工業的応用を目的とした大面積大電流 一様分布のイオンビーム生成技術

田 中 茂

(日本原子力研究所那珂研究所)

(1992年3月6日受理/1992年3月23日改訂原稿受理)

Ion Source Technology to Produce Large Area, High Current, and Uniform Ion Beams for Industrial Applications

Shigeru Tanaka

(Received March 6, 1991/Revised Manuscript Received March 23, 1991)

Abstract

Ion source technology needed to produce large area, high current, and uniform ion beams is reviewed from a view-point of industrial application of the fusion technology. First, an outline is given of the structure and the features of magnetic multipole ion sources, which were developed in the area of fusion research. Then, the production of high current ion beams of various gas species from a magnetic multipole ion source is described. Finally, techniques to produce a uniform distribution of the beam intensity are briefly explained.

Keywords :

magnetic multipole ion source, industrial application, fusion technology, large area, high current, uniform distribution,

1. はじめに

良く知られているように、最近の先端的科学技術や産業分野におけるイオンビームの役割は極めて重要であり、その応用例は多岐にわたる。産業分野に限ってみても、窒素、酸素など化学的に活性な元素のイオンビームを固体に注入して、窒化物や酸化物の絶縁層を生成し、またリンやホウ素などのイオンビームをシリコンやゲルマニウムなどに注入して不純物ドーピングを行い、IC、LSI、VLSIなどの半導体製造がなされている。またイオン照射された固体では、表面の物理的、化学的性質が改質される現象を利用して、例えば、寿命が10倍にもなる工具や導電性ポリマーなどが製造されている。

Naka Fusion Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute, Ibaraki 311-01.

一方、アルゴンなど化学的に不活性で重い元素のイオンビームは、固体に打ち込むと効率良くその固体をたたき出す(スパッタリング)性質があるので、これを利用して基材の表面に希望する材料の薄膜を生成することができる。またイオンビームによるスパッタリングを用いて、固体表面を徐々に削るイオンミリングという微細加工が可能である。例えば、薄膜磁気ヘッドは、イオンビームによる薄膜生成とイオンミリングの工程を繰り返して作られている¹⁾。

イオンビームは、制御させたエネルギーと流量を有する物質流であるという長所を生かし、これらパラメータおよびイオン種、照射時間などを意図的に変えることにより、希望する機能を有する材料表面を設計通りに実現できる可能性を秘めている。

このように、イオンビームは将来的にもますます重要な役割を果たすことが期待されている。しかし、産業分野において重要な点は、製品の機能だけではなく、そのコストであることも無視できない事実である。この観点から考えると、1)広い領域に、2)一様に、3)大電流の、イオンビームを発生できるイオン源があれば、多数の被照射体を均一により短時間に照射できるので、大量生産によりコスト低減が図れる。しかし、高密度プラズマ生成に強磁場中気体放電を用いた従来のデュオビガトロン型などの工業用イオン源では、上記3つの要求を同時に満たすことはできなかった。ところが、過去10数年間核融合用に開発されてきた多極磁場イオン源の出現により、これらの要求を同時に満たすことが可能となってきた。

本解説では、第2章で多極磁場イオン源の構造とその特徴、またその原研における開発経緯を簡単に紹介した後、第3章で多極磁場イオン源から工業的に重要な窒素、酸素、アルゴンなどのイオンビームを数A以上引き出した結果について述べる。そして第4章では、一様なビーム分布を得るためには、どのような注意と工夫が必要かについて、実験結果を用いて説明する。

2. 多極磁場イオン源

イオン源は、一般的に、プラズマ生成部と加速部から構成される。プラズマ生成部は、直流気体放電あるいは高周波気体放電により、容器内部にプラズマを生成するものである。加速部は、直径数mmの多数のビーム引き出し孔を有するグリッド状の金属製電極板数枚から構成され、プラズマ生成部で生成したプラズマのうち、正イオンのみをビーム引き出し孔を通して静電的に加速する。ビーム引き出し孔を通して引き出される個々のビーム単位を「ビームレット」と呼び、イオン源全体から引き出されるビームレットの集合体である「ビーム」と区別している。

