

JAERI-Research

97-025



磁場中で生成したレーザー共鳴イオン化プラズマの
磁場を横切る流れ

1997年3月

松元英也*・池畠 隆*・真瀬 寛*
小倉浩一・柴田猛順

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、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。
入手の問合せは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越しください。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。

This report is issued irregularly.

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

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1997

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 いばらき印刷(株)

磁場中で生成したレーザー共鳴イオン化プラズマの磁場を横切る流れ

日本原子力研究所東海研究所燃料研究部

松元 英也*・池畠 隆*・真瀬 寛*

小倉 浩一・柴田 猛順

(1997年2月18日受理)

磁場中を垂直に流れるネオジム原子ビームにパルス色素レーザー光を照射し、共鳴イオン化によりドリフト速度約750m/sの遅いプラズマ流を生成した。プラズマのイオン密度が高いときはプラズマが磁場を横切って直進し、プラズマの生成位置から57mm下流に設けた平板コレクタで検出された。イオン密度を低くしていくと、磁場を高くするに従い磁場を横切り直進して来るプラズマ量の減少が見られ、さらに磁場を高くしていくと検出されなくなった。

プラズマのイオン密度 $3.5 \times 10^7 \sim 1.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 、磁場 $0 \sim \pm 2460 \text{ G}$ の広い範囲で平板コレクタに到達するプラズマ量を調べ、磁場中で作られる分極電荷層の厚さがプラズマの幅に比べ、十分薄いときにプラズマは磁場を横切って直進することが確認できた。

Cross-Field Flow of Plasma Produced in Magnetic Field
by Laser Resonance Photoionization

Hideya MATSUMOTO*, Takashi IKEHATA*, Hiroshi MASE*
Koichi OGURA and Takemasa SHIBATA

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

(Received February 18, 1997)

A slow ($v=750\text{m/s}$) neodymium plasma stream was produced by laser resonance photoionization in a transverse magnetic field of up to 2460G. The plasma density was in the range of $3.5 \times 10^7 - 1.0 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$. The high-density plasma flowed straight and plasma ions were detected by a planar collector set 57mm downstream from the position of plasma production. On the contrary, in the case of the low-density plasma, the number of ions detected by the collector decreased with increasing the magnetic field. When the magnetic field was made further stronger, ions were not detected at all. From the parameter survey in the wide range of the plasma density and magnetic field, it is confirmed that the thickness of the polarization layer has to be much smaller than the diameter of the plasma for the cross-field flow of the plasma.

Keywords: Cross-Field Flow, Plasma, Laser, Resonance Photoionization, Polarization

* Ibaraki University

目 次

1. はじめに	1
2. 実験	3
2.1 磁場の強さと分布	3
2.2 プラズマ生成	3
2.3 測定部	4
3. プラズマ生成時のイオン密度の測定	4
4. 磁場中のプラズマの流れの実験結果	6
5. 考察	7
6. おわりに	9
参考文献	10
付録 ネオジムイオン化に用いたイオン化スキームとゼーマン効果	30

Contents

1. Introduction	1
2. Experiment	3
2.1 Magnetic Field Distribution	3
2.2 Plasma Production	3
2.3 Apparatus	4
3. Measurement of the Initial Ion Density	4
4. Experimental Results	6
5. Discussion	7
6. Conclusion	9
References	10
Appendix Influence of Zeeman Effect to Neodymium Ionization Scheme	30

1. はじめに

プラズマが磁場を横切って流れるとき、プラズマ内のイオンが磁場によりラーマー半径で旋回すれば、プラズマは磁場を横切って直進しないはずであるが、直進する場合がある。この問題は、プラズマ物理の基礎的テーマとして理論、実験の両面から多くの研究がなされている⁽¹⁻⁶⁾。プラズマ粒子の圧力と磁場の圧力の比 β 値が1より十分に大きい場合は、外部から加えられた磁場がプラズマの反磁性効果により打ち消されてしまい、プラズマ内には磁場がなくなるため直進する。プラズマの β 値が1より充分小さい時は図1のように、プラズマ中のイオンと電子がローレンツ力により分極電場を形成し、 $E \times B$ ドリフトによって磁場を横切り直進する。このとき分極電荷層の厚さ Δ は

$$\Delta = \frac{\epsilon_0 u B}{e n_i} = \frac{r_{ic}}{\epsilon_r - 1} \quad (1)$$

である。ここで ϵ_0 は真空の誘電率、 u はプラズマ流のドリフト速度、 B は磁場、 e は電荷、 n_i はイオン密度、 r_{ic} はイオンラーマー半径、 ϵ_r はプラズマの比誘電率で、それぞれ次のように表される。

$$r_{ic} = \frac{u}{\Omega_i} \quad (2)$$

$$\epsilon_r = 1 + \frac{\omega_i^2}{\Omega_i^2} = 1 + \frac{n_i M}{e_0 B^2} \quad (3)$$

ここで、 $\Omega_i = eB/M$ はイオンサイクロトロン周波数、 ω_i はイオンプラズマ周波数、 M はイオンの質量である。従って、プラズマが磁場を横切って進むためには、その幅を w とすれば

$$w \gg \Delta = \frac{r_{ic}}{\epsilon_r - 1} \quad (4)$$

となる。さらにPeter等⁽⁷⁾は、磁場のない領域から磁場を横切って進むプラズマについて考察し(4)の条件に加え、次の2条件を満たすとプラズマは直進すると述べている。

$$w < \frac{1}{2} r_{ic} \quad (5)$$

$$\epsilon_r \gg \sqrt{M/m_e} \quad (6)$$

ここで、 m_e は電子の質量である。(5)式は、分極電場によるポテンシャルエネルギー

ーがプラズマの入射エネルギーを越えないこと、(6)式は、進行方向にもほとんど荷電分離を生じないことのための条件である。これまでにダイオードイオン源で生成した大強度電荷中和パルスイオンビーム⁽⁸⁻¹⁰⁾や、プラズマ銃からのプラズマを磁場のない領域から磁場に垂直に入射させた多くの実験⁽¹¹⁻¹³⁾が行われており、上記の(4)、(5)、(6)の3条件が、プラズマが磁場のない領域から磁場に垂直に入射して、磁場中を直進する条件であることが確かめられている。しかし、イオンのドリフトエネルギーが非常に低く、1eV程度以下のプラズマ流の磁場中での挙動を調べた実験例はない。また、磁場中で固体ターゲットに高出力レーザー光を照射したプラズマの挙動については多くの研究⁽¹⁴⁾があるが、磁場中に孤立して生成されたプラズマ流についての実験例もほとんどない。

一方、小倉等^(15,16)は、原子法レーザー同位体分離の基礎研究の中で、磁場を横切って流れるガドリニウム原子ビームを、パルス色素レーザー光により共鳴イオン化して生成したプラズマの磁場中での挙動を調べ、100G程度の磁場ではプラズマは磁場による偏向を受けずに直進することを明らかにしている。これも、 ϵ_r が 8×10^6 と非常に大きく(6)式の条件が満たされており図1のように分極電場により直進していることで説明されている。

色素レーザーを用いた共鳴イオン化プラズマは、電子温度が非常に低く^(17,18)、イオンのドリフトエネルギーは1eV以下であること⁽¹⁹⁾、プラズマ密度を広い範囲で変化させることができること^(20,21)、一様磁場中に孤立したプラズマを瞬時に生成できるなどの特徴がある。

ここでは共鳴イオン化生成プラズマを用い、イオンのドリフトエネルギーが1eV以下で磁場中に孤立して生成されたプラズマ流が、どういう条件で磁場に垂直に流れかかるを調べる実験を行った。同位体分離の基礎実験は、100G程度の磁場での挙動を調べることが目的であったが、磁場を横切るプラズマの挙動の研究には、より強い磁場が望ましいので、磁場を2460Gまで増強した。

なお、同様の実験をネオジム原子ビームを用いて、昨年行っている⁽²³⁾。しかし、プラズマ生成時のイオン密度評価に誤りがあり、得られた結論も正しくないことが分かった。ネオジム原子をイオン化するときに用いた遷移が、ゼーマン効果が大きく、イオン化率が磁場依存性をもつにもかかわらず、これを無視したためにイオン密度の評価を誤ってしまった。このため、ここではゼーマン効果が小さく、イオン化率が磁場依存性をもたない遷移を用いて、ネオジム原子をイオン化して実験を行った。イオン化率のゼーマン効果については付録に述べる。

2. 実験

実験装置は、原子法レーザー同位体分離の基礎実験に用いてきた装置⁽¹⁴⁻²²⁾に、コイル、鉄芯を新たに付加した。装置の全体図を図2に、真空容器内部の概略を図3に、磁場発生部を図4に示す。

2.1 磁場の強さと分布

図4のように真空容器外に直径250mmのコイル、真空容器内に直径100mmの鉄芯を設置し、さらにその鉄芯を含む磁気回路を真空容器外に設けた。鉄芯には中心、及び中心から20mm下に、レーザー光を導入する直径15mmの穴が設けてあり、本実験では下側の穴を用いた。磁場は $+z$ 方向を正とした。磁場は図5(a)のようにコイル電流にはほぼ比例し、コイル電流の0~35Aの変化に対して0~2460Gの磁場が発生するが、わずかにヒステリシスがある。図5(b)は+35Aおよび-35A流した後の0A近傍での磁場である。 $\pm 35A$ 流したあとは、0A時で $\pm 40G$ の磁場が残っている。図6(a)、

(b)はコイル電流10Aの時の磁場分布で、(a)は、鉄芯の中心軸上 z 方向の磁場分布、(b)は、磁極間の中心における x 方向の磁場分布を測定したものである。図6(b)より磁極間隔の直径70mm部分ではほぼ一様な磁場分布であることがわかる。

2.2 プラズマ生成

水冷銅るっぽ内のネオジム金属を電子銃加熱蒸発させて原子ビームを発生させた。原子ビームは14mm×40mmのスリットを通過後、磁場中に設置された間隔30mmの2枚の電極間にに入る。電子ビーム加熱蒸発で発生するネオジムプラズマ粒子が、レーザー照射部に入らないように2枚の除去電極に-50Vを印加した⁽²⁴⁾。蒸発面から683mm上に置いた水晶振動式膜厚計で蒸着速度を測定した。本実験では蒸着速度5.0~18.0 Å/sで実験を行った。原子ビームの速さは、真空電子天秤^(19,25)で蒸発面から348mmの位置で測定した。図7に蒸発面から348mmの位置での原子ビームの速さと蒸着速度との関係を示す。横軸の蒸着速度は蒸発面から683mm上に置いた水晶振動式膜厚計の位置で換算した蒸着速度も目盛った。レーザー照射部での中性原子密度は、蒸着速度と真空電子天秤で測定した原子ビーム速度(550~800m/s)から推定でき、本実験では $8.0 \times 10^9 \sim 2.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 程度である。

磁場中に設置された電極間にに入ったネオジム原子ビームに、パルス幅約10nsの色素レーザー光を照射し、図8のように 1128cm^{-1} の準安定準位にあるネオジム原子を1波長2段階イオン化スキームを用いてイオン化した。このスキームは、付録で述べるようにゼーマン効果が小さく、本実験で印加する磁場強度ではイオン化率はほとん

ど変化しない。パルスエネルギー密度は $3\sim100\mu\text{J}/\text{cm}^2$ の範囲で変化させ、生成イオンの密度を変化させた。

レーザー光によって励起された 45998cm^{-1} は、ネオジム原子のイオン化ポテンシャルの 44562cm^{-1} より 1436cm^{-1} 高いので、 0cm^{-1} または 513cm^{-1} の準位のネオジムイオンが生成する。このとき 1436cm^{-1} または 923cm^{-1} の電子がイオン化時に放出され、この電子のエネルギーは 0.18eV または 0.11eV となる。電子一電子間の衝突速度は速く、これが熱化すればそれぞれ 0.12eV 、 0.08eV となる。どちらか一方のイオンが生成しているのか、または、両方であるかは不明であるが両者の平均とすればプラズマの電子温度は 0.1eV と推定される。レーザー光の断面は直径 10mm の円であるので、電極には、パルス的に直径 10mm 、磁力線方向に長さ 40mm の円柱状のプラズマが生成する。生成したプラズマは原子ビームと同じ速度で上昇する。今回の実験では約 $550\sim800\text{m/s}$ で、イオンのドリフトエネルギーは $0.4\sim0.5\text{eV}$ 程度である。

2.3 測定部

図9は測定部の詳細図で (a) は垂直断面図を (b) は水平断面図を示す。磁場を横切りプラズマ生成位置より 57mm 上部の平板コレクタまで流れてくるプラズマを観測した。磁場発生部の鉄芯は常に接地電位で、電極1、2も接地した。平板コレクタのケースと電極1は同電位で、平板コレクタとケースとはセラミックスペーサにより絶縁した。ケースの下面是、磁場方向 16mm 、磁場に垂直方向 28mm の穴で透過率81%のメッシュを張った。平板コレクタに -76V の電圧を印加することで、メッシュとコレクタ間の電場によってケース下面のメッシュに到達したプラズマ中のイオンを平板コレクタに集めた。集めたイオンは $10\text{k}\Omega$ または $2\text{k}\Omega$ の抵抗を通して、イオン電流としてオシロスコープで検出した。

3. プラズマ生成時のイオン密度の測定

プラズマの特性として重要であり、しかもプラズマの比誘電率を決めるイオン密度は、レーザーによる生成位置と平板コレクタでの検出位置の2点で測定した。ここではプラズマ生成初期イオン密度の測定法について述べる。図10に示すように電極2は接地電位のままでし、電極1とイオン検出板ケースに -152V を印加した。共鳴イオン化によりプラズマが生成されると、プラズマ中のイオンは負の電極1に短時間内にすべて引き出される。電極1、ケースとともに幅 38mm 、高さ 65mm の穴をあけ、いずれにも透過率81%のメッシュを張った。電極1に引き出されたイオンのうち、メッシュ

ど変化しない。パルスエネルギー密度は $3\sim100\mu\text{J}/\text{cm}^2$ の範囲で変化させ、生成イオンの密度を変化させた。

レーザー光によって励起された 45998cm^{-1} は、ネオジム原子のイオン化ポテンシャルの 44562cm^{-1} より 1436cm^{-1} 高いので、 0cm^{-1} または 513cm^{-1} の準位のネオジムイオンが生成する。このとき 1436cm^{-1} または 923cm^{-1} の電子がイオン化時に放出され、この電子のエネルギーは 0.18eV または 0.11eV となる。電子一電子間の衝突速度は速く、これが熱化すればそれぞれ 0.12eV 、 0.08eV となる。どちらか一方のイオンが生成しているのか、または、両方であるかは不明であるが両者の平均とすればプラズマの電子温度は 0.1eV と推定される。レーザー光の断面は直径 10mm の円であるので、電極には、パルス的に直径 10mm 、磁力線方向に長さ 40mm の円柱状のプラズマが生成する。生成したプラズマは原子ビームと同じ速度で上昇する。今回の実験では約 $550\sim800\text{m/s}$ で、イオンのドリフトエネルギーは $0.4\sim0.5\text{eV}$ 程度である。

2.3 測定部

図9は測定部の詳細図で (a) は垂直断面図を (b) は水平断面図を示す。磁場を横切りプラズマ生成位置より 57mm 上部の平板コレクタまで流れてくるプラズマを観測した。磁場発生部の鉄芯は常に接地電位で、電極1、2も接地した。平板コレクタのケースと電極1は同電位で、平板コレクタとケースとはセラミックスペーサにより絶縁した。ケースの下面是、磁場方向 16mm 、磁場に垂直方向 28mm の穴で透過率81%のメッシュを張った。平板コレクタに -76V の電圧を印加することで、メッシュとコレクタ間の電場によってケース下面のメッシュに到達したプラズマ中のイオンを平板コレクタに集めた。集めたイオンは $10\text{k}\Omega$ または $2\text{k}\Omega$ の抵抗を通して、イオン電流としてオシロスコープで検出した。

3. プラズマ生成時のイオン密度の測定

プラズマの特性として重要であり、しかもプラズマの比誘電率を決めるイオン密度は、レーザーによる生成位置と平板コレクタでの検出位置の2点で測定した。ここではプラズマ生成初期イオン密度の測定法について述べる。図10に示すように電極2は接地電位のままでし、電極1とイオン検出板ケースに -152V を印加した。共鳴イオン化によりプラズマが生成されると、プラズマ中のイオンは負の電極1に短時間内にすべて引き出される。電極1、ケースとともに幅 38mm 、高さ 65mm の穴をあけ、いずれにも透過率81%のメッシュを張った。電極1に引き出されたイオンのうち、メッシュ

を抜けたイオンは -152V の電位を印加したイオン検出板に流れる。これを $2\text{k}\Omega$ の抵抗を通してオシロスコープによりイオン電流として検出した。イオン電流測定の一例を図11に示す。図11は蒸着速度が 9.8\AA/s 、レーザーエネルギー密度が $100\mu\text{J/cm}^2$ の時のイオン電流の測定例である。プラズマ生成時のイオン密度は、イオン電流を積分して求まる電荷量を電荷 e とプラズマの体積で割ることで導かれる。図11のイオン電流の積分値は $2.8 \times 10^{-10}\text{C}$ である。従って、

$$2.8 \times 10^{-10} \times \frac{40 \text{ (電極1の幅)}}{38 \text{ (電極1の穴の幅)}} \times \frac{1}{0.81 \text{ (電極1穴のメッシュ透過率)}} \\ \times \frac{1}{0.81 \text{ (イオン検出板ケース穴のメッシュの透過率)}} = 4.5 \times 10^{-10} \text{ C}$$

