

JAERI-Research



JP0550529

2005-024



電子ビーム蒸発部生成プラズマの
磁場を横切る流れ

2005年9月

高柳 智弘*・池畑 隆*・真瀬 寛*
大場 弘則・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。

入手の問合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越してください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 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, 319-1195, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 2005

編集兼発行 日本原子力研究所

電子ビーム蒸発部生成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物質科学研究部

高柳 智弘^{*+1}・池畑 隆^{*}・真瀬 寛^{*}・大場 弘則・柴田 猛順⁺²

(2005年 8月 9日受理)

電子ビーム加熱によりガドリニウム原子を蒸発させると、電離度が1%以下、電子温度が0.1eV以下、ドリフト速度が約1200m/sのガドリニウムプラズマ流が発生する。このガドリニウムプラズマ流を鉄芯間の0～±1.5kGの磁場に導き、プラズマの磁場中での挙動を、磁場中に置いたイオンコレクタに流れるイオン飽和電流を測定して調べた。磁場を強くしていくとプラズマに乱れが生じるとともに磁場を横切って流れる量が減少し、やがて検出されなくなった。プラズマが磁場を横切って流れなくなる磁場の強さはプラズマ密度に依存せず、プラズマ流が磁場を横切ることができるのは、分極電場の作るポテンシャルエネルギーがイオンの運動エネルギーを超えないとき、すなわち、イオンのラーモア半径がプラズマ幅の2倍より大きいときであることがわかった。また、電子ビーム蒸発部生成プラズマは、その密度に依らず一定強度の磁場を横切っては進めないことがわかったので、原子ビーム中のプラズマ除去は、これまでの除去電極への負電圧印加だけでなく、磁場を用いても可能であることが考えられる。

東海研究所：〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根2-4

* 茨城大学工学部

+1 現所属：東海研究所大強度陽子加速器施設開発センター

+2 現所属：大洗研究所核熱利用研究部

Cross-field Flow of Plasma Produced by Electron Beam Evaporation

Tomohiro TAKAYANAGI^{*+1}, Takashi IKEHATA^{*}, Hiroshi MASE^{*},
Hironori OHBA and Takemasa SHIBATA⁺²

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

(Received August 9 ,2005)

The gadolinium atomic beam produced by electron beam heating contains a weakly ionized plasma, whose electron temperature is lower than 0.1eV, and drift velocity is about 1200m/s. The plasma of the ion density of $1\sim 10\times 10^8\text{cm}^{-3}$ was led to a magnetic field of $0\sim \pm 1.5\text{kG}$ between iron cores. The ion saturation currents were measured with the ion collectors set in the magnetic field. When the magnetic field was applied, the instability appeared in the ion saturation current. With increasing the magnetic field, the ions detected by the ion collectors decreased and no ions were detected at all. The magnetic field intensity at which the plasma does not flow and ions are not detected does not depend on plasma density. This means that for the cross-field flow of the plasma to occur, the potential energy of the electric field must be less than the ion kinetic energy, that is, Larmor radius of ions are two times larger than plasma width. In addition, it is found that the plasma contained in the atomic beam can be removed by the magnetic field.

Keywords: Cross-field Flow, Plasma, Electron Beam Evaporation, Magnetic Field,
Plasma Removal

* Faculty of Engineering, Ibaraki University

+1 *Present address:* Center for Proton Accelerator Facilities , Tokai Research Establishment

+2 *Present address:* Department of Advanced Nuclear Heat Technology, Oarai Research Establishment

目 次

1. はじめに	1
2. 実験方法および実験装置	2
3. 磁場を横切るプラズマのイオン飽和電流の測定	4
4. ガドリニウムプラズマ流が磁場を横切る条件	5
5. 磁場によるプラズマ除去の可能性について	6
6. まとめ	7
参考文献	7

Contents

1. Introduction	1
2. Experimental Methods and Apparatus	2
3. Measurement of Ion Saturation Current of Cross-field Flowing Plasma	4
4. Conditions of Cross-field Flow	5
5. Possibility of Plasma Removal by Magnetic Field	6
6. Conclusion	7
References	7

This is a blank page.

1. はじめに

電子ビーム加熱蒸発は、高密度の原子ビームを容易に作ることができ、原子衝突実験¹⁻³⁾や、原子法レーザー同位体分離実験⁴⁻⁶⁾などに用いられている。蒸発部では、電子ビームによる原子のイオン化でプラズマが発生する⁷⁾が、原子衝突実験などに利用する場合、この蒸発部生成プラズマが原子ビームとともに衝突部に流れ込むと、衝突で生成したイオンや電子の計測が正確にできなくなる。原子法レーザー同位体分離⁹⁾は、電子ビーム加熱で生成した原子ビームにレーザー光を照射し、目的同位体のみをイオン化して電極に回収するが、蒸発部生成プラズマがイオン回収部に流れ込むと、同位体分離ができなくなる。このため、平行平板除去電極を設置し、負電圧を印加して、衝突実験部やイオン回収部に原子ビーム中の蒸発部生成プラズマが進入しないようにしてきた^{10,11)}。しかし、原子ビームの密度を上げるために電子ビーム入力を増していくと、それに伴いプラズマ密度も高くなるため、負電圧の絶対値を大きくしても荷電粒子の除去ができなくなる。また、このとき、除去電極に流れ込むイオンによる熱負荷も非常に大きくなる。ここで、原子ビーム中のプラズマ除去を磁場により行うことができれば、磁場はイオンを加速しないので電極への熱負荷も軽減できる可能性がある。プラズマ中の電子やイオンがローレンツカを受け磁力線に巻きついて運動するなら、プラズマは磁場を横切って移動することはできず、容易にプラズマの除去ができるはずである。蒸発部生成プラズマはプラズマの圧力と磁場の圧力の比である β 値が1より非常に小さい低 β プラズマである。しかし、低 β のプラズマでもプラズマ内に分極電場 E が形成され、 $E \times B$ ドリフトで磁場を横切って移動できると、磁場によるプラズマの除去ができなくなってしまう。

プラズマ流が磁場を横切る問題は、プラズマ物理の基礎的テーマとして理論的、実験的に多くの研究がなされている¹²⁻²⁵⁾。 $\beta \ll 1$ のプラズマ流が分極電場を形成し、磁場を横切って直進する条件について Peter と Rostoker¹²⁾が以下の条件式を提案している。

$$w \gg \Delta = r_i / \epsilon_r \quad (1)$$

$$w < r_i / 2 \quad (2)$$

$$\epsilon_r \gg (m_i / m_e)^{1/2} \quad (3)$$

w はプラズマ流の幅、 Δ は分極電荷層の厚さ、 r_i はイオンラーモア半径、 ϵ_r はプラズマの比誘電率、 m_i はイオン質量、 m_e は電子質量である。(1)式は分極電荷層の厚さ(Δ)がプラズマ流の幅(w)と比較して十分に小さくなる条件、(2)式はイオンラーモア半径(r_i)の1/2がプラズマ流の幅(w)よりも大きくなる条件、(3)式は進行方向に荷電分離が発生する前に、進行方向に垂直方向に分極電場が形成される条件である。これらの3条件を満たすプラズマが、磁場の無いところから磁場中へ垂直に入射された場合、磁場を横切って流れるとしている。しかし、プラズマ流の幅がイオンラーモア半径の1/2よりも大きく、(2)式の $w < r_i / 2$ の条件を満たさないプラズマでも、磁場との境界領域における不安定性によりプラズマが小さく分裂し、その分裂した個々のプラズマ流が(2)式を満たして直進するという報告がある¹³⁾。このとき、分裂したプラズマ流の幅(w)がイオンラーモア半径(r_i)の1/2となる場合、(1)式よりプラズマの比誘電率の条件は $\epsilon_r \gg 2$ となる。最も質量の小さい水素プラズマの場合でも $(m_i / m_e)^{1/2} = 43$ であるため、(3)式を満たすプラズマは、他の2つの条件を満たす。従って、 $\beta \ll 1$ のプラズマ流は、(3)式の条件を満たす。

