

JAERI - M

88-022

可変プロトン比イオン源の開発

1988年2月

渡辺 和弘・大楽 正幸・海老沢 昇・堀池 寛
井上多加志・北村 繁・小又 将夫・倉島 徹
水野 誠・大賀 徳道・大原比呂志・奥村 義和
津田 文男・宇佐美広次・薄井 勝富・横山 堅二

JAERI-M レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）
あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城
県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

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

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1988

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 山田軽印刷所

可変プロトン比イオン源の開発

日本原子力研究所那珂研究所核融合研究部

渡辺 和弘・大楽 正幸・海老沢 昇⁺・堀池 寛⁺⁺
井上多加志・北村 繁⁺・小又 将夫・倉島 徹
水野 誠⁺・大賀 徳道⁺・大原比呂志⁺・奥村 義和
津田 文男⁺・宇佐美広次⁺・薄井 勝富⁺・横山 堅二

(1988年1月26日受理)

JT-60の実験において、中性粒子入射による加熱実験範囲を低密度プラズマ領域に拡大しHモード生成を容易にするための実験を効果的に行なう必要が生じた。このためには中性粒子ビームの入射パワーを維持しつつビームエネルギーを下げて突抜け量を減らすとともにプラズマ周辺部を加熱する必要がある。そのひとつの方法として、イオン源のプロトン比率を下げる、即ちイオンビームの組成比を変化させ、低エネルギーの中性粒子ビームとなる分子イオンの比率を高めてやる方法がある。この方法は同時に入射パワーを増大させる方法でもある。そこで、JT-60用イオン源を改造してプロトン比の可変範囲を拡張する実験を行なった。その結果、ソースチェンバー深さを浅くし、チェンバー上蓋の磁場強度を下げ、フィラメントをプラズマ電極に近づけ、さらにはプラズマ電極電位をカソード電位にするなどの方法により、JT-60イオン源のプロトン比91%に対して最低プロトン比62%が得られ、ビームの低エネルギー成分が大幅に増え、低密度プラズマ領域の加熱実験範囲を大幅に拡大できる見通しを得た。また、JT-60 NBI原型ユニットにおける入射パワーの実測から、この方法をJT-60 NBI(イオン源28台)に適用すれば入射パワーは現状より20%増しの24MWになると期待される。

那珂研究所：〒311-01 茨城県那珂郡那珂町大字向山801-1

+ JT-60試験部

++ 臨界プラズマ研究部

Development of A Variable Proton Ratio Ion Source

Kazuhiro WATANABE, Masayuki DAIRAKU, Noboru EBISAWA⁺
Hiroshi HORIIKE⁺⁺, Takashi INOUE, Shigeru KITAMURA⁺
Masao KOMATA, Tohru KURASHIMA, Makoto MIZUNO⁺
Tokumichi OHGA⁺, Hiroshi OHHARA⁺, Yoshikazu OKUMURA⁺
Fumio TSUDA⁺, Hirotugu USAMI⁺, Katsutomi USUI⁺
and Kenji YOKOYAMA

Department of Thermonuclear Fusion Research
Naka Fusion Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received January 26, 1988)

Extension of the heating experiment region of JT-60 with neutral beam until the territory of low plasma density is important in order to facilitate the H-mode transition of the beam heated plasma through the heating profile variation. One method of the profile change is reduction in the beam energy so as to keep the shine through beam power under a permissible value while keeping the injection power constant. One of methods is to lower the proton ratio, to increase the molecular ion yield which results in the increase in low energy neutral particles. The injection power also increases by this method. The source chamber of the JT-60 spare ion source was so modified that it can change the plasma volume.

The lowest proton ratio of 62% which is compared with the value of 91% of JT-60 ion source, was obtained by decreasing chamber depth, decreasing magnetic field strength at the back stream electron beam dump, keeping the filaments near the plasma grid and connection of plasma grid and cathode. Therefore, there is a fair prospect of possibility to

+ Department of JT-60 Facility

++ Department of Large Tokamak Research

expand the heating experiment region. We measured injection power at the proto-type NBI unit. The results indicate that the total injection power of 24 MW which is 20% larger than the present power is expected to obtain if such method is applied to JT-60 NBI.

Keywords: Proton Ratio, Ion Source, NBI, Neutral Beam, Plasma Density, JT-60, H-mode, Beam Energy, Ion Species Ratio

目 次

1	はじめに	1
2	実験装置及び実験方法	3
3	ビーム組成の測定	3
3.1	H α 光の空間分布測定	3
3.2	予備イオン源の改造型イオン源 (I)	4
3.2.1	改造型イオン源 (I) の放電特性	4
3.2.2	1.8 ϕ フィラメントによる放電	4
3.3	予備イオン源の改造型イオン源 (II)	5
3.3.1	チェンバー側壁磁場の増強	5
3.3.2	外部磁場の効果	5
3.3.3	チェンバー深さによる効果	5
3.3.4	フィラメント形状の効果	6
3.3.5	プラズマ電極電位の効果	6
3.4	プロトン比スケーリング則との比較	7
4	イオン種毎による入射パワーの評価と全入射パワーの測定	9
5	ま と め	10
	謝 辞	10
	参考文献	11

Contents

1. Introduction	1
2. Experimental Apparatus and Method	3
3. Measurement of Ion Species Composition	3
3.1 Measurement of H_{α} Distribution	3
3.2 Modified Ion Source (I) of Spare Ion Source	4
3.2.1 Characteristic of Arc Discharge	4
3.2.2 Discharge with 1.8ϕ Filaments	4
3.3 Modified Ion Source (II) of Spare Ion Source	5
3.3.1 Reinforcement of Magnetic Field Strength at The Side Wall	5
3.3.2 Effect of External Magnetic Field	5
3.3.3 Effect of Chamber Depth	5
3.3.4 Effect of Filament Configuration	6
3.3.5 Effect of Plasma Grid Potential	6
3.4 Comparison with the Scaling Law of Proton Ratio	7
4. Estimation of Each Species Injection Power and Measurement of Total Injection Power	9
5. Conclusion	10
Acknowledgements	10
References	11

1. はじめに

大型の核融合実験装置において高密度プラズマの加熱効率を上げるには高いエネルギーの中性粒子ビームが必要とされ、各研究所においてプロトン比の高いイオン源の開発研究が行なわれてきた。ビーム組成に関する理論的及び実験的研究がL. Bromberg⁽¹⁾, A. R. Martin⁽²⁾, 田中⁽³⁾, C. F. Chan⁽⁴⁾, 奥村⁽⁵⁾らによって報告されている。プロトン比はプラズマ体積とイオンの損失面積に大きく依存することが奥村⁽⁵⁾らによって指摘され、この理論に基づいて原研グループが開発した強磁場バケットソースにおいて、92%という高いプロトン比が達成⁽⁵⁾された。

一方、JT-60の実験過程において、Hモード生成を容易にするため低密度プラズマ領域でプラズマの周辺加熱実験を効果的に行なう必要が生じ、そのためにはビームの入射パワーを維持しつつ、エネルギーのみを下げたビームによる入熱分布を変化させることが必要となった。単にビームエネルギーを下げることは加速電圧を下げれば良いので簡単である。しかし、入射パワーを維持するために低エネルギーで大電流を得ることは不可能に近い。つまり大電流を引き出すことは、イオン源加速部のパービアンスを最適値から大きくずらすことになり、ビーム軌道の変化による放電破壊の増加やビームによる電極への熱負荷の増加によって電極の変形や損傷が持たされ安定なビーム引き出しは困難である。低エネルギーで大電流を引き出す一つの方法は加速電極の電極間隔を縮めてパービアンス特性を大電流の方へ移行させる事である。しかしこの方法には電極間隔の調整に多大な時間と人手を要すること、電極間隔の縮小により放電破壊が生じ易くなる恐れがあること、一旦電極を設定したら元の状態に戻すのに調整時と同じ手間がかかる等の問題がある。また、他の方法として二段加速電極の一段目だけに加速電圧を印加し、大電流を得る方法がある。この方法は、イオン源内部には手を触れず電源の結線だけを変更すれば良いので容易な方法である。しかし、一段加速で引き出した場合のビームの発散、各電極への熱負荷の増加などからイオン源の運転範囲がかなり制限される。この方法は実際にJT-60 NBI原型ユニットで試験され、JT-60の加熱実験に適用されたので詳細は文献(6)を参照されたい。

さらに、もう一つの方法として本報告で述べるビーム中の水素イオンの組成比を変えるという方法がある。この方法は、イオンビーム中のプロトン比を下げることにより加速エネルギーの1/2, 1/3なる低エネルギーのビーム粒子成分の増加及び、これら高い中性化効率を有する分子イオンの存在により総合的な入射パワーの増大も期待するものである。本方法の特徴は以下に示す通りである。

- ① ビーム軌道は元の高プロトン比の状態とほとんど変わらないので、イオン源の運転上の制約、たとえばある電圧に対するビーム電流の許容値なども元と全く変わらない。
- ② ソースチャンバーだけを調整或いは変えることによってプロトン比の状態を変えられ、加速電極の調整などに比べて容易である。
- ③ 同一イオン源で高プロトン比から低プロトン比までの広範囲を容易に変えることができれば、高エネルギーから低エネルギーのビームによる加熱実験を容易に行ない得る。

問題としては次のようなことが挙げられる。

- ① これまでイオン源の高プロトン比化に力が注がれ、同一イオン源でプロトン比の変化幅を広げるといふ試みはほとんど成されていないため、JT-60 イオン源のような高プロトン比イオン源でプロトン比を大幅に下げることができるかどうか。
- ② 高プロトン比イオン源を改良してプロトン比を下げようとした場合、安定なソースプラズマが生成できるかどうか懸念される。
- ③ JT-60 NBIの電源容量の制限などからアーク効率を約 0.4 A/kW程度以上に保持することが必要であるが、これを実現できるかどうか。

このような問題を解決できれば前述した特徴を生かして加熱実験を有効に行なうことができる。

以上のような理由により、JT-60 イオン源の予備イオン源を改造し、プロトン比の可変範囲を拡張することを目的として、特にプロトン比を可能な限り下げること重点を置いて改良研究を行なった。この予備イオン源は JT-60 イオン源と全く同じ構造である。前述したように、プロトン比に関する報告によれば、プロトン比はソースプラズマの体積やイオンの損失面積に大きく依存する⁽⁵⁾。そこでソースプラズマ体積を変えられるように上蓋受熱板を可動構造に改造した。第1図に改造型イオン源の断面図を示す。この構造によってプラズマの体積を元の値からその約3分の1まで変えることができる。さらにイオンの損失面積を増やすため、上蓋のカスプ磁場形成用磁石を JT-60 イオン源に用いられているチェンバー内表面磁束密度が 2.7 kG となる Sm Co から 0.6 kG となる AlNiCo に換えた。

このイオン源をテストスタンド ITS-2 で試験した。アークチェンバーの深さ（本報告中のチェンバー深さとは、プラズマ電極からソースチェンバー上蓋までの距離を意味する。）、フィラメント形状、チェンバーの圧力等を変え、それぞれの条件毎にプロトン比を測定した。プロトン比の測定には主に分光法⁽⁷⁾と必要に応じて質量分析法を用いた。

本改造型イオン源を用いて行った実験の結果は以下に示す通りである。

- ① ソースプラズマの体積及びフィラメント形状によってプロトン比が変化し、JT-60 イオン源（チェンバー深さ 33 cm）のプロトン比 91% に対してソースチェンバー深さ 16 cm で 62% が得られた。この場合のアーク効率は元の値の 0.8 A/kW から 0.6 A/kW に低下した。1台のイオン源でプロトン比を約 60% から 90% まで変えられるのはこれが初めてである。
- ② プラズマに対してプラズマ電極電位を下げるとプロトン比が 2~3% 低下する。
- ③ プロトン比はソースチェンバー内の作動ガス圧力によっても 5% 程度低下する。
- ④ ソースプラズマの体積を一定にした場合、フィラメントの配置によってもプロトン比は変化する。
- ⑤ 本イオン源によって低エネルギー成分が大幅に増え、低密度プラズマ領域での加熱実験範囲を大幅に拡大できる見通しがあった。

さらに JT-60 NBI 原型ユニットで本イオン源の長パルス運転を行ない、最低プロトン比を得た状態での入射パワーを測定した。その結果、JT-60 NBI に適用すれば、総合入射パワーは現状の 20% 増しの 24 MW になると期待される。

本報告では、まず実験装置および方法について述べ、次に、最低プロトン比を得るために行なった各種の実験について述べる。最後に、最低プロトン比の状態での入射パワーの測定結果についても述べる。

2. 実験装置及び実験方法

実験に用いたイオン源の断面図を第1図に示す。ソースチェンバーの大きさは縦40 cm横25 cmで深さを33 cmから16 cmまで変えることができるようにした。そのために上蓋受熱板を可動構造に改造している。上蓋受熱板の裏側に接続されているロッドを抜き差しすることにより上蓋受熱板が動かされ、プラズマ体積としては元の値からその約1/3まで変えることができる。

イオン源テストスタンドITS-2にてプロトン比の測定を行なった。用いたガスは水素である。イオン源プラズマ生成部のガス圧 P_A はピラニ真空計で、真空容器のガス圧 P_{vac} は電離真空計でそれぞれ測定した。これらは全て水素ガスに対して校正されている。プロトン比の測定には主に分光法⁽⁷⁾を用い、質量分析法も併用した。

実験において最低プロトン比が得られた配位にイオン源を固定し、これをJT-60 NBI原型ユニットのビームラインに取付け、長パルス運転での入射パワーの測定によりプロトン比が低下していることの確認と、再電離損失の影響の測定を行なった。

