



## プローブ計測の基礎から応用まで

雨宮 宏, 和田 元<sup>1)</sup>, 豊田浩孝<sup>2)</sup>, 中村圭二<sup>3)</sup>, 安藤 晃<sup>4)</sup>,  
上原和也<sup>5)</sup>, 小山孝一郎<sup>6)</sup>, 酒井 道<sup>7)</sup>, 橋 邦英<sup>7)</sup>  
(中央大学大学院理工学部, <sup>1)</sup>同志社大学工学部, <sup>2)</sup>名古屋大学工学研究科,  
<sup>3)</sup>中部大学工学部, <sup>4)</sup>東北大学工学研究科, <sup>5)</sup>日本原子力研究所那珂研究所,  
<sup>6)</sup>宇宙航空研究開発機構・宇宙科学研究本部, <sup>7)</sup>京都大学工学研究科)

### Probe Measurements: Fundamentals to Advanced Applications

AMEMIYA Hiroshi, WADA Motoi<sup>1)</sup>, TOYODA Hirotaka<sup>2)</sup>, NAKAMURA Keiji<sup>3)</sup>, ANDO Akira<sup>4)</sup>,  
UEHARA Kazuya<sup>5)</sup>, OYAMA Koh-ichiro<sup>6)</sup>, SAKAI Osamu and TACHIBANA Kunihide<sup>7)</sup>

*Faculty of Engineering, Graduate School of Chuo University, Tokyo 112-8551, Japan*

<sup>1)</sup>*Faculty of Engineering, Doshisha University, Kyotanabe 610-0321, Japan*

<sup>2)</sup>*Graduate School of Engineering, Nagoya University, Nagoya 464-8603, Japan*

<sup>3)</sup>*Department of Electrical Engineering, Chubu University, Kasugai 487-8501, Japan*

<sup>4)</sup>*Department of Electrical Engineering, Tohoku University, Sensai 980-8579, Japan*

<sup>5)</sup>*Naka Fusion Research Establishment, JAERI, Ibaraki 319-1195, Japan*

<sup>6)</sup>*Institute of Space and Astronautical Science, Japan Aerospace Exploration Agency, Sagami-hara, 229-8510, Japan*

<sup>7)</sup>*Graduate School of Engineering, Kyoto University, Kyoto 615-8510, Japan*

(Received 6 May 2005)

This intensive course gives fundamentals of probe measurement and its advanced applications. The first part reviews the theory of the electrostatic probe used in the plasma and methods for determining plasma parameters (space potential, electron temperature, plasma density, energy distribution, etc.). Several types of conventional probes are presented. The second part presents new methods and techniques that have been developed to measure complicated cases: electronegative plasma, flowing plasma, strongly magnetized (fusion) plasma, space plasma and (high pressure) microplasma by giving some examples.

#### Keywords:

electrostatic probe, electron temperature, ion temperature, plasmas density, space potential, electron energy distribution, Mach probe, plasma oscillation probe, surface wave probe, bias-optical probe, plasma flow, negative ion, photodetachment, electron-beam, high energy tail, high pressure, microplasma, reactive plasma, fusion plasma, space plasma, ionosphere, plasma display, sheath

## 第1部 プローブ計測の基礎—理論から実際の計測まで—

### 1.1 はじめに

プラズマに微小電極を挿入し基準電極に対して電圧を印加して得た電流-電圧特性からプラズマの諸量を測定するプローブ法[1]は、一般にラングミュアプローブと呼ばれ広く使われている。その特性は、最初プローブの擾乱の及ぶ範囲を「シース」と名づけた領域に限定し、これに到達する粒子のうちプローブに達する量を統計的にマクスウェル速度分布を用いて解析することにより得られた[2]。後に、電子飽和電流は熱速度で決まるのに対し正イオン飽和電流はイオン音速で決まることが見出された[3,4]。この事は基板へのイオン束やイオン源からの引出し電流の評価にも適用される。また、プローブ特性からエネルギー分布

を求める方法[5]はプラズマプロセッシング等で有用である。

以前は主に低気圧、無磁場のDC放電プラズマで使われたが、以後中気圧プラズマ、磁化プラズマ、高周波プラズマ、高温プラズマ、宇宙空間プラズマ等に拡張され、負イオン密度、イオン温度、エネルギー分布、プラズマ流、ビーム成分、マッハ数等の測定にも応用されている。今回、さらに先進的な測定法の開発に関する特集が試みられたが、本稿はそれらの詳細な解説への概論である。

