

解説

プラズマ吸収プローブによる プロセスプラズマの電子密度測定

菅井 秀郎

(名古屋大学大学院工学研究科)

Plasma Absorption Probe Measurement of Electron Density of Processing Plasmas

SUGAI Hideo

Graduate School of Engineering, Nagoya University, Nagoya 464-8603, Japan

(Received 2 August 2002)

Abstract

This paper reviews a novel and simple technique for measuring electron density using a plasma absorption probe (PAP). The PAP enables the measurement of local absolute electron density even when the probe surface is soiled with processing plasmas. The technique relies on the absorption of surface waves (SWs) resonantly excited around the probe head at critical frequencies which depend on the electron density. The PAP consists of a small antenna connected to a coaxial cable and is enclosed in a tube of dielectric constant ϵ_d inserted in a plasma of electron plasma frequency ω_p . A network analyzer feeds a rf signal to the antenna and displays the frequency dependence of the power absorption. A series of resonant absorptions is observed at frequencies slightly above the SW resonance frequency, $\omega_{SW} = \omega_p / (1 + \epsilon_d)^{1/2}$, which allows us to determine the electron density. Typical examples of measured PAP data and future challenges are presented.

Keywords:

plasma absorption probe, electron density, surface wave, Langmuir probe, reactive plasma

1. はじめに

近年、プラズマ技術を用いる半導体プロセスが高度化するにつれて、研究開発および生産現場におけるプラズマモニタリングの重要性が高まっている。プラズマを特徴づける様々なパラメータの中で、電子密度は最も基本的な物理量であり、重要な知見を与える。それにもかかわらず、実際のリアクター内で種々のガスから生成される反応性プラズマの電子密度を、ユニバーサルに再現性よく測定する手段はなかなか見当たらないのが現状である。

電子密度を測定する簡便な方法として、昔から静電探

針法（ラングミュアプローブ法）が用いられてきた。しかし、反応性プラズマ中にプローブを挿入すると、金属プローブ表面が絶縁性の薄膜で覆われてしまい、測定不能に陥ることが多いのはよく知られている。そのような場合にも適用できる方法として、マイクロ波干渉計があるが、装置が大掛かりになるとともに、マイクロ波の伝搬路に沿った平均密度しか得られない。類似の方法にマイクロ波反射計があるが、プロセスプラズマは低密度なのでアンテナが大きくなり、観測ポートやプラズマサイズが小さいなどの問題が出てくる。

その点、プラズマ振動法[1-5]は空間分解能もあるが、

author's e-mail: sugai@nuee.nagoya-u.ac.jp

フィラメントを用いているため金属汚染や寿命の問題がある。一方、絶縁したプローブにパルス電圧を印加して、その応答特性からプラズマパラメータを求める提案がなされている[6]。また、容器壁の位置に設けた1 mm²程度の浮遊電位の電極にRFバイアスを短くパルス的に加え、そのRFが切れた後に負の自己バイアスに向かって流れるイオン電流をモニタして、プロセスを監視する試みが報告されている[7]。

しかし、いずれも得られる情報や適用範囲が限られている。最近、我々は精度よく簡単に電子密度測定する新規な方法として、プラズマ吸収プローブ (PAP: Plasma Absorption Probe) を開発した[8-14]。この方法の原理は、周波数掃引しながら微小マイクロ波信号をプローブ頭部に送り、共鳴的に吸収が起こる周波数を測定して、その値から電子密度を求めるものである。すなわち、プローブ頭部における表面波[15]の共鳴的な励起と吸収を利用する新しい原理に基づいている。その最大の利点は、プローブに絶縁膜がついても安定に電子密度を測定できることにあり、その他にも、金属汚染をもたらさないことや、広範囲 (10¹⁵ - 10¹⁹ m⁻³) の電子密度を時間・空間分解して測定できるなどの特色がある。このプラズマ吸収プローブ法の開発状況や今後の課題について解説する。

2. プローブの構造と吸収周波数

プラズマ吸収プローブの計測システムは、ガラス管と同軸ケーブルとネットワークアナライザを用意すれば自分でも簡単に作りあげることができる[8]。Fig. 1はそのシステムの例を示している。頭部を封じた細い誘電体チューブ (材質はパイレックス, 石英, セラミック等) をプラズマ容器内に入れる。チューブ内は大気圧であり、その中に外から同軸ケーブルを挿入し、ケーブル先端の中心導体をアンテナとして使用する。このアンテナに、ネットワークアナライザから1 mW程度の微小なパワーを、周波数0.3 MHzから3 GHzの範囲で変化しながら送信する。その結果、アンテナの周りの電磁界によって、プラズマと誘電体チューブとの界面に表面波が励起される。後で述べるように、電子密度で決まるある条件を満足する周波数になったとき、プローブ頭部に強い定在波が共鳴的に立つ。このとき、アンテナから反射されてもどってくるパワーが減少する。逆に言えば、アンテナに送ったパワーが共鳴的にプラズマに吸収される。その吸収周波数から電子密度を求めることができる。プローブのサイズの例をあげると、石英管 (比誘電率 $\epsilon_d = 3.78$) の

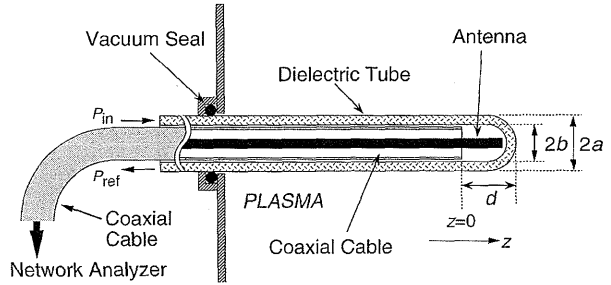


Fig. 1 Plasma absorption probe system.

