マルチカスプ磁場閉じ込め表面波プラズマ源

非会員 津 田 睦 (三菱電機)
 正 員 斧 高 一 (三菱電機)
 正 員 土 橋 祐 亮 (三菱電機)
 正 員 花 崎 稔 (三菱電機)
 非会員 米 村 俊 雄 (三菱電機)

A Surface-Wave Plasma Source with Magnetic Multicusp Fields

Mutumi Tuda, Non-member, Kouichi Ono, Member, Masaaki Tsuchihashi, Member, Minoru Hanazaki, Member, Toshio Komemura, Non-member (Mitsubishi Electric Corporation)

A new-type microwave plasma source has been developed for materials processing. The plasma reactor employed a launcher of azimuthally symmetric surface waves at a frequency of 2.45 GHz and also magnetic multicusp fields around the reactor chamber walls. This configuration yielded high-density ($N_e \geq 10^{11} \text{cm}^{-3}$) plasmas sustained by surface waves even at low gas pressures below 10 mTorr, following easy plasma ignition by electron cyclotron resonance (ECR) discharges. Electrical and optical diagnostics were made to obtain the plasma properties in Ar. It was shown that a transition from ECR excited to surface-wave excited plasmas occurs under conditions where the plasma electron density exceeds a critical value of $N_e \sim 1 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$.

キーワード：マイクロ波プラズマ，表面波プラズマ，マルチカスプ磁場，電子サイクロトロン共鳴，プラズマプロセス

1. はじめに

近年の半導体デバイスの高集積化およびSiウェーハの大面积化に伴い，半導体表面の微細加工技術において，低気圧・高密度プラズマ（プラズマ密度 $N_e \geq 10^{11} \text{cm}^{-3}$ ，動作ガス圧力 $P_0 \leq 10 \text{ mTorr}$ ）を大口径に生成できるプラズマ源が求められている。このような低気圧・高密度プラズマ源として，ECR (Electron Cyclotron Resonance), Helicon, ICP (Inductively Coupled Plasma) などが今までに研究・開発されてきた⁽¹⁾。更に，最近では，NLD (Neutral-Loop Discharge)⁽²⁾ や UHF (Ultrahigh Frequency)⁽³⁾ などの新しいプラズマ源の探索も盛んに行われている。

表面波プラズマ (SWP: Surface-Wave Plasma) は，電極や外部磁場を必要とせず，しかもマイクロ波のカットオフがないことから，半導体プロセスに用いられる高密度プラズマ源に適していると考えられる^{(1),(4)}。また，その大口径化に関しては，テフロンシートやスロットなどを用いた平面アンテナにより表面波を励起・伝搬させ，直径 30 cm 程度の口径表面波プラズマの生成も実現されている^{(5)~(9)}。しかしながら，現状の表面波プラズマ源では，低ガス圧力領域 ($P_0 \leq 10 \text{ mTorr}$) において放電の開始や維持が困難なため，その用途は比較的高気圧で用いられる

アッシングや酸化膜エッチングなどに限られる。このため，低ガス圧力領域でも安定に動作し，微細加工にも広く用いられることができる表面波プラズマ源が強く望まれている。

リアクタの壁近傍に形成されるマルチカスプ磁場は，プラズマ中の電子の閉じ込めやプラズマの均一性向上に効果があることが知られており^{(10)~(12)}，熱陰極方式のバケット型プラズマイオン源では，このマルチカスプ磁場が広く用いられている。また，最近では希土類や Nd-Fe-B 系の高い残留磁束密度を有する永久磁石を用いて，リアクタの内壁近傍に ECR 共鳴に必要な磁場強度（例えば，周波数 2.45 GHz のマイクロ波に対して磁場強度 $B=875 \text{ G}$ ）も同時に発生するコンパクトなマルチカスプ磁場型 ECR プラズマ源の開発も行われてきた^{(13)~(18)}。しかしながら，このような ECR プラズマ源では，壁近傍の共鳴磁場領域 ($B \sim 875 \text{ G}$) で主にプラズマの生成が行われるため，壁へのプラズマの損失が比較的大きく，プラズマの生成効率が期待されるほど良くない。

