電子加速型シートプラズマ

浦 本 上 進*

(受理1994年2月23日, 掲載決定1994年5月7日)

Electron Acceleration-Type Sheet Plasma

Jōshin URAMOTO

(National Institute for Fusion Science, Furō-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-01)

(Received February 23, 1994, accepted May 7, 1994)

The cylindrical plasma flow caused by dc discharge along a magnetic field is transformed into a sheet plasma flow (13 cm in width, 40 cm in length and about 3 mm in thickness) while electron components (up to 100 A) in the plasma flow are accelerated by a power supply of 80 V to 220 V. In the first experiment, the sheet plasma where an argon ion current density of 19 mA/cm² is extracted is produced under an argon gas pressure of 1.3×10^{-1} Pa, an electron acceleration voltage $V_A = 100$ V and an electron acceleration current $I_A = 50$ A. In the second experiment, the sheet plasma is produced under an argon pressure of 5.3 Pa, $V_A = 100$ V and $I_A = 100$ A. In the third experiment, the sheet plasma is produced under a hydrogen gas pressure of 52 Pa, $V_A = 220$ V and $I_A = 100$ A. These electron acceleration sheet plasmas are very useful for large-area and high-speed plasma processes. It should be noted that the ordinary vacuum conductance of the electron acceleration anode slit is greatly reduced to 1/8 of the original value when an electron acceleration current of 100 A enters the acceleration anode region through the slit.

1. はじめに

高速大面積のプラズマ・プロセッシング装置の開発に対する要求は、益々高まっている。例えば耐高温、耐放射線半導体の素材としてのダイヤモンド薄膜の生成をあげることができる¹⁾。これ等の要求に答えて、平板マグネトロン放電²⁾や ECR を含むマイクロ波放電^{1,3)}を用いる方法と相俟って、大面積化と電子加速による直流放電の高度化にもう少し注目してもよいのではないかと著者は考えている。

さて、磁場に沿った直流放電プラズマ流（一般に円柱状）を著者が開発した一対の永久磁石による方法⁴⁾でシート形状に変え、従来のプラズマ装置でできない大面積の効率的な高密度プラズマ生成装置となる。これは、直ちに、プラズマ CVD、スパッタリング、エッチング装置に利用できる。しかし、(A)CVD 装置としての

弱点は、高速成膜に必要な高い反応ガス圧力 (4×10^{-1} Pa 程度以上) で、放電が不安定になることである。これは、放電プラズマ中の電子流のエネルギー減衰による電離能率の著しい低下に起因する。(B)スパッタリング装置としての弱点は、ターゲットにかける深い負のバイアス電圧によってシートプラズマ流の表面へのターゲットの接近距離が限定され、ターゲットへのイオン電流密度が低く抑えられることである。この原因は、やはり一般の直流放電プラズマ中の電子エネルギーが低いので、ターゲットの負のバイアス電圧に中心のプラズマ電子流が妨げられるためである。またこの低い電子エネルギーでは電離能率も小さく、プラズマ密度が相対的に低くなるのでターゲットへの相対的イオン電流密度も低下している。(C)エッチング装置としての弱点は、エッチング用反応ガスを導入したとき、一般に負性イオンが発生するので、プラズマ電子流が妨げられて放電が不安定になることである。以上の(A)、(B)、(C)の共通点は、一般の直流放電プラズマ流の電子エネルギーの不足である。例えば、

* 文部省核融合科学研究所 (〒464-01 名古屋千種区不老町)

通常のアルゴンガス放電（熱陰極）では中心の電子流の電子エネルギー成分は25 eV 程度が限界である。この電子エネルギーはアルゴンガスでは最大電離能率（約15イオン対/cm Torr）を与える80 eV に比較して、低い電離能率（25 eV では約5イオン対/cm Torr）の領域にある⁵⁾。

