

体積生成型水素負イオン源におけるH⁻引き出し電流の最適化

細田 雅之*・種部 智昭**・内藤 裕志***・福政 修***

Optimization of H⁻ Output in a Magnetically Filtered Multicusp Source

Masayuki HOSODA, Tomoaki TANEBE, Hiroshi NAITOU and Osamu FUKUMASA

Abstract

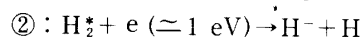
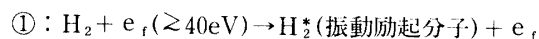
On optimization of the volume production type H⁻ ion source, the effects of both the magnetic filter position and the plasma grid bias voltage for H⁻ output have been investigated experimentally. It is found that the H⁻ output can be enhanced by optimizing the magnetic filter position, or the bias voltage of plasma grid. It is also confirmed that these phenomena correlate strongly with the variations of plasma parameters in the extraction region.

1. はじめに

中性粒子ビーム入射 (NBI: Neutral Beam Injection) 加熱は、磁気閉じ込めの核融合プラズマを加熱する方法として、現在最も確立された段階にある¹⁾。NBI加熱とは、イオン源から引き出したイオンを必要なエネルギーまで加速した後、中性化セルを通して高エネルギーの中性粒子ビームに変換してプラズマに打ち込みプラズマを加熱する方法である。現在のNBI装置では正イオンが用いられている。しかし、次世代の実験炉ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) で考えられているビームエネルギーは、重水素で1 MeV程度²⁾で、その時中性化効率はほとんど零になってしまう³⁾。更に、ビームの発散角が大きく、長距離輸送が不可能でありイオン源の放射化及び高速中性子による損傷が大きな問題となる⁴⁾。このような問題に対する解決策は、一次イオンとして正イオンのかわりに負イオンを用いることである⁵⁾。これにより、中性化効率はガスセルを用いてもエネルギーに関係なく60%程度で、他の方法ではそれ以上の中性化効率が得

られる⁶⁾。また、ビームの発散角が小さいため、長距離輸送が可能でNBI装置の中性子による損傷を軽減できる⁴⁾。更に、これによりトカマク型装置において電流駆動を行える可能性を持つ⁴⁾。このような点から負イオン源の開発が精力的に行なわれている。

負イオン生成法には、荷電交換法 (Double Charge Exchange)、表面生成法 (Surface Production)、体積生成法 (Volume Production) があり、動作の安定性及び取り扱いの簡単さ等の利点から体積生成法が主流となっている⁴⁾。この方法は、プラズマ中で進行する衝突・解離などのプロセスを通して負イオンを生成する方法で、主に次の二段階生成過程によりH⁻がつけられる^{6),7)}。



ここで二つの過程での最適な電子エネルギーは大きく異なっている。そのため、高速電子を遮断してプラズマを空間的に分割し、この二つの過程の最適化をはかるために磁気フィルターが用いられている⁸⁾。更に、引き出し面近傍の空間電位分布を制御して、作られた負イオンの引き出しの最適化をはかるためにプラズマグリッドが用いられている^{8),9)}。しかしこれらによるH⁻電流引き出しの増大は得られているものの、その最適化の機構についてはほとんど議論されていない。

そこで本研究では、可動型磁気フィルター及びプラ

*大学院電気工学専攻

**電気工学科 (現 大学院電気電子工学専攻)

***電気電子工学科

ズマガリッドを備えたバケツ型イオン源を用いてその位置及びバイアスを変えて実験を行い、 H^- 電流引き出しの最適化とその機構について実験的検討を行ったので報告する。

2. 実験装置

Fig. 1 に実験装置の概略を示す。イオン源容器は直径162mm 長さ300mm のステンレス製円筒容器でできている。また、容器外周にはフェライト永久磁石（表面磁束約1 kGauss）を並べて16極の直線カスプ磁場を作りプラズマを閉じ込めている。この容器を接地して陽極とし、タングステンのフィラメント（直径0.5mm、長さ100mm、2本）を熱陰極としてその間の直流アーク放電によりプラズマを生成する。

