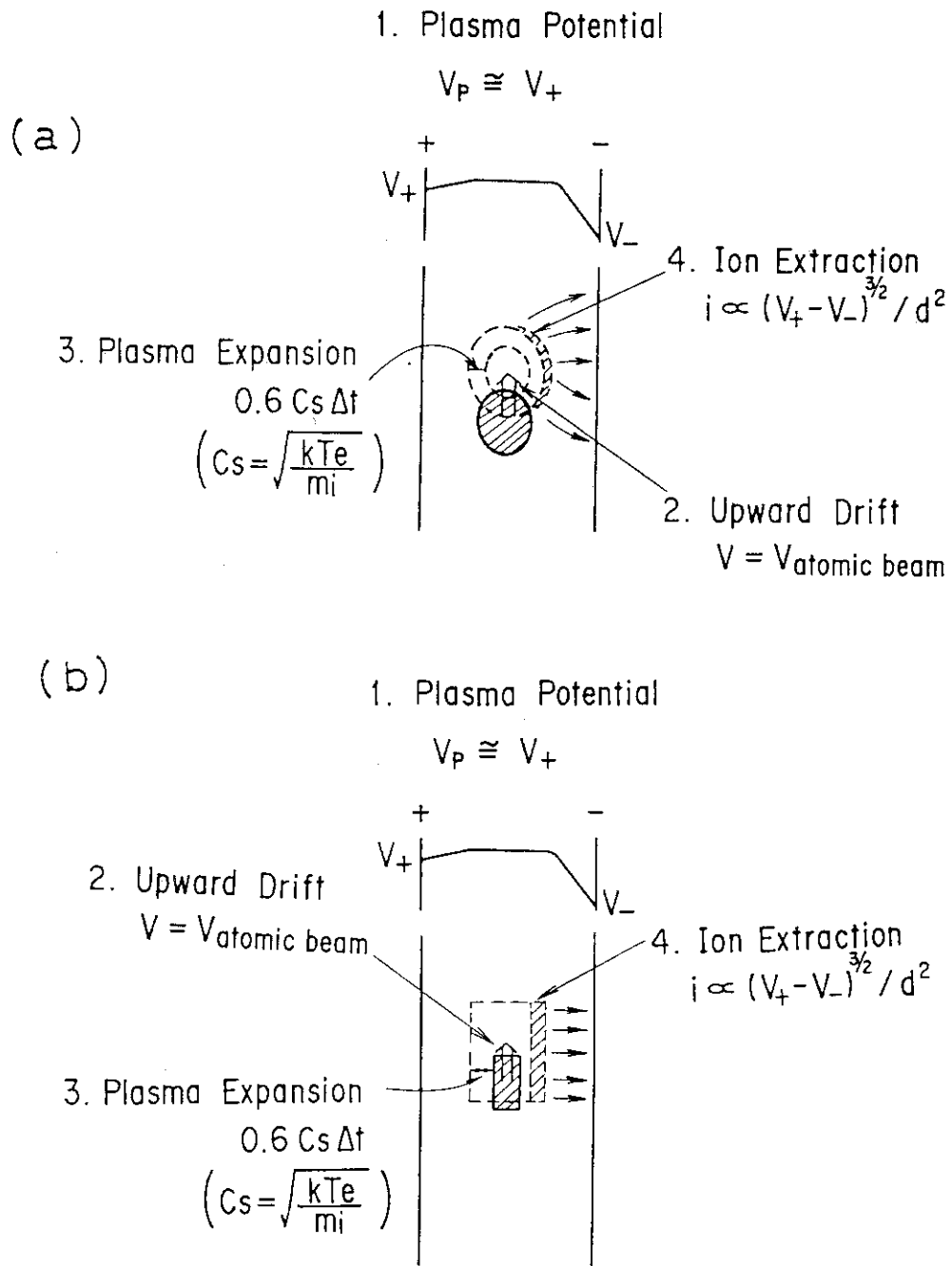


図6 正負電圧印加によるイオン回収
 (a) イオン回収機構
 (b) 1次元簡易モデル

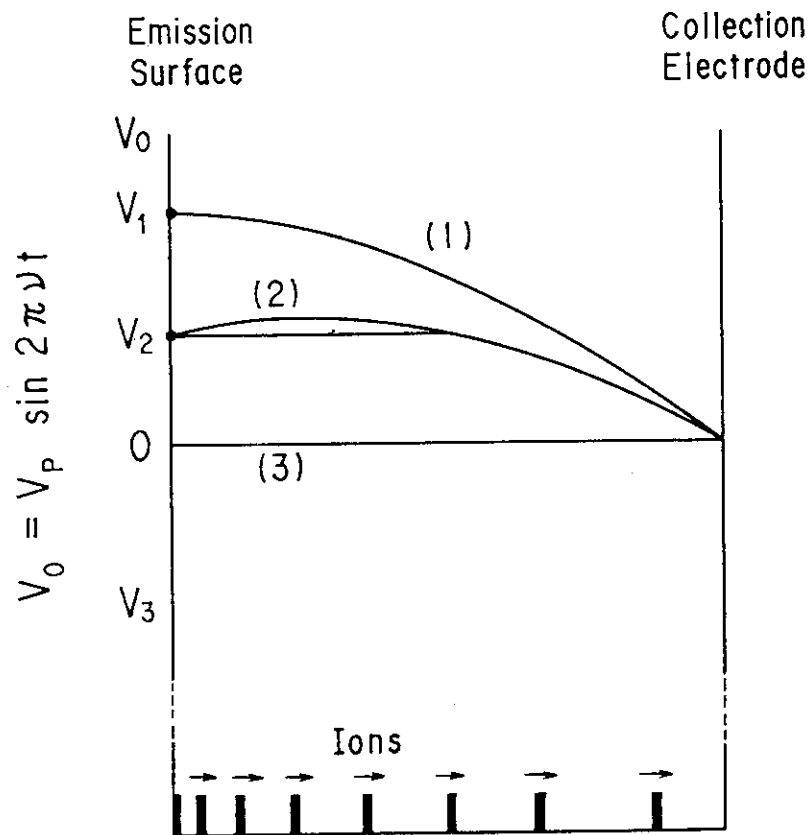


図7 高周波電圧印加時のイオン電流密度計算モデル
 (1) 放出面で $E = 0$ となるように電荷を発生
 (2) $V > V_0$ で $E = 0$
 (3) $V < 0$ で $E = 0$

