

磁気フィルターによるバケット型プラズマ源内の プラズマパラメータの制御

繁山直樹*・水野仁志**・渡部健二***

崎山智司****・福政 修****

Controll of Plasma Parameters in a Magnetically Filtered Multicusp Source

Naoki SHIGEYAMA, Hitoshi MIZUNO, Kenji WATANABE

Satoshi SAKIYAMA and Osamu FUKUMASA

Abstract

The technique to control plasma parameters spatially, especially energy distribution and density of electrons, is studied experimentally with magnetically filtered multicusp source. We have found that plasma parameters vary across the filter abruptly. Namely, magnetic filter field divides plasma volume into two regions, i.e. source plasma region and diffused plasma region. The source plasma is high density and high temperature plasma with fast electrons. The diffused plasma is low density and low temperature plasma, because filter field allows the passage of only low-energy electrons to this region. For different two gas species (H_2 , Ar) and for various gas pressures ($0.6 \sim 6 \times 10^{-3}$ Torr), the same filter effect mentioned above appears remarkably. Besides these, as an example of controlling plasma with the use of magnetic filter, we confirm that extracted H^- current is enhanced when the magnetic filter is close to the extraction plate.

1. はじめに

LSI製造プロセスにおけるSi系薄膜の製造を始めに、各種の材料ガスを用いた様々な薄膜の製造技術としてプラズマCVD (Chemical Vapor Deposition) 法が用いられつつある¹⁾。ここでいう材料ガスとは、目的の薄膜材料を含む、常温でガス状の分子と考えられ、シリコン系薄膜には、シラン、ダイヤモンド状薄膜にはメタン等が用いられる。この材料ガスをArや H_2 プラズマ中に混入しプラズマ中でのラジカル生成過程、

ラジカルの基板への輸送過程、そして、基板表面での膜成長過程を経て、薄膜が形成される。しかし、これらの気層反応、基板表面反応プロセスの解明は、未だに不十分である。その反面、今日、更なる高集積、高機能、そして、高信頼性を備えた半導体デバイスが要求される中、プラズマCVD法に対しても、高品質な薄膜を再現性良く、制御性良く生成する必要に迫られている。そこで、プロセスの第一段階、つまり、原料ガスが解離され、ラジカル種、イオン種、励起種が生成される過程は、電子との非弾性衝突により生じているため、プラズマパラメータ、特に電子のエネルギー分布や、電子密度の制御が、これらの活性粒子種の組成に対して、非常に重要となってくる。また、基板へのプラズマダメージもプラズマCVDでは解決すべき課題となっており²⁾、基板への損傷低減のためにも、電子のエネルギー分布の空間的制御は必要である。

* 大学院電気工学専攻

** 大学院電気工学専攻 (現 NTT)

*** 電気工学科 (現 三洋電気)

**** 電気工学科

我々は磁気フィルターによるプラズマ制御法の、プラズマCVD装置への応用を目的に、磁気フィルター付きバケット型イオン源を用いて実験的検討を行っている^{3),4)}。ここでは、磁気フィルターによりプラズマパラメータを空間的に制御できる可能性があることが分かったので報告する。ところで、 H_2 プラズマ中の H^- は、高速の電子による H_2^+ 生成、それに続く H_2^+ への低速電子の解離付着の二段階で生成されている。このように H^- 生成にはエネルギー領域の大きく異なる電子が関与しており、電子のエネルギー分布の制御は、 H^- 生成に多大な影響を及ぼす。我々は、 H^- 生成量が磁気フィルターの位置により変化するという結果を得た。このことは、磁気フィルターによるプラズマパラメータの空間分布制御の効果の現われと考えられる。これについても簡単に述べる。

2. 実験装置及び測定

実験装置の概略⁵⁾を Fig. 1 に示す。放電容器は直径162mm長さ300mmのステンレス製円筒である。また容器外周をフェライト永久磁石(表面最大磁束密度約1KG)で囲み、一次電子やプラズマ閉じ込めのための16極のラインカスプ磁場を構成している。容器内は、常時油拡散ポンプにより排気しており、背景圧力は約 3×10^{-6} Torrである。2本のタングステンフィラメント(直径0.5mm、長さ100mm)を直列に接続し、これをカソードとし、容器(アノード)電位に対し-80Vを印加しフィラメントからの高速一次電子によりプラズマは生成されている。磁気フィルターは永久磁石を挿入した

2本の水冷構造のパイプを54mmの間隔でおいたもので、放電中でも、軸方向に可動となっている。磁石材料としては円筒型のサマリウムコバルト($4 \phi \times 4$ mm、表面磁束密度約3KG)を用いる。このフィルターにより容器内に軸方向に垂直な磁場を形成しプラズマ空間を二分割する。なお、フィルター軸線上で測定した磁場の強度分布は Fig. 2 に示した通りで、フィルター直下で約54G、半値幅約3cmで広がっている。この磁場により高速一次電子の磁気フィルター下流への流出は十分に妨げられる。一方、プラズマ中の低速電子は、イオンと共に両極性拡散により磁場を通過できる⁶⁾。

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)の測定はエンドプレートより上流5cmの位置及び容器軸線上に設置されたそれぞれ、径方向と軸方向に可動なラングミュアプローブにより行う。ところで、電子のエネルギー分布関数 $F(V)$ はドルヴェステンの方法⁷⁾による次の式から、プローブ電流 i_p の二次微分 i_p'' を測定することにより得られる。

$$F(V) = 4 \cdot \sqrt{V} \cdot i_p'' / \{n_e \cdot \sqrt{2e/m} \cdot e^2 \cdot S\}$$