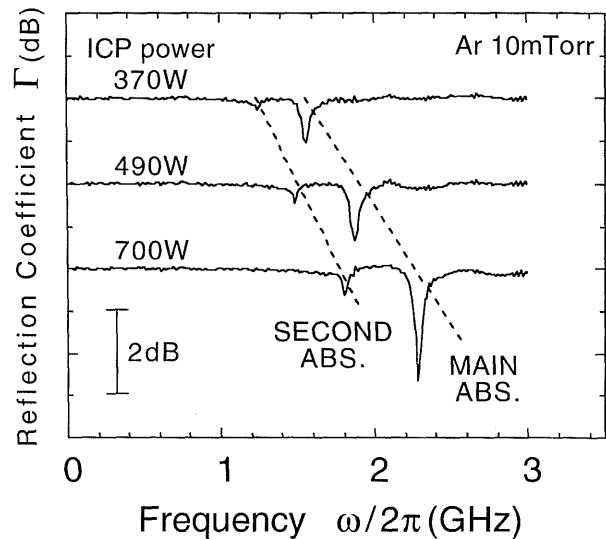


Fig. 2 Reflection coefficient Γ vs. frequency $\omega/2\pi$ for different ICP powers.

外径が $2a = 2 - 6$ mm, 50 Ω セミリジットケーブルの先端のアンテナ長が 3~5 mm, プローブ頭部の長さは $d = 4 \sim 12$ mm である。

ネットワークアナライザは、アンテナへの入射パワー P_{in} と反射されてくるパワー P_{ref} の比を測定して、その対数値 $\Gamma = \log(P_{ref}/P_{in})$ として定義される反射係数を、掃引周波数 $\omega/2\pi$ の関数として表示する機能をもっている。Fig. 2は、そのようにしてネットワークアナライザによって測定された反射係数のスペクトルの例を示している。この測定において注意すべきことは、プラズマの有無によらず、アンテナ端から強い反射があり、これがプラズマのみによるパワー吸収効果の測定を阻害する点である。そこで、この伝送線路上の反射効果を除くため、プラズマなしで予め測定した反射係数 $\Gamma_0 = \rho_0 \exp(i\theta_0)$ を用いて、プラズマ有りの状態のデータ $\Gamma_p = \rho_p \exp(i\theta_p)$ を割算して $\Gamma = \Gamma_p/\Gamma_0$ を求め、その対数値 $\log|\Gamma| =$

$\log \rho_p - \log \rho_0$ をネットワークアナライザに表示させる。このようにしてほぼプラズマだけの吸収効果を抽出した結果が、Fig. 2 に示す吸収スペクトルである。このデータは、アルゴン 10 mTorr の誘導結合プラズマ (ICP) の放電パワーを変えた例である。同一パワーにおいて大小 2 つの吸収スペクトルが見られ、パワーとともに電子密度が増加すると吸収周波数が高くなることわかる。このように、しばしば複数の吸収スペクトルが現れるのは、後で説明するように、アンテナ線がプローブ中心軸からずれていることによる非軸対称性のためと考えられる。

Fig. 1 の構造からわかるように、誘電体チューブ内は大気圧であり、外から同軸ケーブルを容易に出し入れすることができる。すなわち、同図に示すプローブ頭部の長さ d を変えることができる。そこで、吸収周波数が d に対してどう変化するかを調べた例が、Fig. 3 である。これより、 d が小さくなるにつれて吸収周波数が低くなり、 $d \rightarrow 0$ の極限では複数本の吸収スペクトルがすべて、ある一定の周波数 ($\omega_{sw}/2\pi$) に近づくように見える。これらの振る舞いは、次に述べる表面波の性質によるものである。

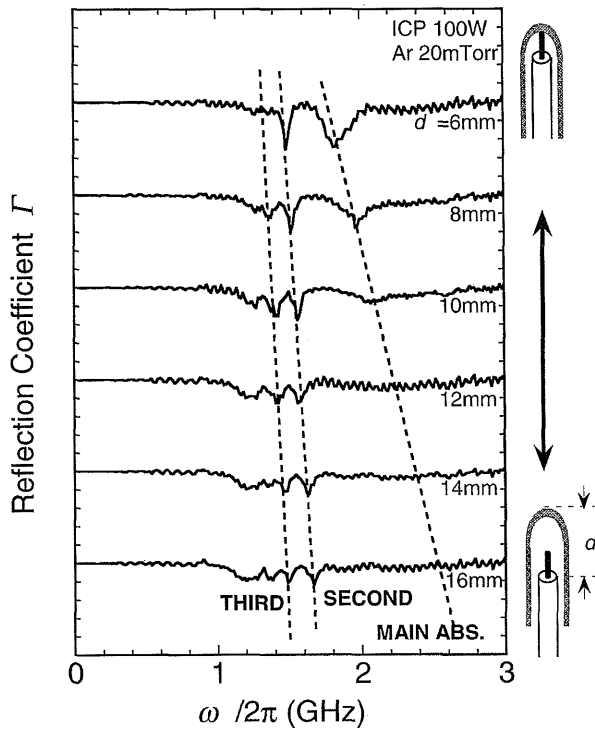


Fig. 3 Absorption frequency spectra for different values of probe head length d in the same conditions of 100 W ICP at 20 mTorr argon.