原研においても、初期のNBI²⁾用イオン源には、従来から工業用イオン源として広く用いられてきたデュオビガトロン型イオン源を採用した。しかし、デュオビガトロン型イオン源のプラズマ生成部では、電子を磁力線に沿って螺旋運動させ、その途中で気体粒子を電離する放電(PIG放電)を利用しているため、磁場の中心軸(イオン源の中心軸)付近でのプラズマ密度が周辺部より高くなる。その結果、加速部付近のプラズマ分布が不均一となり、イオン源の大面積化には適さないことがわかってきた。この欠点を克服するため、磁

場の中心軸上に金属ボタンを置いて電子を周辺部へ拡散させる³⁾などの改良が加えられたが、これらにも限界があった⁴⁾。

これに対して、多極磁場イオン源のプラズマ生成部では、放電容器の外壁に多数の永久磁石を配置することにより、磁場が中心部では弱く、放電容器内壁付近でのみ急激に強くなるようにしている。そして、一次電子を放出するタングステンフィラメントは磁場の弱い領域に配置されている。従って、一次電子は磁場の弱い領域に効率良く閉じ込められ、容器内壁のカスプ面に入射するまでは、その領域の気体粒子を活発に電離する。その結果、加速部付近のプラズマ密度は、中心部の磁場の弱い領域で高く一様となり、磁場が強くなる内壁付近では急激に減少する。このことは、内壁を遠ざければ、それだけより大きい面積に一様なプラズマを生成できることを意味する。即ち、多極磁場イオン源のプラズマ生成部は、本来的に大面積化、一様分布化に適している。

多極磁場イオン源は、1970年代前半に米国 UCLA において最初に考案され⁵⁾、後に米国オークリッジ国立研究所⁶⁾、英国カラム研究所⁷⁾、米国ローレンスバークレイ研究所⁸⁾、日本原子力研究所(原研)⁹⁾の各研究所において、中性粒子入射装置(NBI)用イオン源として開発された。

図1に示すJT-60 NBI用イオン源は、多極磁場イオン源の長所を生かすべく原研の臨界プラズマ試験装置JT-60のNBI用に開発され、数年間の歳月を経て実用化されたものである。プラズマ生成部は、長さ40cm、幅25cm、深さ34cmの内側寸法を有する強制水冷された銅製の直方体容器であり、外壁面にサマリウム・コバルト製永久磁石を多数配置して、内部に多極ラインカスプ磁場を形成している。また容器には、直径2.5mmのタングステンフィラメントが8本配置され、最大約1000Aの放電電流に必要な熱電子を供給している。一方、加速部は、2段加速型となっており、4枚の強制冷却された電極板から構成されている。プラズマ生成部に近い側から、プラズマ電極(Mo製)、引き出し電極(Mo製)、減速電極(Cu製)、接地電極(Cu製)と呼ばれており、その各々に直接約4mmの小孔が12cm×27cmの長方形の領域に合計1020個開けられている。本イオン源は、1983年に最大定格であるビームエネルギー100keV、ビーム電流40A、パルス幅10秒の水素イオンビームを発生できることを実証している¹⁰⁾。

3. 各種元素のイオンビーム引き出し

前節で説明したJT-60 NBI用イオン源の12cm×27cmというビーム引き出し領域は、従来の工業用イオン源の場合に比べて十分大きく、このイオン源を用いて水素以外の元素のイオンビームを引き出しても、大面積、大電流のイオンビームが得られると予想される。そこで、このイオン源の動作ガスを通常の水素ガスから、工業的に有用な他のガスに変えた場合に、果たしてどの程度のイオンビームが得られるであろうか、という観点で始めたのが、この章で説明する実験¹¹⁾である。試みたガスは、元素周期律表の順序で並べると、He, N₂, O₂, Ne, Ar, Kr, Xeである。