### 1.2 プローブ法の原理

Fig. 1.1 に直流放電中でプローブ特性を得る回路の模型

図を示す。プローブPには基準電極（例、陰極）Kに対しプローブ電圧  $V_p$  が印加されプローブ電流  $I_p$  は電流計としての電流増幅器  $I_A$  により検出し抵抗  $R$  による電圧降下を回避する。  $I_p - V_p$  特性はアナログ信号としてXYレコーダやオシロスコープで測るかデジタル化して計算機に取り込む。プローブ測定には基準ないし参照電極が必要でDC放電では陰極ないし陽極、容量型RF放電では接地電極を利用できる。マイクロ波放電や誘導型RF放電では別に参照電極を設ける必要がある。基準電極は十分プラズマに浸り  $I_p$  に対する帰還電流を供給出来なければならない。信号対雑音比向上のために、フィルタを使うか多数回掃引し加算平均をとる。

Fig. 1.2にプローブの電流 ( $I_p$ ) - 電圧 ( $V_p$ ) 特性および  $I_p$  の  $V_p$  に対する2次微分  $I_p''$  を示す。  $I_p$  は便宜上電子電流の方向を正にとっている。  $V_p$  が深く負の領域では  $I_p$  はほぼ正イオン電流  $I_+$  からなる（正イオン飽和領域I）。  $V_p$  の上昇に従い電子電流  $I_e$  が増加し  $I_p = 0$  となる電位（浮遊電位）  $V_f$  に達する。これ以上の  $V_p$  では  $I_e$  が急激に増加し（電子反発領域II）やがて空間電位  $V_s$  において飽和する（電子飽和領域III）。  $V_p > V_s$  では  $I_p$  は電子飽和電流  $I_{es}$  になり  $V_p$  ととも

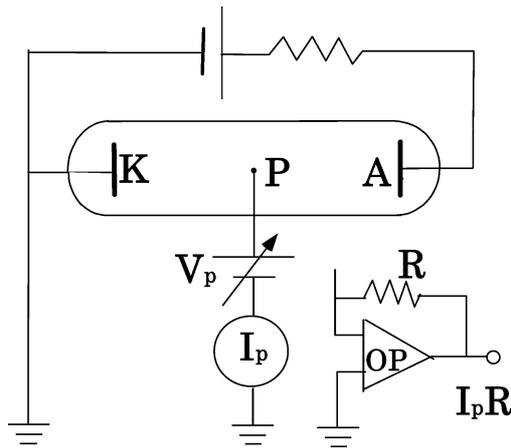


Fig. 1.1 Probe circuit.

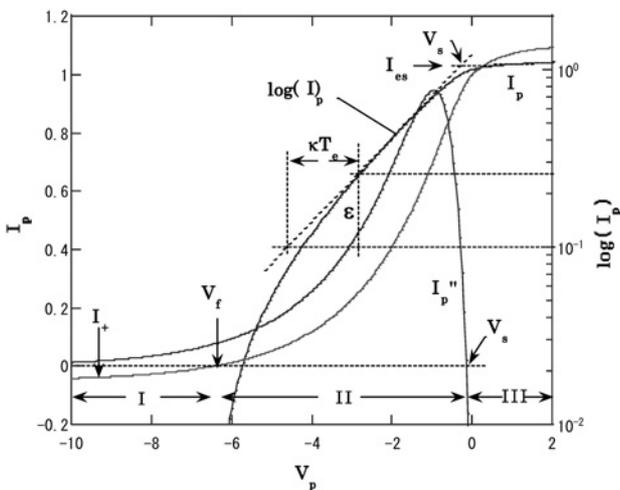


Fig. 1.2 Probe characteristics  $I_p - V_p$ , semi-log plot of  $I_p$ , and the second derivative  $I_p''$ .

に緩やかに増加する。プローブの周りにはシースという境界領域ができてプローブをプラズマから遮蔽するが、極端に大きい正負の  $V_p$  ではシースは放電破壊を起こす。

1.2.1 電子反発領域

平板型プローブを考える。プローブ電位  $V_p$  は空間電位  $V_s$  より低く前面に形成されるシースの厚さ  $d_s$  は平均自由行程  $\lambda$  以下とする。シース端でプローブ表面の法線に対し角度  $\theta$  で入射する電子は、  $v \cos \theta \geq v_c = (2eV/m)^{1/2}$ ;  $V = V_s - V_p$  ならばプローブに到達できる。電子電流  $I_e$  は  $0 < \theta < \cos^{-1}(v_c/v) = \theta_c$ ,  $v_c < v < \infty$  での積分

$$I_e(V) = en_e S_p \int_0^{\theta_c} \int_{v_c}^{\infty} 2\pi v \cdot v^2 \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot f(v) d\theta dv, \quad (2.1)$$

で与えられる。ここで、  $e, m$  : 電子の電荷、質量、  $n_e$  : 電子密度、  $S_p$  : プローブ面積、  $f(v)$  は電子の速度分布関数である。エネルギー分布  $F(E)$  を用いると

$$I_e(V) = \frac{en_e S_p}{4} \int_{eV}^{\infty} \left(1 - \frac{eV}{E}\right) \sqrt{\frac{2E}{m}} \cdot F(E) dE, \quad (2.2)$$