ただし、 $V = |V_p - V_s|$ (V_p はプローブ印加電圧、 V_s は空間電位)、 n_e は電子密度、 S はプローブ表面積、 e 、 m はそれぞれ電子の電荷、質量を表わす。そこで、Fig. 3 に示した回路を用い交流重畳法により i_p'' を求めた。まず、プローブ電圧 V_p に、発振器(OSC.)で $V_{p-p} = 2V$ 、 $f = 1kHz$ の正弦波交流をコイル(T)を介して重畳する。この時、測定により得られる i_p の二次高調波成分をロックインアンプにより位相検波することで i_p'' を得ている。Fig. 4 にプローブ特性と、その時の i_p'' の測定結果の一例を示す。

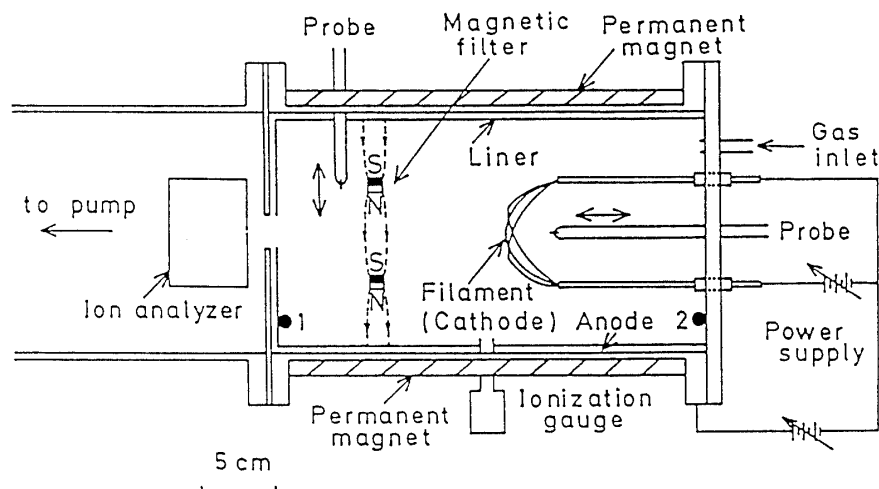


Fig. 1 Schematic diagram of the multicusp source equipped with a moveable magnetic filter

イオン種の測定は、エンドプレート中央に設けた直径10mmの単孔からプラズマを引き出した後、磁場偏向型の質量分析器⁹⁾により行う。

3. 実験結果及び考察

3.1 磁気フィルターによる電子エネルギー分布の空間制御

3.1.1 軸方向分布

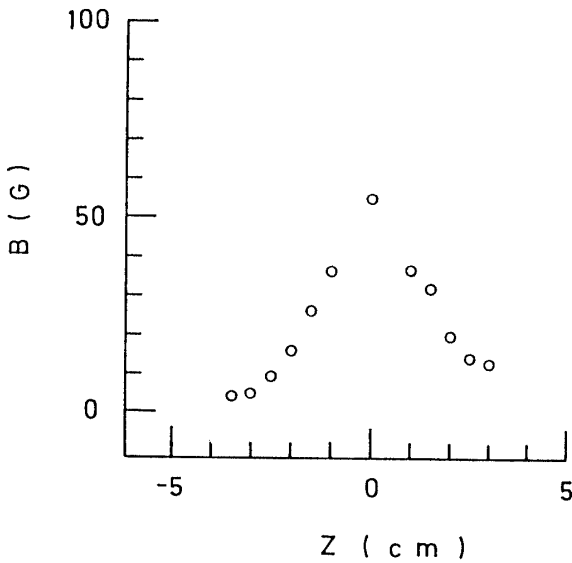


Fig. 2 Magnetic filter field along the axis midway between filter rods

バケット型イオン源は、安定かつ均一なプラズマを生成できる⁹⁾。我々はこのプラズマ源を用いて磁気フィルター (Magnetic Filter : 以降M. F.と略す) によるプラズマパラメータ及び、電子エネルギー分布の制御性を調べた。Fig. 5 (a), (b) は、M. F.をエンドプレートよりそれぞれ上流側5, 10cmの位置 ($L_f = 5, 10\text{cm}$) に固定し、容器軸線に沿って測定したプラズマパラメータの変化である。ここで放電条件は、放電電圧 $V_d = 80\text{V}$, 放電電流 $I_d = 2\text{A}$, 水素ガス圧 $P = 1.4 \times$

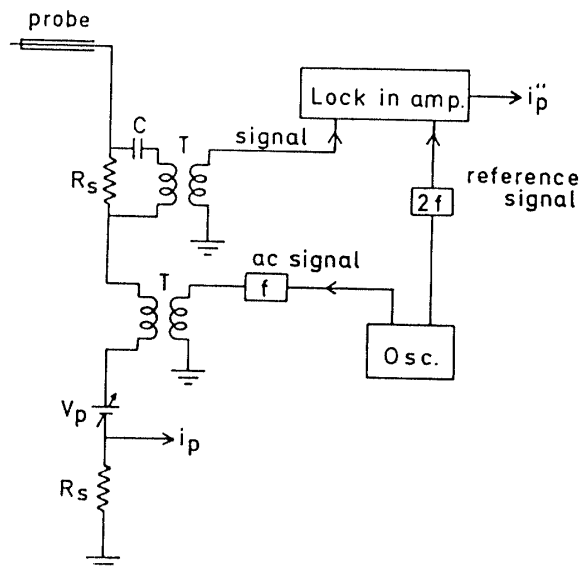


Fig. 3 Block diagram of probe circuit measuring electron energy distribution function