表1に、各動作ガスの元素名、質量数、この実験で得られた最大イオンビーム電流値およびその時の加速

図1. 多極磁場イオン源の代表例であるJT-60 NBI用イオン源の断面構造および電気結線図。

表1. JT-60 NBI用イオン源を用いてイオンビームを引き出した各動作ガスの元素名, 質量数, 最大イオンビーム電流値およびその時の加速電圧。

元 素 名	質 量 数	ビーム電流 (アンペア)	加 速 電 圧 (キロボルト)
ヘリウム (He)	4	23.5	60
窒 素 (N ₂)	28	10.7	55
酸 素 (O ₂)	32	6.2	50
ネ オ ン (Ne)	20	6.6	35
アルゴン (Ar)	40	6.2	60
クリプトン (Kr)	84	5.0	50
キセノン (Xe)	131	4.7	60

電圧を示す。各元素で得られたイオンビームの最大電流値は、従来の定常運転可能な工業用イオン源から得られていた値(数10mA から数100mA)を一桁から二桁も上回る記録的なものである。

図2に、窒素の場合のアーク電力(アーク電流×負荷端でのアーク電圧)とイオンビーム電流の関係を、イオン源内ガス圧(バトロロンで測定)をパラメータとして示す。イオンビーム電流は、図に示す範囲ではアーク電力とともに直線的に増加しているが、さらに高いアーク電力では飽和してくる。イオンビームを単位投入アーク電力当たりどれだけ生成できるかを示すアーク効率は、以下の式で定義される。

$$\text{アーク効率} = (\text{イオンビーム電流}) / (\text{アーク電力}) \text{ (A/kW)} \quad (1)$$

イオン源に一定のアーク電力を投入した場合に、より大電流のイオンビームが得られる方が経済的であるので、工業的観点からはアーク効率は高い方が良い。図2の各直線の勾配がこのアーク効率であり、窒素の場合、実験に用いたガス圧範囲では、低ガス圧ほどアーク効率が高くなっている。

図3には、実験で得られた各動作ガス種のアーク効率を、イオン源内ガス圧が8mTorr(1.07Pa)の場合について示した。但し、酸素については、8mTorrでは放電が不安定でビーム引き出しが困難であったので、9mTorr(1.2Pa)でのアーク効率のデータをプロットしてある。また水素に関するデータも参考のため図中に示してある。酸素の場合を除き、低い電離電圧を有するガス種ほどアーク効率が高くなる傾向が見られる。

加速電圧一定でイオンビーム電流を変化させビーム発散角を測定すると、一般に小電流および大電流の領域で発散角が大きく、その中間の電流値で最小となる特性を示す。このビーム発散角が最小となる時のビーム電流値($I_{\text{acc, opt}}$)と加速電圧(V_{acc})を用いて次式で定義される数値を最適パービアンسと呼ぶ。

$$\text{最適パービアンス} = (I_{\text{acc, opt}} / V_{\text{acc}}^{3/2}) \text{ (A/V}^{3/2}\text{)} \quad (2)$$

図2. イオン源内ガス圧をパラメータとした窒素の場合のアーク電力とイオンビーム電流の関係¹¹⁾。

図3. イオン源内ガス圧が8mTorr(1.07Pa)の場合の各動作ガス種のアーク効率。酸素については、9mTorrでのデータをプロット¹¹⁾。

最適パービアンスは、加速電圧が変化しても、イオンビームの組成(例えば、窒素の場合、 N_2^+ , N^+ , …などの構成比)が変わらない限り、一定となるべき重要な数値である。ビーム発散角が大きい場合には、加速途中のイオンビームが下流の電極に衝突して熱負荷を増大させ、また二次電子を放出させて加速部の耐電圧特性を劣化させる。従って、工業的には、最適パービアンス付近でイオン源を運転することが信頼性の点から必要である。

