# 

### 2. Fundamentals of Probe Measurements for Material Processing Plasmas

中村圭二 NAKAMURA Keiji 中部大学 (原稿受付:2018年11月12日)

電子密度を測定する簡便な方法としてよく用いられるラングミュアプローブが適用できないような材料プ ロセス用プラズマでも利用可能な電子密度測定用プローブとして、表面波プローブ(プラズマ吸収プローブ)お よびカーリングプローブを解説している.いずれもマイクロ波領域での共振現象を利用したプローブで、絶縁膜 の堆積が測定に及ぼす影響が小さい等の特徴を有している.各プローブにおいて、プローブ構造の概要と電子密 度の算出原理と方法を述べるとともに、表面波プローブでは2本のプローブを組み合わせたデュアル表面波プ ローブによる電子密度と電子温度の同時計測への機能拡張とフロロカーボンプラズマでの実測例を、またカーリ ングプローブでは酸素プラズマによるアッシングプロセス中での電子密度の挙動とアッシングプロセスにおける 終点検出への適用例を示す.

#### Keywords:

plasma, materials processing, electron density, electron temperature, sheath effect, plasma absorption probe, surface wave probe, curling probe

#### 2.1 はじめに

半導体などのデバイス製造プロセスにおいてプラズマ技 術は広く用いられているが,近年のデバイス性能の向上に 対応するために,プラズマ材料プロセスへの要求がますま す高度化しているため,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.特にプラ 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,プラズマの状態を把握する上 で不可欠なものと認識されている.

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. ラング ミュアプローブは構造が簡単である上, データ解析によっ て,電子密度,電子温度, プラズマ電位等,比較的多くの プラズマパラメータを算出できるため,提案されてから 100年近く経過しているにもかかわらず,依然としてコス トパフォーマンスに優れたプラズマ測定法として今でもよ く用いられるのは周知のとおりである.

しかし薄膜を堆積させるデポジションや微細トレンチな どを加工するエッチングを行うプロセスプラズマの測定に 通常のラングミュアプローブを用いるのは困難な場合が多 い.本稿では、ラングミュアプローブの測定で障害となる 問題点を整理した後、プロセスプラズマの測定に適用可能 な「表面波プローブ」と「カーリングプローブ」の2つに ついて紹介する.

#### 2.2 プロセスプラズマ用プローブに必要な特性

ラングミュアプローブをプロセスプラズマに適用するの が難しくなる原因として,堆積膜によるプローブ電流の阻 害とプラズマ電位の高周波振動の2つが主にある.

プラズマプロセスでは、材料表面での化学反応を利用す ることが多く、プラズマに反応性ガスを用いるのが一般的 である.通常のラングミュアプローブの適用が困難となる 典型的な例は、シリコン酸化膜のエッチングなどでよく用 いられるフロロカーボンプラズマがある.フロロカーボン ガスをプラズマに導入するとフロロカーボンラジカルが発 生し、高エネルギーのイオンが照射されない多くの表面で 絶縁性のフロロカーボン膜が堆積する.それがラングミュ アプローブにおける電流阻害を引き起こし、プローブ測定 を困難なものにする.

一方,プラズマ電位の高周波振動が問題となるのは,主 に,平行平板型高周波プラズマ源にラングミュアプローブ を適用したときである.プロセスプラズマを生成する際, 絶縁膜の堆積が生じても安定な高密度プラズマを発生さ せ,かつウェハ表面での均一プロセスを実現するのに必要 な大口径プラズマの均一化を行う観点から,半導体プロセ スでは平行平板型高周波プラズマ源がよく用いられる.そ こでは高周波電圧が印加された電極とプラズマとが直接触 れて静電的に強く結合しているので,プラズマ電位は電極 電位とともに電源周波数で激しく振動することになる.通 常のラングミュアプローブでは,この電位振動によって,

Chubu University Kasugai AICHI 487-8501, Japan

author's e-mail: nakamura@isc.chubu.ac.jp

プラズマとプローブ電極間の電位差が変動するため,平均 化処理を施した電圧-電流特性から得られる見かけ上の電 子温度は実際よりも高く見積もられてしまい,正確な値が 得られないことが多い.