磁気フィルターは54mm の間隔で平行におかれた2本の水冷構造のパイプにサマリウムコバルト磁石（ $4\phi \times 4$ mm、表面磁束約3 kGauss）を挿入したもので、軸方向に可動となっている。これにより容器軸線に垂直なシート状の磁場（軸線上最大約35Gauss、半値幅約22mm）を形成して高速電子を遮断しプラズマを二分している。

プラズマガリッドはプラズマに接するが、その引き出し面を容器（陽極）とは電氣的に絶縁したものである。これに容器とは独立に電圧を印加することにより引き出し面近傍のプラズマ電位分布等を制御して H^- を引き出し易くすることを目的としている。

容器内は連続的に油拡散ポンプで排気しており背景圧力は 3×10^{-6} Torr である。イオン種の測定は、プラズマガリッドの中央にあけられた 10ϕ の単孔からプラズマを引き出し、その後方に置かれた磁場偏向型質量

分析器¹⁰⁾により行なった。また、プラズマパラメータ（電子密度 n_e 、電子温度 T_e 、空間電位 V_s 、浮遊電位 V_f ）の測定は、軸方向に可動なラングミュアプローブにより測定した。また、電子エネルギー分布関数 (EEDF) はドルヴェステインの方法¹¹⁾によりプローブ電流の二次微分から求めた。

3. 実験結果及び考察

3.1 プラズマパラメータの制御

H^- 引き出し電流の結果を示す前に、磁気フィルター (M.F.: Magnetic Filter) 及びプラズマガリッド (P.G.: Plasma Grid) によるプラズマパラメータの制御の様子を示す。Fig. 2 はフィルター位置 (L_f) を $L_f = 5$ cm にし、プラズマガリッドバイアス (V_b) をパラメータとした時のプラズマパラメータの空間分布である。

まず、M.F.による効果について述べる。Fig. 2 をみると分かるように、 V_b に関係なく M.F.付近でプラズマパラメータは大きく変化している。特に注目すべきパラメータは (a) の n_e と (b) の T_e で、M.F.付近で次第に低くなっており、上流側で高温高密度のプラズマ生成域、下流側で比較的低温低密度の拡散プラズマ域（引き出し領域）に分割されている。これは、M.F.磁場により高速電子が遮断され M.F.下流にはほとんど存在しないためである¹²⁻¹⁵⁾。このような M.F.の効果は、実験を行なっている圧力範囲で有効であり¹⁵⁾、更に、 L_f を変えてもこのような M.F.の効果は保たれる^{12,13)}。

次に、P.G.の効果について述べる。Fig. 2 の $V_b = 0$ V, 1 V, 3 V はそれぞれアース電位、 H^- 電流の最適値付近、及び、更に V_b を上げていった時の値である。

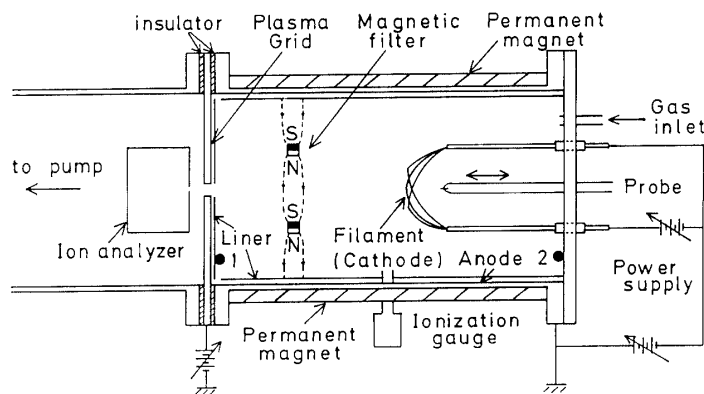


Fig. 1 Schematic diagram of the multicusp ion source equipped with a movable magnetic filter and a plasma grid.