図4に、測定した各イオンビームの最適パービアンスを各ガス種の質量数(M)の関数として示す。図中の直線は、He イオンビームの最適パービアンスを基準として、 $1/M^{1/2}$ の勾配となるように引いたものである。図よりわかるように、データ点はほぼこの直線に沿っている。即ち、同一イオン源の同一加速系を用いた場合には、各イオンビームの最適パービアンスは、理論通り $1/M^{1/2}$ に比例することを実験的に確認した。

図3や図4などに示されている実験結果を用いれば、今回の実験で試みなかった元素のイオンビームの場合についても、アーク効率と最適パービアンスのおよその見当をつけることが可能となるので、これら実験結果は多極磁場イオン源の工業的応用のためのデータとして有用である。

図4. 各種イオンビームの最適パービアンスと質量数の関係。直線は、He イオンビームの最適パービアンスを基準として、 $1/M^{1/2}$ の勾配となるよう引いてある¹¹⁾。

4. 一様化技術

多数の被照射体をイオンビームで同時照射して、均質な性能を有する製品を大量生産するためには、被照射体位置でのイオンビームの分布を一様にする 것이重要である。このためには、最低限、加速部付近のプラズマ分布を一様にする 것이必要である。

4.1. ソースプラズマ分布の一様化¹²⁾

イオン源のプラズマ生成部に放電により発生させるプラズマをソースプラズマと呼ぶが、本節では、このソースプラズマの加速部付近の分布を一様にするためには、どのような注意や工夫が必要か説明する。

第2章で説明したように、多極磁場イオン源のプラズマ生成部は中心部の磁場が弱いため、プラズマ分布の一様化に適している。しかしながら、磁石配置によってはソースプラズマ分布の一様性を害するような磁場が中心部に残留することがある。

図5はJT-60 NBI用イオン源内のビーム中心軸を含む面内での磁場ベクトル分布測定結果を示す。この測

定時にはフィラメント電流は通電されていないので、図5の磁場分布にはフィラメント電流が発生する磁場の影響は含まれていない。イオン源運転時には、プラズマ生成部のアーク放電に必要な電子を供給するためフィラメントに電流が流され、このフィラメント電流が発生する磁場が図5の磁場分布に重畳される。

図5. JT-60 NBI用イオン源内の磁場ベクトル分布測定結果。測定時、フィラメントには通電されていない¹²⁾。

図5よりわかるように、イオン源中心軸上でフィラメントと同程度の高さの位置に、ビーム方向の約10G (0.001T)の磁場が残留している。JT-60 NBI用イオン源の開発過程において、フィラメントから放出される一次電子の軌道がこの残留磁場の影響を受け、一様なソースプラズマ分布が実現できないという問題点が明らかとなった。

図6はJT-60 NBI用イオン源の上蓋を外して内部を見た場合のフィラメント配置を示す。図の各フィラメントの脚の部分に矢印方向のフィラメント電流を流せば、8本のフィラメント全体で等価的にワンターン電流を形成し、紙面から飛び出してくる方向の磁場が中心部に発生する。この方向の磁場は、図5の約10Gの残留磁場を打ち消す方向であるので、図6で矢印で示す各フィラメントの電流方向を good direction と呼ぶ。一方、この方向と反対方向に電流を流せば、残留磁場を強める方向の磁場が発生するので、図6と反

図6. JT-60 NBI 用イオン源の上蓋を外して内部を見た場合のフィラメント配置とフィラメント正面図¹²⁾.

図7. JT-60 NBI 用イオン源プラズマ電極付近でのイオン飽和電流密度の長手方向分布測定結果。白丸；フィラメント電流方向が good direction, 黒丸；フィラメント電流方向が bad direction.