のイオン電荷量が生成時にできたと考えられる。生成時のプラズマの体積は直径 10mm 、磁力線方向の長さ 40mm から、

$$0.5 \times 0.5 \times \pi \times 4 = 3.14\text{cm}^3$$

なのでこのときの初期密度は $8.9 \times 10^8\text{cm}^{-3}$ と推定される。図12は磁場を印加しない時、レーザーエネルギー密度 $100\mu\text{J/cm}^2$ で照射し、蒸着速度のみを変化させたときのイオン密度である。プラズマ生成時のイオン密度は 10\AA/s 以下では蒸着速度にはほぼ比例していることが分かる。次にプラズマ生成時のイオン密度の磁場による影響を調べた。このとき電子ビーム入力パワーを調節して、できるだけ蒸着速度が 5\AA/s 近辺で一定となるようにしているが、多少変化してしまう。このため図13は、生成時の初期イオン密度は蒸着速度に比例していると考え、 5\AA/s のとき初期イオン密度を磁場の関数として示したものである。磁場を印加した場合でも（イオン密度/蒸着速度）が大きく変化していないことが分かる。これは付録で述べているようにゼーマン効果によるスペクトル幅の広がりがレーザーの線幅よりも狭いためである。プラズマの磁場を横切る流れの実験では、電極1、2とも接地電位にするためイオン密度は測定できない。このため、実験前にレーザー光のエネルギーを一定としてイオン密度と蒸着速度との間の比例定数を測定しておき、実験では蒸着速度からプラズマ生成時のイオン密度を推定した。また、平板コレクタに到達時のイオン密度については、平板コレクタに流れる電流値から推定した。この推定法については次章以下で述べる。

4. 磁場中のプラズマの流れの実験結果

図14 (a)、(b)、(c)、(d) は電極1、2を接地電位にして磁場を印加した時、プラズマ生成位置より57mm下流の平板コレクタに到達するイオン電流がどのように変化するかを見た測定例である。図には実験時の印加磁場とプラズマ生成時の初期イオン密度、プラズマ生成時の比誘電率 ϵ_r を示してある。図14 (a) はレーザーエネルギー密度 $100\mu\text{J}/\text{cm}^2$ 、蒸着速度が $9.0\sim12.0\text{\AA/s}$ 、初期イオン密度が $8.6\times10^8\sim1.1\times10^9\text{cm}^{-3}$ の時のものである。図14 (b) はレーザーエネルギー密度 $40\mu\text{J}/\text{cm}^2$ 、蒸着速度が $11.0\sim14.5\text{\AA/s}$ 、初期イオン密度が $2.7\times10^8\sim3.5\times10^8\text{cm}^{-3}$ の時、図14 (c) はレーザーエネルギー密度 $9\mu\text{J}/\text{cm}^2$ 、蒸着速度が $9.0\sim14.5\text{\AA/s}$ 、初期イオン密度が $9.8\times10^7\sim1.5\times10^8\text{cm}^{-3}$ の時、図14 (d) はレーザーエネルギー密度 $3\mu\text{J}/\text{cm}^2$ 、蒸着速度が $10.5\sim14.0\text{\AA/s}$ 、初期イオン密度が $3.0\times10^7\sim4.1\times10^7\text{cm}^{-3}$ の時のものである。なお、図14はコイル電流が0、10、20、30Aのときで、正方向の磁場の場合を示しており、40Gの磁場はコイル電流0Aのときのものである。イオン到達割合を次のように定義し、図14の結果を整理した。生成時の密度、形状が変化せずにプラズマがコレクタに到達すると仮定したとき、コレクタに流れるはずのイオン量を100%として、実際にコレクタにより検出されたイオン量の割合をイオン到達割合とした。例えば、図14 (a) の場合は、推定初期イオン密度は $1.0\times10^9\text{cm}^{-3}$ で、これがそのまま57mm上部のコレクタ下面のメッシュに入れば、

$$1.0\times10^9\text{cm}^{-3}\times0.785\text{cm}^2 \text{ (生成時の円柱プラズマ形状の断面積)} \\ \times 1.6\text{cm} \text{ (平板コレクタ用穴の磁力線方向長さ)} = 1.3\times10^9 \text{個}$$

のイオンがコレクタに流れ込むはずである。メッシュの透過率81%を考慮すれば、

$$1.3\times10^9 \text{個} \times 0.81 \times 1.6\times10^{-19}\text{C} = 1.7\times10^{-10}\text{C}$$

のイオン電荷量になる。これに対し、実験で検出されているイオン電流は、2150Gの磁場を印加した時についてみてみるとピーク値で $5.6\mu\text{A}$ の電流が、レーザー照射後 $73\mu\text{s}\sim110\mu\text{s}$ の時間に検出されている。イオン電流波形を三角形で近似すれば、検出イオン電荷量は

$$5.6\mu\text{A} \times 26.0\mu\text{s} \times 0.5 = 72.8\text{pC}$$

である。従ってイオン到達割合は43%である。図15 (a)～(d) には、イオン到達割合の磁場依存性を示す。なお、図14 (a) の1450Gや2150Gのときは平板コレクタで到達プラズマが観測されていない。このように観測されない時は図15では到達率0.1%のところに表示した。また、図16 (a)～(d) はレーザー照射後イオンが、平板コレクタに検出された時間を磁場強度に対してプロットしたものである。時間は

検出されたイオン電流のピーク時、立ち上がり時、立ち下がり時を示している。

図14 (a) のように初期イオン密度が約 $1.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ の場合、コイル電流0Aのときで40G、プラズマ生成位置から57mm上部に設置した平板コレクタにレーザー照射後約60μs後にイオン電流ピークが到達している。図14 (a)、図16 (a) に示すように約40Gから1450Gまで磁場を強くしていくに従い、イオン電流のピーク値が増大し、到達時間幅が短くなっている。さらに2460Gまで、ほぼ同様の電流波形が得られている。イオン到達の割合は、図15 (a) のように40~60%程度で磁場を強くしてもプラズマが流れているのがわかる。これに対し、初期イオン密度が約 $1.0 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ の場合は、図14 (c)、図15 (c)、図16 (c) のように磁場が強くなるに従い、コレクタに入るイオン電流の減少と到達時間の遅れが見られる。さらに初期イオン密度が約 $3.5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ まで低下すると図14 (d)、図15 (d)、図16 (d) のように磁場を820G印加したとき、初期イオン密度が約 $1.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 、約 $3.0 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ の場合と比較してレーザー照射後のプラズマの到達時間が約100μsと遅くなり、しかも到達イオン量が減少しているのが観測された。さらに印加磁場を1450Gまで強くすると、図14 (a) のようにコレクタに到達するプラズマが観測されなくなってしまう場合もある。図14、15、16には磁場の正方向のみであるが、図15は磁場の向きを負に逆転した場合も示している。図15 (c)、(d) のように磁場を高くしていくときのイオン到達量の減少は、正方向の方が顕著であることがわかる。

5. 考 察

磁場中でプラズマ流を作った場合、(4)式が最も重要な直進条件と考えられる。イオン到達割合を分極電荷層厚さ $\Delta = r_{ic}/(\epsilon_r - 1)$ の関数として表したのが、図17である。図17の Δ は、プラズマの初期イオン密度 n_{i0} を用いて計算しているので、プラズマ生成直後の分極電荷層の厚さである。いずれの場合も Δ は、生成時のプラズマ幅 1cm より小さい。しかし、57mm 下流コレクタへの到達割合が非常に小さくなったり、全く到達していない場合がある。ここで用いた Δ はレーザーにより生成された直後の Δ であるが、プラズマの膨張によりイオン密度は低下していくので、磁場中を流れているときの Δ は、初期プラズマのそれより大きくなっているはずである。ここで、平板コレクタによる検出イオン電流から平板コレクタに到達したプラズマのイオン密度 n_{ic} を推定し、このときの Δ を算出してみた。平板コレクタの入り口は磁場方向に 16mm、磁場に垂直方向に 30mm である。平板コレクタに入ってくるプラズマ

検出されたイオン電流のピーク時、立ち上がり時、立ち下がり時を示している。

図14 (a) のように初期イオン密度が約 $1.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ の場合、コイル電流0Aのときで40G、プラズマ生成位置から57mm上部に設置した平板コレクタにレーザー照射後約60μs後にイオン電流ピークが到達している。図14 (a) 、図16 (a) に示すように約40Gから1450Gまで磁場を強くしていくに従い、イオン電流のピーク値が増大し、到達時間幅が短くなっている。さらに2460Gまで、ほぼ同様の電流波形が得られている。イオン到達の割合は、図15 (a) のように40~60%程度で磁場を強くしてもプラズマが流れているのがわかる。これに対し、初期イオン密度が約 $1.0 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ の場合は、図14 (c) 、図15 (c) 、図16 (c) のように磁場が強くなるに従い、コレクタに入るイオン電流の減少と到達時間の遅れが見られる。さらに初期イオン密度が約 $3.5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ まで低下すると図14 (d) 、図15 (d) 、図16 (d) のように磁場を820G印加したとき、初期イオン密度が約 $1.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 、約 $3.0 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ の場合と比較してレーザー照射後のプラズマの到達時間が約100μsと遅くなり、しかも到達イオン量が減少しているのが観測された。さらに印加磁場を1450Gまで強くすると、図14 (a) のようにコレクタに到達するプラズマが観測されなくなってしまう場合もある。図14、15、16には磁場の正方向のみであるが、図15は磁場の向きを負に逆転した場合も示している。図15 (c) 、(d) のように磁場を高くしていくときのイオン到達量の減少は、正方向の方が顕著であることがわかる。

5. 考 察

磁場中でプラズマ流を作った場合、(4)式が最も重要な直進条件と考えられる。イオン到達割合を分極電荷層厚さ $\Delta = r_{ic}/(\epsilon_r - 1)$ の関数として表したのが、図17である。図17の Δ は、プラズマの初期イオン密度 n_{i0} を用いて計算しているので、プラズマ生成直後の分極電荷層の厚さである。いずれの場合も Δ は、生成時のプラズマ幅 1cmより小さい。しかし、57mm下流コレクタへの到達割合が非常に小さくなったり、全く到達していない場合がある。ここで用いた Δ はレーザーにより生成された直後の Δ であるが、プラズマの膨張によりイオン密度は低下していくので、磁場中を流れているときの Δ は、初期プラズマのそれより大きくなっているはずである。ここで、平板コレクタによる検出イオン電流から平板コレクタに到達したプラズマのイオン密度 n_{ic} を推定し、このときの Δ を算出してみた。平板コレクタの入り口は磁場方向に16mm、磁場に垂直方向に30mmである。平板コレクタに入ってくるプラズマ

の磁場に垂直方向の幅は現時点では分からぬが、20mmであるとすれば、平板コレクタに入るプラズマの断面積Sは、

$$S = 1.6\text{cm} \times 2\text{cm} = 3.2\text{cm}^2$$

である。また、プラズマが上に流れる速さをvとすれば、平板コレクタに流れる電流Iは、 $I = pn_{ic}evS$ と書くことができる。ここでpはメッシュの透過率である。vを原子速度と同程度と仮定し、約750m/sとすれば、 n_{ic} を推定できる。例えば図14 (c)において、磁場を1450G印加した時、初期イオン密度は $1.0 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$ で、平板コレクタ電流のピーク電流は $0.2\mu\text{A}$ である。これより平板コレクタに入る直前のイオン密度 n_{ic} を概略推定すると $6.4 \times 10^6 \text{cm}^{-3}$ となる。この場合の分極電荷層の厚さはプラズマ生成時には $5.9 \times 10^{-2}\text{mm}$ であったものが、平板コレクタ到達時には $9.4 \times 10^{-1}\text{mm}$ まで大きくなっていることが分かる。同様に他の場合についても n_{ic} を推定し、このときの磁場Bを用いてコレクタ近傍での分極電荷層の厚さ $\Delta_{col.}$ を計算した。イオン到達割合を平板コレクタ近傍での電荷層の厚さ $\Delta_{col.}$ の関数として表したのが図18である。 $\Delta_{col.}$ が1mm以上になると、イオン到達割合が特に減少している。プラズマの幅wはプラズマ生成時が1cm、膨張しても電極1、2の間隔3cmよりは狭い。従って $w \gg \Delta$ の式が成立すれば、プラズマが磁場中を直進するということを図18は実験的に示していると言える。ただし、図15のようにイオンの到達量が磁場の向きにもよっている原因は現在のところわからない。

磁場のない領域から磁場を横切って進むためには、さらに(5)式、(6)式の条件が必要とされる。(5)式について検討する。2200Gでは $v=750\text{m/s}$ のときラーマー半径 r_{ic} は5.1mmである。一方wは1~3cmなので(5)式は成立しないにもかかわらず、図14 (a) ~ (c) のようにプラズマは直進している。また、ネオジムプラズマの場合 $(M/m_e)^{1/2}=513$ であり、(6)式は $\epsilon_r > 513$ である。図19、図20はイオン到達割合の比誘電率依存性で、図19はプラズマ生成時の比誘電率 ϵ_r 、図20は、コレクタ到達時の推定イオン密度から計算した比誘電率 $\epsilon_{r,col.}$ 依存性である。図のように ϵ_r が数10程度でもプラズマは直進している。従って、磁場のない領域から磁場を横切って進むのに必要な条件である(5)、(6)式は磁場中に作ったプラズマでは直進条件とならないことが確かめられた。プラズマのイオン密度が高いときのプラズマの膨張の抑制については、95年に詳細にデータを取得し、プラズマ内の個々のイオンがその熱速度でサイクロトロン運動するというモデルで定性的に説明できることを明らかにしている⁽²⁶⁾。その概要は物理学会で説明している⁽²⁷⁾が、詳細をできるだけ早く別報で報告する予定である。

6. おわりに

0~2460Gの磁場中で垂直に流れているネオジム原子ビームにパルス色素レーザー光を照射し、共鳴イオン化で、ドリフト速度550~800m/s、電子温度約0.1eV、イオン密度 $3.0 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ~ $1.1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ のネオジムプラズマを生成した。プラズマ生成位置から57mm下流に設置した平板コレクタまで、プラズマが磁場を横切って到達するかどうかを観測した。低磁場で、プラズマのイオン密度が高い時は、プラズマが磁場を横切って直進し、コレクタに検出された。これに対し、高磁場でイオン密度を低くすると、磁場を横切り直進してくるプラズマの量の減少や、コレクタへの到達時間の遅れが見られた。磁場を横切って直進してくるプラズマの量が特に減少するとき磁場中で形成される分極電荷層の厚さを推定すると、1mm程度より大きい値となった。本実験でのプラズマの幅は2cm程度であるので、プラズマの幅に比べ、分極電荷層の厚さが十分薄いときにプラズマは磁場を横切って直進することができることが分かった。

参考文献

- (1) F. J. Wessel, N. Rostoker, A. Fisher, H. U. Rahman, and J. H. Song : Phys. Fluids **B 2**, 1467 (1990).
- (2) G. Schmidt : Phys. Fluids **3**, 961 (1960).
- (3) D. A. Baker and J. E. Hammel : Phys. Fluids **8**, 713 (1965).
- (4) L. Lindberg : Astrophys. Space Sci. **55**, 203 (1978).
- (5) K. Kamada, C. Okada, T. Ikehata, H. Ishizuka and S. Miyoshi : J. Phys. Soc. Jpn. **46**, 1963 (1979).
- (6) M. Galvez and C. Barthes : Phys. Fluids **31**, 863 (1988).
- (7) W. Peter and N. Rostoker : Phys. Fluids **25**, 730 (1982).
- (8) S. Robertson, H. Ishizuka, W. Peter and N. Rostoker : Phys. Rev. Lett. **47**, 508 (1981).
- (9) H. Ishizuka and S. Robertson : Phys. Fluids **25**, 2353 (1982).
- (10) T. Ikehata, K. Kamada, H. Ishizuka, T. Kawabe and S. Miyoshi : Phys. Rev. **25**, 3415 (1982).
- (11) M. Wickham and S. Robertson : Plasma Phys. **25**, 103 (1983).
- (12) C. R. Parsons and G. Jellison : J. Appl. Phys. **54**, 1631 (1983).
- (13) F. Wessel and S. Robertson : Phys. Fluids **24**, 739 (1981).
- (14) T. Matoba and S. Ariga : J. Phys. Soc. Jpn. **20**, 1477 (1971).
- (15) K. Ogura and T. Shibata : Bull. Am. Phys. Soc. **41**, 1540 (1996).
- (16) 小倉浩一、有沢孝、小塙章、柴田猛順 : 日本原子力研究所報告書 JAERI-M90-162 (1990).
- (17) 小倉浩一、柴田猛順 : 日本原子力研究所報告書 JAERI-Research 95-020 (1995).
- (18) 小倉浩一、柴田猛順 : 真空 **36**, 207 (1993).
- (19) K. Ogura and T. Shibata : Rev. Sci. Instrum. **65**, 3455 (1994).
- (20) 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 (1991).
- (21) K. Ogura, T. Arisawa and T. Shibata : Jpn. J. Appl. Phys. **31**, 1485 (1992).
- (22) K. Ogura and T. Shibata : Jpn. J. Appl. Phys. **33**, 1131 (1994).
- (23) 相島幸則、池畠隆、真瀬寛、小倉浩一、柴田猛順 : JAERI-Research 95-021 (1995).
- (24) H. Ohba, A. Nishimura, K. Ogura and T. Shibata : Rev. Sci. Instrum. **65**, 657 (1994).
- (25) 浜崎正則、阿部哲也、村上義夫 : 真空 **36**, 263 (1993).
- (26) 相島幸則 : 茨城大工 修士論文.
- (27) 相島幸則、池畠隆、真瀬寛、小倉浩一、柴田猛順 : 日本物理学会講演概要集 第50回年会(1995年3月)第4分冊 28PTX-11.