3. ビーム組成の測定

3.1 H_α 光の空間分布測定

分光法によりビーム組成を求める際、イオン種毎の発散角の違いに注意しなければならない。これは H_2^+ および H_3^+ が $H_1(E/2)$ および $H_1(E/3)$ へ解離する時ビーム進行方向に対し直角方向の速度成分をもつため $H_1(E)$ に比べて発散が悪くなる可能性がある⁽⁷⁾からである。発散の違いがあれば、ビームの中心と周辺部ではビーム組成が異なることが考えられる。これを調べるためビーム軸に対して垂直方向のビーム組成の変化を調べた。

第2-(a)図に光学系の立面図、第2-(c)図に平面図を示す。測光用レンズの上下方向の傾きを変えることにより、鉛直方向の測定点を変えることができる。鉛直方向の測定点の正確な評価はレンズ台に取付けられた平面鏡にレーザー光を当て、レンズを動かすことによる反射光の移動から求めた。第2-(b)図に原理図を示す。レーザーの反射光の移動距離を l_1 、その角度を θ_1 、反射鏡の高さを H_1 、反射鏡の位置から反射光までの水平距離を L_1 、光学系からビームまでの距離を L_2 、ビームの中心線から測光位置までの距離を l_2 とすると、求めようとする l_2 は

$$l_2 = L_2 \tan \theta_1 \text{ であり } \theta_1 \text{ は}$$

$$\theta_1 = \tan^{-1} \frac{L_1}{H_1} - \tan^{-1} \frac{L_1 - l_1}{H_1} \text{ より求め } l_1 \text{ から } l_2 \text{ を求めることができる。}$$

第3図にビームの鉛直方向における各成分毎の H_α 光のプロファイルを示す。この図からビームの周辺ほど H_α 光の強度が弱くなっており、ビームの径方向についての H_α 光の出力に分布があ

2. 実験装置及び実験方法

実験に用いたイオン源の断面図を第1図に示す。ソースチャンバーの大きさは縦40 cm横25 cmで深さを33 cmから16 cmまで変えることができるようにした。そのために上蓋受熱板を可動構造に改造している。上蓋受熱板の裏側に接続されているロッドを抜き差しすることにより上蓋受熱板が動かされ、プラズマ体積としては元の値からその約1/3まで変えることができる。

イオン源テストスタンド ITS-2にてプロトン比の測定を行なった。用いたガスは水素である。イオン源プラズマ生成部のガス圧 P_A はピラニ真空計で、真空容器のガス圧 P_{vac} は電離真空計でそれぞれ測定した。これらは全て水素ガスに対して校正されている。プロトン比の測定には主に分光法⁽⁷⁾を用い、質量分析法も併用した。

実験において最低プロトン比が得られた配位にイオン源を固定し、これを JT-60 NBI 原型ユニットのビームラインに取付け、長パルス運転での入射パワーの測定によりプロトン比が低下していることの確認と、再電離損失の影響の測定を行なった。

3. ビーム組成の測定

3.1 H_α 光の空間分布測定

分光法によりビーム組成を求める際、イオン種毎の発散角の違いに注意しなければならない。これは H_2^+ および H_3^+ が H_1 ($E/2$) および H_1 ($E/3$) へ解離する時ビーム進行方向に対し直角方向の速度成分をもつため H_1 (E) に比べて発散が悪くなる可能性がある⁽⁷⁾からである。発散の違いがあれば、ビームの中心と周辺部ではビーム組成が異なることが考えられる。これを調べるためビーム軸に対して垂直方向のビーム組成の変化を調べた。

第2-(a)図に光学系の立面図、第2-(c)図に平面図を示す。測光用レンズの上下方向の傾きを変えることにより、鉛直方向の測定点を変えることができる。鉛直方向の測定点の正確な評価はレンズ台に取付けられた平面鏡にレーザー光を当て、レンズを動かすことによる反射光の移動から求めた。第2-(b)図に原理図を示す。レーザーの反射光の移動距離を l_1 、その角度を θ_1 、反射鏡の高さを H_1 、反射鏡の位置から反射光までの水平距離を L_1 、光学系からビームまでの距離を L_2 、ビームの中心線から測光位置までの距離を l_2 とすると、求めようとする l_2 は

$$l_2 = L_2 \tan \theta_1 \text{ であり } \theta_1 \text{ は}$$

$$\theta_1 = \tan^{-1} \frac{L_1}{H_1} - \tan^{-1} \frac{L_1 - l_1}{H_1} \text{ より求め } l_1 \text{ から } l_2 \text{ を求めることができる。}$$

第3図にビームの鉛直方向における各成分毎の H_α 光のプロファイルを示す。この図からビームの周辺ほど H_α 光の強度が弱くなっており、ビームの径方向についての H_α 光の出力に分布があ

るが、各イオン種を比で表示した第4図から、各イオン種のビーム径方向の相対的な成分比はほぼ一定であることがわかる。従って、今回の実験範囲内においては、各イオン種の発散の差を無視できると考え、出力が最大となるビーム中心を測定点とした。ビーム中心で測定した H_{α} スペクトルの一例を第5図に示す。測定角度（ビームとレンズの角度） θ が約 30° であるので、高速粒子からの H_{α} 光は短波長側にずれている。

3.2 予備イオン源の改造型イオン源 (I)

3.2.1 改造型イオン源 (I) の放電特性

まず手初めにカスプ磁場形成用磁石を全てソースチャンバー内表面磁束密度0.6 kGのAlNiCo磁石（断面10mm×20mm）に交換したイオン源にて実験を行なった。これは放電に関与するアノード面積を大きくすることによって放電のモード変化を防ぎ、且つプラズマの損失を増やし閉じ込めを悪化させることによりプロトン比を下げるという考えの基に行なったものである。用いたフィラメントは2.5φ半円テーパ⁽⁸⁾型8本である。取付け方向は下向きである。チャンバーの深さを $d=16$ cmとした。

このイオン源でアーク放電を行なわせたところ、アーク放電のインピーダンスが高く、放電電流が小さいことがわかった。（例 $P_A=0.8$ Pa, $V_{arc}=115$ Vで $I_{arc}=50$ Aしか流れない。）この原因としては、フィラメントが無誘導型になっていないため、カスプ磁場の弱い領域ではフィラメント電流自身の作る磁場をカスプ磁場が相殺しきれずフィラメントから十分な電子が放出されないことが考えられる。これを確認するためにフィラメント電流をアーク放電の途中でオフし、フィラメント電流の作る磁場をゼロとした。その結果フィラメントオンの時よりはインピーダンスの低いアーク放電が生成された。第6図にアークの放電特性を示す。アーク電流が大きくなると電圧が急激に高くなるのはフィラメント電流をオフしたので余熱による電子放出が不十分なためである。同図にはプラズマ電極の浮動電位 ϕ_{PG-A} も示してある。ここに示した浮動電位とはアノードに対するプラズマ電極の電位であり、アノードとプラズマ電極間の電位差に等しい。この図からアーク電流の小さい領域ではプラズマ電極の浮動電位（アノードとプラズマ電極間電位差に等しい）がアーク電圧にほぼ等しいことがわかる。このような特性から、プラズマのポテンシャルがアノード電位に対して低くい、いわゆる高インピーダンスモードの放電になっているものと思われる。この状態でビーム引き出しを行なったところ $V_{arc}=76$ V, $I_{arc}=300$ A, $P_A=0.8$ Paで $V_{acc}=12$ kVの時 $I_{acc}=1.4$ Aとなり、アーク効率が $\eta_{arc}=0.06$ A/kWと従来のイオン源に比べて非常に悪かった。このことから、必要な密度のソースプラズマが引き出し面近傍に生成されていないものと思われる。

以上のように、JT-60イオン源用のフィラメントではカスプ磁場の弱い領域では正常に放電しないことがわかった。これは、フィラメント電流自身による磁場とこれを打ち消すように働いていたカスプ磁場のバランスが崩れたためと考えられる。

3.2.2 1.8φフィラメントによる放電

3.2.1の結果から、フィラメントを無誘導型にして電子の放出を容易にすればアーク放電が

改善されると考え、1.8φ無誘導型のフィラメント8本に取換えた。

第7図にアーク特性を示す。3.2.1に比べてアークのインピーダンスは低下し、ビーム引き出しにおいてはアーク効率が $\eta_{arc} = 0.28 \text{ A/kW}$ と大いに改善された。しかし元の配位のイオン源に比べるとアーク効率が悪い。これはAlNiCo磁石が用いられているのでカスプ磁場が弱く、ソースプラズマがビーム引き出しに不必要なところまで広がって生成されるためである。

3.3 予備イオン源の改造型イオン源(II)

3.3.1 チェンバー側壁磁場の増強

3.2.1, 3.2.2の実験結果より、アーク効率を上げるには高密度のプラズマ生成範囲を引き出し部を含む必要最小限の領域に限ることが重要であることがわかり、ソースチェンバーの側壁のカスプ磁場形成用磁石をAlNiCoからSmCoに戻し、磁場強度を強くした。チェンバー深さは16cm、フィラメントは1.8φ8本であり3.2.2と同様である。

このイオン源におけるアーク特性を第8図に示す。アーク電流が950Aという大きな電流値まで低インピーダンスの安定な放電が得られた。第9図に分光法によるビーム組成の引き出し電流値依存性を示す。また、第10図にはソースチェンバー圧力をパラメータとしたビーム組成を示す。ガス圧を高くするとプロトン比が下がるが、65%以下に下げるのは困難である。アーク効率は $\eta_{arc} = 0.55 \text{ A/kW}$ まで上った。3.2.1, 3.2.2に比べて、チェンバー側壁の強磁場化によってアーク効率が上昇したので、これ以後、側壁の磁石はSmCoとした。

3.3.2 外部磁場の効果

直径60cm、巻数16ターンのヘルムホルツコイルをイオン源ソースチェンバー外部に巻いて、電流を流すことによりソースチェンバーにビーム軸と平行な磁場を与えた。これは、ソースプラズマに外部から磁場を与えることによりフィラメントから放出された一次電子をプラズマ電極近傍に導くためである。磁場の極性はイオン源上流部へ向う方向をプラスとした。磁場プラスを作る電流の向きをプラスとする。

第11図に磁場コイル電流に対するプロトン比の変化を示す。磁場の方向をマイナス方向にするとプロトン比が上る傾向を示したので、本項においてはプラス方向とした。外部磁場を印加すると磁場ゼロの場合に比べて、わずかにプロトン比が低下するが、その効果はコイル電流40A程度で飽和し、それ以上のコイル電流を流しても、プロトン比はほとんど変化しない。

外部磁場の印加によるアーク効率の変化を示したものが、第12図である。この図からは外部磁場を印加するとアーク効率が少し上り、さらに磁場を強くすると低下することがわかる。同様な傾向は田中らの実験でも確認されている⁽⁹⁾。外部磁場の大きいところでも、本実験の範囲ではプロトン比に大きな変化は見られなかったことから、外部磁場印加の影響がプラズマの密度分布に作用し、イオン組成比などにはあまり影響を及ぼしていないと推測される。

3.3.3 チェンバー深さによる効果

本イオン源の特徴である可動構造の上蓋を動かし、チェンバー深さを16cmからJT-60イオン

源の33 cm近くまで変え、プロトン比の変化を調べた。これは、3.2の条件（つまりJT-60 イオン源と異なる点は上蓋の磁石にAl Ni Coが用いられていること、陰極に無誘導型1.8φの下向き（プラズマ電極側に向いている。）フィラメントが用いられていること）で、チェンバー深さだけを元のイオン源近くまで戻した場合に、プロトン比がどこまで回復するかを見るために行なった。

第13図にチェンバー深さを16 cmから31 cmにした場合の各組成比の変化を示す。この図から、プロトン比は3%程度しか変化しないことがわかる。d=31 cmの場合でも78%であり、高プロトンイオン源に比べて10%以上も低い。この理由として、フィラメントが下向きに付いているためにその効果、つまりフィラメントからの一次電子がプラズマ電極近傍に多数存在することやチェンバー下部に濃いプラズマが生成されており上蓋を引き上げてプラズマ体積を増やそうとしても実際にはプラズマの体積が増えていないなどが考えられる。

3.3.4 フィラメント形状の効果

引き出されたイオンビームのプロトン比を決定している要因にプラズマ体積やイオンの損失面積の他にもプラズマ電極近傍における一次電子の存在が大きいことが前項の結果から推察された。ここでは引き出し面近くにより多くの一次電子を与えプロトン比を下げるために、第14図に示すとおりの三種類のフィラメント形状についてプロトン比の測定を行なった。フィラメント形状(I), (II), (III)に従って、プラズマ電極に近づく構造となっている。チェンバー深さは16 cm一定とした。第15図にアーク特性を示す。

第16図にフィラメント形状によるプロトン比の変化を示す。この図から、形状を(I)から(III)さらに(III)へと変えるに従って、それぞれ約5%ずつプロトン比が下がっていることがわかる。このことから、引き出し面近傍での一次電子の存在量がプロトン比を決めている一要因であり、フィラメントをプラズマ電極に近づけることが、プロトン比の低下に有効であることを確認できた。

3.3.5 プラズマ電極電位の効果

第17図に、チェンバー深さ16 cmでフィラメント(III)を使用し、プラズマ電極をカソード（フィラメント）電位とした場合のソースチェンバーのガス圧によるプロトン比の変化を示す。図中で最も高いプロトン比を示す曲線と第18図で最も低いプロトン比を示す曲線を比較すると、第18図の方が2%程低いことがわかる。チェンバーのガス圧及びフィラメント形状は同じであるので、プロトン比が下がった理由はプラズマ電極をカソード電位にしたためである。プラズマ電極をプラズマに対して負の電位にすると一次電子のプラズマ電極付近での閉じ込めが良くなり、一次電子の密度が上昇し分子イオンの生成が増えプロトン比が下がったものと考えられる。

また第17図より、ソースチェンバーの圧力を極端に下げても上げてもプロトン比が低下することがわかる。安定にビームを引き出せる範囲において、ガス圧の変化によるプロトン比の変化幅は約5%であった。