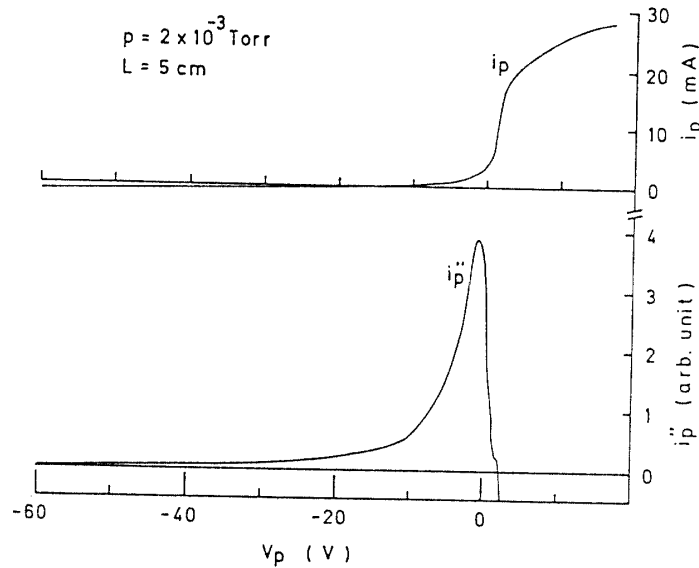


Fig. 4 A typical example of i_p and i_p'' measured with axial Langmuir probe in H_2 plasma. Discharge conditions are as follows : $V_d = 50\text{V}$, $I_d = 4\text{A}$, and $P = 2 \times 10^{-3}\text{ torr}$.

10^{-3} Torr 一定とした。電子密度 n_e 、電子温度 T_e 、浮遊電位 V_f は全て各々の M. F. 位置を境にして左右で大きく変化しているのがわかる。高速一次電子を放射しているフィラメントが存在する領域(ソースプラズマ: Fig. 1 の M. F. より右側)では、 $L_f = 5$ cm の時、エンドプレートより上流側 10 cm の位置 ($L = 10$ cm) で、 $T_e = 1.65$ eV、 $n_e = 5.92 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ と、高温、高密度のプラズマが形成されている。それに対し、エンドプレートと M. F. の間(拡散プラズマ: Fig. 1 の M. F. より左側)

では $L = 3$ cm で、 $T_e = 1.17$ eV、 $n_e = 0.62 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ と、低温、低密度の領域となっている。 $L_f = 10$ cm の時も同様の傾向がみられる。

次に、Fig. 5 (a), (b) それぞれに対応する同一放電条件での、電子のエネルギー分布の容器軸線上の空間変化を Fig. 6 (a), (b) に示す。これは交流重畳法により求めたプローブ電流の二次微係数を示している。電子のエネルギー分布関数には $F(V) \propto \sqrt{V} \cdot i_p''$ という関係があり、 i_p'' は分布関数にほぼ対応したもの

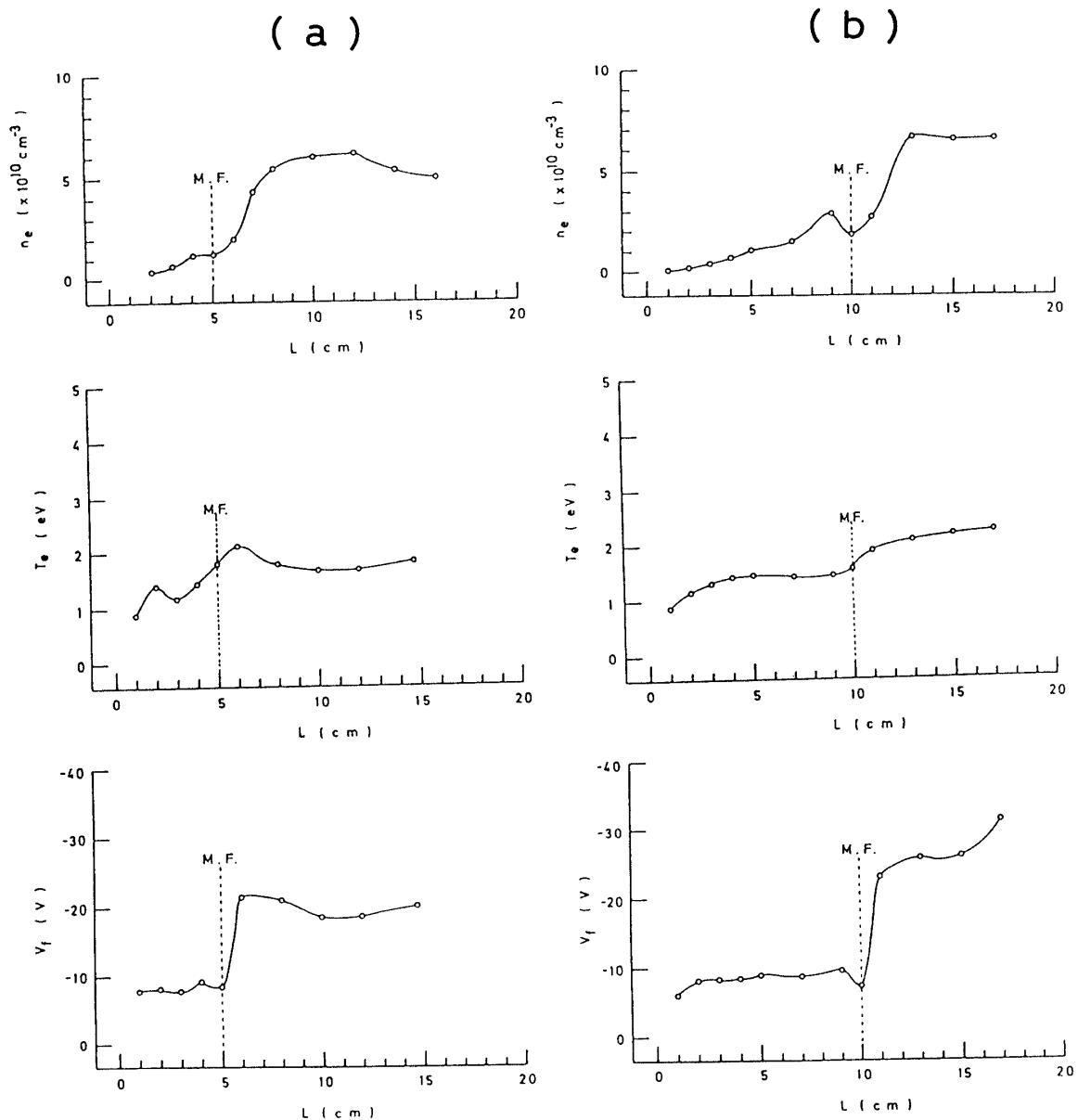


Fig. 5 Axial variations of plasma parameters ((a) $L_f = 5$ cm, (b) $L_f = 10$ cm) upper-electron density n_e , middle-electron temperature T_e , and lower-floating potential V_f . Discharge conditions are $V_d = 80$ V, $I_d = 2$ A, and $P = 1.4 \times 10^{-3}$ Torr.