3. 表面波の分散関係

2 つの媒質が接しているとき、その境界面に沿って伝わる波を一般に表面波と呼ぶ。Fig. 1 に示すプラズマ吸収プローブの場合、誘電体チューブはプラズマ媒質と接しており、条件が整えばその界面に沿って表面波が伝搬できる。同図のアンテナ近傍のプローブ頭部は、誘電体チューブの内部が空気、外部がプラズマで満たされている。そこで Fig. 4 のように、 z 軸に沿う無限に長い誘電体チューブ (外径 $2a$, 内径 $2b$) が均一なプラズマ中にある場合を考えると、同図の右端に示すように、波の電界強度 $|E|$ が界面 $r = a$ で最大となるような表面波が存在する。厳密には、プラズマと誘電体の間にシースが形成されるが、その厚さが a に比べて十分に薄くて無視できる場合を考える (シースの影響については後述)。また、アンテナ導体は細いとして無視し、誘電体チューブ内は真空とみなす。この Fig. 4 のモデルにおいて、冷たいプラズマの比誘電率 ($1 - \omega_p^2/\omega^2$) を用いて静電近似のもとに波動を扱う。円筒座標 (r, θ, z) を用いて、 r 方向の振幅 $A(r)$ 、 θ 方向のモード数 m 、 z 方向の波数 $\beta = 2\pi/\lambda$ (z 方向の波長 λ) をもつ角周波数 ω の波動を、 $A(r) \exp[im\theta + i(\beta z - \omega t)]$ の形に表す。 $r = a, b$ における電磁界の境界条件を適用すれば、次のような波の分散式が得られる [文献 8 の Eq.(1) のミスプリントを修正した式]。

$$\left[1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \right] \frac{1}{\epsilon_d} = \frac{K_m(\beta a) \cdot f \cdot I'_m(\beta a) + g \cdot K'_m(\beta a)}{K'_m(\beta a) \cdot f \cdot I_m(\beta a) + g \cdot K_m(\beta a)} \quad (1)$$

ここに $f = I_m(\beta a) [\epsilon_d I_m(\beta b) K'_m(\beta b) - I'_m(\beta b) K_m(\beta b)]$

$$g = (1 - \epsilon_d) I'_m(\beta b) I_m(\beta b) \quad (2)$$

また、 I_m と K_m は m 次の第 1 種と第 2 種の変形ベッセル

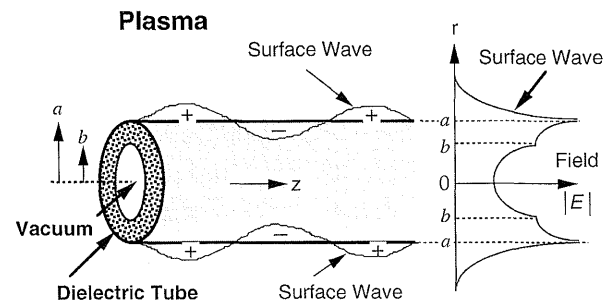


Fig. 4 Surface wave propagation along cylindrical dielectric tube immersed in plasma.

関数であり、 I'_m と K'_m はそれらの変数による微分を示す。

z 方向の波長 λ が無限に小さくなる極限(すなわち、波数 β が無限大となる表面波の共鳴条件)では、上式(1)の右辺は -1 に近づくので、そのとき左辺から次式の表面波共鳴周波数が得られる。

$$\omega_{sw} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1+\epsilon_d}} \quad (3)$$

ω がこの共鳴周波数より高いとき、軸対称モードの $m=0$ をはじめとして、非対称モードの $m=1, 2, \dots$ と無限の固有モードの表面波の伝搬が可能となる。Fig. 5 の3本の実線のカーブは、 $a=3$ mm, $b=2$ mm, $\epsilon_d=3.78$ の石英管の場合に、式(1)を解いて得られた規格化周波数 ω/ω_p と波長 λ の関係を、方位角モード数 $m=0, 1, 2$ に対して示した分散曲線である。

これまでは、Fig. 1におけるアンテナ近傍のプロープ頭部の表面波を考えてきた。一方、アンテナより左側の同軸ケーブルで満たされた領域の誘電体チューブとプラズマとの界面においても表面波が伝搬できる。このときの分散関係も、上と同様にして求めることができる。すなわち、同軸ケーブルは接地導体で覆われているので、これを金属円柱とみなし、Fig. 4の $r < b$ の領域を真空のかわりに金属でおきかえる。このモデルを用いて、表面波の分散式が次のように得られる。

$$\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \frac{1}{\epsilon_d} = \frac{K_m(\beta a)}{K'_m(\beta a)}$$

$$\frac{I'_m(\beta a) \cdot K_m(\beta a) - K'_m(\beta a) \cdot I_m(\beta a)}{I_m(\beta a) \cdot K_m(\beta a) - K_m(\beta a) \cdot I_m(\beta a)} \quad (4)$$

Fig. 5 の3本の破線のカーブは、式(4)を解いて求めた同軸ケーブル部の表面波の分散曲線である。

4. アンテナによる定在波の共鳴励起

ここで、Fig. 3に示したプロープ頭部の長さ d を変えた実験と、上で述べた表面波の波長 λ の関係を考えてみよう。アンテナに加えた角周波数 ω の電界によって、電子プラズマ角周波数が ω_p であるプラズマと誘電体チューブの界面に表面波を励起する。その波長 λ は分散式に従って、 ω と ω_p の比の値で決まる。例えば、Fig. 5における $m=0$ の実線に注目すると、 $\omega/\omega_p=0.7$ のとき $\lambda=16$ mmである。この表面波が、Fig. 1においてプロープ軸に沿って z の正の方向に進むと、 $z=d$ のプロープ端で反射される。この反射波が $z=0$ までどって来たとき、ここで再び反射される。なぜならば、 $z < 0$ の領域