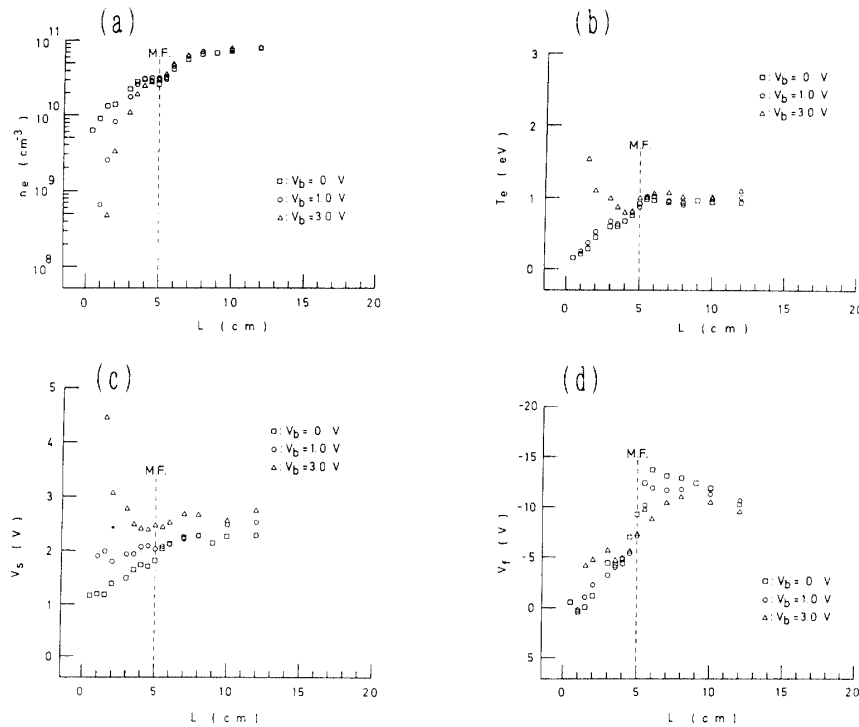


Fig. 2 Axial variations of plasma parameters, (a) n_e , (b) T_e , (c) V_s , (d) V_r . Parameter is the grid bias voltage(V_b). Discharge conditions are as follows: $V_d=80V$, $I_d=2A$, $P=2.4 \times 10^{-3}$ Torr and $L_r=5cm$.

これを見ると、M.F.下流側、特に引き出し面近傍のパラメータが V_b により大きく変化している。しかしこのような変化は、M.F.下流のみで、 H_2^+ 生成が行われる上流のプラズマ生成域にはほとんど影響しない。特に、H⁻引き出しという点から Fig.2(c) を見ると、最適な V_b ではM.F.下流で V_s の分布が平坦になっており電位障壁が小さくなっているのが伺える。通常、電位の変化により、熱速度の小さなイオン・低速電子・高速電子の順に影響を受け易い。即ち、 V_b の変化はまずイオン、次に低速電子の順に影響を与え、特に低速電子が受ける影響によりプラズマパラメータが変化する。これを更に詳しく検討するために、 $L=1\text{ cm}$ でのEEDFの V_b 依存性の測定結果を Fig. 3 に示す。引き出し面近傍で、最適値より低い V_b では、低速電子は電位障壁により反射され、数 eV 程度の電子も比較的多く存在する。しかし、最適な V_b では電位が幾分上げられることにより、電位による低速電子の閉じ込めの効果がなくなり、その結果、 n_e 、 T_e がわずかに低くなる。更に V_b を上げていくと低速電子は逆に P.G. に吸い込まれ、低速電子はほとんど存在しなくなる。このため、前述したようなパラメータの変化がみられたのである。