かくて、著者が開発したシートプラズマは大面積の優れた素質を有しているが、その直流放電中の電子エネルギーの不足が障害となっている。

どの程度電子を加速しなければならないかは具体的な装置による。一般には、気体中を走行する電子のエネルギー損失から推定できる。気体中を電子が1 cm 走行したときの電子エネルギーの損失 (dE/dx) は⁵⁾、電圧換算で、

$$\frac{dE}{dx} = -S_e(E) V_i P, \quad (イ)$$

であり、ここに x は電子の走行方向の長さ (cm が慣用的)、 E は電子のエネルギーに対応する電圧、 $S_e(E)$ はその電子エネルギーにおける電離能率 (イオン対/cm $\cdot$ Torr が慣用的)、 V_i は気体の電離電圧 (V)、 P は気体の圧力 (ここでは Torr が慣用的) である。簡単には、電子走行プラズマ流の長さを x_0 (cm) とし、 $S_e(E)$ の電子エネルギーに対して平均化したものを $\bar{S}_e$ とすれば、全電子エネルギー損失 $\bar{E}$ は次式で近似できる。即ち、

$$\bar{E} = \bar{S}_e V_i P x_0. \quad (ロ)$$

である。電子加速に要する電圧 V_A は当然 $V_A \geq \bar{E}$ となる。

具体例として、もっとも厳しい電子加速を必要とする。ダイヤモンドのための¹⁾ H_2 ガス (CO は省略) の圧力を $P=0.1$ Torr (~ 13 Pa)、 $x_0=50$ cm に取るとして、 $\bar{S}_e \approx 3$ イオン対/(cm $\cdot$ Torr)、電離電圧 $V_i \approx 13.5$ V とすれば⁵⁾、 $\bar{E} \approx 200$ V となる。即ち、200 V 程度以上の電子加速を考えれば、ダイヤモンド作成用のプラズマにも対応できる。なお、シートプラズマの幅は40 cm も可能なので、長さ $x_0=50$ cm は、先のマイクロ波型 (15 cm ϕ)^{1,3)} のプラズマ利用面積を大きく越える。

以上のように、この論文の目的は、電子加速を伴った直流放電シートプラズマが、従来の放電プラズマの性能を大きく越えることを実験例で示す点にある。同時に、応用上の重要性を指適する。

2. 実験原理と方法

磁場に沿った直流放電プラズマ流の電子を加速する原理と方法はすでに発表されている⁶⁾。即ち、高いガス圧力 (10^2 Pa $\sim 3 \times 10^{-1}$ Pa) の熱陰極放電で生成されたプ

Fig. 1 Schematic of electron acceleration for dc discharge plasma.

K: Discharge cathode. S: Discharge plasma source region.

A: Acceleration anode region. V_d : Discharge voltage.

V_A : Electron acceleration voltage. I_d : Discharge current.

I_A : Electron acceleration current (Acceleration anode current)

I_s : Discharge plasma source current. B: Magnetic field.

ラズマ流を、磁場に沿ってガス圧力のより低い中間領域 (1.3×10^{-2} Pa $\sim 2 \times 10^{-2}$ Pa) に導き、次にこの中間領域より高いガス圧力にした加速陽極領域 (長い空間とガス導入が必要) を設定する。Fig. 1 はこの加速原理図である⁶⁾。Fig. 1 で、K-S 間で通常の熱陰極放電が行われ、次に排気ポンプを入れ、その次に加速陽極領域 A が配置されている。放電プラズマ流の電子加速は S-A 間の中間領域に加速電圧 V_A をかけて行う。加速陽極領域から中間領域へのイオン逆流によって、電子流を中和しながら安定に加速するのがこの原理である。今回の論文では、この中間領域のガス圧力を後述するように、実用に効果的な 1.33×10^{-1} Pa (10^{-3} Torr) 以上にも設定した。

次に、磁場に沿った直流放電プラズマ流をシート形状に変形する原理と方法もすでに発表されている⁴⁾。即ち、磁場に沿った直流放電プラズマ流 (円柱形) の両側に同極で向き合った一対の永久磁石を配置し、円柱形からシート形に変えるのである。Fig. 2 にその原理図を示す。

本論文では以上の二つの原理を併用し、放電陽極領域 S と加速陽極領域 A の間の中間領域で、電子加速と同時に円柱プラズマ流からシートプラズマ流に変形している。即ち、電子加速で電子エネルギーを上昇させ、シート変形でプラズマ流の表面積を拡大する。

Fig. 2 Magnetic field lines for sheet plasma production.
PM: Permanent magnets. A: Acceleration anode side.
S: Discharge plasma side. B_{z0} : Initial magnetic field.