この実験で得られた最も低いプロトン比とJT-60 NBIイオン源で得ている高プロトン比の特性を比較したものが、第18図である。この図に示されるように、約30%の変化幅を得ることができた。

3.4 プロトン比スケーリング則との比較

従来のバケットソースのプロトン比の測定値は電子のMaxwell分布を仮定して求めたスケーリング則

$$r = 0.23 \frac{V_p}{S_L} / \left(1 + 0.23 \frac{V_p}{S_L} \right)$$

に従うことが奥村ら⁽⁵⁾によって報告されている。ここで r はプロトン比、 V_p はプラズマ体積 (cm^3)、 S_L は実効的なイオン損失面積 (cm^2)である。

JT-60 NBI用強磁場バケットソースについて上式から奥村らの求めた手法によりプロトン比を求めると次のようになる。

バケットソースでは、プラズマが一様になる位置はプローブ測定及び磁場解析から20 Gauss以下になる点である。壁から20 Gaussになる点での距離を d として、 $d/2$ までをプラズマの体積とすれば、プラズマ体積 V_p は

$$V_p = (a - d) (b - d) \left(h - \frac{d}{2} \right)$$

で与えられる。ここで a 、 b はソースチャンバの縦横の長さ、 h は深さを表わす。イオンのアノードでの損失面積 S_A は、ラインカスプ磁場によるラーマ直径に等しい幅とラインカスプの長さの積となる。従って、 S_A は

$$S_A = 2 L r_{ci} = 2 L \left(\frac{m C s}{e B} \right)$$

L : ラインカスプ全長

となる。強磁場バケットソースのチャンバのサイズは、

$$a = 40 \text{ cm} \quad b = 25 \text{ cm} \quad h = 33 \text{ cm}$$

アノードでのイオンの損失幅つまりラインカスプでのラーマ直径は、 $10 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$ のSmCo磁石を用いた場合のアノード表面磁束密度が2.7kGであることから、

$$\begin{aligned} 2 r_{ci} &= 2 \times \frac{1.66 \times 10^{-24} \times 2.19 \times 10^6}{1.6 \times 10^{-20} \times 2.7 \times 10^3} \\ &= 0.17 \text{ cm} \text{ となる。} \end{aligned}$$

ラインカスプ全長 L は、 $L = 950 \text{ cm}$ であるから、

$$S_A = 950 \times 0.17 = 162 \text{ cm}^2 \text{ となる。}$$

プラズマ体積は、磁束密度が20 Gaussになる点が壁から約6 cmであることより

$$\begin{aligned} V_p &= (40 - 6) (25 - 6) (33 - 3) \\ &= 1.94 \times 10^4 \text{ cm}^3 \end{aligned}$$

になる。また、引き出し電極におけるイオン損失面積 αS_{tc} は分布を考慮して

$$\alpha S_{tc} = 32 \times 17 = 544 \text{ cm}^2$$

となる。

使用しているフィラメントは2.7φ半円でありその面積は、本数8本として129 cm²である。電流導入用チップの面積が27 cm²であるので、

陰極としてのイオン損失面積 S_F は $S_F = 156 \text{ cm}^2$ になる。従って、イオン損失面積の総和 S_L は

$$S_L = 0.5 \times 544 + 162 + 156$$

(ここで第1項の0.5という値は電極付近での密度の低下を考慮したものである⁽⁵⁾。)

$$= 590 \text{ cm}^2 \text{ となり,}$$

$$V_P / S_L = 1.94 \times 10^4 / 590$$

$$= 32.9 \text{ が得られ}$$

プロトン比 r は

$$r = \frac{0.23 \frac{V_P}{S_L}}{1 + 0.23 \frac{V_P}{S_L}}$$

$$= \frac{7.567}{1 + 7.567} = 88.3\% \text{ になる。}$$

この値は実際の値91%によく一致している。

同様にして、本改造型イオン源のプロトン比を計算から求めると次のようになる。条件として可動上蓋が最下位に設定され、最もプラズマ体積が小さい場合とする。

プラズマ体積 V_P は

$$V_P = (40 - 6.5)(25 - 6.5)(16 - 4/2)$$

$$= 8676.5 \text{ cm}^3 \text{ となる。}$$

ラインカusp長さは、SmCo磁石の付いた側壁とAlNiCo磁石の付いた上蓋でそれぞれ $L_1 = 390 \text{ cm}$ 、 $L_2 = 150 \text{ cm}$ となる。

ラインカuspでの損失幅はSmCoの場合前述のとおり0.17 cmであり、AlNiCoの場合は

$$2 r_{ci} = 2 \times \frac{1.66 \times 10^{-24} \times 2.19 \times 10^6}{1.6 \times 10^{-20} \times 0.6 \times 10^3} = 0.76 \text{ cm}$$

となるので、アノード全体の損失面積 S_A は

$$S_A = 390 \times 0.17 + 150 \times 0.76$$

$$= 180.3 \text{ cm}^2$$

となる。引き出し電極でのイオン損失面積 αS_{TC} は変わらないので 544 cm^2 である。フィラメント及び電流導入用チップの面積も元と同じものとして 156 cm^2 になりカスプ及び陰極のイオン損失面積の総和 S_L は

$$\begin{aligned} S_L &= 0.5 \times 544 + 180.3 + 156 \\ &= 608.3 \text{ cm}^2 \text{ となり} \\ V_P / S_L &= 8676.5 / 608.3 \\ &= 14.3 \text{ が得られ} \end{aligned}$$

プロトン比 γ は

$$\begin{aligned} \gamma &= 0.23 (V_P / S_L) / \{ 1 + 0.23 (V_P / S_L) \} \\ &= 0.23 \times 14.3 / 1 + 0.23 \times 14.3 \\ &= 0.77 \\ &= 77\% \end{aligned}$$

となる。

実験においては、フィラメントをプラズマ電極に近づけたりチェンバーガス圧を増すことによって62%という低いプロトン比を得ることができた。

4. イオン種毎による入射パワーの評価と全入射パワーの測定

第19図に、JT-60 NBI イオン源（高プロトン比イオン源）と本実験で得られた最低プロトン比の場合とでの中性ビームの組成毎の入射パワー、総合入射パワーの比較を示す。ビームの条件は加速電圧 75 kV、電流 35 A である。今回の実験において測定されたプロトン比はビーム電流 31 A までであるので 35 A のプロトン比は第 18 図から外挿して求めたものである。中性化効率を求めるときの水素ガスの線密度は実際の運転条件からそれぞれ高プロトン比イオン源の場合 $1.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ 、低プロトン比イオン源の場合 $1.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ とした。

高プロトン比イオン源では H_1^+ が中性化されてできた加速エネルギー E を持つ中性粒子が H_2^+ 、 H_3^+ より生成されたそれぞれ $E/2$ 、 $E/3$ なるエネルギーを有する中性粒子に比べて圧倒的に多いことがわかる。これに対して、低プロトン比イオン源だと $E/2$ 、 $E/3$ のエネルギーを持つ成分が増加しており、加速エネルギー E を有する成分は 24% まで低減されていることがわかる。また、計算上の入射パワーは 956 kW となり、高プロトン比イオン源の入射パワーに比べ 36% 増加となる。

入射パワーに関してより正確に実際の値を求めるために JT-60 NBI 原型ユニットにおいて長パルス運転を行ない入射パワーの実測を行なった。その結果を第 20 図に示す。JT-60 の磁場を模擬した漏洩磁場を印加した場合と印加しない場合の二通りを行なった。漏洩磁場無しでは 900 kW が得られているが漏洩磁場有りでは 840 kW に低下している。これが再電離損失とすると 7% 近い値で従来の約 4% よりかなり多い。この原因として、漏洩磁場がソース部に作用してプロトン比を上

となる。引き出し電極でのイオン損失面積 αS_{TC} は変わらないので 544 cm^2 である。フィラメント及び電流導入用チップの面積も元と同じものとして 156 cm^2 になりカスプ及び陰極のイオン損失面積の総和 S_L は

$$\begin{aligned} S_L &= 0.5 \times 544 + 180.3 + 156 \\ &= 608.3 \text{ cm}^2 \text{ となり} \\ V_P / S_L &= 8676.5 / 608.3 \\ &= 14.3 \text{ が得られ} \end{aligned}$$

プロトン比 γ は

$$\begin{aligned} \gamma &= 0.23 (V_P / S_L) / \{ 1 + 0.23 (V_P / S_L) \} \\ &= 0.23 \times 14.3 / 1 + 0.23 \times 14.3 \\ &= 0.77 \\ &= 77\% \end{aligned}$$

となる。

実験においては、フィラメントをプラズマ電極に近づけたりチェンバース圧を増すことによって62%という低いプロトン比を得ることができた。

4. イオン種毎による入射パワーの評価と全入射パワーの測定

第19図に、JT-60 NBI イオン源（高プロトン比イオン源）と本実験で得られた最低プロトン比の場合とでの中性ビームの組成毎の入射パワー、総合入射パワーの比較を示す。ビームの条件は加速電圧 75 kV，電流 35 A である。今回の実験において測定されたプロトン比はビーム電流 31 A までであるので 35 A のプロトン比は第18図から外挿して求めたものである。中性化効率を求め際の水素ガスの線密度は実際の運転条件からそれぞれ高プロトン比イオン源の場合 $1.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ，低プロトン比イオン源の場合 $1.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ とした。

高プロトン比イオン源では H_0^+ が中性化されてできた加速エネルギー E を持つ中性粒子が H_0^+ ， H_0^+ より生成されたそれぞれ $E/2$ ， $E/3$ なるエネルギーを有する中性粒子に比べて圧倒的に多いことがわかる。これに対して、低プロトン比イオン源だと $E/2$ ， $E/3$ のエネルギーを持つ成分が増加しており、加速エネルギー E を有する成分は 24% まで低減されていることがわかる。また、計算上の入射パワーは 956 kW となり、高プロトン比イオン源の入射パワーに比べ 36% 増加となる。

入射パワーに関してより正確に実際の値を求めるために JT-60 NBI 原型ユニットにおいて長パルス運転を行ない入射パワーの実測を行なった。その結果を第20図に示す。JT-60 の磁場を模擬した漏洩磁場を印加した場合と印加しない場合の二通りを行なった。漏洩磁場無しでは 900 kW が得られているが漏洩磁場有りでは 840 kW に低下している。これが再電離損失とすると 7% 近い値で従来の約 4% よりかなり多い。この原因として、漏洩磁場がソース部に作用してプロトン比を上

げていることが考えられる。今後の実用化に当っての一つの問題点である。しかし現状のままでも、JT-60NBIに本イオン源を適用すれば、入射パワーの総和は 840×28 (イオン源2台 / 1ユニット \times 14ユニット) ≈ 24 MWになる。

以上の様に入射パワーの実測からも、JT-60 イオン源1台当りの入射パワー715 kW に対して20%の増加を確認でき、イオン源のプロトン比が低下していることを確認できた。

5. ま と め

JT-60NBI 高プロトン比イオン源を改造しプロトン比の可変幅を広げるため、特に可能な限りプロトン比を下げることに重点を置いて実験を行なった。得られた結果は以下に示すとおりである。

プロトン比を下げるには次の3点が有効であった。

- ① プロトン比はフィラメント形状と位置に強く依存し、フィラメントをプラズマ電極に近づけることがプロトン比低下に有効である。
- ② プラズマ電極の電位を下げカソード電位とするとプロトン比が数%低下した。
- ③ ソースチャンバーの作動ガス圧力を、安定にビーム引き出しのできる範囲で極端に上げても下げてもプロトン比を5%程度下げることができた。

以上に示した効果を用いて、最低プロトン比62% ($I_{acc} = 31A$)が得られ、JT-60 イオン源のプロトン比91%に対して30%の変化幅を得ることができた。本イオン源によってビームの低エネルギー成分が大幅に増え、低密度プラズマ領域まで加熱実験範囲を大幅に拡張できる見通しがついた。さらに、JT-60NBI 原型ユニットにおいて入射パワーを測定したところ、840 kWが得られJT-60NBIに本方式を適用すれば、入射パワーは現状の20%増しの24 MWになると期待される。

謝 辞

本実験を遂行するにあたり種々の助力と有益な助言をして頂いた松田慎三郎室長を初めとする加熱工学第1研究室の皆様ならびにJT-60 第4試験室の皆様へ感謝致します。また、終始激励と有益な助言を頂きました国枝俊介JT-60 第4試験室長、白形弘文JT-60 第1試験室長に感謝の意を表します。最後に、本研究を行なう機会を与えて下さいました田中正俊核融合研究部長、吉川允二臨界プラズマ研究部長、飯島勉JT-60 試験部長、苫米地顕那珂研究所長に感謝の意を表します。

げていることが考えられる。今後の実用化に当っての一つの問題点である。しかし現状のままでも、JT-60NBIに本イオン源を適用すれば、入射パワーの総和は 840×28 （イオン源2台 / 1ユニット \times 14ユニット） $\div 24$ MWになる。

以上の様に入射パワーの実測からも、JT-60 イオン源1台当りの入射パワー715 kW に対して20%の増加を確認でき、イオン源のプロトン比が低下していることを確認できた。

5. ま と め

JT-60NBI 高プロトン比イオン源を改造しプロトン比の可変幅を広げるため、特に可能な限りプロトン比を下げることに重点を置いて実験を行なった。得られた結果は以下に示すとおりである。

プロトン比を下げるには次の3点が有効であった。

- ① プロトン比はフィラメント形状と位置に強く依存し、フィラメントをプラズマ電極に近づけることがプロトン比低下に有効である。
- ② プラズマ電極の電位を下げカソード電位とするとプロトン比が数%低下した。
- ③ ソースチェンバーの作動ガス圧力を、安定にビーム引き出しのできる範囲で極端に上げて下げてプロトン比を5%程度下げることができた。