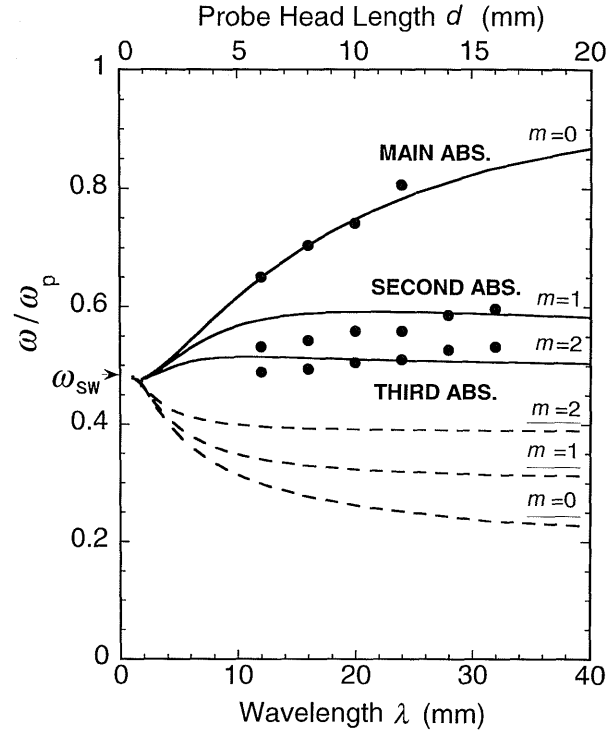


Fig. 5 Solid and dashed lines indicate the dispersion of ω/ω_p vs. axial wavelength λ calculated for $a=3$ mm, $b=2$ mm and $\epsilon=3.78$ from Eq. (1) and Eq. (4), respectively. Experimental data of the absorption frequencies in Fig. 3 are plotted assuming $\lambda=2d$.

(同軸ケーブルのある領域)では $\omega/\omega_p=0.7$ のところに表面波の解がないからで、 $\lambda=16$ mmの表面波の解は $\omega/\omega_p=0.29$ のときに存在する(Fig. 5の $m=0$ の破線で示す分散カーブを参照)。このように、アンテナによって励起された表面波はプロープ頭部 ($0 < z < d$) の両端で反射され、入射と反射の波が干渉しあって定在波を形成する。

この状況は、Fig. 6に示すような円筒キャビティ(空洞共振器)を外から励振する場合と似ていることに気づく。今、「プラズマ」という金属壁で囲まれた円筒キャビティを、左端 ($z=0$) の壁に設けたアンテナに同軸ケーブルを通してマイクロ波を供給し、励振する場合を考える。マイクロ波の周波数を高くしていくと、電磁波の z 方向の波長 λ がキャビティの長さ d の丁度2倍になると、共振を起こす。すなわち、電磁波のエネルギーがキャビティ内に貯まり、大振幅の定在波が立つ。この $\lambda=2d$ という共鳴条件からずれると、キャビティに入射したパワーは最終的に励起端 ($z=0$) から同軸ケーブルを通して電源側にほとんど反射されてもどってくる。

その機構をもう少し詳しく見てみよう。 $z=0$ の“入射”

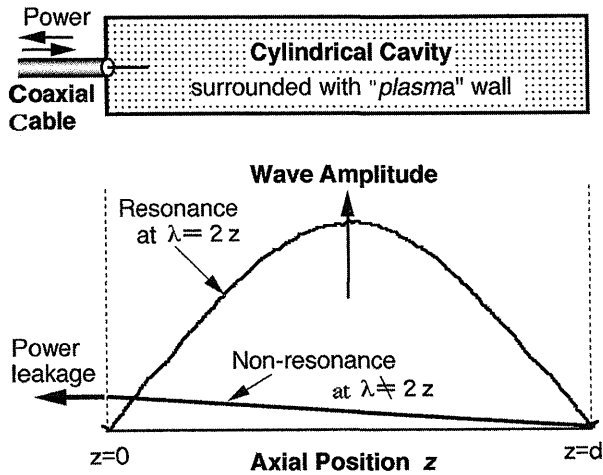


Fig. 6 Cylindrical cavity model of plasma absorption probe excited at different frequencies.

アンテナは、実は電源側へパワーをもどす“送信”アンテナの役目もする。キャビティからもれて電源側へもどるパワーの大きさは、アンテナ位置 ($z=0$) での電界 (入射と反射を合成した全電界) の2乗に比例する。 $\lambda=2d$ の共鳴状態のとき、 $z=0$ は定在波の節になるので、その電界は非常に小さく、電磁エネルギーはキャビティから外へもれずに蓄積されていき、強い電界が発生する。しかし、 $\lambda=2d$ を満たさない非共鳴のときは、 $z=0$ では電界が相殺せずに残り、それが、アンテナで受信されてキャビティから外へパワーがもれる。このようなことから、電源 (ネットワークアナライザ) から見たとき、 $\lambda=2d$ となる周波数において共鳴的にパワーの反射率が下がることになる。このときキャビティに投入されたパワーは、その金属壁の表皮厚さの中でジュール熱として消費される。

上に述べたキャビティのモデルをプラズマ吸収プローブに適用し、表面波の波長 λ がプローブ頭部の長さ d の2倍になる周波数のときに、反射が共鳴的に低下すると仮定する。そして Fig. 3 の d を変化した実験から、波長 λ と吸収周波数 $\omega/2\pi$ を求め、電子プラズマ周波数 ω_p はプラズマ振動法によって精度よく求めた電子密度を用いて計算する。また、Fig. 3 の3本の吸収スペクトル線が $m=0, 1, 2$ に対応すると考えて、実験値 ω/ω_p と λ を Fig. 5 にプロットすると、実線の理論カーブとほぼ合うことがわかる。

例えばアンテナ位置を $d=8\text{ mm}$ になるように固定して、ネットワークアナライザの周波数を掃引するということは、Fig. 5 において、 $\lambda=2d=18\text{ mm}$ を通る垂線に

沿って ω/ω_p の値を変化することに対応している。その垂線が分散カーブと交叉する周波数のところで反射が減るのが観測されることになる。このときプローブに入ったマイクロ波パワーは表面波のエネルギーとなり、その波の電界で電子が加速されることにより、最終的にプラズマがパワーを吸収する。