以上のように、M.F.によりイオン源内はプラズマ生成域と引き出し領域に分割することができ、更に、P.G.により、引き出し領域のパラメータの制御が可能であることが分かった¹³⁾。この結果を踏まえ次節で、このようなプラズマパラメータの制御によるH⁻電流の最適化を考え、更にその原因を探っていく。

3.2 H⁻引き出し電流の最適化

3.2.1 プラズマグリッドのH⁻引き出し電流への影響

Fig. 4 は水素ガス圧をパラメータとしたH⁻電流の V_b 依存性を示したものである。これを見ると、 V_b を僅かに正にバイアスすると、圧力によらずH⁻電流はある V_b 値(最適な V_b)で最大となり、更に上げていくと急激に減少する。その最適な V_b 値は圧力によりわずかに変化する。

Fig. 5 これに対応した引き出し面近傍($L=1\text{ cm}$)のプラズマパラメータの V_b 依存性を示した。これより、 n_e は V_b を正にすることにより急激に低下し、 T_e 、 V_s は高くなり、3 V 付近からは飽和するのが分かる。また Fig.2(c) より、最適値付近の V_s は低圧 ($P=1.4 \times 10^{-3}$ Torr) のほうが高い。なお、最適な V_b と、各圧力

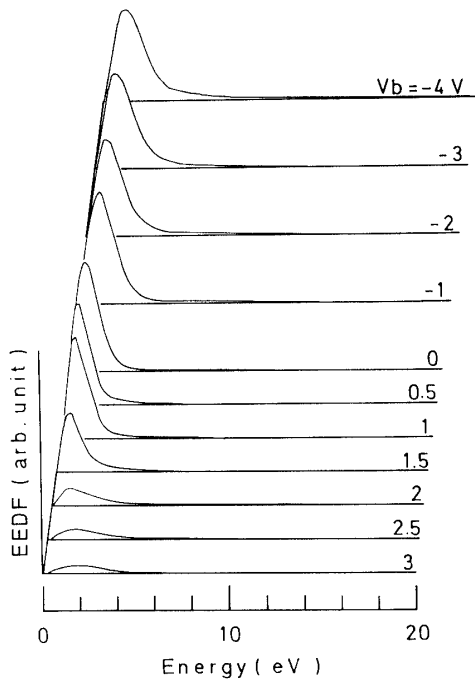


Fig. 3 Electron energy distribution function, measured at $L=1\text{cm}$, as a function of the grid bias voltage (V_b). Discharge conditions are as follows: $V_d=80\text{V}$, $I_d=2\text{A}$, $P=1.4\times 10^{-3}$ Torr and $L_r=5\text{cm}$.

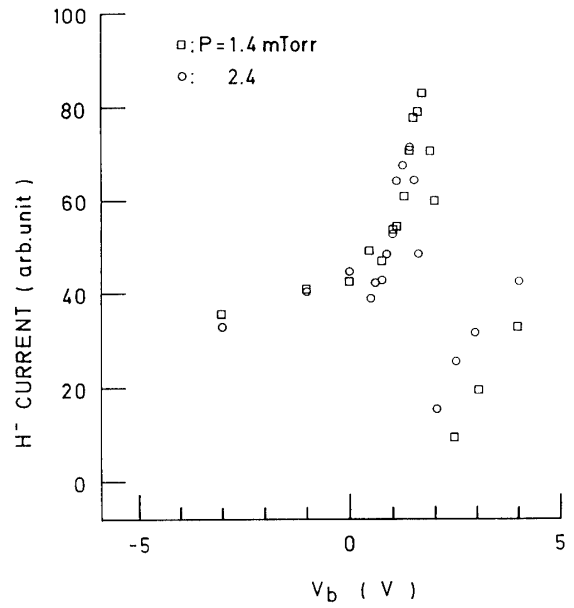


Fig. 4 Extracted H^- current as a function of the grid bias voltage (V_b). Parameter is the hydrogen gas pressure (P). Discharge conditions are as follows: $V_d=80\text{V}$, $I_d=2\text{A}$, and $L_r=5\text{cm}$.

