

JAERI-M

8740

バケツト型およびラムダトロン型
イオン源の開発

1980年3月

桜庭 順二^{*1}・秋場 真人^{*2}・荒川 義博・荒木 政則
堀池 寛・伊藤 孝雄・河合 視己人・栗山 正明
松田慎三郎・松岡 守・水谷 泰彦^{*3}・小原 祥裕
大賀 徳道・奥村 義和・柴田 猛順・白形 弘文
田中 茂

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

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

バケット型およびラムダトロン型イオン源の開発

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

桜庭 順二^{*1}・秋場 真人^{*2}・荒川 義博

荒木 政則・堀池 寛・伊藤 孝雄・河合視己人

栗山 正明・松田慎三郎・松岡 守・水谷 泰彦^{*3}

小原 祥裕・大賀 徳道・奥村 義和・柴田 猛順

白形 弘文・田中 茂

(1980年1月31日受理)

JT-60用中性粒子入射装置に使用されるイオン源を開発するために、バケット型およびラムダトロン型イオン源を用いて改良実験を進めている。本報告は、それらの実験についてまとめたものである。矩形バケット型プラズマ源によって、イオン密度 0.27 A/cm^2 、一様性 $\pm 10\%$ 以下 ($12 \text{ cm} \times 27 \text{ cm}$) のソースプラズマを得た。円形バケット型およびラムダトロン型イオン源によって、 30 kV 、 30 A 、プロトン比 70% 以上の水素イオンビームを得た。また、JT-60用ラムダトロン型イオン源の概念設計を行った。

* 1 外来研究員 (住友重機)

* 2 特別研究生 (九州大学)

* 3 外来研究員 (日新電機)

Development of Bucket and Lambdatron Ion Source

Junji SAKURABA^{*1}, Masato AKIBA^{*2}, Yoshihiro ARAKAWA
Masanori ARAKI, Hiroshi HORIIKE, Takao ITOH
Mikito KAWAI, Masaaki KURIYAMA, Shinzaburo MATSUDA
Mamoru MATSUOKA, Yasuhiko MIZUTANI^{*3}, Yoshihiro OHARA
Tokumichi OHGA, Yoshikazu OKUMURA, Takemasa SHIBATA
Hirofumi SHIRAKATA and Shigeru TANAKA

Division of Thermonuclear Fusion Research,
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received January 31, 1980)

In order to develop an ion source for JT-60 neutral beam injectors, experimental studies on bucket and lambdatron ion sources are in progress. Performance of these ion sources is described. A plasma generator of the rectangular bucket ion source produced source plasma density of 0.27 A/cm^2 with uniform density distribution of less than $\pm 10 \%$ (12 cm x 27 cm). The cylindrical bucket and the lambdatron ion source achieved extracted hydrogen ion beam current of 30 A at 30 kV with a proton yield of more than 70 %. A lambdatron ion source for use in JT-60 neutral beam injectors was designed conceptually.

keywords: JT-60 Tokamak, Neutral Beam Injector, Bucket Ion Source, Lambdatron Ion Source, Source Plasma, Hydrogen Ion Beam, Performance

*1 On leave from Sumitomo Heavy Industries, Ltd.

*2 Special Research Student; Kyushu University

*3 On leave from Nissin Electric Co., Ltd.

目 次

1. はじめに	1
2. バケツ型イオン源の放電機構	3
2.1 原理	3
2.2 放電機構	3
2.2.1 ソースプラズマの生成率	3
2.2.2 放電室初期ガス圧の下限値	5
3. 初期の開発	9
3.1 実験	9
3.2 考察	10
4. 矩形バケツ型プラズマ源	13
4.1 概要	13
4.2 実験装置	13
4.3 実験結果	14
4.4 考察	15
4.4.1 カスプライン配位	15
4.4.2 アーク特性	16
5. 円形バケツ型イオン源	24
5.1 概要	24
5.2 実験装置	24
5.3 実験結果	25
5.4 考察	27
5.4.1 探針測定によるイオン電流密度と引出電流	27
5.4.2 アーク放電の安定性	28
6. 円形ラムダトロン型イオン源	37
6.1 概要	37
6.2 実験装置	37
6.3 実験結果	38
6.4 考察	39
6.4.1 アーク特性	39
6.4.2 イオンビーム組成	41
7. JT-60用ラムダトロン型イオン源の概念設計	47
8. まとめ	51
謝辞	52
参考文献	53
付録	54

Contents

1. Introduction	1
2. Discharge Mechanism of Bucket Ion Source	3
2.1 Description of Mechanism	3
2.2 Consideration of Discharge Mechanism	3
2.2.1 Production Rate of Source Plasma	3
2.2.2 Lower Limit of Initial pressure in Source	5
3. Initial Development	9
3.1 Experiment	9
3.2 Discussion	10
4. Rectangular Bucket Plasma Source	13
4.1 Outline	13
4.2 Experimental Apparatus	13
4.3 Experimental Results	14
4.4 Discussion	15
4.4.1 Cusp Line Arrangement	15
4.4.2 Discharge Characteristics	16
5. Cylindrical Bucket Ion Source	24
5.1 Outline	24
5.2 Experimental Apparatus	24
5.3 Experimental Results	25
5.4 Discussion	27
5.4.1 Ion Current Density Obtained from Probe Measurement and Extracted Beam Current	27
5.4.2 Stabilization of Arc Discharge	28
6. Cylindrical Lambdatron Ion Source	37
6.1 Outline	37
6.2 Experimental Apparatus	37
6.3 Experimental Results	38
6.4 Discussion	39
6.4.1 Discharge Characteristics	39
6.4.2 Ion Species Fractions	41
7. Conceptual Design of Lambdatron Ion Source for JT-60	47
8. Conclusions	51
Acknowledgement	52
References	53
Appendix	54

1. はじめに

臨界プラズマ試験装置(以下JT-60と呼ぶ)用中性粒子入射装置¹⁾(以下NBIと呼ぶ)で必要とされるイオン源は、1基あたり、50~100keV、35A、ビーム発散角1度の水素イオンビームを、12cm×27cmのビーム引出し面積をもつ電極から、約10秒間引出すことのできるイオン源である。これらの性能を満足するためには、イオンソースプラズマ生成部としては、引出し面積の全面にわたって、一様な密度分布(±10%以下)をもち、安定かつ高密度(0.27A/cm²以上)のソースプラズマを生成する能力をもっていなければならない。原研では、このイオン源の開発を目標として、デュオビガトロン型イオン源とバケット型イオン源の改良研究を進めている。

この報告は、原研におけるバケット型イオン源の現在に至るまでの開発実験経過を詳述し、今後のイオン源改良、および設計に役立てることを目的としている。

バケット型イオン源は、Mackenzie等²⁾によって開発されたMagnetic Multipoleによるプラズマ閉込め装置を基礎として、Culham研究所において開発されたイオン源である。³⁾このイオン源の特徴は、デュオビガトロン型イオン源と異なり、プラズマ生成部に、たて磁場がないことから、大容積の一様な密度分布をもった、高密度かつ安定なプラズマを生成できることにある。現在、バケット型イオン源は、高出力のNBI用イオン源の有力な候補の一つと見なされており⁴⁾、Culham研究所^{5),6)}をはじめとして、ORNL^{7),8)}、LBL⁹⁾などにおいて改良研究が進展している。

原研では、最初、既存のデュオビガトロン型イオン源のアークチャンバーを利用して、円形バケット型プラズマ源(内径19cm、高さ27cm)、および矩形バケット型プラズマ源(15cm×30cm、高さ20cm)のソースプラズマ実験を行ない、バケット型イオン源の概要を把握することに努めた。次に、JT-60用NBIのイオン源を想定して、矩形バケット型プラズマ源(21cm×37cm、高さ18cm)を設計、製作し、ソースプラズマの基本的特性を調べる実験を行った。その後、バケット型イオン源による初めての水素イオンビーム引出しを目的として、円形バケット型イオン源(内径26cm、高さ22cm)を設計、製作した。これは、JFT-2用NBIのイオン源開発の一環として、デュオビガトロン型イオン源と同時に作られたものである。直径18.5cmの一段加速引出し電極による水素イオンビーム引出し実験を通して、デュオビガトロン型イオン源との比較、カソードの問題、アーク特性の改良など、理論的考察を含めた多くの有益なデータを得ることができた。

JT-60用NBIのイオン源を開発する過程において、加速電圧100kV、引出し電流35A、引出し時間10秒という高出力、ロングパルスに関連して、引出し電極間で発生した電子の逆加速によるソースプラズマアークチャンバーの熱負荷対策という新たな問題が発生した¹⁰⁾。この問題を解決するために、バケット型イオン源を改良して、ラムダ(A)型ビームダンパーを持った新しいイオン源(ラムダトロン)を提案した。先の円形バケット型イオン源(内径26cm、高さ22cm)を改良して、ラムダトロン型イオン源を製作、その基礎的特性を

調べ、JT-60用NBIイオン源の設計データ蓄積を行った。現在、このイオン源の原型モデルを製作中であり、これによる実験結果をふまえて、実機モデルの設計が行われる予定である。

以下、各章では、バケット型イオン源の基礎実験を通して得られた様々の問題点を明らかにし、得られたデータが、今後の設計資料となることを目的として、開発過程を詳細に記述する。さらに、JT-60用ラムダトロロン型イオン源の概念設計、今後に残された課題についても言及する。

2. バケット型イオン源の放電機構

2.1 原理

バケット型イオン源は、Mackenzie 等^{2),11)}によって開発されたMagnetic Multipoleによるプラズマ閉込め装置を基礎として開発されたものである。図2.1にMackenzie等の実験装置を示す。容積86ℓの円筒状容器の全面が、Alnico永久磁石($B_{max} \sim 2 \text{ kG}$)によっておおわれ、ラインカusp磁場を形成している。永久磁石の作る磁場は、壁面から指数関数的に減少し、数cm離れると地磁気と区別がつかなくなる。したがって、容器内部は、ラインカusp磁場で磁気シールドされた磁場のほとんどない空間となる。カソードフィラメントから放出される熱電子によって、容器壁をアノードとしてアーク放電し、プラズマが生成される。ラインカusp磁場は、イオン化に寄与する電子と生成したプラズマ中のイオンを閉じ込める効果を持っている。その結果、一様な密度分布をもった高密度の静かなプラズマを効率良く作ることができる。

Mackenzieのプラズマ閉込め装置をイオン源ソースプラズマ生成部に応用して、Culham研究所において、バケット型イオン源が開発された³⁾。図2.2にCulhamのDITE用NBIに用いられたバケット型イオン源⁵⁾を示す。Mackenzieのプラズマ閉込め装置の一端が引出し電極となった構造である。プラズマ中のイオンは、カusp磁場による閉込め効果により、アノード壁への損失が少なく、効率良く電極から引出される。また、カソードフィラメントから放出されるイオン化のための電子の閉込め効果を上げるために、電極面はカソード電位、あるいは負のバイアス電位に保たれる。その結果、ラインカusp磁場による閉込めとあわせてアーク効率を上げることが可能となる。さらに、引出し電極の広い面積にわたって一様な密度分布をもった静かなプラズマを生成できる。このように、バケット型イオン源は、今後各国で予定されている高出力のNBI用イオン源として、優秀な性能をもち、かつ構造が簡単であることから、有力な候補の一つと見なされてきつつある。図2.3, 2.4は、それぞれORNL⁸⁾, LBL⁹⁾で開発されたバケット型イオン源の例である。

2.2 放電機構

2.2.1 ソースプラズマ生成率

単位時間あたりに生成される全イオン電流 I_+ は、次式で与えられる。^{12),13),14)}

$$\begin{aligned} I_+ &= e n_p n_0 \langle \sigma v \rangle_1 V + e n_c n_0 \langle \sigma v \rangle_2 V_{eff} \\ &= \frac{1}{2} \beta n_e e \sqrt{\frac{kT_c}{M}} A_t \end{aligned} \quad (2.1)$$

左辺の第1項、2項はそれぞれ一次電子、熱電子のイオン化による生成量を表わす。右辺は、

損失量を表わしている。一方、カソードから放出される一次電子電流 I_e は、次式で与えられる。

$$I_e = \frac{e n_p}{\tau_p} V + e n_p n_0 \langle \sigma v \rangle_3 V \quad (2.2)$$

ここで、記号は次の諸量を示す。

n_e : プラズマ中の電子密度

n_p : カソードから放出される一次電子密度

n_0 : 中性ガス粒子密度

T_e : 電子温度

M : イオンの質量

τ_p : カソードから放出される一次電子の保持時間

$\langle \sigma v \rangle_1$: 一次電子によるイオン化の反応係数

$\langle \sigma v \rangle_2$: 熱電子によるイオン化の反応係数

$\langle \sigma v \rangle_3$: 一次電子が中性ガスとの非弾性衝突により、電離電圧以下のエネルギーとなる過程での反応係数

β : ターゲットカソード面上と放電室内の一樣なプラズマ中でのイオン密度の比 (≈ 0.5)

A_t : 全イオン損失面積

V_t : 放電室容積

V_{eff} : 熱電離を行う有効容積

(2.1), (2.2)式から、

$$I_+ = \frac{1}{1 - \frac{2 n_0 \langle \sigma v \rangle_2 V_{eff}}{\beta \sqrt{\frac{kT_e}{M}} A_t}} \cdot \frac{n_0 \langle \sigma v \rangle_1}{\frac{1}{\tau_p} + n_0 \langle \sigma v \rangle_3} \cdot I_e \quad (2.3)$$

と表わされ、 I_+ と I_e が関係づけられる。

バケット型プラズマ源では、その放電条件、構造等から、ソースプラズマ生成量を、上記(2.3)式を用いて求めることができる。(2.3)式中の τ_p は、次式で与えられる。

$$\tau_p = \frac{4V}{v_p A_a} \quad (2.4)$$

ここで、

v_p : 一次電子の速度

A_a : アノード面積

である。

2.2.2 放電室初期ガス圧の下限値¹²⁾

バケット型プラズマ源では、カソードフィラメント近傍に大きな電位降下が生じるので、アーク放電の持続のためには、次の一般化されたLangmuirの条件を満足しなければならない。¹⁵⁾

$$J_i \geq \gamma \sqrt{\frac{m}{M}} J_e \quad (2.5)$$

ここで、記号は次の諸量を示す。

J_i : イオン電流密度

J_e : 電子電流密度

γ : 補正係数

m, M : 電子, イオンの質量

一方, (2.1), (2.2)式 の I_+, I_e は,

$$\left. \begin{aligned} I_+ &= A_t J_i \\ I_e &= A_f J_e \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

と表わされる。ここで、 A_f は、カソードフィラメントの表面積である。

(2.1), (2.2), (2.5) および (2.6) を用いて、中性ガス密度 n_0 には,

$$n_0 \geq \frac{\gamma \sqrt{\frac{m}{M}} A_t}{\tau_p (f A_f \langle \sigma v \rangle_1 - \gamma \sqrt{\frac{m}{M}} A \langle \sigma v \rangle_3)} \quad (2.7)$$

の下限が与えられる。(2.7)式で f は,

$$f = 1 - \frac{2 n_0 \langle \sigma v \rangle_2}{\sqrt{\frac{kT_e}{M}} \cdot A_t} \quad (2.8)$$

で表わす。

(2.7)式から判るように、Mackenzieのプラズマ閉込め装置に較べて、バケット型プラズマ源では、イオン損失面積(主に、引出し電極)が大きいため、 $P_0 \approx$ 数m Torr が放電可能な最低の初期ガス圧となる。

なお、(2.7)式は、(2.8)を代入して、

$$n_0 \geq (\sqrt{b^2 + c} + b) \quad (2.9)$$

の形に整理される。ここで b, c は次のとおり。

$$b = \frac{\beta \sqrt{\frac{kT_e}{M}} A_t}{4 V_{eff} \langle \sigma v \rangle_2} - \frac{A_a}{8 \sigma_{ion} V} - \frac{\beta \sqrt{\frac{kT_e}{m}} A_f}{4 V_{eff} \langle \sigma v \rangle_2 \gamma} \quad c = \frac{\beta \sqrt{\frac{kT_e}{M}} A_a A_t}{8 V V_{eff} \langle \sigma v \rangle_2 \sigma_{ion}}$$

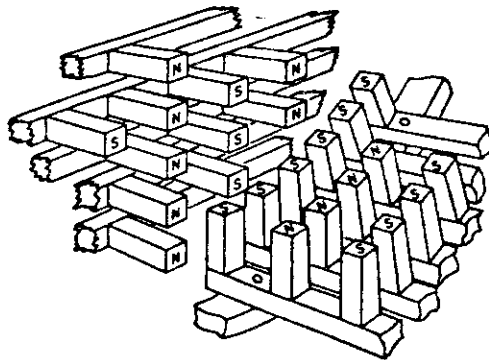
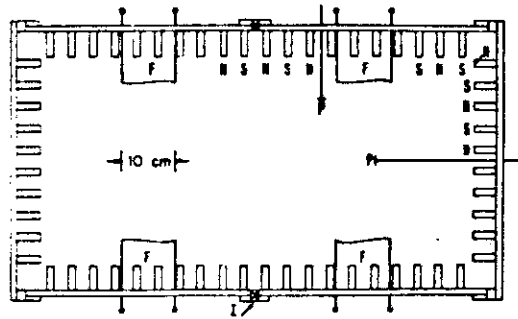


図 2.1 Mackenzie 等によって開発された Magnetic Multipole によるプラズマ閉込め装置²⁾

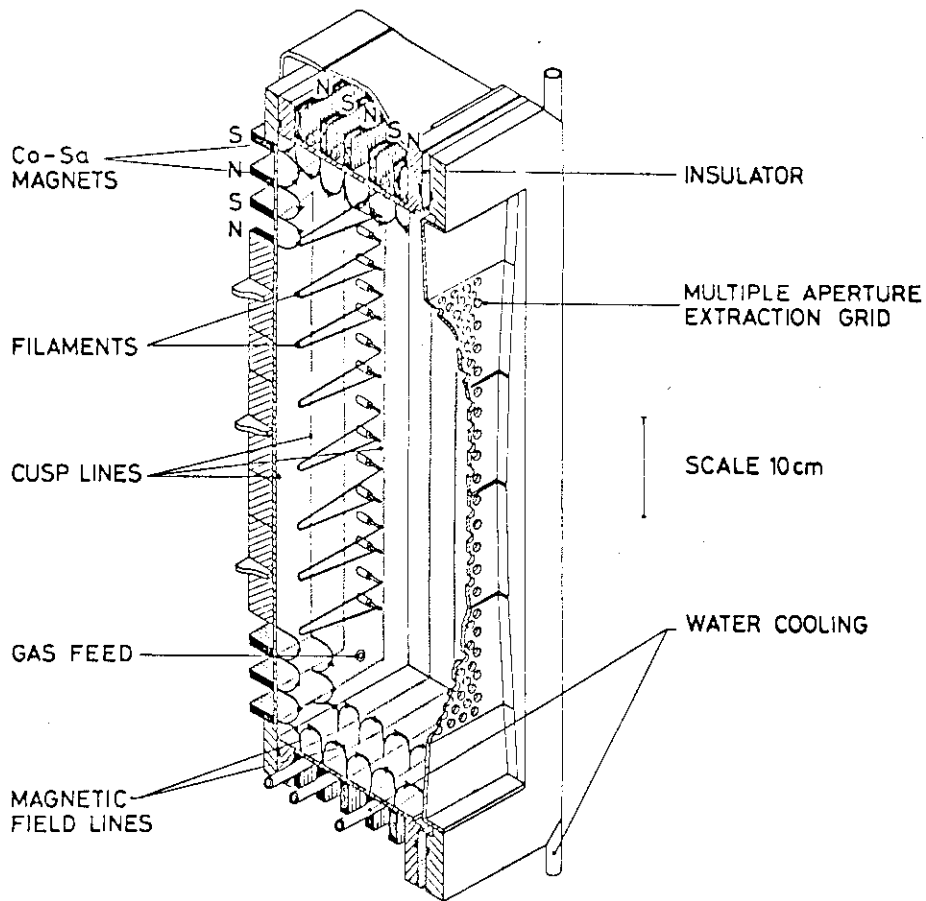


図 2.2 Culham 研究所のバケット型イオン源⁵⁾

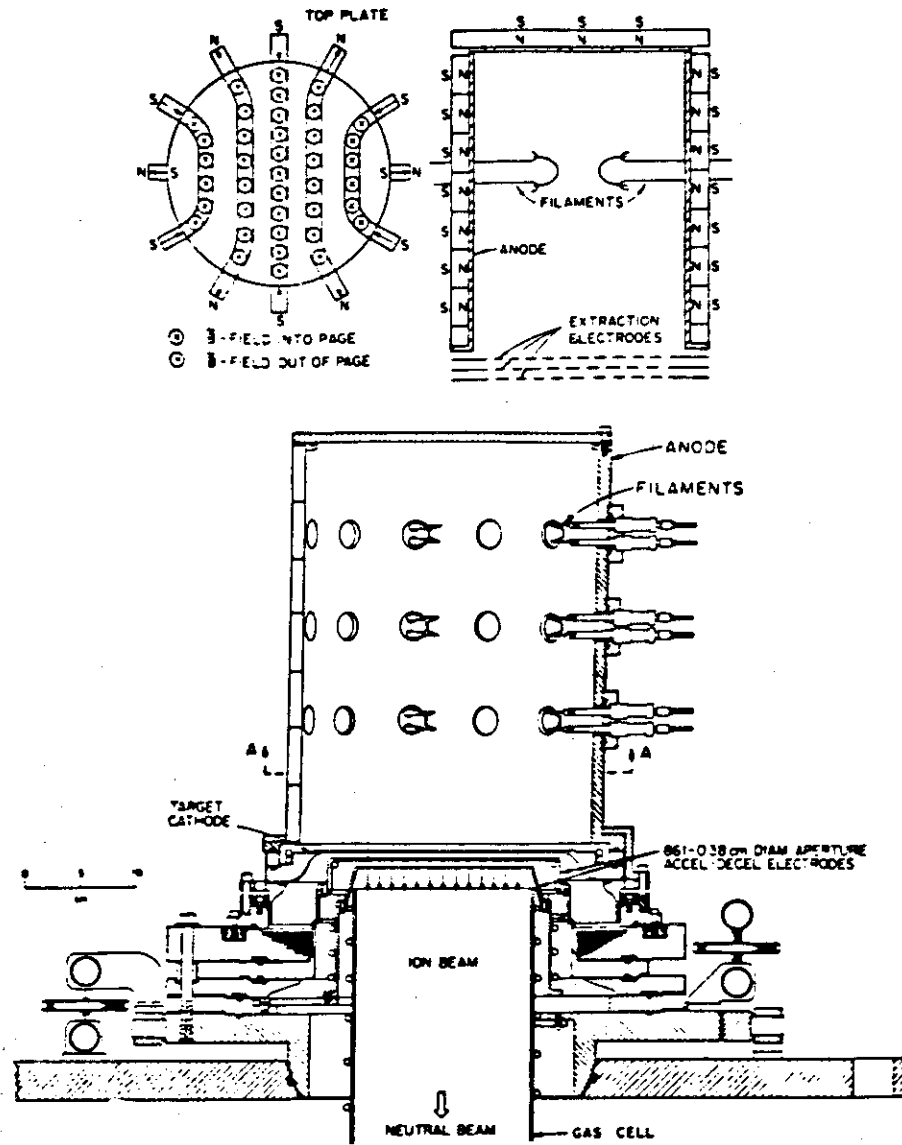


図 2.3. ORNL のバケット型イオン源 8)