たせば磁場を横切って直進することができることになる。

これまで、プラズマ銃から射出された $w \gg r_i$ のプラズマビーム^{14,15)}、ダイオードイオン源で生成された $w \ll r_i$ の大強度電荷中性パルスイオンビーム¹⁶⁻²⁰⁾を用いて、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が報告されている。そして $\beta \ll 1$ のプラズマ流で磁場のない領域から磁場中に垂直に入射した場合、Peter と Rostoker が提案した(1)~(3)式のうち、特に(3)式の条件が、プラズマが磁場のない領域から磁場に垂直に入射した場合に、磁場を横切って流れることができる条件であることが確認されている。

松元や相島等²⁶⁻²⁸⁾は、一様な磁場中でレーザー共鳴イオン化により孤立した低温プラズマを生成した場合、プラズマの分極電荷層の厚さがプラズマの幅に比べて十分に薄いときに磁場を横切って直進し、(2)や(3)式の条件が満たされない場合でも(1)式が満たされた場合は磁場を横切って移動可能であること、また、プラズマと磁場との相互作用による不安定性がなく、磁場のない領域から磁場中に垂直に入射した場合と比較して、プラズマ流の挙動が異なることを示した。

本研究では、電子ビーム加熱蒸発でガドリニウム原子ビームを生成した際に生じるガドリニウムプラズマ流の磁場中での挙動を明らかにし、プラズマ流が磁場を横切る条件について調べるとともに、磁場による原子ビームからのプラズマ除去の可能性を調べた。

2. 実験方法および実験装置

2.1 プラズマの生成

実験装置全体の概略を図1に、真空容器内部の概略を図2に示す。蒸発面から524mm 上部の真空容器外に巻き数166、直径250mmの水冷コイルを設置した。また、真空容器内に直径80mmの鉄芯(磁極)を40mmの間隔を空けて設置し、鉄芯を含む磁気回路を真空容器外に設けた。真空容器内をロータリーポンプで 10^{-1} Torr まで粗引きした後、ターボ分子ポンプで 10^{-6} Torr 程度にした。実験中、電子ビーム加熱で金属原子が蒸発すると、真空容器内の残留気体が金属蒸着膜のゲッター作用により吸着され、 10^{-7} Torr 程度になった。使用した電子ビーム蒸発源は、日本真空技術(株)製磁場偏向型小型電子銃 EGK-35 型で、加速電圧10kV、最大入力6kWである。

接地電位の水冷型銅るつぼ(容量は40cm³)内にガドリニウム原子を入れた。楕円型をした電子ビームのスポット領域(約8mm×5mm)を縦横方向に数cm走査して試料を溶解させた後、一定の電子ビーム入力でガドリニウム原子を蒸発させた。蒸発した原子は電子ビーム照射スポット領域から真空中へと膨張しながら上昇して行く。また、電子ビーム照射領域では、入射した電子ビームや反射した電子ビームにより、蒸発原子の一部が電離されプラズマが発生する。蒸発部で生成したガドリニウムプラズマ^{7,29,30)}は、電離度が1%以下、電子温度が0.1eV以下、ドリフト速度が約1200m/sである。

2.2 磁場の強さと分布

図3にガウスメーターで測定した磁極中心部での磁場を示す。磁場強度はコイル電流にほぼ

比例し、コイル電流の $0 \sim \pm 35\text{A}$ の変化に対して $0 \sim \pm 3100\text{G}$ の磁場が発生する、しかし、わずかにヒステリシスがあり、 $+35\text{A}$ および -35A を流したあと $\pm 50\text{G}$ 程度の磁場が残留している。このため、測定を開始する前にコイル電流を正負交互に流し残留磁場を消去した。磁極中心から上下(z)方向の磁場強度分布を図 4 に示す。磁極内の直径 60mm の範囲内はほぼ様な磁場であることがわかる。また、水冷型銅るつぼの蒸発面の位置は磁極の中心より 524mm 下方にあるため、磁場が蒸発特性へ及ぼす影響はない。

2.3 プラズマの測定

プラズマ測定部の詳細を図 5 に示す。蒸発面上 427mm の位置に置かれたステンレス製ベース板($100\text{mm} \times 270\text{mm}$ 、厚さ 5mm)には、 $86\text{mm} \times 26\text{mm}$ の開口部がある。開口部にステンレス製の 2 枚の平行平板($74\text{mm} \times 27\text{mm}$ 、間隔 20mm)のプラズマ除去電極¹⁰⁾を設け、また、蒸発面上 440mm の位置に幅 20mm のスリットを置いた。スリットを通過したプラズマを、円筒プローブ、固定コレクタ、及び、移動コレクタで計測した。これらの検出器は互いの陰にならないようにスリットの長手方向にずらして取り付けられた。直径 0.5mm 長さ 3mm のタングステン製円筒プローブを、スリット上面から 12mm の位置に銅るつぼの中心軸から 20mm ずらして設置した。また、蒸発面上 444mm 、スリット上面から 3mm 、銅るつぼの中心軸から 16mm ずらした位置に固定した固定コレクタを置き、磁極領域内に入る前のプラズマ流を計測した。さらに、水冷型銅るつぼの中心軸上に、上下方向 (z 方向) へ任意の位置に移動できる移動コレクタを置き、磁極領域内に流れ込んだプラズマ流を計測した。

円筒プローブで測定したプラズマの電子温度は 0.05eV であり、これまでに本装置で測定した電子温度 0.08eV に比べ低い温度が得られた。以前のプラズマの電子温度の測定は、除去電極がなくスリットのすぐ上での測定値であったが、今回は除去電極が設置されており、除去電極を通過するときのプラズマ膨張により電子温度が低下したものと思われる。

固定コレクタと移動コレクタでイオンを捕集する平板電極は、セラミックスペーサーで接地電位のステンレス製ケースとセラミックスペーサーで絶縁してあり、ケース下面の開口部 (固定コレクタは $19\text{mm} \times 23\text{mm}$ 、移動コレクタは $24\text{mm} \times 29\text{mm}$) には透過率 81% のステンレスメッシュを張った。平板電極にバイアス電圧 -75V を電池で印加し、メッシュに到達したプラズマ中のイオンを捕集した。集めたイオンの電流を、 $1\text{k}\Omega$ の抵抗を通して電圧に変換し、オシロスコープによりプラズマのイオン飽和電流として検出した。

また、プラズマの計測時に水晶膜厚計でガドリニウム原子の蒸着速度を測定し、原子ビームの蒸発量をモニターした。固定コレクタのみを使用する場合は蒸発面から 547mm 上部で、移動コレクタを併用する場合は蒸発面から 260mm 上部でるつぼ中心軸から 70mm ずらした位置に水晶膜厚計を設けた。図 6 に蒸発面から 547mm 上部に設置した水晶膜厚計で測定した原子ビーム蒸着速度と固定コレクタで測定したイオン飽和電流の電子ビーム入力依存性を示す。イオン飽和電流はプラズマ密度にほぼ比例しており、電子ビーム入力 $2 \sim 3\text{kW}$ の間でプラズマ密度を $3 \sim 4$ 倍の範囲で変化させることができた。