さらに実プロセス装置での測定に関して,装置内の金属 汚染対策が不可欠であることを付け加えておきたい.実際 のプロセス装置では、ウェハ表面での金属汚染がプラズマ プロセスを行った後のデバイス性能の劣化に直結するた め、プラズマに直接曝すことができる材料は極めて強い制 約を受けており、特に金属に対する制約は厳しい.した がって制約を受けている材料をプラズマに曝す場合は、石 英などの制約を受けない材料でカバーして用いなければな らず、その点で金属電極を直接プラズマに曝す通常のラン グミュアプローブは、実プロセス装置に適用することが難 しい.これらのことをまとめると、プロセスプラズマに用 いることができるプローブは、

- ・絶縁性薄堆積の影響が小さい.
- ・プラズマ電位の高周波電位に強い.
- ・金属汚染源にならない.
- ・プラズマへの擾乱が小さい.
- などの特性を有している必要がある.

本章では、半導体プロセスなどでよく用いられる低圧 (数百 Pa 以下)のプラズマに適用でき、上記の特性を持つ 表面波プローブ[1]とカーリングプローブ[2]の2つを中心 に述べる.なおここでは無磁場プラズマを前提としている ことを付記する.

#### 2.3 表面波プローブ

表面波プローブは,以前,プラズマ吸収プローブとも呼ばれ,詳細な解説は文献[3]や文献[4]にて報告されているので,本章では原理や構造などの概略を述べた後,実際のプロセスプラズマに適用した例を示す.

#### 2.3.1 プローブの構造と原理

表面波プローブは, 頭部を封じた細い誘電体管と, 先端部 に中心導体によるロッド状アンテナを有する同軸ケーブル から構成され, 比較的構造がシンプルなプローブである. 図1に示すように, 誘電体管の中に同軸ケーブルを挿入 し, 先端のロッドアンテナに, ネットワークアナライザに よって1mW 程度の微弱なマイクロ波電力を周波数挿引し ながら供給する. その結果, ロッドアンテナ近傍の電磁界



図1 表面波プローブの概略図.

により,プラズマと誘電体管との界面で表面波を励起する ことができる.そのとき,プローブ頭部に強い表面波の定 在波が存在して共振状態になるのは,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のみである.した がってロッドアンテナに供給したマイクロ波電力はその共 振周波数にてプラズマへ吸収され,ロッドアンテナから反 射されてネットワークアナライザに戻ってくるマイクロ波 電力は共鳴的に減少する.そのマイクロ波の反射電力が減 少する吸収周波数を測定することによって,電子密度を算 出することができる.

具体的なプローブの材料やサイズ例としては,誘電体管 は外径 (2a) 2-6 mm で, $a \circ 2$ 割程度の肉厚を有する石 英管やアルミナ管等を,また同軸ケーブルには,特性イン ピーダンスが 50  $\Omega$  で,誘電体管の内径 (2b) 以下の外径 (0.8-3 mm程度)を有するセミリジットケーブル等が用い られる.また同軸ケーブル先端のロッドアンテナの長さは 3-5 mm 程度,プローブ頭部の先端長さdは4-12 mmである.

ネットワークアナライザは、アンテナへのマイクロ波入 射電力 $\Gamma_{in}$ とアンテナからの反射電力 $\Gamma_{ref}$ の比 ( $\Gamma_{ref}/\Gamma_{in}$ )を 反射係数として測定し、マイクロ波電力の周波数ω/2πを掃 引しながら反射係数を表示する機能を持つ。図2は、アル ゴン 10 mTorr の誘導結合プラズマにおいて、ネットワー クアナライザにより測定した反射係数スペクトルの例を示 す. なおこの測定においては、同軸ケーブルでの伝送損失 やケーブル端部におけるミスマッチング等による反射など の影響をネットワーク上で取り除き、プラズマのみによる パワー吸収効果を抽出した吸収スペクトルを表している. 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, 放電パワーとともに電子密度が増加すると吸収周波数が高 くなることがわかる.この複数の吸収スペクトルについて は、ロッドアンテナの設置位置のずれなどによる非軸対称 性等に起因して、複数の表面波モードが励起されたためと 考えられる.



#### 2.3.2 表面波の分散関係と電子密度の導出

図1に示すように、表面波プローブでは誘電体管とプラ ズマが接しているので、条件が整えば、その境界表面に 沿って伝わる波、即ち表面波が存在する.ただし誘電体管 の内部が空気で満たされる領域Aと、内部が同軸ケーブル で満たされる領域Bの2つの領域に分かれている.ここで は各領域における分散関係を算出するとともに、図2で示 した吸収スペクトルから得られる吸収周波数と比較するこ とによって、表面波の伝搬領域を特定するとともに、電子 密度の算出式について述べる.