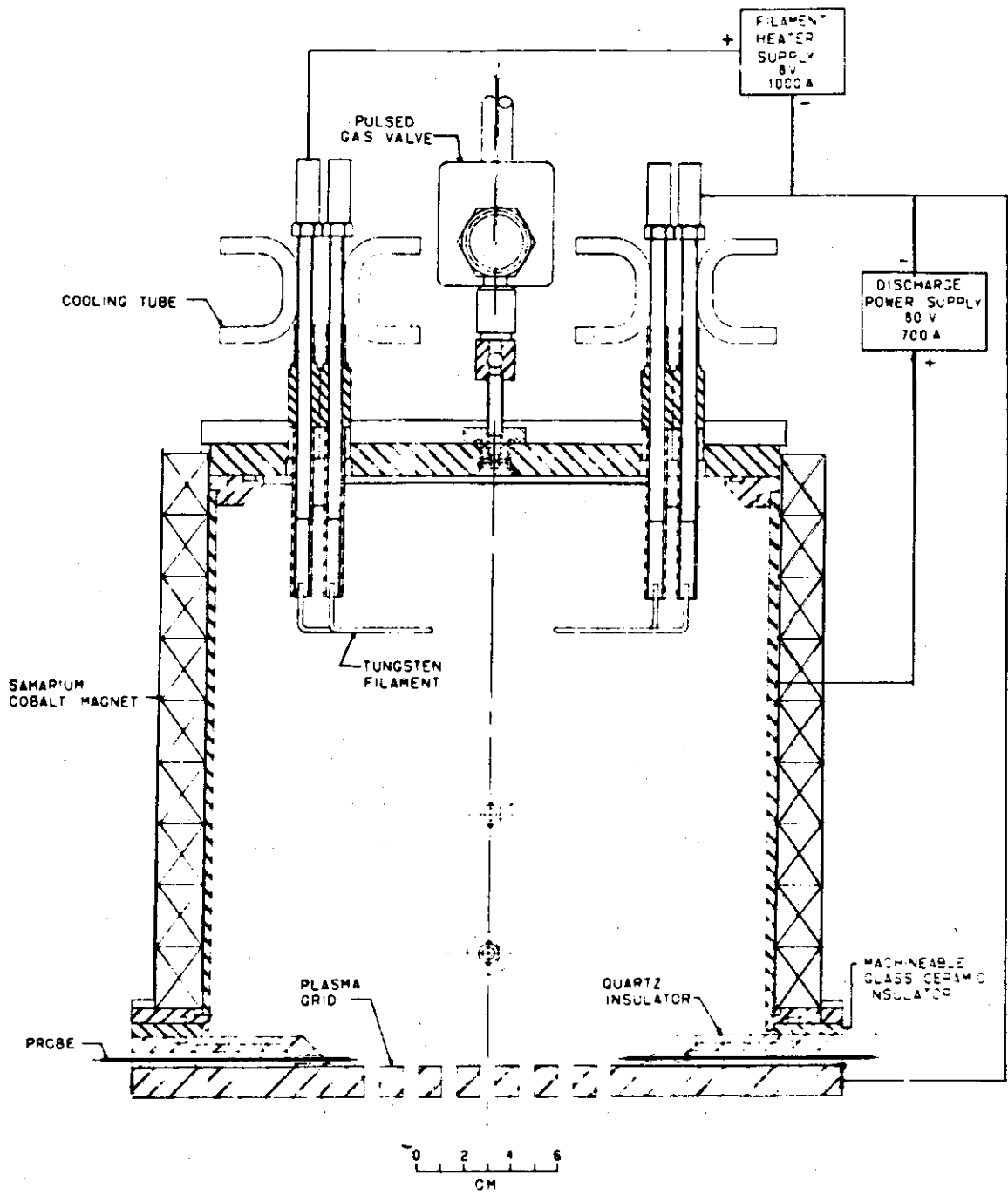


図 2.4 LBLのバケット型プラズマ源⁹⁾

3. 初期の開発

3.1 実験

原研では、最初に、既存のデュオビガロン型イオン源¹⁶⁾のアークチャンバーを利用して、ソースプラズマ実験を行い、バケット型イオン源の概要を把握することから始まった。

図 3.1 に、円型バケット型プラズマ源を示す。

実験装置を構成する諸元は、次の通りである。

- ・アークチャンバー；内径 19 cm，高さ 27 cm，板厚 5 mm（永久磁石装着部分），材質は、円筒側面が無酸素銅（OFCu），上面がステンレス（SuS）である。
- ・カソードフィラメント；タンタル線に白金メッシュを巻き，バリウム酸化物をコーティング，ヘアピン状とする。本数は 4 本。
- ・永久磁石；棒状 Co-Sm 永久磁石（直径 1 cm，長さ 3 cm）を 2 cm 間隔に 10 個並べて，1 本のラインカスプを形成する。磁場の強さは，磁石表面で約 4 kG である。カスプラインは，アークチャンバー側面の円筒軸方向に，最大 16 本作ることができる。アークチャンバー上面は，放射状に形成する。

実験は，イオン源テストスタンド（ITS-1¹⁷⁾）を用いて行った。ソースプラズマの測定は，ターゲットカソード上流 2.5 cm の位置に設置したラングミュアプローブ（可動式）に依った。

図 3.2 は，ターゲットカソードとアークチャンバー上面の電位を，カソード電位，アノード電位，およびフローティング電位と変えた場合について，イオン飽和電流密度の径方向分布を測定した結果を示す。密度分布の一様性は悪い。その原因は，チャンバー直径が小さいために，永久磁石の作るラインカスプ磁場がチャンバー内部まで浸透していることにある（第 4 章に詳述する）。ターゲットカソード，アークチャンバー上面の電位を，カソード負電位とした場合に密度が高くなっている。これは，カソードフィラメントから放出される一次電子の閉込めが，他の結線の場合に較べて，良くなっていることが原因である。図 3.3 は，フィラメント 1 本あたりの電流値，すなわち電子放出量を変えた場合について，アーク電流によるイオン飽和電流密度を示している。この結果から，電子放出制限領域でアーク放電させることによってイオン化効率を高めることができると，推測された。

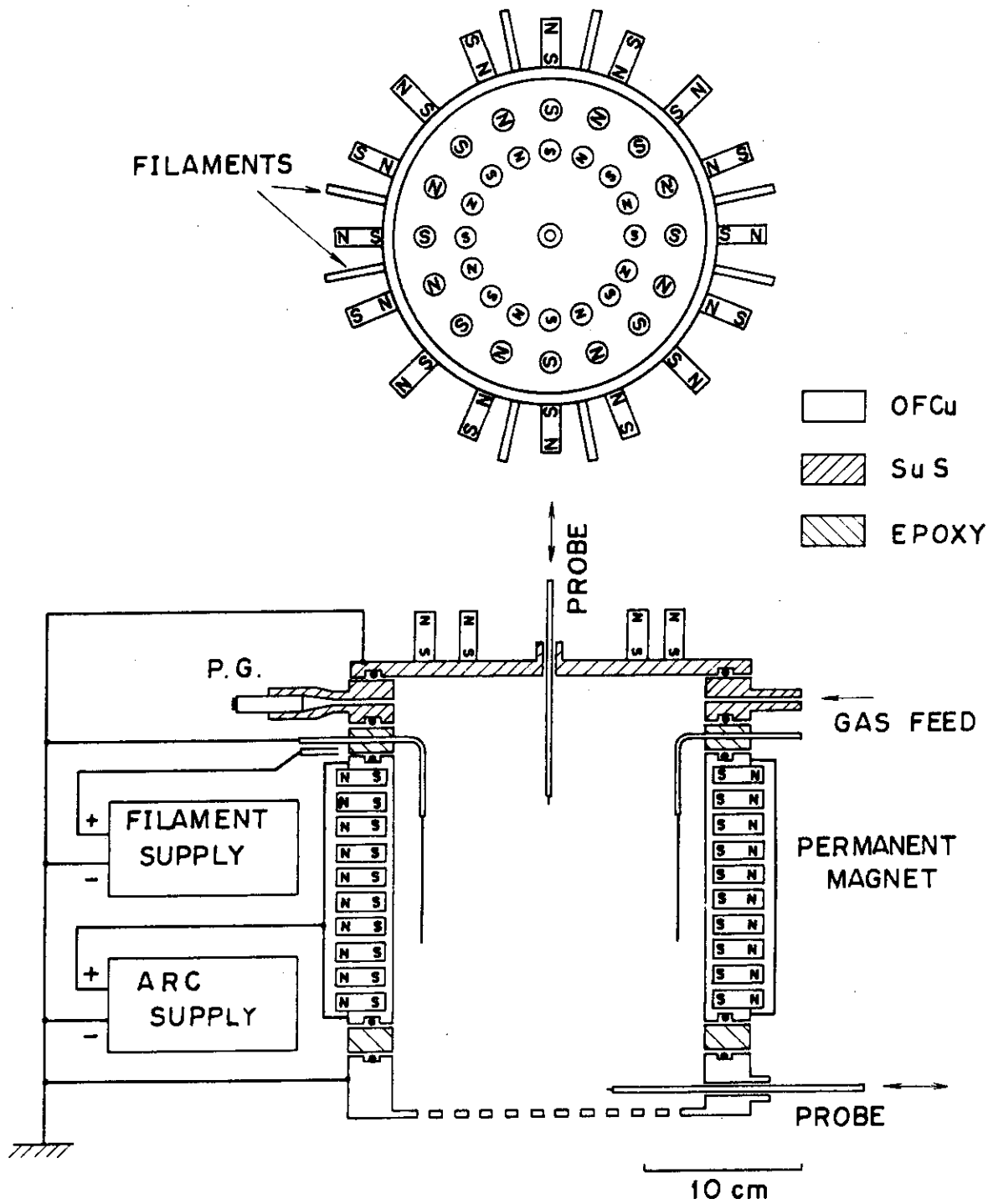
図 3.1 に示した円形バケット型プラズマ源の他に，矩形デュオビガロン型イオン源¹⁶⁾のアークチャンバーを利用して，矩形バケット型イオン源（16 cm×30 cm，高さ 20 cm）のソースプラズマ実験を行っている。実験装置の詳細は省くが，アノード周囲をポイントカスプ磁場で磁気シールドし，タングステンカソードフィラメントを用いた。この実験では，主として，タングステンの線径（直径 0.2 mm，0.65 mm および 1.0 mm の 3 種）の違いによるアーク放電の安定性を調べた。また，プラズマ密度は 0.03 A/cm^2 と低いが，ロングパルス（10 秒）の実験も行った。尚，この実験は，ITS-2 イオン源テストスタンド¹⁸⁾で行っ

ている。

3.2 考察

上記の実験に用いたバケット型プラズマ源は、既存のデュオビガロン型イオン源の部品を流用して構成したものである。そのため、アークチャンバーの大きさ、カスプラインの構成、カソードフィラメントの材質、フィラメント導入部の構造など、多くの不備な点があった。けれども、バケット型イオン源の予備実験として、多くの有益な情報を得ることが出来た。それらを次に列挙する。

- 1) カソードフィラメントの電子放出制限領域を使ってアーク放電させることによってイオン生成効率を高めることができる。
- 2) カソードフィラメント近傍に高い電位降下が生じ、フィラメントはプラズマ中のイオン衝撃を受ける。そのため、カソードとしてフィラメント線を用いる場合、酸化物フィラメントは不適當である。
- 3) 必要な引出し電極面積の全域にわたって密度の一樣性を保つには、永久磁石の作る磁場の強さを測定して、アークチャンバーの大きさを決定しなければならない。第4章に記述するが、磁場の強さが、10 Gauss～20 Gaussの領域内では一樣性が保たれる。
- 4) 必要なイオン電流密度に対して、アークチャンバー、アノード面積を最適化することによって、イオン生成効率を高めることができる。
- 5) アーク放電の安定化のためには、アークチャンバー構成材料を吟味する必要がある。この予備実験では、絶縁材として、エポキシFRPを使用した。これが原因となって、ブレークダウンが頻繁に発生し、アーク放電が不安定なものとなった。
- 6) タングステンフィラメントの線径は、イオン生成効率に無関係である。けれども、線径が細いほど、一本あたりのフィラメント加熱電流値に対して、アーク電流の不担分が大きく、放電が不安定となりやすい。したがって、フィラメント線は太い方が良い(詳細は付録参照のこと)。



BUCKET SOURCE

図 3.1 円形バケツ型プラズマ源 (内径 19 cm, 高さ 27 cm)

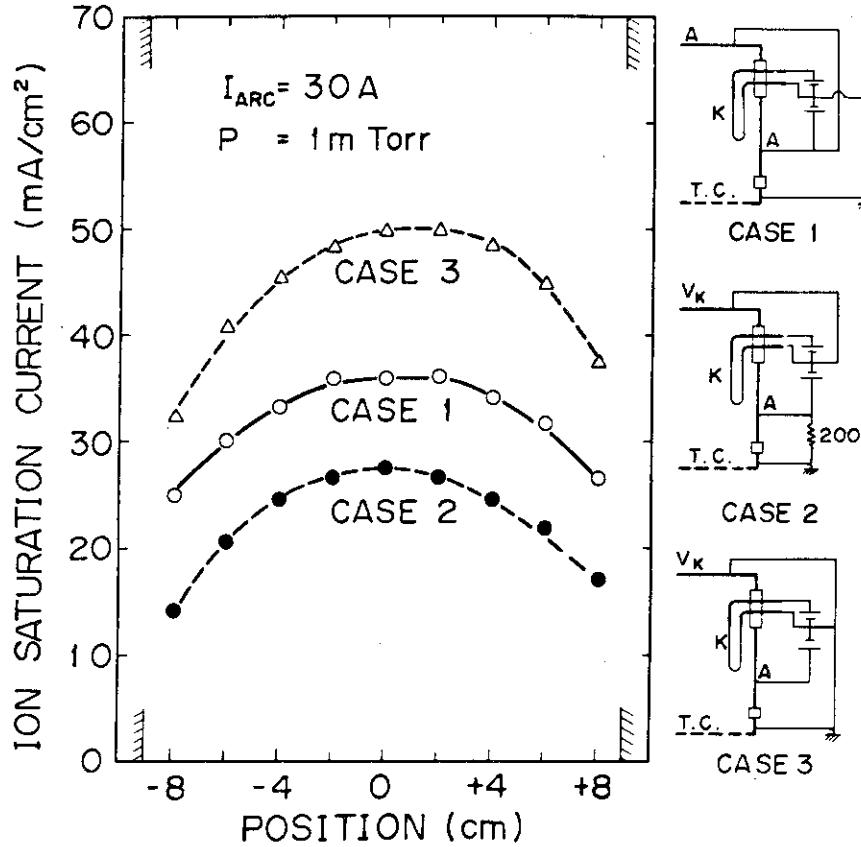


図 3.2 円形バケツト型プラズマ源 (内径 19cm, 高さ 27cm)。イオン飽和電流密度の径方向分布。CASE 1: ターゲットカソードはカソード負の電位。アークチャンバ上面はアノード。CASE 2: ターゲットカソードはフローティング電位。アークチャンバ上面はカソード負電位。CASE 3: ターゲットカソード, アークチャンバ上面はカソード負電位。

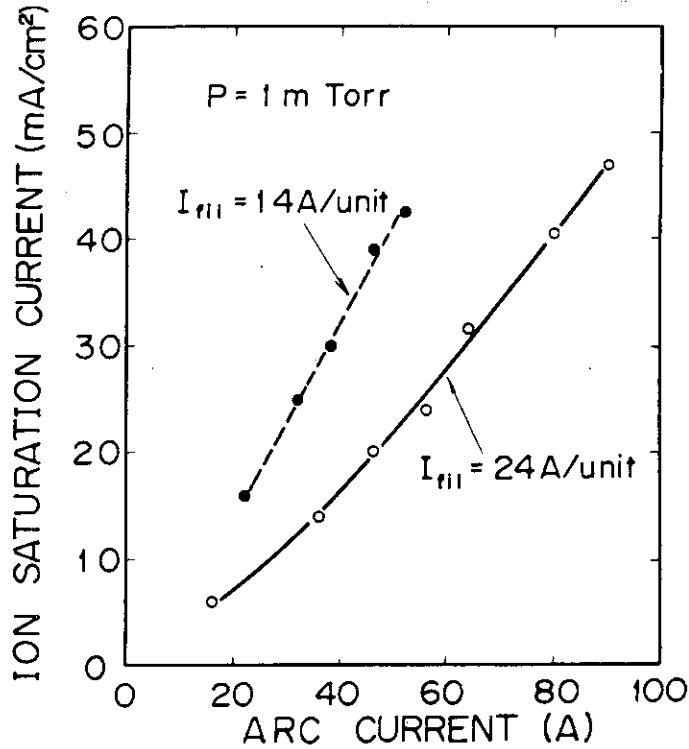


図 3.3 円形バケツト型プラズマ源 (内径 19cm, 高さ 27cm)。フィラメント電流値を変えた場合のアーク電流とイオン飽和電流密度の関係。

4. 矩形バケット型プラズマ源

4.1 概要

前章に示した予備実験で得られた結果を踏まえて、JT-60用中性粒子入射装置のイオン源で必要とされる引出し面積 $12\text{ cm} \times 27\text{ cm}$ に対応したイオン源(ソースプラズマ生成部)を設計、製作した。このイオン源では、加速部は製作しておらず、ソースプラズマだけの実験を行った。その目的は、ラインカスプ配位(ターゲットカソードに平行、または垂直)、初期中性ガス圧などをパラメータとして、バケット型イオン源の基本的なアーク特性、イオン生成率などを調べることにある。さらに、イオン電流密度 0.27 A/cm^2 (JT-60用NBIのイオン源で、35 Aの引出電流に相当)以上のプラズマを生成することにある。

4.2 実験装置

図4.1にプラズマ源の鳥かん図を示す。

実験装置を構成する諸元は次のとおり。

- アークチャンバー； $21\text{ cm} \times 36\text{ cm}$ 、高さ 18 cm 、板厚 5 mm 。材質はステンレス。
- カソードフィラメント；線径 1.2 mm タングステンヘアピン、16本。
- 永久磁石；板状Co-Sm 永久磁石($5\text{ mm} \times 15\text{ mm} \times 50\text{ mm}$)を並べてラインカスプを形成する。カスプラインは、ターゲットカソードに対して平行、垂直いずれの方向にも設置できる。カスプラインの本数は次のとおり。

平行な場合：側面に4本、上面に10本、間隔は 36 mm

垂直な場合：側面に32本、上面に10本、間隔は 36 mm

磁場の強さは、磁石表面で約 4 kG で、チャンバー内部では図4.2に示すように指数関数的に減少する。また、ターゲットカソード近傍で、磁場の強さ 10 G 、 20 G の等磁線を示したのが図4.3、4.4である。それぞれ、カスプラインがターゲットカソードに平行な場合と垂直な場合を示す。磁場測定にはガウスメーターを用いた。

ターゲットカソードとアノード間の電気絶縁材として、アルミナ磁器を使用して局所的なブレイクダウンの低減を図っている。実験は、イオン源テストスタンドITS-2、およびITS-3¹⁹⁾で行った。

ソースプラズマ諸量の測定は、ターゲットカソード上流 7 mm の位置に設置したラングミューアプローブ、ターゲットカソードに接線したカレントプローブなどによった。電気結線は、ターゲットカソードをフィラメント電位(負側)としている。

アーク放電のための電源は次のとおりである。

- ITS-2での実験

フィラメント電源： 15 V 、 400 A (DC)

アーク電源：300 V, 600 A

• ITS-3での実験

フィラメント電源：15 V, 1500 A (DC又はパルス)

アーク電源：350 V, 800 A

いずれの場合も、水素ガスは、アークチャンバーへ定常的に流している。初期ガス圧は、アークチャンバーに設置したピラニ真空計によって測定した。

4.3 実験結果

カスプライン配位がターゲットカソードに対して平行な場合と垂直な場合について、チャンパー長軸方向に密度分布を測定した。結果を図4.5に示す。密度が±5%以内で一様となる範囲は、2つのカスプライン配位で異なっている。図4.3, 4.4に示した等磁線図からわかるように、磁場の強さが10~20 Gの領域から壁に向かって急激に密度が減少している。この原因として、次の点が推測される。

- 10~20 Gの領域で、プラズマ圧力と磁気圧力が釣り合う。
- 磁場の強さが20 G以下では、イオンのラーマー半径がチャンパー寸法と同程度になって、磁場に拘束されずに動くことができる。

中心部での密度は、ターゲットカソードに平行な磁場配位をとった場合の方が、ターゲットカソード近傍でのイオン損失が少なくなる分だけ高くなっている。このプラズマ源は、引出し電極面積12 cm×27 cmを想定して作られたものである。図4.5に示す結果から判るように、カスプライン配位をターゲットカソードと垂直にとった場合は、12 cm×27 cmの範囲で±5%以下の密度一様性が得られている。これに対して、平行な配位では、5 cm×20 cmの範囲でしか一様性が得られていない。したがって、この配位の場合には、ターゲットカソード近傍でのチャンパー内部への磁場浸透をおさえる工夫が必要である。また、垂直な配位の場合には、引出面積以外のターゲットカソード部分へのイオン損失をおさえる構造をとるべきである。

図4.6, 4.7, および4.8は、それぞれアーク電圧, イオン飽和電流密度, およびイオン生成効率をアーク電流に対してプロットした結果を示す。初期中性ガス圧が4.9 m Torr, フィラメント加熱電流が16 kWと17 kW, カスプラインはターゲットカソードに平行な場合である。ここで、イオン飽和電流密度はターゲットカソード面上の値を示す。また、イオン生成効率は、ターゲットカソードへ流入するイオン電流(カレントプローブによって測定)とアーク電流の比を表わしている(第2章参照のこと)。アーク特性の図から、空間電荷制限領域から電子電流制限領域への移行がみられる。電子電流制限領域に入るとイオン生成効率が大きくなって、イオン電流密度が急激に増大することが判る。図4.9は、イオン生成効率(逆数をとっている)をアーク電圧に対してプロットした結果で、一次電子のイオン化断面積(100 eV付近でピークをもつ)²⁹⁾に対応した関係を示していると考えられる。図4.10は、イオン生成効率と初期中性ガス圧の関係を、アーク電圧をパラメータとして表わしたものである。初期ガス圧を高くするにつれて一次電子と中性粒子との衝突頻度が増えるためにイオン生成効率は上昇する。さらにガス圧を高くすると、イオンと中性粒子との衝突が多くなって、カスプ磁場を横切った

イオン損失が増す。そのため、中性ガス圧の高い領域では見かけ上イオン生成効率が低下している。アーク電圧による差は、図 4.9 に対応した結果である。図 4.11 は、イオン飽和電流密度（ターゲットカソード上での値）をアーク電力（アーク電流とアーク電圧の積）に対してプロットした結果である。この図から、イオン電流密度 0.27 A/cm^2 （引出し電流 35 A に相当）を得るためには、 60 kw のアーク電力を必要とすることが判る。