3. 実験装置と結果

Fig. 3 に示したような、平均100 G 程度の磁場に沿った熱陰極直流放電によって、放電陽極領域にアルゴンの円柱形プラズマ流を生成する。第1の実験では、放電陰極側からアルゴンが10 SCCM 程度供給され、放電電流は約50 A、放電陰極と放電陽極間の電圧は約25 V、放電陽極領域のアルゴンガス圧力は約 4×10^{-1} Pa (3×10^{-3} Torr) である。なお光っているプラズマ流の直径は約10 mm である。次に、この初期放電プラズマ流を磁場に沿って、真空ポンプで排気されてより低いガス圧 7×10^{-2} Pa (5.3×10^{-4} Torr) になっている中間領域に導く。ここでこの円柱プラズマ流は、約15 cm 離れて両極が向き合った一対のフェライト角形永久磁石によって、幅が約10 cm で厚みが約3 mm (プラズマの光っている部分) のシート形のプラズマ流に変形される。このシート変形されたプラズマ流はスリット (10 cm $\times$ 1.5 cm) 電極を通過して加速陽極領域に導かれる。放電陽極領域と加速陽極領域の間には、プラズマ流の電子成分を加速するため約100 V の加速電圧がかかっている。な

お、加速陽極領域にはアルゴンが導入され約 1.3×10^{-1} Pa (1×10^{-3} Torr) になっている。この様にして、加速陽極領域に電子加速されたシートプラズマ (長さ40 cm、幅約13 cm) が生成された。この電子加速型シートプラズマをスパッタリング用としてテストするために、幅12 cm、長さ33 cm (約400 cm²) の金属版を、光っているシートプラズマ面に平行に配置し、その距離を約5 mm に近づけた。かくして、この金属版をスパッタリングのターゲットとして加速陽極に対して-200 V ~ -500 V をかけても、電子加速されたこのシートプラズマ流は安定であった。そのターゲットへのイオン電流は約7.5 A であり、アルゴンイオン電流密度は約19 mA/cm² に達した。この平均プラズマ密度は電子温度を5 ~ 6 eV とすれば約 5×10^{11} /cc である。(この実験では200 A 以上の電子加速型放電も可能なので、ターゲットへのイオン電流密度として、70 mA/cm² 以上も期待できる。また、シート変形磁石としてネオジウム永久磁石を利用すると幅30 cm 以上で長さ70 cm 以上のシートプラズマも生成できる)。なお、この第1実験では、ターゲットへのイオン電流は全放電電流の15%程度に達している。この実験結果は従来の通常直流放電によるシートプラズマの場合に比較して3倍程度のイオン電流、電流密度であり (同一の放電電力で比較)、電子加速の効果を示している。なお、全放電電流 I_d の90%程度が途中の各電極をすり抜けて加速され最終加速陽極電流 I_A (Fig. 3 参照) となっている。即ち、 $I_A \approx 0.9 I_d$ である。

第2の実験では、プラズマ CVD 装置のために加速陽極領域へのプラズマ流の入口のスリットを10 cm 幅で7 mm に縮小して、加速陽極領域にアルゴンをスパッタリングのときより多く導入した。かくして、中間領域のガス圧力 1.1×10^{-1} Pa ($\sim 8 \times 10^{-4}$ Torr)、加速陽極領域のガス圧力 6.7×10^{-1} Pa ($\sim 5 \times 10^{-3}$ Torr) に当初 (放電しないとき) 設定した。この実験条件で放電電流20 A から100 A、中間領域の電子加速電圧80 V から100 V で加速陽極領域内に幅約13 cm で長さ40 cm のシートプラズマが安定に生成された。ここで加速陽極領域のガス圧力の大きな変化が観測された。即ち、放電電流20 A で1.1 Pa (8×10^{-3} Torr) に上昇し、100 A では5.3 Pa (4×10^{-2} Torr) に上昇した。この現象は高速成膜のプラズマ CVD のために極めて有利であり、原因については後述する。

第3の実験としてダイヤ膜の形成に重要な水素 (H_2) ガスによる実験を行った。第2の実験と同様なスリット (10 cm 幅で7 mm) を使用し、陰極側からはアルゴンを50 SCCM 程度流し、中間領域のアルゴンガス圧力を5.3 Pa (4×10^{-2} Torr) 程度に設定し、加速陽極領域に

Fig. 3 Schematic diagram of experimental apparatus.