著者らは，半導体表面の微細加工やクリーニングなどに応用することを目的として，従来の表面波プラズマ源では動作困難であった低ガス圧力領域でも高密度なプラズマの生成を実現するために，軸対称モードの表面波励起とマルチカスプ磁場によるプラズマ閉じ込めを組み合わせた新し

いプラズマ源の開発を進めている。本方式の表面波プラズマ源では、リアクタの内壁近傍に共鳴磁場も同時に存在するので、プラズマの点火には ECR 放電を利用することができる。更に、プラズマが発生した後は、マルチカスプ磁場内の無磁場領域において表面波励起により高密度なプラズマの生成が行われると同時に、磁場閉じ込めの効果によりプラズマの壁への拡散が効果的に抑えられる。こうして、本方式のプラズマ源では、低ガス圧力領域でも安定に、かつ高効率に高密度プラズマを生成することが可能であると期待される。本論文では、このマルチカスプ磁場閉じ込め表面波プラズマ源の装置構成および生成されたプラズマの特性について述べる。

2. 実験装置・方法

図 1 に、表面波プラズマ装置の構成と各種プラズマ計測の実験配置を示す。プラズマ装置は、ステンレス鋼製のプラズマ生成室（内径 15 cm、長さ 20 cm）と真空排気系を備えた処理室からなる。プラズマ生成室の側壁は複数の計測ポートを有し、放電ガスの導入や各種プラズマ計測が行える。また、処理室底面には直径 15 cm の石英窓が設けられ、プラズマ発光の観察や径方向分布が測定できるようになっている。

プラズマ生成室の中心軸上には表面波を励起・伝搬させるアンテナが設置されている。このアンテナは、試験管状の石英チューブ（外径 2 cm、長さ 10 cm）と空冷された

ロッドアンテナ（直径 5 mm）から構成され、方形導波管より同軸モードに変換された周波数 2.45 GHz のマイクロ波電力がロッドアンテナに供給される。このロッドアンテナから放射されたマイクロ波は、石英チューブ壁（厚み 2 mm）を介してプラズマ生成室内に導入されるが、このようなアンテナ配置では、軸対称モードの表面波が石英チューブとプラズマとの境界に沿って伝搬することが知られている^{(19)~(21)}。

プラズマ生成室の周囲には Sm-Co の永久磁石（2×2 cm 角棒）を用いて 12 極のラインカスプ磁場が形成されている。磁場強度分布の計算結果を図 2 に示す。磁場強度は、生成室の内壁表面上（半径 7.5 cm）で $B=1.5\sim3$ kG であり、生成室の中心に向かって急速に減少する。半径約 6 cm の位置に ECR 共鳴領域（ $B=875$ G）が存在し、また、上述の表面波励起アンテナを設置している生成室の中心部では、半径約 2.5 cm にわたって無磁場領域（ $B\leq 10$ G）が形成されている。

生成されたプラズマの評価には、図 1 に示すように、プローブ測定、発光分光およびマイクロ波電場測定を用いた。プラズマ生成室の計測ポートから円筒型 Langmuir プローブ（W 探針、直径 0.5 mm、長さ 3 mm）をプラズマ中心に挿入し、プラズマ密度・電子温度などの径方向分布を測定した。ここで、プローブの軸方向位置は石英チューブ端の約 2 cm 下流である。また、プローブ測定と同じ軸方向位置において、石英窓からプラズマ発光を光ファイバを通じて焦点距離 30 cm の分光器に集光し、径方向に積分された Ar（波長 750.3 nm）および Ar^+ （488.0

図 1 実験装置および配置図
Fig. 1. Experimental apparatus and setup used in this study.