対のフィラメント電流方向を bad direction と呼ぶ。

図7は JT-60 NBI 用イオン源を水素ガスで放電させ、プラズマ電極近傍でイオン飽和電流密度の長手方向(グリッド領域の27cm 方向)分布を測定した結果である。白丸がフィラメント電流方向が good direction の場合に、黒丸が bad direction の場合を示している。なお、この測定時には、直径1.8mm のタングステ

ンフィラメント 8 本に各々 160A の電流が通電されていた。図より明らかのように、good direction の場合、ビームを引き出すグリッド領域内で分布がほぼ一様であるのに対し、bad direction の場合には不均一となっている。この原因は、good direction の場合にはフィラメント電流が発生する磁場が残留磁場を打ち消す方向であるので、フィラメントから放出された一次電子は残留磁場に阻害されることなく飛び回りイオン源中心部に均一に存在できるのに対し、bad direction の場合には残留磁場が増強される結果、フィラメントから放出された一次電子が、イオン源中心部に到達することが阻害され、中心部に均一なプラズマが生成されないからである。

このように、ソースプラズマ分布を一様化するためには、永久磁石により形成される磁場配位に加えて、フィラメント電流が発生する磁場も考慮した細心のイオン源設計が必要である。

4.2. ビーム分布の一様化

前節で説明したような点に注意を払えば、原理的に多極磁場イオン源では一様なソースプラズマ分布が得られる。それでは、一様なソースプラズマ分布の実現は、一義的に被照射体位置での一様なビーム分布の実現を意味するか、と問われれば答は否である。

第 2 章でビームレットの概念を説明したが、一般的に円形のビーム引き出し孔から引き出させたビームレットの強度分布はビームレットの進行方向を回転対称軸とした正規分布に近い山なり分布となっている。そしてビームレットは有限の発散角を有しているので、イオン源からの距離とともにビームレットは広がっていく。従って、これら個々のビームレットの強度分布の重ね合わせであるビーム全体の強度分布は、ソースプラズマ分布が一様で全てのビームレットの方向が互いに平行な場合には、イオン源の直近ではビームレットの強度分布の個性を残しつつほぼ一様な分布となるが、イオン源から離れるとともに不均一分布となる。

イオン源の直近に被照射体を設置すると、被照射体上でのビームによる熱流束が局所的に過大となる場合や、被照射体からの脱ガスがイオン源加速部の耐電圧特性を劣化させるような場合には、被照射体をイオン源から十分離しておく必要がある。

このようなイオン源からある程度離れた被照射体位置で、一様なビーム分布を得る方法について、本節で説明する。この方法は、イオン源の加速部内で 1 枚の電極板のビーム引き出し孔を、他の電極板のビーム引き出し孔に対して相対的に変位させることにより、個々のビームレットの進行方向を意図的に変えることができる点を利用したもので、「ビーム引き出し孔変位法」と呼ばれている。

この方法の原理図を図 8 に示す。この図は 2 段加速型加速部の 1 ビームレット分の断面図を示したものであり、上から 3 枚目の減速電極のビーム引き出し孔のみが、他の 3 枚の電極のビーム引き出し孔に対して δ_2 だけ中心軸を変位してある。この変位により、ビームレットの方向は、次式で表される偏向角 θ だけ偏向される¹³⁾。

図8. 「ビーム引き出し孔変位法」によるビームレット偏向の原理図¹⁴⁾.

$$\theta = \frac{\delta_2 [V_3/d_3 - (V_2 + V_3)/d_2]}{4(V_1 + V_2 + V_3)} \quad (3)$$

但し、 V_1 , V_2 , V_3 は、図8中で定義されている電圧であり、 d_2 は加速ギャップ長、 d_3 は減速ギャップ長である。後で実際に行った実験について説明するが、この実験では

$$V_3/d_3 \ll (V_2 + V_3)/d_2$$

$$V_3/(V_1 + V_2) \ll 1, \quad V_3 \ll V_2$$

の条件が満たされるので、 $V_{\text{acc}} = V_1 + V_2$, $\Gamma = V_2/V_{\text{acc}}$ と定義すると、(3)式は、次式に書き直せる。