を得る。ただし、  $4\pi v^2 f(v) dv = F(E) dE$ ;  $E = mv^2/2$ ,  $eV = mv_c^2/2$ ,  $F(E)$  は等方的であるとする。この式は、断面積  $S_p(1 - eV/E)/4$  をもつ原子分子との衝突と類似している。現実には積分の上限は測定限界値になる（以下同様）。

球形、円筒型の場合も (2.2) が得られる。Fig. 1.3に円筒、球プローブへの荷電粒子の軌道を示す。  $V_s$  に対し  $V (> 0)$  低い電位のプローブに電子が速度  $v$ , 動径パラメータ  $p$  で近づく。プローブ電流は、この電子群による電流密度  $en_e v (2\pi p) 4\pi v^2 f(v)$  の積分

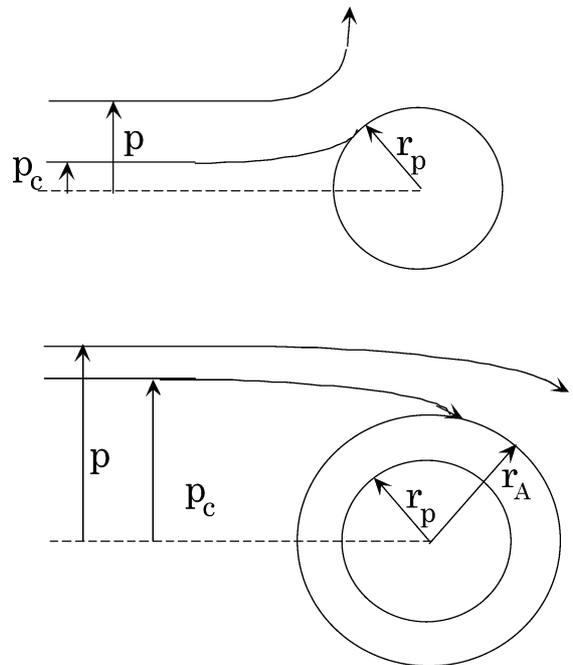


Fig. 1.3 Cross-section of cylindrical and spherical probes and orbits of charged particles. Top: retardation, bottom: acceleration.

$$I_e(V) = en_e \int_0^{p_c} \int_{v_c}^{\infty} 2\pi p v 4\pi v^2 f(v) dv dp, \quad (2.3)$$

で与えられる。ここで、 $p_c$  はプローブに到達可能な  $p$  の下限で運動エネルギーと角運動量保存則から  $p_c^2 v^2 = r_p^2 (v^2 - 2eV(r_p)/m)$  となる。反発領域では  $r_p$  に到達する動径パラメタの限界値  $p_c$  は  $r(> r_p)$  に到達する限界値  $r(1 - 2eV(r)/mv^2)^{1/2}$  よりも必ず小さい。したがって、 $p_c$  を(2.3)に代入すると(2.2)に帰着する。

長さ  $b$  の円筒の場合、断面は Fig. 1.3 と同じであるが  $v$  は軸および径方向速度  $v_z, v_r$  からなり  $v^2 = v_r^2 + v_z^2$ 。図で  $v$  を  $v_r$  とし  $v_c^2 = 2eV/m$ ,  $p_c^2 v_r^2 = r_p^2 (v_r^2 - v_c^2)$  を用い  $en_e v b (2\pi p) 4\pi v^2 f(v)$  を積分範囲  $v_z = -v_{zc} \rightarrow v_{zc}$ ;  $v_{zc} = (v^2 - v_c^2)^{1/2}$ ,  $p = -p_c \rightarrow p_c, v = v_c \rightarrow \infty$  で積分すると(2.2)を得る。吸引電界の場合、 $p_c$  の性質から積分中の  $(1 - eV/E)$  を単純に  $(1 + eV/E)$  にはできない。

マクスウェル分布の場合  $F(E)$  は

$$F_M(E) = 2\pi E^{1/2} / (\pi \kappa T_e)^{3/2} \cdot \exp(-E/\kappa T_e), \quad (2.4)$$

であるから ( $\kappa$ :ボルツマン定数),  $I_e(V)$  は

$$I_e(V_p) = en_e S_p (\kappa T_e / 2\pi m)^{1/2} \cdot \exp[-e(V_s - V_p)/\kappa T_e], \quad (2.5)$$

となる。反発領域では電流はシース半径には無関係となる。

### 1.2.2 電子飽和領域

空間電位では  $V_p = V_s$  であるから(2.5)より電子飽和電流  $I_{es}$  は

$$I_{es} = en_e S_p (8\kappa T_e / 2\pi m)^{1/2} / 4, \quad (2.6)$$

となり熱速度  $\langle v_e \rangle = (8\kappa T_e / \pi m)^{1/2}$  で決まる。

負イオンが存在する時、 $I_{es}$  は次式のようになる。

$$I_{es} = e S_p \left( n_e \sqrt{\frac{\kappa T_e}{2\pi m}} + n_n \sqrt{\frac{\kappa T_n}{2\pi M_n}} \right). \quad (2.7)$$