図 2 磁場強度分布
Fig. 2. Calculated magnetic-field intensity contour map; the microwave launcher is located in the field-free region ($B\leq 10$ G), and the ECR resonance region ($B=875$ G) is seen at a radius of $r\approx 6$ cm near the wall surface ($r=7.5$ cm).

nm) の発光ライン強度を測定した。一方、これらの発光強度の径方向分布の測定は処理室底面の石英窓からスリット、レンズ、光ファイバからなる光学系を径方向に移動させることにより行った。更に、プラズマ生成室の計測ポートから試験管状の石英チューブ（外径 6 mm）をプラズマ中に挿入し、先端部を約 2 mm 露出させたセミリジッド・ケーブル（50 Ω ，外径約 2 mm）をこのチューブ内で移動させてプラズマ中のマイクロ波電場強度の径方向分布を測定した。

本実験では、放電ガスとして Ar を用い、ガス圧力 $P_0 = 0.1 \sim 10$ mTorr，入射マイクロ波電力 $P_{in} = 20 \sim 500$ W の範囲で生成された Ar プラズマ特性を調べた。なお、すべてのプラズマ生成条件において、マイクロ波整合器のスタブ位置を調整することによりマイクロ波の反射電力は入射電力の 10% 以下であった。

3. 実験結果および考察

〈3・1〉 プラズマ点火特性 図 3 に、Ar ガス圧力 0.1 から 10 mTorr の範囲において、放電開始に要する最小マイクロ波電力を示す。ガス圧力の減少に伴い、放電の開始に必要なマイクロ波電力は増加するが、本方式では $\sim 10^{-4}$ Torr の低ガス圧力下でも数百 W の比較的低電力でプラズマが点火・発生できることが分かる。これは、プラズマ生成室の内壁近傍に存在する共鳴磁場領域で ECR 放電によりプラズマの点火が起こるためと考えられる。

〈3・2〉 電子軌道計算 マルチカusp磁場におけるプラズマの閉じ込め効果を調べるために、プラズマ生成室内の電子軌道をモンテカルロ法を用いてシミュレートした。電子の発生は、生成室中央（軸方向位置 $z = 10$ cm）に仮想配置した半径 1 cm の円環上（磁場強度は 10 G 以内）と半径 5 cm の円環上（磁場強度は約 400 G）の二つの場合について計算を行った。ここでは、簡単のためにプラズ

図 3 プラズマ点火特性

Fig. 3. Minimum microwave power P_{in} for plasma ignition as a function of Ar gas pressure P_0 .

マやシース内の電場の存在やガス粒子との衝突の効果は無視した。また、電子の初期速度 (V_{x0}, V_{y0}, V_{z0}) は電子温度 5 eV の Maxwell 分布に従うと仮定し、電子を半径方向にのみ放出させた ($V_{z0} = 0$)。なお、計算に用いた粒子数はともに $N = 20$ である。得られた結果を図 4 に示す。半径 1 cm の円環上で発生した電子の運動は、磁場のカusp点を除くと無磁場領域内（半径 $r \leq 3$ cm）に制限されており、効果的にプラズマ生成室内に閉じ込められているのが分かる。一方、磁場強度が大きく、しかも磁場こう配の強い半径 5 cm の円環上で発生した電子は、grad-B あるいは湾曲ドリフトの影響を受け、生成室の軸方向にドリフト運動している。この検討から分かるように、無磁場領域にアンテナを設置する本方式の表面波プラズマ源は、マルチカusp磁場の閉じ込め効果が強く働く。一方、マルチカusp磁場を用いた ECR プラズマ源^{(13)~(18)}では、電子の発生場所が共鳴磁場領域 ($B \sim 875$ G) であるためにドリフトの影響を強く受け、電子の閉じ込め効果が弱い。

〈3・3〉 マイクロ波電力依存性 図 5～図 8 に、ガス圧力を 2 mTorr に固定し、マイクロ波電力を 20 から 500 W まで変化させた際のプラズマ特性の変化を示す。

図 5 と図 6 は、それぞれマイクロ波電力をパラメータ ($P_{in} = 20, 50, 300$ W) として、処理室底面の石英窓から見たプラズマ発光の写真と Ar (750.3 nm) の発光強度の径方向分布である。マイクロ波電力が 20 W の場合には、プ

図 4 マルチカusp磁場中の電子軌道

Fig. 4. Calculated electron trajectories in the magnetic multicusp fields; electrons are initially generated at radii of (a) $r = 1$ cm ($B \leq 10$ G) and (b) $r = 5$ cm ($B \approx 400$ G).