軸方向に無限に長い誘電体管(比誘電率 $\epsilon_{d}$ )の周囲 に,電子密度 $n_{e}$ の均一なプラズマが形成されているモデル を考える.電子プラズマ周波数 $f_{p}$  (= $\omega_{p}/2\pi$ )と冷たいプラ ズマの比誘電率 $\epsilon_{pr}$ 

$$\omega_{\rm p} = 2\pi f_{\rm p} = \sqrt{e^2 n_{\rm e}/\varepsilon_0 m_{\rm e}} \tag{1}$$

$$\varepsilon_{\rm pr} = 1 - \frac{\omega_{\rm p}^2}{\omega^2} \tag{2}$$

を用いて静電近似のもとに波動を扱うと,円筒座標 $(r, \theta, z)$ において,r方向の振幅A(r), $\theta$ 方向のモード数m,z方 向の波数 $\beta = 2\pi/\lambda$  (z方向の波長 $\lambda$ )をもつ角周波数 $\omega$ の波 動を $A(r)\exp\{jm\theta+j(\beta z-\omega t)\}$ の形に表すと,誘電体管の 外側表面と内側表面における電磁界の境界条件を適用すれ ば,領域Aにおける表面波の分散式が次のように得られ る.

$$\left[1 - \left(\frac{\omega_{\rm p}}{\omega}\right)^2\right] \frac{1}{\varepsilon_{\rm d}} = \frac{\mathrm{K}_m\left(\beta a\right)}{\mathrm{K}'_m\left(\beta a\right)} \cdot \frac{f \cdot \mathrm{I}'_m\left(\beta a\right) + g \cdot \mathrm{K}'_m\left(\beta a\right)}{f \cdot \mathrm{I}_m\left(\beta a\right) + g \cdot \mathrm{K}_m\left(\beta a\right)}$$
(3)

$$f = I_m (\beta a) [\varepsilon_d I_m (\beta b) K'_m (\beta b) - I'_m (\beta b) K_m (\beta b)]$$
(4)  
$$g = (1 - \varepsilon_d) I'_m (\beta b) I_m (\beta b)$$
(5)

このときプラズマと誘電体の間にシースの厚さが誘電体管 の外径*a*に比べて十分薄く,誘電体管の内径に比べてロッ ドアンテナが十分細いものと仮定している.また変数が*x* の関数I<sub>m</sub>(*x*)とK<sub>m</sub>(*x*)は*m*次の第1種と第2種の変形ベッ セル関数であり,I'<sub>m</sub>とK'<sub>m</sub>はそれらを*x*で微分した関数を 表す.図3に示された3本の実線は,*a*=3 mm,*b*=2 mm,  $\epsilon_d$ =3.78の誘電体管について,(3)-(5)式を解いて得ら れる表面波の分散関係の例を,方位角モード数*m*をパラ メータとして,波長λに対する規格化角周波数 $\omega/\omega_p$ の変化 を表す.いずれの方位角モードでも,周波数 $\omega/2\pi$ が表面波 共鳴周波数 $\omega_{sw}/2\pi$ (= $\omega_p/2\pi\sqrt{1+\epsilon_d}$ )を超えているならば, 表面波は伝搬できることを示している.

一方,(3)-(5)式の分散関係を求める際のモデルにおいて,誘電体管の内側を空気から金属に置き換えることにより,誘電体管内部が同軸ケーブルで埋まっている領域B での表面波の分散関係は

$$\begin{bmatrix} 1 - \left(\frac{\omega_{\rm p}}{\omega}\right)^2 \end{bmatrix} \frac{1}{\varepsilon_{\rm d}} = \frac{K_m \left(\beta a\right)}{K'_m \left(\beta a\right)} \cdot \frac{I'_m \left(\beta a\right) \cdot K_m \left(\beta b\right) - K'_m \left(\beta a\right) \cdot I_m \left(\beta b\right)}{I_m \left(\beta a\right) \cdot K_m \left(\beta b\right) - K_m \left(\beta a\right) \cdot I_m \left(\beta b\right)} (6)$$

のように得られる.また図3の実線で示された分散カーブ のときと同じ誘電体管のサイズや材料を仮定すると,(6) 式の分散カーブは,方位角モード数mをパラメータとし て,図3の破線のようになる.誘電体管の内部が金属の領 域Bでは,誘電体管の内部が空気の場合と異なり,いずれ の方位角モード数でも表面波は表面波共鳴周波数ωswより も低い周波数でしか伝搬しない.