ここで、 $n_e + n_n = n_+ = n_0$ ,  $n_+, n_n$  は正負イオン密度,  $n_0$  はプラズマ密度,  $M_n, T_n$  は各々負イオンの質量, 温度である。

平板の場合、 $I_p$  は  $V_p > V_s$  で一定値(2.6)になるはずであるが現実には端効果のため  $V_p$  とともに漸次増加する。円筒, 球の場合もシースの膨らみにより同様増加する。  $V_p > V_s$  での特性は、1.2.4項でイオンと電子を入れ替え、イオンはボルツマン分布、電子は吸引電界による軌道運動を解析して得られるがあまり診断には使われない。

### 1.2.3 正イオン飽和領域

電子温度  $\gg$  イオン温度の場合、イオンシース形成条件(Bohm criterion[4])によりイオン電流はイオン音速  $c_s \equiv (\kappa T_e / M_+)^{1/2}$  で決まりシース厚が薄い場合のイオン電流は

$$I_+ = e Z n_+ S_p \exp(-1/2) (\kappa T_e / M_+)^{1/2}, \quad (2.8)$$

となる。ここで、 $M_+$ : 正イオン質量,  $n_+$ : 正イオン密度,  $Z$ : 荷電数。因子  $\exp(-1/2)$  はボルツマン分布によるシ-

ス端での密度減少率を表す。イオンが複数種からなる場合、 $Z n_+ / M_+^{1/2} \rightarrow \sum_j Z_j n_{+j} / M_{+j}^{1/2}$  と置き変える ( $Z_j, n_{+j}, M_{+j}$ :  $j$  種イオンの荷電数, 密度, 質量)。

球, 円筒型の場合にはシースの表面積の変化を考慮しなければならない。プラズマ密度が高いとシース厚が薄くなり、シース端に来るイオンは全てプローブに捕集される極限、シース制限領域(Sheath limited)に移行する。(2.8)で  $S_p$  をシースの表面積  $S_s$  に置換した式になる。  $S_s$  は  $(V_s - V_p)$  の関数で、シース半径  $r_s$  を決定するには空間電荷制限則

$$I_+ = \frac{4\epsilon_0 (2^s \pi)}{9} \sqrt{\frac{2e}{M_+}} \frac{(V_s - V_p)^{3/2}}{r_p^{2-s} \Phi^2(r_s/r_p)}. \quad (2.9)$$

を用いる ( $s=1$ :円筒,  $s=2$ :球)。ここで、 $r_p, r_s$  はプローブとシース半径,  $\Phi$  は  $r_s/r_p$  の関数で  $r_s/r_p \sim 1$  の場合[6]

$$\begin{aligned} \Phi &= \mu - 0.3\mu^2 + 0.075\mu^3 \dots, \\ \Phi &= \mu - 0.4\mu^2 + (11/120)\mu^3 \dots, \quad \mu = \ln(r_s/r_p) \end{aligned} \quad (2.10)$$

### 1.2.4 有限イオン温度効果

正イオン飽和領域では Fig. 1.3 の断面図で動径パラメタ  $p$  のイオンがプローブに吸引される。シース電界はクーロン場からずれ動径パラメタの限界値  $p_c$  即ち  $r(v^2 + 2eV(r)/M_+)^{1/2}$  が  $r_A$  (吸収半径) で最小となり実効捕集半径となる。この軌道運動モデルは Bohm, Bernstein-Rabinowitz, Laframboise らにより体系化された[7-9]。等価温度を  $T_{+0} = M_+ v^2/2$  と定義し、速度  $v$ , 動径パラメタ  $p$  のイオンが流束  $\delta i = ve(2\pi p) dp$  で遠方からプローブに向かって加速される時、位置  $r$  での密度は  $\delta i p^2 / r^2 (v^2 + 2eV(r)/M_+)^{1/2}$  となるが  $r > r_A$  ではイオンは2倍の寄与となる。電流要素  $\delta i$  を  $p$  について積分すると  $r$  でのイオン密度が得られる。ポアソン方程式は  $\xi = x/\lambda_D$ ,  $\beta = T_{+0}/T_e$ ,  $\eta = eV/\kappa T_e$ ,  $i = I_+/I_\lambda$  と無次元化すると

$$\begin{aligned} \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \xi^2 \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \right) &= \\ \frac{1}{2} \left[ \left( 1 + \frac{\eta}{\beta} \right)^{1/2} \pm \left( 1 + \frac{\eta}{\beta} - \frac{4i}{\beta^{1/2} \xi^2} \right)^{1/2} \right] - \Psi(\eta), \end{aligned} \quad (2.11)$$