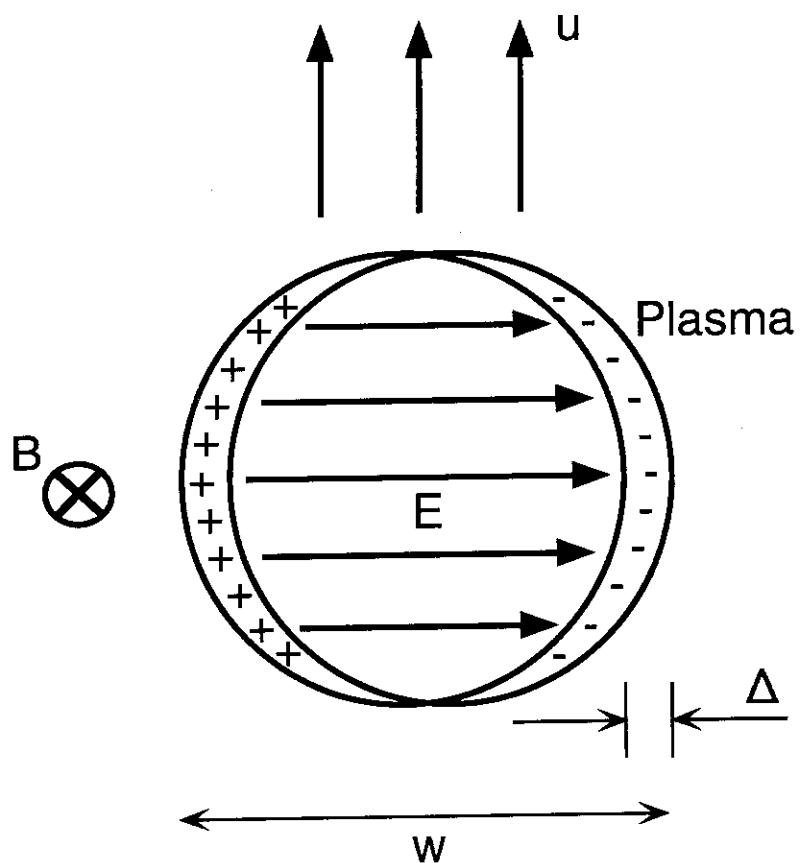


図1 プラズマが磁場を横切り直進する原理

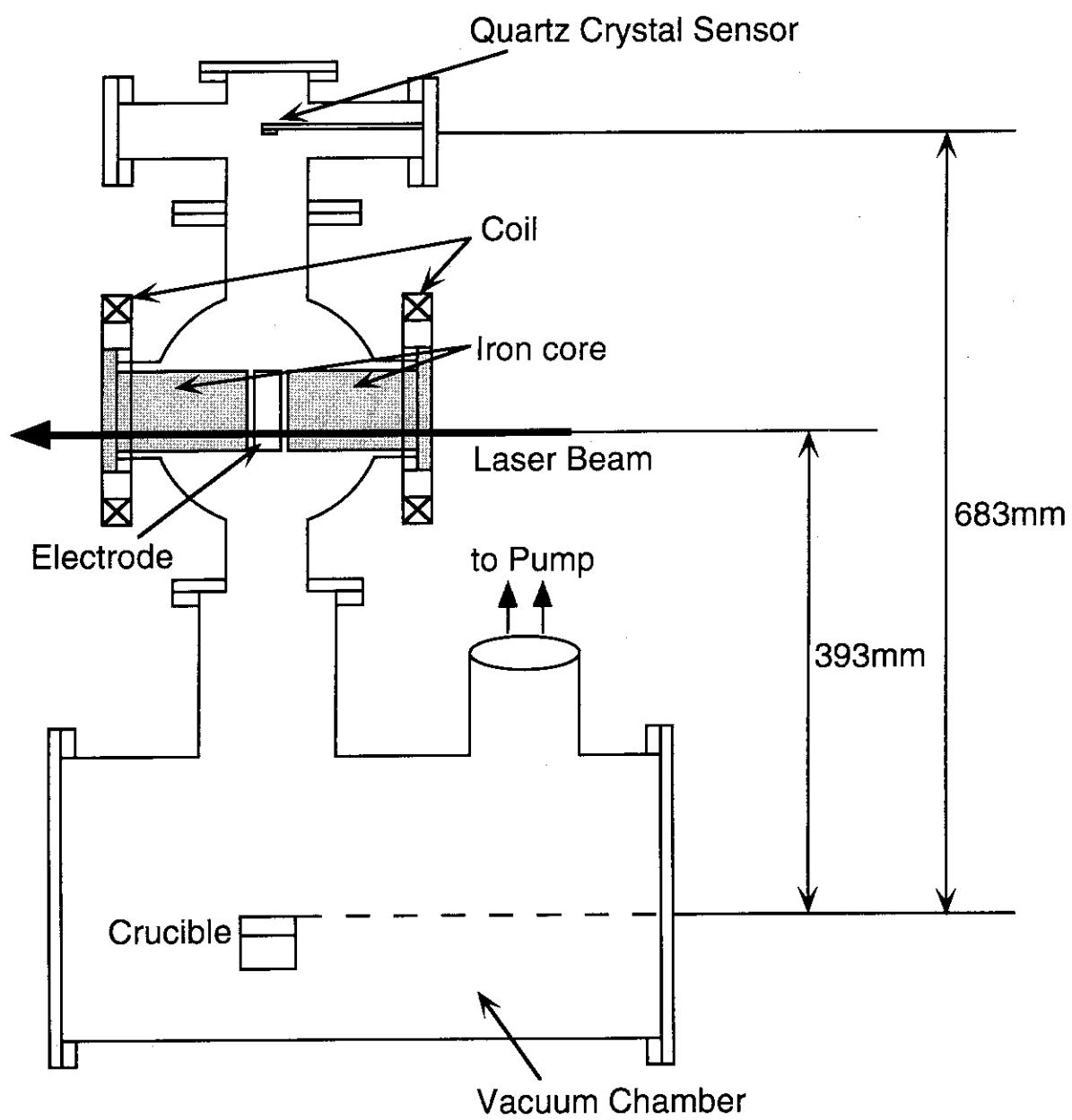


図2 実験装置全体図

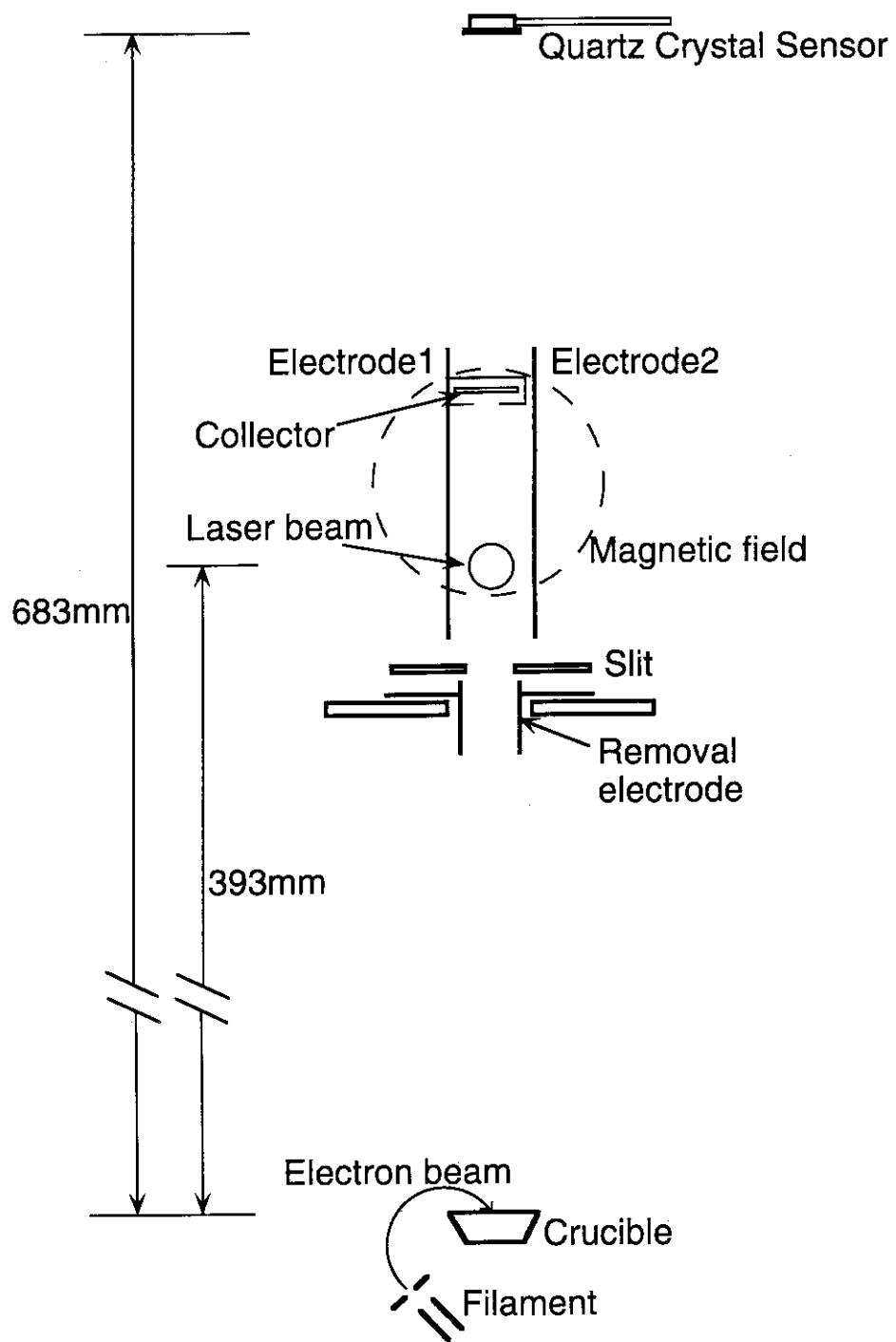


図3 真空容器内部の概略図

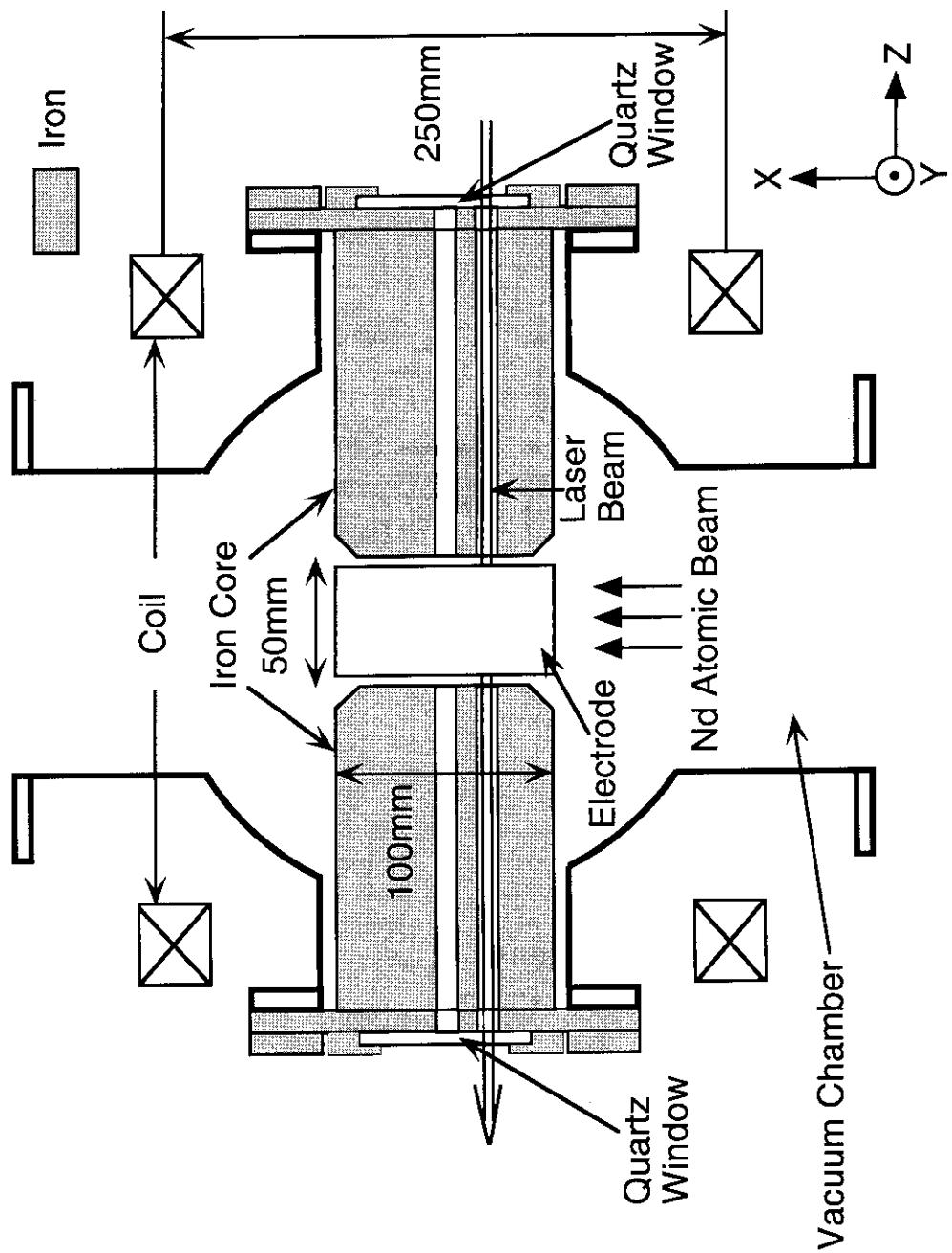


図4 磁場発生部

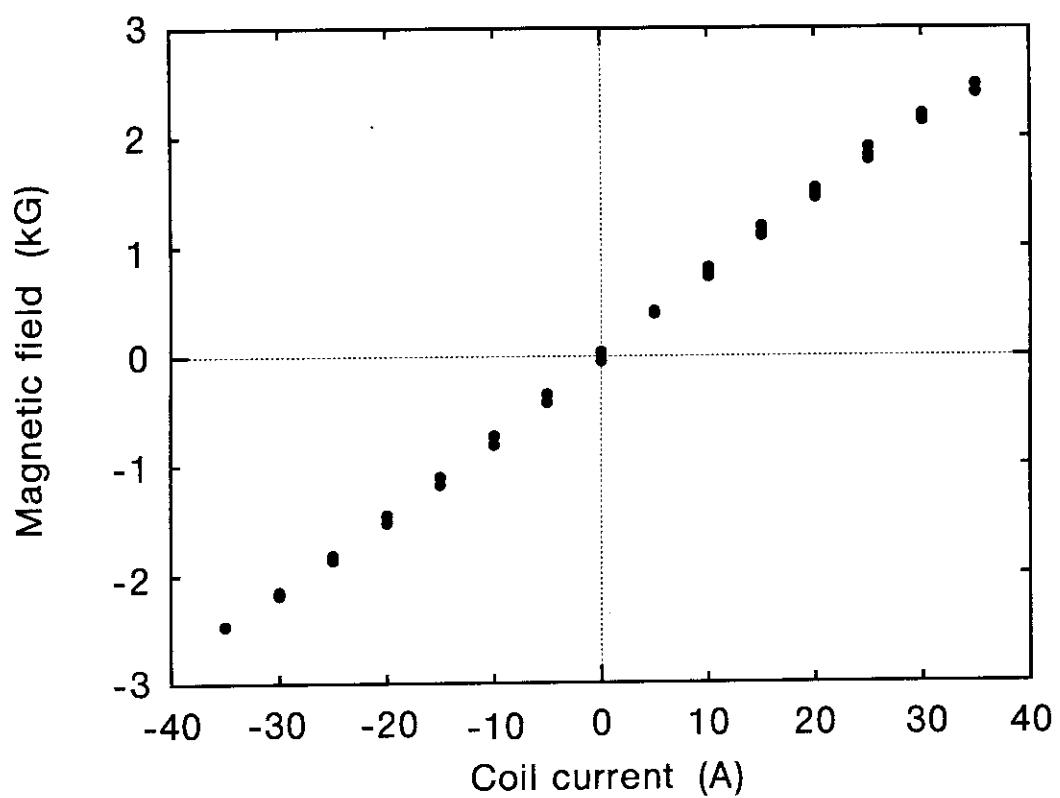


図5 (a) コイル電流に対する磁場

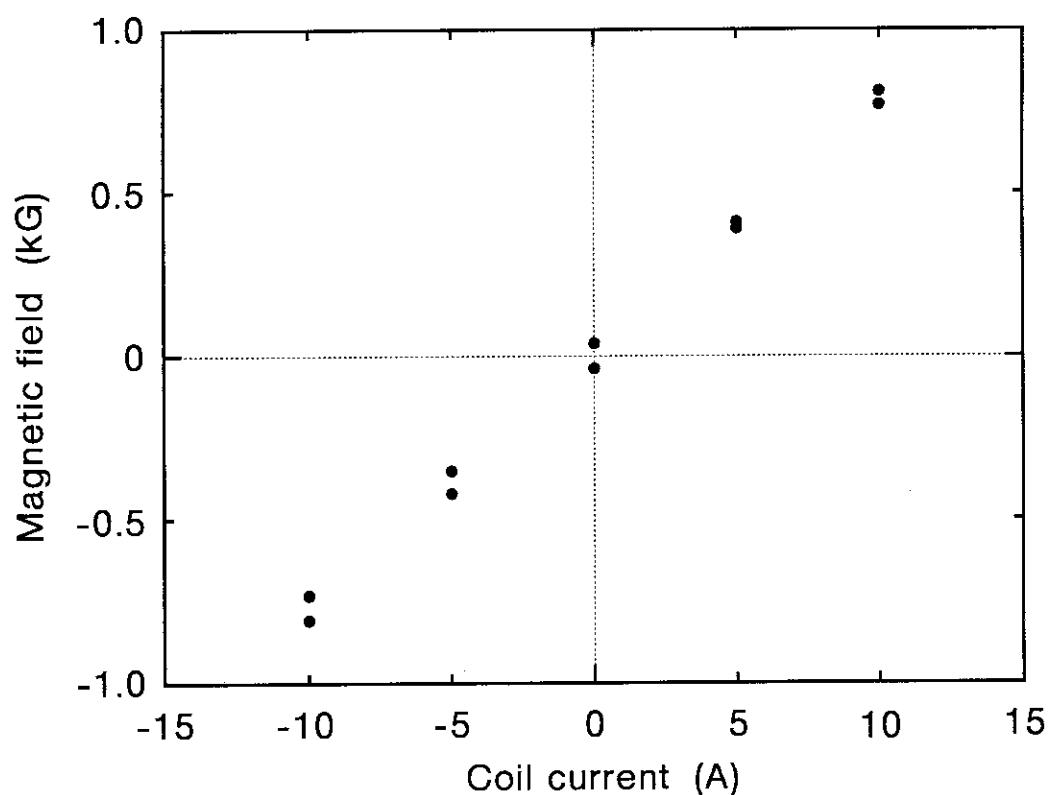