といえる。この結果にもM.F.の上流下流で大きな変化が見られる。M.F.より上流で存在していた高エネルギーの電子は、下流には現われず、低速の電子のみが存在している。この結果から、 ϵ eV以上のエネルギーを持つ電子の全電子に対する密度比を評価したものをFig. 7 (a), (b)に示す。例えば、 $L_r = 5$ cmの時、40eV以上の電子は、 $L = 10$ cmで8.11%であるのに対し、 $L = 3$ cmでは2.01%まで減少している。この傾向は、 $L_r = 10$ cmにおいても同様である。この結果が、前述のプラズマパラメータの変化にも反映されたものと考えられる。

また、M.F.の上流では $L_r = 10$ cmの時の方が、 $L_r = 5$ cmに比較して、高速電子はより多く存在している。Fig. 5においても、 T_e や V_e は、 $L_r = 10$ cmの方が高くなっている。これは、M.F.の位置をフィラメントに近づけたことにより、フィラメントから放出される高速電子の閉じ込め領域が狭まったため、高速電子の密度が上がったものと考えられる。

以上のように、高速の電子(フィラメントから放出される高速一次電子)は、M.F.により閉じ込められる。それに反し、低速の電子だけは磁場を横切り拡散

可能で、その結果、高温高密度、及び低温低密度の二領域にプラズマを分離できることがわかった。

3.1.2 径方向分布

M.F.により分離されたプラズマの分布の均一性を調べる目的で、M.F.近傍のプラズマパラメータの径方向分布を測定した。放電条件は3.1.1と同一である。測定はM.F.の位置を固定し、 $L = 5$ cmの位置で径方向に可動なラングミュアプローブにより行なった。Fig. 8 (a), (b)にM.F.より上流および下流での n_e, T_e の測定結果を示す。 n_e, T_e は容器中央から半径4 cmの範囲では $L_r = 2.8$ cmで $n_e = 15 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 1.9$ eV, $L_r = 7.2$ cmで $n_e = 9 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 1.6$ eVと、各 L_r で、ほぼ均一に分布している。また、M.F.の上流で高温高密度、下流で低温低密度のプラズマとなっているのは、3.1.1の結果と同様である。このことから、M.F.により、分離されたプラズマはそれぞれの領域で径方向に均一な広がりをもって制御されていることが確認された。

なお、Fig. 8において容器壁近傍での n_e の減少の仕方が左右非対称となっているのは、径方向プローブ挿

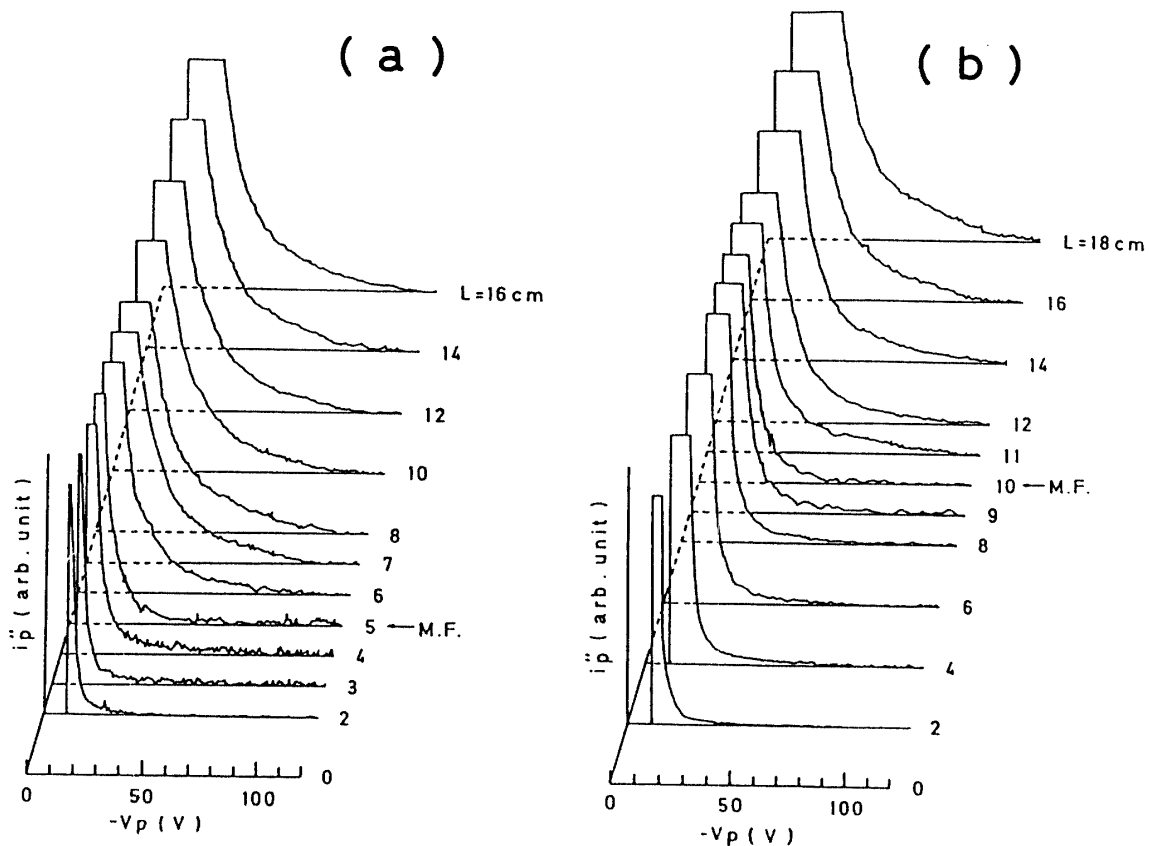


Fig. 6 Axial variations of i_p'' . They are corresponding to the results shown in Fig. 5.