で表される。ただし、 $\lambda_D$ : デバイ長,  $I_\lambda = 2^s \pi n_0 e \lambda_D^s (2\kappa T_e / M_+)^{1/2}$ ,  $+$ ,  $-$  はそれぞれ  $r > r_A, r < r_A$  に対応する。円筒型の場合も同様にして

$$\frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \xi \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \right) = \left[ \begin{matrix} 0 \\ 1 \end{matrix} \right] \pm \frac{1}{\pi} \sin^{-1} \left[ \frac{\pi i}{\xi(\eta + \beta)^{1/2}} \right] - \Psi(\eta), \quad (2.12)$$

$\Psi(\eta)$  は負荷電粒子の密度で、負イオンを含む場合ボルツマン分布を仮定して

$$\Psi(\eta) = (1 - \alpha) \exp(-\eta) + \alpha \exp(-\gamma\eta). \quad (2.13)$$

となる。ここで、 $\alpha \equiv n_n/n_0$ ,  $\gamma = T_e/T_n$ ,  $n_0, n_n$  はプラズマおよび負イオン密度,  $T_n$  は負イオン温度。  $\Psi(\eta)$  は  $F(E)$  がビーム成分を含む場合や二電子温度に応じて変化する。

シース電界は径方向座標の関数で球型では3次元である

が、円筒型では軸方向速度の依存がないため、(2.12)は2次元になる。ただし、零イオン温度の極限( $\beta \rightarrow 0$ )では球と同様に扱え、ポアソン方程式は(2.11)で $\beta \rightarrow 0$ とすることにより

$$\frac{1}{\xi^s} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \xi^s \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \right) = \frac{i}{\xi^s \sqrt{\eta}} \Psi(\eta), \quad (2.14)$$

となる。この零温度モデルを Radial motion model (ABRモデル) という[9]。深い負バイアスでも(2.10)は(2.13)になるので、有限温度効果はシース端近くでのみ効く。

シース半径  $r_s$  は、ポアソン方程式の右辺を零と置いた式で  $\partial \eta / \partial \xi \rightarrow \infty$  となる位置と定義される[3]。 $\alpha = 0$ ,  $\beta = 0$  の場合は  $\eta = 1/2$  となり Bohm criterion に帰着する。

吸収半径は(2.11)、(2.12)の右辺の $\pm$ の項が零になる点で球、円筒に対し

$$\left(1 + \frac{\eta_A}{\beta}\right) = \frac{4i}{\beta^{1/2} \xi_A^2}, \quad \left(1 + \frac{\eta_A}{\beta}\right)^{1/2} = \frac{\pi i}{\beta^{1/2} \xi_A}, \quad (2.15)$$

となる ( $\xi_A = r_A / \lambda_D$ ,  $\eta_A = eV_A / \kappa T_e$ )。  $r_p$ ,  $r_s$ ,  $r_A$  の間には、(a)  $r_p < r_s < r_A$ , (b)  $r_p < r_A < r_s$ , (c)  $r_A < r_p < r_s$  の3通りがある。ABRモデルは(a)で  $r_A \rightarrow \infty$  になる場合であるが、 $v \sim 0$  なので電流は有限になる。

(c)は軌道運動制限 (Orbital motion limited: OML) と呼ばれ、プラズマ密度が低くシースが厚いかイオン温度が高い場合に限り(2.15)で  $r_A \rightarrow r_p$  とすることにより

$$I_+(V_p) = eZn_+ (2\kappa T_{+o} / M_+)^{1/2} S_p [1 + e(V_s - V_p) / \kappa T_{+o}]^{s/2} / 4, \quad (2.16)$$

に帰着する ( $V_p < 0$ )。マクスウェル分布の場合、 $(2\kappa T_{+o} / M_+)^{1/2} \rightarrow (8\kappa T_+ / \pi M_+)^{1/2}$  となる[2]。したがって、円筒では  $T_+ = (\pi/4) T_{+o}$ 、球では  $T_+ = (4/\pi) T_{+o}$  に対応する。深い負のバイアスでは、円筒の場合は  $I_+ \sim n_+ Z e S_p [2e(V_s - V_p) / M_+]^{1/2}$  となり  $T_+$  依存性、軸方向依存性が失われ軸方向の流れは検出できない。一方球の場合、傾斜  $dI_+ / V_p$  から  $T_+$  が得られる。(2.15)から飽和電流  $I_+$  は

$$I_+ = c \sqrt{\beta} \xi_A^s \left(1 + \frac{\eta_A}{\beta}\right)^{s/2} I_\lambda. \quad (2.17)$$

となる ( $c = 1/\pi$ : 円筒,  $1/4$ : 球)。これは、(2.16)で  $r_p$ ,  $\eta_p$  を  $r_s$ ,  $\eta_A$  で置換した式である。(2.11)–(2.14)を、 $i$  をパラメータとしてプリシースを初期条件として解くと、無次元化特性  $\xi_p - \eta_p$  が得られる。この解析は、負イオンのある場合や[10]、二電子温度の場合にも拡張された[11]。