表面波のエネルギーが電子に吸収される機構としては、電子-中性粒子衝突によるジュール加熱のほかに、無衝突・統計加熱の可能性もある。すなわち、プローブ近傍の密度勾配を考えると、 ω/ω_p となるプラズマ共鳴層が存在し、そこに局在する強い電子プラズマ波が励起され、統計的な電子加熱が起こり得る。これらの物理過程は興味深い問題を含んでいるが、まだ検討が進んでいない。

5. 電子密度の測定

Fig. 5 に示した実験と理論の比較から、プラズマ吸収プローブで観測される吸収周波数は、プローブ頭部に表面波の定在波が共鳴的に励起される周波数に対応することが実証された。これをまとめると、無限長の円筒プローブに沿う表面波の理論解析に、実験における長さ d の有限プローブからくる周期境界条件 ($\lambda=2d$) をあてはめると、吸収がおこる規格化周波数 ω/ω_p は、プローブの形状 (d, a, b) と材質 (ϵ_d) の関数 F として次のように与えられる。

$$\omega/\omega_p = F(d, a, b, \epsilon_d) \quad (5)$$

右辺の関数 F は、与えられたプローブに対して分散式 (1) を解くことにより得られる。

Fig. 5 は $a=3\text{ mm}$, $b=2\text{ mm}$, $\epsilon_d=3.78$ の石英管の場合に、 d の関数として F の計算結果を示したものである。したがって、この形状と材質のプローブであれば、Fig. 5 を利用して直ちに電子密度の絶対値を測定することができる。例えば、 $d=6\text{ mm}$ のときに $m=0$ の吸収が起きるのは、 $\omega/\omega_p=0.65$ のときであることが Fig. 5 から読める。これに電子プラズマ角周波数 $\omega_p = (e^2 n_c / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$ の定義を代入して、電子密度 n_c は次式から得られる。

$$n_c [\text{m}^{-3}] = 2.94 \times 10^{16} (f_{\text{abs}} [\text{GHz}])^2 \quad (6)$$

ここに f_{abs} は、 $d=6\text{ mm}$ のプローブで測定した $m=0$ の吸収周波数 $\omega/2\pi$ を GHz 単位で表した数値である。

一方、プローブの形状や材質が Fig. 5 の計算例と異なる場合、測定された吸収周波数 f_{abs} から電子密度を決定

するには、次のようないくつかの方法がある。

(i) 理論解析法

使用したプローブの形状と材質に対して、表面波の分散式(1)を数値計算して解き、Fig.5と同様な分散カーブを求める。それを用いれば、式(6)の右辺の比例定数の値を理論的に決めることができる。

(ii) 密度較正法

式(5)からわかるように、使用するプローブが決まれば、吸収周波数は電子密度 n_e の平方根は正比例する。そこで、他の方法で n_e を求めることにより、その比例定数を一度決定してしまえば、その後は式(6)のようにして f_{abs} の2乗として n_e を求めることができる。その電子密度の較正には、ラングミュアプローブ、プラズマ振動法[1-5]、マイクロ波干渉法などの方法が使える。この較正は希ガスの放電プラズマで一度行えば、他の反応性プラズマに対しても同じ比例定数が使える。

(iii) 吸収プローブ測定のみによる方法

上のように理論解析を行ったり、他の密度測定法と比べたりせずに、吸収プローブの実験だけから電子密度を決定することも可能である。例えば、Fig.3やFig.5からわかるように、 d が小さいときの $m=2,3$ などの高次モードの吸収周波数は、表面波共鳴周波数 $\omega_{sw} = 2\pi f_{sw}$ に非常に近い。したがって、もしその f_{sw} が吸収スペクトルから推定できたならば、式(3)の定義式から次のようにして電子密度が求まる。

$$n_e [m^{-3}] = 1.24 \times 10^{16} (1 + \epsilon_d) (f_{sw} [GHz])^2 \quad (7)$$

実際に誘電体チューブの材質を、石英 ($\epsilon_d = 3.78$)、パイレックス ($\epsilon_d = 4.84$)、アルミナ ($\epsilon_d = 9.34$)、ジルコニア ($\epsilon_d = 35$) と変えて測定した所、式(7)が良く成立つことを確認している。このことを逆に利用すれば、高誘電率材料のチューブを用いると、同じ電子密度でも吸収周波数を下げることができる。その結果、ネットワークアナライザの掃引周波数の上限が3GHzのままでもジルコニアを用いれば石英に比べて約9倍高い密度まで測定できるようになる。

より正確に f_{sw} を求めるには次の方法がある。誘電体チューブ内の同軸ケーブルとアンテナを動かしてFig.3のように d を変えてデータを取り、Fig.5と同様に吸収周波数を d の関数としてプロットする。Fig.5の例からわかるように、 $m=0$ の測定点を通る直線を引いて $d=0$ を切る周波数を求めれば、その値は f_{sw} に非常に近い値となる。

6. プラズマ吸収プローブの特長と実測例

6.1 プラズマ吸収プローブの特長

これまで説明してきたように、プラズマ吸収プローブはプローブ頭部における表面波の励起・吸収を利用して電子密度を求めるものであるが、主な特長をまとめると次のとおりである。

- ①プローブに絶縁膜がついても測定可能
 - ②小型で操作が簡単，測定精度も高い
 - ③プローブ表面は誘電体で覆われているので金属汚染がない
 - ④低密度 ($10^{14} m^{-3}$) から高密度 ($10^{19} m^{-3}$) まで測定可能
 - ⑤測定の空間分解能は $\Delta r \sim 2 mm$ ，時間分解能は $\Delta t \sim 1 \mu s$
 - ⑥放電圧力としては最大約 10 Torr 程度まで測定可能
- このほかに、最近の研究から電子温度の測定も可能であり[14]、理論的に磁場中プラズマへの適用の可能性も示されている。