さらに図3に示した領域Aおよび領域Bでの分散関係と 比較することにより,図2に示した吸収ピークを誘起させ る表面波を同定しよう.図3から領域Aと領域Bとで伝搬 できる表面波が異なることがわかったので,領域Aを伝搬 して領域Bに入射する表面波は領域Bに入射できず,そこ で反射して領域Aを伝搬し続けることが予想される.それ は領域Aが表面波のキャビティとみなせることを示唆して おり,プローブ先端長dにより領域Aの軸方向の長さ,即 ちキャビティ長が変わると,領域Aで表面波が共振して定 在波が立つときの波長,延いては周波数も変わるものと考 えられる.したがって,吸収周波数のd 依存性を調べるこ とにより,波長と周波数の関係,即ち分散関係を実験的に 求めることができる.

実際に*d*に対する吸収周波数の変化を調べ,  $d = \lambda/2$ が成 り立つものと仮定して実験データを示すと、図3の●印の ようになる.第1から第3までの各吸収ピークのデータ は、領域Aのモデルで導いたm = 0, 1, 2の3つの分散カー ブと比較的よく一致しているが、領域Bのモデルで導いた 分散カーブにはまったく一致しない.したがって表面波プ ローブで観測される吸収ピークは領域Aのみを伝搬する表 面波に起因しており、プローブの軸方向に関する空間分解 能が*d*程度で与えられることを示唆している.



このように表面波の伝搬エリアとモードを特定できたこ とから,(1)式の分散式を用いて電子密度を決めることが できる.一例として,a = 3 mm,b = 2 mm, $\epsilon_d = 3.78$ の表 面波プローブを用いた場合,表面波の分散関係は**図**3の実 線で与えられるので,dが既知であれば分散カーブから  $\omega/\omega_p$ の値が決まり,さらに測定した吸収周波数  $f_{abs}$ [GHz] を $\omega/2\pi$ として代入すれば,電子プラズマ周波数  $\omega_p/2\pi$ から 電子密度  $n_e$ を絶対値として算出できる.d = 6 mmの場合, m = 0の吸収が起こるのは**図**3 から $\omega/\omega_p = 0.65$ なので,電 子密度は次式で算出できる.

$$n_{\rm e} [\rm cm^{-3}] = 2.94 \times 10^{10} (f_{\rm abs} [\rm GHz])^2$$
 (7)

もし誘電体管のサイズや材質を変えた表面波プローブを用 いる場合は、図3の分散関係を改めて算出する必要がある が、d 可変のプローブでは、 $\lambda = 0$  での共振周波数が表面波 共鳴周波数 $\omega_{sw}/2\pi$ であることを考慮すると、実験的に $d \rightarrow 0$ での吸収周波数を外挿により求めることによって、分散関 係を計算しなくても電子密度を算出できる.詳細は文献[3] を参照されたい.

2.3.3 電子の密度・温度測定用デュアル表面波プローブ

表面波プローブを用いて電子密度が算出できることを述 べてきたが、その際、プローブ表面に形成されるシースの 影響が無視できるものとして扱ってきた.ここでは、2本 の表面波プローブを用い、かつシースの影響を積極的に活 かすことによって、電子密度と電子温度の両方の測定ツー ルに拡張できる.

厚さ*t*のシースを考慮すると、図1に示したプローブ先 端部における領域Aの断面は図4のようになり、プローブ で得られる吸収周波数  $f_{abs}$ は、誘電体管に関するパラメー タ(外径 2*a*,内径 2*b*,中心導体の直径 2 $\gamma_{ant}$ ,先端部の長さ *d*,比誘電率  $\epsilon_d$ )、プラズマに関するパラメータ(電子密度 *n*<sub>e</sub>,電子温度 *T*<sub>e</sub>)およびシース厚*t*に依存する.また一般 的にシース厚*t*はデバイ長  $\lambda_D$ の数倍程度なので[5]、定数 *ξ*を用いて、



図4 領域Aにおける表面波プローブの断面図.

$$t = \xi \lambda_{\rm D} = \xi \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \kappa T_{\rm e}}{e^2 n_{\rm e}}} \tag{8}$$

と表され、シース厚tは電子密度 $n_e$ と電子温度 $T_e$ の関数 となる.また実験で用いた表面波プローブの誘電体に関す るパラメータは既知のため、吸収周波数 $f_{abs}$ は $n_e$ 、および  $T_e$ の関数として与えられる.