シース厚が非常に薄い ( $r_s \approx r_p$ ) 場合、準中性領域の境界はプローブ表面の極く近くに位置するので、シース端の条件  $\partial \eta / \partial \xi \rightarrow \infty$  と吸収半径(2.15)とを連立させると円筒、球に対し  $\Psi(\eta_A) = 1/2$ ,  $(1 + \eta_A / \beta)^{1/2} / 2$  となる。これを用いて  $\eta_A$  を決定し(2.17)に代入すると  $I_+$  が得られる[8, 10]。球型では、 $\beta \rightarrow 0$  の極限では軌道運動モデルの解は径方向モデルの解に帰着し両モデルは滑らかにつながるが、円筒型では軌道運動モデルの値は1.5倍程度径方向モデルの値より低くなる。これは円筒プローブの場合の単一エネルギーは

径方向に限定され軸方向が任意の値をとることに起因する。 $\beta > 1$  となると  $I_+$  はイオン音速から熱速度によって決まる値に近づく。

### 1.2.5 正イオンシースの形成条件

一般に、プラズマの特性長  $L_c$  とデバイ長  $\lambda_D$  とは  $L_c / \lambda_D \gg 1$  なる関係にありプラズマからシース端に向かってゆるやかな電位勾配の準中性状態 (プリシース) が続き、プローブはシースによりプラズマから遮蔽される。プリシースを介しシース端電位と空間電位の間には若干の電位差が生じ、低イオン温度の場合、正イオンはプリシースにより熱速度以上に加速されシース端に達する。シース形成条件は、Bohm[4]の後一般化された[12]。

正イオンは速度分布  $f_i(v)$ , 電流密度  $\int f_i(v) v dv$  でシースに流入する。シース端電位を  $V = 0$  とし電位  $V$  を下方に正にとりシース端での中性条件  $\int f_i(v) dv = n_{es}$  を適用すると ( $n_{es}$ : シース端の電子密度), シース内  $V$  におけるポアソン方程式は ( $\epsilon_0$ : 真空の誘電率)

$$\epsilon_0 \frac{d^2 V}{dx^2} = en_{es} \left[ \int_0^\infty \frac{f_i(v) v dv}{\sqrt{2eV/M_+ + v^2}} - \exp(-eV/\kappa T_e) \right]. \quad (2.18)$$

シースに向かい ( $V > 0$ ) 右辺が正となる条件、 $V = 0$  で  $\partial \rho / \partial V > 0$ , から

$$\langle v^{-2} \rangle \leq M_+ / \kappa T_e, \quad (2.19)$$

が得られる[12]。ここで、 $\langle \rangle$  は速度分布についての平均を表わす。 $\langle v^2 \rangle$  と  $\langle v^{-2} \rangle^{-1}$  は特殊な分布以外は差はなく、(2.19)は  $\langle v \rangle \geq (\kappa T_e / M_+)^{1/2}$  と等価となり(2.8)が得られる。電圧換算シース端速度  $V_{sh} \equiv M_+ \langle v^2 \rangle / 2e$  と  $n_{es} = n_o \exp(-1/2)$  から

$$I_+ = e S_p n_{es} \frac{\sqrt{2\eta_s \kappa T_e}}{M_+}. \quad (2.20)$$

を得る ( $\eta_s \equiv eV_{sh} / \kappa T_e$ )。  $\eta_s$  は電子速度分布の形や電子ビームの有無に応じて(2.18)右辺の負荷電粒子項を適宜修正することにより得られる。

シースを定在波とみなした静的状態 ( $\omega \rightarrow 0$ ) の分散式の解は  $k\lambda_D \rightarrow 0$  の極限 ( $k$ : 波数) で(2.19)に帰着する[13]。これを使うと種々の電子速度分布の場合や負イオンを含む場合など多くの場合の音速、イオン電流が得られる[14]。

### 1.2.6 プローブ理論の微粒子への適用

プローブ理論はプラズマ中の微粒子 (ダスト) の表面電荷の計算に適用されてきた[15]。半径  $r_p$  の球型ダストの場合、ABRモデル(2.14)からプローブ表面の電界を求めて計算した表面密度  $\sigma_s = E/\epsilon_0$  と電磁気からの近似値  $\sigma_{s0} = \epsilon_0 V / r_p$  との比 ( $> 1$ ) が得られた[16]。しかし、微小ダスト ( $r_p < \lambda_D$ ) の場合はプローブ理論の適用は難しく、またシース中の荷電粒子数が極端に少なく  $4\pi(r_s^2 - r_p^2)n_+ < 1$  となるとポアソン方程式は適用できなくなる。そのような場合はプローブの場合はクーロン場に近くなりOMモデルの方が妥当である[17]。またダストは負イオ的に振る舞

うので密度が大きくなると荷電粒子平衡が変化し(2.11), (2.14)右辺にダスト密度  $n_D$  の項を付加する必要が生じ表面電荷は  $n_D$  依存性をもつことになる.