6.2 ラングミュアプローブとの比較

プラズマ吸収プローブで測定した電子密度を他の方法と比較してみよう。プラズマ振動法を用いて測定した密度の値と比較して、良い一致が得られることは既に報告している[8]。また、シリコン酸化膜エッチング用の磁気中性線プラズマ装置において、プラズマ吸収プローブで

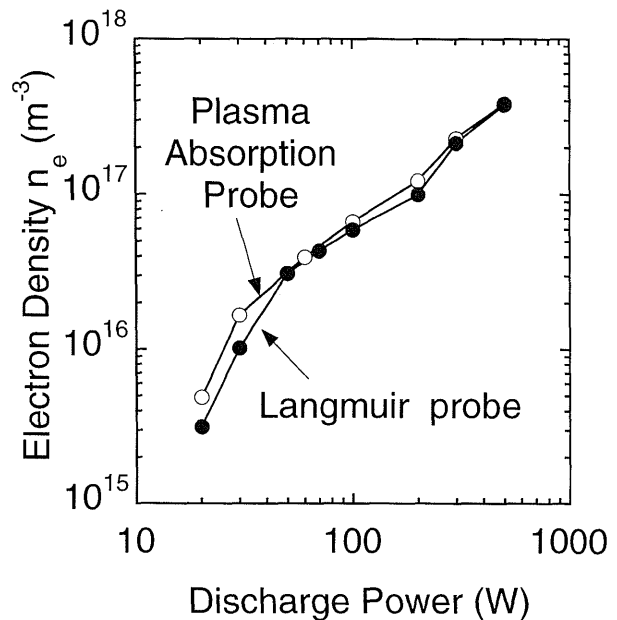


Fig. 7 Comparison of plasma absorption probe data with Langmuir probe data.

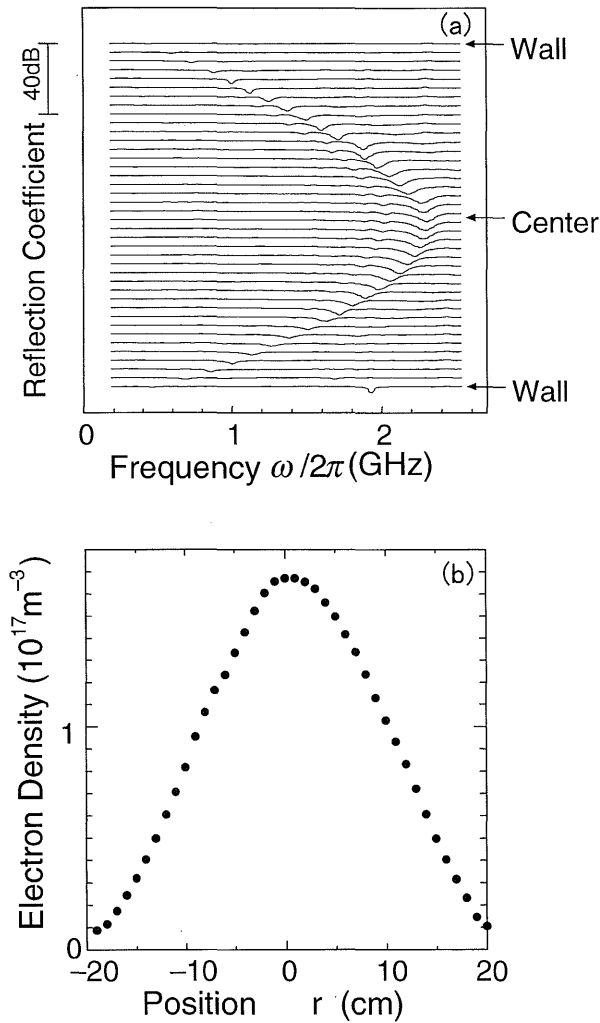


Fig. 8 (a) Absorption frequency spectra for different radial positions, and (b) radial density profile deduced from the spectra in (a) [by courtesy of Nissin Inc.].

得た電子密度はマイクロ波干渉計による測定値とはほぼ一致した。Fig. 7は、アルゴン 10 mTorr の誘導結合プラズマ (ICP) の放電パワーを変えながら、円筒ラングミュアプローブのデータからイオンの軌道運動理論に従って求めた電子密度を、吸収プローブによる値と比較した例である。高密度領域では両者は良い一致を示すが、 10^{16} m^{-3} 以下の低密度領域では相違が見られる。最近、このくい違いは吸収プローブのまわりのシースが厚くなっていくためと判明し、シースを考慮した表面波の解析を行うと、ラングミュアプローブと良く合ってくることがわかった[13, 14].