3. 磁場を横切るプラズマのイオン飽和電流の測定

電子ビーム入力 2~3kW でガドリニウム原子を蒸発させてガドリニウムプラズマを生成し、そのプラズマ流を磁極内に導いた。また、コイル電流を 0 ~ ±15A の間で変化させ、固定コレクタと移動コレクタを用いてイオン飽和電流の測定を行った。移動コレクタは 蒸発面上 453mm から 25.4mm(1 インチ) ずつ上方 (z) に段階的に動かし、各々の位置でイオン飽和電流を測定した。図 4 より、固定コレクタ位置の磁場強度は磁極中心の約 17.7% である。移動コレクタ位置の磁場強度は、蒸発面上 453mm の位置で磁極中心の約 24.5%、478.4mm で約 50%、503.8mm と 529.2mm では約 100% の磁場になる。

図 7 に電子ビーム入力 2kW、0G から磁場強度を増加して行った場合のイオン飽和電流の測定例を示す。上側のイオン飽和電流波形は固定コレクタ、下側の波形は蒸発面上 529.2mm の位置での移動コレクタに流れるイオン飽和電流である。イオン飽和電流の測定時は、通常アース電位にしている除去電極に負電圧 -100V の除去電圧を 50 μ s 印加した。負電圧を印加してプラズマ流をパルス的に遮断することにより、イオン飽和電流がゼロの位置を確認することができ、イオン飽和電流を正確に測定することができる。また、測定位置の高さが 85.2mm 異なる固定コレクタと移動コレクタにおいて、それぞれ測定されたイオン飽和電流の立下り、立上りの時間の差はプラズマ流の速さで決まる。図 7 の左上の図 (コイル電流 0A) では立下りの時間差は約 70 μ s である。これより、プラズマ流は約 1200m/s で移動していることが確認できる。1A のコイル電流を流すと、移動コレクタ位置で 95G、固定コレクタ位置で約 20G の磁場が発生する。このとき、右上図 (コイル電流 1A) の固定コレクタのイオン飽和電流波形には大きな変化は見られないが、移動コレクタのイオン飽和電流波形には、磁場が原因であると思われる波形の乱れが現れる。コイル電流をさらに大きくして 5A にすると、固定コレクタのイオン飽和電流にも乱れが生じている。移動コレクタのイオン飽和電流は、大きな乱れが生じるだけでなく、コイル電流が 0A の場合に比べ電流値が数分の 1 と大きく減少した。コイル電流を 10A にすると、移動コレクタのイオン飽和電流は検出されず、プラズマ流がこの位置まで到達していないことがわかる。

電子ビーム入力を 2kW、コイル電流を 0 ~ ±15A 流して磁場を発生させた場合の移動コレクタに流れるイオン飽和電流のコイル電流依存性を図 8 に示す。コイル電流が 0A で磁場がない場合でも、移動コレクタを上方に移動していくとイオン飽和電流が減少する。蒸発面上 453mm から 529.2mm に移動した場合、イオン飽和電流が約 1/3 となった。これは、再結合等によりプラズマ自身が消滅したのではなく、プラズマが膨張しながら上昇して行くため、一定面積のコレクタに捕集されるイオンが減少したためである。コイル電流を大きくしていくと、各々の測定位置でコレクタに流れるイオン飽和電流が減少した。蒸発面上 478.4mm の位置では ±15A、503.8mm の位置では ±10A、529.2mm の位置では ±6A 以上のコイル電流を流すとプラズマは検出されなくなった。

移動コレクタを蒸発面上 529.2mm の位置に固定し、電子ビーム入力電力を 2kW、2.5kW、3kW と変化させた場合のイオン飽和電流のコイル電流に対する依存性を図 9 に示す。コイル電流を増加させると、イオン飽和電流は 2kW、2.5kW、3kW のいずれの場合も同様に減少し、コイル電流が ±6A 以上となるとイオン飽和電流は検出されなくなる。電子ビーム入力電力を 2kW から 3kW にすると、イオン飽和電流は約 4 倍に増加している。プラズマのドリフト速度

は電子ビーム入力電力に依存せず 1200m/s で一定なので、イオン密度も 4 倍になっている。図 9 は磁場を横切るプラズマの流れがイオン密度に依存しないことを示している。

コイル電流を 0A から 1A と 2A に増加した場合、イオン飽和電流がわずかに増加する傾向が見られた。これは、プラズマ流の膨張が磁場で抑制され、コレクタで捕集されるイオンの量が増えたためであると考えられる。磁場中でレーザー共鳴イオン化プラズマを生成した実験でも見られた現象²⁷⁻²⁹⁾である。

4. ガドリニウムプラズマ流が磁場を横切る条件

Peter と Rostoker¹²⁾が与えた磁場のない領域から磁場を横切って進むプラズマの条件と、ここで得られた電子ビーム蒸発部生成ガドリニウムプラズマの実験結果との関係について考察する。そのため、プラズマ流のイオン密度(n_i)を、コレクタで測定したイオン飽和電流値から以下の方法で求めた。単位時間内にコレクタのケース開口部に入るイオンの数は $n_i v S$ である。 v はプラズマのドリフト速度で 1200m/s、 S はケース開口部面積で固定コレクタは 4.37cm^2 、移動コレクタは 6.96cm^2 である。イオン飽和電流 I は $I = p e n_i v S$ となる。ここで、 p はメッシュの透過率で $p = 0.81$ である。この式よりプラズマの密度を計算した。

図 7 の電子ビーム入力電力が 2kW の場合、移動コレクタの飽和イオン電流は 453mm の位置で $46\mu\text{A}$ 、529.2mm の位置で $14\mu\text{A}$ であり、それぞれの位置でのイオン密度は $4.2 \times 10^8\text{cm}^{-3}$ 、 $1.3 \times 10^8\text{cm}^{-3}$ となる。また、電子ビーム入力電力が 3kW の場合、529.2mm の位置の移動コレクタの飽和イオン電流は $65\mu\text{A}$ であり、この位置でのイオン密度は $6.0 \times 10^8\text{cm}^{-3}$ となる。

最初に、(1)の条件式($w \gg \Delta = r_i / \epsilon_r$)の分極電荷層の厚さ(Δ)とプラズマの幅(w)とを比較する。幅 20mm のスリットを通過したプラズマ流は膨張を続けるので、プラズマ幅(w)は 20mm より広いはずである。プラズマの比誘電率 ϵ_r は

$$\epsilon_r = 1 + (n_i m_i / \epsilon_0 B^2) \quad (4)$$

である。ここで、 m_i はイオンの質量、 ϵ_0 は真空の誘電率である。 $B = 500\text{G}$ の場合、ドリフト速度 1200m/s でイオンラーモア半径 r_i は 39mm である。また、電子ビーム入力電力が 2kW で磁場がない場合、蒸発面上 529.2mm のイオン密度 $1.3 \times 10^8\text{cm}^{-3}$ を用いて計算すると、比誘電率(ϵ_r)は 1520、分極電荷層の厚さ(Δ)は $2.6 \times 10^{-2}\text{mm}$ である。この値は本実験で最もイオン密度の低い場合での計算であり、プラズマ幅より十分に狭い。磁場を 1500G にした場合でも、分極電荷層の厚さ Δ は 0.22mm となり、常に $w \gg \Delta$ の条件を満たしている。従って、本実験では、プラズマ幅と分極電荷層の厚さの条件により磁場中のプラズマが磁場を横切って直進できなくなることはない。