### 1.3 プラズマパラメータの決定法

#### 1.3.1 空間電位

空間電位  $V_s$  は電子反発領域, 電子飽和領域における二接線の交点, また  $I_p$  の変曲点 ( $I_p'' = 0$ ) に対応する. 電子の速度分布が等方的な場合はどの型のプローブを用いてもよいが, 平板, 円筒, 球の順に空間電位付近の特性の曲がりが増える.  $F(E)$  がマクスウェル分布からずれる場合も, 二接線の交点は  $I_p''$  の変曲点に一致するように引く.

#### 1.3.2 電子温度

$I_p$  を半対数表示し  $\log(I_p) - V_p$  をプロットすると, 電子反発領域では(2.5)から

$$\frac{d \log I_e}{dV_p} = \log(\epsilon) \cdot \frac{e}{\kappa T_e}, \quad (3.1)$$

となる ( $\epsilon$ : 自然対数の底). したがって,  $\log(I_p)$  が  $\epsilon$  倍変化する間隔  $\Delta V_p (= \kappa T_e/e)$  が  $T_e$  (eV 単位) になる (Fig. 1.2 参照).

#### 1.3.3 電子密度

$V_s$  と  $T_e$  が決まると(2.6)の飽和値  $I_{es}$  より電子密度  $n_e$  が決定できる. 通常,  $I_{es}$  として上記二接線の交点での値をとる (Fig. 1.2 参照). 電子飽和電流, 空間電位は平板, 円筒, 球の順に曖昧になる. 接線の引き方に主観が入らない様, 積分  $\int F(E) dE$  から  $n_e$  を得る方法もある. しかし, プローブの擾乱などで低エネルギー部が欠け  $n_e$  は低目に評価されやすい.

#### 1.3.4 浮遊電位

浮動電位  $V_f$  は, (2.5), (2.8)を用いて  $I_e(V_p) = I_+$  から得られ,  $Z = 1$  の場合

$$V_s - V_f = (\kappa T_e/2e) \cdot \ln(\epsilon M_+/2\pi m), \quad (3.2)$$

となる. したがって, 電位差  $V_s - V_f$  から電子温度が評価できる.

イオン電流密度  $J_+$  に対する Child-Langmuir の空間電荷制限式

$$J_+ = (4\epsilon_0/9)(2e/M)^{1/2} V^{3/2}/d_s^2, \quad (3.3)$$

を(2.8)の  $J_+ (= I_+/S_p)$  に適用すると ( $V = V_s - V_f$ ), 浮遊電位でのシース厚  $d_s$  として

$$d_s = \frac{\sqrt{2}}{3} \epsilon^{1/4} \cdot \left[ \ln \left( \frac{\epsilon M_+}{2\pi m} \right) \right]^{3/4} \cdot \lambda_D. \quad (3.4)$$

を得る. 球, 円筒の場合のシース半径  $r_s$  は 1.2.3, 1.2.4 で述べた方法で得られる.

#### 1.3.5 イオン密度, 温度

平板型の場合, イオン飽和電流値(2.8)と  $T_e$  からイオン密度  $n_+$  が決定できる. 理論上は  $n_e = n_+$  となるはずであるが, 現実にはシースの端効果やイオンによる電子放出等ていくらか差が生じるが, それが大きい場合は負イオンの存

在を想定する必要がある.

円筒, 球プローブの場合, シース制限条件の場合には, (2.8) - (2.10)を用いて  $n_+$  が決定できる. 原理的には,  $\beta$  と  $T_e$  が既知の時シース解から得た  $\xi_{pi}$  対  $\eta_p$ ,  $i$  対  $\eta_p$  はそれぞれ円筒型, 球型の  $I_+$  対  $V_p$  に対応するので, 実験に最適化する無次元化プローブ径  $\xi_p$  が決まり,  $\xi_p$  から  $\lambda_D$ , したがって  $n_+$  が決定できる. 実際には軌道運動, 径方向, シース制限モデル間の差は10%程度とされる.

イオン温度  $T_+$  は OML の場合, 球プローブを用いると(2.16)から得られる. 一般的には, 後述のオリフィス, グリッドプローブを用い電子を除去し,  $V_p > V_s$  における正イオンの逆電位特性から得る.

#### 1.3.6 エネルギー分布の測定法

(2.2)を  $V_p$  について2回微分すると

$$\frac{d^2 I_e}{dV_p^2} = \frac{S_p n_e e^{5/2}}{2\sqrt{2}m} \frac{F(eV)}{\sqrt{V}}; \quad V = V_s - V_p. \quad (3.5)$$

ここで,  $F(E) dE = 4\pi v^2 f(v) dv$ . 一般にイオン電流の変化は電子の変化より小さく  $I_+'' \ll I_e''$  が成り立つので, ほぼ反発領域全域で  $I_p''$  から電子エネルギー分布  $F(E)$  が得られる (端効果のない平板プローブ, OML 領域にある球プローブの場合は  $I_+'' = 0$  となる). ここでエネルギー0の電位は  $I_p'' = 0$  となる空間電位に対応し,  $F(E)$  は等方的とする [5].  $F(E)$  を得るには  $I_p''$  に  $(V_s - V_p)^{1/2}$  を掛けねばならないが,  $I_p''$  は  $F(E)/E^{1/2}$  に対応するから  $I_p''$  からでも  $F(E)$  の情報がわかる. 球プローブの場合, (3.5)はイオンシースの対称性が乱されない程度の低密度の電子ビームにも適用でき, 球半径以下の空間分解能でビームが計測できる.