入のために容器外周の永久磁石の一部を取り除いており、閉じ込め磁場の強度が非対称になっているためと思われる。また、 $L_r=6.5, 3.1\text{cm}$ の時、 $r=\pm 2.7\text{cm}$ 付近、つまり、M.F.の直下近傍では n_e が減少している。これは、M.F.はアース電位であり、アノードとしてプラズマに作用するため、もしくは、M.F.の直下ではフィルター磁場が不均一になっているためである。

3.1.3 ガス圧依存性

プラズマパラメータはガス圧に強く依存する。また、一般に磁場を横切る荷電粒子の拡散は主に中性粒子との弾性衝突による¹⁰⁾。そこで、水素ガス圧を変化した時のM.F.の有効性を確認するため、プラズマパラメータの軸方向分布を調べた。Fig. 9は $V_d=80\text{V}$ 、 $I_d=2\text{A}$ 、 $L_r=5\text{cm}$ 一定とし、水素ガス圧 $P=0.6\sim 6\times 10^{-3}$

Torrの範囲で行なった測定結果である。全測定圧力に対し、M.F.を境にして上流、下流で大きく変化しているのがわかる。例えば、高圧($P=6\times 10^{-3}\text{Torr}$)では、 $L=10\text{cm}$ で、 $n_e=18.2\times 10^{10}\text{cm}^{-3}$ 、 $T_e=0.75\text{eV}$ が、M.F.下流 $L=1\text{cm}$ で、 $n_e=2.1\times 10^9\text{cm}^{-3}$ 、 $T_e=0.44\text{eV}$ と大きく変化している。また、低圧($P=0.6\times 10^{-3}\text{Torr}$)の時、 $L=10\text{cm}$ で、 $n_e=2.12\times 10^{10}\text{cm}^{-3}$ 、 $T_e=3.63\text{eV}$ が、M.F.下流 $L=1\text{cm}$ で $n_e=8.8\times 10^8\text{cm}^{-3}$ 、 $T_e=1.13\text{eV}$ と変化している。このことから、ここで用いたM.F.(M.F.の軸線上で最大磁束密度 54G)でも、 $0.6\sim 6\times 10^{-3}\text{Torr}$ の範囲の圧力に対して、その効果を持つことがわかった。

3.1.4 ガス種による影響

水素化アモルファスシリコンや、ダイヤモンド状薄

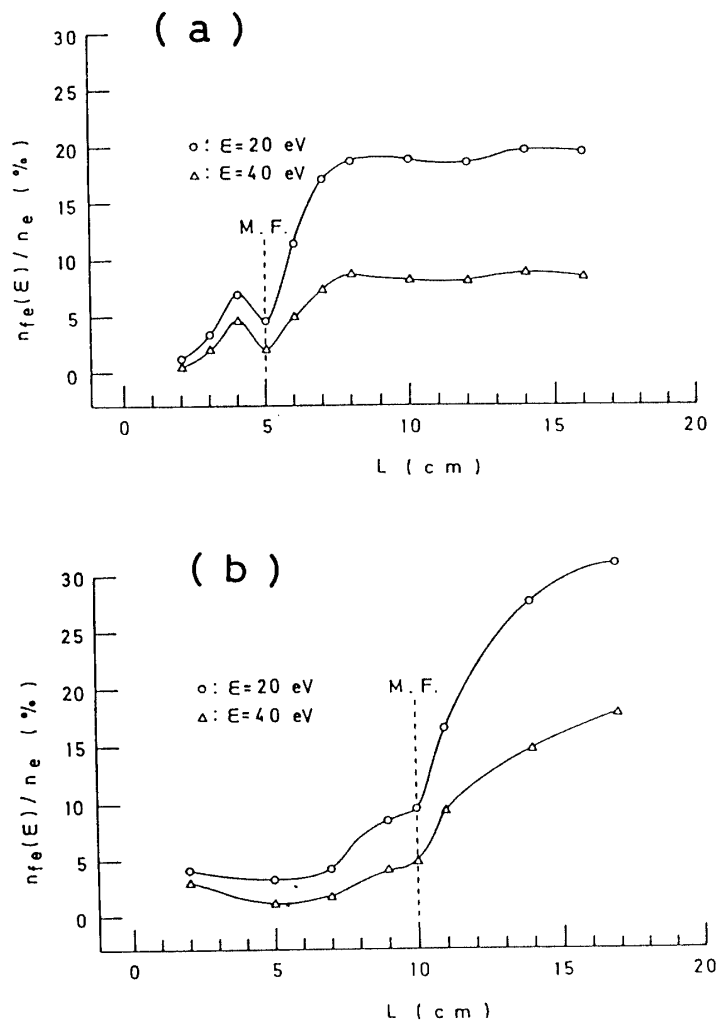


Fig. 7 Axial variations of the density ratio of fast electrons to plasma electrons n_{fe}/n_e . They are corresponding to the results shown in Fig.5 and Fig.6.