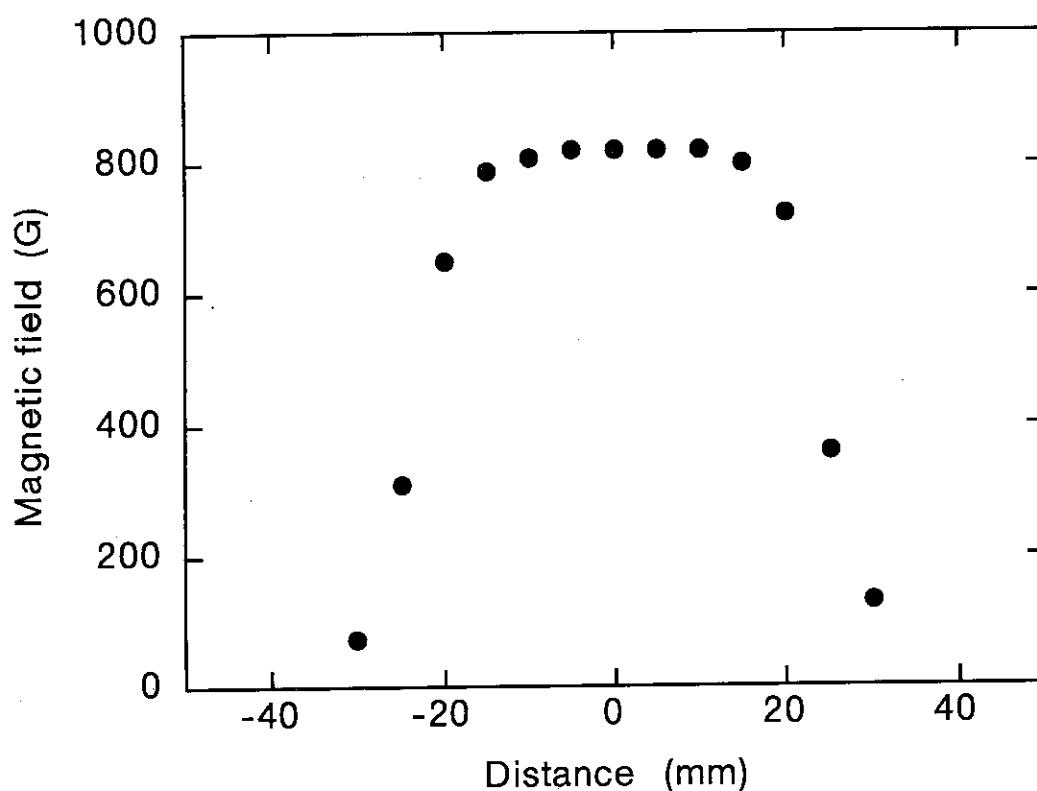
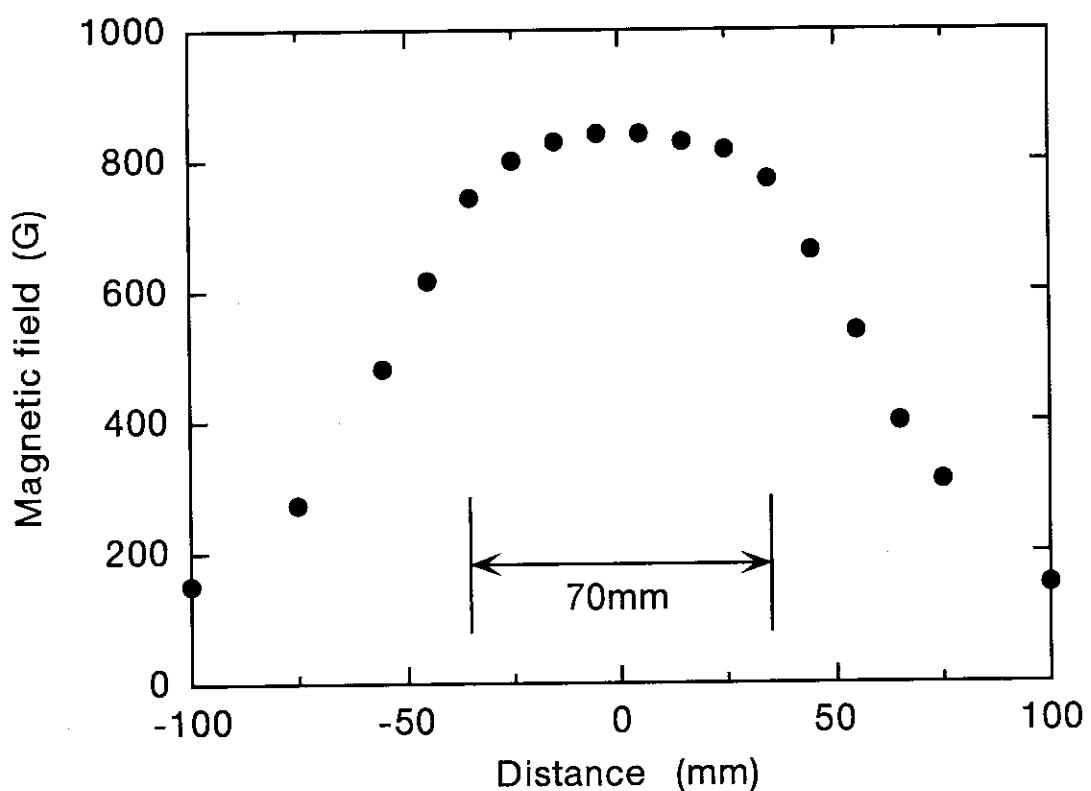


図5 (b) 0A近傍でのコイル電流に対する磁場



(a) Z方向の磁場分布



(b) X方向の磁場分布

図6 磁極間の磁場分布

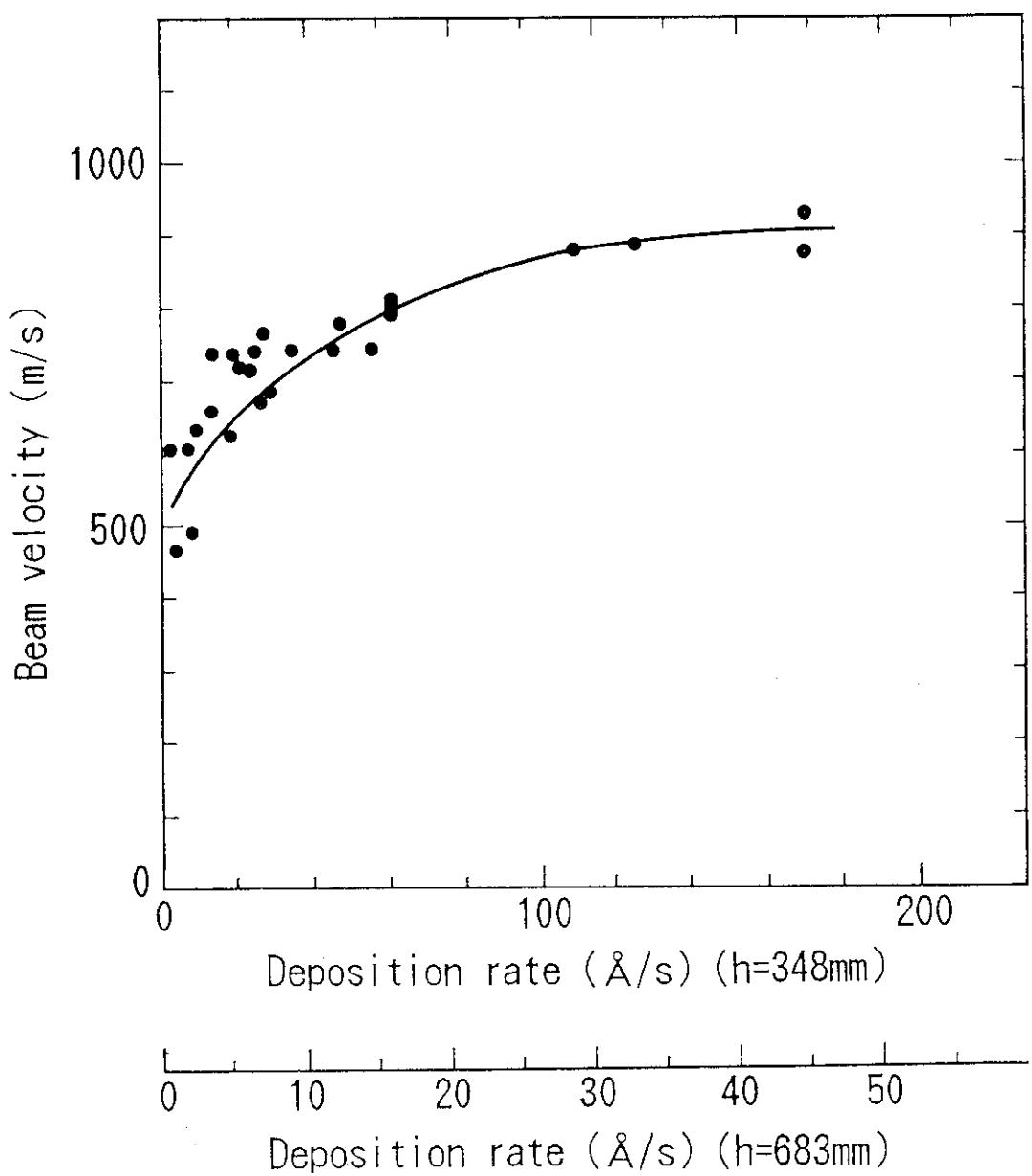


図7 ネオジム原子ビーム速度の蒸着速度依存性

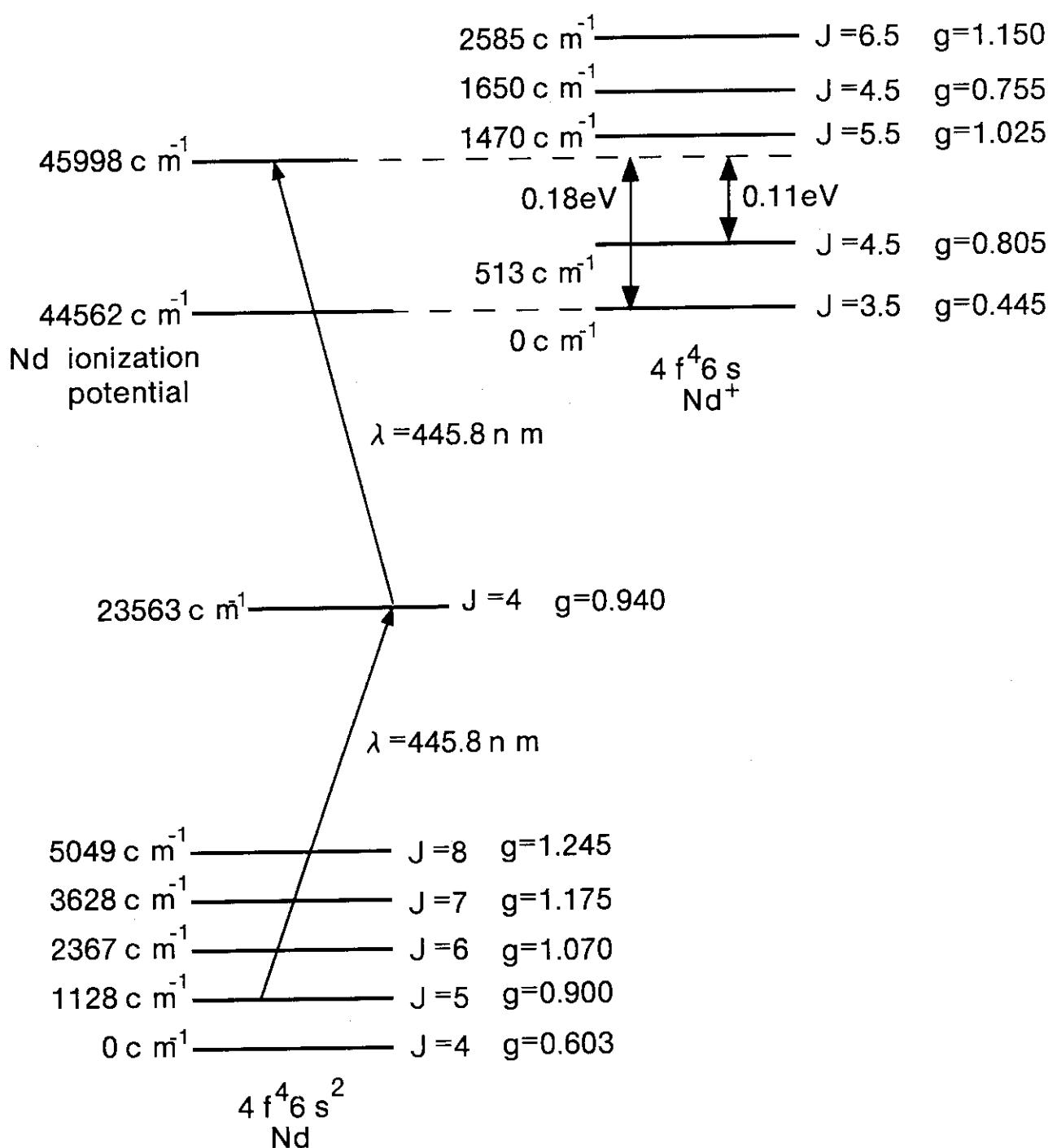
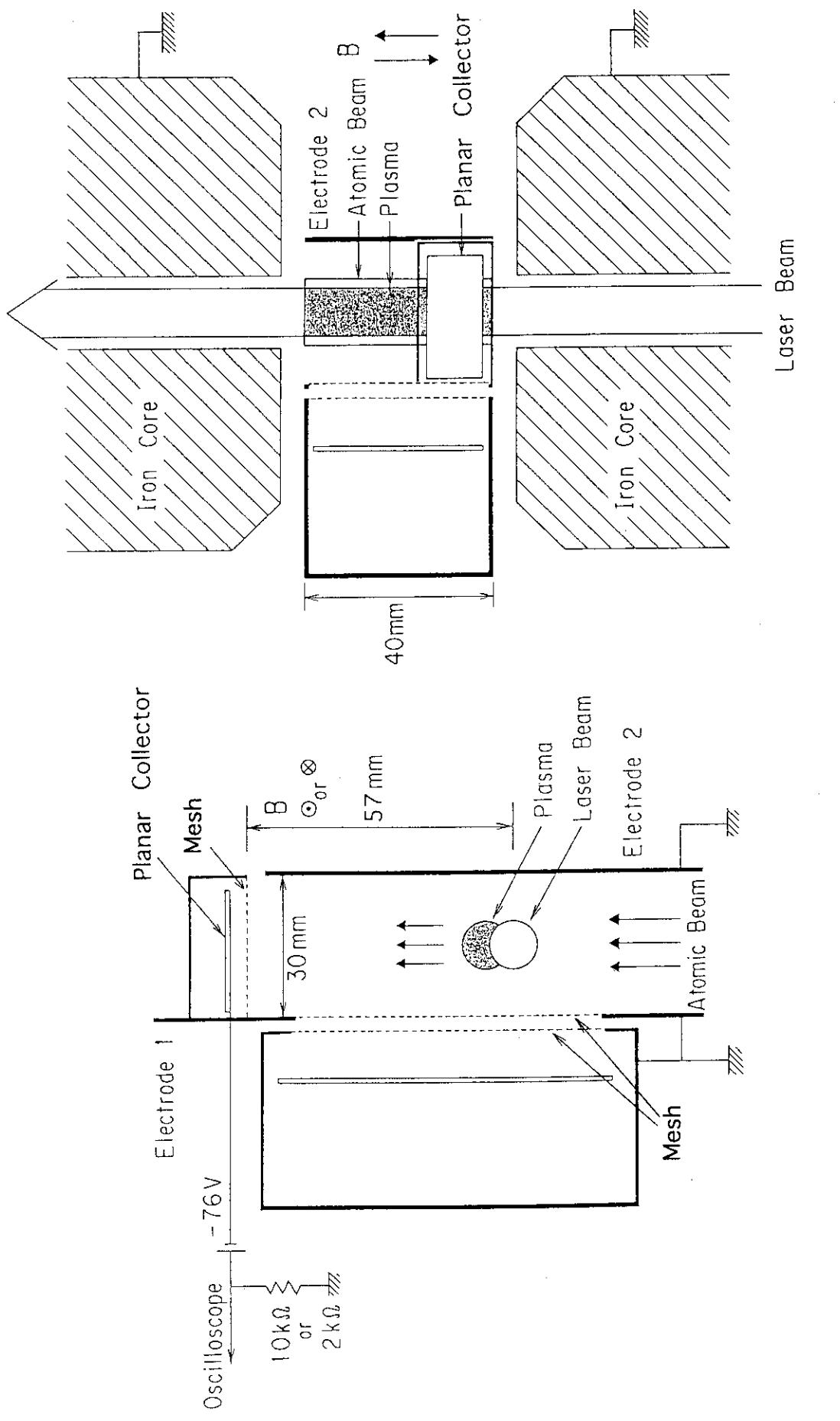