$$f_{\rm abs} = F(n_{\rm e}, T_{\rm e}) \tag{9}$$

これは、低密度等でデバイ長が大きくシースの影響を無視 できない時に、1つの表面波プローブで吸収周波数を測定 しても、電子密度は一義に決められないことを意味してい る.しかし誘電体管のパラメータが異なる2本の表面波プ ローブ1および2を同時に同じプラズマに挿入している場 合、各プローブで測定される吸収周波数 *f*<sub>abs1</sub> と *f*<sub>abs2</sub> は、異 なる関数*F*<sub>1</sub>と*F*<sub>2</sub>によって*n*<sub>e</sub>、および*T*<sub>e</sub>と関係付けられる.

$$f_{\rm abs1} = F_1(n_{\rm e}, T_{\rm e}) \tag{10}$$

$$f_{\rm abs2} = F_2(n_{\rm e}, T_{\rm e}) \tag{11}$$

このとき $f_{abs1}$ と $f_{abs2}$ は測定値で既知のため,(10)式と(11) 式の2つの関係式から,2つの未知数 $n_e$ ,および $T_e$ を一義 に求めることができる[6,7].ここでは,このように2本の 表面波プローブを用いて電子密度と電子温度の両方を求め る手法をデュアル表面波プローブ法と呼ぶ.

ある吸収周波数を満足する電子密度と電子温度の関係 (ここでは  $n_e - T_e$  特性曲線と呼ぶ)を求めた例を図5に示 す.これは(10)式や(11)式に相当するものであり,図5(a) は誘電体管で被覆している表面波プローブ1 (a = 3 mm, b = 2.5 mm,  $\gamma_{ant} = 0.5 \text{ mm}$ , d = 2.5 mm,  $\varepsilon_d = 3.78$ )の  $n_e - T_e$  特性曲線, また図5(b)は誘電体管で被覆していな い表面波プローブ2 ( $a = b = \gamma_{ant} = 1 \text{ mm}$ , d = 5 mm)の  $n_e - T_e$  特性曲線を, (8)式中の  $\varepsilon$  を2.2と仮定して算出し たもので,いずれも吸収周波数  $f_{abs1}$  および  $f_{abs2}$  をパラメー タとしている.

図5(a)と図5(b)を比較すると,誘電体管で被覆した表面波プローブ1の $n_e$ - $T_e$ 特性曲線の傾きは非常に大きくなっており,吸収周波数に対する電子温度の影響は比較的小さく,吸収周波数はほぼ電子密度によって決まっている.それに対して誘電体管で被覆していない表面波プローブ2の $n_e$ - $T_e$ 特性曲線の傾きは比較的緩やかであり,吸収周波数は電子密度と電子温度の両方に依存している.これは,2.2節において用いた仮定,即ち表面波プローブでの誘電体の外径に比べてシース厚が十分小さく,シースの影響を無視した仮定の妥当性を示唆している.

図5(a)と図5(b)の $n_e-T_e$ 特性曲線が既知であるなら, 電子密度と電子温度は容易に求めることができる.例え ば,表面波プローブ1で得た吸収周波数 $f_{abs1}$ が1000 MHz, および表面波プローブ2で得た吸収周波数 $f_{abs2}$ が500 MHz の場合,図5(a)における $f_{abs1} = 1000$  MHz の $n_e-T_e$ 特性曲 線と図5(b)における $f_{abs2} = 500$  MHz の $n_e-T_e$ 特性曲線に 着目し,その2つの特性曲線の交点を求めると,電子密度 4.0×10<sup>10</sup> cm<sup>-3</sup> と電子温度1.3 eV が得られる.実測した既





知の特性曲線の吸収周波数と実測した吸収周波数が異なる 場合は、補完法などを用いて推測した特性曲線を用いる.

図5(a)および(b)の $n_e - T_e$ 特性曲線を有する2本の表面波プローブを実際に作製し、プロセス用 Ar/C<sub>4</sub>F<sub>8</sub>誘導結合型プラズマにおける電子密度と電子温度の測定例を図6に示す. Ar のみのプラズマと比べて、Ar にC<sub>4</sub>F<sub>8</sub>を5%程度混合すると、電子密度および電子温度ともに減少し、これは分子性ガスを導入すると、分子の解離など、Ar のみのときとは異なる原子分子過程がプラズマ内で生じ、電子エネルギーの損失が顕著になることが反映されたと考えられる. また Ar/C<sub>4</sub>F<sub>8</sub>プラズマを連続的に100分間生成したところ、厚さ3 $\mu$ m 程度のフロロカーボン膜がプローブに堆積するような状況であったものの、電子密度と電子温度のいずれも±10%程度の範囲内で一定の値となり、デュアル表面波プローブも安定に動作していることがわかる.