$$\theta = -(\delta_2/4d_2)\Gamma \quad (4)$$

この式から、ビームレットの偏向角 θ はビーム引き出し孔の変位 δ_2 と逆方向となること、また θ は δ_2 と Γ に比例することがわかる。

(4) 式の関係を利用して、JT-60 NBI イオン源を用いイオン源下流約10cm×10cmの領域に一樣なビーム分布を実現することを目的として、新しい減速電極を設計製作した¹⁴⁾。この電極は、他の3枚の既存の電極と同じく12cm×27cmのグリッド領域に1020個のビーム引き出し孔を有し、各ビーム引き出し孔の直径は4.4mmである。ビーム引き出し孔は、図9のY方向に43列、X方向に24列あり、各ビーム引き出し孔の中

図9. 新たに製作した減速電極の各ビーム引き出し孔中心の変位量 δX , δY 分布図¹⁴⁾.

心軸は他の3枚の電極のビーム引き出し孔に対して、 X 方向に δX , Y 方向に δY 変位してある。

図9に各ビーム引き出し孔の δX , δY 分布が示されているが、 δX は全て負であるので、ビームレットは X 方向には全て外向きに偏向される。 Y 方向に関しては、 $Y=0$ で $\delta Y=0$ であるので、 $Y=0$ のビームレットは Y 方向になんら偏向されない。 $0.672\text{cm} \leq |Y| \leq 6.4\text{cm}$ の領域内では $\delta Y < 0$ であるので、ビームレットは外向きに、 $7\text{cm} \leq |Y| \leq 13.5\text{cm}$ の領域では $\delta Y > 0$ であるので内向きに偏向される。

この新しい減速電極を JT-60 NBI 用イオン源に組み込んで実験を行った¹⁴⁾。ビーム分布の測定は、多数の小型カロリメータを十字型に配置したものをイオン源下流約4mの位置に設置して行った。電圧比 $\Gamma = 0.7, 0.8, 0.85$ の3通りの各々について、加速電圧 V_{acc} を30kVから70kVまで10kV刻みで変え、その各々の加速電圧でビーム電流 I_{acc} を変えてビーム分布を測定した。その結果、 $\Gamma = 0.85$ では、全ての場合に X 方向、 Y 方向のビーム強度分布ともピークが2つある「ラクダの背中型」分布となった。一方、 $\Gamma = 0.7$ では、過半の場合について、中心部でのみ強度が最大となる「山なり型」分布となった。両者の中間である $\Gamma = 0.8$ では、「ラクダの背中型」、「山なり型」のほかに、中心の数cmから10数cmの領域でビーム強度がほぼ一定で、その両端でビーム強度が低下する「高原型」分布が得られた。ビーム分布の一様化の観点からは、 X 方向、 Y 方向とも「高原型」分布であることが望ましく、 $\Gamma = 0.8$ では、 X 方向、 Y 方向とも「高原型」分布が得られたのは、 $V_{\text{acc}} = 30\text{kV}$ で $I_{\text{acc}} = 10 \sim 12\text{A}$ 、 $V_{\text{acc}} = 40\text{kV}$ で $I_{\text{acc}} = 18 \sim 20\text{A}$ であった。

図10に、一様性の点からは最も良い $\Gamma = 0.8$, $V_{\text{acc}} = 40\text{kV}$, $I_{\text{acc}} = 20\text{A}$ の場合の X 方向、 Y 方向のビーム強度分布を示す。この場合には、 X 方向で14cm、 Y 方向で11cmの領域で $\pm 5\%$ 以内の一様性が得られている。なおこの実験では、水素イオンビームが用いられている。

図10. 新たに製作した減速電極を JT-60 NBI 用イオン源に組み込み、一様性の点では最も良い分布が得られた $\Gamma=0.8, V_{acc}=40\text{kV}, I_{acc}=20\text{A}$ の場合の X 方向, Y 方向のビーム強度分布¹⁴⁾.