図8 ネオジムの1波長2段階共鳴イオン化スキーム



(a) 測定部の垂直断面図

(b) 測定部の水平断面図

図9 測定部の詳細図

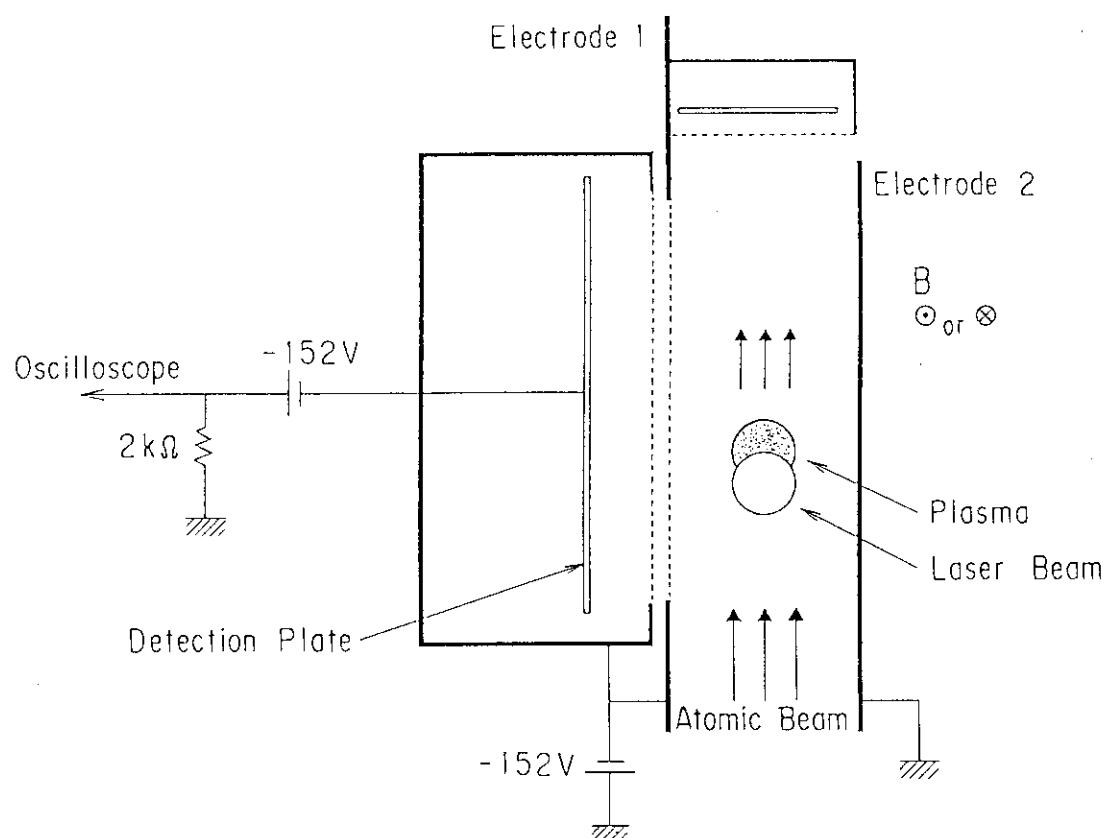


図10 イオン密度測定時の測定部の垂直断面図

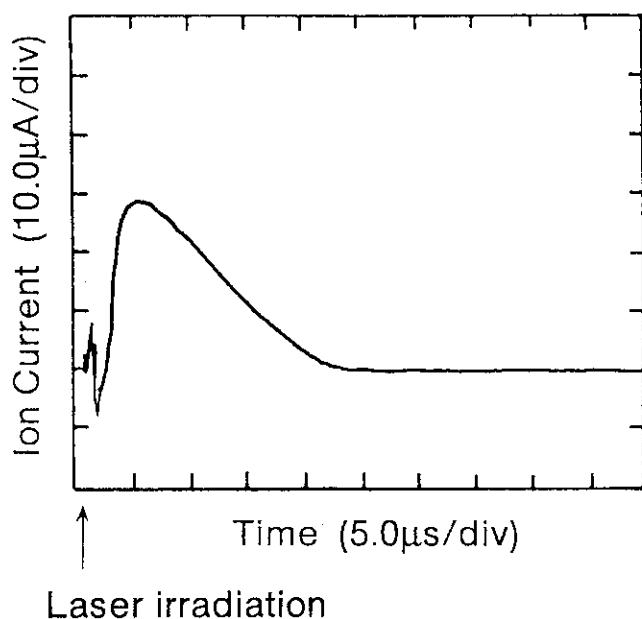


図11 イオン電流の測定例
(蒸着速度： 9.8\AA/s)

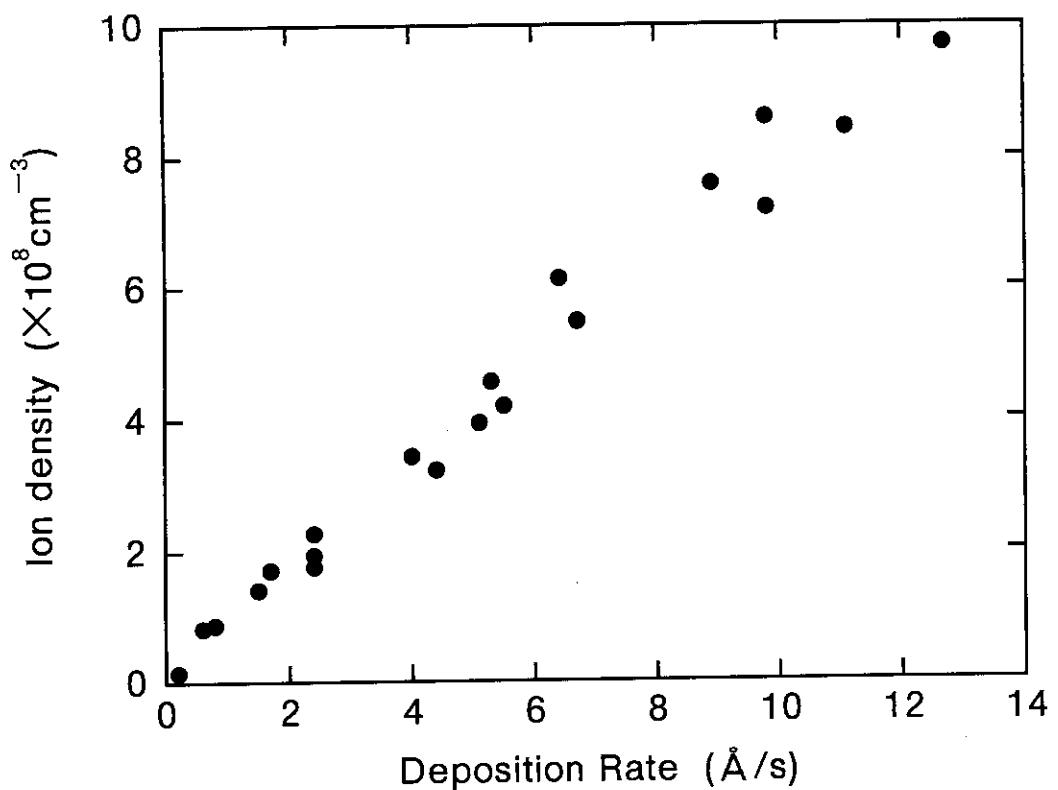
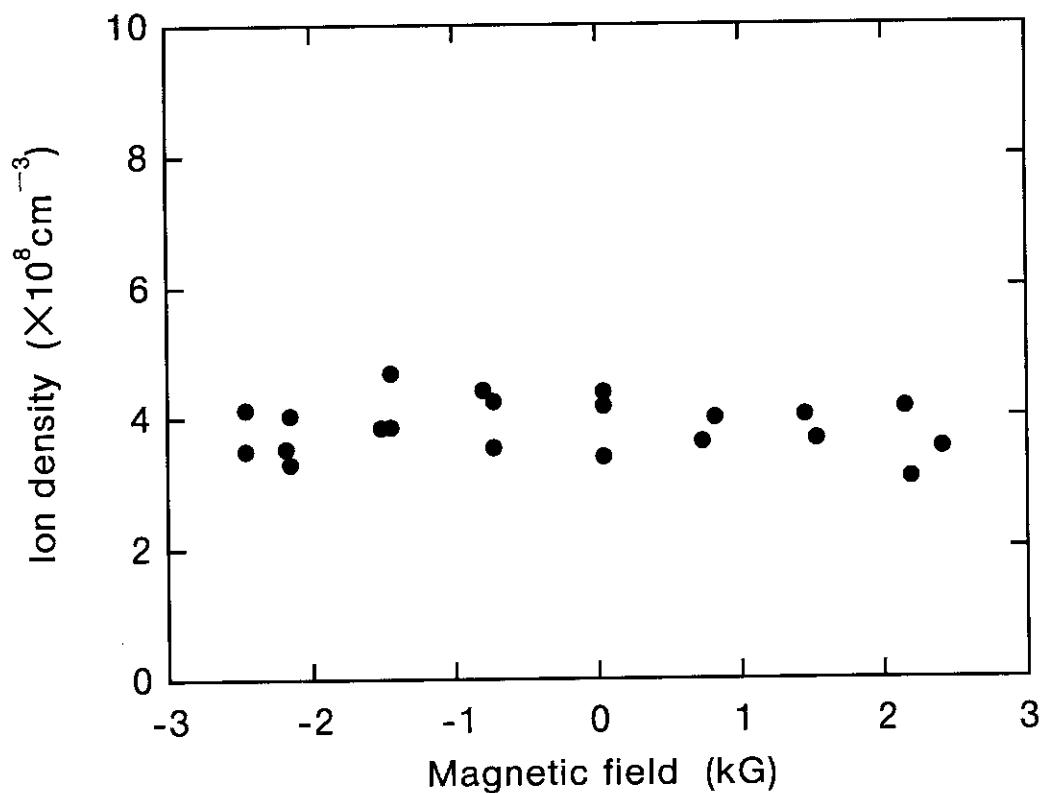


図12 蒸着速度を変化させた時のイオン密度

図13 磁場を印加した時のイオン密度
(蒸着速度: 4.4 \text{\AA}/s)

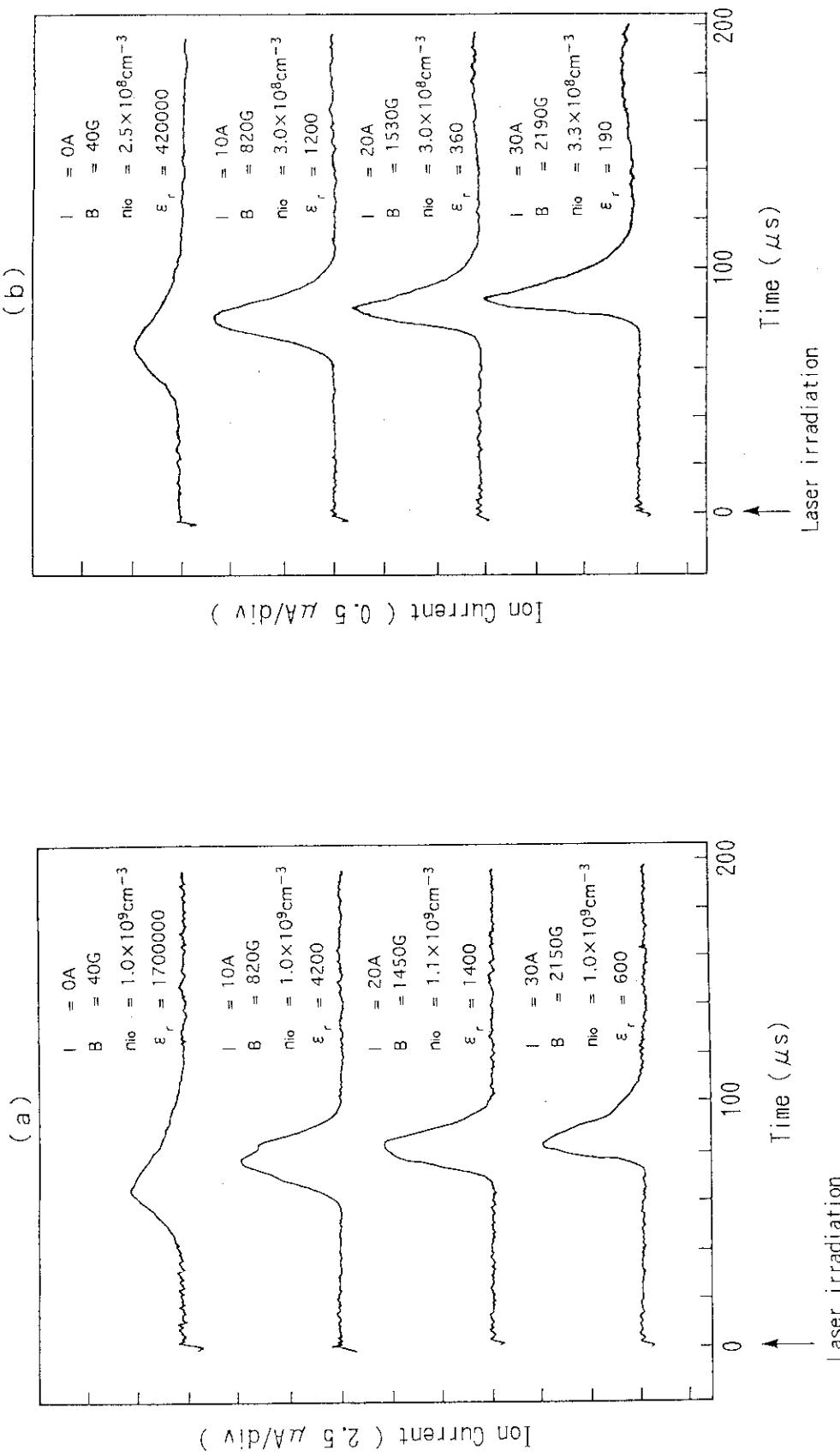


図14 平板コレクタに流れゐるイオン電流の測定例
 (a) 初期イオン密度 約 $1.0 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$
 (b) 初期イオン密度 約 $3.0 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$

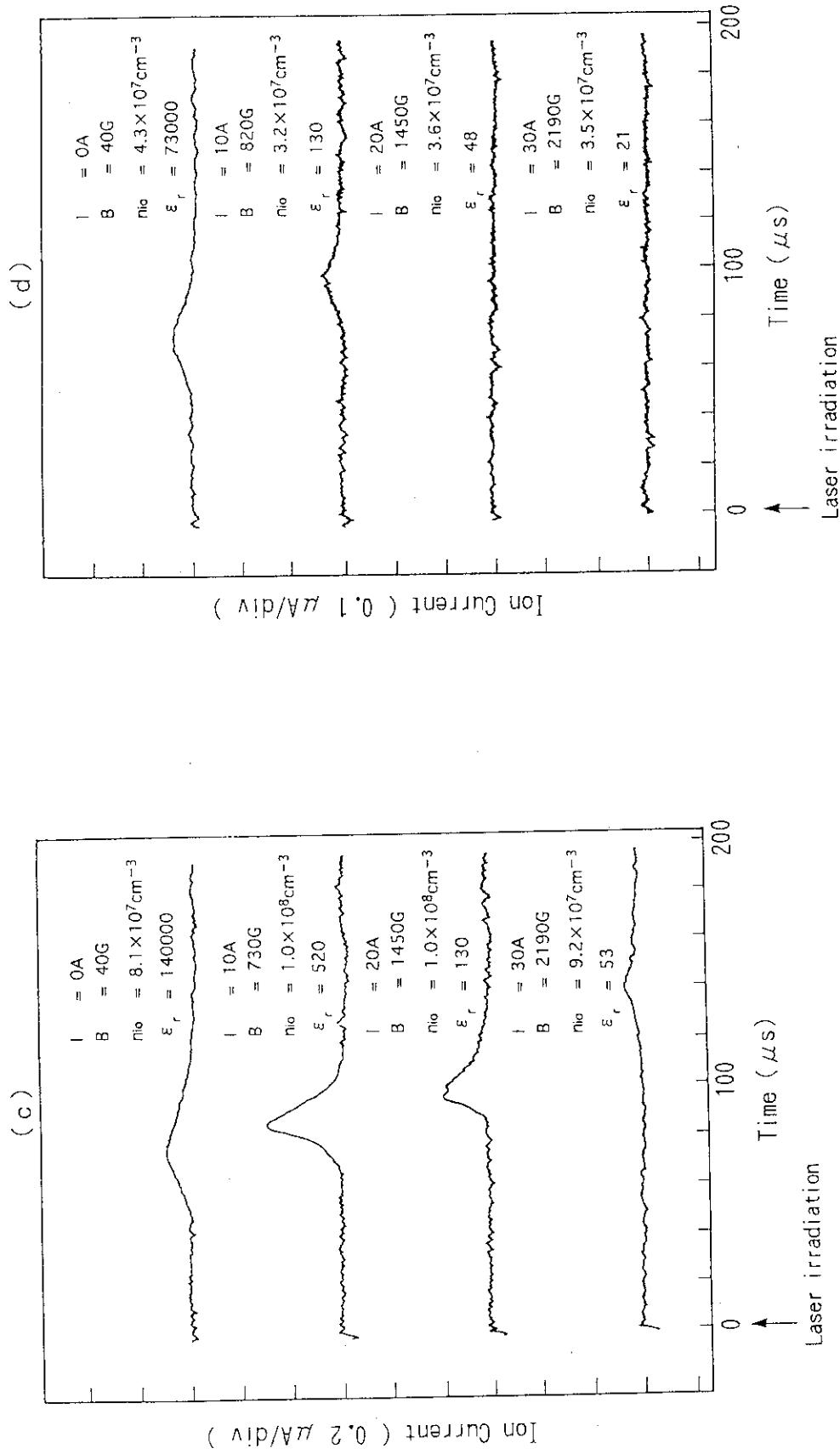


図14 平板コレクタに流れゐるイオン電流の測定例

(c) 初期イオン密度 約 $1.0 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$ (d) 初期イオン密度 約 $3.5 \times 10^7 \text{cm}^{-3}$