図 5 プラズマ発光分布 (マイクロ波電力依存性)

Fig. 5. Bottom views of the discharge for different microwave powers P_{in} at $P_0=2$ mTorr; (a) $P_{in}=20$ W; (b) $P_{in}=50$ W; and (c) $P_{in}=300$ W.

図 6 Ar 発光強度の径方向分布 (マイクロ波電力依存性)

Fig. 6. Radial distributions of the 750.3 nm Ar emission intensity for different microwave powers P_{in} at $P_0=2$ mTorr.

ラズマ生成室の周辺部で弱いプラズマの発光が見られるが、このときの Ar の発光強度は ECR 共鳴領域に近い半径 $r \approx 5$ cm の位置でピークを示していることが分かる。マイクロ波電力を増加させると、まず生成室全体に発光領

図 7 プラズマ密度 (N_e) および電子温度 (T_e) のマイクロ波電力依存性

Fig. 7. Plasma density N_e and electron temperature T_e as a function of microwave power P_{in} at $P_0=2$ mTorr.

域が広がる。更に電力が 200 W 以上になると、生成室の中心軸上に設置された石英チューブの近傍にのみ強いプラズマ発光が見られるようになる。これに対応して、Ar の発光強度のピークも半径 $r \approx 3$ cm の位置に移動し、生成室の周辺部 ($r \geq 5$ cm) では発光強度が著しく小さくなっているのが分かる。

このようなプラズマ発光分布の大きな変化は、マイクロ波電力を増加させると、放電の形態が共鳴磁場領域で主にプラズマを生成する ECR 励起から石英チューブの近傍でプラズマを生成する表面波励起に変化したためと考えられる。

図 7 に、プローブ先端位置をプラズマ生成室の中心 ($r=0$) に固定し、プラズマ密度 (N_e) と電子温度 (T_e) を調べた結果を示す。ここで、プローブの軸方向位置は石英チューブ端の約 2 cm 下流である。なお、プローブ法によりプラズマ密度を求める際には、得られたイオン飽和電流と電子温度から見積もった。図から分かるように、マイクロ波電力の増加に伴ってプラズマ密度は単調に増加し、実験の範囲内ではプラズマ密度の飽和は見られなかった。得られたプラズマ密度は、マイクロ波電力 500 W のときに最大 $N_e \approx 2.8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ であり、この値はマイクロ波のカットオフ密度 ($N_c \sim 7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) の約 4 倍の値である。一方、プラズマ中の電子温度は、マイクロ波電力を増加させると、 $T_e \approx 4$ から 5 eV へとわずかに増加するのみであった。

図 8 に、プローブ測定と同じ軸方向位置における径方向に積分された Ar (750.3 nm) と Ar^+ (488.0 nm) の発光

図 8 Ar および Ar⁺ 発光強度のマイクロ波電力依存性

Fig. 8. Radially integrated intensities of the 750.3 nm Ar and 488.0 nm Ar⁺ emissions as a function of microwave power P_{in} at $P_0=2$ mTorr.

強度のマイクロ波電力依存性を示す。なお、図中の直・曲線は、Ar のデータに対して一次関数で、Ar⁺ のデータに対して二次関数でフィッティングすることにより求めたものである。図に示されるように、Ar (750.3 nm) の発光強度はマイクロ波電力に対してほぼ直線的に増加し、Ar⁺ (488.0 nm) の発光強度はだいたい二次関数的に増加していると言える。これらのことから、Ar および Ar⁺ の発光強度はそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} I_{Ar} &= k_{Ar} N_g N_e, \\ I_{Ar^+} &= k_{Ar^+} N_i N_e \approx k_{Ar^+} N_e^2, \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

に従い、マイクロ波電力の増加とともに、プラズマ密度 N_e は飽和することなく直線的に増加していると言える。ここで、 k_{Ar} と k_{Ar^+} はそれぞれ Ar と Ar⁺ の発光励起定数、 N_g と N_i は、それぞれ Ar ガス密度とイオン密度である。得られた結果は、図 7 に示すプローブによるプラズマ密度測定の結果に矛盾しない。