これらの実験結果から、 $\Gamma=0.85$ では、(4)式よりわかるように、ビームレットを偏向し過ぎて「ラクダの背中型」分布となり、 $\Gamma=0.7$ では偏向が足りなくて「山なり型」分布に、そしてその中間にある $\Gamma=0.8$ では、偏向の程度が適度で「高原型」分布が得られたと考えられる。

以上の実験は、高熱負荷受熱機器の試験のために、一様な熱流束分布を得ることを目的として行われたものであるが、ここで説明したビーム分布一様化技術は、イオン源構造やイオン源運転のパラメータを変えるだけで、工業的応用を目的とした多極磁場イオン源にも適用できる。

5. おわりに

この解説では、核融合分野で開発された多極磁場イオン源を用いて、工業的に有用なイオンビームを大面積かつ大電流で一様に得る技術について概説した。多極磁場イオン源の長所を生かした工業用イオン源は、既に各種装置に組み込まれて市販されており、実際の生産ラインにおいて大面積高速大量照射に利用されている。

この解説では、正イオンを前提に説明してきたが、最近では、今後の核融合実験炉クラスのプラズマ加熱、電流駆動に用いることを目的として、やはり多極磁場プラズマ源を用いた水素負イオン源が精力的に開

発されてきている。原研でも、この型の水素負イオン源の大容量化を進め、既に3.4Aの水素負イオンビームを得ている¹⁵⁾。またこのイオン源にセシウム蒸気を添加することにより金属表面における負イオン生成も利用して、10Aという記録的な水素負イオンビーム電流を得ている¹⁶⁾。

これら負イオンビームの工業的応用として、例えば、電氣的絶縁物に正イオンビームを照射した場合には、表面にイオンの電荷がチャージアップしてそれ以上の正イオンビームが被照射体に入ることを妨げるが、負イオンビームを正イオンビームと同時に照射すれば、表面で電荷が互いに中和されると考えられるので、電氣的絶縁物へのイオン照射が可能となる。

本解説で取り上げた多極磁場イオン源(プラズマ源)は、原理的に大面積、大容量化が容易であるため、今後とも高エネルギー加速器などの先端的科学技術分野、また半導体、高機能材料などの新素材産業分野でも広範な応用が期待される。

参 考 文 献

- 1) 佐藤 忠：電気学会誌，**108** (1988) 229.
- 2) T. Sugawara *et al.*：日本原子力研究所報告，JAERI-M7043(1977).
- 3) 荒川義博 他：日本原子力研究所報告，JAERI-M8088 (1979).
- 4) 田中 茂：プラズマ核融合学会主催第2回専門講習会テキスト，(1989) 111.
- 5) R. Limpaecher and K. R. Mackenzie：Rev. Sci. Instrum.，**49**(1973) 726.
- 6) W. L. Stirling, P. M. Ryan, C. C. Tsai and K. N. Leung：Rev. Sci. Instrum.，**50** (1979) 102.
- 7) A. P. H. Goede and T. S. Green：Proc. 8th Symp. on Eng. Prob. of Fusion Res.，(1979) 680.
- 8) K. W. Ehlers and K. N. Leung：Rev. Sci. Instrum.，**50** (1979) 1353.
- 9) 桜庭順二 他：日本原子力研究所報告，JAERI-M8740 (1980).
- 10) H. Horiike *et al.*：Rev. Sci. Instrum.，**55** (1984) 332.
- 11) S. Tanaka *et al.*：Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res.，**B37/38** (1989) 128.
- 12) S. Tanaka *et al.*：Rev. Sci. Instrum.，**57** (1986) 145.
- 13) Y. Okumura, Y. Mizutain and Y. Ohara：Rev. Sci. Instrum.，**51** (1980) 471.
- 14) S. Tanaka, M. Araki and Y. Okumura：to be published in Rev. Sci. Instrum.，**63** (1992).
- 15) M. Hanada *et al.*：Rev. Sci. Instrum.，**61** (1990) 499.
- 16) Y. Okumura *et al.*：Proc. 16th Symp. on Fusion Technology, (London, 1990).