膜等の薄膜の生成において、シランガスやメタンガス等の材料ガスの希釈には H_2 や Ar が用いられる¹⁾、従って、M.F. をプラズマ CVD に応用する場合、ガス種に対する汎用性が必要になるとと思われる。ガス種の交換によるプラズマ中の粒子の質量の違いや、イオン種の違いは、磁場による荷電粒子の閉じ込めを利用した M.F. を用いたプラズマの制御に対し影響を及ぼすと思われる。そこで、 H_2 プラズマと異なって、負イオンの存在しない Ar プラズマで、M.F. によるプラズマの空間分布の変化を調べた。Fig.10 (a), (b) はそれぞれ $L_f = 5$ cm, $L_f = 10$ cm で、 $V_d = 80$ V, $I_d = 2$ A, Ar ガス圧 $P = 1.4 \times 10^{-3}$ Torr 一定として行なった電子のエネルギー分布関数の測定結果である。 H_2 プラズマの場合と同様に、M.F. 位置の上流で存在する高速成分が、下流では遮断され、低速成分だけが存在しているのがわかる。また、 n_e , T_e , V_f , n_{fe}/n_e も、M.F. を境に上流、下流で大きく変化した。ところで、Fig. 6 と比較すると、 H_2 の時よりも高速成分が、M.F. の下流において、わずかに残っており、 Ar プラズマの方が、 H_2 プラズマに比べると高速電子は若干遮断されにくいようである。

と同等に、M.F. 位置の上流で存在する高速成分が、下流では遮断され、低速成分だけが存在しているのがわかる。また、 n_e , T_e , V_f , n_{fe}/n_e も、M.F. を境に上流、下流で大きく変化した。ところで、Fig. 6 と比較すると、 H_2 の時よりも高速成分が、M.F. の下流において、わずかに残っており、 Ar プラズマの方が、 H_2 プラズマに比べると高速電子は若干遮断されにくいようである。

3.2 磁気フィルターが粒子生成に及ぼす影響

M.F. によるプラズマパラメータや電子のエネルギー分布の空間制御が粒子組成に及ぼす影響の一例として、 H_2 プラズマ中の H^- イオン生成へ及ぼす M.F. の位置の

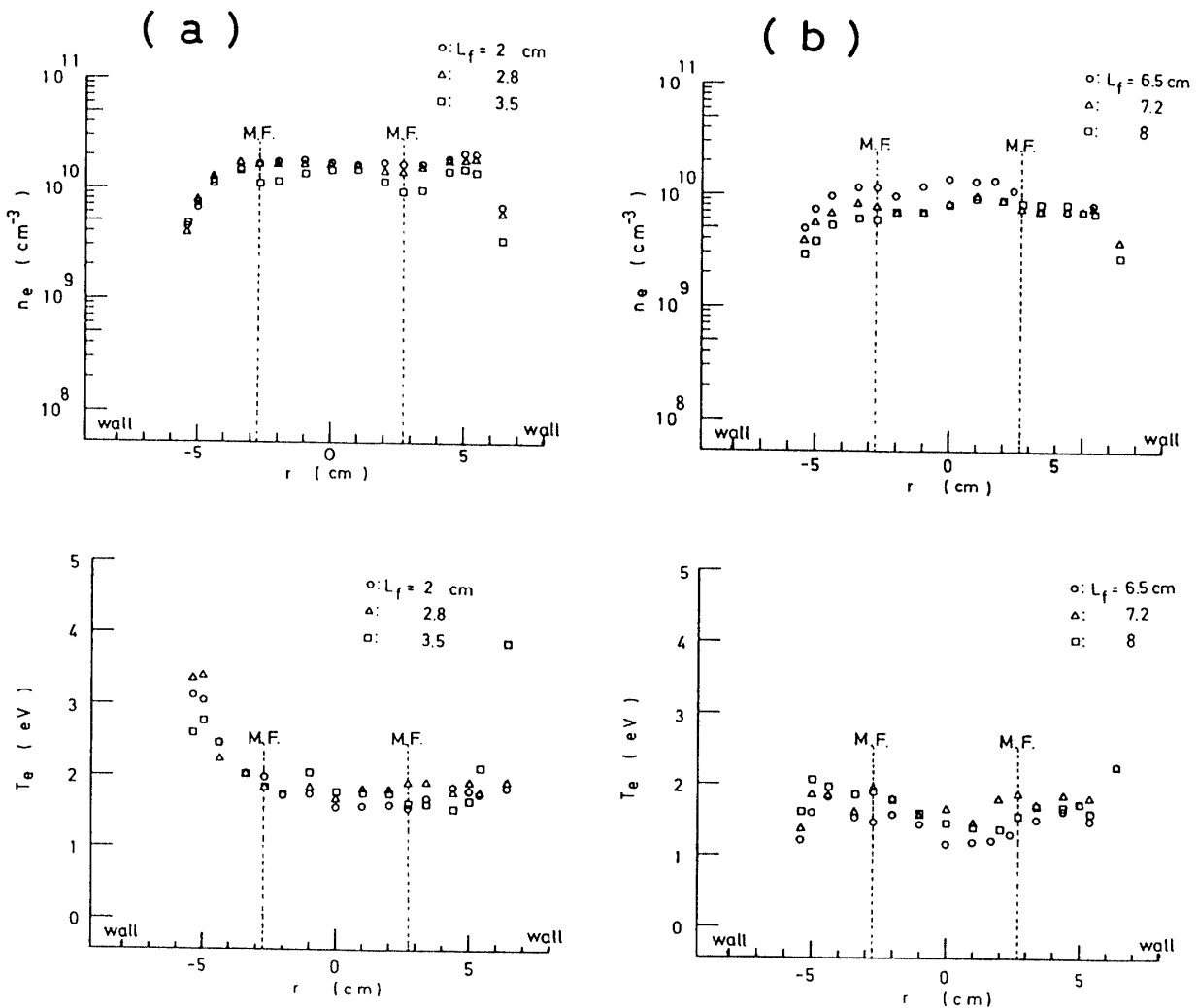


Fig. 8 Radial distributions of n_e and T_e measured at (a) source region (b) diffused region. Parameter is the magnetic filter position. Discharge conditions are the same as those in Fig.5.