尚、各図に示したアーク電流値は、電源側で測定したもので、放電電流値とターゲットカソードへ流れるイオン電流値とをたし合わせた値である。

4.4 考察

4.4.1 カスプライン配位

一定の引出し電極面積（ $12 \text{ cm} \times 27 \text{ cm}$ ）において、 $\pm 10\%$ 以下の密度の一樣性を得、かつ、引出し面積以外のターゲットカソード部、およびアノード部へのイオン損失を低く抑えることによって、プラズマ源の性能を向上させることができる。実験結果に示したように、永久磁石の作る磁場の強さが $10 \sim 20$ ガウス以下の領域では、 $\pm 5\%$ 以下の密度一樣性を得ることができる。カスプラインをターゲットカソードに対して平行に配置した場合には、磁場がアークチャンバー内部へ浸透して、必要な領域（ $12 \text{ cm} \times 27 \text{ cm}$ ）で一樣性が悪い。この点は、ターゲットカソードに最も近い永久磁石を壁から離すことで解決できる⁴⁾。けれども、その結果壁表面での磁場の強さが減少して、一次電子、イオンの損失を大きくすることになる。一方、垂直に配置した場合には、ターゲットカソード近くでの磁場の減衰が大きくなってイオン損失を増大させている。したがって、永久磁石をよりターゲットカソードに近づけることで改善できる。あるいは、アークチャンバー寸法を小さくして、引出し面積以外のターゲットカソード部を減らしてイオン損失を抑えることが考えられる。しかしながら、チャンバー寸法を小さくすることは、後述するように、一次電子の閉込めを悪くし、イオン生成効率が低下させることにつながる。カスプライン配位の違いによるイオン電流密度の差は、イオン損失面積による。それぞれの配位で、ターゲットカソードの実効イオン損失面積が異なっている（図 4.3, 4.4 参照）。その実効面積は、実験に用いたプラズマ源では次の値と考えられる。なお、他のイオン損失部として、アノード、フィラメント（支持部を含む）があり、あわせて列挙する。

	平行配位	垂直配位
ターゲットカソード実効面積	500 cm^2	700 cm^2
アノード面積	210 cm^2	270 cm^2
フィラメント面積（支持部を含む）	140 cm^2	140 cm^2
総イオン損失面積	850 cm^2	1110 cm^2

ここで、アノード面積の計算は次のように行った。アノード（ラインカスプにより磁気シールドされている）へのイオンは音速で入るとし、ラインカスプでの損失巾はラーマー直径に等しいと考える（カスプの損失巾については多くの理論があるが、^{20), 21), 22), 23)}ここではラーマー直径とする。）アノード壁内表面での磁場の強さが $B = 1.3 \text{ kG}$ 、電子温度 $T_e = 4 \text{ eV}$ として、ラーマー半径 r_i は、

$$r_i = 1.02 \times 10^2 \frac{\sqrt{T_e}}{B}$$

$$= 0.16 \text{ cm}$$

したがって、損失巾Wは、

$$W = 2 r_i$$

$$= 0.32 \text{ cm}$$

となる。アノード面積は、カスプライン全長と損失巾との積として求めた。カスプライン全長は、次のとおり。

$$\text{平行配位の場合} \quad 650 \text{ cm}$$

$$\text{垂直配位の場合} \quad 840 \text{ cm}$$

イオン生成量が等しいとして、イオン電流密度は、イオン損失面積の比 $850\text{cm}^2/1110\text{cm}^2 = 0.77$ だけ垂直配位の場合の方が、平行配位の場合より低くなる。これは、図 4.5 に示す結果と一致している。

カスプライン配位としては、ターゲットカソードに平行な配位は、長透する磁場の処理が困難であるため、垂直な配位をとって、ターゲットカソード近傍で無駄なイオン損失を抑える構造が望ましいと言える。また、実験に使用したプラズマ源では、側面と上面のカスプラインのつながりが悪く、一次電子、イオンの損失を大きくしていることが考えられ、この点の改良が望まれる。

4.4.2 アーク特性

バケット型イオン源の特長として、ラインカスプによって一次電子を閉込め、イオン化効率を高めることがあげられる。図 4.6 から 10 に示す結果から、電子電流制限領域でアーク放電させることによって一次電子のエネルギーが大きくとれ、イオン化効率が高くなっていることが判る。この放電領域では、フィラメント近傍に生じる大きな電位降下 (50~100V) によって加速される電子の閉込めを良くすることが重要である。一次電子の閉込め時間 τ_p は、第 2 章、(2.4) 式で与えられる。

$$\tau_p = \frac{4V}{v_p A_a}$$

したがって、アークチャンバー容積Vとアノード面積 A_a (ラインカスプ長さで決まる) によって、 τ_p が最大となるように構造を決めるのが良い。一定の引出し電極面積に対して、前節で述べたように、カスプラインの配位から、アークチャンバーの寸法はほぼ決定できる (ターゲットカソードに平行な断面)。そのため、 τ_p が最大値をとるには、チャンバーの高さが、ターゲットカソード面と同程度の大きさを持っていけば良いことになる。また、ラインカスプの連続性も重要である。ラインカスプに不連続部分がある場合、そこでの磁場が弱くなり、カ

スプの損失巾が大きくなる。そのため、ラインカスプが連続している場合に較べて、実効的なアノード面積は大きくなってしまふ。アノード面積は、イオン損失面積、初期ガス圧、アーク電流等に関係づけられるが、理論的に導びくことは行っていない。T.S.Green 等¹⁴⁾は、放電領域として、プラズマ電位がアノード電位より高い状態をとる時、アノード面積にイオン損失面積、初期ガス圧で制限を与える式を提言している。この場合は、一次電子によるイオン化のみを考えている。けれども、次章以降に示すように、熱電子によるイオン化の割合が、一次電子によるものと同程度あるので、これらを同時に扱うことが必要とならう。この点は、今後の課題である。

図 4.9, 10 の結果から、イオン生成効率とアーク電圧（一次電子のエネルギー）の関係は、一次電子によるイオン化の反応係数に対応していることが判った。したがって、運転条件として、イオン化の反応係数を最大にするようにアーク電圧を決めるのが良い。このアーク電圧の値は、およそ 80V 付近である。²⁴⁾

初期中性ガス圧には、イオン生成効率を最大にする値がある。その原因は、カスプ磁場を横切る拡散によるイオン損失である。この領域より低い初期ガス圧では、第 2 章の (2.3) 式を用いて、イオン生成率を計算できる。また、放電可能なガス圧の下限は、同じく第 2 章の (2.7) 式で求められる。計算結果では、2 m Torr となり、実験と良く合っている。

ここでの実験により、JT-60 用中性粒子入射加熱装置で用いるイオン源の性能、すなわち、イオン電流密度 0.27 A/cm^2 以上、密度の一様性 $\pm 10\%$ 以下、をソースプラズマの実験だけであるが達成することが出来た。

CHAMBER SIZE
21 cm x 36 cm x 18 cm

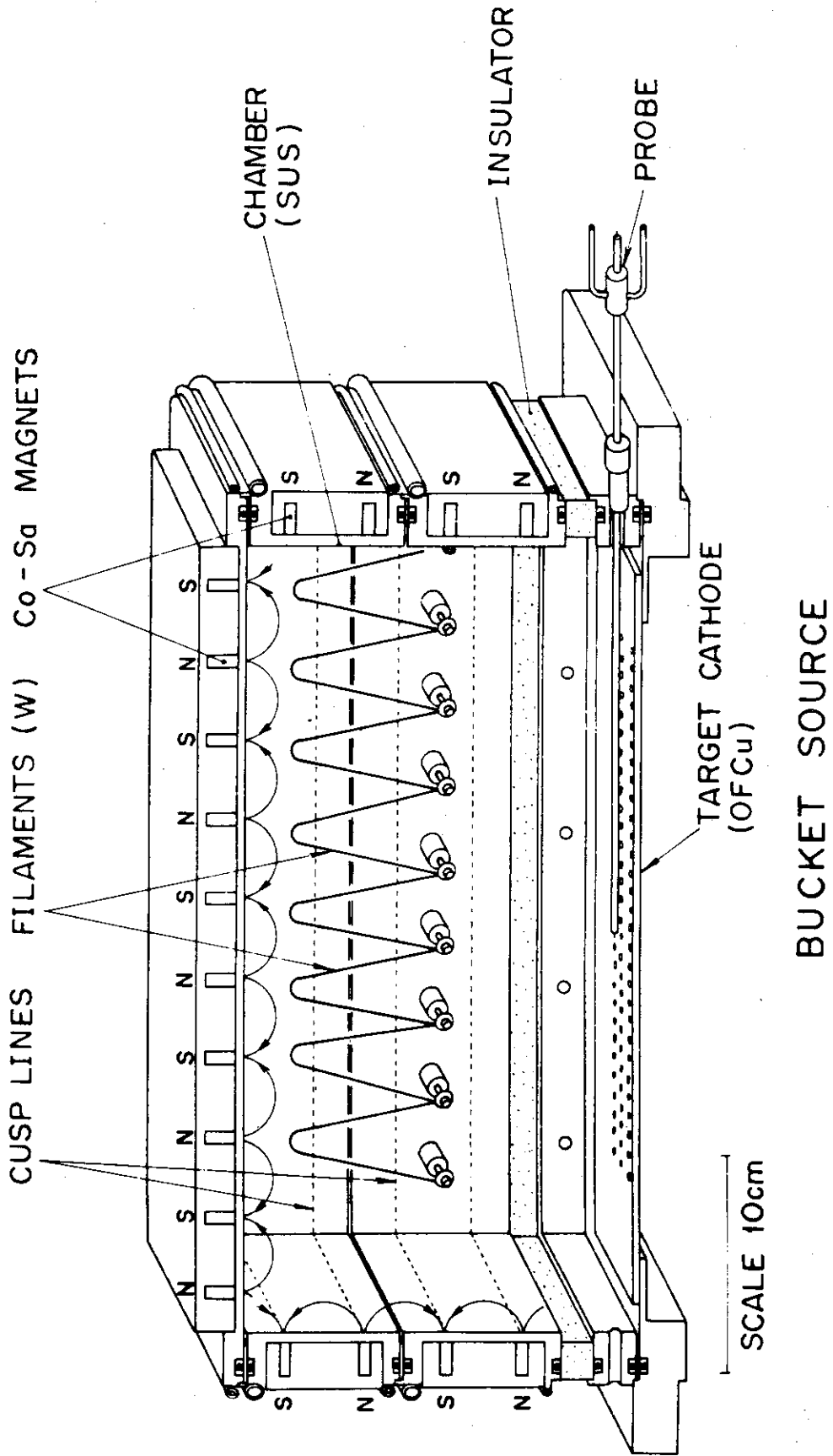


図 4.1 矩形バケツト型プラズマ源 (21 cm x 36 cm, 高さ 18 cm) 鳥かん図

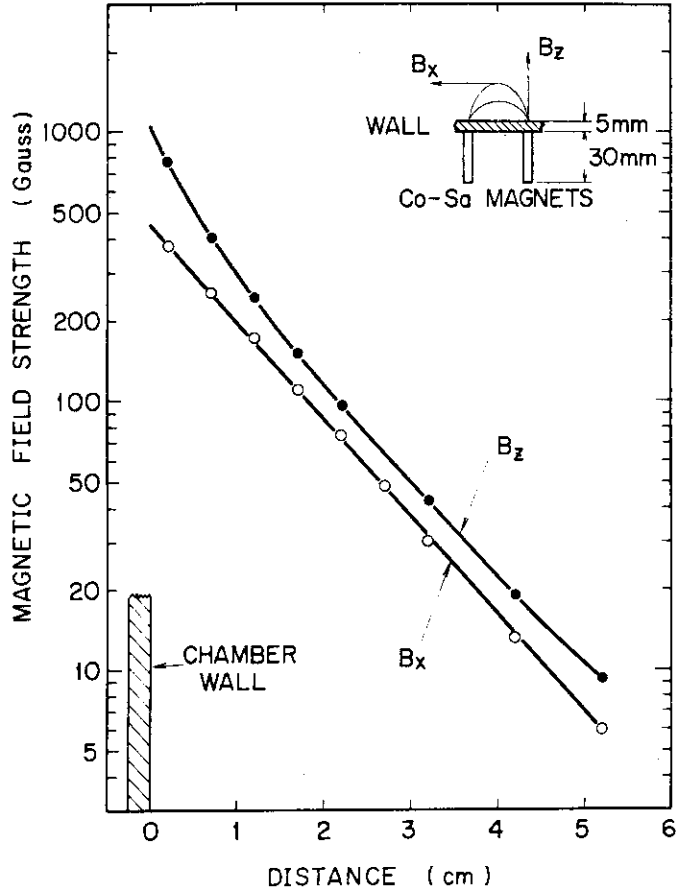


図 4.2 矩形バケット型プラズマ源 (21cm×36cm, 高さ18cm) 永久磁石の作る磁場の強さ

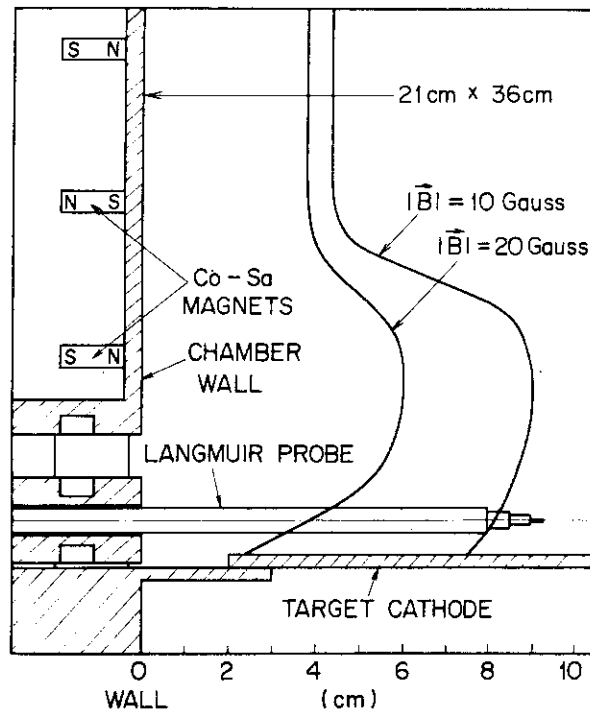


図 4.3 矩形バケット型プラズマ源 (21cm×36cm, 高さ18cm) 永久磁石の作る磁場の強さ10G, 20Gの等磁線 (カスプラインがターゲットカソードに並行な配置の場合)

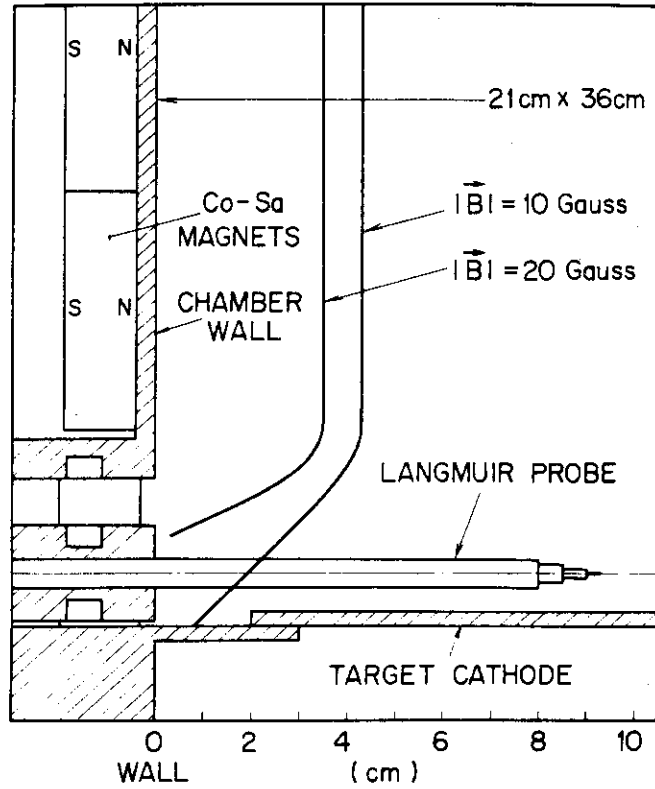


図 4.4 矩形バケット型プラズマ源 (21 cm×36 cm, 高さ 18 cm)
永久磁石の作る磁場の強さ 10 G, 20 G の等磁線 (カスプ
ラインがターゲットカソードに垂直な配置の場合)

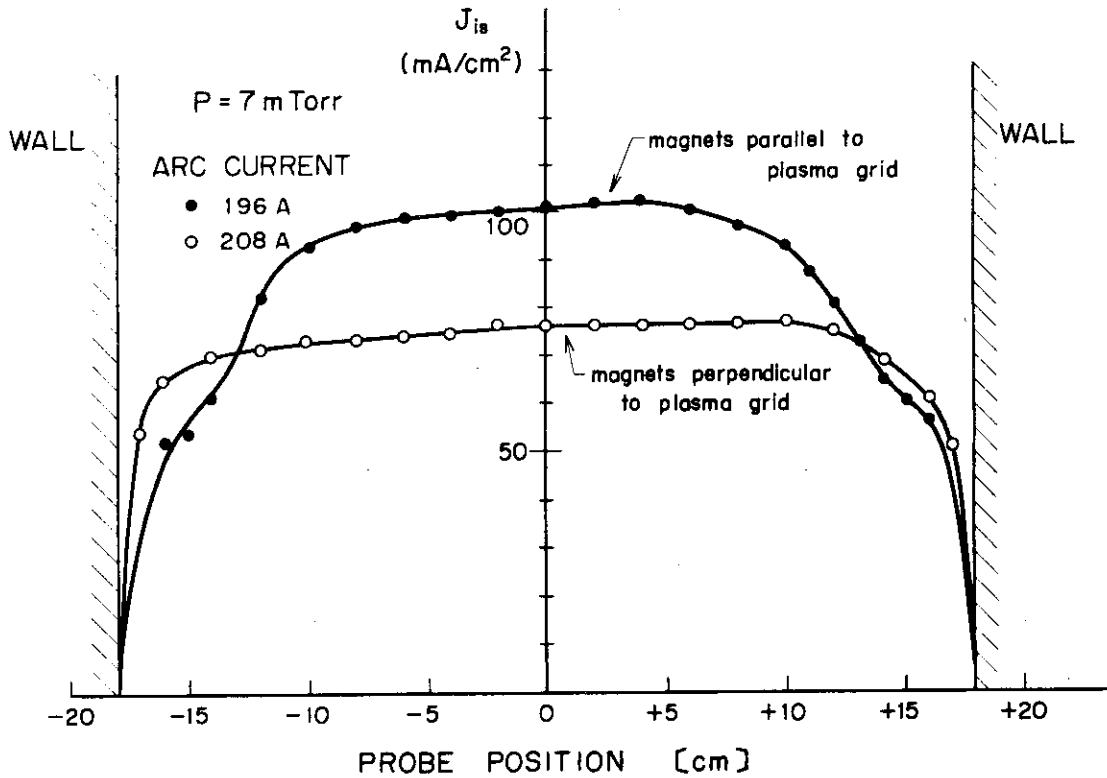


図 4.5 矩形バケット型プラズマ源 (21 cm×36 cm, 高さ 18 cm)
カスプライン配位を変えた場合の密度分布

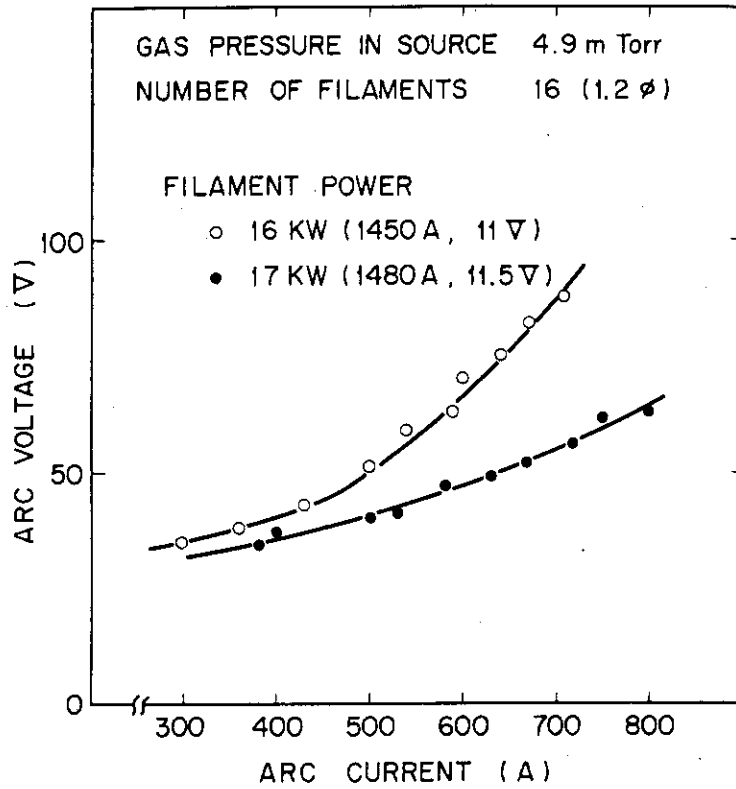


図 4.6 矩形バケツ型プラズマ源 (21 cm \times 36 cm, 高さ 18 cm) アーク電圧とアーク電流の関係

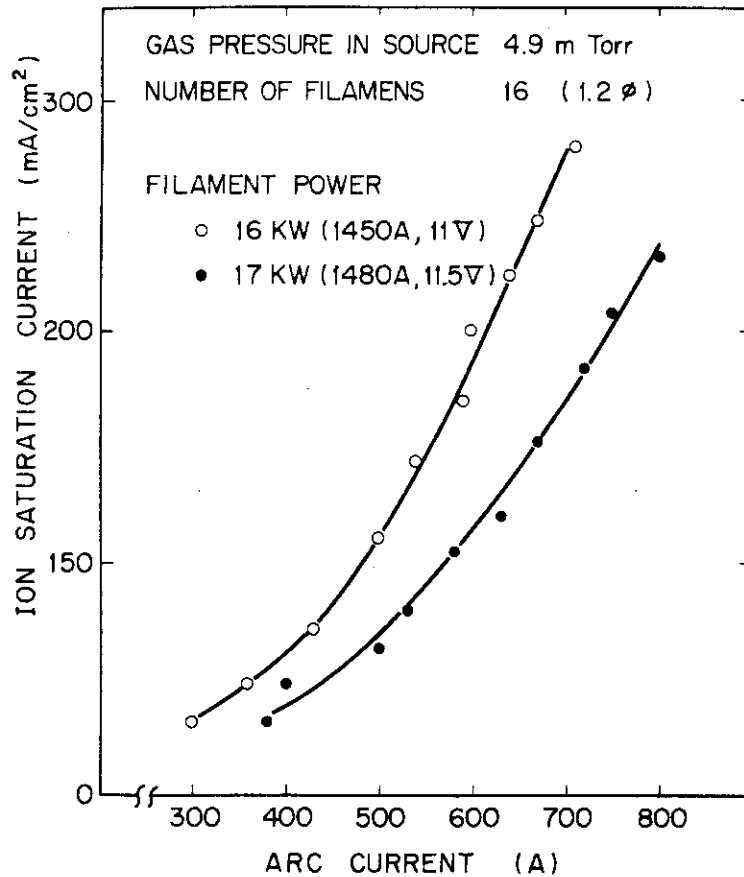


図 4.7 矩形バケツ型プラズマ源 (21 cm \times 36 cm, 高さ 18 cm) イオン飽和電流密度 (ターゲットカソード上での値) とアーク電流の関係