以上に示した効果を用いて、最低プロトン比62% ($I_{acc} = 31A$)が得られ、JT-60 イオン源のプロトン比91%に対して30%の変化幅を得ることができた。本イオン源によってビームの低エネルギー成分が大幅に増え、低密度プラズマ領域まで加熱実験範囲を大幅に拡張できる見通しがついた。さらに、JT-60NBI 原型ユニットにおいて入射パワーを測定したところ、840 kWが得られJT-60NBIに本方式を適用すれば、入射パワーは現状の20%増しの24 MWになると期待される。

謝 辞

本実験を遂行するにあたり種々の助力と有益な助言をして頂いた松田慎三郎室長を初めとする加熱工学第1研究室の皆様ならびにJT-60 第4試験室の皆様へ感謝致します。また、終始激励と有益な助言を頂きました国枝俊介JT-60 第4試験室長、白形弘文JT-60 第1試験室長に感謝の意を表します。最後に、本研究を行なう機会を与えて下さいました田中正俊核融合研究部長、吉川允二臨界プラズマ研究部長、飯島勉JT-60 試験部長、苔米地頭那珂研究所長に感謝の意を表します。

げていることが考えられる。今後の実用化に当たっての一つの問題点である。しかし現状のままでも、JT-60NBIに本イオン源を適用すれば、入射パワーの総和は 840×28 (イオン源2台 / 1ユニット \times 14ユニット) \doteq 24 MWになる。

以上の様に入射パワーの実測からも、JT-60 イオン源1台当りの入射パワー715 kW に対して20%の増加を確認でき、イオン源のプロトン比が低下していることを確認できた。

5. ま と め

JT-60NBI 高プロトン比イオン源を改造しプロトン比の可変幅を広げるため、特に可能な限りプロトン比を下げることに重点を置いて実験を行なった。得られた結果は以下に示すとおりである。

プロトン比を下げるには次の3点が有効であった。

- ① プロトン比はフィラメント形状と位置に強く依存し、フィラメントをプラズマ電極に近づけることがプロトン比低下に有効である。
- ② プラズマ電極の電位を下げカソード電位とするとプロトン比が数%低下した。
- ③ ソースチェンバーの作動ガス圧力を、安定にビーム引き出しのできる範囲で極端に上げても下げてもプロトン比を5%程度下げることができた。

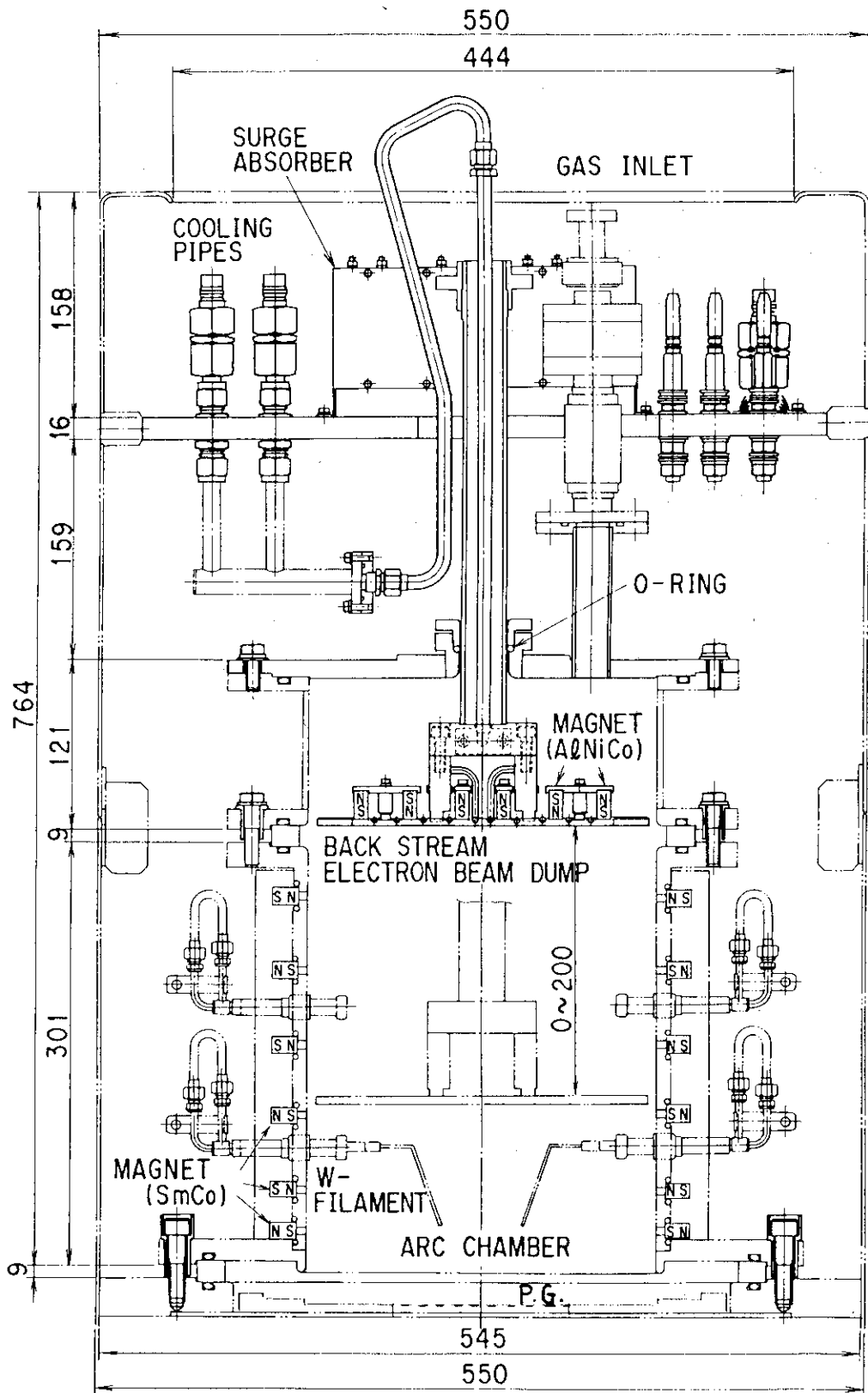
以上に示した効果を用いて、最低プロトン比62% ($I_{acc} = 31A$)が得られ、JT-60 イオン源のプロトン比91%に対して30%の変化幅を得ることができた。本イオン源によってビームの低エネルギー成分が大幅に増え、低密度プラズマ領域まで加熱実験範囲を大幅に拡張できる見通しがついた。さらに、JT-60NBI 原型ユニットにおいて入射パワーを測定したところ、840 kWが得られJT-60NBIに本方式を適用すれば、入射パワーは現状の20%増しの24 MWになると期待される。

謝 辞

本実験を遂行するにあたり種々の助力と有益な助言をして頂いた松田慎三郎室長を初めとする加熱工学第1研究室の皆様ならびにJT-60 第4試験室の皆様へ感謝致します。また、終始激励と有益な助言を頂きました国枝俊介JT-60 第4試験室長、白形弘文JT-60 第1試験室長に感謝の意を表します。最後に、本研究を行なう機会を与えて下さいました田中正俊核融合研究部長、吉川允二臨界プラズマ研究部長、飯島勉JT-60 試験部長、苫米地顕那珂研究所長に感謝の意を表します。

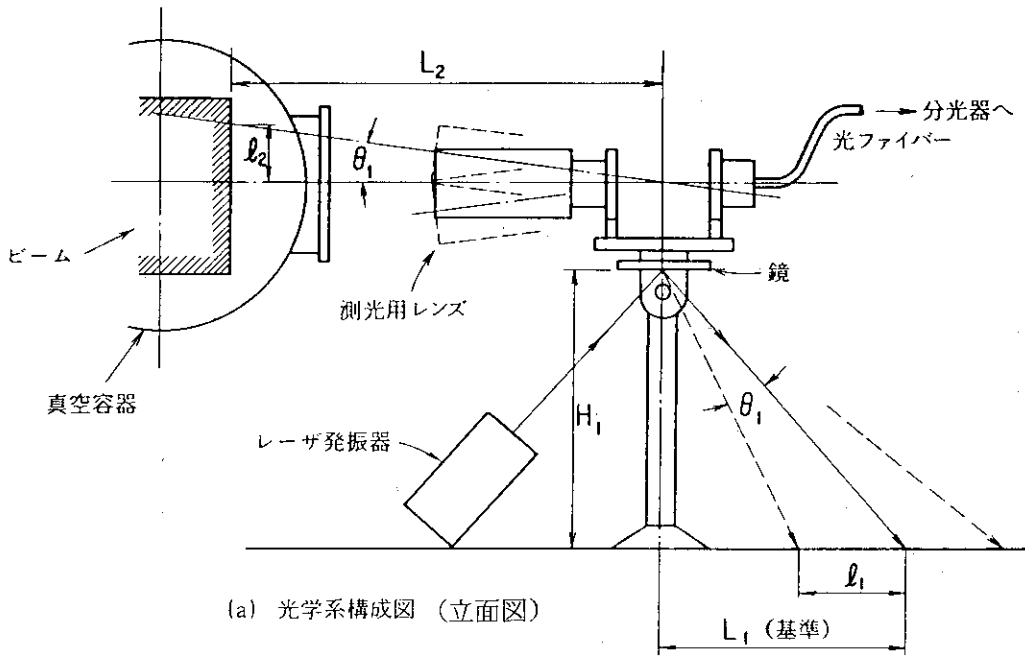
参 考 文 献

- 1) L. Bromberg and L. D. Smullin ; Proc. of the 7 th Symp. on Eng. Problem of Fusion Research (1977) pp. 284 - 286.
- 2) A. R. Martin and T. S. Green ; Culham Report CLM-R 159 (1976).
- 3) 田中 茂, 柴田猛順 ; JAERI-M 7966 (1978).
- 4) Chun Fai Chan, C. F. Burrell, and William S. Cooper ; J. Appl. Phys. 54, 11 (1983) pp. 6119 - 6137.
- 5) Y. Okumura, H. Horiike, and K. Mizuhashi ; Rev. Sci. Instrum. 55, 1 (1984) pp. 1 - 7.
- 6) M. Mizuno, et al., Proc. of 12 th Symp. on Fusion Engi., Monterey, Oct. 12 - 16 (1987).
- 7) 奥村義和, 小原祥裕, 柴田猛順 ; JAERI-M 9653 (1981).
- 8) S. Tanaka and Y. Ohara ; Rev. Sci. Instrum. 55, (1984) pp. 1625 - 1631.
- 9) S. Tanaka, M. Akiba, H. Horiike, M. Matsuoka, Y. Ohara, and Y. Okumura ; Rev. Sci. Instrum. 57, 2 (1986) pp. 145 - 150.

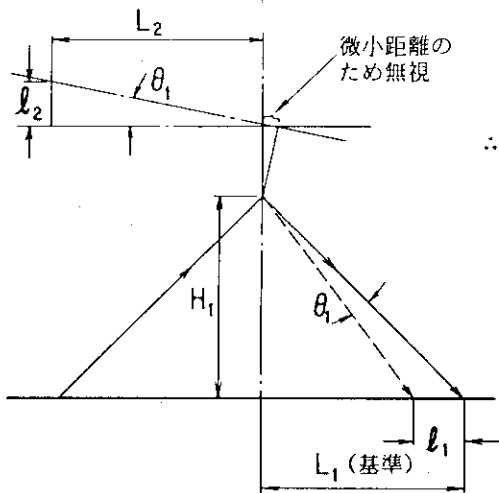


第1図 予備イオン源の改造型イオン源

(II) は本図の通り, (I) は側壁磁石も AlNiCo, フィラメント 2.5 ϕ



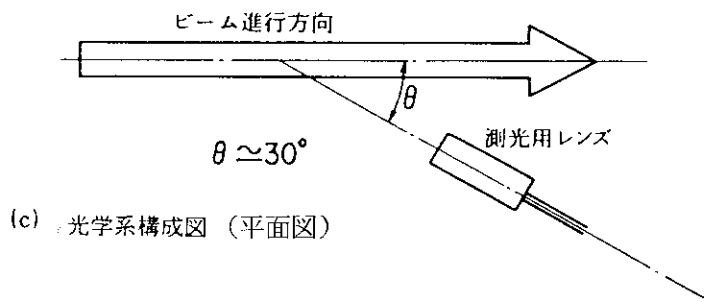
レーザの反射光を l_1 移動させた場合のビーム測光部の移動距離 l_2 とする。