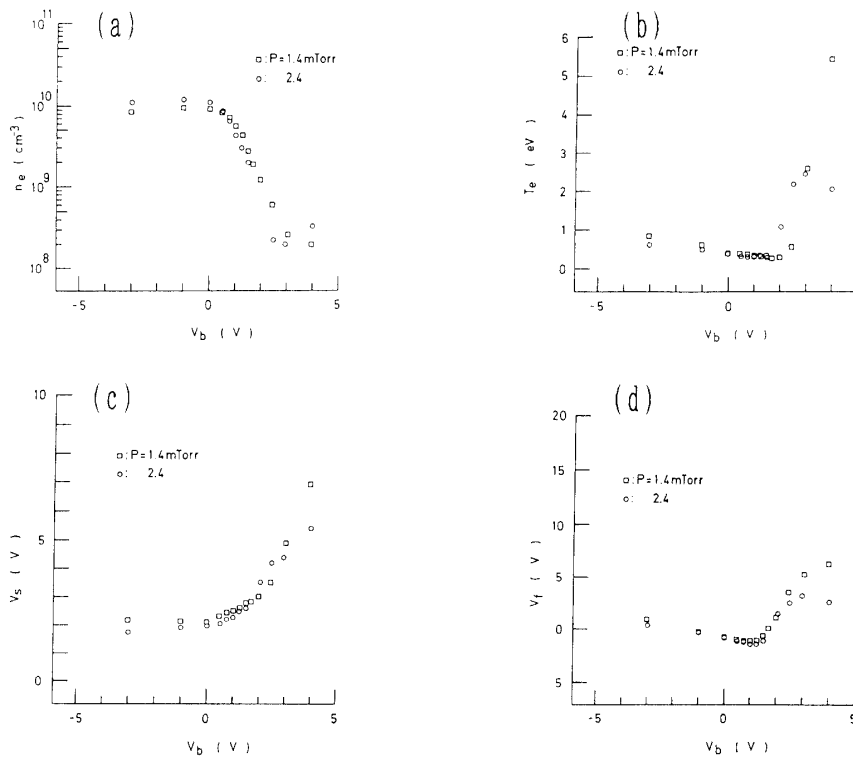


Fig. 5 Plasma parameters, (a) n_e , (b) T_e , (c) V_s , (d) V_f , measured at $L=1\text{cm}$, as a function of grid bias voltage (V_b). Discharge conditions are the same as those in Fig. 4.

でのV_sの高低の関係は一致している。

このようなH⁻電流の変化は、P.G.によるプラズマパラメータの制御に深く係わると考えられ、次のように説明できる。このタイプのイオン源ではV_sは正でありV_b=0VではH⁻イオンは静電的に閉じ込められている。しかしV_bをわずかに正にすることで、Fig.2(c)で示したようにV_sの空間分布は平坦になり、電位の影響を最も受け易いイオン(H⁻)の引き出しが最適化される。このため圧力の違い、即ちV_sの違いによりV_bの最適値に違いが生じるのである。しかし、更にV_bを上げていくと解離付着に適した低速電子はP.G.へ損失してほとんど存在しなくなる。そのためH⁻密度は低下し、H⁻電流が低下するのである。このためFig.4のようなH⁻電流のV_b依存性が現われるのである。

3.2.2 磁気フィルター位置のH⁻引き出し電流への影響

Fig.6はH⁻電流のL_f依存性である。パラメータとしてはV_b=0, 各L_fでの最適値, 及び3Vを選んだ。また、H⁻電流は圧力に強く依存するが、ここでは最適な圧力において実験を行なった結果を示した。