ここでは2本目の表面波プローブに誘電体管で被覆しな いプローブを用いたが、十分に外径が小さく肉厚が薄い誘 電体管を用いれば同様な効果が得られるものと予想される ことから、実プロセスへの適用も期待できる.



図6 Ar/C<sub>4</sub>F<sub>8</sub>プラズマにおける電子密度および電子温度の測定例.

#### 2.3 カーリングプローブ

2.3.1 伝送線路のマイクロ波共振と電子密度の算出原理 カーリングプローブでは、伝送線路におけるマイクロ波 の共振現象を用いているので、伝送線路でのマイクロ波共 振を整理した上で、電子密度を算出する原理を述べる.

特性インピーダンスが  $Z_0$  の直線状伝送線路において線路に沿って x 軸をとると, 伝搬する角周波数 $\omega$  の正弦波電 圧波 V は, 一般的に伝搬定数 $\gamma$  を用いて,

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \gamma^2 V \tag{12}$$

$$\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} = \alpha + j\beta \tag{13}$$

と表される. ここで R は単位長さあたりの抵抗, G は単位 長さあたりのコンダクタンス, L は単位長さあたりのイン ダクタンス, C は単位長さあたりの静電容量であり,電流 波も電圧波と同様に(12)式および(13)式を満足する. α と β は各々減衰定数および位相定数と呼ばれ, 伝搬距離が単 位長さあたりの波の減衰と位相変化を表す.

図7に示すような伝送線路が長さ $\ell$ の無損失 (R = G = 0)な有限長線路において、受端B( $x = \ell$ )に接続 された負荷インピーダンス $Z_B$ が線路の特性インピーダン ス $Z_0$ と異なる場合、送端A(x = 0)から伝搬して受端に入射 する入射波は受端で反射し、送端に向かって反射波が生じ る.するとxの正方向へ伝搬する入射波とxの負方向へ伝 搬する反射波が重なり合うために線路上に定在波が生じ、 入射波と反射波の大きさが同じと仮定すると、入射波と反 射波が弱め合って常に振幅が0になる「節」と、強め合っ て振幅が2倍で最大になる「腹」が存在する、伝搬波の波 長 $\lambda$ を用いると、隣り合う腹と節との間隔は $\lambda/4$ になる.

そのような線路で線路長のみを変化させると,送端や受端と線路上の節や腹との相対的な位置関係が変わるため, 送端および受端では,電圧や電流が変わり,延いては電圧 と電流の比であるインピーダンスも変化する.一例とし



図7 有限長線路における伝搬波と定在波.

て、線路長  $\ell$  の無損失線路の受端を短絡 ( $Z_{\rm B} = 0$ )したときの送端インピーダンス  $Z_{\rm A}$ は、

$$Z_{\rm A} = Z_0 \tanh(\gamma \ell) \tag{14}$$

で与えられ、 $Z_A$ のリアクタンス成分が0または $\pm j\infty$ になるときの状態を線路の共振と呼ぶ(後者については反共振 と呼ぶこともある).  $Z_A$ が0の場合は電圧定在波の節と電 流定在波の腹の位置が送端と一致していることを、また  $Z_A$ が $\pm j\infty$ の場合は電圧定在波の腹と電流定在波の節の位 置が送端と一致していることを意味している. 波数 $\beta$ は  $\beta = 2\pi/\lambda$ であることを考慮すると、共振するときの波長 $\lambda$ と線路長 $\ell$ の関係は(15)式および(16)式のように得られる.

・受端短絡で反共振するとき:

$$\ell = \left(\frac{n}{2} - \frac{1}{4}\right)\lambda \qquad (n = 1, 2, 3 \cdots ) \tag{15}$$

・ 受端短絡で共振するとき:

$$\ell = \frac{n}{2}\lambda \qquad (n = 1, 2, 3 \cdots ) \tag{16}$$

このように有限長線路では、(15)式または(16)式を満足す る波長にて共振が起こり、その際 n に対応するモードの定 在波が線路上に存在する.