このようなプローブ計測および発光分光の結果から、本方式のプラズマ源ではマイクロ波のカットオフ密度を超える高密度なプラズマが生成されていることが確かめられた。なお、すでに図 5 および図 6 に示したように、放電の形態は、マイクロ波電力が 100~200 W の場合に ECR 励起から表面波励起プラズマに遷移した。このときのプラズマ密度は、図 7 から分かるように $N_e \sim 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ である。

〈3・4〉 ガス圧力依存性 図 9~図 12 にマイクロ波電力を 300 W 一定とし、ガス圧力を 0.2 から 10 mTorr まで変化させた際のプラズマ特性の変化を示す。図 9 と図 10 では、それぞれガス圧力をパラメータ ($P_0=0.5, 2, 5$ mTorr) として、処理室底面の石英窓から見たプラズマ発光の写真と Ar (750.3 nm) の発光強度の径方向分布で

図 9 プラズマ発光分布 (ガス圧力依存性)

Fig. 9. Bottom views of the discharge for different Ar gas pressures P_0 at $P_{in}=300$ W; (a) $P_0=0.5$ mTorr; (b) $P_0=2$ mTorr; and (c) $P_0=5$ mTorr.

図 10 Ar 発光強度の径方向分布 (ガス圧力依存性)

Fig. 10. Radial distributions of the 750.3 nm Ar emission intensity for different Ar gas pressures P_0 at $P_{in}=300$ W.

ある。更に図 11 に、プローブ先端位置をプラズマ生成室の中心 ($r=0$) に固定し、プラズマ密度 (N_e) と電子温度 (T_e) を調べた結果を示す。

図 9 と図 10 に示されるように、圧力 0.5 mTorr の場合にはプラズマ発光や Ar の発光強度は径方向にほぼ一様であるが、圧力が 2 および 5 mTorr の場合には石英チュー

図 11 プラズマ密度 (N_e) および電子温度 (T_e) のガス圧力依存性

Fig. 11. Plasma density N_e and electron temperature T_e as a function of Ar gas pressure P_0 at $P_n=300$ W.

ブの付近 ($r \leq 3$ cm) で非常に強くなっている。このような発光分布の変化は、ガス圧力が約 1.5 mTorr の場合に起こり、このときのプラズマ密度は、図 11 から分かるように $N_e \sim 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ である。この値は、すでに図 5～図 7 で示したガス圧力を 2 mTorr に固定してマイクロ波電力を変化させた際に放電形態が遷移するときのプラズマ密度と一致している。また、ガス圧力を 0.2 から 10 mTorr まで増加させると、図 11 に示されるように、プラズマ密度は $N_e \approx 8 \times 10^{10}$ から $3.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ まで単調に増加し、逆に電子温度は $T_e \approx 10$ から 3 eV まで減少する。ここで得られた最大プラズマ密度 ($N_e \approx 3.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) は、マイクロ波のカットオフ密度の約 5 倍の値である。

図 12 に、プローブ測定と同じ軸方向位置における径方向に積分された Ar (750.3 nm) と Ar⁺ (488.0 nm) の発光強度のガス圧力依存性を示す。ガス圧力を増加させると、Ar (750.3 nm) の発光強度は初め増加し、圧力が 3 mTorr の場合に最大を示し、その後減少する。また、Ar⁺ (488.0 nm) の発光強度は、圧力範囲 0.2～3 mTorr でほぼ一定であるが、3 mTorr 以上では減少する。これらの結果は、図 11 に示したように、ガス圧力の増加に伴いプラズマ密度は増加するものの電子温度が減少し、その結果 Ar や Ar⁺ の発光励起定数 (k_{Ar} や k_{Ar^+}) が大きく低下したためであると考えられる。

以上の結果より、マイクロ波電力あるいはガス圧力を変化させた際に、プラズマ密度が $N_e \sim 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 以上になると放電の形態が ECR 励起から表面波励起に遷移したと言える。周波数 2.45 GHz のマイクロ波に対するカットオ

図 12 Ar および Ar⁺ 発光強度のガス圧力依存性
Fig. 12. Radially integrated intensities of the 750.3 nm Ar and 488.0 nm Ar⁺ emissions as a function of Ar gas pressure P_0 at $P_n=300$ W.