6.3 時間・空間分解測定の場合

プラズマ吸収プローブを動かしながら、容易に電子密度の空間分布を測定することができる。その空間分解能

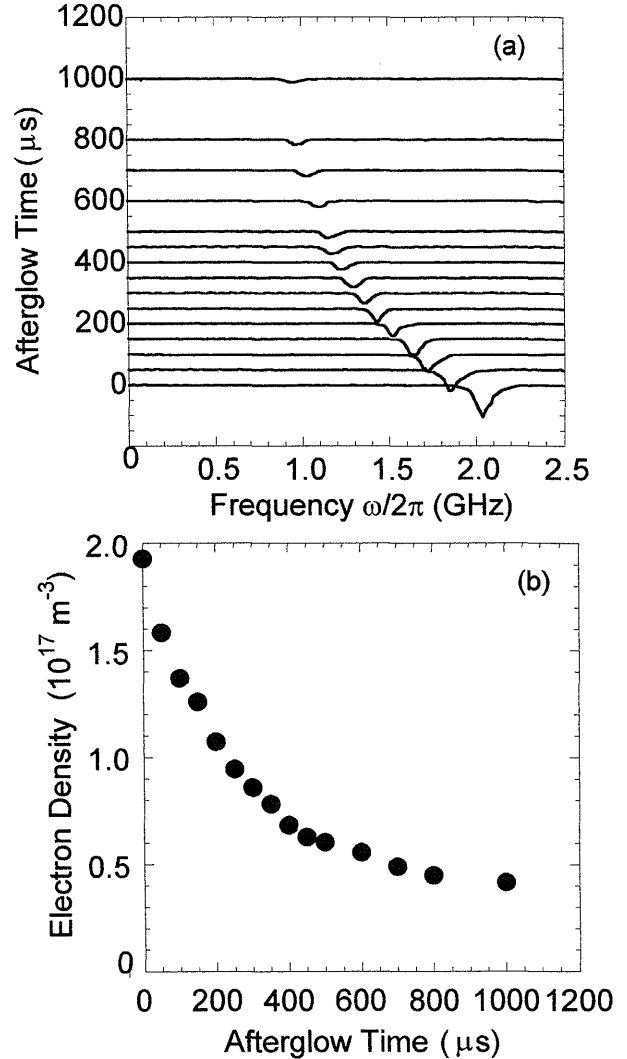


Fig. 9 (a) Absorption frequency spectra for different afterglow times, and (b) temporal decay of electron density in afterglow deduced from the spectra in (a).

は、プローブ頭部の外径 (最小 2 mm) や長さ (約 5 mm) のサイズ程度である。Fig. 8は測定例で、13.56 MHz の誘導結合プラズマ (アルゴン 100 mTorr, 150 W) のループアンテナから 20 cm 離れた中心部での半径方向の密度分布のデータである。上の (a) 図は、プローブ位置を等間隔に移動させながら、各位置で測定したパワーの反射係数の周波数スペクトルであり、 $m = 0$ モードの吸収周波数が半径とともにシフトするのが見える。式 (6) のように、吸収周波数と電子密度は一義的に結びついているから、下の (b) 図のように即座に密度分布が得られる。

一方、繰り返しパルス放電のように、一定の周期で繰り返して変化するプラズマの密度の時間変化を吸収プローブで測定することができる。Fig. 9はその一例であ

り、アルゴン 10 mTorr の 500 W 誘導結合プラズマを、それぞれ 30 ms と 20 ms の ON と OFF の周期で繰り返しパルス放電を行ったとき、放電 OFF 後のアフターグロー時刻における電子密度測定の結果である。(a) 図のように、時間がたつと吸収周波数が低くなり、この周波数を電子密度に整理しなおしてプロットすると、(b) 図のように電子密度がアフターグロー時間の経過とともに減少していくのがわかる。この測定では周波数をゆっくり自動掃引しているために、時間分解能はあまりよくない。高分解能で速い現象を測定するには、周波数を固定して得られる時間変化する出力を、異なる多くの周波数に対して集録し、後でデータを整理しなおすことにより、1 μ sec 程度の時間分解能が得られる。

7. 材料プロセス用の反応性プラズマへの適用

半導体プロセスにおいては、金属不純物の混入はデバイス特性の著しい劣化をもたらすことが知られている。したがって、ラングミュアプローブやグリッド電極などの金属材料を直接プラズマにさらすことは厳しく制限される。その点、プラズマ吸収プローブは Fig. 1 に示すように、すべて石英などの誘電体で覆われているので金属汚染を引き起こす心配がない。

エッチングや CVD などの材料プロセスには、多様な反応性ガスの放電プラズマが用いられる。そのほとんどの場合に、プラズマと接する固体表面には絶縁性の薄膜が堆積する。ラングミュアプローブを用いて、メタンプラズマやシランプラズマを測定しようとするとき、プローブ表面とプラズマ容器表面の双方に絶縁膜が成長してくるため、プローブ電流の回路が断たれて測定不能になる。一方、プラズマ吸収プローブはもともと導電性のない誘電体チューブでできている。しかもその厚さは 1 mm もあるので、その上に数 μ m 程度の絶縁膜が付着しても影響はない。これを確かめるために、外径 6 mm・内径 4 mm の石英管製の吸収プローブを、厚さ 50 μ m のカプトンテープ (ポリアイミド, $\epsilon_d = 3.5$) で巻いて、薄膜付着を模擬して実験を行った。アルゴンの誘導結合プラズマのパワーを変えて吸収プローブで電子密度を測定したところ、Fig. 10 に示すように、カプトンを巻いても巻かなくてもほとんど同じ値が得られた。すなわち、50 μ m の厚さまで膜がついても正しく密度測定を行えることがわかる。石英管上に $\epsilon_d = 2.5$ の別の絶縁層があるときの表面波の分散関係を計算すると、300 μ m の厚さの層でも変化がなかった。長期間の使用により、それ以上の厚い膜が堆積するときは、チャンバークリーニングを O₂

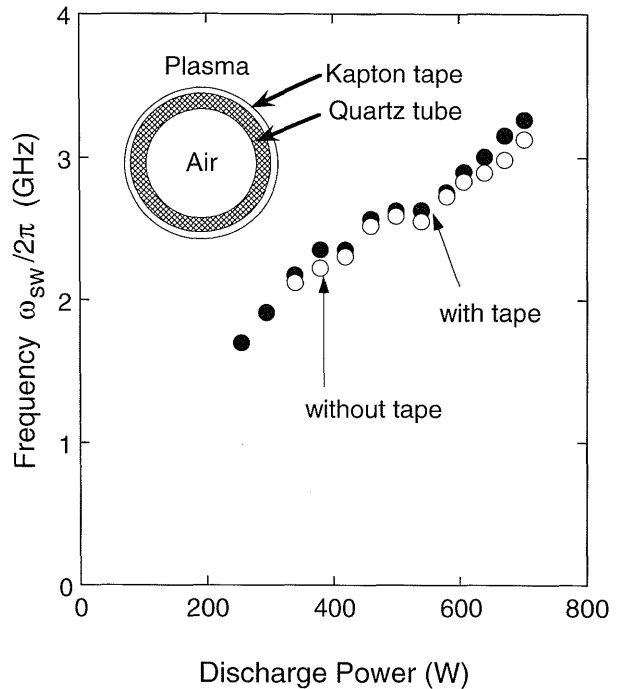


Fig. 10 Surface wave resonance frequency $\omega_{sw}/2\pi$ as a function of ICP discharge power, measured by plasma absorption probe covered with and without 50 μ m thick Kapton tape.