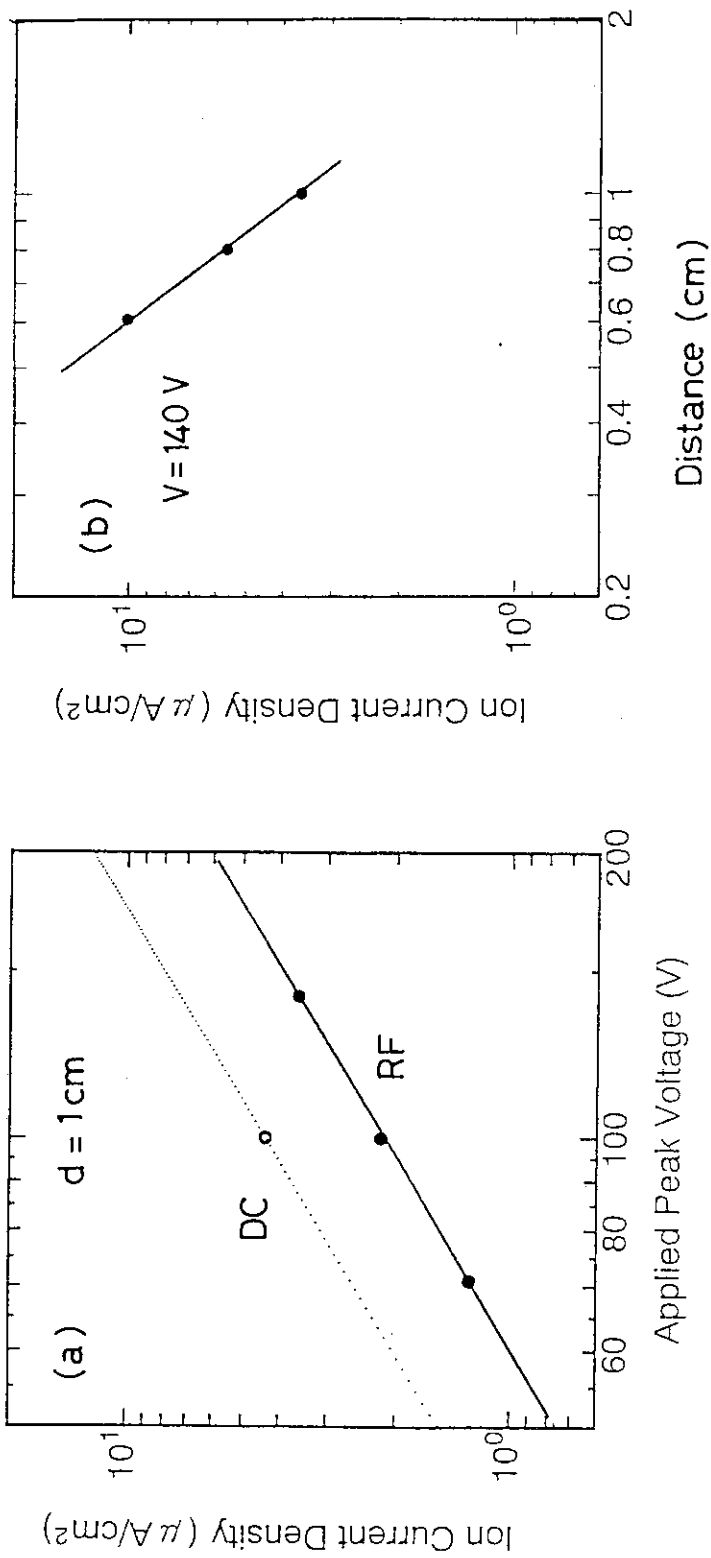


図8 高周波電圧印加時のイオン電流密度の計算値

●印：計算値

(a) 印加電圧依存性

実線： $i \propto V^{3/2}$

点線： $i = (8/9) \epsilon_0 (e/2m)^{1/2} V^{3/2} / d^2 = A V^{3/2} / d^2$