次に、プラズマの幅がラーモア半径の 2 分の 1 より小さいという(2)の条件式($w < r_i / 2$)について考察する。この条件は、分極電場によるイオンの位置エネルギー $e\phi (eEw = evBw)$ がプラズマ中のイオンの運動エネルギー $(1/2) m_i v^2$ を超えないこと、すなわち

$$evBw < (1/2) m_i v^2 \quad (5)$$

であることを求めている。プラズマの幅(w)を 20mm として磁場(B)のしきい値を求めると約 500G となり、磁場が 500G よりも小さい領域でプラズマが磁場中を横切ることができることになる。この条件は、コイル電流が 5~6A で磁場が約 500G となる蒸発面上 529.2mm の移動コレクタにプラズマ流が到達しなくなっている図 7 の実験結果とよく対応している。

最後に、(3)の式 $\epsilon \gg (m_i/m_e)^{1/2}$ の条件について考察する。ガドリニウムプラズマの場合、この条件は $\epsilon \gg 537$ である。電子ビーム入力電力が 2kW で磁場がない場合、蒸発面上 529.2mm のイオン密度 $1.3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ を用いて計算すると、500G での比誘電率 ϵ は 1520 であり、3kW ではイオン密度 $6.0 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ で比誘電率 ϵ は 7020 となる。これより、いずれの場合も $\epsilon \gg (m_i/m_e)^{1/2}$ の条件を満たすが、500G の磁場付近でプラズマは磁場を横切ることができなくなっている。(3)の条件式 $\epsilon \gg (m_i/m_e)^{1/2}$ を満たす場合には、たとえ(2)の条件式 $w < r/2$ を満たさなくても、磁場との境界で不安定性によりプラズマが分裂し、その分裂した個々のプラズマが(2)の条件式 $w < r/2$ を満たして直進するという報告がある¹⁹⁾。この現象が本実験でも起きていれば、500G の磁場が印加されてもプラズマは直進できるはずである。しかし、本実験では、図 7 のように磁場によるプラズマの不安定性は観測されているが、不安定性の振幅はあまり大きくなく、プラズマが分裂しているとしても、分裂したプラズマのそれぞれが(2)の条件式 $w < r/2$ を満たしていないと思われる。なお、磁極中心付近でのプラズマの幅はプラズマの膨張により 20mm のスリット幅よりかなり広がっている。従って、(2)の式 $w < r/2$ の条件が成立するのは 500G の磁場よりもっと低磁場である可能性がある。図 7 のように 500G の磁場までプラズマが流れているのは、プラズマの不安定性によって条件式(2)がかなり緩和されているのかも知れない。

以上のように、Peter と Rostoker が与えた磁場のない領域から磁場を横切って進むプラズマの 3 条件式のうち、本実験では、プラズマ密度に依存する(1)と(3)の条件式は満たされており、プラズマ密度に依存しない(2)の条件式 $w < r/2$ が、プラズマ流が磁場中を横切る挙動を決めていることがわかった。

5. 磁場によるプラズマ除去の可能性について

電子ビームの加熱蒸発で生成したガドリニウムプラズマは、プラズマ密度に依らず約 500G の磁場を横切って進めないことがわかった。最近、サマリウムコバルト磁石やネオジム磁石など非常に強力で数 kG 以上の磁場を発生することができる希土類永久磁石が市販されている。これらの磁石を用いてプラズマの除去が可能であると考えられる。磁場中での不安定性により一部のプラズマが磁場を横切って直進する可能性はあるが、その場合のプラズマ密度はかなり低くなっており、負電圧印加の除去電極を併用すれば低電圧でも確実にプラズマ除去ができると考えられる。

6. まとめ

電子ビーム加熱によりガドリニウム原子を蒸発させると、蒸発部近傍でガドリニウム原子の一部が加熱用電子ビームでイオン化されプラズマが生成する。このガドリニウムプラズマを鉄芯間の $0 \sim \pm 1.5\text{kG}$ の磁場に導き、プラズマの磁場中での挙動を磁場中に置いたコレクタに流れるイオン飽和電流を測定して調べた。磁場を強くしていくとプラズマに乱れが生じるとともに磁場を横切って流れるプラズマの量が減少し、やがて検出されなくなった。プラズマが流れなくなる磁場の強さはプラズマ密度に依存せず、プラズマ流が磁場中を横切ることができるのは、分極電場の作るポテンシャルエネルギーがイオンの運動エネルギーを超えない場合、すなわち、イオンのラーモア半径がプラズマ幅の2倍より大きいときであることがわかった。

また、電子ビーム蒸発部生成プラズマはその密度に依らず一定強度以上の磁場を横切って進めないことがわかった。このことから、原子ビーム中のプラズマ除去を行う場合、これまでの除去電極への負電圧印加だけでなく、磁場を用いても可能になると期待される。

参考文献

- 1) K.Ogura and T.Shibata, 質量分析 41, 37(1993).
- 2) K.Ogura and T.Shibata, Jpn.J.Appl.Phys. 37, L1403(1998).
- 3) K.Tamura, H.Adachi, K.Ogura, H.Ohba, and T.Shibata, Jpn.J.Appl.Phys. 38, 6512 (1999).
- 4) 小倉浩一、有沢孝、柴田猛順, 質量分析 40, 17(1992).
- 5) K.Ogura, T.Arisawa, and T.Shibata, Jpn.J.Appl.Phys. 31, 1485(1992).
- 6) T.Shibata and K.Ogura, J.Nucl.Sci.Tecno. 33, 834(1996).
- 7) 大場弘則、有沢孝、西村昭彦、小倉浩一、柴田猛順、真空 35, 282(1992).
- 8) H.Ohba, A.Nishimura, and T.Shibata, Jpn.J.Appl.Phys. 32, 5759(1993).
- 9) P.T. Greenland, Contemporary Physics, 31, 405(1990).
- 10) 大場弘則、有沢孝、西村昭彦、小倉浩一、柴田猛順、真空 35, 286(1992).
- 11) H.Ohba, A.Nishimura, and T.Shibata, Jpn.J.Appl.Phys. 32, 5759(1993).
- 12) W.Peter and N.Rostoker, Phys. Fluids 25,730(1982).
- 13) L.Lindberg, Astrophys.Space Sci. 55, 203(1978).
- 14) D.A.Baker and J.E.Hammel, Phys.Fluids 8, 713(1965).
- 15) C.R.Parsons and G.Jellison: J.Appl.Phys. 54, 1631(1983).
- 16) F.Wessel and S.Robertson, Phys. Fluids 24, 739(1981).
- 17) K.Kamada, C.Okada, T.Ikehata, H.Ishizuka and S.Miyoshi, J. Phys. Soc. Jpn. 46, 1963(1979)
- 18) S.Robertson, H.Ishizuka, W.Peter and N.Rostoker, Phys.Rev.Lett. 47,508(1981).
- 19) H.Ishizuka and N.Rostoker, Phys.Fluids 25,2353(1982).
- 20) T.Ikehata, K.Kamada, H.Ishizuka, T.Kawabe and S.Miyoshi, Phys.Rev.A, 25, 3415

- (1982).
- 21) F.J.Wessel, N.Rostoker, A.Fisher, H.U.Rahamn, and J.H.Song, Phys.Fluids, B2, 1467(1990).
 - 22) M.Galvez and C.Barhes:Phys. Fluids 31, 863(1988).
 - 23) J.Koga, J.L.Geary, T.Fujinami, B.S.Newberger, and T.Tajima: J.Plasma Phys. 24, 91(1989).
 - 24) W.B.Kunkel, and W.R.Baker, Phys.Fluids 6, 699(1963).
 - 25) W.Peter, A.Ron, and N.Rostoker, Phys.Fluids 22,1471(1979).
 - 26) 相島幸則、池畑隆、真瀬寛、小倉浩一、柴田猛順、JAERI-Research 95-021 (1995).
 - 27) H.Matsumoto, Y.Aishima, T.Ikehata, H.Mase, K.Ogura, and T.Shibata, Proceedings of the 1996 international conference on plasma physics, Nagoya, 398 (1996).
 - 28) 松元英也、池畑隆、真瀬寛、小倉浩一、柴田猛順、JAERI-Research 97-025 (1997).
 - 29) 大場弘則、小倉浩一、柴田猛順、真空 35, 1001(1992).
 - 30) 大場弘則、小倉浩一、柴田猛順、JAERI-M 93-229 (1993).