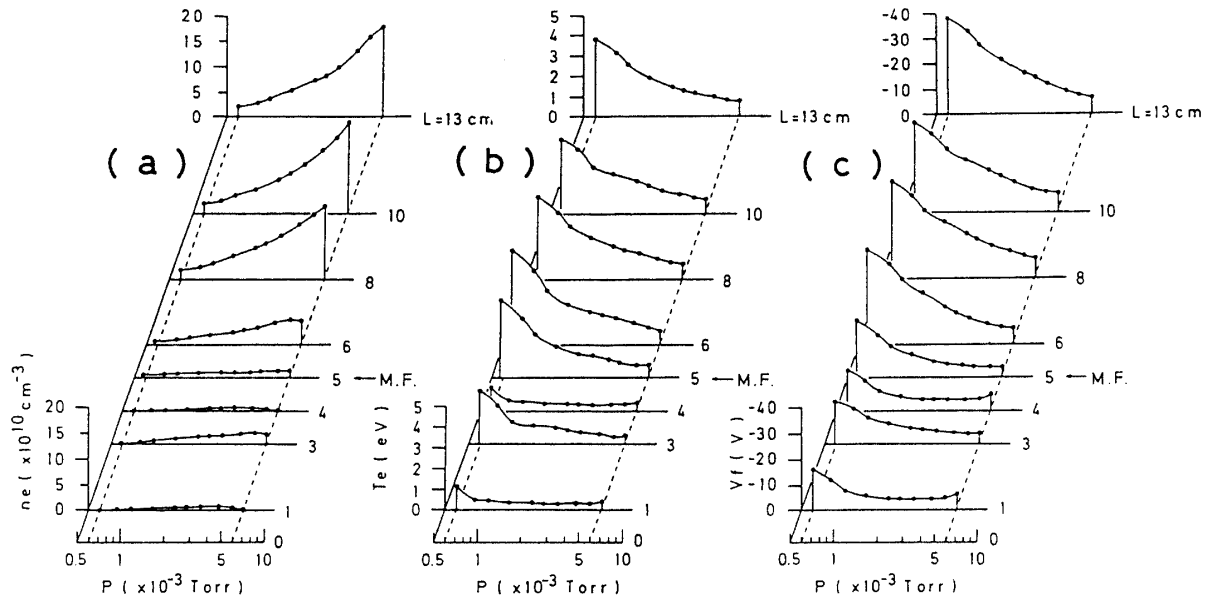


Fig. 9 Axial variation of (a) n_e , (b) T_e , and (c) V_f for various H_2 gas pressure : $V_d=80V$, $I_d=2A$, and $L_f=5cm$.

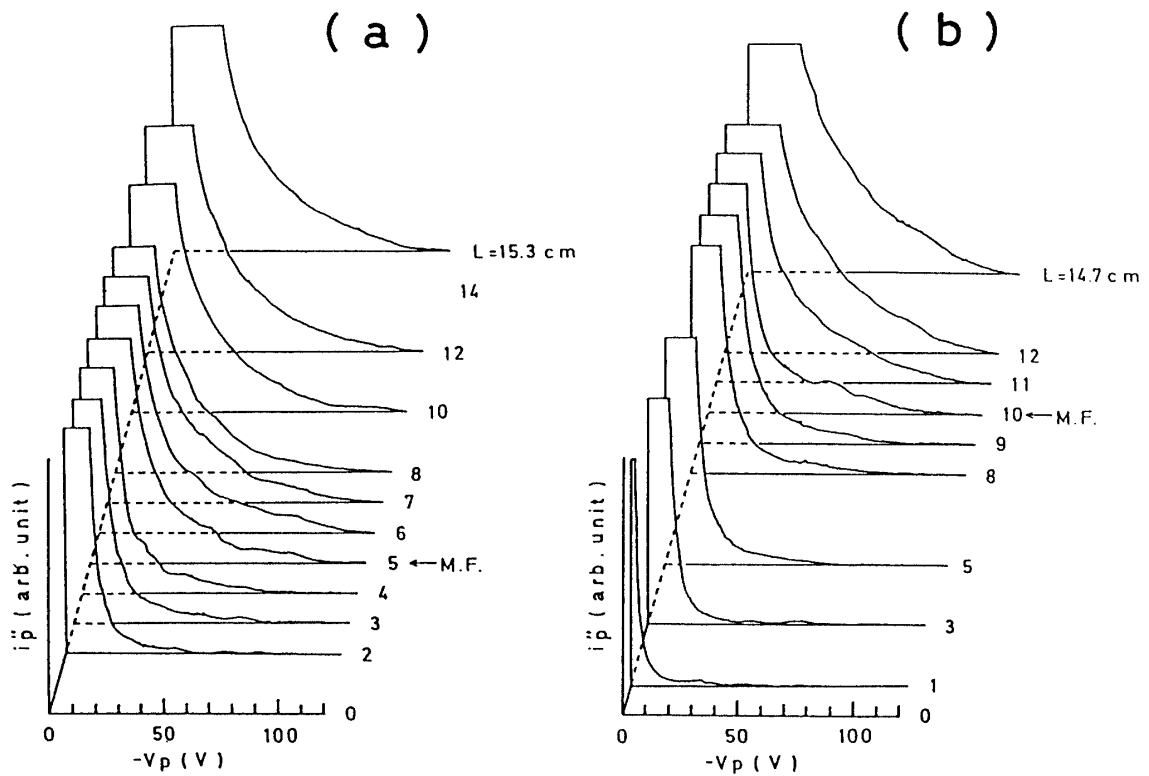
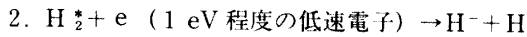
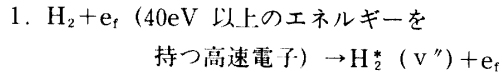


Fig. 10 Axial variations of i_p'' in Ar plasma. Discharge conditions are $V_d=80V$, $I_d=2A$, and $P=1.4 \times 10^{-3}$ Torr. The filter positions are (a) $L_f=5cm$, (b) $L_f=10cm$.