1: Cylindrical plasma in discharge anode. 2: Discharge cathode. 3: Neutral gas (Ar) flow. 4: Discharge power supply. 5: Electron acceleration power supply. 6: Vacuum pump. 7: Area where cylindrical plasma is transformed into sheet plasma. 8: Insulation tube. 9: A pair of permanent magnets. 10: Magnetic field coils. 11: Slit anode electrode (10 cm $\times$ 15 mm or 7 mm window with length of 3.5 cm). 12: Acceleration anodes. 13: Neutral gas (Ar or H₂). 14: Electron-accelerated sheet plasma. I_d : Discharge current. I_A : Final acceleration anode current. CP: Cylindrical plasma. SP: Sheet plasma.

は、水素を供給して 1.3×10 Pa (~ 0.1 Torr) 程度に保った。かくして、放電電流、100 A、加速電圧を約220 Vに上げたとき、 5.2×10 Pa (~ 0.4 Torr) 程度に加速陽極領域が上昇して、可成り厚くなった (~ 10 mm) 幅13 mmで長さ40 cmのシートプラズマが確かに生成された。このガス圧力(水素の)はダイヤ膜の生成の下限圧力¹⁾ 1.3×10 Pa (~ 0.1 Torr)を大きく越える圧力であり、メタンガス(CH₄)でも可能なダイヤ膜生成圧力に達している。

4. 電子加速領域のガス圧力の再検討と発展

4.1 原理的追及と技術的問題

以前の論文⁶⁾ではFig. 1に示した中間の電子加速領域のガス圧力は 1.3×10^{-2} Pa $\sim 2 \times 10^{-2}$ Pa (10^{-4} Torr $\sim 1.5 \times 10^{-4}$ Torr)が必要条件のように述べた。しかし、このガス圧力は厳格ではなく、実験上の2次放電(中間領域に面した放電陽極表面が新たな陰極となって加速陽極表面との間で起こる)が問題だったのである。一方放電装置としては、プラズマ源陰極側から流すガス流量は25 SCCM (~ 0.3 Torr l/sec)程度は必要なので(アル

ゴンガスの圧力勾配型の冷陰極から出発する放電⁷⁾，中間領域のアルゴンのガス圧力を $1.3 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ に保つとすれば，中間領域に入れる真空ポンプの排気速度は 3000 l/sec 以上要求される．一般には，中間領域に要求されるガス圧力を P_M として，流入する全ガス流量（プラズマ源陰極側からと加速陽極領域から逆流するガス流量の和）を Q とすれば，真空ポンプに要求される排気速度 S は

$$S = \frac{Q}{P_M} \quad (1)$$

となる．従って， P_M を大きくできるかどうかの検討は真空ポンプの縮小に関連して実用上重要である．

さて，中間領域のガス圧力 P_M の理論的上限は，中間領域で電子による電離が生じない条件から決定される．これは中間領域の長さ l (cm)，電子によるガスの電離能率を S_e (イオン対/cm Torr)，電離するための電子の平均自由行程を λ_i (cm) とすれば，

$$\lambda_i = \frac{1}{S_e P_M} > l, \quad (2)$$

$$P_M < \frac{1}{S_e l}, \quad (3)$$

の関係が成立することである．

次に， P_M に対する下限は以前と同様に⁶⁾，電子流の空間電荷のイオンによる中和を考慮して評価できる．即ち，イオンとガスの中性粒子の弾性衝突がある程度中間領域で起こることである．但し，電子と中性粒子の弾性衝突は小さい方がよいので，

$$\lambda_{in} \leq l \leq \lambda_{en} \quad (4)$$

となる．ここに， λ_{in} ， λ_{en} はイオン，電子と中性粒子の弾性衝突の平均自由行程である．

$l = 25 \text{ cm}$ に取り，アルゴンガスで評価すると， $S_e = 10$ イオン対/cm Torr であるから⁵⁾，(3)式より，上限は $P_M < 5.3 \times 10^{-1} \text{ Pa}$ ($4 \times 10^{-3} \text{ Torr}$) となり，(4)式から下限は $P_M \geq 5.3 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ ($4 \times 10^{-4} \text{ Torr}$) と推定できる⁵⁾．実用上は P_M の上限が重要であり，以上の評価からは，先の例（アルゴンガスを 25 SCCM 流す場合）では，真空ポンプの所要排気速度は $1/10$ 以下，即ち， 300 l/sec 以下になる．但し，中間領域の2次放電防止ノーハウ（電極表面材質，清浄化，電源の回路の自動安定化技術）に留意しなければならない．