○印：100V 定電圧印加時のイオン電流密度計算値

(b) 電極間距離依存性

実線： $i \propto 1/d^2$

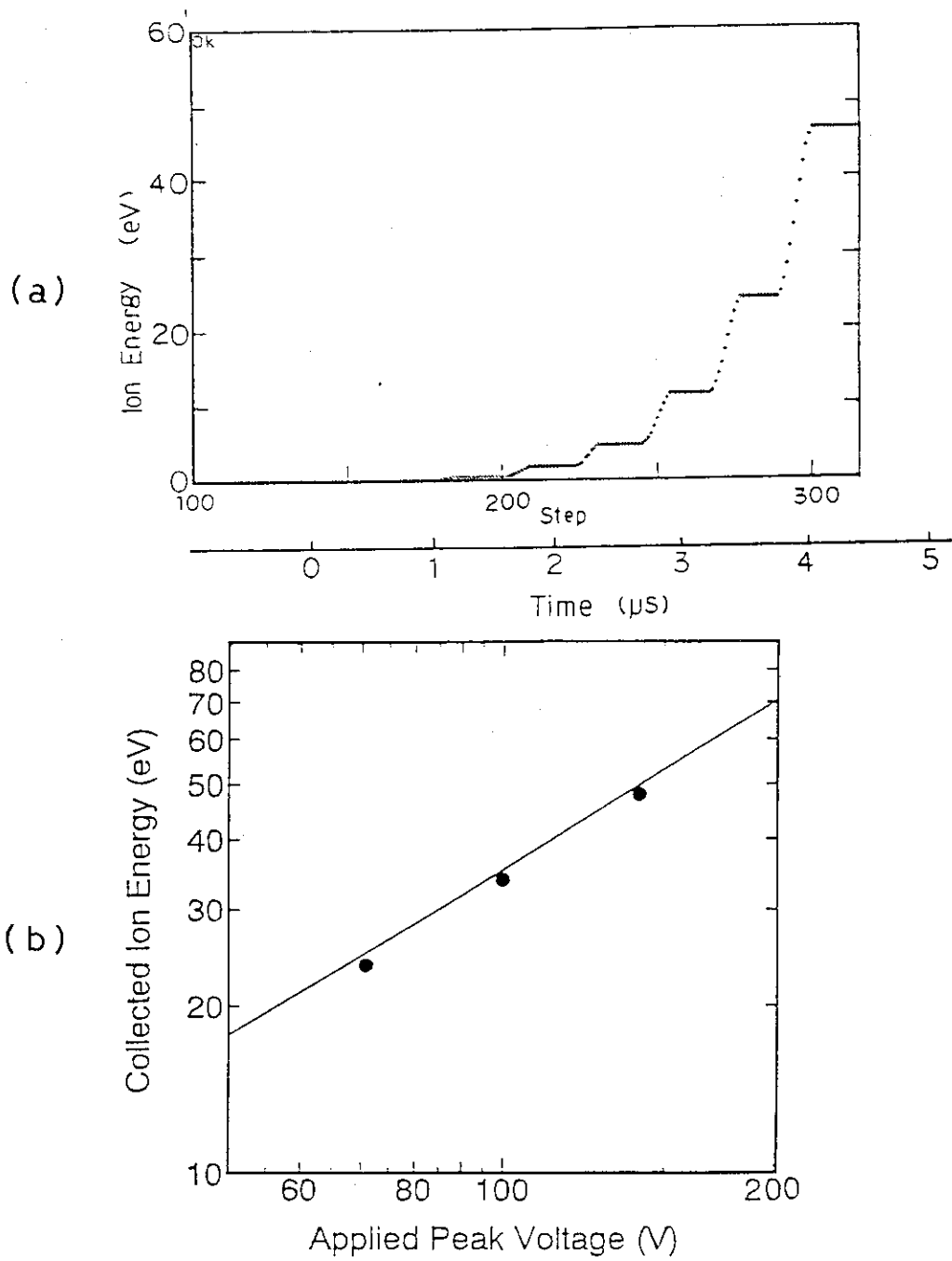


図9 回収イオンエネルギーの計算値
 (a) イオンエネルギーの時間変化
 計算条件 $V_p = 140$ V
 $\nu = 1.8$ MHz
 $d = 1$ cm