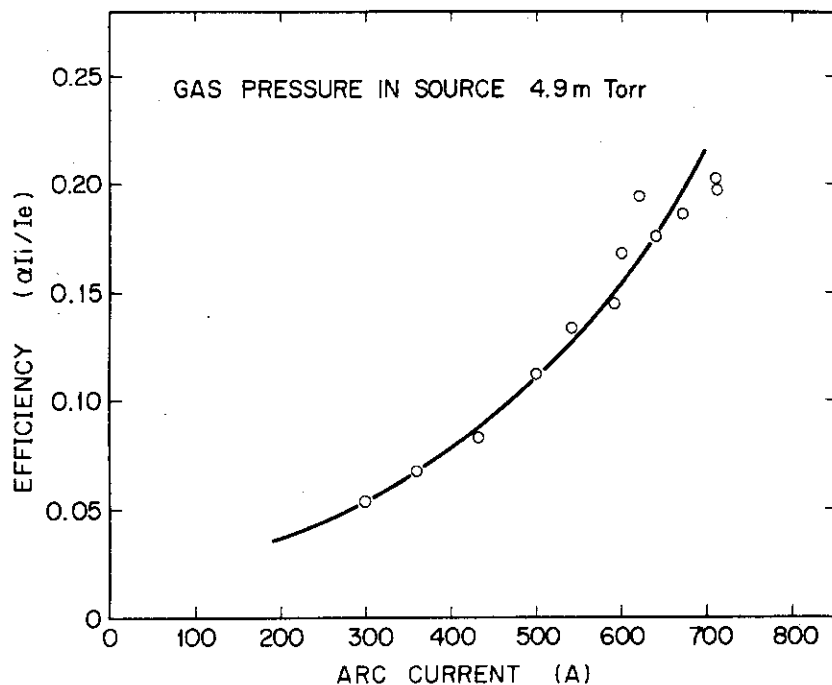


図 4.8 矩形バケット型プラズマ源 (21 cm×36 cm, 高さ 18 cm) イオン生成効率とアーク電流の関係

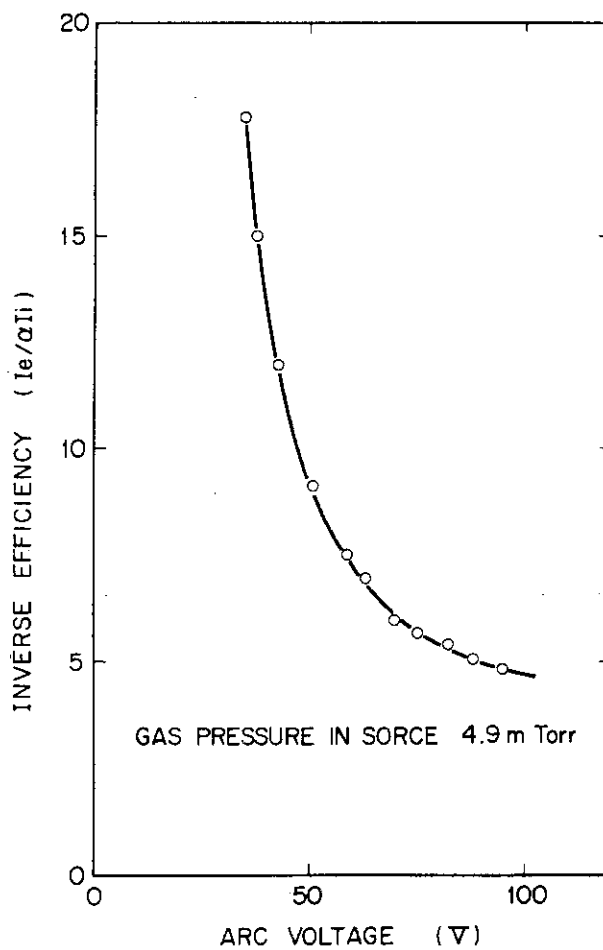


図 4.9 矩形バケット型プラズマ源 (21 cm×36 cm, 高さ 18 cm) イオン生成効率とアーク電圧の関係

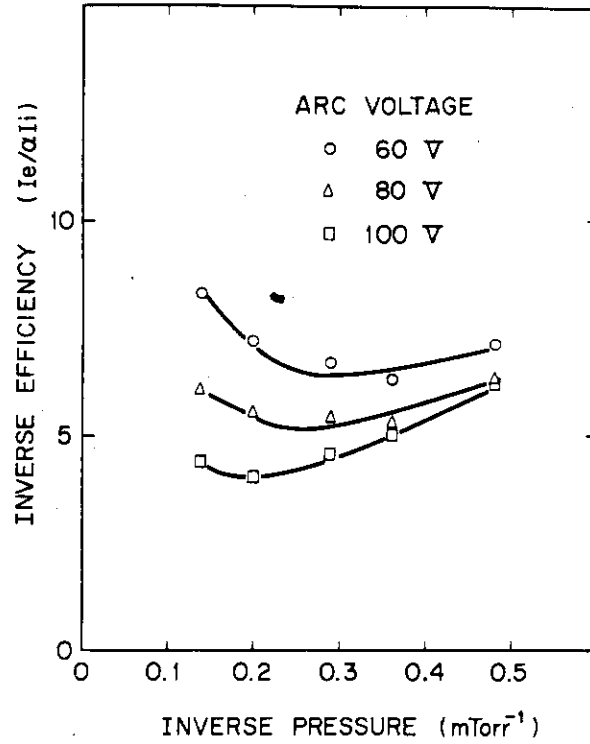


図 4.10 矩形バケツ型プラズマ源 (21cm×36cm, 高さ18cm) イオン生成効率 (逆数) と初期中性ガス圧 (逆数) の関係

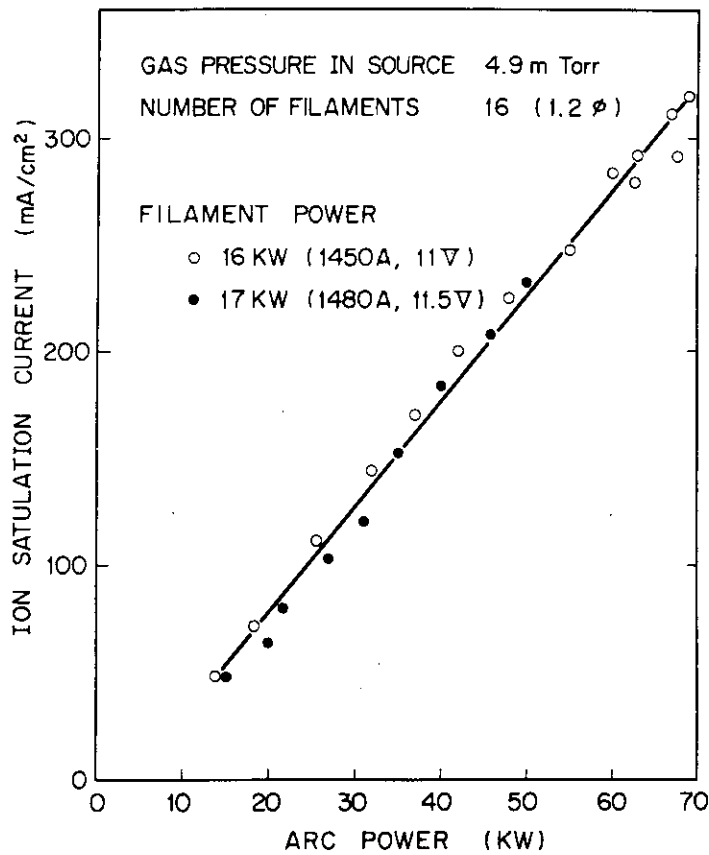


図 4.11 矩形バケツ型プラズマ源 (21cm×36cm, 高さ18cm) イオン飽和電流密度 (ターゲットカソード上での値) とアーク電力 (アーク電流とアーク電圧の積) の関係

5. 円形バケツ型イオン源

5.1 概要

JFT-2用NBIに使用するイオン源を開発するために、デュオピガトロン型イオン源²⁵⁾とバケツ型イオン源の2つのイオン源を製作し、試験を行った。このイオン源の仕様は、加速電圧30kV(一段加速)、引出し電流20~30Aの水素イオンビームを50msec間引出すことである。両方の形式によるイオン源は、ソースプラズマ生成部が異なり、加速部は共通に作られた。このイオン源の設計にあたり、第4章に記述した矩形バケツ型プラズマ源で得られたデータが有効に反映されている。バケツ型イオン源のイオンビーム引出しは、このJFT-2用NBIイオン源開発実験によって、初めて行われることとなった。一連のバケツ型イオン源開発過程において、この実験の目的は、次の点にある。

- ・ソースプラズマの探針測定から計算された引出し電流値と、実際の引出し電流値との比較
- ・イオンビーム引出しに伴なりソースプラズマの安定性
- ・イオンビーム組成の測定

5.2 実験装置

図5.1に、円形バケツ型イオン源のソースプラズマ生成部を示す。その主要諸元は次の通り。

- ・アークチャンバー；内径26cm、高さ22cm、壁厚4mm。材質はステンレス。
- ・カソードフラメント；線径1.5mm、長さ15cmのタングステンヘアピン、6本。
- ・永久磁石；板状Co-Sm永久磁石(6mm×15mm×50mm)を並べてラインカスプを形成する。カスプラインは、プラズマグリッドに対して垂直方向で、その本数、長さは次の通り。

円筒側面に18本、長さ360cm

円筒上面に8本、長さ150cm

磁場の強さは、磁石表面で約4kG、チャンバー内部での減衰状況は、図5.2に示すように指数関数的に減少する。磁場の強さ10~20Gの位置は、チャンバー内壁から4cm離れており、この範囲内では、密度の一様性(±10%以下)が得られるものと考えられる。プラズマグリッド面上では、図5.3に示すように、10~20Gの位置が、壁に近い方向へシフトするため、一様性の得られる範囲は幾分広くなるものと予想される。なお、これらの磁場は、ガウスメーターを用いて実測した値である。

実験は、ITS-3イオン源テストスタンド¹⁹⁾を用いて行われた。図5.4に、バケツ型イオン源の水素イオンビーム引出し実験の構成を示す。ITS-3真空容器に、光軸調整用ベローズ、中性化セル(90%平衡)を介してイオン源を取付けた。イオンビームは、円筒状真

空容器の水平軸方向に引出される。真空容器他端には、質量分析器が設置され、イオンビームのプロトン比、不純物等の測定を行う。ITS-3の電源は次の性能をもっている。

アーク電源： 350V, 800A
 フィラメント電源： 15V, 1500A
 加速電源： 30kV, 30A
 減速電源： -5kV, 4A

加速電圧、減速電圧以外は、パルス的に加えられる。フィラメント加熱電流は、フィラメント一本あたり120A、計720Aを4.5秒のパルス(30秒間隔)で流す。水素ガスは、アークチャンバーへ1秒のパルスで入れる。これは、ガス流量が定常となる状態でアーク放電させるために長いパルス時間をとっている(ガス導入系の配管の影響でガス流量が定常値に達するまでに400msec以上を必要とする)。また、定常に達した状態では、ガス流量、アークチャンバーガス圧を正確に測定することが出来る(初期ガス圧の測定はピラニ真空計を用いた)。アーク電圧は、パルス中100msecで印加する。

イオン源加速部は、直径18.5cmに、直径4mmの孔が1052個あいた電極3枚によって構成されている。イオンビームが、イオン源から2.5m離れた位置に収束するように、電極孔が変位されている。透過度は49%である。

ソースプラズマの生成は、タングステンフィラメントをカソード、ラインカスプによって磁気シールドされたチャンバー壁をアノードとして、アーク放電させて行う。一次電子の保持効果をも高めるために、プラズマグリッドは、フィラメント負側電位に固定した。

5.3 実験結果

径方向の密度分布のプロープによる測定結果を図5.5に示す。プロープ測定位置は、プラズマグリッドの上流7mmである。密度の一様性($\pm 10\%$ 以下)は、引出し電極直径18.5cmの範囲で得られている。この結果は、図5.2, 3に示した磁場測定値に対応している。すなわち、磁場の強さが10~20G以下となる領域では、一様な密度分布をとっている。図5.5の密度分布の測定は、アーク電流210A、アーク電圧80V、初期ガス圧3mTorrの条件で行っている。

図5.6, 7は、アーク電圧、引出し電流をアーク電流に対してプロットした結果である。フィラメント加熱電流は1本あたり117A、加速電圧は30kV、初期ガス圧は、2, 3.5, および5mTorrの場合について示している。アーク放電は、初期ガス圧2mTorrから可能であるが、この場合、アーク電流値を増すにつれて、インピーダンスが急速に高くなる。この原因は、ガス圧の低い状態では、一次電子のイオン化までの平均自由行程が長く、損失が大きくなって、濃いプラズマを生成出来ないままにアーク電流を強制的に流そうとすることにある。アーク効率(引出し電流値をアーク電流とアーク電圧の積で割った値と定義する)は、初期ガス圧3.5mTorrの時、最も良くなっている。この場合、30Aの引出し電流を得るためにはアーク電流260A、アーク電圧100Vを必要とした。アーク効率としては、1.1A/kWであった。図5.8には、アーク電力(アーク電流とアーク電圧の積)と引出し電流の関係を示す。

アーク電圧が、およそ80V以下のときには、アーク電力と引出し電流値とは比例関係にある(図4.11の場合参照)。アーク電圧が80Vを超えたところでは、プラズマ電位が90~100V以上になると考えられる¹²⁾。したがって、フィラメント近傍に生じる電位降下による一次電子の加速電圧は、100eV以上になる。イオン化の断面積は、100eV付近にピーク値をもっている²⁹⁾。したがって、その電圧を超えたところでは、イオン化効率が低下してくる。図5.8に示された直線からのずれは、上記の点が原因と思われる。図5.9は、アーク効率をアーク電圧に対してプロットした結果を示す。ここでは、初期ガス圧の差を考慮せずにとめたもので、全体として、ほぼ単調減少の傾向を示している。運転可能なアーク電圧、60V(プラズマポテンシャルは、アーク電圧よりも10V程度高いと推定される)以上では、イオン化の断面積に対応して、アーク効率はアーク電圧の上昇とともに低下する。カソードフィラメントによるバケット型イオン源の場合、アーク電圧は、カソードからの一次電子電流、すなわちフィラメント加熱電流で決めることができる。したがって、アーク効率の最も良い運転をするためには、アーク電圧が約80Vとなるように他のパラメータを設定すべきである。図5.10は、イオン生成効率(ここでは、引出し電流をアーク電流で割った値とする)と初期ガス圧(いずれも逆数)との関係をプロットした結果である。これは、矩形プラズマ源による場合(図4.10)と同じ傾向を示している。初期ガス圧3.5 m Torrでイオン生成効率が最大となることが判る。尚、たて軸の値は、イオン電流として引出し電流を用いているため図4.10の結果とは、スケールが異なっている。

図5.11は、イオンビーム組成(H_1^+ , H_2^+ , H_3^+ の比率)を引出し電流値、電流密度値(プラズマグリッド面上の値)に対して示したものである。プロトン比は、ソースプラズマの電子密度と温度で決まる²⁶⁾。30Aのイオンビーム電流の引出しのとき、この実験で使用した電極(直径18.5cm、透過度49%)では、イオン電流密度は、 $0.23A/cm^2$ である。このとき、 $H_1^+ : H_2^+ : H_3^+ = 70 : 20 : 10$ であった。この結果は、デュオビガトロン型イオン源によるものと同じ値であった²⁵⁾。また、次章に実験値を示すが、イオン電流密度を $0.23A/cm^2$ より高くすることによって、プロトン比をさらに上げることができる。電源の制限により、直径18.5cmの電極では、30A以上の引出し電流をとれず、 $0.23A/cm^2$ 以上に密度を上げることが出来ない。次章では、直径15cmの電極を用いて、密度を上げた結果について述べる。

尚、各図に示されたアーク電流値は、電源側で測定された値で、真の放電電流とターゲットカソードへ流れるイオン電流をたし合わせた値である。

表5.1に、デュオビガトロン型イオン源、バケット型イオン源で得られた結果をまとめて示す。表中でセンターポールを用いたデュオビガトロン型イオン源の結果は、実験期間の都合上、最適化したモデルによるものではないことを付記する。

5.4 考察

5.4.1 探針測定によるイオン電流密度と引出し電流

円形バケット型イオン源(内径26 cm,高さ22 cm)によって,バケット型イオン源としては初めてのイオンビーム引出しを行った。ソースプラズマの探針測定で得られたイオン電流密度から求めた電流値は,実際に引出されたイオン電流と一致した。図5.5と5.7を比較して示す。アーク電流210 A,アーク電圧80 V のとき,プラズマグリッド上流7 mmの位置で探針測定したイオン電流密度は, 0.19 A/cm^2 である。測定位置から,プラズマグリッド面への密度低下は, 80% ^{16)*}である。したがって,電極面上では, 0.15 A/cm^2 の電流密度をもつ。引出し電極は,直径18.5 cm,透過度49% であるから,このときの引出し電流は,19 Aである。これは,図5.7にプロットされた結果と一致している。この結果から,ソースプラズマの測定だけで必要なイオン電流密度が得られれば,そこから計算されるイオンビーム電流は確実に引出せることが判った。この点は,デュオビガトロン型イオン源で得られた結果¹⁶⁾と同じである。

次に,第2章に提示したイオン生成率の式((2.3)式)を用いて,イオン電流とアーク電流の関係を求め,実験値との比較を行う。

第2章,(2.3)式において,各パラメーターの値を実験条件に合わせて,次のように定める。

$$n_0 = 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \quad (3 \text{ mTorr})$$

$$T_e = 4 \text{ eV}$$

$$\langle \sigma v \rangle_1 = 3 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1} \quad (80 \text{ eV})$$

$$\langle \sigma v \rangle_2 = 3 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1} \quad (4 \text{ eV})$$

$$\langle \sigma v \rangle_3 = 3 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1} \quad (80 \text{ eV})$$

$$A_1 = 630 \text{ cm}^2 \quad (\text{このうちカソード面積は } 40 \text{ cm}^2)$$

$$V = 1 \times 10^4 \text{ cm}^3$$

$$V_{\text{eff}} = 5 \times 10^3 \text{ cm}^3$$

また, τ_p については,(2.4)式で表わされ, $V = 1 \times 10^4 \text{ cm}^3$, $v_p = 5.3 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-1}$, $A_a = 120 \text{ cm}^2$ を代入して,次の値となる。

$$\tau_p = 6 \times 10^{-7} \text{ sec}$$

以上の数値を(2.3)式へ代入すると,

注 *) ソースプラズマのイオン電流密度はどのような型のソースの場合でもプラズマグリッドに向って必ず減少していることが観測される。

$$I_+ = 1.8 I_e \quad (5.1)$$

となる。アーク電流 I_{arc} と I_e の関係は、アノード近傍での電位降下を考慮して、¹²⁾

$$I_{arc} = I_e + \gamma \sqrt{\frac{m}{M}} I_e = 1.07 I_e \quad (5.2)$$

である。(5.1), (5.2)式から、イオン電流とアーク電流の関係は、

$$I_+ = 1.7 I_{arc} \quad (5.3)$$

となる。引出し電流 30 A のとき、これに対応するイオン電流密度は 0.23 A/cm^2 である (引出し電極直径 18.5 cm, 透過度 49%)。したがって、全生成イオン電流 I_+ は、イオン損失面積と密度の積から、 $I_+ = 145 \text{ A}$ となる。よって、(5.3)式から、アーク電流 $I_{arc} = 85 \text{ A}$ と求まる。一方、アーク電源側から見た場合、ターゲットカソードをカソードフィラメント負側に接続して電位を固定しているため、アーク電流は、上で求めた値に、引出されるイオンビーム電流とターゲットカソードへ入るイオン電流を加えた値となる。それらの電流値は、134 A (イオン損失面積からカソード面積を引いた値とイオン電流密度の積) と計算され、アーク電流値 (実験で測定している値に相当) は、 $I_{arc} = 85 \text{ A} + 134 \text{ A} = 219 \text{ A}$ となる。この値は、実験値 260 A に較べて小さい。この差の生じた原因として、プラズマ生成率の計算において、水素原子とプロトンだけを対象としていること、および各パラメータ値 (特にアノード面積) が実際と少し異なることが考えられる。しかしながら、第2章で示した理論式に基づいて、イオン生成率を計算した結果は、実験値にほぼ近い値をとっていると判断できる。したがって、今後のイオン源の設計にあたり、イオン生成率、アーク電流を、この理論式を用いて見積ることが妥当と考えられる。

アーク放電させるために必要な最低ガス圧は、第2章、(2.7)式を用いて計算できる。円型バケット型イオン源の場合、この値は 2.5 mTorr と求まる。実験では、2 mTorr 以下のガス圧のとき、放電が不安定 (アーク電流、アーク電圧波形に高周波信号がのる。そのノイズレベルは、20%以上) となった。初期ガス圧の下限值でも、(2.7)の理論式が妥当なものと判断できる。

5.4.2 アーク放電の安定性

この実験では、イオンビーム引出し時間が 0.1 秒と短い。この時間内においても、アーク電流値の変化が幾分見られる。原因は、カソードフィラメントの温度変化に伴う電子電流、電位降下の変化と思われる。今後、パルス中の長い運転 (10 秒) の場合に、この点が問題となってくるだろう。さらに、フィラメントは、バケット型イオン源の場合、電子電流制限領域で使われるため、デュオビガトロン型イオン源などに比べて、きわめてきびしい条件下におかれる。特に、ロングパルスのアーク放電に対しては、カソードの寿命を十分考慮しなければならない。その点で、フィラメントカソードは信頼性に欠けてくる。原研では、フィラメントに替るカソードとして、ホローカソードの採用を考えており、予備実験が行われている。²⁷⁾

バケット型イオン源の場合、一次電子を効率良く閉じ込めるために、ターゲットカソードをフィラメント負側電位としている。そのため、アノードとターゲットカソード間で局所的なア

ーク放電（ブレイクダウン）が生じやすい。さらに、プラズマとターゲットカソード間でもアーク現象が見られる。この現象に起因する具体的な問題点は現われていないが、今後、検討すべき点と考えられる。上記の問題は、ソースプラズマ生成部の構造、あるいは、電気結線（アーク効率の低下をまねく）を変えることによって解決が可能である。したがってアーク放電の安定化、イオン源の寿命などを考えて対策をとることが必要であろう。

表 5.1 デュオピガトロンの型, バケット型, およびラムダトロンの性能比較

SOURCE TYPE	DUOPIGATRON		BUCKET	LAMBDA TRON
	CENTER POLE	COAXIAL		
ACCEL VOLTAGE	30 kV	30 kV	30 kV	30 kV
ACCEL CURRENT	25 A	30 A	30 A	30 A
FILAMENT CURRENT	45 A x 12 (TUNGSTEN)	50 A x 4 (OXIDE)	120 A x 6 (TUNGSTEN)	120 A x 9 (TUNGSTEN)
ARC VOLTAGE	80 V	80 V	100 V	95 V
ARC CURRENT	380 A	330 A	260 A	460 A
SOURCE PRESSURE	-	- 6 mTorr	3.5 mTorr	6 mTorr
H ⁺ : H ₂ ⁺ : H ₃ ⁺	53 : 30 : 17	-	70 : 20 : 10	70 : 20 : 10
ARC EFFICIENCY	0.8 A/kW	1.1 A/kW	1.1 A/kW	0.7 A/kW