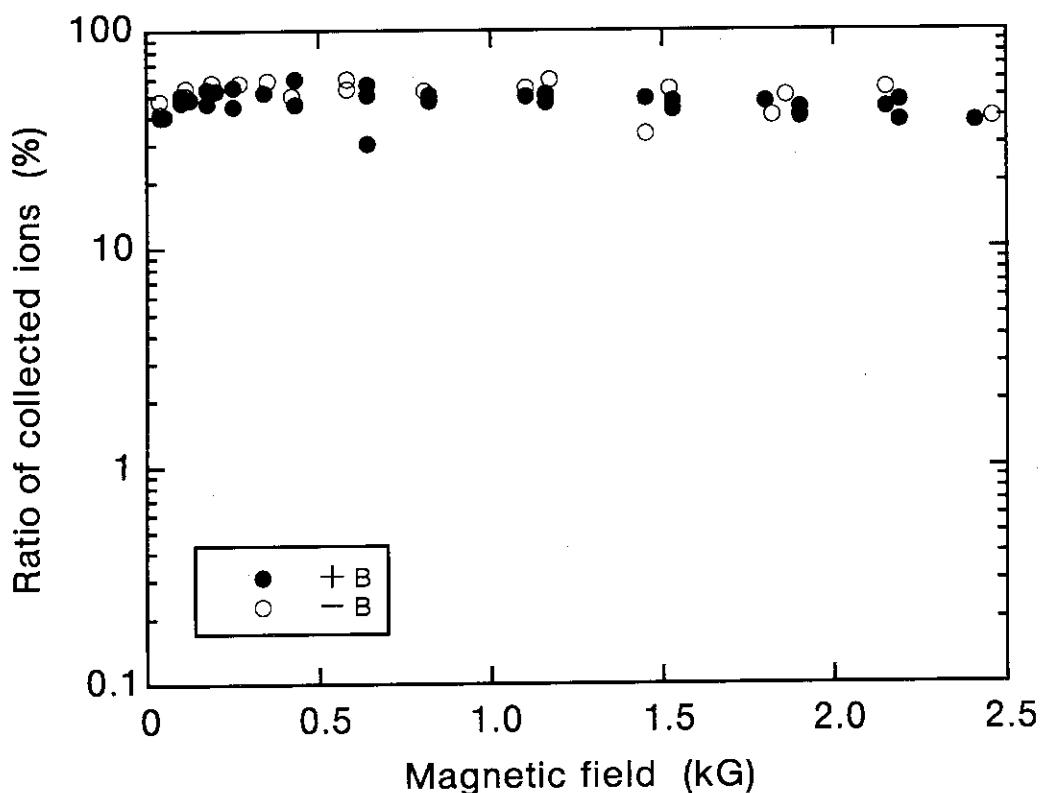
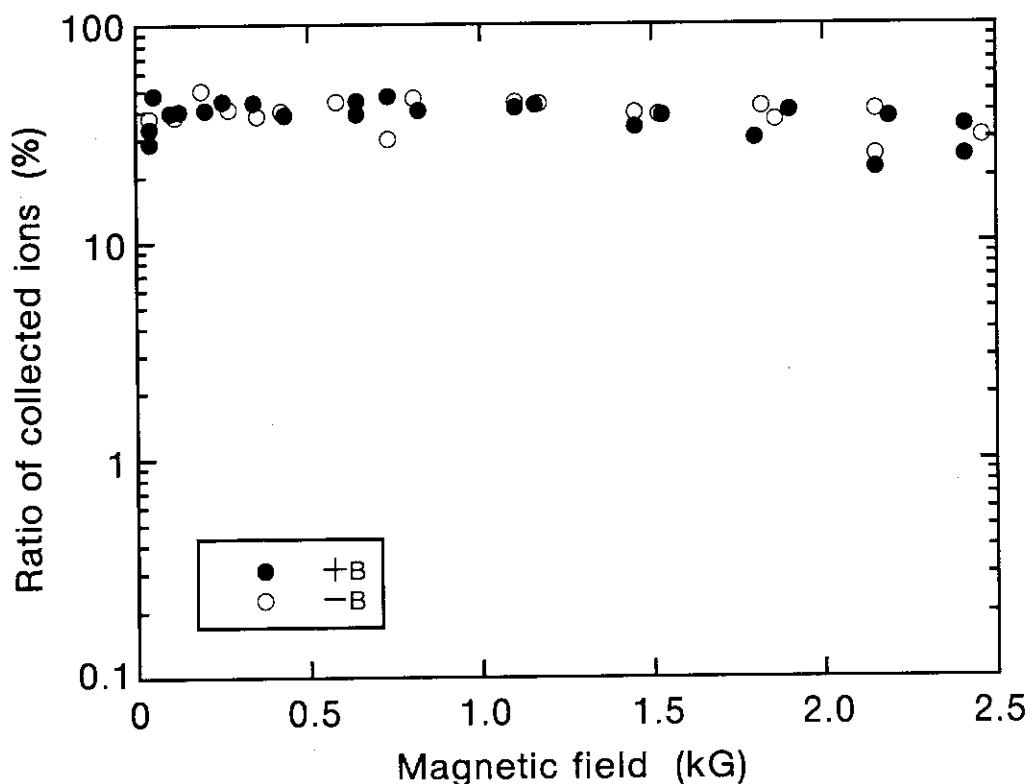
(a) 初期イオン密度 約 $1.0 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$ (b) 初期イオン密度 約 $3.0 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$

図15 平板コレクタへの到達イオン量の磁場による変化

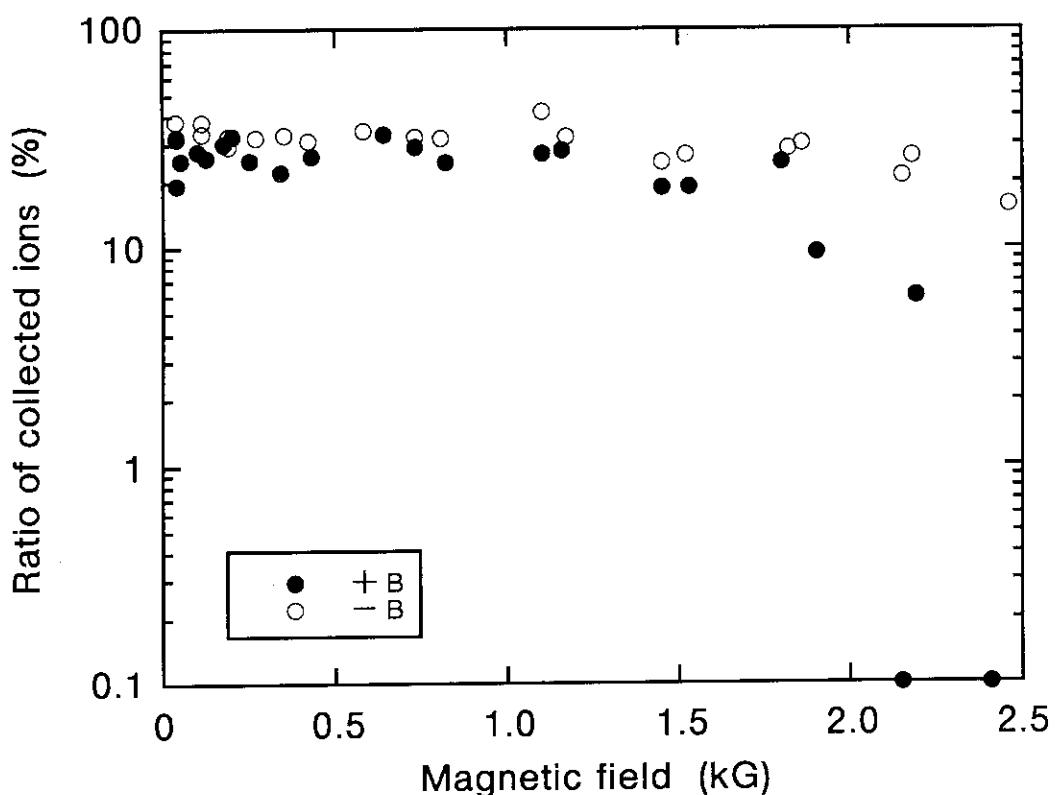
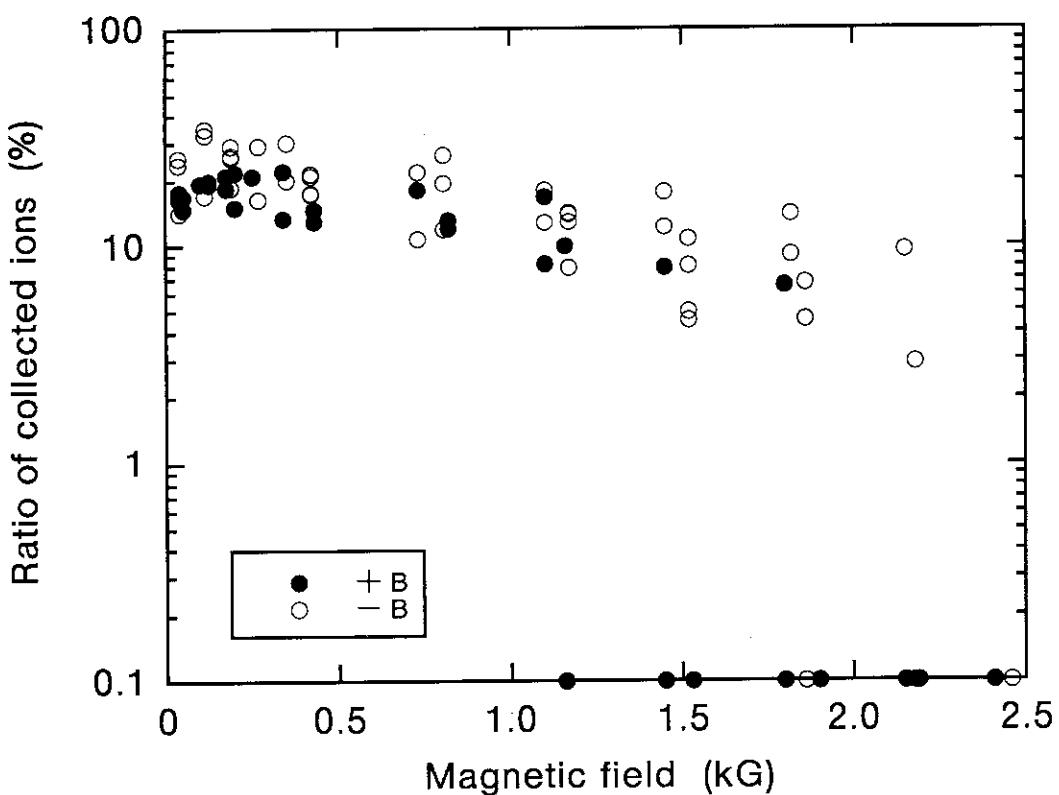
(c) 初期イオン密度 約 $1.0 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$ (d) 初期イオン密度 約 $3.5 \times 10^7 \text{cm}^{-3}$

図15 平板コレクタへの到達イオン量の磁場による変化

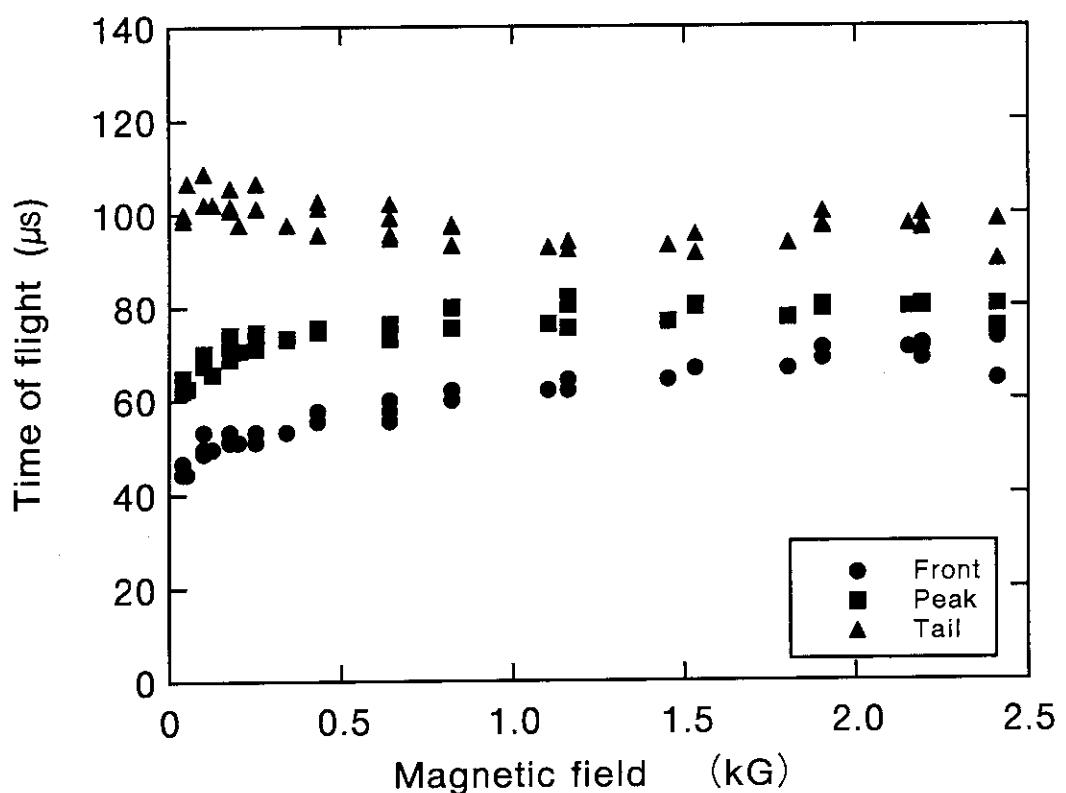
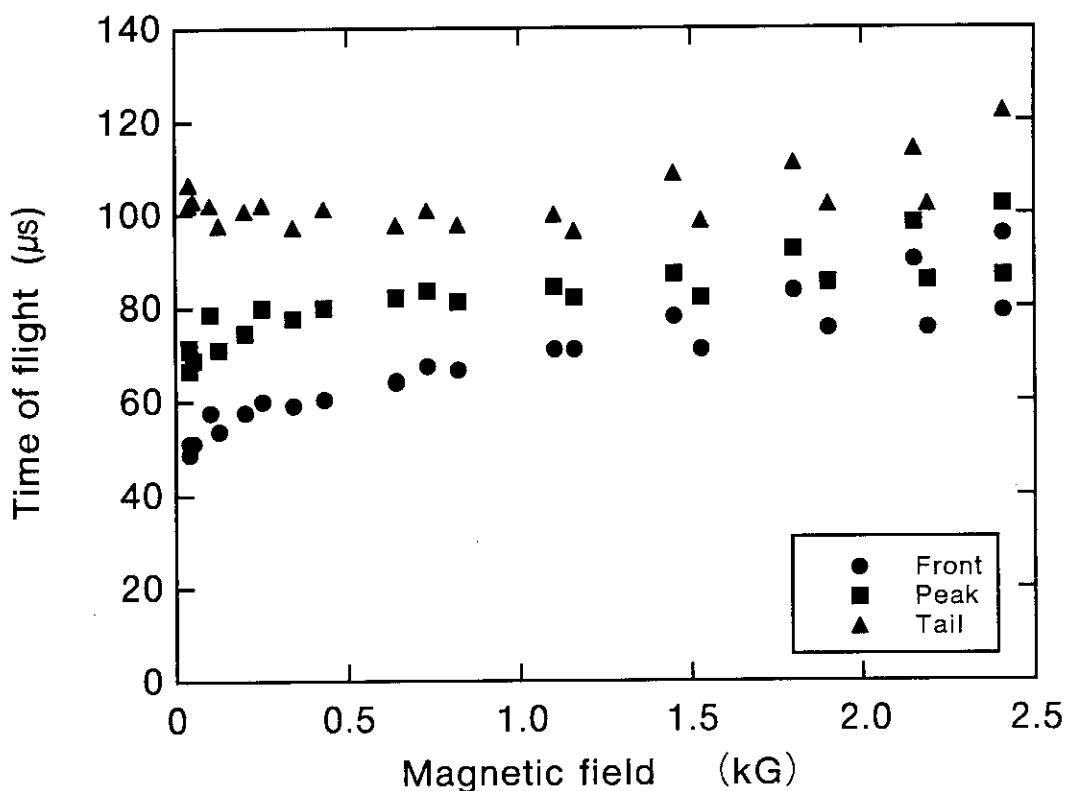
(a) 初期イオン密度 約 $1.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ (b) 初期イオン密度 約 $3.0 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$