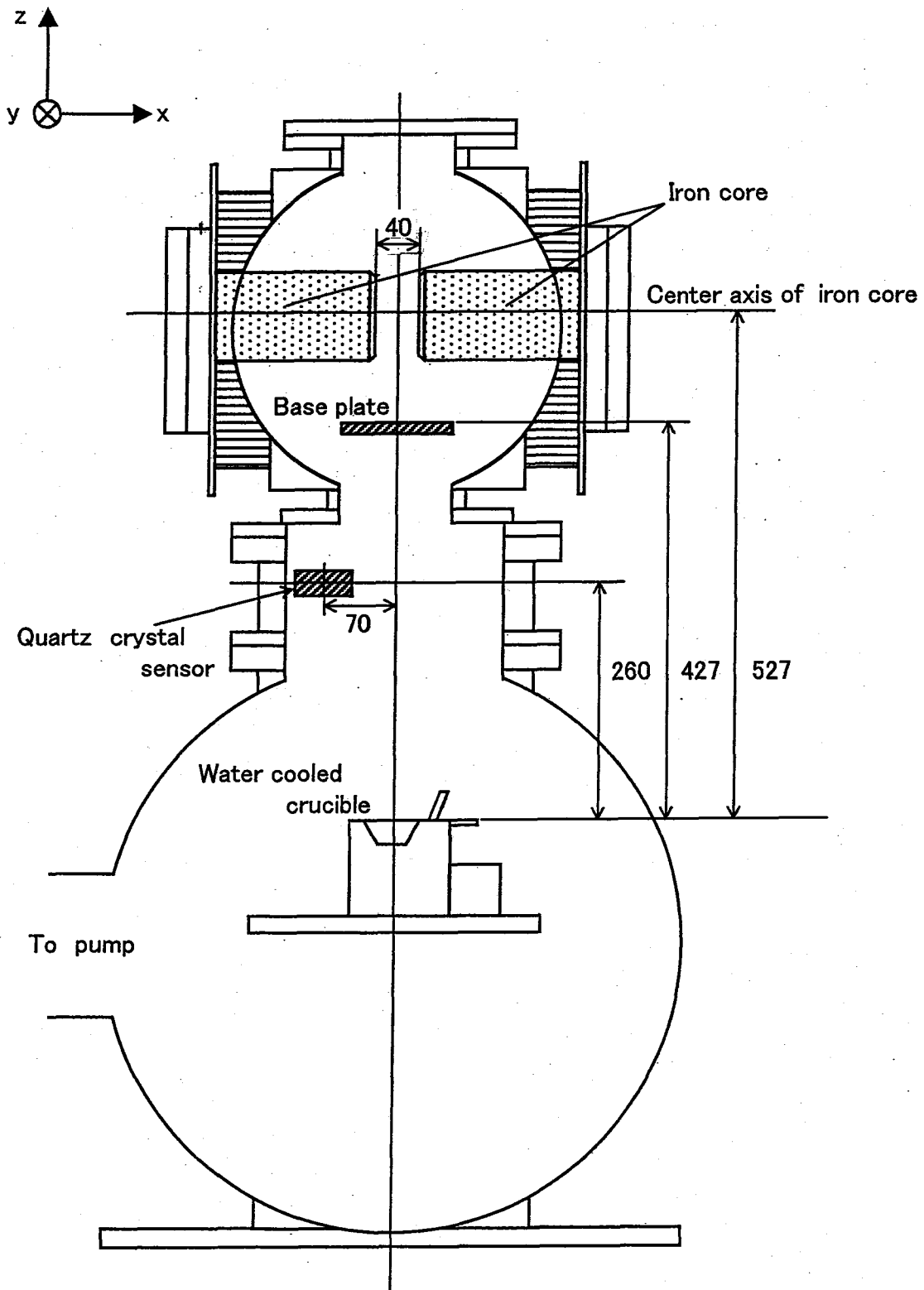


図1 実験装置全体の概略図

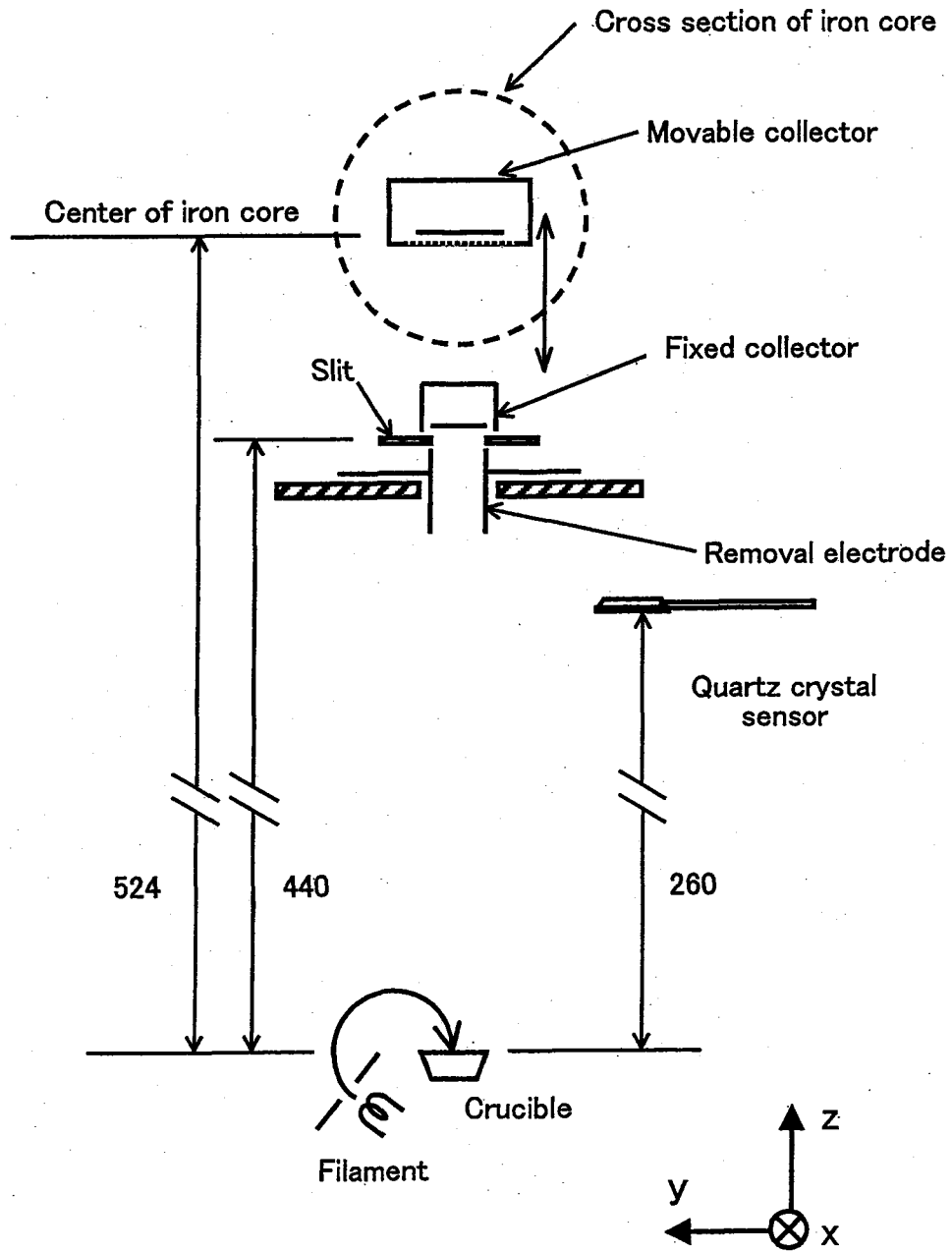


図2 真空容器内部の概略図

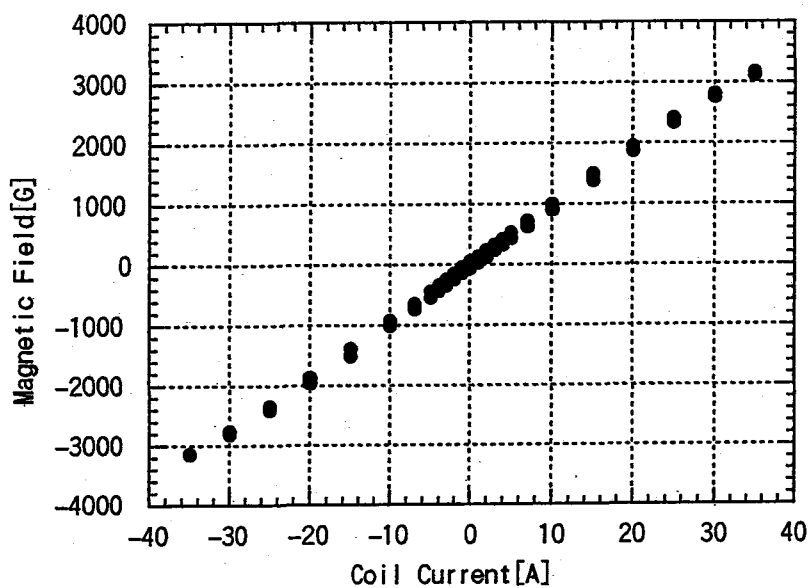


図3 磁極中心部での磁場強度—コイル電流特性

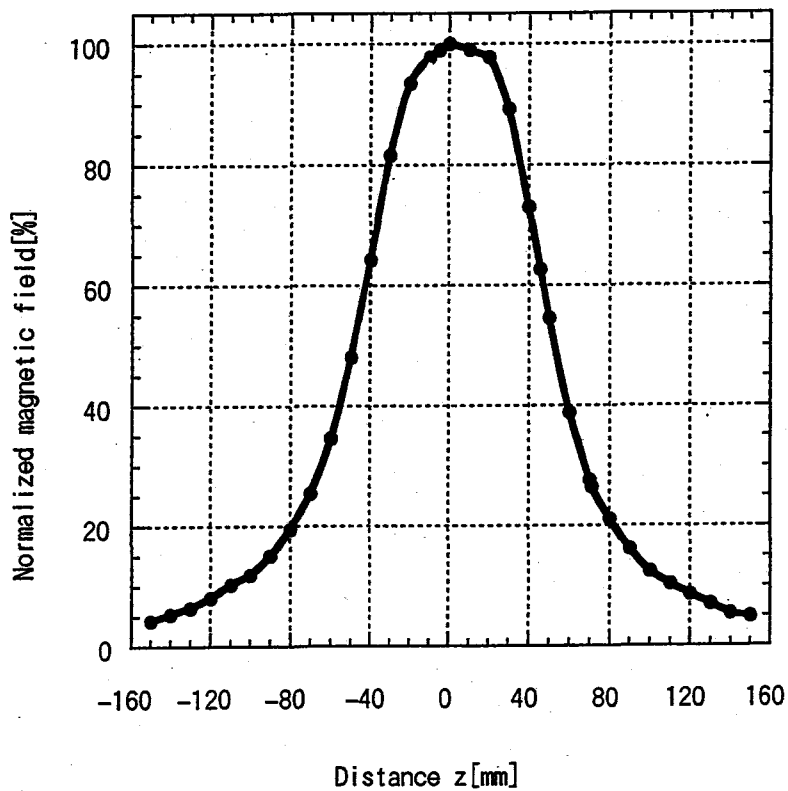