H⁻電流はM.F.をP.G.に近づけることによりV_bに係わらず増加している。この原因をH⁻電流とよく対応がとれていると考えられるL=1cmでのプラズマパラメータの変化から検討してみる。この結果をFig.7に示した。これより、M.F.をP.G.に近づける時、n_eはV_bによらず大きく増加しており、またT_eは1eV程度に制御される。これは、M.F.と測定点の相対距離を考えると、3.1節で示したプラズマパラメータの空間分布と非常によく対応がとれている。Fig.2でM.F.下流に注目すると、M.F.に近いほどn_eは高く、T_eは1eVに近づく。また、H⁻の種となるH^{*}は主にプラズマ生成域で作られるため、M.F.の下流にいくほど密度が低くなる。以上からH⁻生成は拡散プラズマ領域のM.F.近傍で盛んであると考えられる。そして、この領域が引き出し面に近づくことによりH⁻電流が増加するのである。

H⁻電流のL_f依存性のもう一つの特徴は、H⁻電流の増加傾向がV_bにより異なる点である。つまり、V_b=0, 3VではL_fが小さくなると急激に増加し、Fig.7(a), (b)のn_e, T_eのL_f依存性によく対応した結果になっており、引き出し面近傍のH⁻密度を反映していると考えられる。しかし最適なV_bでは全体的にH⁻電流は高く比較的L_fが大きい時から増加して、あるL_fで飽和する傾向を持つ。この原因はP.G.の効果をも考慮に入れて検討する必要がある。Fig.7(a), (b)で最適なV_bと

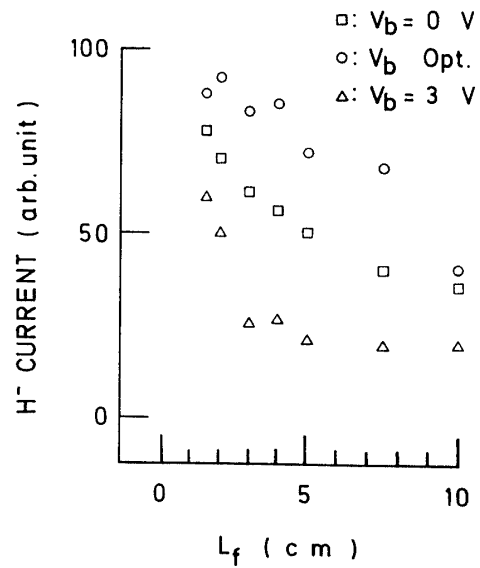


Fig. 6 Extracted H⁻ current as a function of the filter position. Parameter is the grid bias voltage(V_b). Discharge conditions are as follows: V_d=80V, I_d=2A, and P=1.4×10⁻³ Torr.

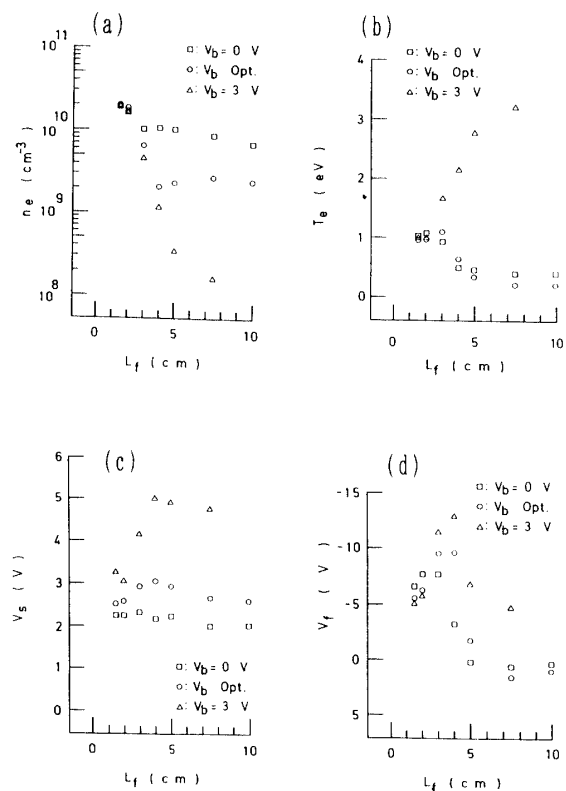


Fig. 7 Plasma parameters, (a)n_e, (b)T_e, (c)V_s, (d) V_f, measured at L=1 cm, as a function of the filter position. Discharge conditions are the same as those in Fig. 6.