フ密度は $N_c \sim 7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ であるが、プローブ法の測定誤差を考慮すると、この放電形態の遷移はカットオフ密度に対応すると言える。本方式では、プラズマへのマイクロ波の入射が無磁場領域で行っているために、カットオフ密度以下の低密度プラズマにおいては、マイクロ波は体積波として壁近傍に形成されている ECR 領域にまで伝搬することが可能である。一方、カットオフ密度以上の高密度プラズマにおいては、マイクロ波は入射・伝搬することができず、マイクロ波アンテナの石英チューブとプラズマとの境界に沿って表面波として伝搬するようになる。こうして、カットオフ密度を境に、低密度状態では ECR 励起により主にプラズマが生成され、高密度状態になると表面波励起によりプラズマ生成が行われると考えられる。

〈3・5〉 マイクロ波電場測定 次に、プラズマ中のマイクロ波電場を測定した結果を示す。図 13 は、マイクロ波電力が 300 W、ガス圧力が 0.5 mTorr と 2 mTorr の場合のマイクロ波電場強度の径方向分布である。プラズマ密度の測定結果 (図 11) と得られたプラズマの発光分布 (図 9 と図 10) より、ガス圧力が 0.5 mTorr の場合には低密度 ($N_e \approx 8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) の ECR プラズマが、圧力が 2 mTorr の場合には高密度 ($N_e \approx 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) な表面波励起プラズマがそれぞれ生成されている。圧力が 0.5 mTorr の低密度プラズマでは、マイクロ波の電場強度は石英チューブから遠ざかるにつれて徐々に減少しているが、圧力が 2 mTorr の高密度プラズマの場合では、プラズマ中の電場強度が著しく小さくなっていることが分かる。これらの結果から、高密度 ($N_e \geq 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) プラズマにおいては、マイクロ波は、もはやプラズマ中を伝搬できず、表面波として石英チューブとプラズマとの境界に沿ってのみ伝搬していることが確かめられた。

〈3・6〉 プラズマ均一性 最後に、代表的な生成され

図 13 マイクロ波電場強度の径方向分布
Fig.13. Radial distributions of the microwave electric-field intensity in plasmas for different Ar gas pressures $P_0=0.5$ and 2 mTorr at $P_n=300$ W.

図 14 プラズマパラメータの径方向分布
Fig.14. Typical radial distributions of (a) the plasma density N_e , (b) electron temperature T_e , and (c) plasma V_p and floating V_f potentials at $P_0=2$ mTorr and $P_n=300$ W.

た表面波プラズマとして、ガス圧力 2 mTorr、マイクロ波電力 300 W の場合のプラズマパラメータ（プラズマ密度 N_e 、電子温度 T_e 、プラズマ V_p および浮遊 V_f 電位）の径方向分布を図 14 に示す。なお、すでに述べたように、プローブの軸方向位置は石英チューブ端の約 2 cm 下流で

ある。これらの図から分かるように、プラズマ生成室の中央部に直径約 6 cm の範囲において均一なプラズマが生成されている。このプラズマ領域はマルチカスプ磁場の無磁場領域にほぼ対応している。また、電子温度 T_e やプラズマ電位と浮遊電位との電位差 $V_p - V_f$ は、プラズマ生成室の中心 ($r=0$) で最大を示し、生成室の内壁に近づくにつれて単調に減少している。このことから、高密度 ($N_e \geq 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) プラズマの場合には、プラズマ中に電子を加熱するマイクロ波電場はほとんどなく、生成室の中心軸上に設置された石英チューブ近傍でのみ存在するマイクロ波電場により電子が加熱されていると考えられる。すなわち、表面波励起によりプラズマが生成されていると言える。