図4 上下(z)方向の磁場分布

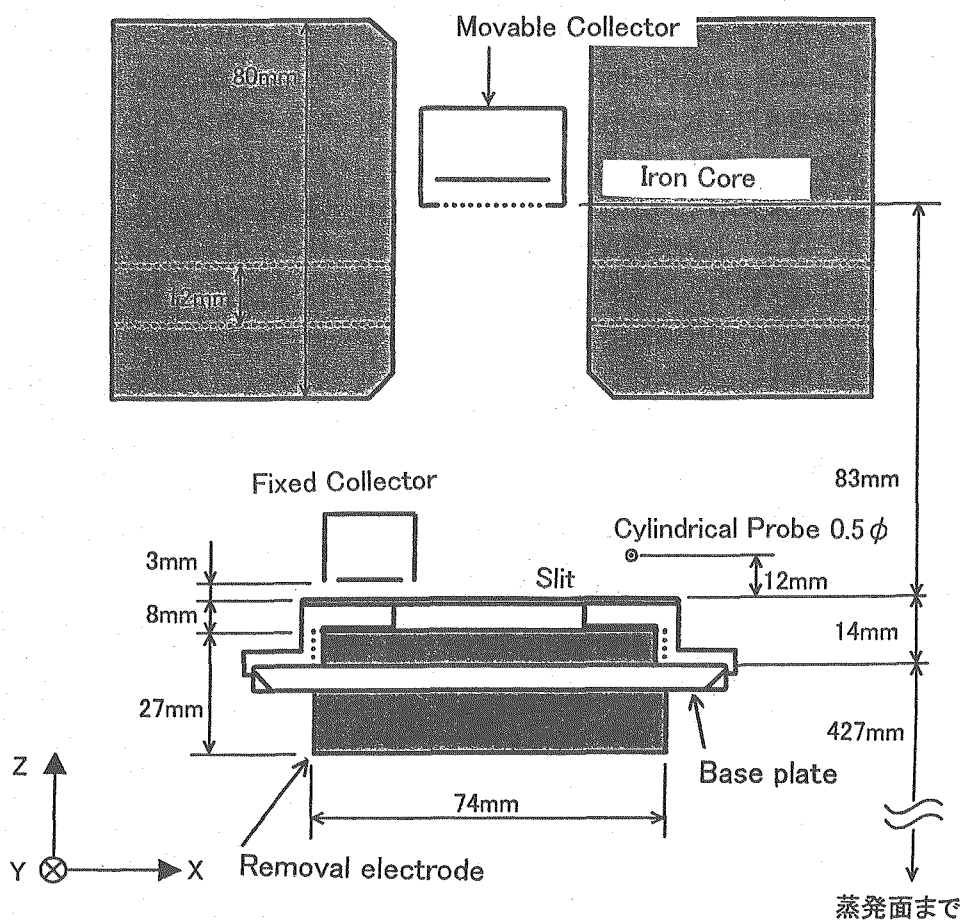


図5 プラズマ計測領域の詳細

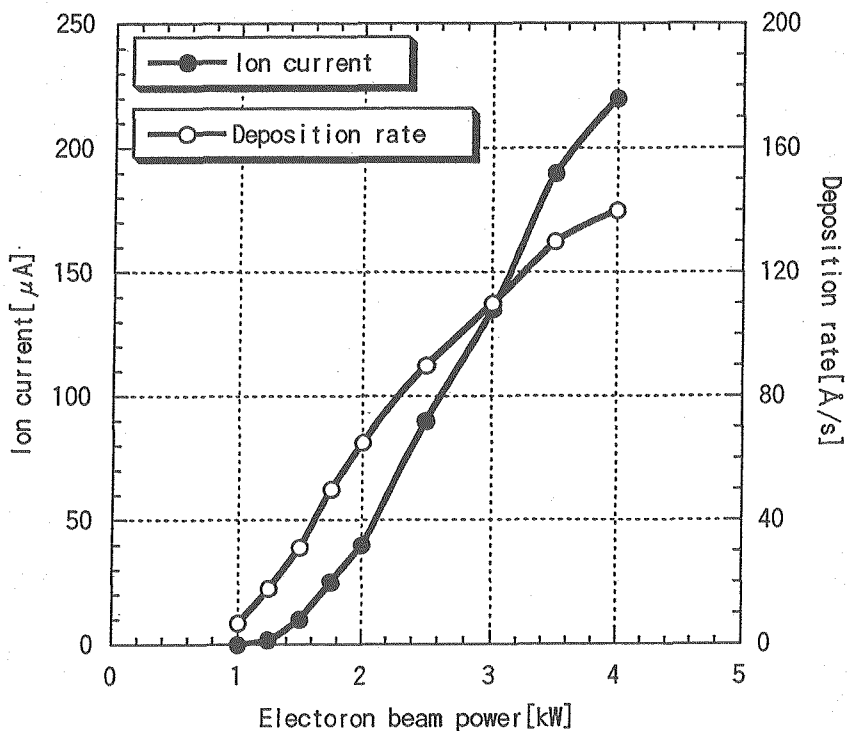


図6 蒸発面上 537mmでのガドリニウム蒸着速度と固定イオンコレクタのイオン飽和電流

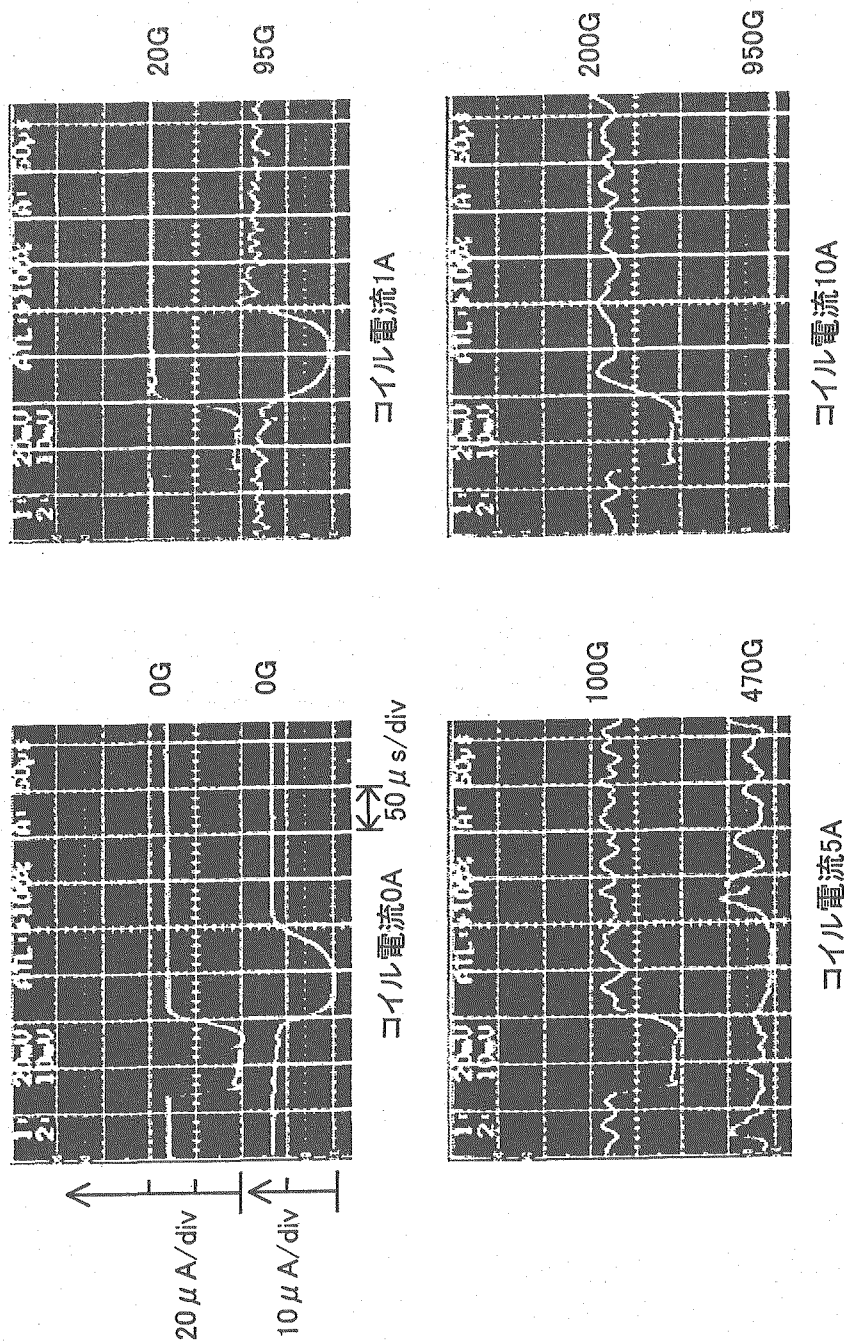