Table. 1 Reaction frequency and H⁻ ion path length for reaction of collisional detachment.

消滅過程	H ⁻ +e → H+2e	H ⁻ +e _f → H+e _f +e	H ⁻ +H ₂ → H+H ₂ +e
<σ v > (cm ³ /s)	5 × 10 ⁻¹⁰ Ref.16	1 × 10 ⁻⁶ Ref.17	5 × 10 ⁻¹⁰ Ref.16
ν (1/s)	4	240	4.99 × 10 ⁴
λ (cm)	1.24 × 10 ⁵	2058	9.91

V_b=0Vでのプラズマパラメータを比較するとT_eはほとんど変化なく、n_eは最適なV_bでは全体的に低い。つまり最適なV_bではV_b=0Vに比べH⁻生成に不利な条件となっており、プラズマパラメータのL_r依存性からはH⁻電流が高くなることを説明できない。ここで、H⁻の引き出しに着目してFig. 7 (c)のV_sのL_r依存性を見ると、最適なV_bの時V_sは若干高くなっている。これは、Fig. 2 (c)のV_sの空間分布と合わせて考えると、それぞれのL_rで引き出し領域のプラズマ電位がM.F.直下の値にほぼ等しい平坦な分布になった結果である。そして、このため引き出し面近傍のみでなく、プラズマ内部特にH⁻生成の盛んなM.F.近傍からも直接H⁻を引き出すことが可能となり、H⁻電流が全体的に高くなると考えられる。

次に、この条件の下での、電子e・高速電子e_f・水素分子H₂によるH⁻の消滅反応の大小関係を比較するために対応する消滅過程の反応周波数及びそれぞれの反応に対するH⁻の平均自由行程を調べた。その結果をTable. 1に示す。

この時、T_{H⁻}=0.1eV、T_{H₂}=300K、P=1.4 × 10⁻³ Torrと仮定し、プラズマパラメータとしては、L_r=5 cmの時の結果¹⁵⁾(n_e=8 × 10⁹cm⁻³、T_e=0.5eV、E_{f0} ≥ 20eV、n_{f0}/n_e=0.03)を用いた。H⁻の速度は(1)式の平均速度V⁻を用い、(2)式より反応周波数ν、(3)式よりH⁻の平均自由行程λを計算した。なお、<σ v >は反応率、kはボルツマン定数、Tはイオン温度、mはイオン質量、Nsは反応する相手粒子の密度を示す。

$$V^- = (8kT/\pi m)^{1/2} \quad (1)$$

$$\nu = \langle \sigma v \rangle Ns \quad (\text{但し } s=e, e_f, H_2) \quad (2)$$

$$\lambda = V^- / \nu \quad (3)$$

Table. 1の値から明らかなように、この条件の下では水素分子によるH⁻の消滅が主であり、その時のH⁻の

水素分子による消滅に対する平均自由行程は引き出し領域の長さと同程度である。そのためM.F.をP.G.に近づけていくと、L_rが比較的大きい時はH⁻電流が単調に増加し、あるL_rでH⁻はほとんど消滅されなくなるため、それ以上L_rを小さくしてもH⁻電流は増加せず飽和するのである。以上より、P.G.を最適な値にバイアスすることにより容器内で生成されたH⁻を直接反映したH⁻電流が引き出せると考えられる。