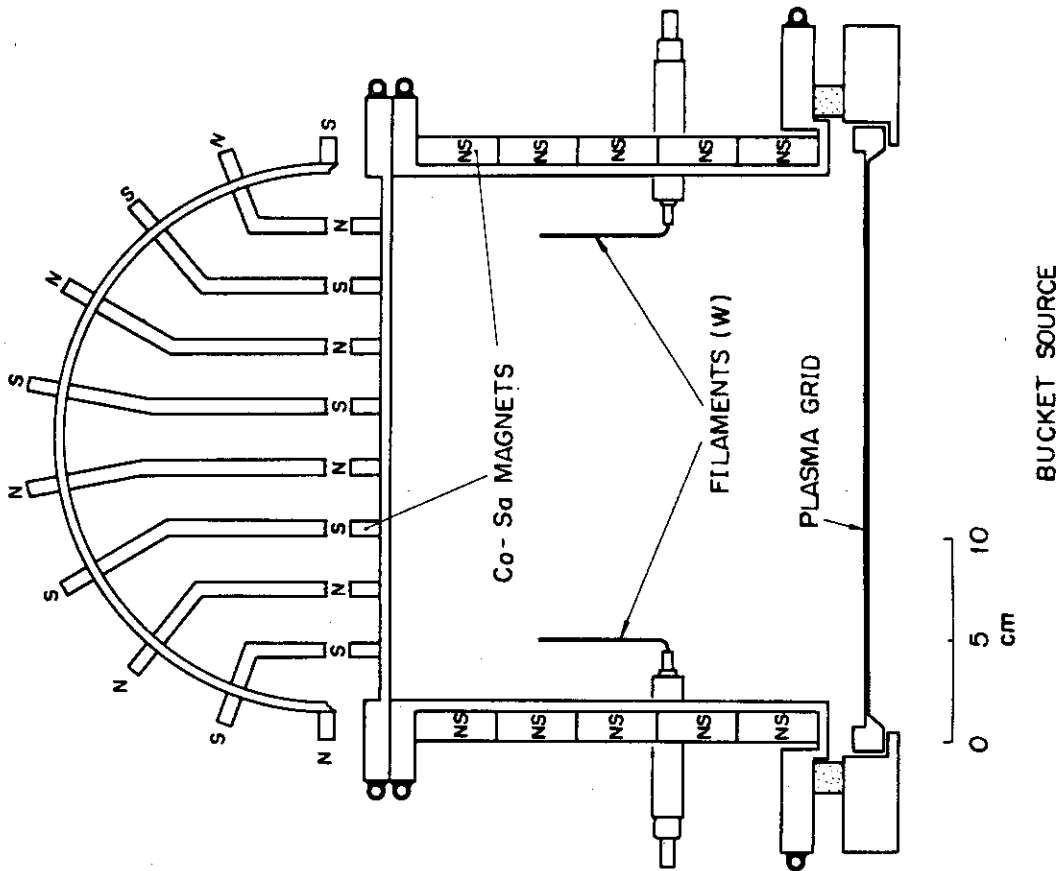


図 5.1 円形バケツト型イオン源ソースプラズマ生成部
(内径 26 cm, 高さ 22 cm)

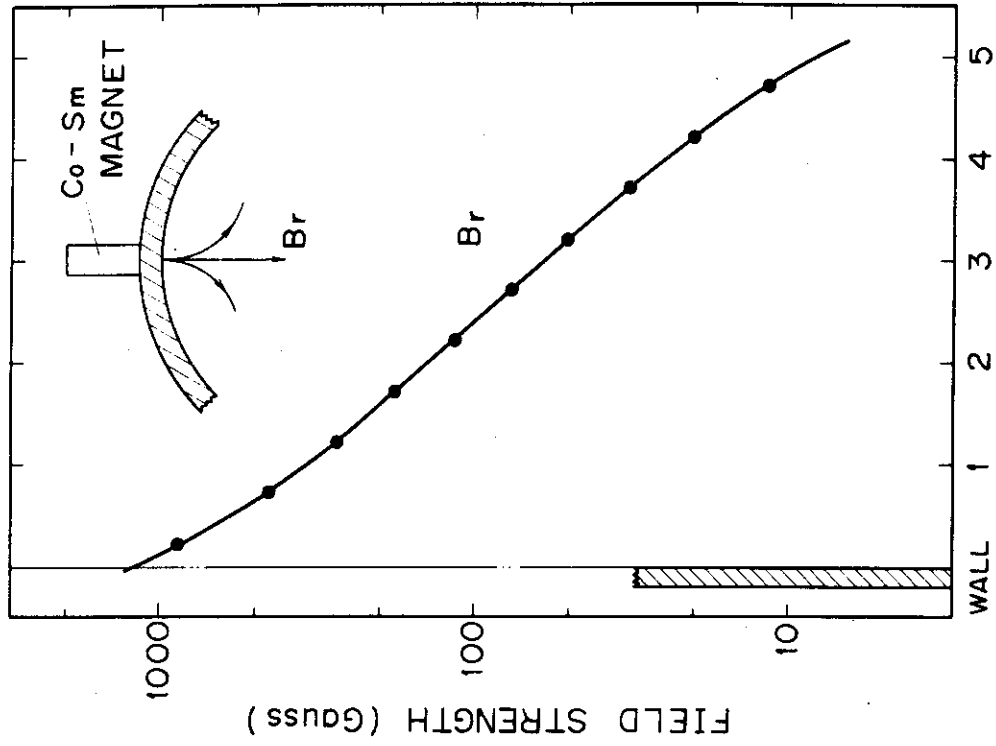


図 5.2 円形バケツト型イオン源 (内径 26 cm, 高さ 22 cm)
永久磁石の作る磁場の強さ (測定値)

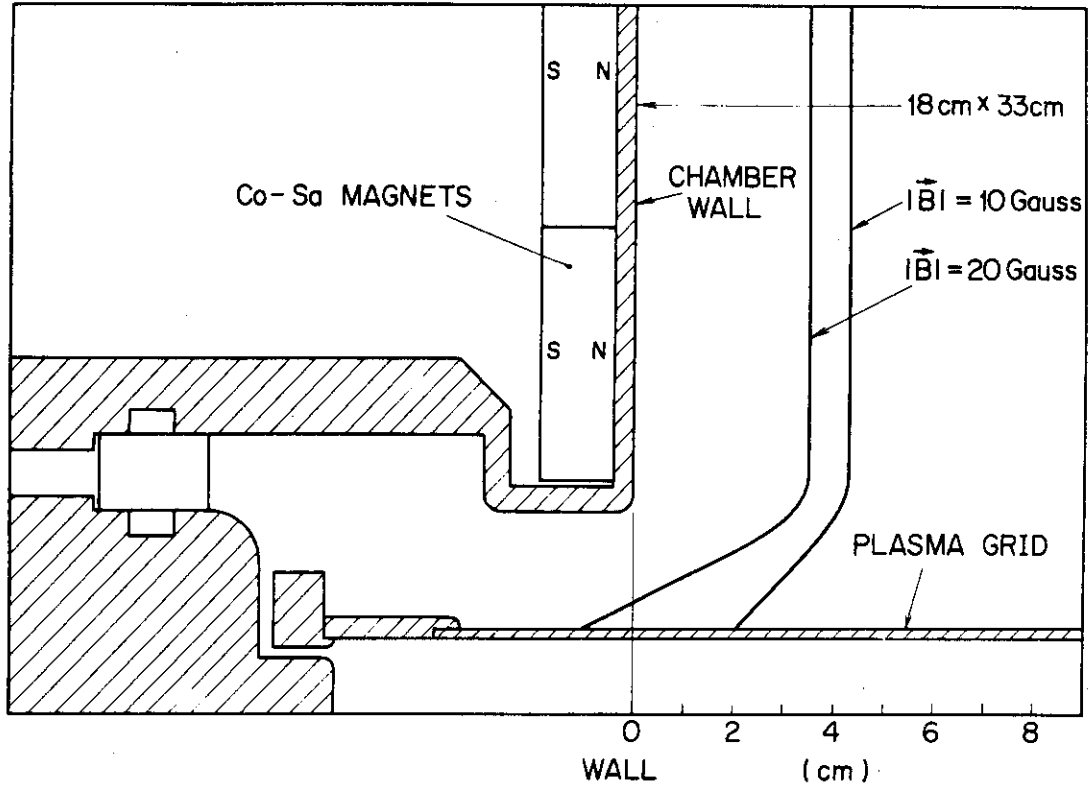


図 5.3 円形バケット型イオン源 (内径 26 cm, 高さ 22 cm)
永久磁石の作る磁場の強さ 10 G ~ 20 G の等磁線 (測定値)

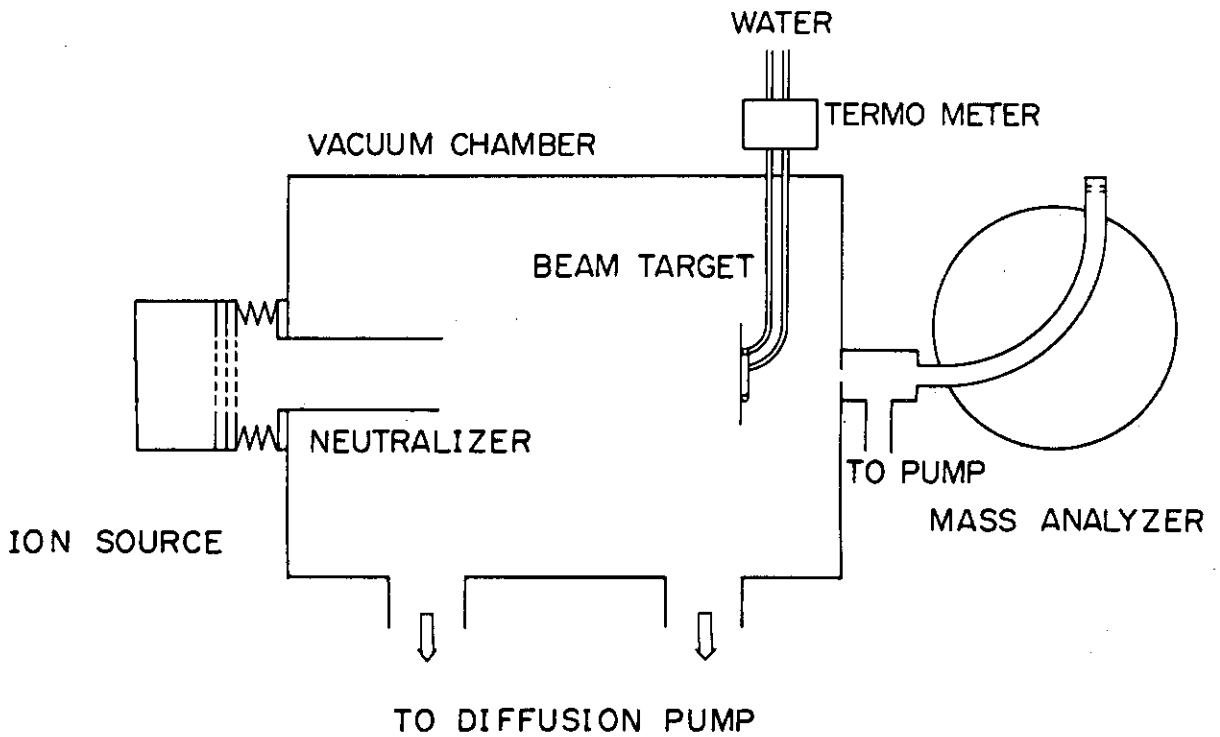


図 5.4 円形バケット型イオン源 (内径 26 cm, 高さ 22 cm)
イオンビーム引出し実験構成図

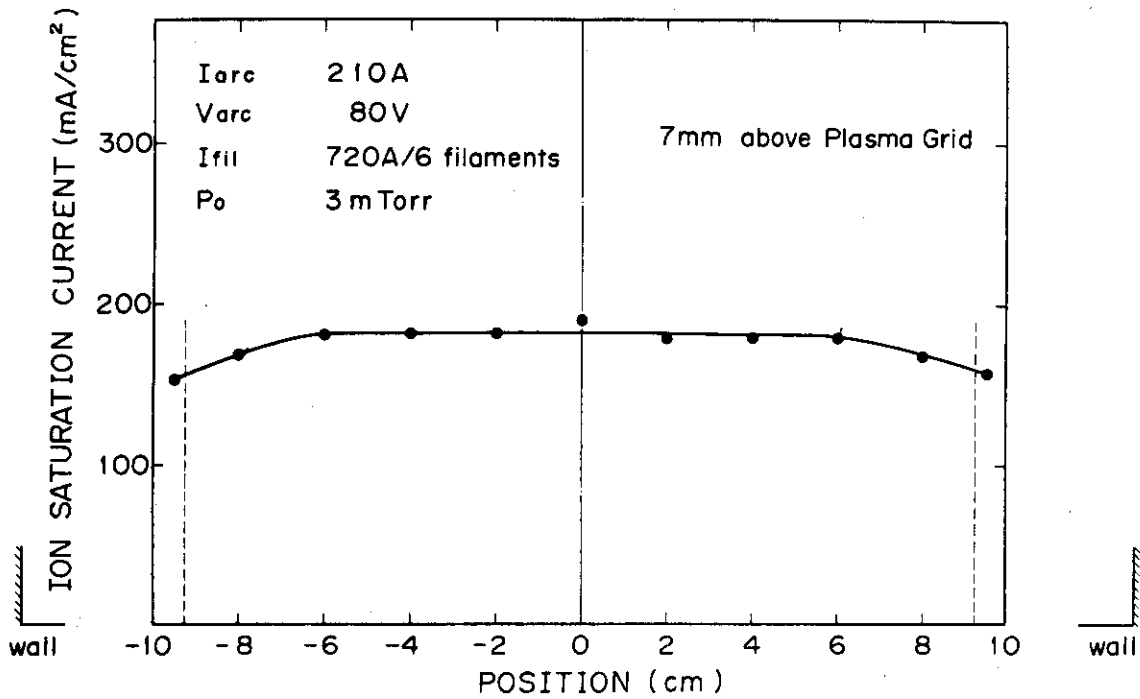


図 5.5 円形バケット型イオン源（内径 26cm，高さ 22cm）
径方向のイオン飽和電流密度分布。測定はプラズマグリッド上流 7mm の位置。

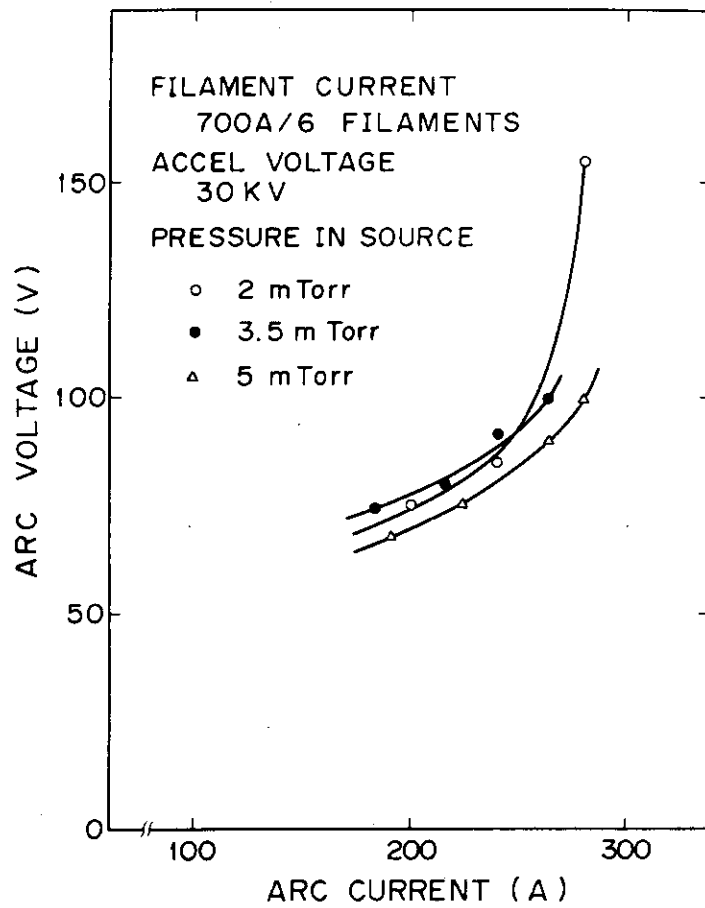


図 5.6 円形バケット型イオン源（内径 26cm，高さ 22cm）
アーク電流とアーク電圧の関係（イオンビーム引出し時）

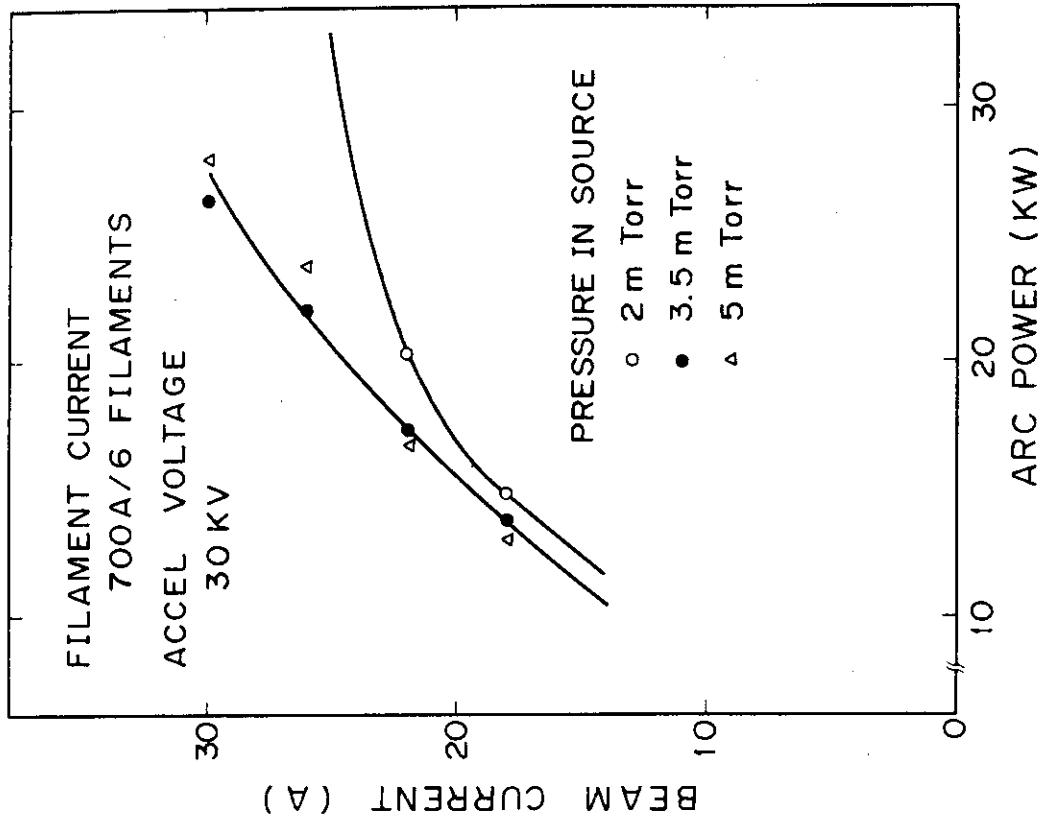


図 5.8 円形パケット型イオン源 (内径 26cm, 高さ 22cm) 引出し電流とアーク電力 (アーク電流とアーク電圧の積) の関係
加速電圧 30 kV, 初期ガス圧 2 ~ 5 m Torr。

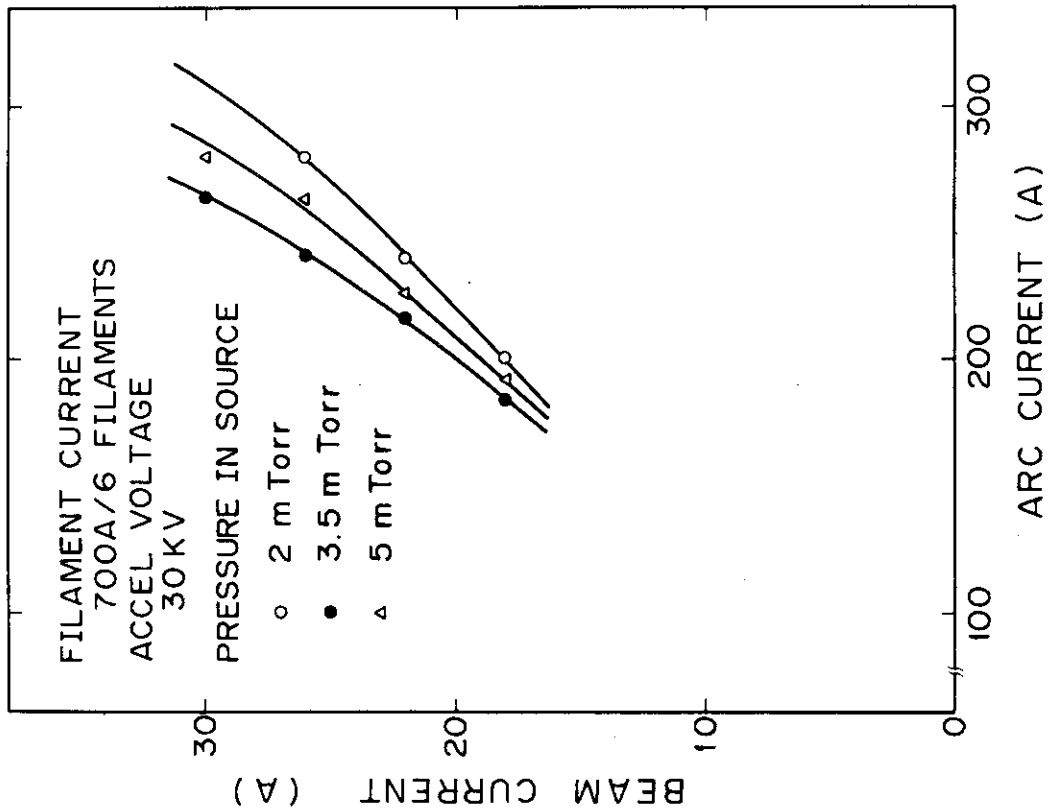


図 5.7 円形パケット型イオン源 (内径 26cm, 高さ 22cm) 引出し電流とアーク電流の関係。加速電圧 30 kV, 初期ガス圧 2 ~ 5 m Torr。