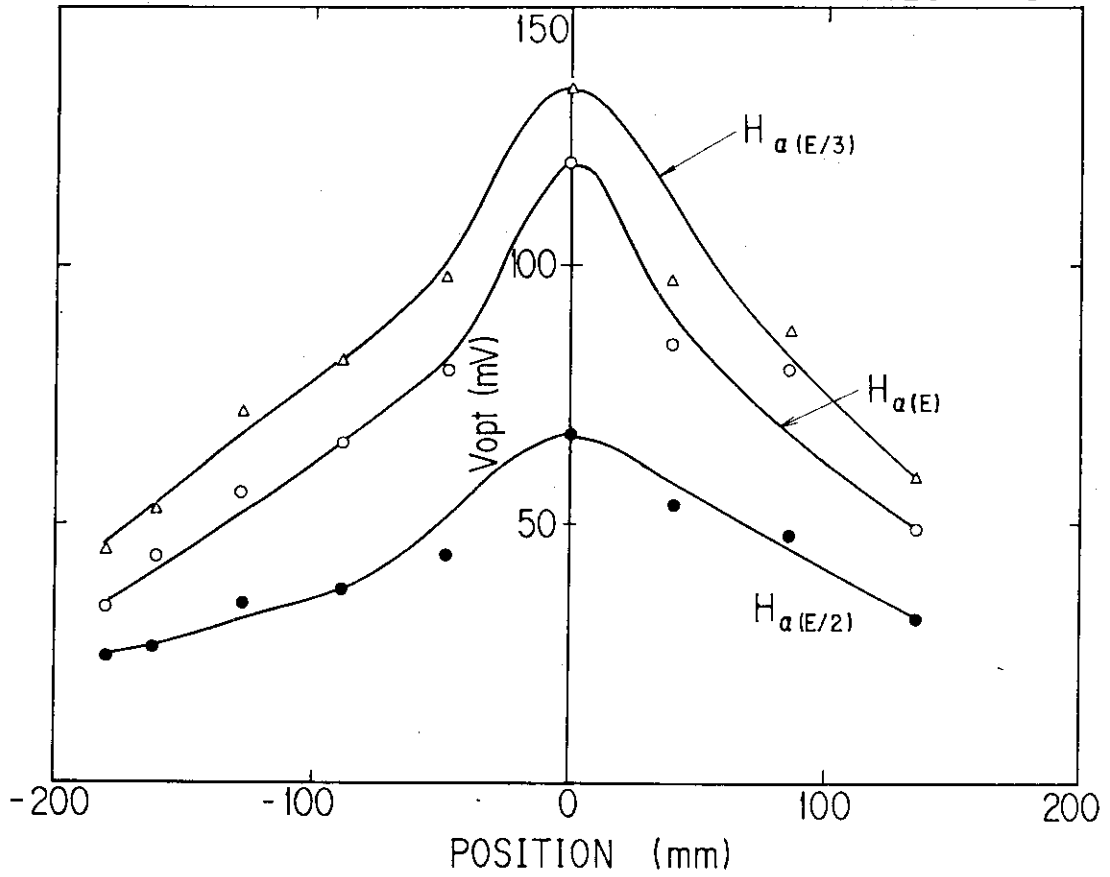
$$\theta_1 = \tan^{-1} \frac{L_1}{H_1} - \tan^{-1} \frac{L_1 - l_1}{H_1}$$

$$\therefore l_2 = \frac{L_2}{\cos \theta_1} \sin \theta_1 = L_2 \tan \theta_1$$

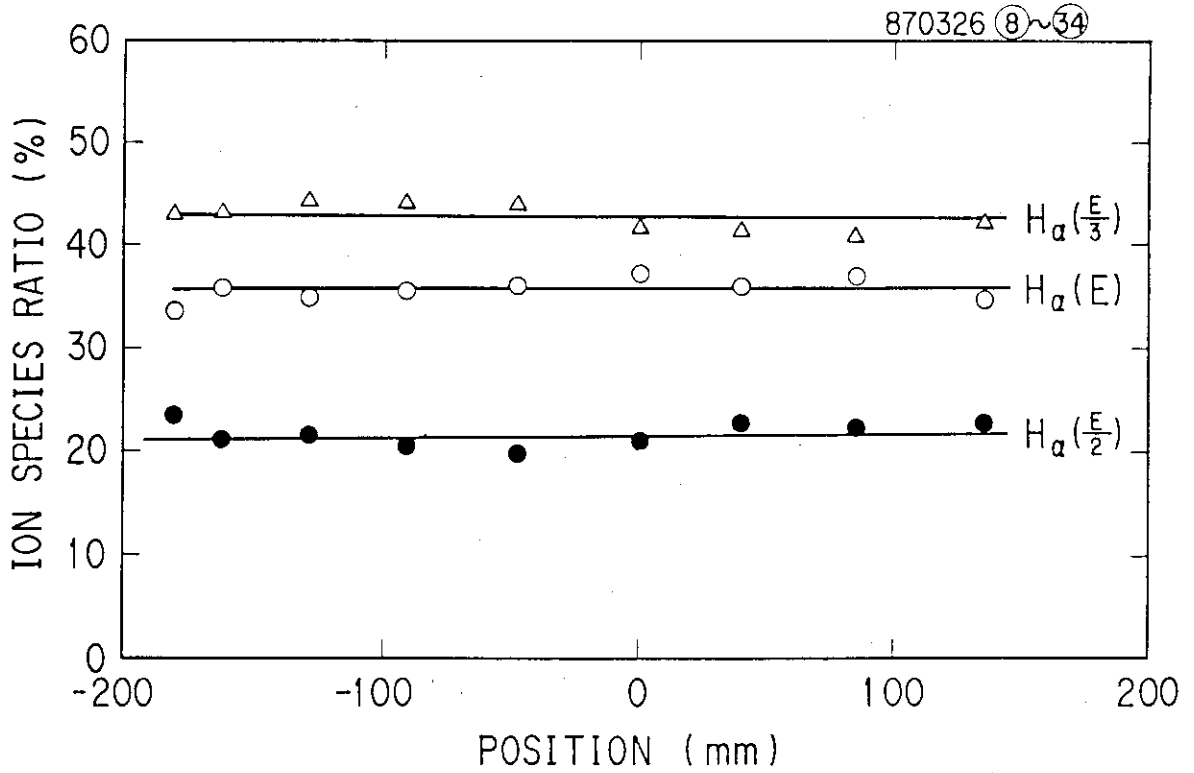
(b) レーザの反射光の移動距離からレンズの傾き角度を求め、ビーム上の測光位置を求める原理図。



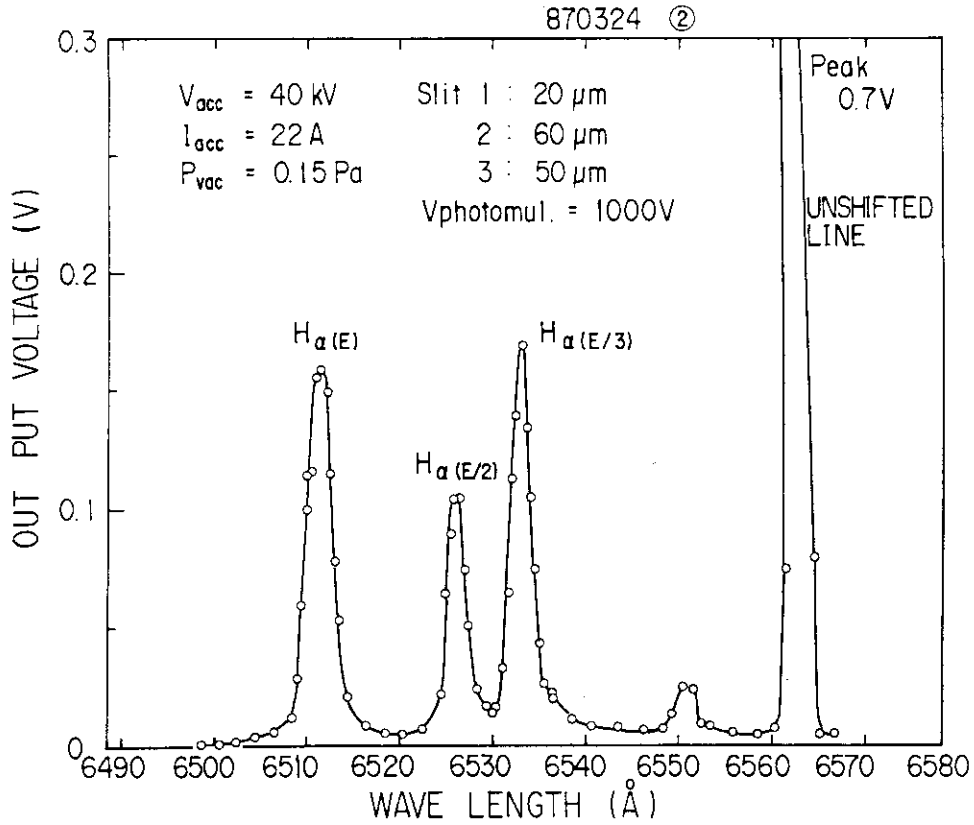
第2図 光学系の構成図



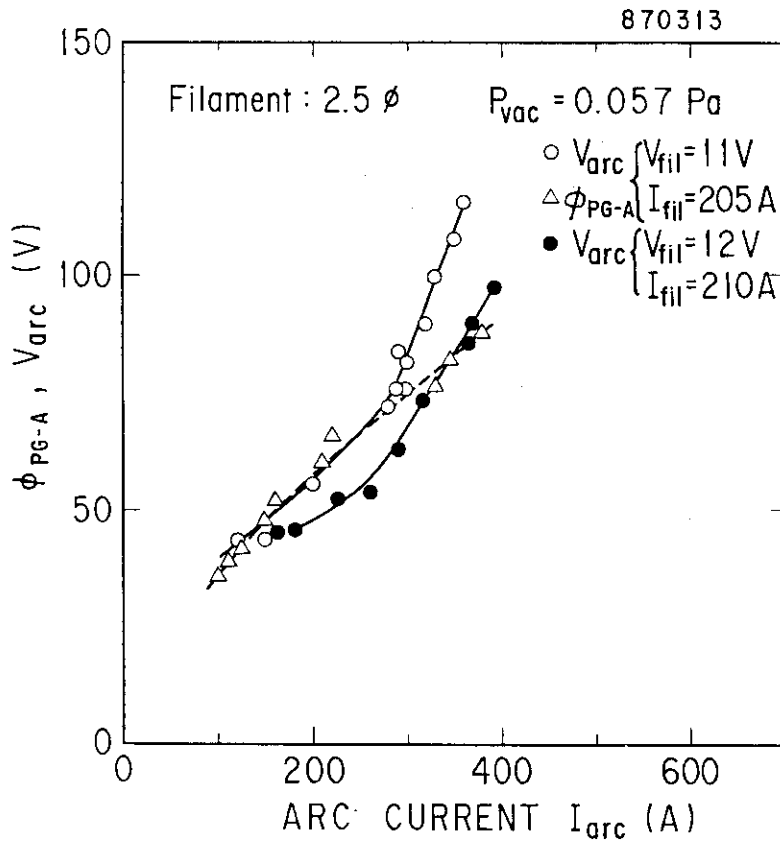
第3図 ビーム垂直方向の各成分毎のH α 光分布



第4図 第3図を比で表わしたもの



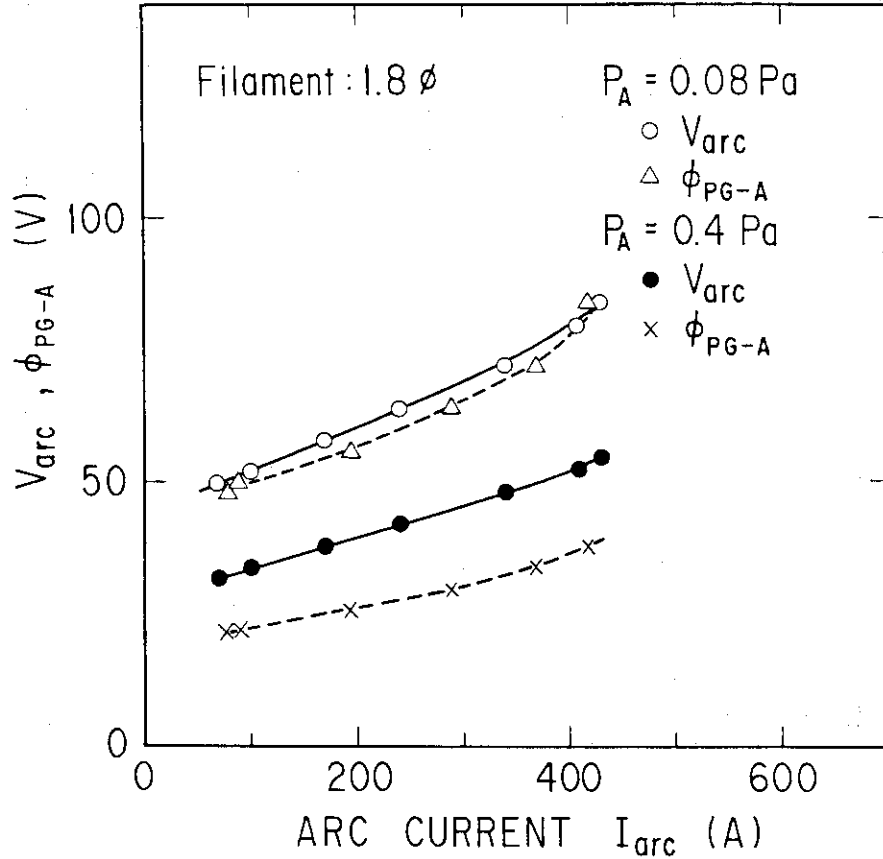
第5図 H_{α} スペクトルの例



第6図 改造型イオン源 (I) の放電特性

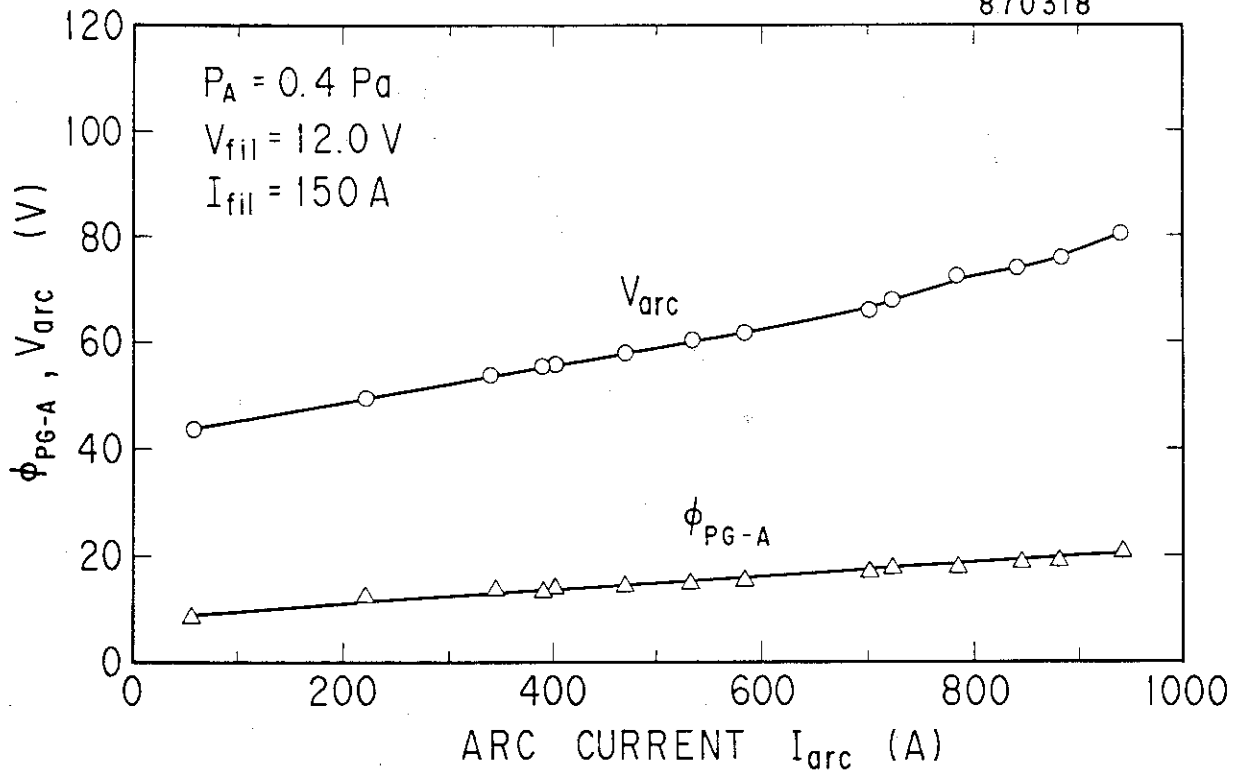
破線はアノードに対するプラズマ電極の電位
(アノードとプラズマ電極間電位差)を示す。