 40 ステップ = 1μ s
 (b) 印加電圧依存性
 実線: $E = V_p / 2.8$ (eV)

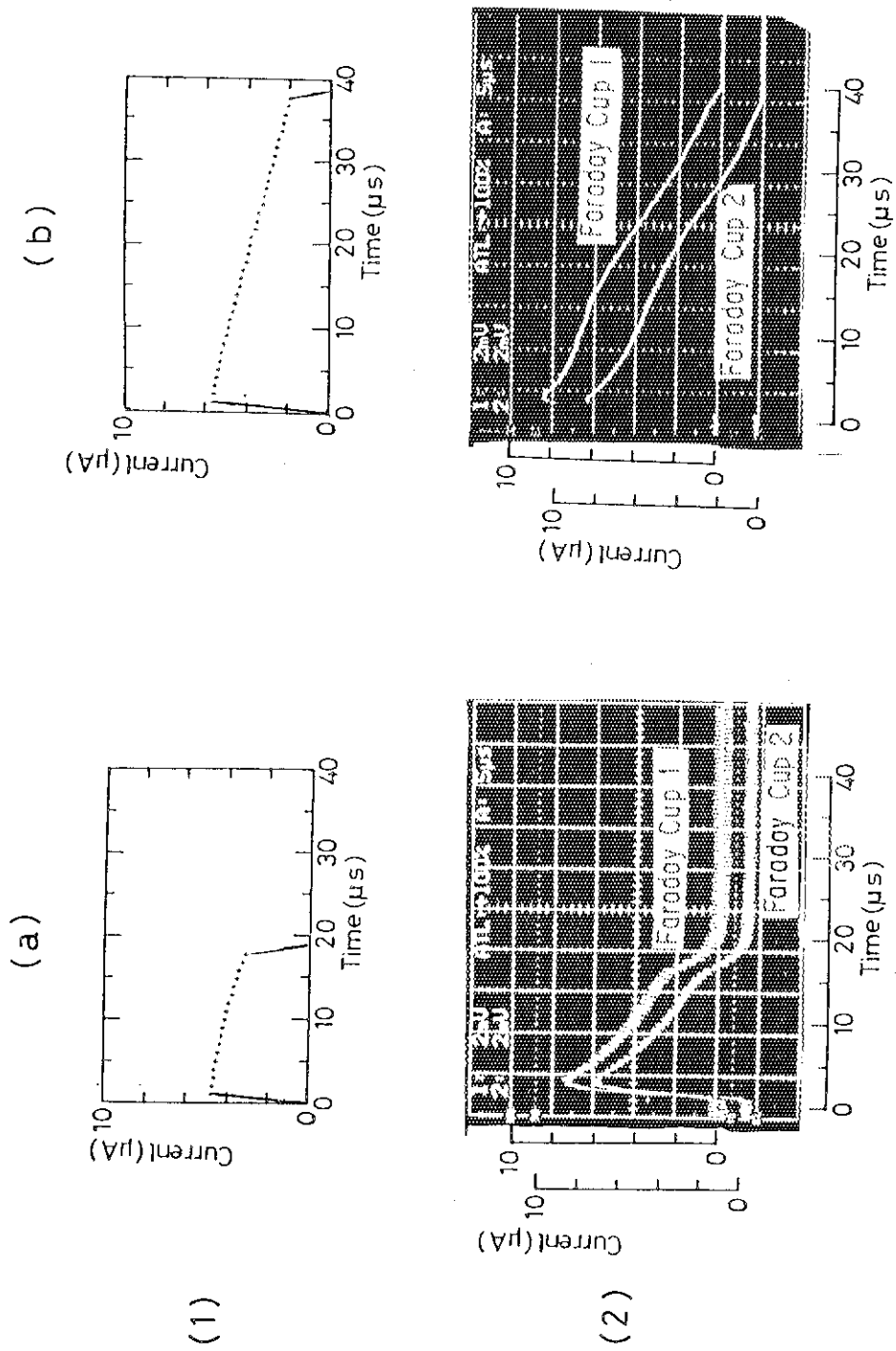


図10 高周波電圧印加及び正負電圧印加時のイオン回収電流波形
 (a) 高周波電圧印加 (b) 正負電圧印加
 (1) 1次元モデルの計算 (2) 実験結果 (図4)