や NF₃ のプラズマで定期的に行うときに、同時に吸収プローブもクリーニングすればよい。

プラズマ吸収プローブはこれまで、フロン、シラン、メタンなどの堆積性の強いガスやハロゲンガス、酸素など、様々なガスの放電プラズマの測定に用いられてきた。これまでの経験では、プローブ表面の変化のために測定が難しくなったことはない。唯一、問題が起これば、金属材料のマグネトロンスパッタリングによる導電膜形成において、プローブ表面にも導電性の薄膜が堆積する場合であろう。その膜厚が表皮厚さを超えると、表面波はシースの影響を強く受け、波の分散が大きく変化すると予想される。

8. おわりに

プラズマ吸収プローブの標準的なシステムとデータ解析法について解説した。このシステムは、プローブの本体部分を手作りを用意し、市販のネットワークアナライザと組み合わせて自分で構築することができる。しかし、ネットワークアナライザには本測定に必要な様々な機能を持たせており、高価である。最近、電子密度測定に特化した回路系と各種プローブ本体およびその

駆動機構，データ解析ソフトを用意したシステムが，株式会社ニッシンから「プラズマ密度計」として市販されている（詳細は <http://www.cgc.co.jp/nissin/>）。

プラズマ吸収プローブには，今後，さらなる高精度化，高感度化，汎用化に向けて改良できる点がいくつか残されている．その主な課題と開発途上の情報をまとめると次のとおりである．

- ①高感度化：石英管でアンテナを覆う標準型プローブから，アンテナ線を直接プラズマにさらす高感度型プローブにすることにより，吸収が10倍程度強くなり，10 Torr を越える高圧力まで測定可能となる[14]．
- ②高精度化：通常はプローブ周辺のシースは無視できるが， 10^{16} m^{-3} をきるような低密度ではシースを考慮したデータ解析が必要になる．特に，高感度型プローブでは重要になる[13, 14]．
- ③汎用化：上記の高感度型プローブを利用して，電子温度も同時に測定できる[14]．また，これまでは無磁場を想定してきたが，有磁場プラズマでも使えるようなプローブ形状とデータ解析法の開発を進めている．
- ④生産装置のモニタ：プラズマプロセスの研究開発では，プローブを動かして精度よく分布を測る必要があるが，量産現場では，壁近くのプローブで，プラズマの変動を敏感に検知することが望ましい．現在，そのようなシステムを開発中である．
- ⑤S/N 比の改善：誘導結合プラズマや表面波プラズマのような低ガス圧・高密度プラズマの測定は容易である．しかし，高ガス圧・低密度プラズマである容量結合型プラズマの測定は，特に大電力放電の場合は難しい．その原因は，プラズマ電位が高周波で強く振動しているためであり，吸収ピークの周りに放電周波数を基本波とする多数のサイドバンドが現れる．

この解説を機に，できるだけ多くの方々がプラズマ吸収プローブに関心を持ち，一度試してみようかと思っただけならば幸いである．最後に，このプローブを共同で

開発している中村圭二氏（中部大），豊田直樹氏（ニッシン）と，ご支援いただいた株式会社ニッシンに謝意を表します．

参考文献

- [1] T. Shirakawa and H. Sugai, *Jpn. J. Appl. Phys.* **32**, 5129 (1993).
- [2] T.H. Ahn, K. Nakamura and H. Sugai, *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, L1405 (1995).
- [3] M. Goto, H. Toyoda, M. Kitagawa, T. Hirao and H. Sugai, *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**, 3714 (1997).
- [4] A. Schwabedissen, E.C. Benck and J.R. Roberts, *Plasma Sources Sci. Technol.* **7**, 119 (1998).
- [5] A. Schwabedissen, C. Soll, A. Brockhaus and J. Engemann, *Plasma Sources Sci. Technol.* **8**, 440 (1999).
- [6] M. Deguchi and R. Itatani, *Jpn. J. Appl. Phys.* **37**, 970 (1998).
- [7] N. St. Braithwaite, J.P. Booth and Cunge, *Plasma Sources Sci. Technol.* **5**, 677 (1996).
- [8] H. Kokura, K. Nakamura, I.V. Ghanashev and H. Sugai, *Jpn. J. Appl. Phys.* **38**, 5262 (1999).
- [9] N. Toyoda, S. Nankou and H. Sugai, *Proc. Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases*, Nagoya, 2001, Vol. 3, p.205.
- [10] K. Kinoshita, H. Kokura, N. Toyoda, S. Nankou *et al.*, *Proc. Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases*, Nagoya, 2001, Vol. 2, p.77.
- [11] K. Ohata, K. Mizuno, K. Nakamura and H. Sugai, *Proc. Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases*, Nagoya, 2001, Vol. 4, p.275.
- [12] K. Nakamura, N. Kasuya, S. Nankou, N. Toyoda and H. Sugai, *Proc. Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases*, Nagoya, 2001, Vol. 4, p.273.
- [13] K. Nakamura, M. Ohata and H. Sugai, *Proc. Joint Conf. ESCAMPIG-16 and ICRP-5*, Grenoble, 2002, Vol. 2, p.379.
- [14] K. Nakamura, M. Ohata and H. Sugai, *to be published in J. Vac. Sci. Technol. A*.
- [15] 菅井秀郎編著：プラズマエレクトロニクス（オーム社，2000）p.123.