4. 結 論

軸対称モードの表面波励起とマルチカスプ磁場によるプラズマ閉じ込めを組み合わせた新しい表面波プラズマ源の開発を行っている。本方式では、マルチカスプ磁場の無磁場領域に設置された石英チューブの近傍で表面波励起によりプラズマの生成が行われるため、発生したプラズマには grad- B や湾曲ドリフト運動が起こらず、マルチカスプ磁場の閉じ込め効果が強く働く。プローブ計測、発光分光、マイクロ波電場測定によるプラズマ診断を行った結果、放電の開始は ECR により引き起こされ、プラズマの密度がマイクロ波のカットオフ密度 ($N_c \sim 7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) を超えると、表面波励起により石英チューブの近傍で高密度プラズマが生成・維持されることが分かった。本方式では、10 mTorr 以下の低ガス圧力下でもプラズマ密度 $N_e \geq 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 、電子温度 $T_e \sim 5 \text{ eV}$ の高密度プラズマが生成される。

(平成 10 年 1 月 30 日受付, 同 10 年 6 月 9 日再受付)

文 献

- (1) M. A. Lieberman & A. J. Lichtenberg: Principles of Plasma Discharges and Materials Processing, (1994) Wiley-Interscience, New York
- (2) H. Tsuboi, M. Itoh, M. Tanabe, T. Hayashi & T. Uchida: "Usefulness of Magnetic Neutral Loop Discharge Plasma in Plasma Processing", *Jpn. J. Appl. Phys.*, **34**, 2476~2481 (1995)
- (3) S. Samukawa, Y. Nakagawa, T. Tsukada, H. Ueyama & K. Shinohara: "New Ultra-High-Frequency Plasma Source for Large-Scale Etching Processes", *ibid.*, **34**, 6805~6808 (1995)
- (4) M. Moisan & Z. Zakrzewski: "Plasma Sources Based on the Propagation of Electromagnetic Surface Waves", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **24**, 1025~1048 (1991)
- (5) K. Komachi: "Affecting Factors on Surface-Wave-Produced Plasma", *J. Vac. Sci. Technol.*, **A11**, 164~167 (1993)
- (6) T. Kimura, Y. Yoshida & S. Mizuguchi: "Generation of a Surface-Wave-Enhanced Plasma Using Coaxial-Type Open-Ended Dielectric Cavity", *Jpn. J. Appl. Phys.*, **34**, L 1076~L 1078 (1995)
- (7) F. Werner, D. Korzec & J. Engemann: "Surface Wave Operation Mode of the Slot Antenna Microwave Plasma Source SLAN", *J. Vac. Sci. Technol.*, **A14**, 3065~3070 (1996)
- (8) M. Nagatsu, G. Xu, M. Yamage, M. Kanoh & H. Sugai: "Optical Emission and Microwave Field Intensity Measurements in Surface Wave-Excited Planar Plasma", *Jpn. J. Appl.*