870313

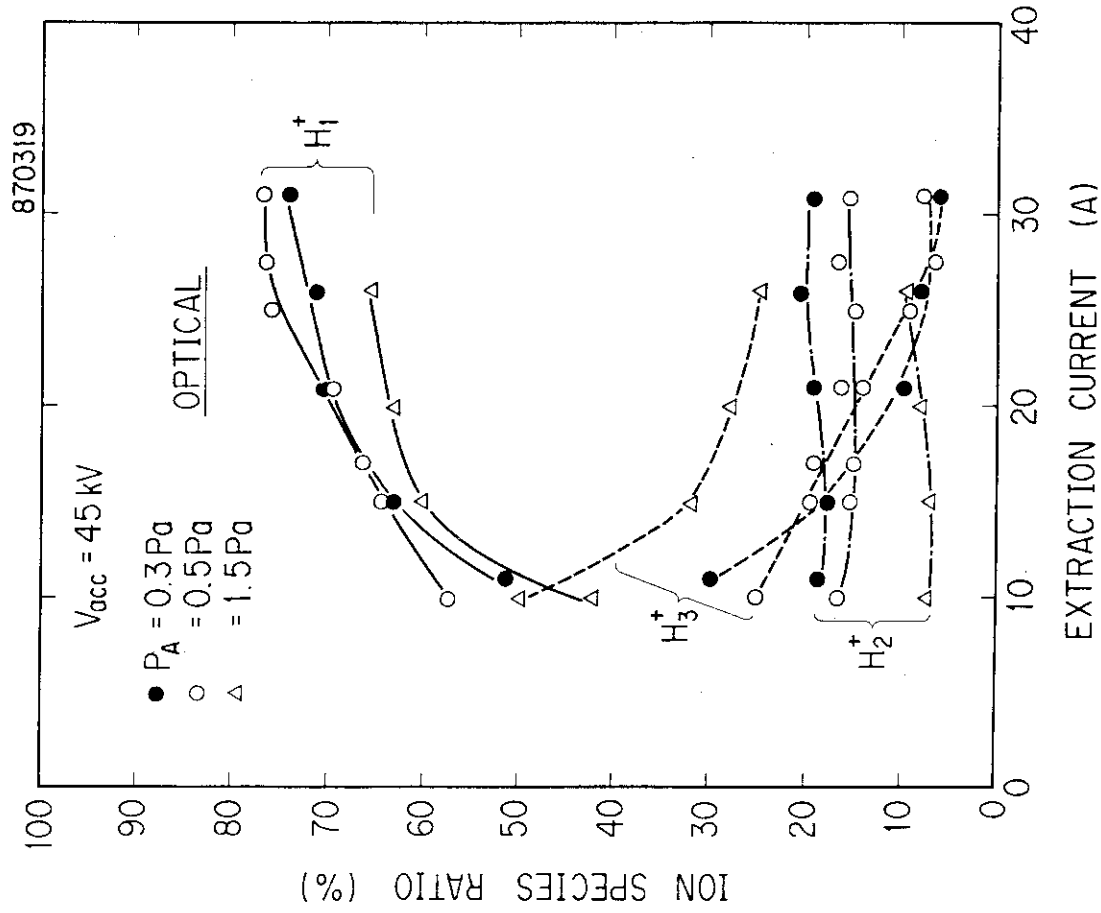


第7図 改造型イオン源 (I) で1.8 ϕ のフィラメントを用いた場合の放電特性

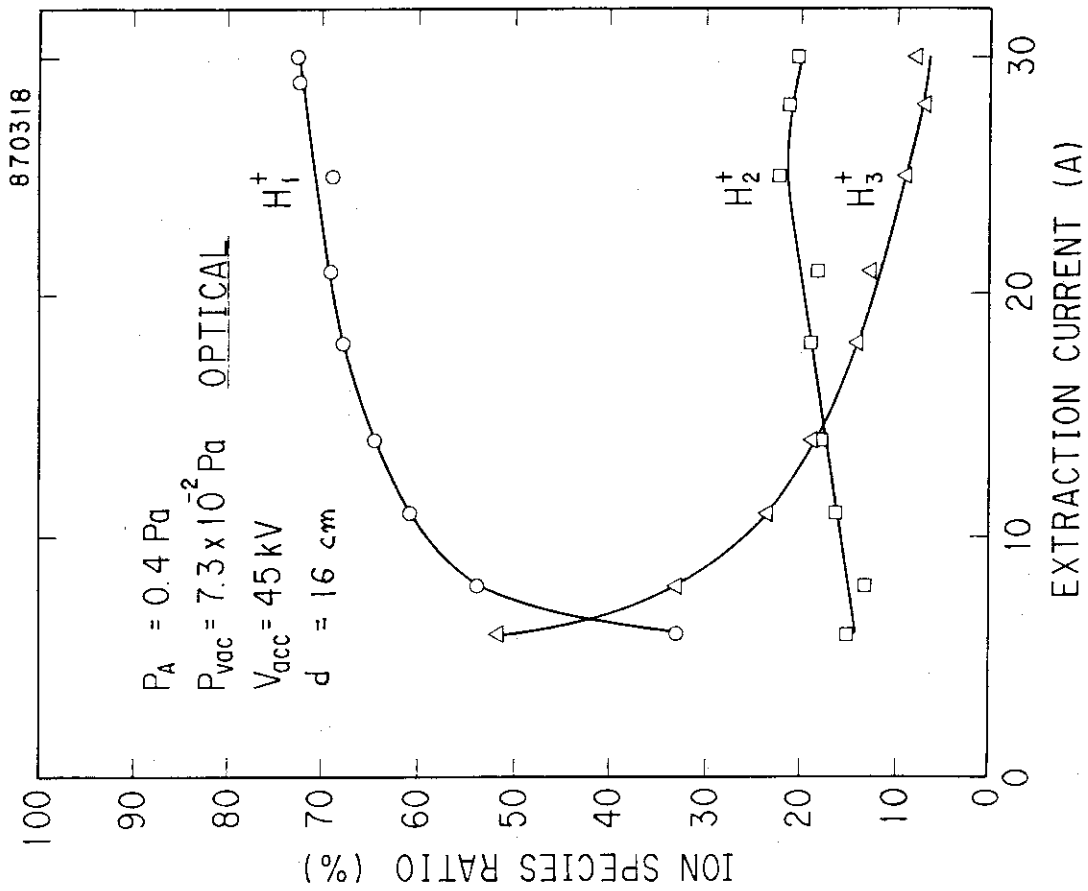
870318



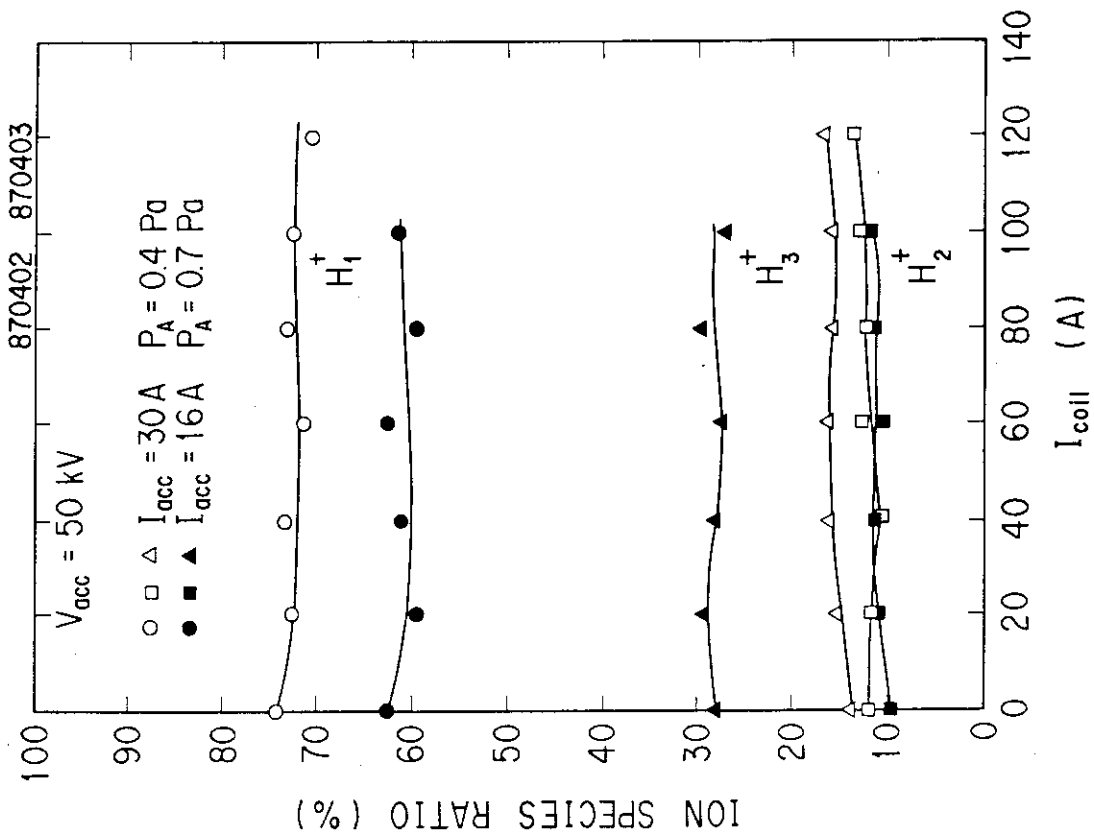
第8図 改造型イオン源 (II) の放電特性



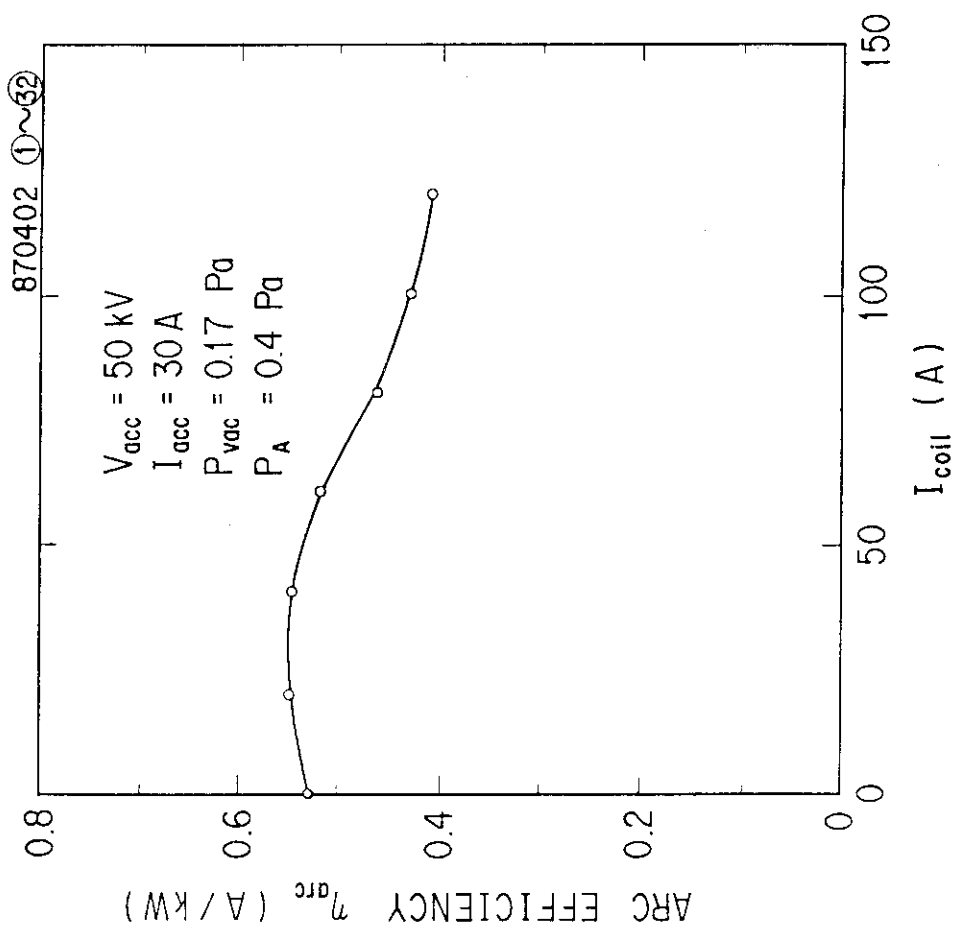
第10図 ソースチャンバー圧力をパラメータとしたビーム組成



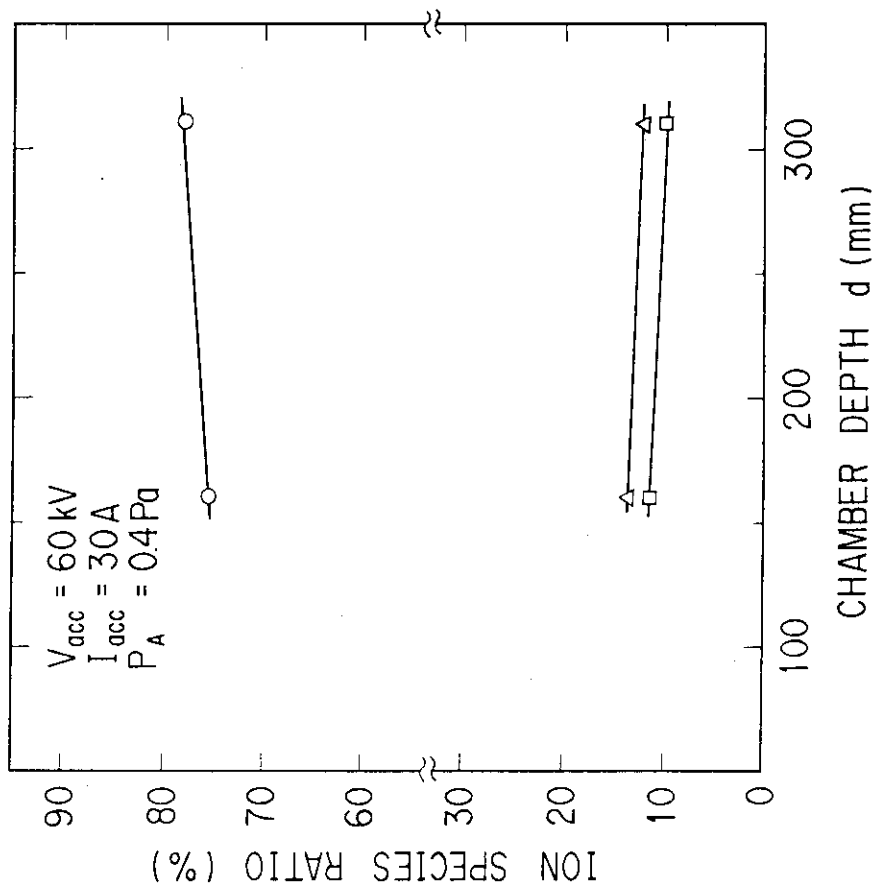
第9図 ビーム組成の引き出し電流値依存性