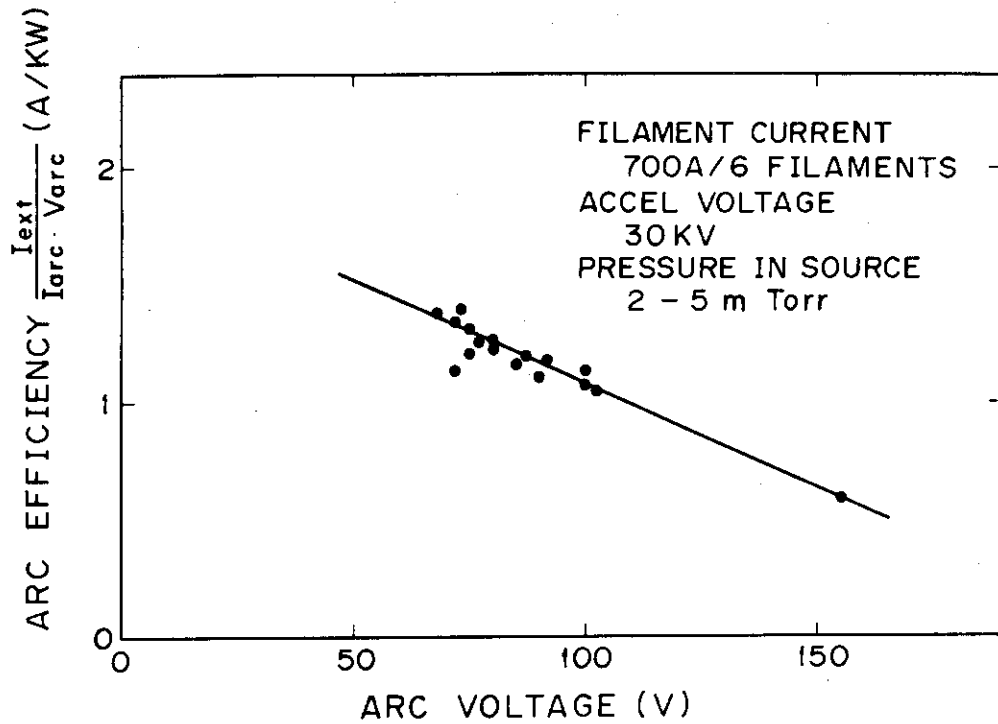


図 5.9 円形バケット型イオン源 (内径 26cm, 高さ 22cm)
 アーク効率 (引出し電流をアーク電流とアーク電圧の積で割った値) とアーク電圧の関係

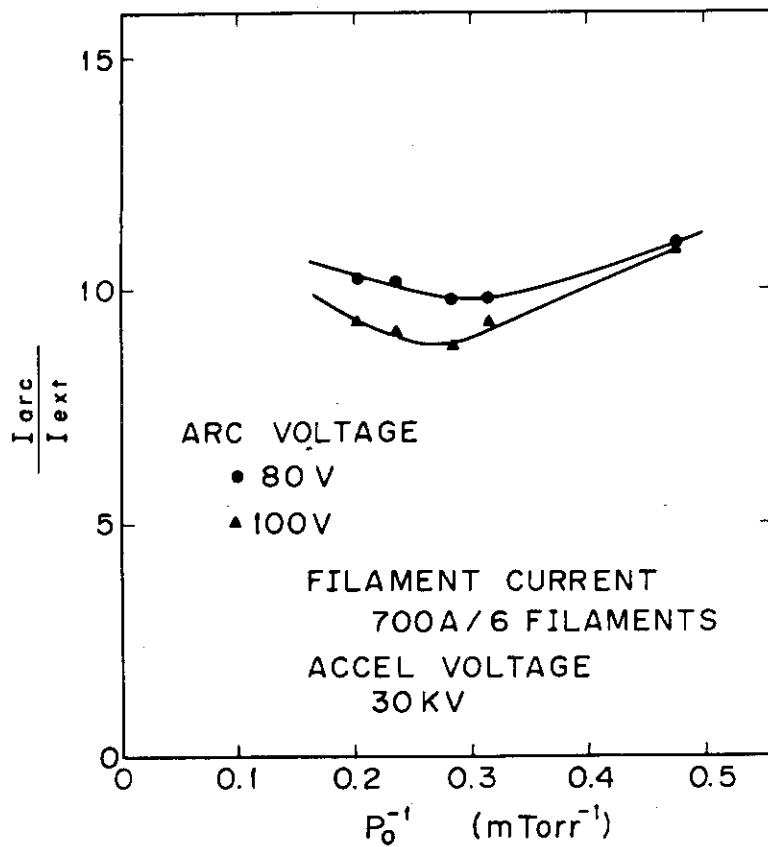


図 5.10 円形バケット型イオン源 (内径 26cm, 高さ 22cm)
 イオン生成効率 (逆数) と初期ガス圧 (逆数) の関係

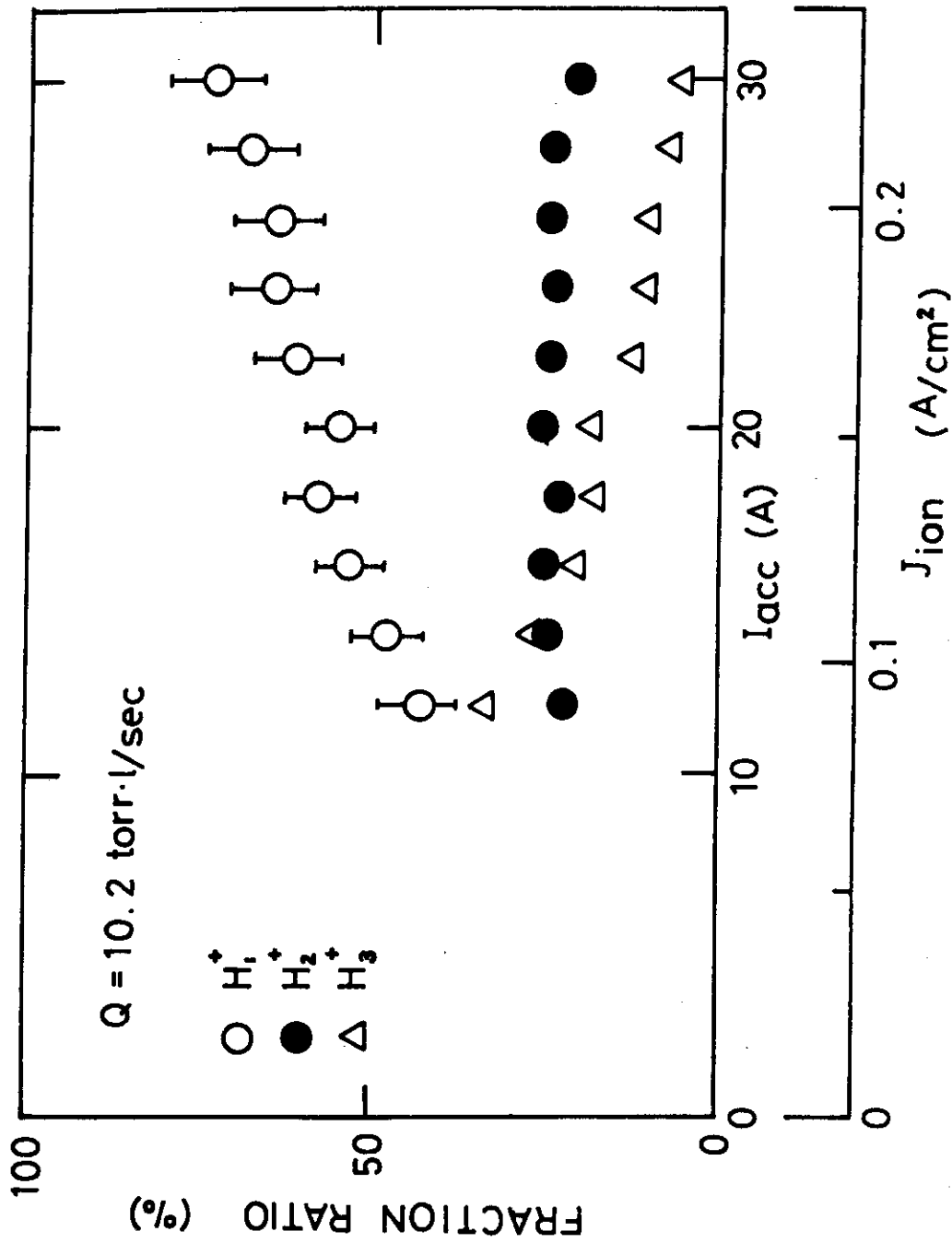


図 5.11 円形パケット型イオン源 (内径 2.6cm, 高さ 2.2cm) イオンビーム組成 (H_1^+ , H_2^+ , H_3^+) とイオン電流密度の関係

6. 円形ラムダトロン型イオン源

6.1 概要

JT-60用中性粒子入射加熱装置で使われるイオン源の性能は、加速電圧100kV、引出し電流35A、パルス巾10秒である。このイオン源の設計段階で、電極間で荷電変換等によって生成される電子の逆加速による熱負荷が見積られた。その値は、計算機シミュレーションによると¹⁰⁾、最大1kW/cm²となる。さらに、局所的な集中によって増大することも予想される。10秒のロングパルス運転に対しては、準定常的に、この熱負荷に耐える構造をもったイオン源が要求される。我々は、バケット型イオン源を基礎として、A(ラムダ)型のビームダンパーを設置したイオン源(ラムダトロン型イオン源)を提案した。ラムダ型のビームダンパーを採用した理由は、逆流電子の受熱面に傾斜をつけて、その熱負荷を500W/cm²以下に低減するためである。ビームダンパー面は、太さ10mm程度の冷却パイプで構成される予定である(次章参照)。そのため、永久磁石を設置しても、ダンパー内面での磁場が200G以下となって、磁気シールドの効果がない。したがって、ダンパー面をアノードとはせず、カソード電位またはフローティング電位として、電氣的に電子の閉じ込め効果を上げる方法を用いる。ラムダトロン型イオン源の特徴をまとめると次のとおりである。

- A(ラムダ)型ビームダンパーによって、逆流電子による熱負荷を準定常的に除去できる。
- アークチャンバー側面のラインカスプによる磁気シールドで、一次電子、イオンを閉じ込め、一方、ビームダンパー、ターゲットカソードをカソード電位、あるいはフロート電位として電氣的に電子、イオンを閉じ込め、イオン生成効率を高める。

ラムダトロン型イオン源の特性を調べることを目的として、前章に示した円形バケット型イオン源を改造して、円形ラムダトロン型イオン源を製作した。イオン源テストスタンドの電源の制約のために、逆流電子による熱負荷除去の実験は出来ない。ここでは、アーク特性、プロトン比の測定などを行い、今後のラムダトロン型イオン源を設計するためのデータを得ることを目的とする。

6.2 実験装置

図6.1に円形ラムダトロン型イオン源を示す。主要諸元は次のとおり。

- アークチャンバー、永久磁石：円形バケット型イオン源と共通である。
- カソードフィラメント：

ターゲットカソードとビームダンパーをカソード電位とする場合；線径1.5mm、長さ15cm
タングステンヘアピン9本、ターゲットカソードとビームダンパーをフロート電位とする場合；
線径1.2mm、長さ12cm、タングステンヘアピン16本。

- ビームダンパー：開口部直径20cm、高さ19cm 円錐状の水冷銅板。内径26cm、高さ

22 cm の真空容器中に入れる。

カソード磁場の強さは、円形バケット型イオン源と同一である（図 5.2, 5.3 参照）。したがって、イオン電流密度の径方向分布は同じく、直径 18.5 cm の範囲内で±5%以下の一様性が得られる。

実験は、ITS-3で行い、その構成は、図 5.4 と同じである。電源容量等については、前章参照のこと。

ターゲットカソードとビームダンパーの電位は、カソードフィラメント負側電位とフロート（アノードから 200Ω）電位の 2 通りである。フロート電位とする理由は、一次電子の閉込めを犠牲（イオン生成効率が低下する）にして、アーク放電の安定化を図ることにある。

6.3 実験結果

ターゲットカソードとビームダンパーをカソードフィラメント負電位とした場合について、アーク電圧と引出し電流（加速電圧は 30 kV）を、アーク電流に対してプロットした結果を図 6.2 に示す。ここでアーク電流値は、電源側で測定された値で、放電電流値と、ターゲットカソード、ビームダンパーに流れ込むイオン電流をたし合わせた値であることを注意しなければならない。図 6.3 は、アーク電力（アーク電流とアーク電圧の積）に対して、引出し電流値を示す。アーク特性は、バケット型イオン源と同じ傾向を示すが（電圧が高いところでの結果のため比例関係からずれる（第 5 章参照））、イオン生成効率が最大となる初期ガス圧は、7 mTorr で、バケット型に比べて、約 2 倍である。この結果は、ラムダトロン型イオン源の場合、放電可能な初期ガス圧の下限値が、理論計算によると¹²⁾、5.7 mTorr で、バケット型の 2.5 mTorr の約 2 倍であることに原因するものと考えられる。図 6.4 は、アーク効率（引出し電流をアーク電力で割った値）とアーク電圧の関係を示す。これらの結果をバケット型イオン源と比較すると、アーク効率は、約 40% 低下している（表 5.1）。この原因は、ラムダトロン型イオン源の場合、一次電子の閉込め時間が長くなるが（アノード面積が 0.7 倍であるため。（4.1）式参照）、イオン損失面積が倍増していることにある。

次に、ターゲットカソードとビームダンパーの電位をフロートとした場合の実験結果を示す。カソード電位の場合との比較を明確にするために、フィラメント加熱電流（1420 A）、加速電圧（28 kV）、初期ガス圧（7 mTorr）の条件を同一とした。図 6.5, 6 は、アーク電圧、引出し電流とアーク電流の関係を示す。これらの結果から、フロート電位の場合、インピーダンスが高くなることが判る。これは、カソード電位の時、カソード以外にターゲットカソードとビームダンパーへイオン電流が流れ込むのに対して、フロート電位では、イオン電流が相対的に流れにくくなるのが原因である。必然的にフロート電位の場合に、インピーダンスを下げるためには、カソードフィラメントからの電子電流を増して、カソードへのイオン流入を容易にさせなければならない。このことは、電位条件によって、放電特性を同じにするためには、カソード面積（一次電子電流量）を大きくしてやらなければならないことを意味する。

図 6.7 は、アーク電力と引出し電流の関係を示す。この結果によると、一定の引出し電流を得るために必要なアーク電力（電源側の値）は、いずれの電位条件でも等しいことが判る。

図 6.8 は、アーク効率とアーク電圧の関係を示したものである。図 6.5～8 の実験では、引出し電極直径 15 cm を使用している。

図 6.9 は、イオンビーム組成 (H_1^+ , H_2^+ , H_3^+ の比率) を、引出し電流、電流密度に対してプロットした結果である。この実験でも、引出し電極は、電流密度を高くとるために直径 15 cm を使用している。横軸の引出し電流値は、直径 18.5 cm の電極を用いたと仮定した場合の値に換算したものである (電源の制限により、30 A 以上の引出し電流をとることはできない)。この結果、イオン電流密度を、 0.27 A/cm^2 まで高めることによって、 $H_1^+ : H_2^+ : H_3^+ = 75 : 15 : 10$ が得られた。イオン電流密度が 0.23 A/cm^2 以下の領域で、図 5.11 に示したバケット型イオン源と比較すると、ほぼ等しい値をとっている。

6.4 考察

6.4.1 アーク特性

放電電圧、電流特性は、バケット型イオン源と同じ傾向をとる。すなわち、空間電荷制限領域と電子電流制限領域があり、イオン化効率は後者の領域に入ると上昇する。

円形ラムダトロロン型イオン源の実験結果で特筆すべき点は、ターゲットカソード、ビームダンパーの電位の問題である。フロート電位とする場合には、正味の放電電流は、カソード電位をとる場合よりも明らかに多く必要とする。また、イオン電流の流れ込む面積が少ないために、インピーダンスが高くなり、その結果、カソードフィラメントからの電子電流を多く必要とする。しかしながら、電源側を見た場合、アーク電流は、カソード電位のときにはイオン電流も含むために、ほぼ等しい値となる。また、アーク放電の安定性の点からみると、アノードとターゲットカソード間の局所的な放電 (ブレイクダウン)、およびプラズマとターゲットカソード間のアーキングは、ほとんど起こらない。今後のイオン源の設計において、ターゲットカソードとビームダンパーの電位をどのようにとるかによって、カソード面積、アノード面積等、明らかに異なった設計とならざるを得ない。この点は、アーク電源、フィラメント電源を含めた総合効率とアーク放電の安定性とを考慮して検討しなければならないだろう。以下、第 2 章に示した理論式を用いて、考察する。

ターゲットカソードとビームダンパーをカソード電位とする場合について、30 A を得るのに必要なアーク電流を (2.3) 式から求める。各パラメーターは次のとおり。

$$n_0 = 2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \quad (6 \text{ m Torr})$$

$$T_e = 4 \text{ eV}$$

$$\langle \sigma v \rangle_1 = 3 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}$$

$$\langle \sigma v \rangle_2 = 3 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}$$

$$\langle \sigma v \rangle_3 = 3 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \cdot \text{sec}$$

$$A_t = 1180 \text{ cm}^2 \quad (\text{このうちカソード面積は } 60 \text{ cm}^2)$$

$$V = 1 \times 10^4 \text{ cm}^3$$

$$V_{\text{eff}} = 5.6 \times 10^3 \text{ cm}^3$$

τ_p は、(2.4)式において、 $v_p = 5.3 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-1}$ 、 $V = 1 \times 10^4 \text{ cm}^3$ 、 $A_a = 80 \text{ cm}^2$ として、

$$\tau_p = 9 \times 10^{-7} \text{ sec}$$

である。したがって、(2.3)式へ代入して、

$$I_+ = 1.9 I_e \quad (6.1)$$

となる。また、放電電流 I_{arc} と電子電流の関係は、

$$I_{arc} = 1.07 I_e \quad ((5.2) \text{式参照}) \quad (6.2)$$

である。したがって、(6.1)、(6.2)式から

$$I_+ = 1.8 I_{arc} \quad (6.3)$$

と求まる。引出し電流 30 A (イオン電流密度 0.23 A/cm^2) のとき、イオン損失面積 (1180 cm^2) とイオン引出し面積 (130 cm^2) の関係から、全生成イオン電流 I_+ は 270 A となる。よって、(6.3)式から放電電流 I_{arc} は 150 A と求まる。電源側から見ると、実験で測定するアーク電流は、上記の値にターゲットカソードとビームダンパーへ流れ込むイオン電流を含んでいる。その値は、260 A で、測定されるアーク電流 I_{arc} は、 $I_{arc} = 150 \text{ A} + 260 \text{ A} = 410 \text{ A}$ である。この値は、円形バケット型イオン源の場合と同様に、実験値よりも低く、その原因は、5.4.1節に記したとおりである。

一方、フロート電位の場合には、一次電子は、フロート電位の部分 (ターゲットカソード、ビームダンパー) へも損失するものと考えて、保持時間 τ_p は、

$$\tau_p = \frac{4V}{v_p (A_t + A_a)} \quad (6.4)$$

とする。先に示した数値を代入して、

$$\tau_p = 6 \times 10^{-8} \text{ sec}$$

である。(2.3)、(6.2)式から、

$$I_+ = 0.84 I_e = 0.8 I_{arc}$$

となる。ここで、先の計算により、 $I_+ = 270 \text{ A}$ であるから、 $I_{arc} = 340 \text{ A}$ と求まる。ターゲットカソード、ビームダンパーは、フロート電位 (200Ω を介してアノードに接続) であるから、ここへ流れ込むイオン電流は無視できる。したがって、電源側で見た場合に測定されるアーク電流は、上で求めた値になる。この値は、実験値より、約 30% 程度少ない。この原因は、 τ_p の求め方に問題があるため、あるいは、カソード電位の場合と同じ理由 (前述) と思われる。したがって、多少の計算結果の差はあるが、実験結果から判断して、カソード電位の場合とフロート電位の場合では、ほぼ等しいアーク電流値 (電源側で見る) が必要と言える。

上記の考察により、カソードからの放出電子電流は、フロート電位の場合、カソード電位と比較して、約 2 倍 (正味の放電電流には、計算では 340 A と 150 A の差がある) 余分に必要となる。すなわち、電子電流密度を等しいとすれば、カソード面積が 2 倍必要と言うことができる。実験においても、フロート電位するとき、同一本数のフィラメントを用いた場合、加熱電流を増して (放出電子電流が増大する) やらないとアーク電流がとれなかった。この結果は、上記の考察を裏づけるものである。

以上、バケツ型イオン源と同様に、ラムダトロン型イオン源においても、(2.3)式の妥当性が実験によって確認できた。

6.4.2 イオンビーム組成

イオンビーム組成(H_1^+ , H_2^+ , H_3^+)は、ターゲットカソード、ビームダンパーの電位に無関係で、イオン電流密度によって決まっている。これは、プラズマ中の電子密度、温度で決まることを示している。²⁶⁾ 図 6.9 に示すように、イオン電流密度 0.27 A/cm^2 (これは、JT-60 用イオン源の目標値に相当する) のとき、 $H_1^+ : H_2^+ : H_3^+ = 75 : 15 : 10$ を得た。この値は、JT-60 用イオン源の性能を満足する値である。