図7 オシロスコープで測定したイオン飽和電流と電流の測定例
電子ビーム入力: 2kW、コイル電流: 0A、1A、5A、10A

(上) 固定コレクタ(蒸発面上 444mm)

(下) 移動コレクタ(蒸発面上 529.2mm)

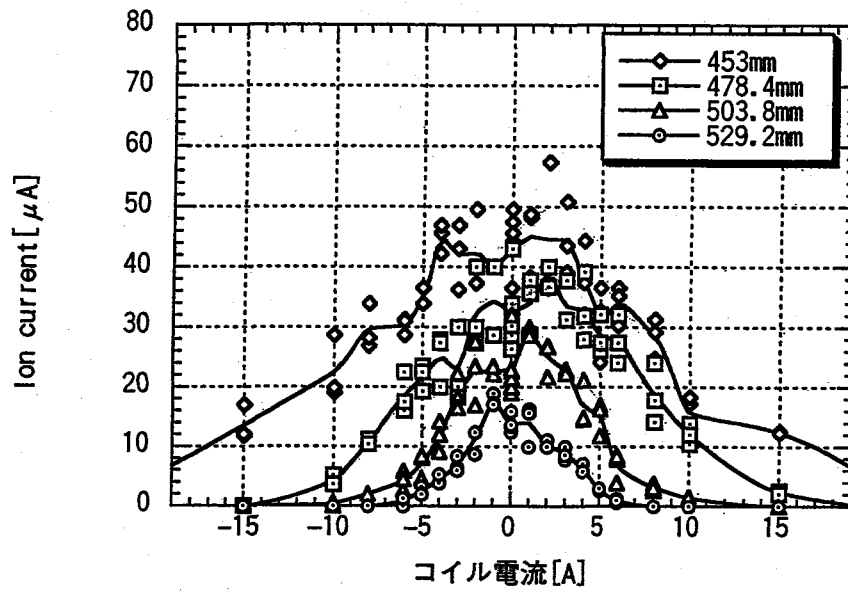


図8 イオン飽和電流のコイル電流依存性
(電子ビーム入力: 2kW、コレクタ位置: 453~529.2mm)