実際のプローブの伝送線路を共振状態にする場合,プ ローブの幾何学的なサイズは決まっていることが多いた め,(15)式または(16)式を満足するように線路長を変える ことは一般的には難しい.しかし,波の伝搬速度vが一定 ならば,波長は周波数と反比例の関係にあることから,信 号源の周波数により波の周波数を変化させて波長が変わる ことを利用すると,信号源の周波数をある特定の値にする ことによりプローブの伝送線路を共振状態にできる.第2 章で述べた表面波プローブと同様に,共振状態となって線 路上に強い定在波が存在すると,プラズマへのマイクロ波 電力が生じるため,ネットワークアナライザを用いて反射 係数の周波数依存性を測定し,そこでの吸収スペクトルか ら共振周波数が得られる.

次にそのようにして得られるプローブの共振周波数から 電子密度を導出できることを、受端短絡でn = 1にて反共 振している場合を例に述べる。受端短絡で反共振の状態に ある無損失の伝送線路が比誘電率 $\epsilon_r$ の媒質中にあると き、共振周波数fは

$$f = \frac{c}{4\ell} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{\rm r}}} \tag{17}$$

で与えられるので,真空 ( $\varepsilon_r = 1$ )中での共振周波数を  $f_0$ , 比誘電率 $\varepsilon_r$ が(2)式で与えられるプラズマ中での共振周波 数を  $f_1$ とすると,

$$f_1^2 = f_p^2 - f_0^2 \tag{18}$$

なので、(18)式に(1)式を代入し電子密度  $n_e$ [cm<sup>-3</sup>]は共振周波数  $f_0$ [GHz]および  $f_1$ [GHz]を用いて直ちに算出される[9].

$$n_{\rm e} = (f_{\rm p}^2 - f_0^2) / 0.806 \tag{19}$$

このとき伝送線路周囲のプラズマは電子密度が一定で均一 であることを仮定している.

このような手順により電子密度を求めるプローブには, U字型の伝送線路を有するマイクロ波共振器プローブが報 告されており,マイクロ波共振を利用した簡便な密度測定 用プローブとして認知されている[8-10].またそのような プローブでは,マイクロ波帯の周波数領域を利用すること から,絶縁膜がプローブに堆積したとしても,電子密度測 定に及ぼす影響は比較的軽微であると考えられる.しかし 上限周波数が3GHz程度の汎用的なネットワークアナライ ザでマイクロ波共振器プローブの共振周波数を測定するに は,長さ数 cm程度以上の平行2線ワイヤアンテナをプラ ズマ内に突き出す形になるため,プラズマへの擾乱が大き くなること,またワイヤアンテナの機械的強度が不十分で あることが多いなどの課題があり,実プロセスでのプラズ マモニタリングに適用する際には留意しなければならない.

#### 2.3.2 カーリングプローブの構造と電子密度の算出

カーリングプローブでは、マイクロ波共振器として、マ イクロ波共振器プローブの突起状ワイヤアンテナの代わり に、平板状スパイラルスロットアンテナを用いることでプ ラズマに突出しない構造を採用し、マイクロ波共振器プ ローブでの課題の一つであるプラズマへの擾乱を抑制する ことを念頭に開発されるとともに[1]、理論的な検討も進 められた[11,12].

図8に典型的なカーリングプローブの構造例を示す.プ ローブは、同軸ケーブル、同軸カップラおよびスパイラル 状スロットを有するマイクロ波共振器から構成される.同 軸カップラは同軸ケーブルと接しており、同軸ケーブルの 中心導体のみが同軸カップラの軸に沿ってプローブヘッド に設けられたマイクロ波共振器まで導かれる.マイクロ波 共振器の中央部には空孔が設けられており、その空孔の中 心部に中心導体がロッドアンテナとして設置される.この とき, 空孔の直径は, 空孔とつながっているスパイラル状 スロットのスロット幅に比べて十分大きいので、空孔とつ ながっているスロット端部は擬似的に開放に近い状態にあ るのに対して、もう一方のスロット端部は短絡状態にあ る. 従って, スパイラル形状の影響が無視できる場合, 共 振時のスロット伝送線路では、受端短絡で送端が反共振の 状態になっており、(15)式を概ね満足する. 同軸ケーブル を介して供給される入射マイクロ波電力と、プローブを介 してプラズマで消費されずに反射するマイクロ波電力の比 をネットワークアナライザで測定し、表面波プローブと同



図8 カーリングプローブの構造例.

様に,スパイラル状スロットでのマイクロ波共振によって 生じる吸収スペクトルから共振周波数を得て,電子密度を 算出する.