- Phys.*, **35**, L 341~L 344 (1996)
- (9) M. Nagatsu, G. Xu, I. Ghanashev, M. Kanoh & H. Sugai: "Mode Identification of Surface Waves Excited in a Planar Microwave Discharge", *Plasma Sources Sci. Technol.*, **6**, 427~434 (1997)
 - (10) R. Limpaecher & K. R. MacKenzie: "Magnetic Multipole Containment of Large Uniform Collisionless Quiescent Plasmas", *Rev. Sci. Instrum.*, **44**, 726~731 (1973)
 - (11) K. N. Leung, T. K. Samec & A. Lamm: "Optimization of Permanent Magnet Plasma Confinement", *Phys. Lett.*, **51A**, 490~492 (1975)
 - (12) W. L. Stirling, P. M. Ryan, C. C. Tsai & K. N. Leng: "Magnetic Multipole Line-Cusp Plasma Generator for Neutral Beam Injectors", *Rev. Sci. Instrum.*, **50**, 102~108 (1979)
 - (13) H. Goede: "30-cm Electron Cyclotron Plasma Generator", *J. Spacecraft*, **24**, 437~443 (1987)
 - (14) M. Pichot, A. Durandet, J. Pelletier, Y. Arnal & L. Vallier: "Microwave Multipolar Plasmas Excited by Distributed Electron Cyclotron Resonance: Concept and Performance", *Rev. Sci. Instrum.*, **59**, 1072~1075 (1988)
 - (15) G. Neumann & K.-H. Kretschmer: "Characterization of a New Electron Cyclotron Resonance Source Working with Permanent Magnets", *J. Vac. Sci. Technol.*, **B9**, 334~338 (1991)
 - (16) T. Namura, I. Arikata, O. Fukumasa, M. Kubo & R. Itatani: "Effects of Permanent Magnet Arrangements and Antenna Locations on the Generation of Multicusp Electron Cyclotron Resonance Plasma", *Rev. Sci. Instrum.*, **63**, 21~30 (1992)
 - (17) A. Hatta, M. Kubo, Y. Yasaka & R. Itatani: "Performance of Electron Cyclotron Resonance Plasma Produced by a New Microwave Launching System in a Multicusp Magnetic Field with Permanent Magnets", *Jpn. J. Appl. Phys.*, **31**, 1473~1479 (1992)
 - (18) M. Tuda, K. Ono, M. Taki & K. Namba: "Multicusp Electron-Cyclotron-Resonance Plasma Source Working with Microwaves Radially Injected through an Annular Slit", *ibid.*, **33**, 1530~1537 (1994)
 - (19) L. S. Napoli & G. A. Swartz: "Wave Propagation in a Tubular Plasma", *Phys. Fluids*, **6**, 918~924 (1963)
 - (20) S. F. Paik, R. J. Briggs & J. M. Osepchuk: "Experiments on Surface Wave Propagation along Annular Plasma Columns", *J. Appl. Phys.*, **37**, 2475~2483 (1966)
 - (21) S. Ikezawa, Y. Shiraki, J. Inaguma, Y. Mikawa, F. Mutsuga, M. Fujii, R. Miyano, K. Baba, K. Kida, A. Nishiwaki, Y. Okamoto, S. Nonaka, M. Kando & M. Nagatsu: "Field Strength in Plasma Produced by Coaxially Symmetric Surface Wave in VHF Band", *Proc. 13th Int. Symp. Plasma Chem.*, Beijing, 1997, Peking Univ., Beijing, p. 426~431 (1997)

津田 睦 (非会員) 1962年1月23日生。1987年3月大阪府立大学大学院工学研究科修士課程数理工学専攻修了。同年三菱電機(株)入社。プラズマエッチング、クリーニングなどの半導体プロセス・装置の研究開発に従事。現在、先端技術総合研究所に所属。応用物理学会、日本物理学会、American Vacuum Society 会員。

斧 高一 (正員) 1951年3月27日生。1978年3月京都大学大学院工学研究科博士課程航空工学専攻修了。1982年三菱電機(株)入社。プラズマ・レーザ機器にかかわる研究開発を経て、エッチング、CVD、クリーニングなどの半導体プロセス・装置の研究開発に従事。現在、先端技術総合研究所に所属。工学博士。応用物理学会、プラズマ・核総合学会、日本物理学会、American Physical Society 会員。

土橋 祐亮 (正員) 1963年1月25日生。1986年3月福岡大学機械工学科卒業。1988年3月九州大学大学院総合理工学研究科修士課程エネルギー変換工学専攻修了。同年三菱電機(株)入社。主として、プラズマを利用した半導体ウェーハプロセス装置開発に従事。現在、半導体基盤技術統括部装置技術部に所属。応用物理学会、日本機械学会 会員。

花崎 稔 (正員) 1953年2月16日生。1977年3月早稲田大学大学院理工学研究科修士課程高電圧工学専攻修了。同年三菱電機(株)入社。中央研究所にて変圧器絶縁などの研究開発を経て、エッチングなどのウェーハプロセス装置開発などに従事。現在、半導体基盤技術統括部装置技術部に所属。応用物理学会 会員。

米村 俊雄 (非会員) 1953年1月7日生。1975年3月東京電機大学精密機械工学科卒業。同年三菱電機(株)入社。半導体アセンブリ装置開発を経て、半導体ウェーハプロセス装置開発に従事。現在、半導体基盤技術統括部装置技術部ウェーハ装置技術課長。