なお，中間領域での電子加速の物理的必要条件は，その間に“電荷2重層”が形成されることである．即ち，放電陽極プラズマ源からの電子流による電子の空間電荷の集積と加速陽極領域からの逆流イオンによる正イオンの空間電荷層の集積が相対して中間領域内に発生することである．中間領域に面する両電極間の表面で2次放電

が起ると，この電荷2重層は消失して電子加速できなくなると考えられる．

4.2 中間加速領域におけるプラズマ流シート化の効果

プラズマ流を一对の永久磁石によって，Fig. 2に示したようにシート化すると，シート化の部分に空間電荷が発生（電荷2重層になる）し，円柱プラズマ流とシートプラズマ流の間に高い電圧が維持されるようになることはすでに実験的に確かめられている⁸⁾．従って，この論文のように，電子加速中間領域をつくり，更にシート化を併用すると，より高い電圧をかけて，円柱プラズマ電子流から，加速されたシートプラズマ電子流に変換できる．すでに第3の実験結果で示したように，中間領域のガス圧力が 1.3 Pa (10^{-2} Torr) 以上でも高い電圧が中間領域で維持されることはこの“併用効果”によると考えられる．

中間領域に面する放電プラズマ源陽極表面と加速陽極表面の間の2次放電防止に対してもシート化永久磁石の磁力線が有効に働いていると考えられる．何故なら，その永久磁石の磁力線は，円柱プラズマ流に沿った磁力線に対して，一部垂直成分を形成しているからである．一般に，放電は磁力線に垂直に起き難いことは明確である．

5. プラズマ流による排気コンダクタンスの2種類の変化

5.1 放電陰極領域におけるイオン逆流の影響

圧力勾配型放電の陰極領域の中性ガス圧力が放電電流の増大と共に著しく増大することは著者がすでに観測している⁷⁾．この電子加速型シートプラズマの出発点である放電プラズマ源の陰極側でもこの事実は明確に観測された．Fig. 3の装置で陰極側にアルゴンを約 10 SCCM 供給して，中間領域で排気し，中間領域の圧力を $1.2 \times 10^{-1} \text{ Pa}$ ($-9 \times 10^{-4} \text{ Torr}$) に保って放電したときの陰極側のアルゴンのガス圧力の変化を調べた．その陰極側のガス圧力は放電電流と共に Fig. 4に示したように放電電流 100 A で，放電しないときのガス圧力の10倍近くまで上昇した．これは放電陽極領域から陰極側へのイオン逆流が原因であり，すでに著者が詳しく解説⁹⁾しているので本論文では説明を省略する．

5.2 電子加速陽極領域に入射する大電流シート電子流の影響

Fig. 3に示したような電子加速型シート電子流（厚み $3 \sim 5 \text{ mm}$ ，幅 10 cm ）をスリット（ $10 \text{ cm} \times 7 \text{ mm}$ ，長さ 3.5 cm ）を通して加速陽極領域に入射させた実験結果についてはすでに述べたが，真空物理的見地からもう一度

Fig. 4 Dependence of discharge cathode region pressure P_K on discharge current I_d .

Fig. 5 Dependence of acceleration anode region pressure P_A on electron acceleration current I_A injected into acceleration anode region.

検討する。この実験では平均電子加速電圧約80 Vで20 Aから100 Aまでの電子流が加速陽極領域に入射されている。また、この加速領域にはアルゴンが供給され、放電しないとき $P_{A0} = 6.7 \times 10^{-1}$ Pa (5×10^{-3} Torr) に設定されている。この条件で加速陽極領域へシート電子流 (I_A) を入射し、その圧力変化 P_A を調べた。その結果を Fig. 5 に示した。 I_A の増大と共に P_A が著しく増大した。 $I_A = 100$ A のとき P_A は P_{A0} の8倍に増大した。これは、電子流がスリットを通して加速陽極領域に入射するとスリットの排気コンダクタンス C_S が電子流が入射しないときの通常のコンダクタンス C_{S0} の1/8に縮小されることを意味する。即ち、