不純物の組成については、測定が不十分であったため言及できない。

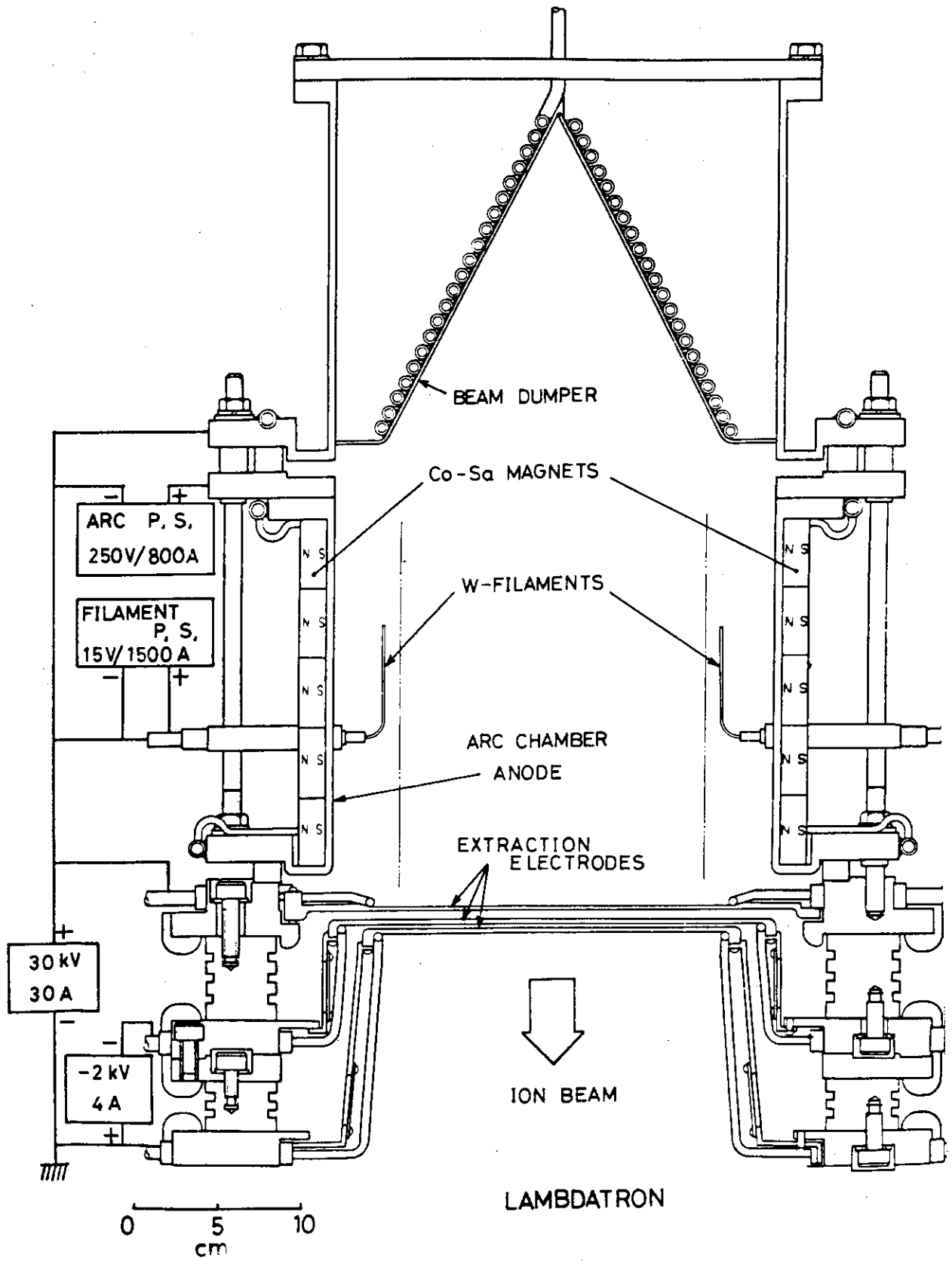


図 6.1 円形ラムダトロン型イオン源

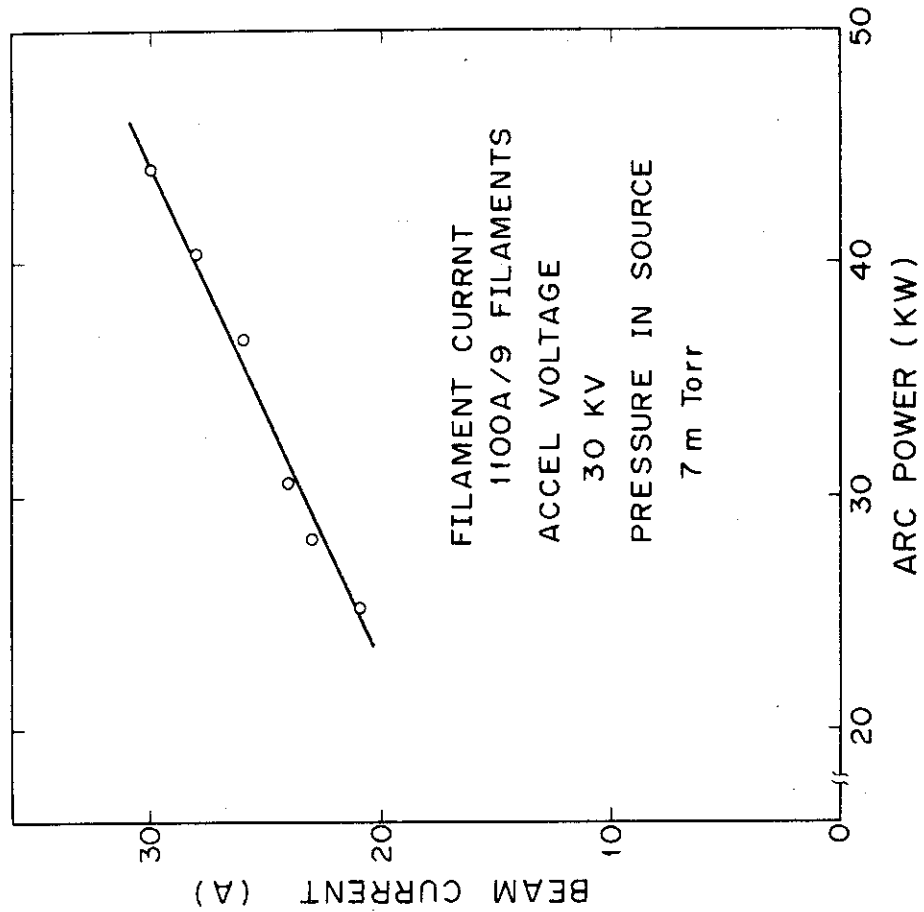


図 6.3 円形ラムダムatron型イオン源 (電極直径 18.5 cm) アーク電力と引出し電流の関係

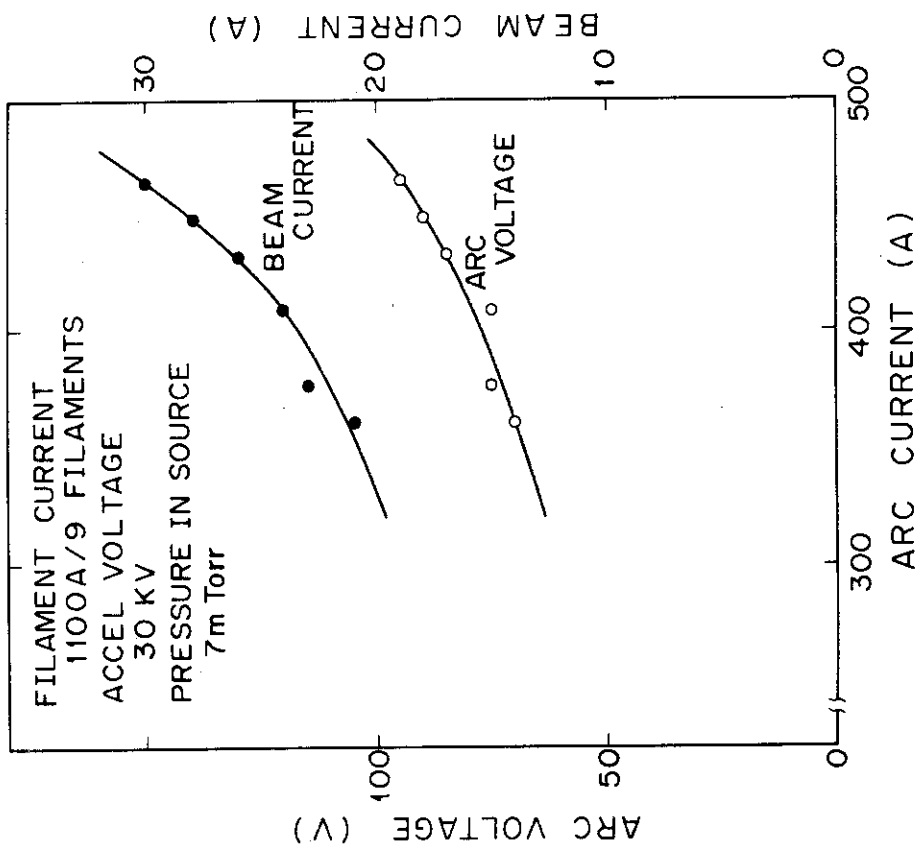


図 6.2 円形ラムダムatron型イオン源 (電極直径 18.5 cm) アーク電流とアーク電圧, 引出し電流の関係

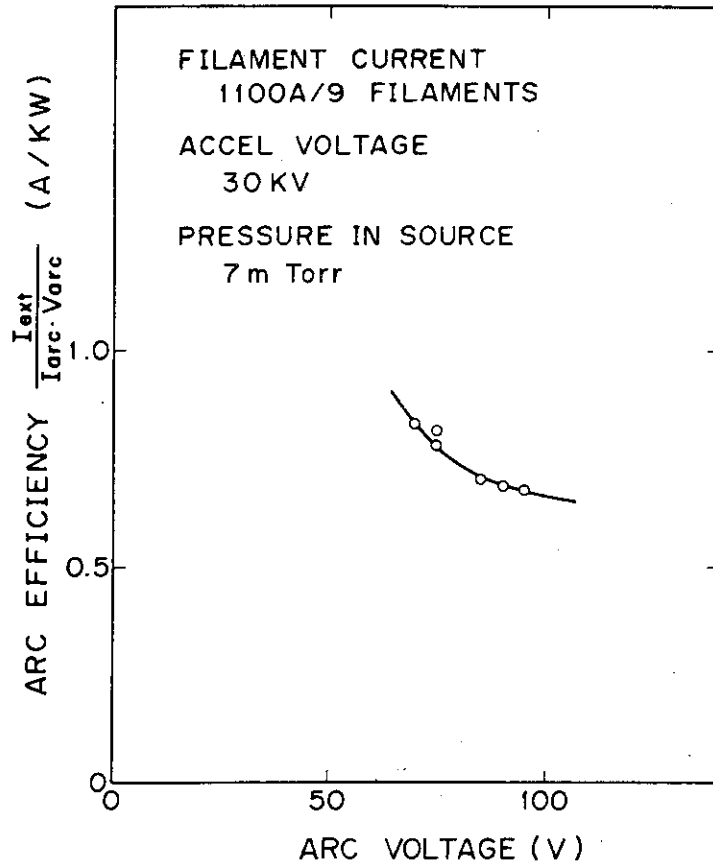


図 6.4 円形ラムダトロロン型イオン源 (電極直径 18.5 cm) アーク効率 (引出し電流をアーク電力で割った値) とアーク電圧の関係

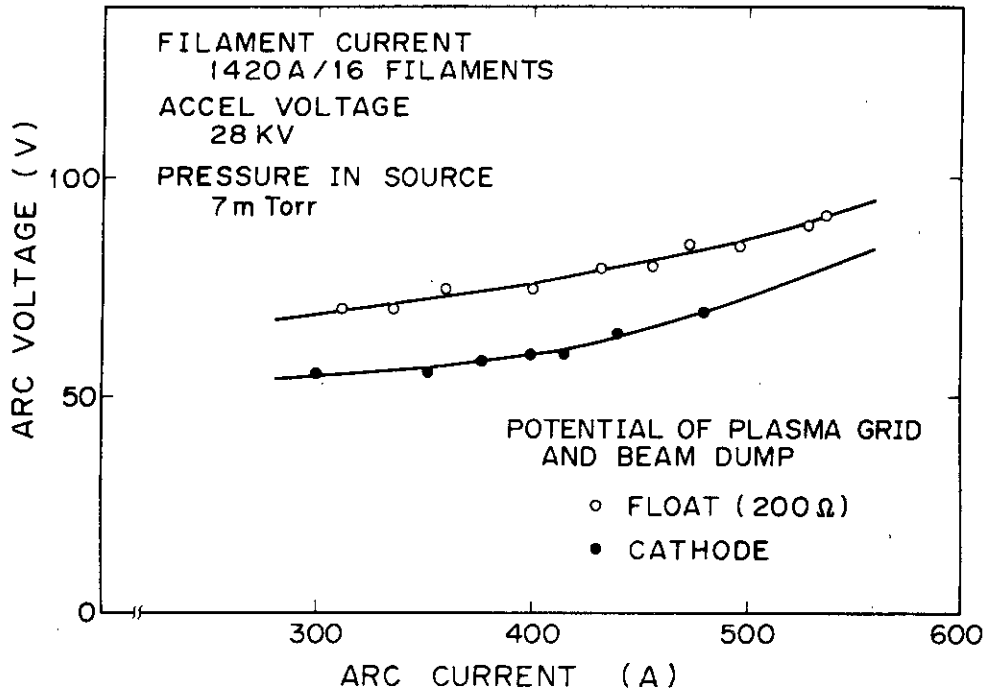


図 6.5 円形ラムダトロロン型イオン源 (電極直径 15 cm) ターゲットカソードとビームダンパーの電位をフロート電位、カソード電位とする場合のアーク電圧とアーク電流の関係

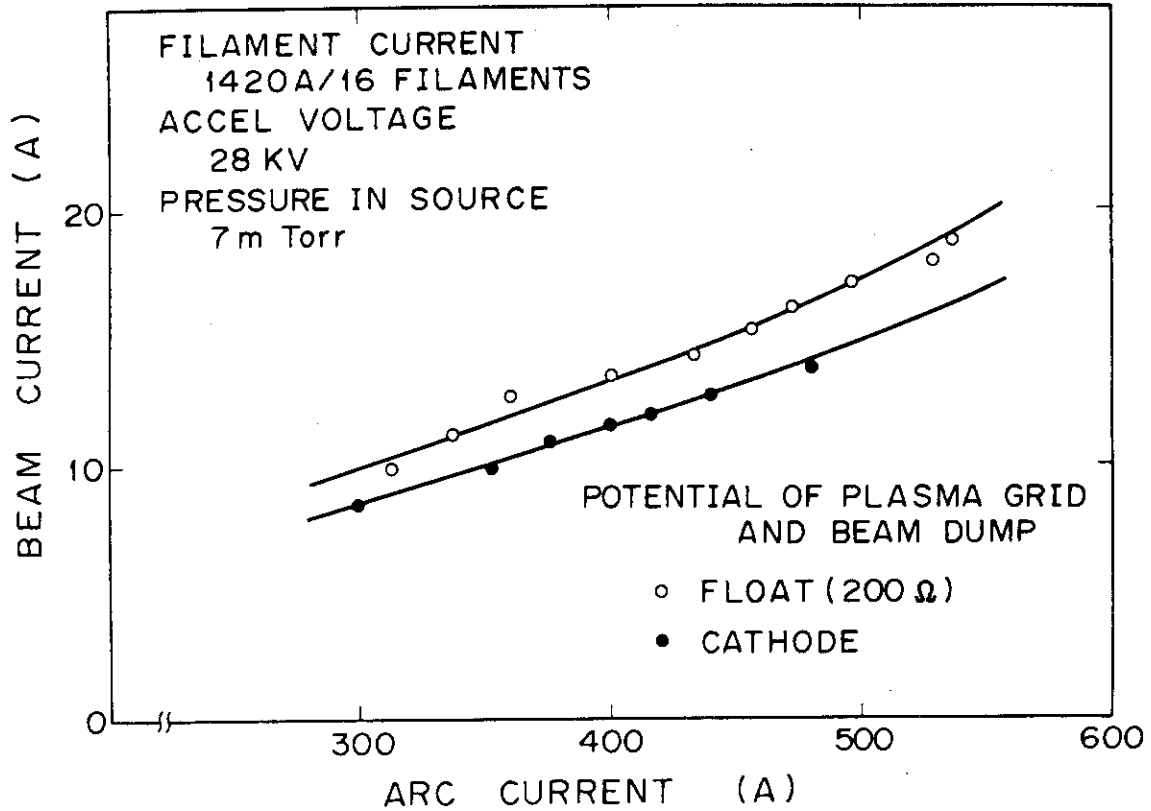


図 6.6 円形ラムダトロロン型イオン源 (電極直径 15cm)
図 6.5 に対応する引出し電流とアーク電流の関係

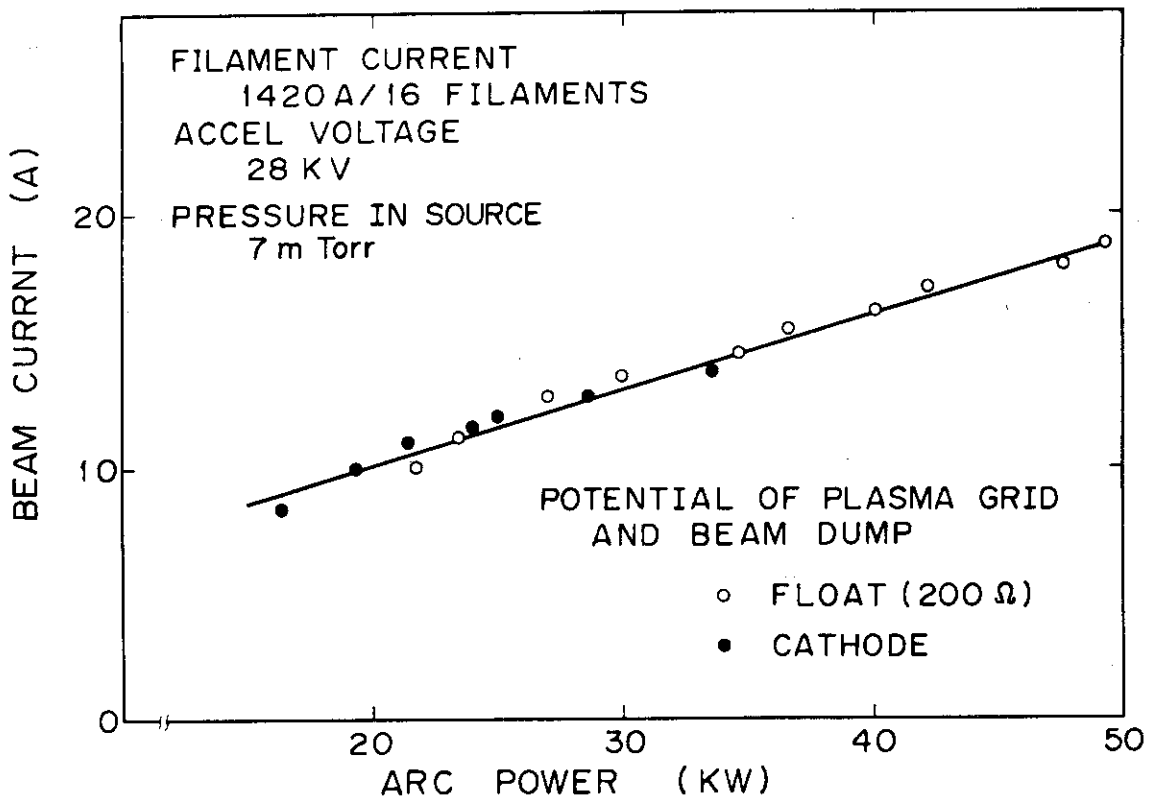


図 6.7 円形ラムダトロロン型イオン源 (電極直径 15cm)
図 6.5, 6 に対応するイオン電流とアーク電力の関係

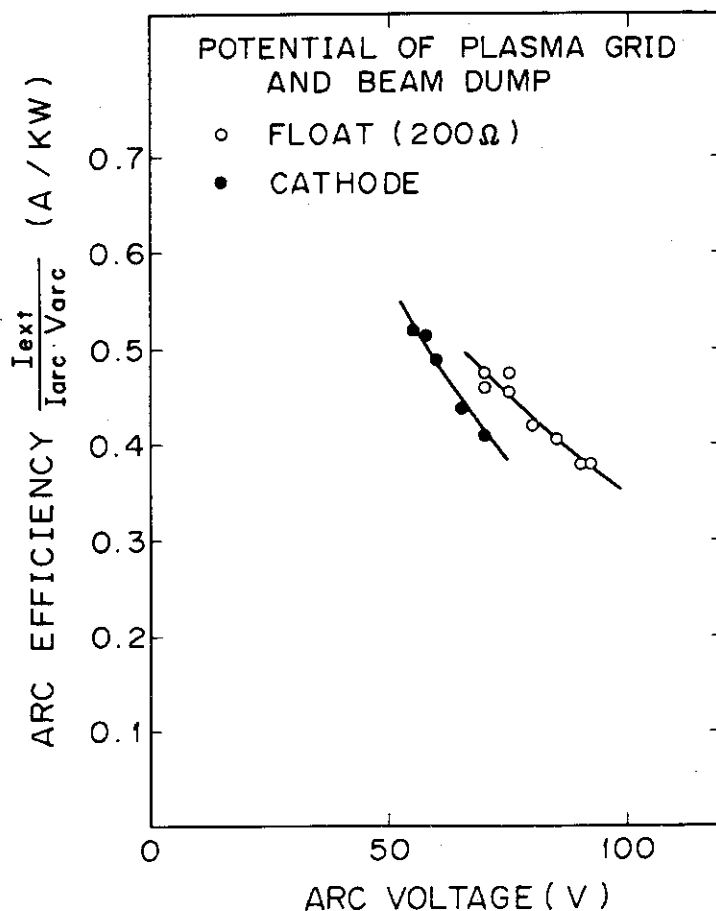


図 6.8 円形ラムダトロロン型イオン源 (電極直径 15cm)
 図 6.5, 6 に対応するアーク効率とアーク電圧の関係

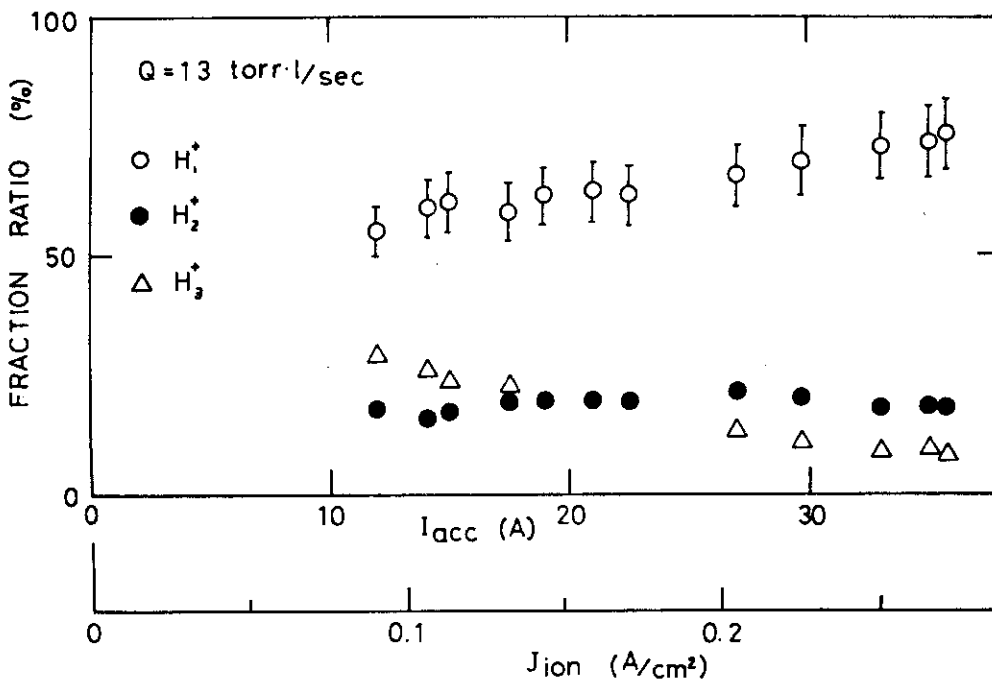


図 6.9 円形ラムダトロロン型イオン源 (電極直径 15cm)
 ビーム組成 (H₁⁺, H₂⁺, H₃⁺の比率) とイオン電流密度の関係。引出し電流値 I_{acc} は, 18.5cm の電極で引出したと仮定する場合に換算した値。

7. JT-60用ラムダトロン型イオン源の概念設計

前章までに記述した実験結果をふまえて、JT-60用ラムダトロン型イオン源の概念設計を行った。はじめに、カソード材としてタングステンフィラメントを使用し、ターゲットカソード、ビームダンパーの電位をカソード電位とする場合について示す。

1) アークチャンバーの大きさ(矩形)

JT-60用イオン源で必要な引出し面積 $12\text{cm}\times 27\text{cm}$ の範囲で、 $\pm 10\%$ 以下の密度一様性を得るためには、ラインカスプの作る磁場の強さ $10\sim 20\text{G}$ のラインを、この境界に設定する。図5.3を参考として、チャンバーの大きさは、 $18\text{cm}\times 33\text{cm}$ となる。ラインカスプの方向は、ターゲットカソードに垂直である。

2) ラインカスプの長さ

ラインカスプの長さは、アノード面積から決まる。アノード面積は、我々の実験結果から、 150cm^2 が妥当な値と考えられる。ラインカスプの損失巾は、 0.32cm (4.4.1節参照)として、ラインカスプ全長は、 470cm となる。ラインカスプの間隔は、磁場の減衰状態を考慮して、 3.6cm が最適である。したがって、アークチャンバーの大きさが $18\text{cm}\times 33\text{cm}$ であるから、24本のラインカスプを設置する。よって、ラインカスプ1本の長さは、 20cm である。この結果、アークチャンバーの高さも、 20cm と決まる(実際には、フランジ等の構造上、幾分長くなる)。

3) ビームダンパー

逆流電子による熱負荷を、局所的な熱負荷の集中を見込んで、 $1.5\text{kW}/\text{cm}^2$ と設定する。この熱負荷を平面で除去することは困難であるから、受熱面に傾斜をもたせて、 $500\text{W}/\text{cm}^2$ 以下に低減して除熱する。したがって、受熱面は、逆流電子の進む方向に対して 20 度傾けて設置する。受熱面の構造は、フィン付冷却管を並べた形が提案されている。ビームダンパーは、アークチャンバーの上部に取り付けた真空容器中に入れる。

4) アーク電流

引出し電極面上で、 $0.3\text{A}/\text{cm}^2$ (引出し電流 40A に相当)のイオン電流密度を得るのに必要なアーク電流値を算出する。計算は、(2.3)式による。放電電圧を 80V として、(2.3)式中の各パラメーターは次の値をとる。

$$n_0 = 2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \quad (6\text{mTorr})$$

$$T_e = 4 \text{ eV}$$

$$\langle \sigma v \rangle_1 = 3 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1} \quad (80\text{eV})$$

$$\langle \sigma v \rangle_2 = 3 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1} \quad (4 \text{ eV})$$

$$\langle \sigma v \rangle_3 = 3 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1} \quad (80\text{eV})$$

$$A_t = 1300 \text{ cm}^2$$

$$V = 1.3 \times 10^4 \text{ cm}^3$$

$$V_{eff} = 7 \times 10^3 \text{ cm}^3$$

また、 τ_p は、(2.4)式において、 $V = 1.3 \times 10^4 \text{ cm}^3$ 、 $v_p = 5.3 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-1}$ 、 $A_a = 150 \text{ cm}^2$ とおいて、

$$\tau_p = 6.5 \times 10^{-7} \text{ sec}$$

である。以上の数値を(2.3)式へ代入すると、

$$I_+ = 2.2 I_e$$

となる。一方、 $I_{arc} = 1.1 I_e$ ((5.2)式)であるから、

$$I_+ = 2.1 I_{arc} \quad (7.1)$$

となる。イオン電流密度 0.3 A/cm^2 を得るとき、全生成イオン電流は、イオン損失面積 1300 cm^2 との積により、 $I_+ = 390 \text{ A}$ と求まる。