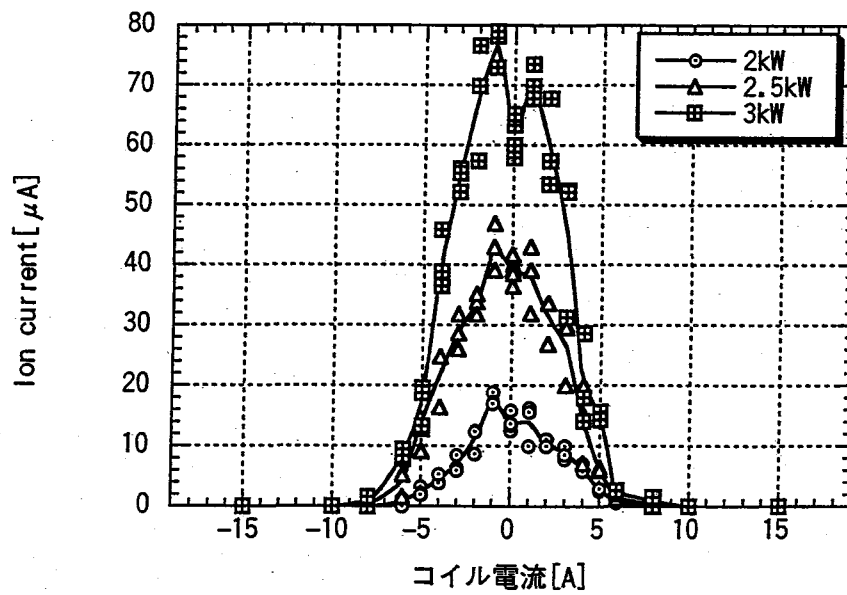


図9 イオン飽和電流のコイル電流依存性
(電子ビーム入力: 2kW、2.5kW、3kW、コレクタ位置: 529.2mm)

国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質の量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s ⁻¹
力	ニュートン	N	m·kg/s ²
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m ²
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N·m
工率, 放射束	ワット	W	J/s
電気量, 電荷	クーロン	C	A·s
電位, 電圧, 起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメン	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m ²
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光束度	ルーメン	lm	cd·sr
照射度	ルクス	lx	lm/m ²
放射線量	ベクレル	Bq	s ⁻¹
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量等	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分, 時, 日	min, h, d
度, 分, 秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV=1.60218×10⁻¹⁹J
1 u=1.66054×10⁻²⁷kg

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バ	b
バール	bar
ガリ	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

1 Å=0.1nm=10⁻¹⁰m
1 b=100fm²=10⁻²⁸m²
1 bar=0.1MPa=10⁵Pa
1 Gal=1cm/s²=10⁻²m/s²
1 Ci=3.7×10¹⁰Bq
1 R=2.58×10⁻⁴C/kg
1 rad=1cGy=10⁻²Gy
1 rem=1cSv=10⁻²Sv

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 ¹⁸	エクサ	E
10 ¹⁵	ペタ	P
10 ¹²	テラ	T
10 ⁹	ギガ	G
10 ⁶	メガ	M
10 ³	キロ	k
10 ²	ヘクト	h
10 ¹	デカ	da
10 ⁻¹	デシ	d
10 ⁻²	センチ	c
10 ⁻³	ミリ	m
10 ⁻⁶	マイクロ	μ
10 ⁻⁹	ナノ	n
10 ⁻¹²	ピコ	p
10 ⁻¹⁵	フェムト	f
10 ⁻¹⁸	アト	a

(注)

- 表1-5は「国際単位系」第5版, 国際度量衡局1985年刊行による。ただし, 1eVおよび1uの値はCODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海里, ノット, アール, ヘクタールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは, JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- EC関係理事会指令では bar, barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

換算表

力	N (=10 ⁵ dyn)	kgf	lbf
1	1	0.101972	0.224809
9.80665	9.80665	1	2.20462
4.44822	4.44822	0.453592	1

粘度 1Pa·s(N·s/m²)=10P(ポアズ)(g/(cm·s))

動粘度 1m²/s=10⁴St(ストークス)(cm²/s)

圧	MPa (=10bar)	kgf/cm ²	atm	mmHg(Torr)	lbf/in ² (psi)
1	1	10.1972	9.86923	7.50062×10 ³	145.038
0.0980665	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
0.101325	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
1.33322×10 ⁻⁴	1.33322×10 ⁻⁴	1.35951×10 ⁻³	1.31579×10 ⁻³	1	1.93368×10 ⁻²
6.89476×10 ⁻³	6.89476×10 ⁻³	7.03070×10 ⁻²	6.80460×10 ⁻²	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J (=10 ⁷ erg)	kgf·m	kW·h	cal(計量法)	Btu	ft·lbf	eV
1	1	0.101972	2.77778×10 ⁻⁷	0.238889	9.47813×10 ⁻⁴	0.737562	6.24150×10 ¹⁸
9.80665	9.80665	1	2.72407×10 ⁻⁶	2.34270	9.29487×10 ⁻³	7.23301	6.12082×10 ¹⁹
3.6×10 ⁶	3.6×10 ⁶	3.67098×10 ⁵	1	8.59999×10 ⁵	3412.13	2.65522×10 ⁶	2.24694×10 ²⁵
4.18605	4.18605	0.426858	1.16279×10 ⁻⁶	1	3.96759×10 ⁻³	3.08747	2.61272×10 ¹⁹
1055.06	1055.06	107.586	2.93072×10 ⁻⁴	252.042	1	778.172	6.58515×10 ²¹
1.35582	1.35582	0.138255	3.76616×10 ⁻⁷	0.323890	1.28506×10 ⁻³	1	8.46233×10 ¹⁸
1.60218×10 ⁻¹⁹	1.60218×10 ⁻¹⁹	1.63377×10 ⁻²⁰	4.45050×10 ⁻²⁶	3.82743×10 ⁻²⁰	1.51857×10 ⁻²²	1.18171×10 ⁻¹⁹	1

1 cal= 4.18605J (計量法)
= 4.184J (熱化学)
= 4.1855J (15°C)
= 4.1868J (国際蒸気表)
仕事率 1 PS(仏馬力)
= 75 kgf·m/s
= 735.499W

放射能	Bq	Ci
1	1	2.70270×10 ⁻¹¹
3.7×10 ¹⁰	3.7×10 ¹⁰	1

吸収線量	Gy	rad
1	1	100
0.01	0.01	1

照射線量	C/kg	R
1	1	3876
2.58×10 ⁻⁴	2.58×10 ⁻⁴	1

線量当量	Sv	rem
1	1	100
0.01	0.01	1

電子ビーム蒸発部生成プラズマの磁場を横切る流れ

R100

古紙配合率100%再生紙を使用しています