図16 イオン電流の時間幅の磁場による変化

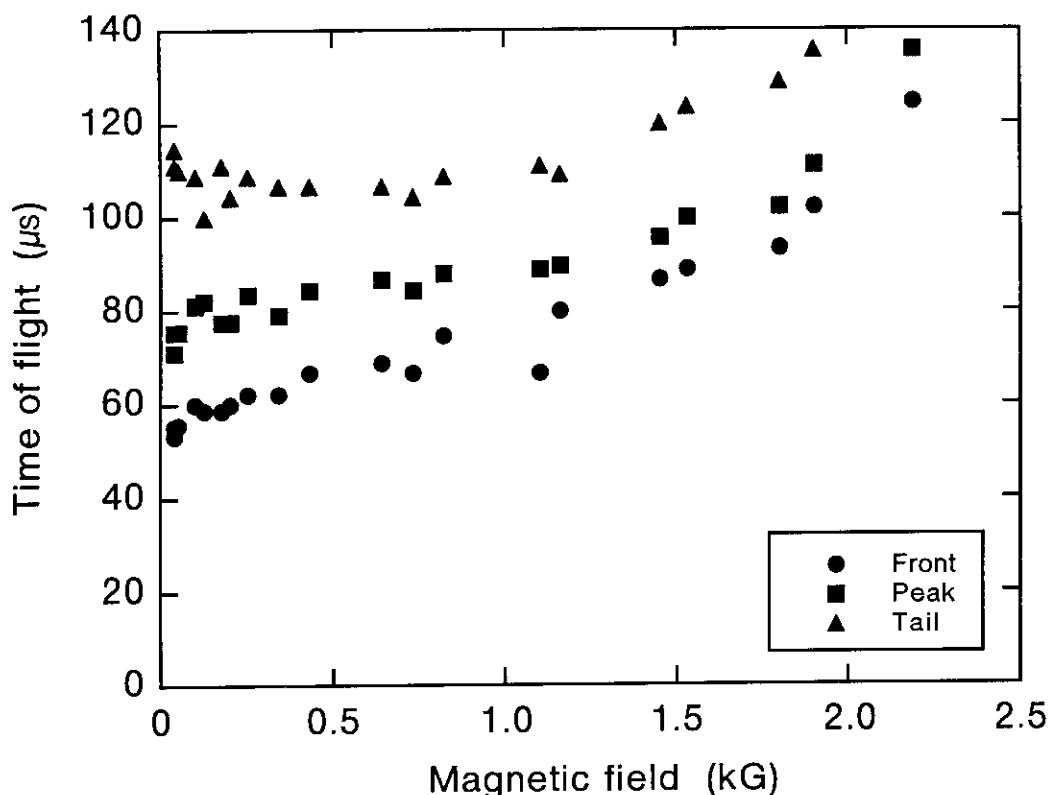
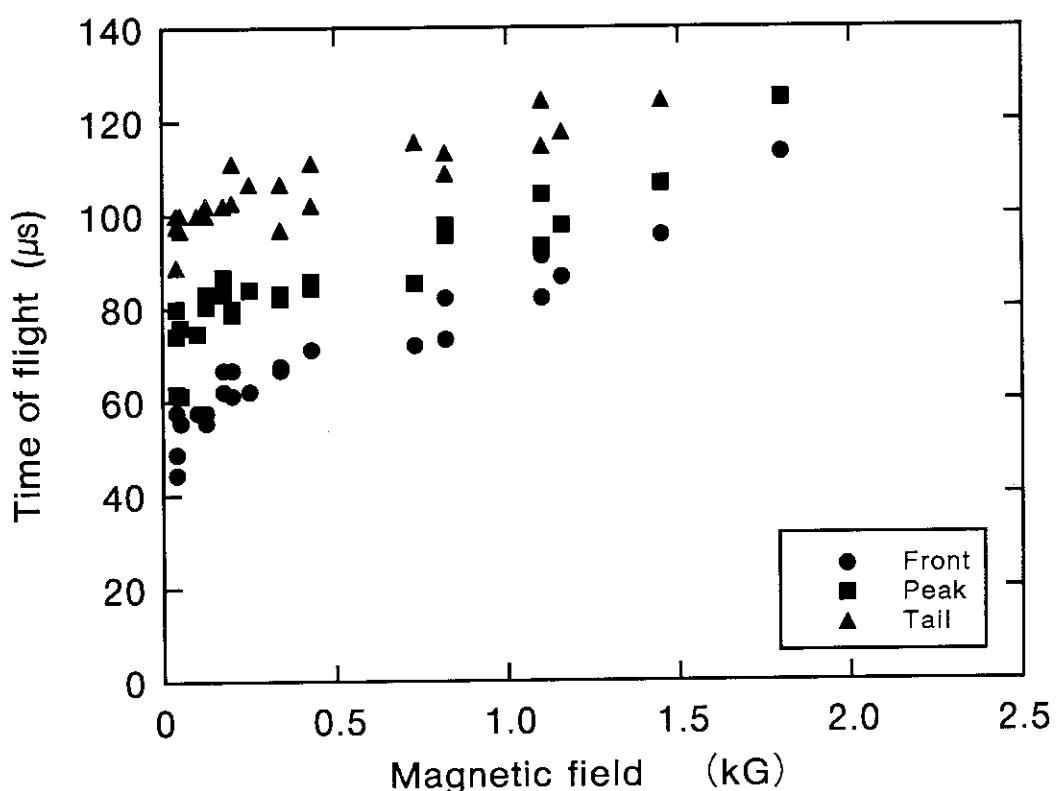
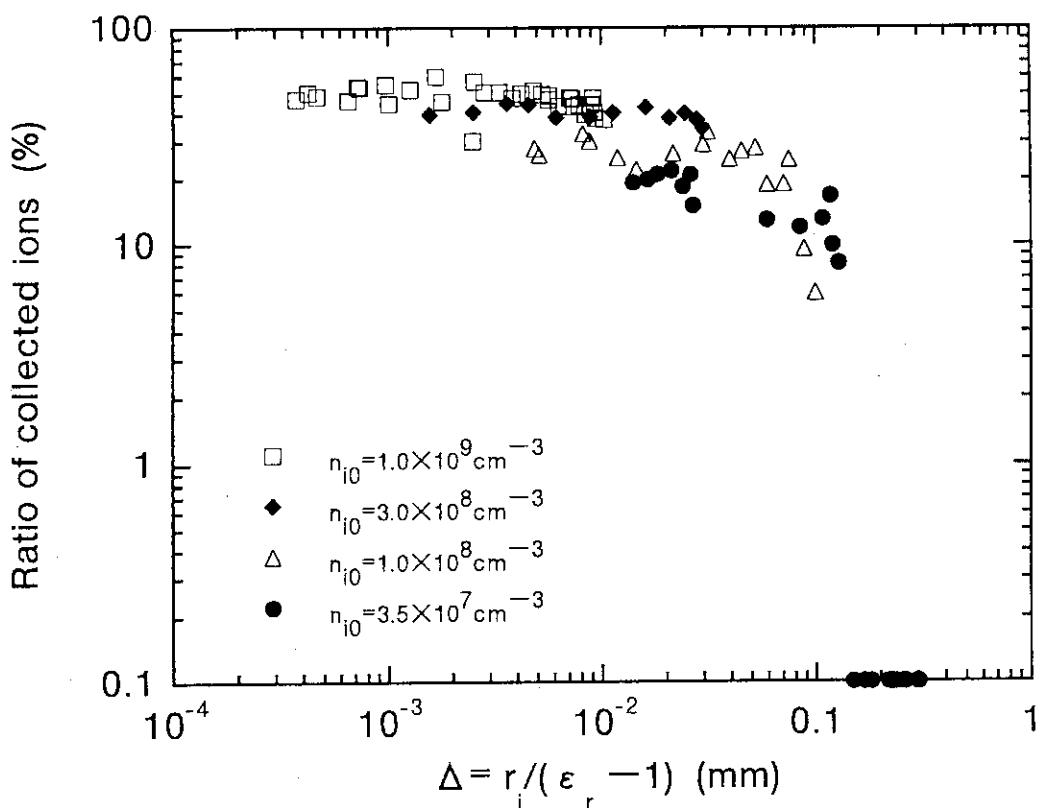
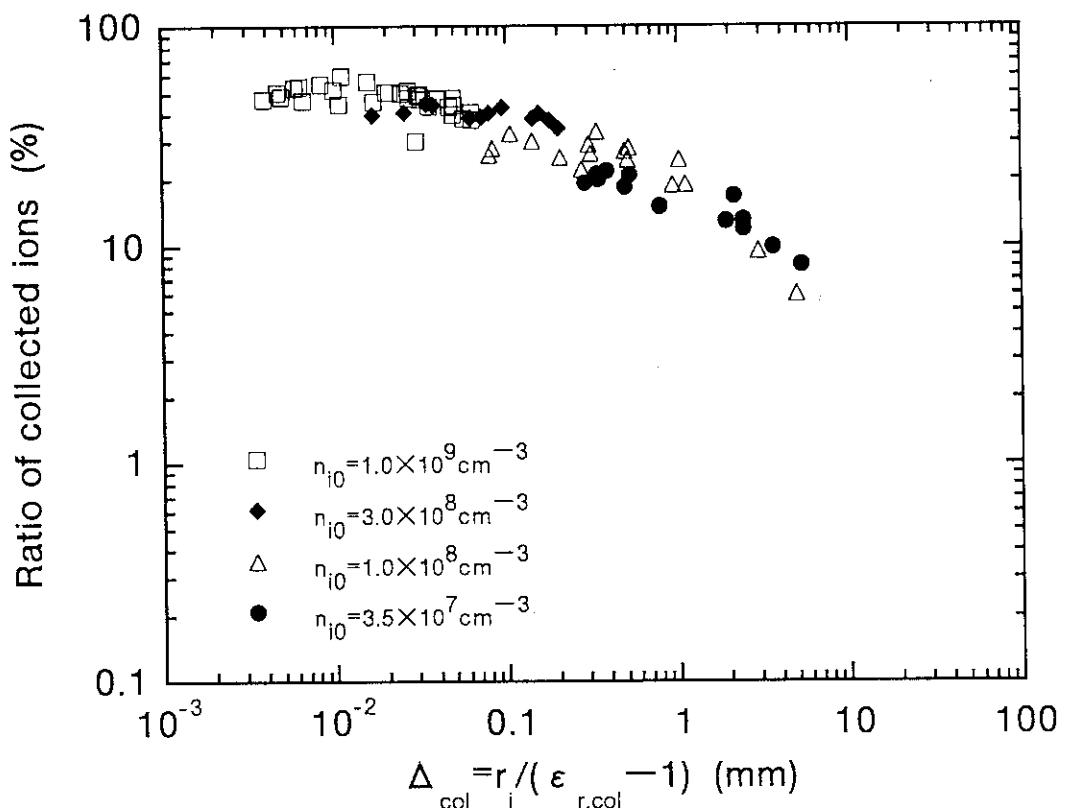
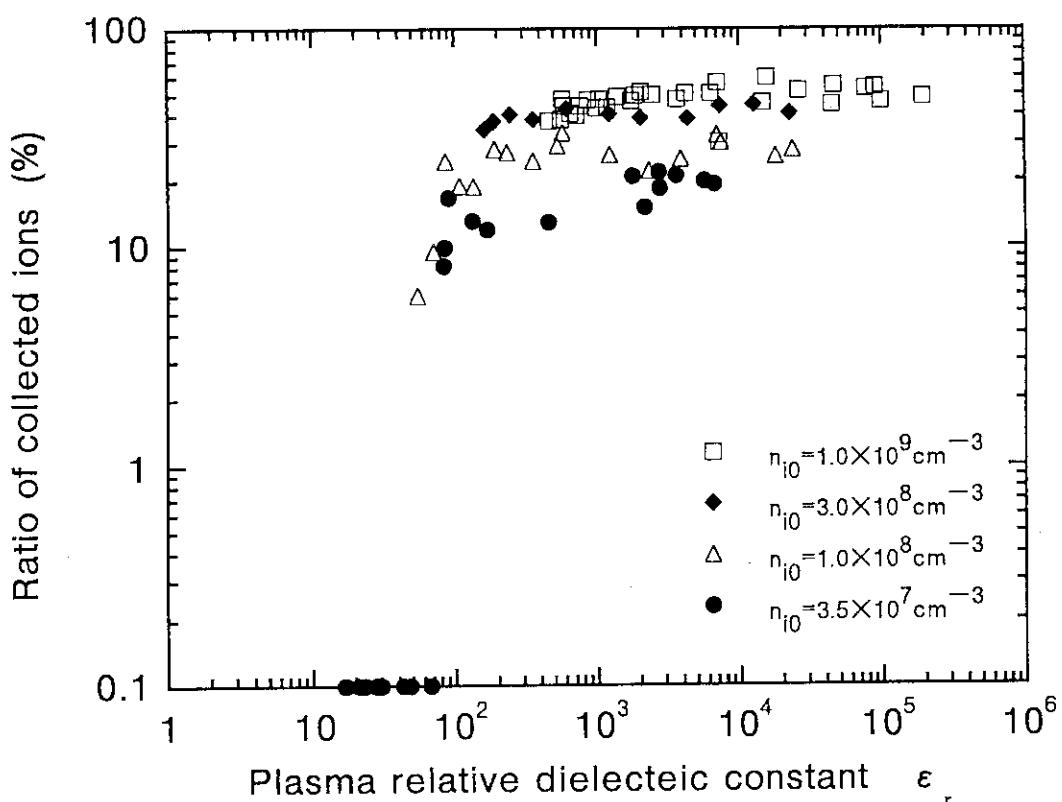
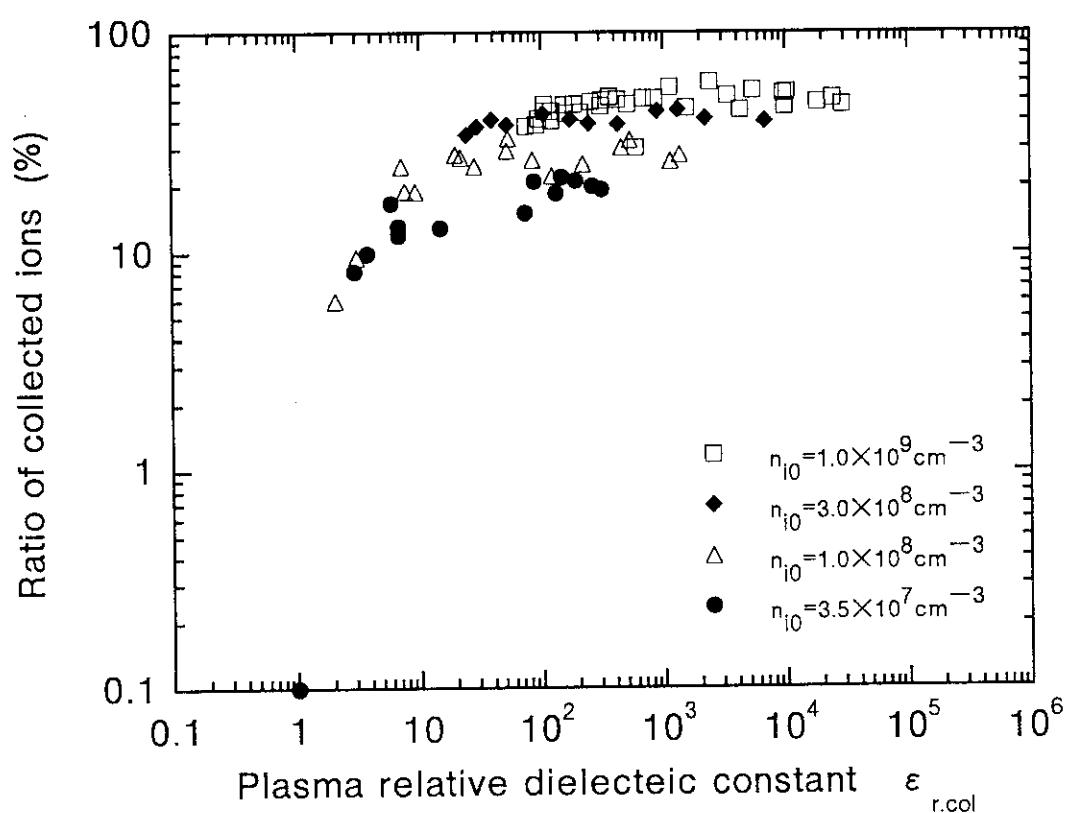
(c) 初期イオン密度 約 $1.0 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ (d) 初期イオン密度 約 $3.5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$

図16 イオン電流の時間幅の磁場による変化

図17 イオン到達割合のプラズマ生成時の分極電荷層の厚さ Δ 依存性図18 イオン到達割合の平板コレクタ近傍での分極電荷層の厚さ Δ_{col} 依存性

図19 イオン到達割合のプラズマ生成時の比誘電率 ϵ_r 依存性図20 イオン到達割合の平板コレクタ近傍での比誘電率 $\epsilon_{r,col}$ 依存性

付録 ネオジムイオン化に用いたイオン化スキームとゼーマン効果

本報告で述べた実験では図8に示すイオン化スキームを用いてネオジムをイオン化した。このイオン化スキームはゼーマン効果が小さく、図13のようにイオン化率の磁場依存性がほとんどない。これに対し、前報告^(A.1)では、付録図1に示す1波長2段階イオン化スキームを用いた。この場合はゼーマン効果が大きく、付録図2の黒丸印のようにイオン化率が磁場依存性を持つにもかかわらず、これを無視した。このため間違った結論を得てしまった。ここでは前報告^(A.1)と本報告で用いたイオン化スキームでのイオン化率の磁場依存性を計算し、測定結果と比較した。

付録図1や図8のような1波長2段階共鳴イオン化では、レーザー光は1段目の遷移に共鳴させる。この遷移についてはゼーマン効果がある。イオン化には1段目の光を同時に用いるので一般に自動電離準位を経由せず、2段目の光による電離断面積は波長にほとんど依存しない。このため2段目についてはゼーマン効果はない。従って、イオン化率のゼーマン効果は1段目の遷移についてのみ考慮すればよい。なお、図に示したエネルギー値、 J 値、 g 値などの分析データは文献A.2の値を用いている。付録図1に示す 0cm^{-1} と 22605cm^{-1} の 2.5kG でのゼーマン効果による準位分裂と遷移スペクトルの強度比を付録図3に示す。なお各準位の分裂は $\Delta E=g\mu_B BM_J$ で、レーザー光は直線偏光でその進行方向と磁場の向きが一致しているので遷移は $\Delta M=\pm 1$ で $\Delta M=+1$ のときの強度比は

$$I \propto (J+M+1)(J+M+2)$$

$\Delta M=-1$ のときの強度比は

$$I \propto (J-M+1)(J-M+2)$$

である。^(A.3)ここで、 J 、 M は下準位の量子数である。

本実験で用いたレーザーはLambda Phisik社製のFL3001である。用いた波長 $440\sim 450\text{nm}$ ではその半値幅は約 0.36cm^{-1} で、その分布はガウス分布に近い。^(A.4)レーザー光の分布も付録図3に示した。本実験で最も高い磁場である 2.5kG ではゼーマン効果による中心波長からのシフトは、 $\pm 0.3\text{cm}^{-1}$ にもなり、レーザー光の線幅に比べ非常に大きくなっている。付録図2の白丸印はすべての遷移の強度を加えあわせたものの磁場依存性である。 2.5kG ではイオン化率が 0G のときの約半分になっており、測定値の黒丸印とほぼ一致している。前報告^(A.1)でもイオン化率の磁場依存性のデータをとっていたが、磁場依存性はほとんどないとみなしてしまい、誤った結論を得てしまった。原子密度は時間的に大きく変化するため、イオン量は数10%のばらつきがあるので、多くのデータの平均をとる必要があるのに、取得したデータ点が少なかったためと思われる。一方、本報告で用いた図8のイオン化スキームの1段目の遷移