以上のように、磁気フィルターの位置を適当に選ぶことにより、更に、M.F.とP.G.を組み合わせることでH⁻電流の最適化が可能である。

4. おわりに

磁気フィルター及びプラズマグリッドを備えたバケット型イオン源を用いて、磁気フィルター位置とグリッドバイアスを変化させてH⁻電流とプラズマパラメータの関係を調べ、H⁻電流の最適化とその機構を検討した。以下にその結果を要約する。

磁気フィルターを引き出し面に近づけるとH⁻電流は増加する。これは、磁気フィルターによりプラズマは空間的に分割され、その位置を変えてプラズマの分布を変えることによりH⁻生成が盛んな領域と引き出し面が近づくためである。

H⁻電流のグリッドバイアス依存性には最適値が存在する。これは、プラズマ電位分布の制御によるH⁻の引き出し効率の向上と、グリッドによる低速電子の損失の競合によると考えられる。

以上の磁気フィルターとプラズマグリッドを組み合わせることにより更なるH⁻電流の最適化が可能である。また、我々はプラズマパラメータと同様に重要な情報としてプラズマ中の揺動の測定も行なっている。H⁻生成効率化との関連については現在検討中であり結果については近く発表する予定である^{18,19)}。

今後は以上の結果を踏まえた上でH⁻イオンの種となるH₂⁺生成について検討するために、高速電子のエネルギーや分布関数の形を変えて実験的検討を行っていく予定である。

謝 辞

本研究は平成2年度の文部省科学研究費(一般研究(B))の援助を受けて行なわれた。ここに記して感謝する。また、実験に御協力頂いた大学院生の酒井広隆君(現 中国電力)・大庭 巧君、平成2年度卒業研究生の野村一成君(現 大学院生)、並びに聴講生の高木

英幸君に感謝する。

参考文献

- 1) 杉原 亮, 金子 修: 応用物理., **49**, 1162(1980)
- 2) 杉原正芳, 常松俊秀: 核融合研究., **65**, 142(1991)
- 3) K.W.Ehler: J. Vac. Sci. Technol., A1, 974(1983)
- 4) 奥村義和: 核融合研究., **60**, 330(1988)
- 5) K.H.Berkner, R.V.Pyle and J.W.Streans: Nuclear Fusion., **15**, 249(1975)
- 6) J.R.Hiskes and A.M.Karo: J. Appl. Phys., **56**, 1927(1984)
- 7) O.Fukumasa and S.Saeki: J.Phys.D: Appl.Phys., **18**, L21(1985)
- 8) K.N.Leung, K.W.Ehlers and R.V.Pyle: Rev.Sci. Instrum., **56**, 364(1985)
- 9) M.Bacal,F.Hillion and M.Nachman: Rev.Sci. Instrum., **56**, 649(1985)
- 10) O.Fukumasa and S.Saeki: J.Phys.D: Appl.Phys., **20**, 237(1987)
- 11) M.J.Druyvesteyn: Z.Phys., **64**, 790(1930)
- 12) 繁山, 福政, 水野: 日本物理学会, 第44回年会, 29a-A-2(1989)
- 13) 福政, 酒井, 内藤, 崎山: 第8回プラズマプロセッシング研究会プロシーディングス,P.129(1991年1月)
- 14) 内藤, 福政: 第8回プラズマプロセッシング研究会プロシーディングス,P.133(1991年1月)
- 15) O.Fukumasa,H.Naitou and S.Sakiyama: Jpn.J. Appl.Phys.(in press)
- 16) E.Nicolopoulou,M.Bacal and H.J.Doucet: J. Phys. (Paris), **38**,1399(1977)
- 17) P.H.de Hann, G.C.A.M.Janssen, H.J.Hopman and E. H.A.Granneman: Phys.Fluids., **25**, 592(1982)
- 18) 福政, 内藤, 酒井, 高木: プラズマ研究会資料, EP-91-9(1991年2月)
- 19) 福政, 細田, 内藤, 酒井, 高木: プラズマ核融合学会第8回年会予稿集,P.41(1991年3月)

(平成3年4月15日受理)