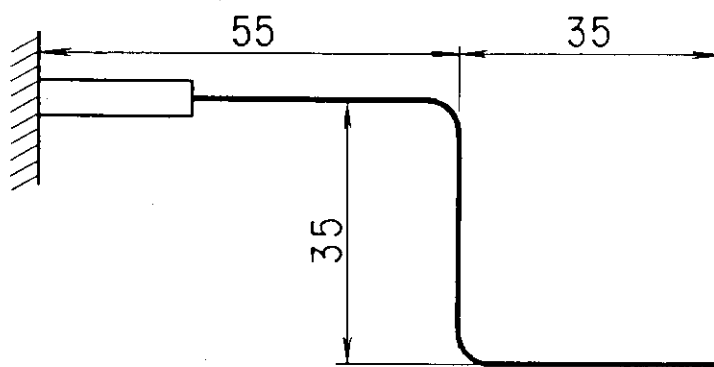
第11図 ビーム組成の外部磁場コイル電流値依存



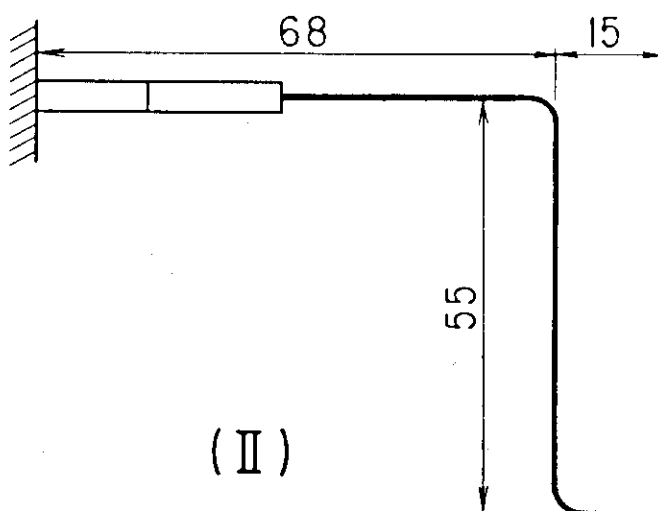
第12図 アーク効率の磁場コイル電流値依存性



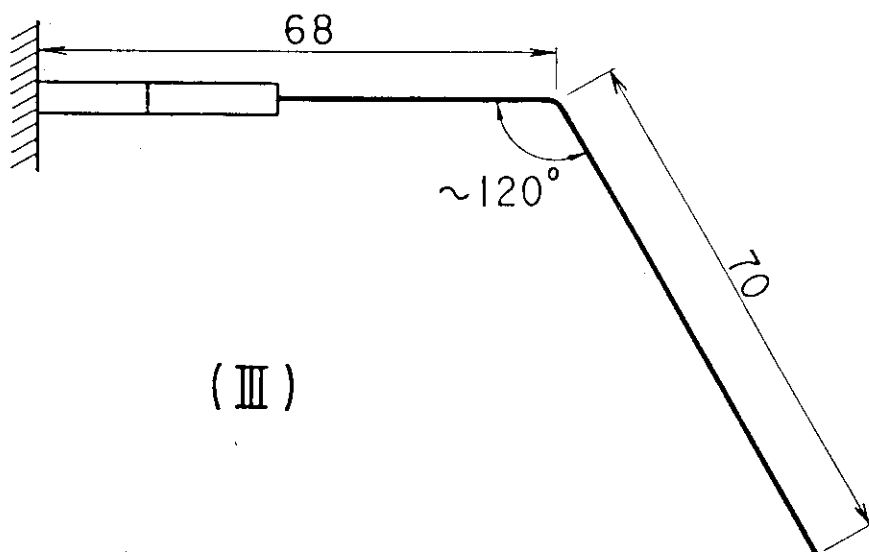
第13図 ソースチェンバー深さとビーム組成



(I)



(II)

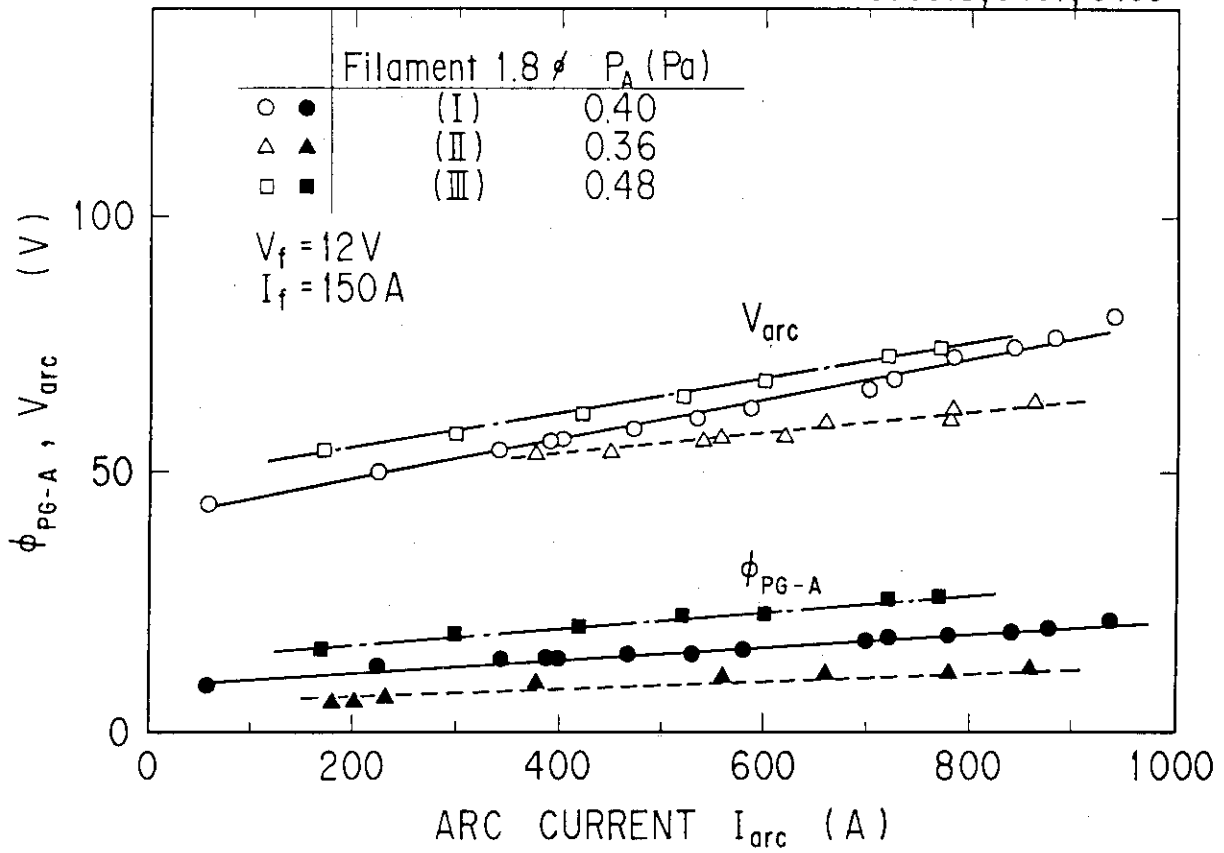


(III)

Configuration of Filament

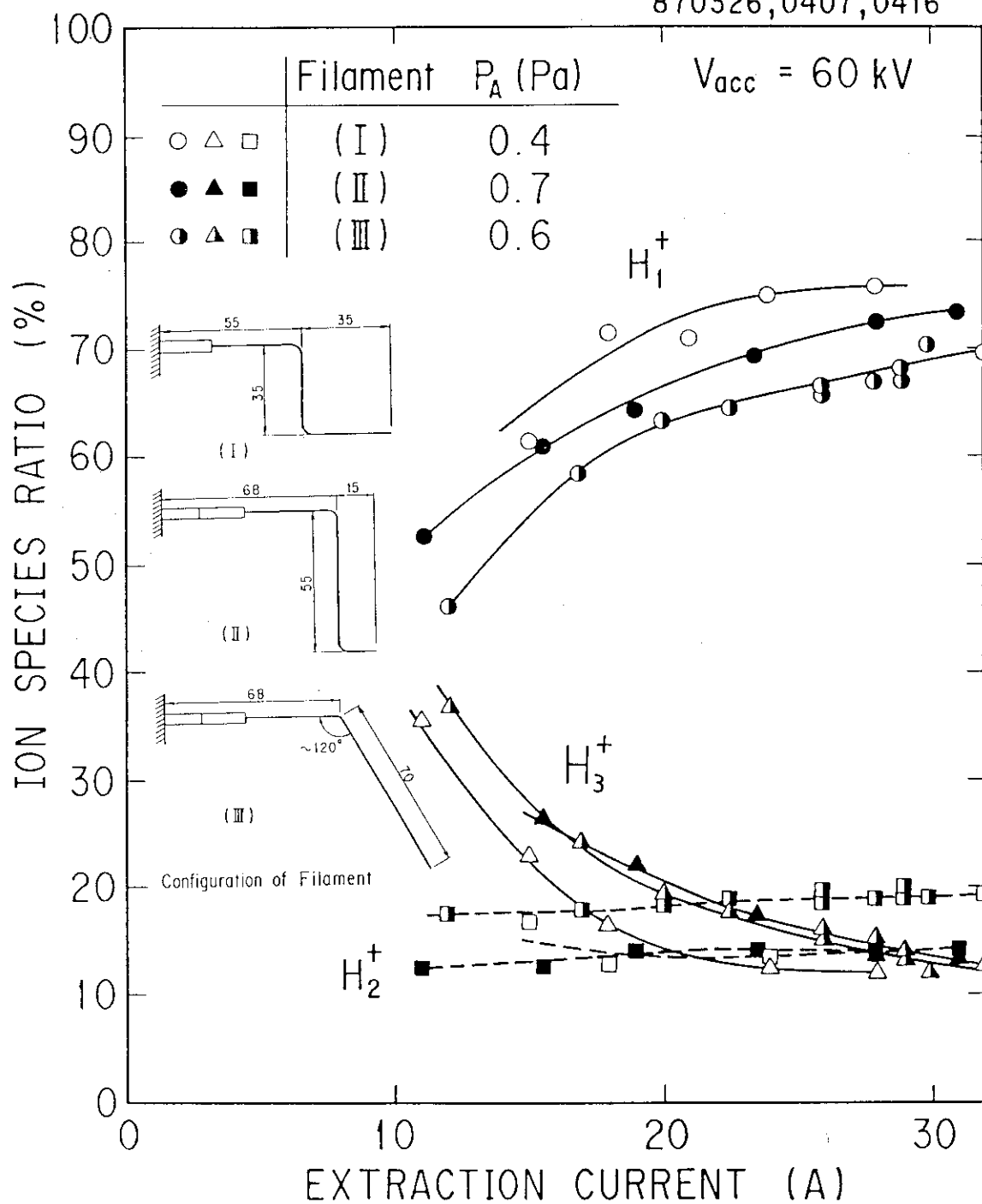
第 14 図 フィラメント形状 (側面図)