$$C_S = \frac{P_{A0}}{P_A} C_{S0} \approx (1/8) C_{S0} \quad (5)$$

ここで加速陽極領域へのアルゴンガス流量は一定としている。

さて、以上の結果から、 $I_A = 100$ A で、加速されたシート電子流が加速陽極領域に入射すると、加速陽極領域からスリットを通して中間領域へ流入するガス流量が1/8に抑制されることが明確となる。この原因を考えると、80 eV 程度の100 A 電子流 (スリット断面では約15 A/cm²) が加速陽極領域の中性ガス (アルゴン) を極度に電離し (高密度イオンを発生)、そのイオンを電子流の空間電荷で電子流の方向に引き寄せたと考えられる。これは、プラズマと中性粒子の拡散理論では両極性拡散と両極性電界によるとも考えられる。加速陽極領域内のガス圧 $P_A = 5.3$ Pa (4×10^{-2} Torr) のとき、アルゴンの中性ガス密度は $n_N \approx 1.2 \times 10^{15}$ /cc であるからこの7/8のイオン密度 $n_i \approx 10^{15}$ /cc が発生し、電子流に引っ張られた

と推定できる ($I_A = 100$ A のとき1/8のガス流量が中間領域の真空ポンプにスリットを通して排気されるのみから)。更に考察すると、加速陽極領域の電子と中性粒子の平均自由行程は0.2 cm 程度となり電子流がスリットを通して入射したところで充分衝突的なになり、電子速度の急激な減少による電子の空間電荷が著しく増大する。結果として、電離で発生した正イオンが、この電子の電界に引き寄せられて中間領域に流れ難くなる。

以上の加速陽極側の現象は放電陰極側とは全く逆であり、今回の実験での新しい発見である。しかし、物理的には電子の空間電荷の大きな側にイオンが引き寄せられるので以下のように同一に解釈できる。

先づ、陰極側での電子は初期には熱電子であり、且つ高いガス圧力の散乱領域にあり、放電陽極との間の加速電圧も低く電子ビーム的ではない。従って放電陽極領域への経路で電離によって発生したイオンは電子流の方向に引きつけられるより、陰極側の電子の空間電荷に引き寄せられて、陰極側に逆流しやすくなる。これと反対なのが、加速陽極側の高いガス圧力領域である。初期条件として、エネルギーの大きな大電流密度電子ビームが入射し散乱的になり電子の空間電荷を発生させる。かくて電離によってスリット内で発生したイオンは加速陽極領域側に、即ち電子流の方向に引きつけられるようになる。(しかし、一部のイオンはやはり電子流と反対方向に逆流して電子流を中和させ、電子流を安定に加速することに寄与している)。

6. あとがき

放電プラズマ流の電子成分を加速する原理は著者が

いぶん以前に¹⁰⁾発表し、その後も何回か¹¹⁻¹³⁾応用的なものを発表している。しかし、実用化の上で大問題だったのは、中間加速領域の真空度と長寿命大電流陰極の組合せであった。即ち、著者が開発した LaB₆-Ta 複合陰極⁷⁾は長寿命大電流であるが、多くのガス流量を必要とする。従って、中間加速領域にはその処理のために巨大な数1000 l/sec 以上の排気ポンプも必要となる。これは実用装置としては極めて不利なことである。本論文は、大面積化と共にこの最大の弱点を解決している。なお他に、弱磁場で設計されていること、放電プラズマ源が短く設計されていることも改良点である。

〔文 献〕

- 1) 川原田洋, 鈴木準一, 馬京 昇, 平木昭夫: 応用物理 **57** (1988) 1912.

- 2) S. D. Dahlgren, E. D. McClanahan, J. W. Johnston and A. G. Graybeal: J. Vac. Sci. Technol. **7** (1970) 398.
- 3) 河合良信: プラズマ・核融合学会誌 **69** (1993) 468.
- 4) 浦本上進: 真空 **25** (1982) 719.
- 5) 山本賢三, 奥田孝美(共訳): 電離気体(コロナ社, 1957).
- 6) 浦本上進: 真空 **20** (1977) 170.
- 7) 浦本上進: 真空 **25** (1982) 660.
- 8) 浦本上進: 真空 **31** (1988) 4.
- 9) 実用真空技術総覧: 第1部, 第1編, 第5章 p. 91, (産業技術サービスセンター, 1990).
- 10) J. Uramoto: Research Report of Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Nagoya, Japan, IPPJ-237 (1975).
- 11) J. Uramoto: IPPJ-288 (1977).
- 12) J. Uramoto: IPPJ-395 (1979).
- 13) 浦本上進: 真空 **26** (1983) 15.