ただしカーリングプローブでは、マイクロ波共振器の周 辺に存在するプラズマは共振器の片面のみであり、かつ一 様ではない. さらにプラズマ以外のプローブの構造物 (図8の例では同軸キャビティ内部の石英など)が共振器 に隣接している. さらに実プロセスに本カーリングプロー ブを用いる場合には金属汚染を避けるために、薄い石英板 などでマイクロ波共振器を被覆しなければならず、電子密 度測定にその影響も無視することはできない. したがっ て、それらの影響を考慮して真の電子密度を得るために、 補正係数 γc を(19)式に取り入れ、

$$n_{\rm e} = \gamma_{\rm c} \left( f_{\rm p}^2 - f_0^2 \right) / 0.806 \tag{20}$$

で表される(20)式により電子密度  $n_e$  を求めなければなら ない.  $\gamma_c$  の値は電磁界シミュレーションで見積もることが 可能で,一例として,スロット長100 mm,空孔直径3 mm, 被服石英版の厚さ 0.2 mm, プローブ直径 16 mm のとき,  $\gamma_c = 5.1$  と報告されている[13].

## 2.3.3 カーリングプローブによるアッシングプロセス中の電子密度の測定[13]

カーリングプローブを用いたプロセス中の電子密度測定 の例として、カーボン薄膜で覆われている状態の真空容器 の内壁に対し、酸素プラズマによってカーボン膜をクリー ニング除去するアッシングプロセスでの電子密度の挙動を 図9に示す.直径500 mmの2.45 GHzマイクロ波プラズマ 源において、予め10分間のメタンプラズマによって水素含 有量が30-50%のアモルファスカーボン膜を容器内壁に堆 積させた後、圧力10 Pa および放電パワー700 Wの酸素プ ラズマによりアッシングを行っている.時刻0 min 以降に 酸素プラズマを発生させ、酸素分子の電子衝突解離により



大量の酸素原子等のラジカルが生成されると、アモルファ スカーボン膜は酸素ラジカルと反応してアッシングされ, H<sub>2</sub>O や CO 等の分子性反応生成物がプラズマに混入す る.特に容器壁に十分なアモルファスカーボン膜が存在し ているアッシングプロセス初期においては分子性反応生成 物もプラズマに混入することから、多くの放電パワーが分 子性反応生成物の解離などに使われ、電子密度が 10<sup>8</sup> cm<sup>-3</sup> 台の低密度プラズマとなっている. その後, アモルファス カーボン膜の除去が進むと分子性反応生成物の量も減少し て電子密度は3×10<sup>9</sup> cm<sup>-3</sup> 程度でほぼ飽和する. その飽和 時の電子密度は容器壁にアモルファスカーボン膜が存在し ないときの電子密度にほぼ等しいことから、図9に見られ る電子密度が飽和するときの時刻からカーボン膜の除去が 完了する時刻をモニタでき、アッシングプロセスの終点検 出に利用できる.実際、カーリングプローブの同軸カップ ラ内部に光ファイバを設け(これをオプトカーリングプ ローブと呼ぶ)、マイクロ波共振器のスロットから入射す るプラズマ光の分析も行ったところ、電子密度と反応生成 物の発光強度から得られる反応生成物の密度変化は、図9 に示した電子密度の時間変化とよい相関を示すことが明ら かとなっている.

#### 参 考 文 献

- [1] H. Kokura et al., Jpn. J. Appl. Phys. 38, 5262 (1999).
- [2] I. Liang et al., Appl. Phys. Express 4, 066101 (2011).
- [3] 菅井秀郎: プラズマ・核融合学会誌 78,998 (2002).
- [4] 雨宮 宏 他: プラズマ・核融合学会誌 81,482 (2005).
- [5] M.A. Lieberman and A.J. Lichitenberg, Principles of Plasma Discharges and Materials Processing (John Wiley & Sons, New Jersey, 2005) 172.
- [6] K. Nakamura et al., J. Vac. Sci. Technol. A21, 325 (2003).
- [7] K. Kinoshita *et al.*, Abstr. American Vacuum Society 56 th Int. Symp. and Exhibition, 2006, p. 149.
- [8] R.L. Stenzel, Rev. Sci. Instrum. 47, 603 (1976).
- [9] R.B. Piejak et al., J. Appl. Phys. 95, 3785 (2004).
- [10] J. Xu et al., Plasma Sources Sci. Technol. 18, 045009 (2009).
- [11] A. Arshadi *et al.*, Plasma Sources Sci. Technol. 25, 045014 (2016).
- [12] A. Arshadi *et al.*, Plasma Sources Sci. Technol. 26, 045013 (2017).
- [13] A. Pandey et al., Appl. Phys. Express 6, 056202 (2013).

Lecture Note