870318, 0407, 0409



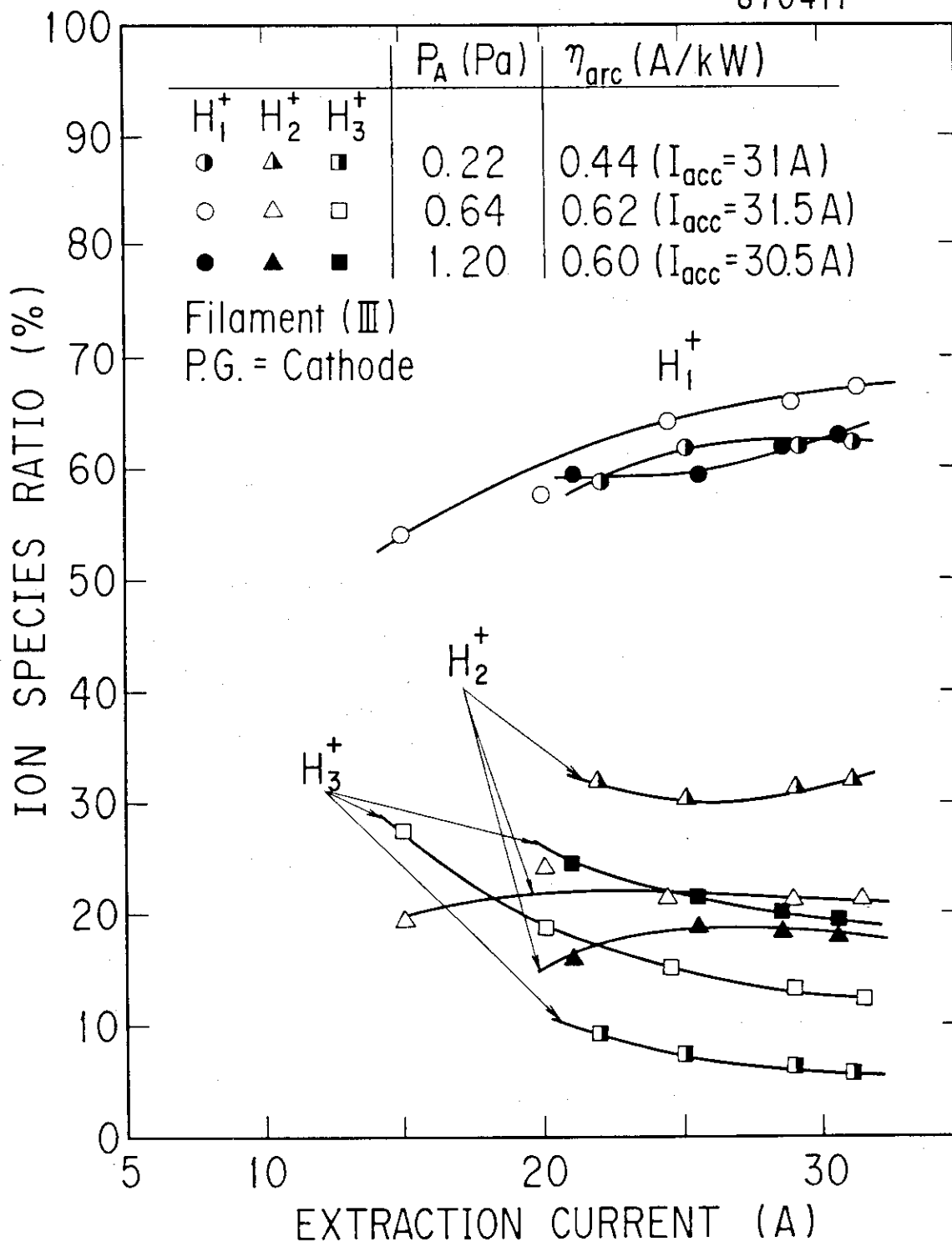
第15図 アーク特性

870326, 0407, 0416

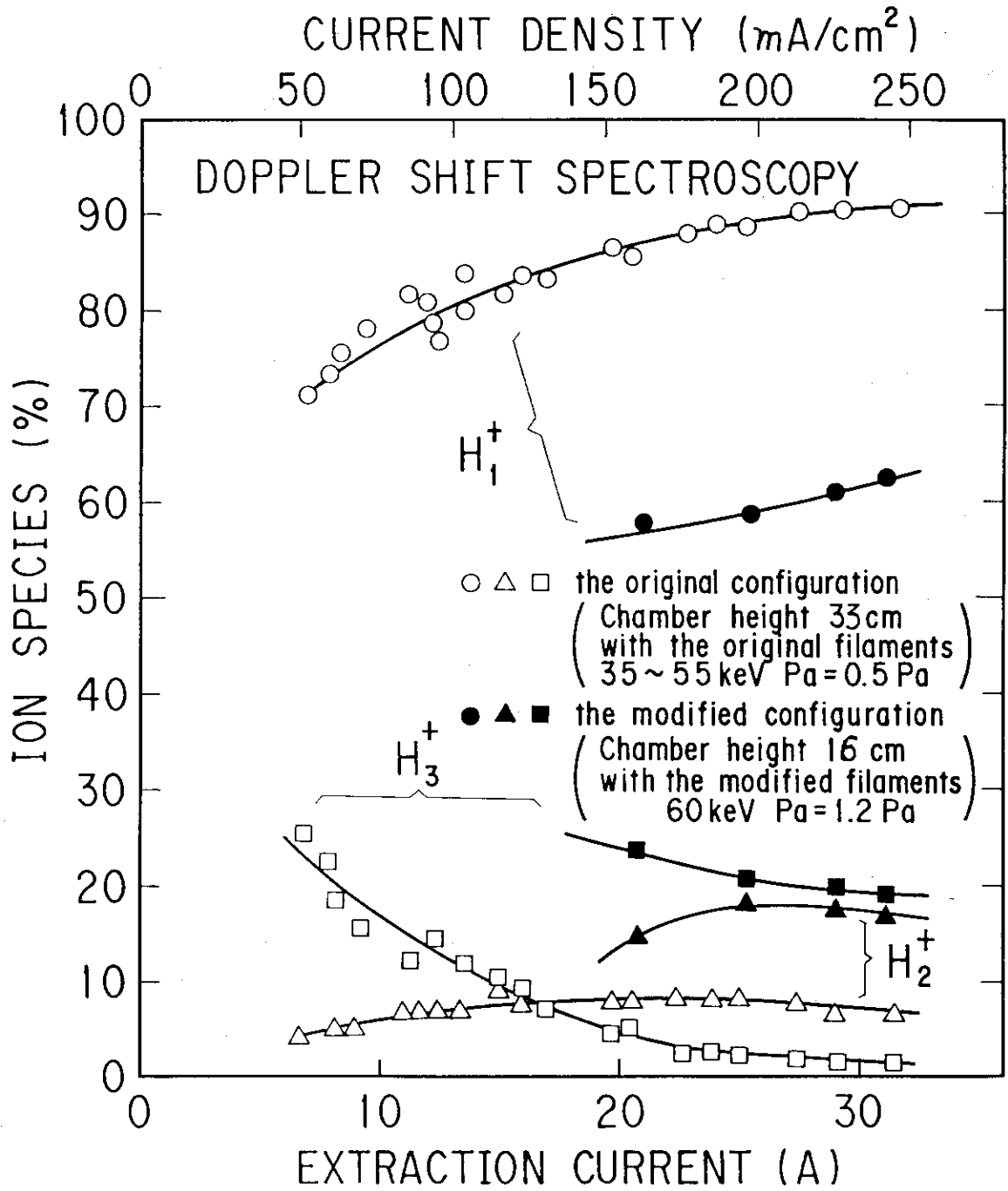


第 16 図 フィラメント形状によるビーム組成の変化

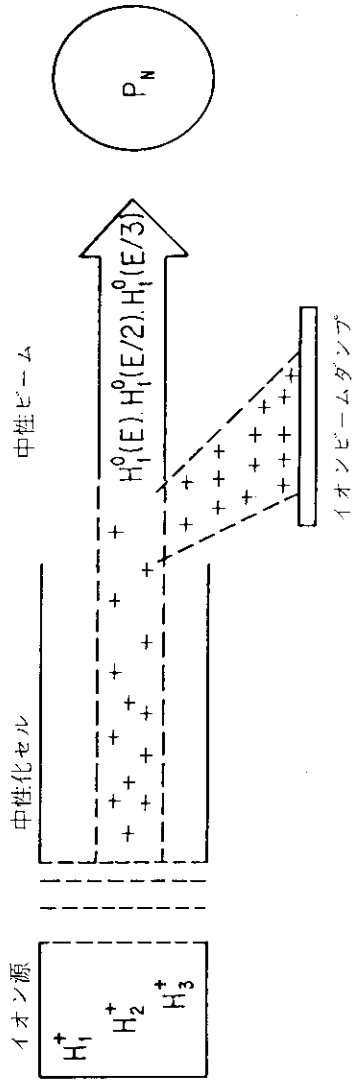
870417



第17図 ソースチャンバガス圧によるビーム組成の変化
(プラズマ電極をカソード電位にしている)



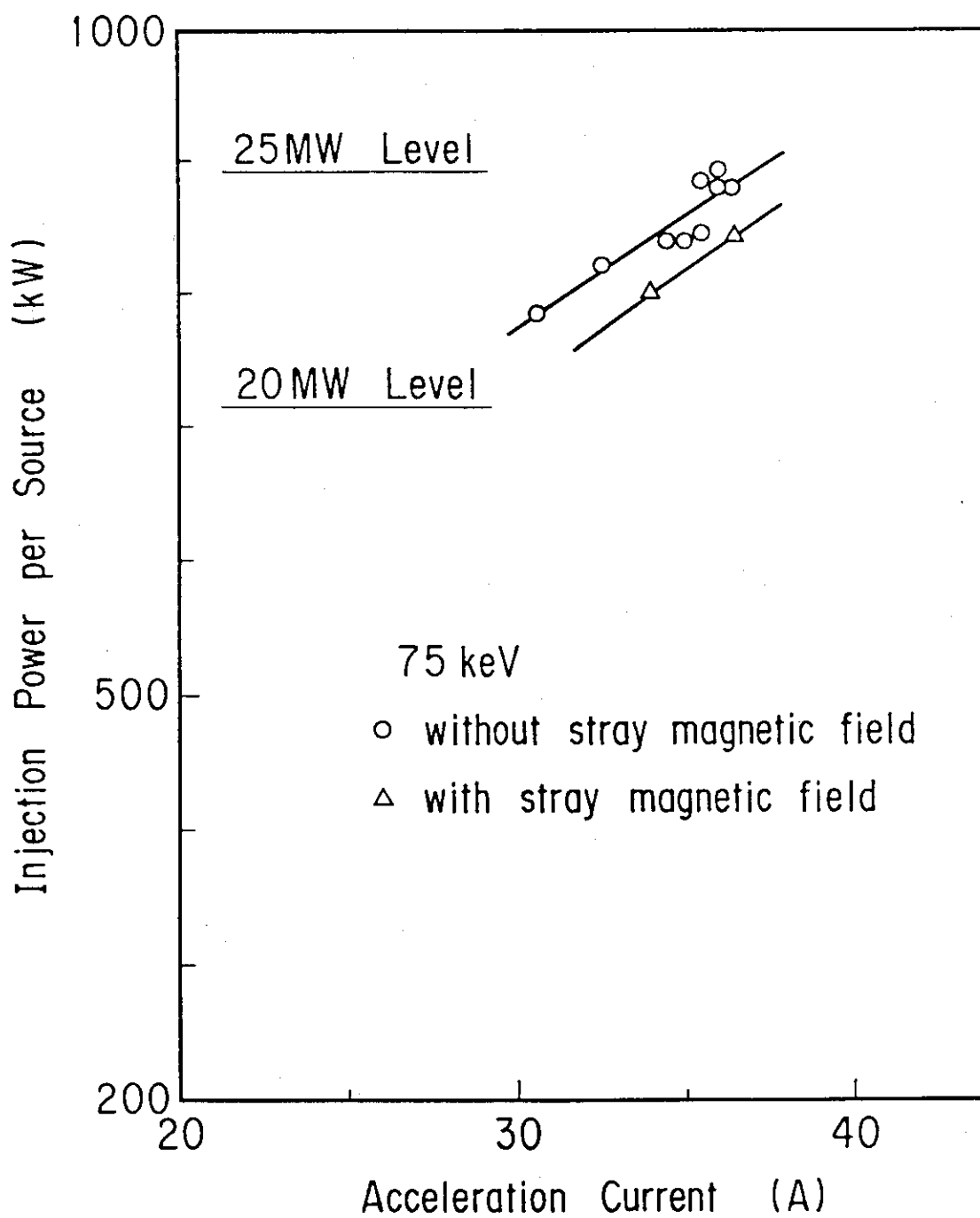
第18図 JT-60高プロトン比イオン源と本実験で得た
最低プロトン比の特性比較



75 keV, 35 A

	H_1^+ : H_2^+ : H_3^+	$H_1^0(E)$: $H_1^0(E/2)$: $H_1^0(E/3)$	P_N (kW)	P_{NT} (MW)
高プロトンソース	91 : 7 : 2 (%)	67.7 : 21.5 : 10.8 (%)	715	20
JT-60 イオン源		578 : 91 : 31 (kW)		
低プロトンソース	64 : 16 : 19 (%)	24.4 : 24.3 : 51.3 (%)	956	26
		435 : 216 : 305 (kW)		
	原型ユニットでの実測値		840 (漏洩磁場有)	24
			900 (漏洩磁場無)	75keV 36A

第19図 ビーム組成比, 入射パワーの比較



第20図 低プロトン比イオン源の入射パワー