したがって、(7.1)式から、アーク電流は、

$$I_{arc} = 190 \text{ A}$$

となる。

この値は、正味の放電電流であるので、電源側で見た場合、ターゲットカソード、ビームダンパーに入り込むイオン電流もアーク電流と見なされる(ターゲットカソード、ビームダンパーをカソード電位としている)。したがって、必要なアーク電流値は、 580 A となる。前章までに示した実験結果からわかるように、実際には、この値より、幾分大きいアーク電流値を必要とするものと考えられる。実験では約25%余分に必要であった。

5) カソードフィラメント

タングステンフィラメントの放出電子電流密度を、 4 A/cm^2 とする(図付-3参照)。アーク電流は、前項の算出により、 190 A である。よって、必要なカソード面積は、 48 cm^2 である。フィラメントの本数は、使用するタングステンの太さによって異なる。線径 1.5 mm を用いた場合、長さ 10 cm として(負荷端電圧を 10 V とする。図付-2参照)、 10 本必要である。フィラメント電力は、 12 kW となる。フィラメント電力は線径に依らず一定である(付録参照)。

以上、JT-60用ラムダトロロン型イオン源の概念設計による各パラメーターをまとめると次のとおりである。

- アークチャンバー： $18 \text{ cm} \times 33 \text{ cm}$ 、高さ 20 cm
- ラインカスプ：ターゲットカソードに垂直方向に 24 本、全長 470 cm 。永久磁石は Co-Sm 磁石 ($5 \text{ mm} \times 15 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$) を使用する。
- ビームダンパー：開口部 $14 \text{ cm} \times 33 \text{ cm}$ 、受熱部 $21 \text{ cm} \times 33 \text{ cm} (\times 2)$ 。フィン付冷却

管で受熱面を構成。

- ・アーク電力：46 kW（アーク電流580 A，アーク電圧80 V）
- ・フィラメント電力：12 kW（フィラメント電流，1200 A，フィラメント電圧10 V）。

ここで，アーク電力，フィラメント電力は，実験結果を考慮すると，およそ25%余分に必要である。

上記の設計によるJT-60用ラムダトロロン型イオン源を図7.1に示す。

次に，アーク放電の安定化を図るために，ターゲットカソード，ビームダンパーをフロート電位とする場合を考える。6.4.1節の考察により，フロート電位の場合，一次電子がターゲットカソード，ビームダンパーに流入するものとして，(6.4)式から τ_p を求め，(2.3)式を用いることが妥当であることが判った。(6.4)式，

$$\tau_p = \frac{4V}{v_p(A_t + A_a)}$$

に，前記の数値を代入して，

$$\tau_p = 6.8 \times 10^{-8} \text{ sec}$$

となる。したがって，(2.3)，(5.2)式により，

$$I_+ = 0.81 I_e = 0.75 I_{arc}$$

となる。全生成イオン電流は，前記のように390 Aであるから，必要なアーク電流は，

$$I_{arc} = 520 \text{ A}$$

となる。

一方，カソード面積は，電子電流密度を4 A/cm²として，130 cm²必要である（カソード電位の場合は48 cm²）。したがって，カソード電位の場合の2.7倍のフィラメント本数，電力を必要とする。すなわち，32 kWのフィラメント電力となる。我々の実験では，計算値よりも実験値が約30%大きい値をとっているため，実際には，アーク電力，フィラメント電力は，上記の計算より30%程度多く要することになる。

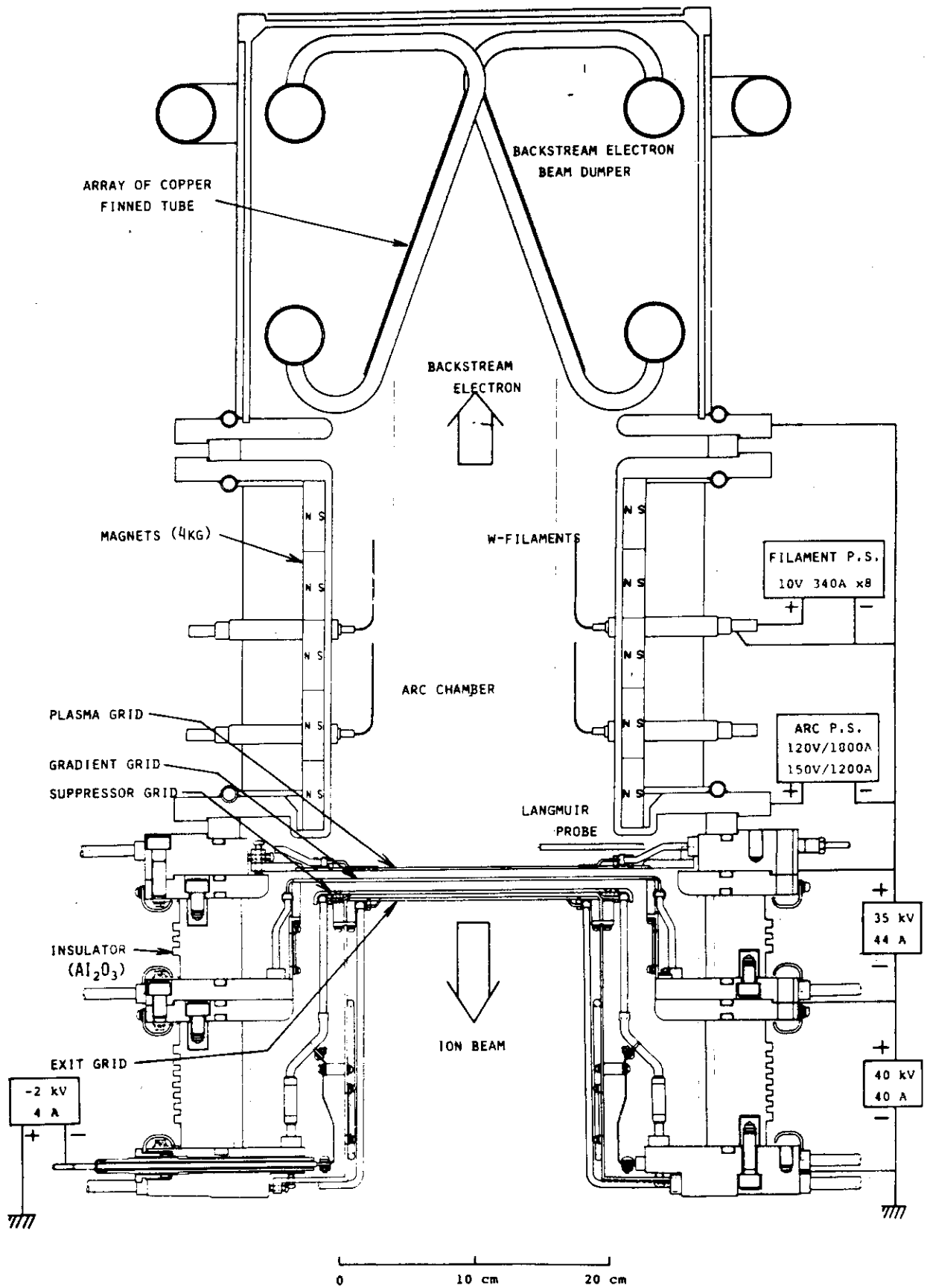


図 7.1 JT-60用ラムダトロン型イオン源概念図

8. ま と め

本報告では、バケット型イオン源、ラムダトロン型イオン源の開発過程を詳細に記述し、それらの特質を各章で明らかにした。さらに、得られたデータを基にして、JT-60用ラムダトロン型イオン源の概念設計を行った。以下、まとめると次の結果が得られた。

① 矩形バケット型プラズマ源(12 cm×27 cm の引出し電極を持つ)によって、ターゲットカソード面上でイオン電流密度 0.27 A/cm^2 (引出し電流 35 A に相当) のソースプラズマを生成することができた。このときのアーク電力は 60 kW であった。また、12 cm×27 cm の範囲で±5%以下の密度の一様性が得られた。

② 円形バケット型イオン源(直径 18.5 cm の引出し電極を持つ)によって、加速電圧 30 kV, 引出し電流 30 A (イオン電流密度 0.23 A/cm^2), ビーム組成 $\text{H}_1^+ : \text{H}_2^+ : \text{H}_3^+ = 70 : 20 : 10$ のイオンビームを引出すことができた(パルス巾 100 msec, 初期ガス圧 3.5 mTorr)。このときのアーク電力は、26 kW で、アーク効率は 1.15 A/kW であった。

①, ②の結果、バケット型イオン源によって、JT-60用イオン源に必要な性能をほぼ達成することができた(逆流電子による熱負荷の問題を除いた場合)。

③ 円形ラムダトロン型イオン源で、直径 18.5 cm の引出し電極によって、加速電圧 30 kV, 引出し電流 30 A (イオン電流密度 0.23 A/cm^2), ビーム組成 $\text{H}_1^+ : \text{H}_2^+ : \text{H}_3^+ = 70 : 20 : 10$ のイオンビームを引出すことができた(パルス巾 100 msec, 初期ガス圧 6 mTorr)。このときのアーク電力は、44 kW で、アーク効率は 0.68 A/kW であった。

直径 15 cm の引出し電極を使用して、加速電圧 30 kV, 引出し電流 24 A (イオン電流密度 0.27 A/cm^2), ビーム組成 $\text{H}_1^+ : \text{H}_2^+ : \text{H}_3^+ = 75 : 15 : 10$ のイオンビームを引出した(パルス巾 100 msec, 初期ガス圧 7 mTorr)。この結果、ラムダトロン型イオン源によって、JT-60用イオン源に必要なイオン電流密度 0.27 A/cm^2 , プロトン比 75%を得ることができた。

③の結果、ラムダトロン型イオン源によって、JT-60用イオン源の性能を達成する見通しがついた。

④ バケット型イオン源、ラムダトロン型イオン源の実験で得られたデータをもとにして、JT-60用ラムダトロン型イオン源の概念設計を行った。

以上が、現在までの開発経過である。今後、矩形バケット型イオン源、矩形ラムダトロン型イオン源による、2段加速(50~100 kV), ロングパルスの引出し実験を行う予定である。

次に、今までの実験を通じて得られた今後の課題について言及する(ソースプラズマ生成部に関して)。

① カソードの寿命; カソードフィラメントは、バケット型、ラムダトロン型イオン源では、電子電流制限領域で使用するために、きわめて過酷な条件下にあり、その寿命に難点がある。また、カソード表面温度に変動が生じてアーク放電の安定性に問題がある。特にロングパルスの場合に著しいだろう。さらに、タングステンの蒸発によるチャンパー内部の汚れ、イオンビ

ーム中への混入などが考えられる。そこで、我々は、フィラメントに替るものとして、ホローカソードを使用することを検討している。現在、ホローカソードの予備実験が進められており、今後、ラムダトロン型イオン源に用いた実験が行われる予定である。

② アーク放電の安定化；ラムダトロン型イオン源では、ターゲットカソード、ビームダンパーをカソード電位に保つことによって、一次電子、熱電子の閉じ込めを良くできる。けれども、アノードとターゲットカソード、ビームダンパーとの間で局所的なアーク放電（ブレイクダウン）が発生しやすい。さらに、プラズマとターゲットカソード、ビームダンパーの間でもアーキングが起こる。後者については、今後検討されなければならない問題である。一方、前者は、アークチャンバーの構造を改良することによって解決が可能である。また、これらの問題を根本から解決する手段として、ターゲットカソード、ビームダンパーをフロート電位とすることがあげられる。この場合、アーク電流がカソード電位の場合に比べて、2～3倍必要とする（電源側を見た場合は、ほぼ等しい値となる）。したがって、カソード面積（放出電子電流）が2～3倍必要となる。カソードフィラメントを用いる場合には、電源の設計に大きく影響を及ぼすことになる。また、ホローカソードを用いる場合は、ガス流量、カソード材などの制約があり、必要な電子電流をとれないかもしれない。これらの点は、今後の実験結果を含めて検討されなければならない。

その他、ラムダトロン型イオン源を設計する上で必要な体系的理論を確立してゆかなければならない。現在までに、モデル化によって理論的解明を深めつつあるが、不備な点が多く、今後、実験を通じてより信頼性の高いものを作り上げる必要がある。

謝 辞

本開発研究の開始にあたり、研究機会を与えて載きました森茂副所長兼核融合研究開発推進センター長、および小幡行雄核融合研究部長に深く感謝します。

ーム中への混入などが考えられる。そこで、我々は、フィラメントに替るものとして、ホローカソードを使用することを検討している。現在、ホローカソードの予備実験が進められており、今後、ラムダトロン型イオン源に用いた実験が行われる予定である。

② アーク放電の安定化；ラムダトロン型イオン源では、ターゲットカソード、ビームダンパーをカソード電位に保つことによって、一次電子、熱電子の閉じ込めを良くできる。けれども、アノードとターゲットカソード、ビームダンパーとの間で局所的なアーク放電（ブレークダウン）が発生しやすい。さらに、プラズマとターゲットカソード、ビームダンパーの間でもアーキングが起こる。後者については、今後検討されなければならない問題である。一方、前者は、アークチャンバーの構造を改良することによって解決が可能である。また、これらの問題を根本から解決する手段として、ターゲットカソード、ビームダンパーをフロート電位とすることがあげられる。この場合、アーク電流がカソード電位の場合に比べて、2～3倍必要とする（電源側で見た場合は、ほぼ等しい値となる）。したがって、カソード面積（放出電子電流）が2～3倍必要となる。カソードフィラメントを用いる場合には、電源の設計に大きく影響を及ぼすことになる。また、ホローカソードを用いる場合は、ガス流量、カソード材などの制約があり、必要な電子電流をとれないかもしれない。これらの点は、今後の実験結果を含めて検討されなければならない。

その他、ラムダトロン型イオン源を設計する上で必要な体系的理論を確立してゆかなければならない。現在までに、モデル化によって理論的解明を深めつつあるが、不備な点が多く、今後、実験を通じてより信頼性の高いものを作り上げる必要がある。

謝 辞

本開発研究の開始にあたり、研究機会を与えて載きました森茂副所長兼核融合研究開発推進センター長、および小幡行雄核融合研究部長に深く感謝します。

参考文献

- 1) 松田慎三郎他 : JAERI-M 7655(1978)
- 2) R.Limpaecher and K.R.Mackenzie : Rev. Sci. Instrum. 44. (1973)726.
- 3) T.S.Green, C.Goble, M.Inman and A.R.Martin : 7th European Conf. on controlled Fusion and Plasma Phys., Lausanne (1973)93.
- 4) T.S.Green : 10th Symp. on Fusion Technol., Padova (1978).
- 5) A.P.H.Goede et al. : Int. Symp. on Heating in Toroidal Plasma, Grenoble(1978).
- 6) A.P.H.Goede et al. : 8th Symp. on Eng. Problems of Fusion Research, San Francisco(1979).
- 7) K.N.Leung et al. : Rev. Sci. Instrum. 49,(1978)321.
- 8) W.L.Stirling, P.M.Ryan, C.C.Tsai and K.N.Leung : Rev. Sci. Instrum. 50,(1978)102.
- 9) K.W.Ehlers and K.N.Leung : Rev. Sci. Instrum. 50,(1979)1353.
- 10) Y.Ohara et al. : J. Appl. Phys. 投稿中。
- 11) A.Leung and N.Hershkowitz : J.Appl. Phys.,49,(1978)4707.
- 12) 荒川義博他 : JAERI-M 投稿中。
- 13) A.P.H.Goede, T.S.Green and B Singh : 8th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys. Prague (1977).
- 14) A.P.H.Goede and T.S.Green : CLM-P522(1978).
- 15) P.D.Prewett and J.E.Allen : Proc. R.Soc.Lond.A.348,(1976)435.
- 16) Y.Arakawa et al. : JAERI-M 8088(1979).
- 17) 松田慎三郎他 : JAERI-M 6431(1976).
- 18) 大賀徳道他 : JAERI-M 7604(1978).
- 19) 伊藤孝雄他 : JAERI-M 8537(1979)
- 20) G.D.Hobbs and I.J.Spalding : CLM-R57(1966).
- 21) J.B.Taylor : CLM-R58(1966).
- 22) H.Grad : Prog. in Nucl. Energy, Series 6, 2, (1963)189.
- 23) A. Simon and W.B.Thompson : Plasma Phys. 4.
- 24) A.R.Martin and T.S.Green : CLM-159(1976).
- 25) 秋場真人他 : JAERI-M 投稿予定。
- 26) 田中 茂, 柴田猛順 : JAERI-M 7966(1978).
- 27) S.Tanaka, H.Morita and J.Sakuraba : Jpn.J.Appl.Phys. 投稿中。
- 28) K.W.Ehlers and K.N.Leung : Rev. Sci. Instrum. 50,(1979)356.
- 29) C.F.Barnett et al. : ORNL-5207(1977).

付録．タングステンフィラメント

タングステンフィラメントの線径の効果について記述する。複数のフィラメントを用いて、一定の電子電流をとる場合に、線径によって違いが生じるか考察する。

記号を次のように定める。

- r : フィラメント線の直径
- ℓ : フィラメント線の長さ
- n : フィラメント線の本数
- j : フィラメント一本あたりのアーク電流密度
- I : 一本あたりのフィラメント加熱電流
- V : フィラメント端子電圧
- I_e : フィラメント一本あたりの放出電子電流
- R : フィラメント一本の抵抗

フィラメント一本あたりの熱平衡は、

$$RI^2 = C_1 \ell r + C_2 \frac{r^2}{\ell} \quad \dots(1)$$

である。右辺第一項は熱輻射，第二項は熱伝導を示し， C_1, C_2 は定数とする。端子電圧 V を一定とすれば、

$$V = IR = I \frac{\eta \ell}{r^2} = \text{const.} \quad (\eta : \text{比抵抗})$$

から、

$$I = C_3 \frac{r^2}{\ell} \quad (C_3 : \text{定数}) \quad \dots(2)$$

である。(1), (2)式から、

$$r = C_4 \ell^2 \quad (C_4 : \text{定数}) \quad \dots(3)$$

となる。一方、 n 本のフィラメントに加えられる全入力 P は、

$$P = nVI = n \frac{r^2}{\ell}$$

であるから、全放出電子電流は次のように表わされる。

$$nI_e = C_5 n r \ell = C_5 P \frac{\ell^2}{r} \quad (C_5 : \text{定数})$$

(3)式を用いて、

$$n I_e = C_6 P \quad (C_6 : \text{定数})$$

と表わされ、フィラメント線径に依らず、全放出電子電流は一定となる。

次に、アーク放電によってフィラメントに流れ込む電流密度 j は、アーク電流を全放出電子電流に等しいとすれば、

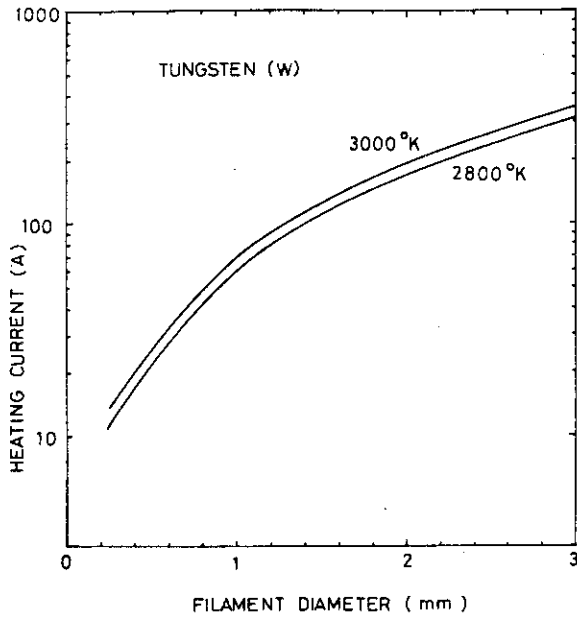
$$j = \frac{I_e}{r^2} = \frac{\ell}{r}$$

である。(3)式を用いて、

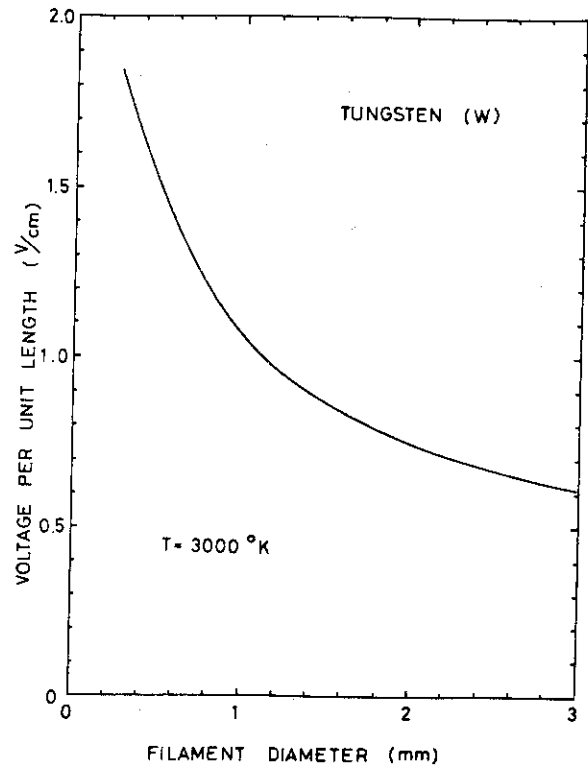
$$j = C_7 \sqrt{\frac{1}{r}} \quad (C_7 : \text{定数})$$

と表わされる。したがって、線径の太い方がアーク電流による電流負荷が少なくて済むので、過熱による断線の危険は少ない。

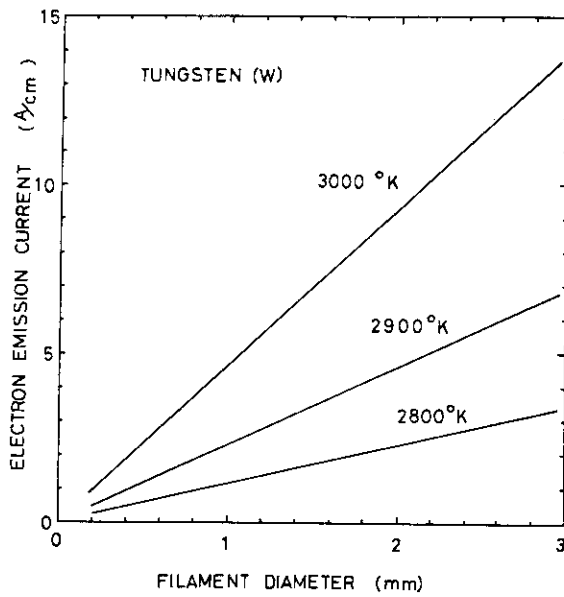
タングステンフィラメントを用いる場合の資料として、図付. 1, 2, 3 に、線径を関数として、加熱電流、単位長さあたりの電圧、放出電子電流密度を示す。²⁸⁾



図付-1 タングステンフィラメントの線径と加熱電流の関係



図付-2 タングステンフィラメントの線径と電圧の関係



図付-3 タングステンフィラメントの線径と放出電子電流密度の関係