のゼーマン効果を付録図4に示す。この場合は強度比は $J \rightarrow J-1$ の遷移なので、 $\Delta M = +1$ のとき

$$I \propto (J-M)(J-M-1)$$

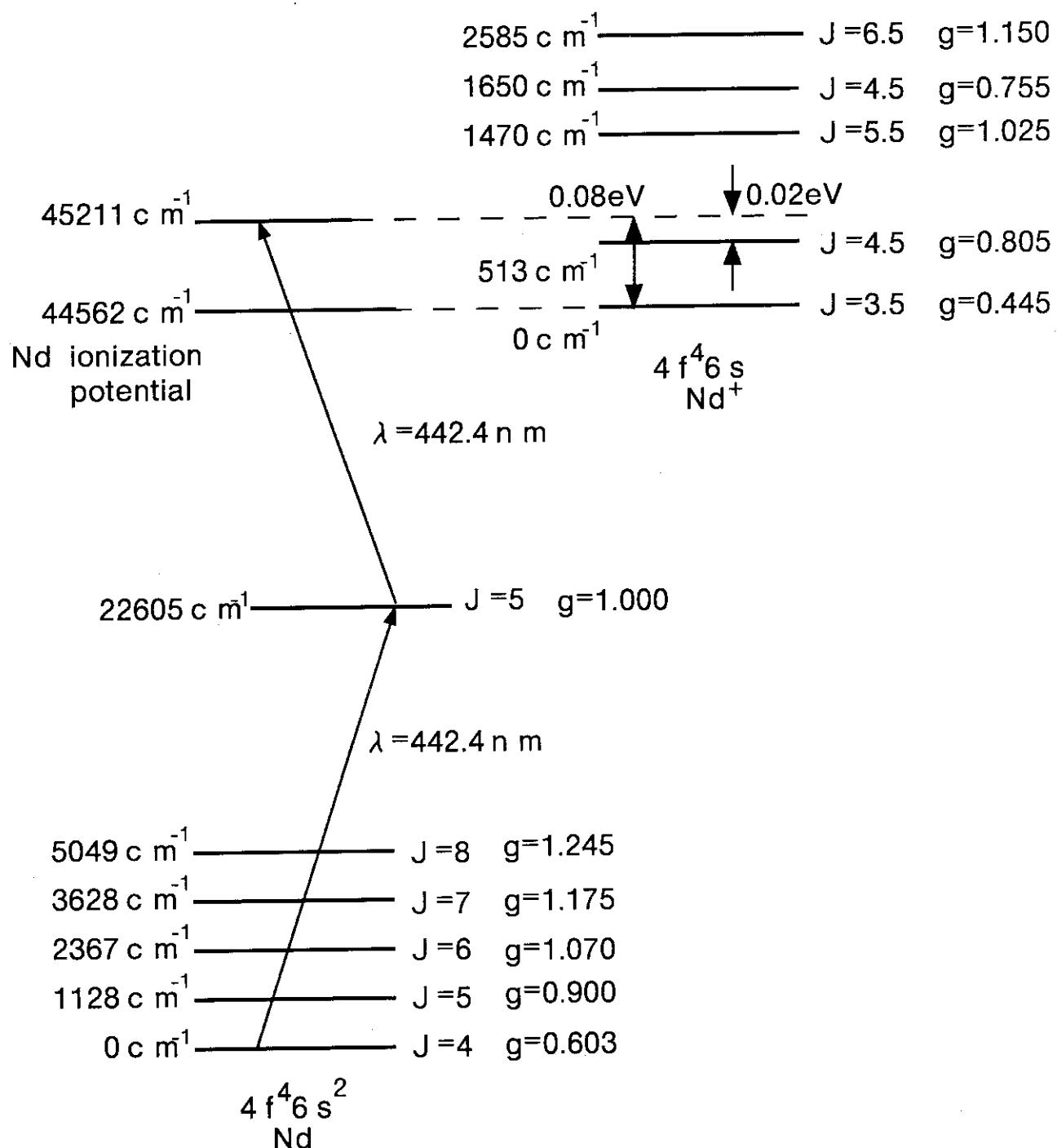
$\Delta M = -1$ のとき

$$I \propto (J+M)(J+M-1)$$

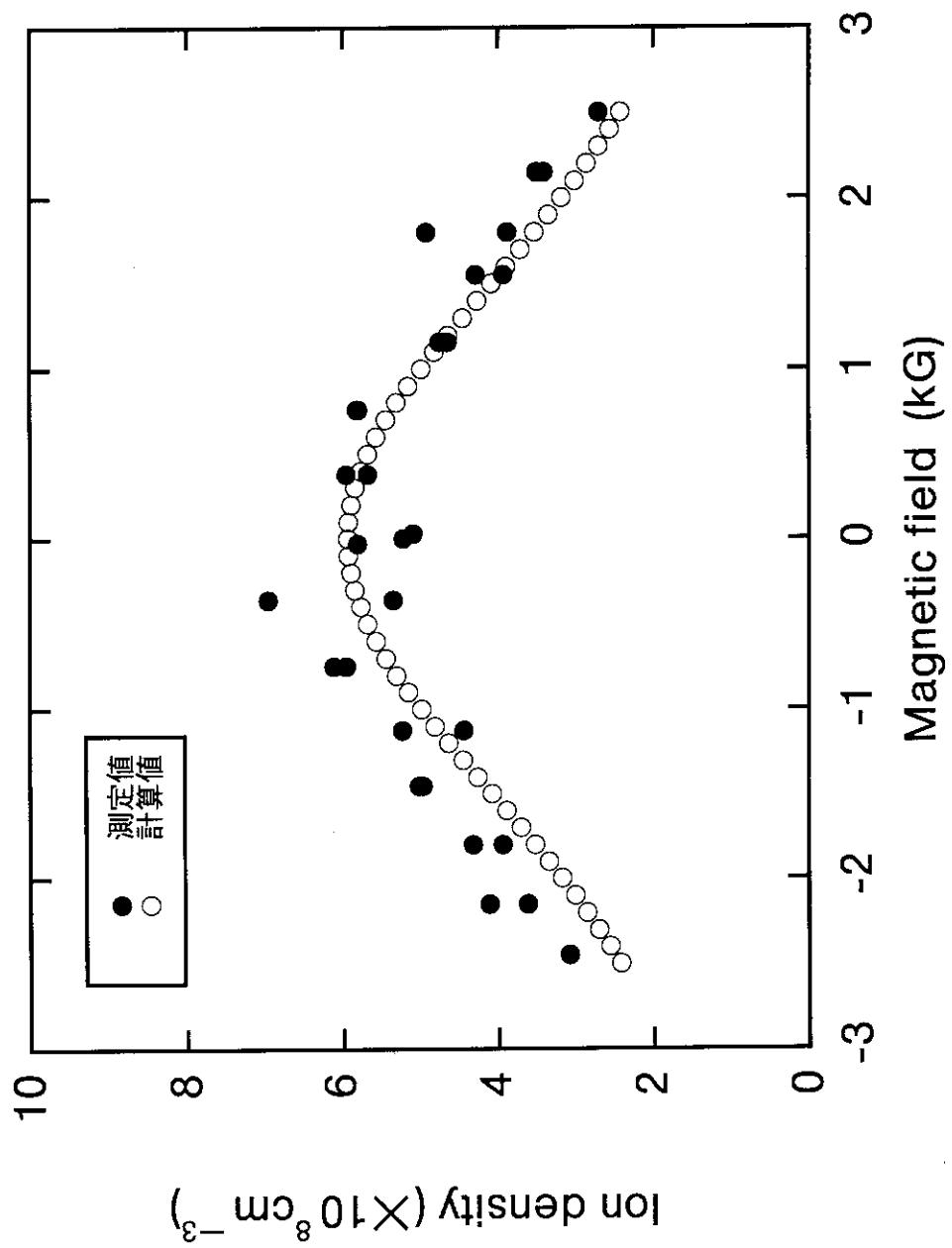
である。付録図4 (b) のように2.5kGでもゼーマン効果によるシフトは±0.1cm⁻¹程度で、レーザー光の半値幅0.36cm⁻¹に比べ非常に小さい。前報に比べゼーマン効果が小さいのは、上下準位のg値がほとんど同じものを選んだからである。付録図5の白丸印はすべての遷移の強度を加えたものの磁場依存性で、黒丸印は図13のデータである。計算値と測定値がほぼ一致していることがわかる。

【付録参考文献】

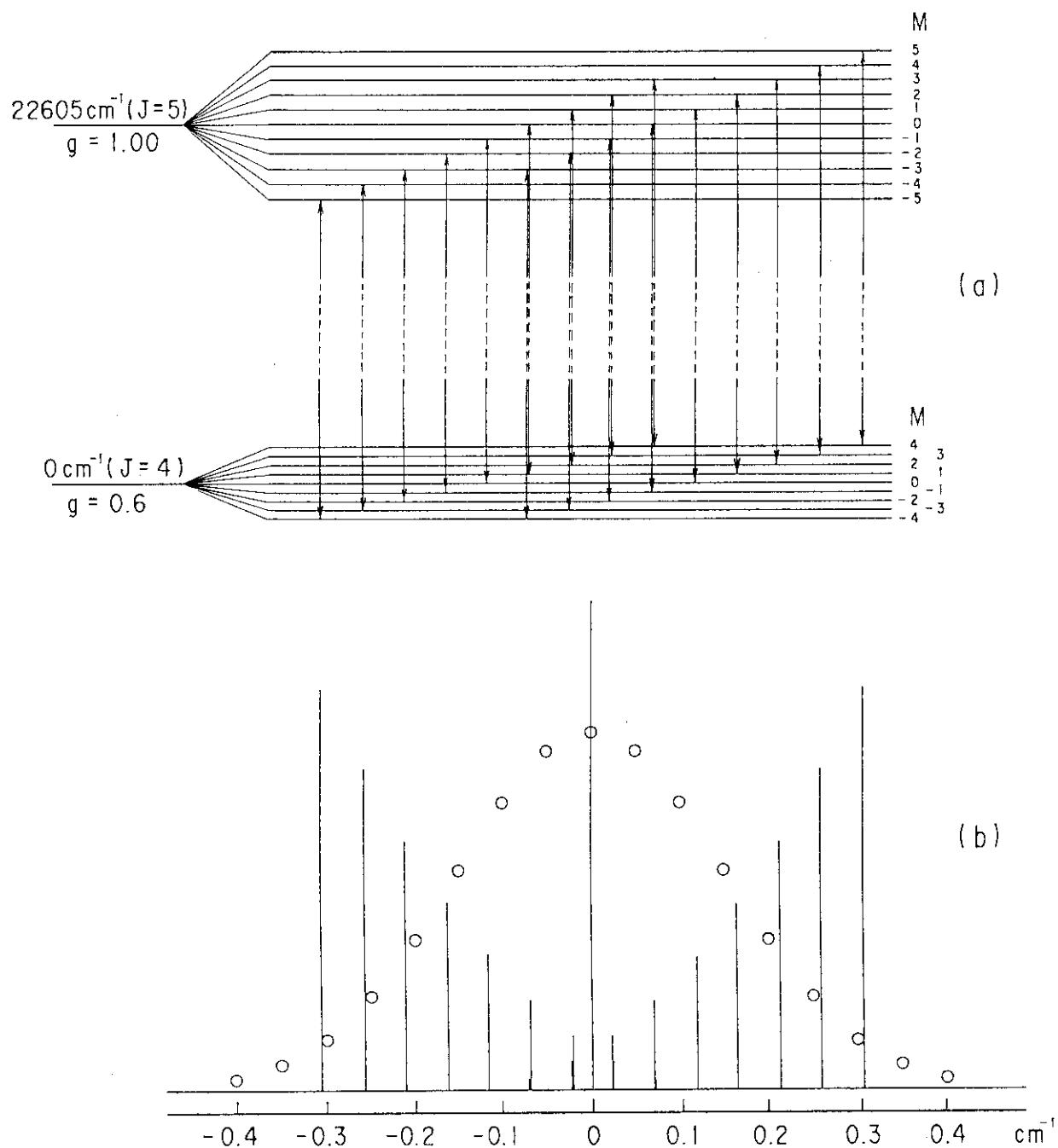
- (A.1) 相島幸則、池畠隆、真瀬寛、小倉浩一、柴田猛順：JAERI-Research 95-021 (1995).
(本論文引用文献(23))
- (A.2) W. C. Martin, R. Zalubas and L. Hagan : "Atomic Energy Levels-The Rare-Earth Elements" (National Bureau of Standards, Washington, 1978) p. 124.
- (A.3) 山内恭彦著：「量子力学」（培風館、東京、1968）p. 220.
- (A.4) Lambda Physik社 "Instruction Manual for FL3001/2" (1987) p. 46.



付録図1 前報で用いたネオジムの1波長2段階共鳴イオン化スキーム



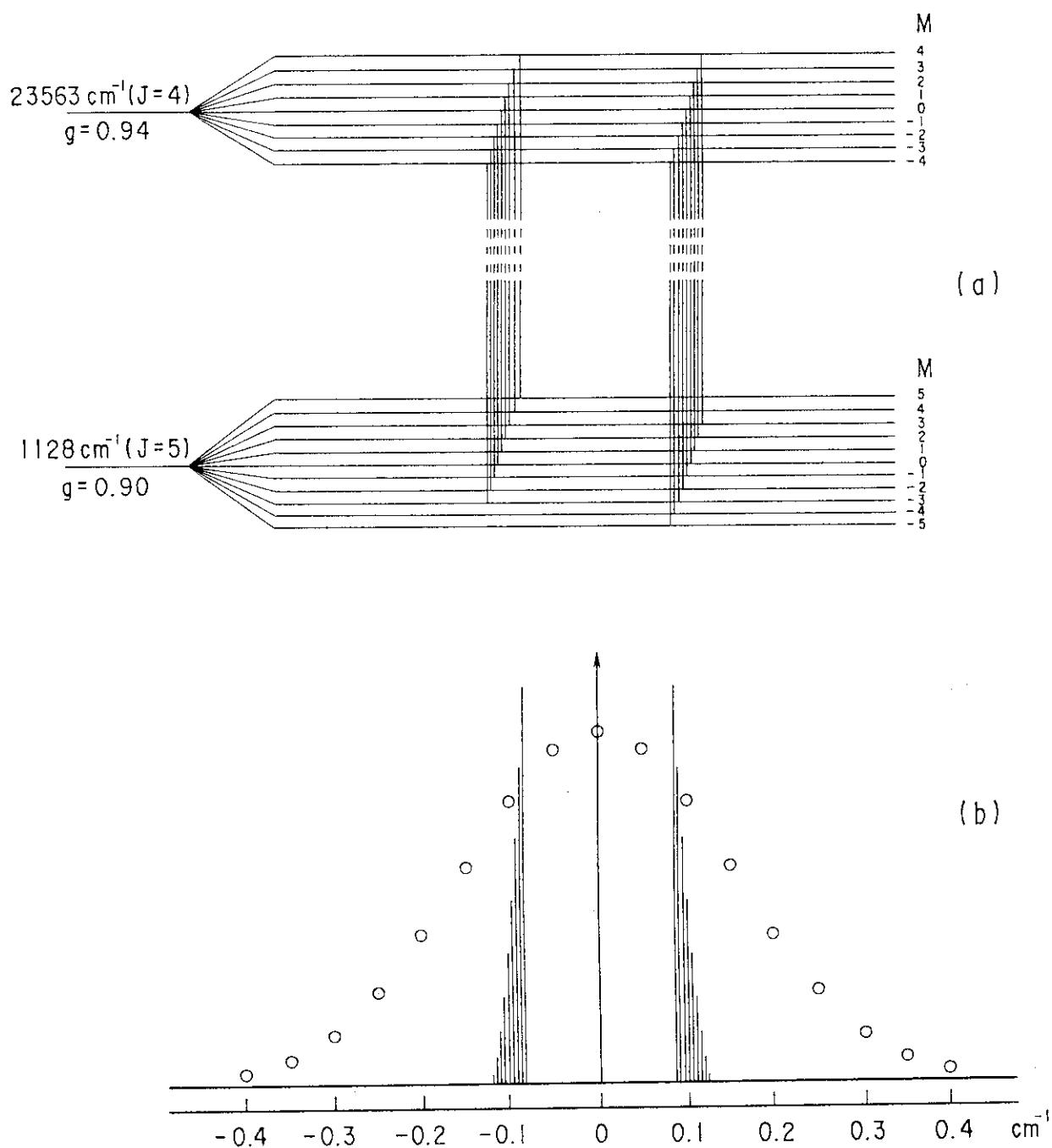
付録図2 前報告のイオン化スキームを用いたときのイオン密度の磁場依存性
(蒸着速度: 4.0 Å/s)



付録図3 前報告で用いたイオン化スキームのゼーマン効果

(a) 1段目の遷移の2.5kGでのゼーマン分裂

(b) 還移スペクトルの強度比、○はレーザー光の広がり



付録図4 本報告で用いたイオン化スキームのゼーマン効果

(a) 1段目の遷移の2.5kGでのゼーマン分裂

(b) 1段目遷移スペクトルの強度比、○はレーザー光の広がり