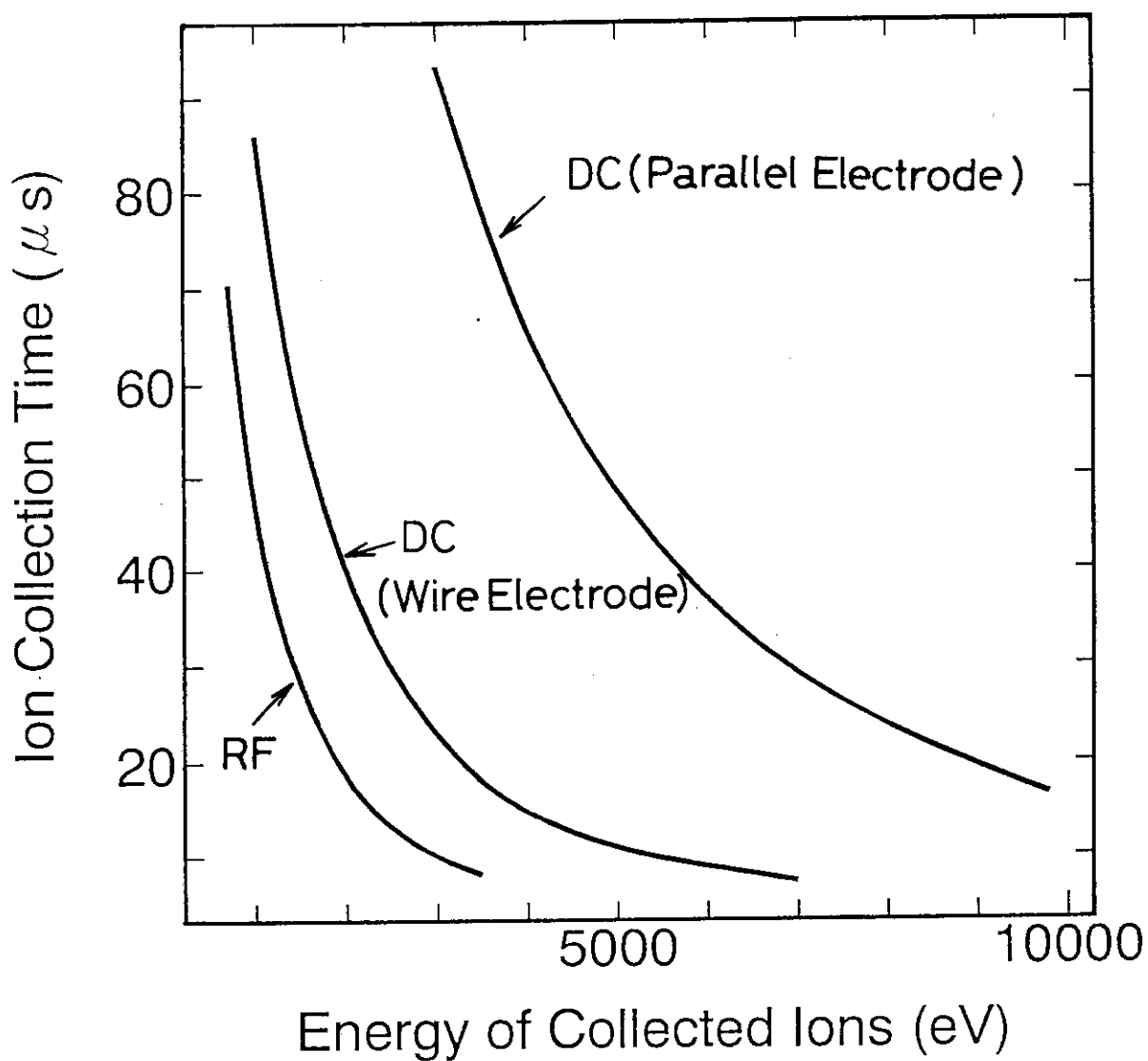


図11 $^{235}\text{U}^+$ の回収イオンエネルギーと回収時間の関係の推定値

計算条件

回収電極間距離	5 cm
イオン生成部の幅	3 cm
初期イオン密度	$3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$