影響について調査したので報告する。Fig.11が測定結果である。放電条件は $V_d=80V$, $I_d=2A$, 水素ガス圧 $P=1.4 \times 10^{-3} \text{Torr}$ 一定である。M. F. を引き出し面より上流10cmから2cmまで近づけると、 H^- 電流はおよそ4.2倍もの増加を示した。

ところで、体積中の H^- イオンは主に次の二段階過程で生成される^{11),12)}。



この各過程に関与する電子のエネルギーは大きく異なっている。また、生成された H^- は高速電子の衝突により消滅する。従って、M. F. の挿入により H_2^+ は主に M. F. より上流の高温領域で盛んに振動励起され、解離付着による H^- 生成は下流の低温領域で生じている、つまり、1, 2 の反応過程が空間的に独立し、 H^- 生成が効率よく行なわれるようになったと推測される。

ところで、M. F. の位置を変化させることにより容器内のプラズマの分布が変化しているのは 3.1 の結果より明らかである。したがって H_2^+ や H^- の密度の空間分布が M. F. の位置により変化している可能性がある。ここで示した H^- 電流は、低温領域に面したエンドプレートより引き出したものであり、引き出し前面の局所的な H^- 密度を特に反映し易いものと思われる。したがって Fig.11 に見られる H^- 電流の変化は、 H^- 生成の盛んな領域と、引き出し面の相対的な位置関係が M. F. の位置により変化したためと考えられる。

なお、この実験結果は、本研究室で行なっているタンデム型イオン源のシミュレーションモデルを用いた計算結果と定性的には一致するものである¹³⁾。また、我々とは独立に、可動な引き出し面を用いた実験により、 H^- は M. F. の近傍で生成されており、この生成領域と引き出し面の接近により、 H^- 電流が増加すると考えている報告もある¹⁴⁾。

4. おわりに

磁気フィルターを装着したバケット型イオン源を用いて、磁気フィルターによるプラズマパラメータ、特に電子密度や電子のエネルギー分布の空間的制御について実験的検討を行った。

以下に検討結果を要約し示す。

(1) 磁気フィルターにより放電空間は二領域に分割できることが分った。磁気フィルターの上流では、磁場により高速電子は閉じ込められ、高密度、高温度となり、下流では、両極性拡散による低速の電子のみ

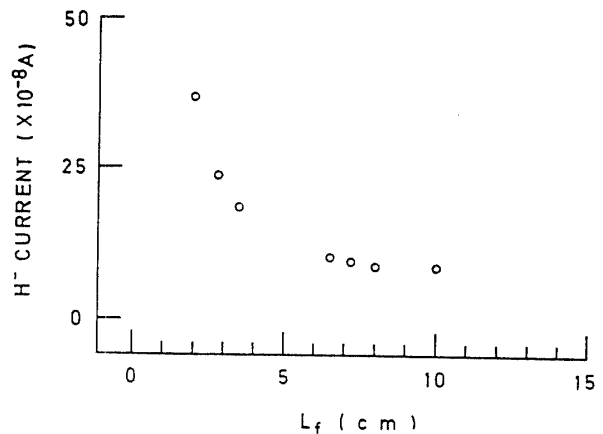


Fig.11 Extracted H^- current as a function of the filter position. Discharge conditions are $V_d=80V$, $I_d=2A$, and $P=1.4 \times 10^{-3} \text{Torr}$.

が存在するため、低密度、低温度となった。

(2) 磁気フィルターの位置を変えることにより、容易にプラズマパラメータの空間分布を変えることが可能であることが分った。

(3) ガス圧、ガス種の変化に対しても、磁気フィルターにより、電子密度や電子のエネルギー分布を容易に空間的に制御可能であることが分った。

(4) 磁気フィルターを引き出し面に近づける時、 H_2 プラズマ中で生成される H^- の引き出し電流は増加した。この結果は、磁気フィルターにより電子のエネルギー分布や電子密度等の空間分布を変化させることが粒子組成に影響を及ぼすことを示唆している。

以上、磁気フィルターによるプラズマの制御法が、プラズマCVDに応用できる可能性は十分にあると考えられる。

今後は、局所的な粒子生成量を調べることにより、磁気フィルターによるプラズマ制御と粒子生成の関係を明らかにすると共に、磁気フィルターの機能の解明など、幅広く基礎的な研究を行っていく予定である。

謝 辞

本研究は、昭和63年度の文部省科学研究費（重点領域研究“反応性プラズマの制御”）の援助を受けて行なわれた。ここに記して感謝する。

参 考 文 献

- 1) 明石和夫, 服部秀三, 松本修 編: 光・プラズマプロセスング, 日刊工業新聞社, (1986) P.100

- 2) 坂井秀男, 吉見武夫: 真空, **31**, 265 (1988)
- 3) 福政: 第6回プラズマプロセッシング研究会資料, P.165 (1989年1月)
- 4) 繁山, 福政, 水野: 日本物理学会第44回年会, 29a-A-2 (1989年3月)
- 5) O.Fukumasa, S.Saeki and S.Shiratake :Nucl. Instrum. and Methods, B37/38, 176 (1989)
- 6) A.J.T.Holmes :Rev.Sci.Instrum., **53**, 1517(1982)
- 7) M.J.Druyvesteyn :Z.Phys., **64**, 790 (1930)
- 8) O.Fukumasa and S.Saeki :J.Phys.D:Appl.Phys., **20**, 237 (1987)
- 9) R.Limpaecher and K.R.MacKenzie :Rev.Sci. Instrum., **44**, 726 (1973)
- 10) Francis F.Chen :Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion vol.1 PLENUM PRESS N. Y. and LONDON (1984) P.169
- 11) J.M.Wadehla :Phys.Rev., **A29**, 106 (1984)
- 12) J.R.Hiskes and A.M.Karo :J.Appl.Phys., **56**, 1927 (1984)
- 13) 福政, 大橋: 第三回核融合連合講演会, 28pB8 (1988年11月)
- 14) K.N.Leung, K.W.Ehlers and R.V.Pyle :Rev.Sci. Instrum., **56**, 364 (1985)

(平成元年4月15日受理)