エネルギー分布の測定から, 高エネルギー尾部, 低エネルギー部の凹凸, 二電子温度分布等が判定でき, 非弾性衝突効果, ビームの加速や加熱効果等が評価できる. (3.5)は負イオンにも当てはまり  $I_e''$  を負イオン電流の二次微分  $I_n''$ ,  $F_e(E)$  を負イオンの分布  $F_n(E)$  で置換すればよい. (2.4)に対応して温度  $T_n$  を持つマクスウェル分布に従う時,

$$I_n'' = \frac{S_p n_n e^3}{\sqrt{2\pi} M_n} \cdot \frac{1}{(\kappa T_n)^{3/2}} \cdot \exp \left[ -\frac{e(V_s - V_p)}{\kappa T_n} \right], \quad (3.6)$$

が成り立つので, 電子のピーク値  $I_e''$  との比から密度比  $n_e/n_n$  が得られる.

速度分布に方向性のある場合, その方向の速度分布を  $g(v)$  とすると  $v$  方向に面が垂直な平板プローブの反発領域での電子電流と一次微分は

$$I_e = n_e e S_p \int_0^\infty g(v) v \cdot dv, \quad (3.7)$$

$$\frac{dI_e}{dV_p} = -\frac{n_e e S_p}{m} g \left( \sqrt{\frac{2eV}{m}} \right), \quad (3.8)$$

となる. プローブ面を回転させると速度分布の異方性, 電子ビームが測定出来る. 厳密にはビームによるシース端のイオン音速の変化を考慮せねばならない.

他の理論的な分布にドリベステン分布  $F_D$

$$F_D(E) = 2k_1 E^{1/2} / E_m^{3/2} \cdot \exp(-k_2 E^2 / E_m^2), \quad (3.9)$$

がある。ここで、 $E_m$  は平均エネルギー、 $k_1 = \Gamma(5/4)^{3/2} / \Gamma(3/4)^{5/2} = 0.519$ 、 $k_2 = \{\Gamma(5/4) / \Gamma(3/4)\}^2 = 0.547$ 。 $F_D$  は  $F_M$  よりも中間エネルギー帯の密度が高いため、半対数プロットの特性は上に凸気味になる。ドリベステン分布は平均自由行程が電子のエネルギーに依存しない場合に起こる。 $F(E)$  が  $F_D$  である場合は、 $\log(I_p) - V_p^2$  のプロットは直線状になりその傾斜の逆数から  $E_m$  が求まる。

二次微分  $I_p''$  の測定には、(1)アナログ微分法、(2)デジタル化差分法、(3)微小交流重畳法がある。(1)は演算増幅器を用いる方法で瞬時測定に適している。(2)は計算機を用いる方法であるが、差分  $\Delta I_p$  をプローブ DC 分の差  $I_p(V_p + \Delta V) - I_p(V_p)$  から得るので、有意な値を得るためには高性能 AD 変換器を用いて  $I_p$  の有効数字を十分大きくすること、多数データの加算処理によって有効数字を上げることが必要とする。有能な平滑化ソフトも考案されているが、空間電位近くに頻繁に生じるスパイク雑音は除去し難い。(3)は差分のみを抽出できる利点やスパイク雑音に影響されにくい利点がある。ここで、(3)について概説する。

プローブ電圧  $V_p$  に微小交流  $\Delta V$  を重畳すると、プローブ特性  $I_p(V_p)$  は Taylor 展開により

$$I_p(V_p + \Delta V) = I_p(V_p) + I_p'(V_p)\Delta V + \frac{1}{2}I_p''(V_p)(\Delta V)^2 + \dots \quad (3.10)$$

今  $\Delta V = a \cdot \sin \omega_1 t + b \cdot \sin \omega_2 t$  を (3.10) に代入すると、 $\cos(\omega_1 - \omega_2)$  成分の振幅は  $abI_p''/2$  となるのでビート成分を検出することにより  $I_p''$  が得られる(厳密には  $I_p^{(2n)}$  の項も関係するが、 $\Delta V$  が小さい時は無視する)。他に、 $\Delta V(\omega) = a \cdot \sin \omega t$  を印加し  $2\omega$  成分を検出する高調波法、 $\Delta V(\omega) = a \cdot \sin \omega t \cdot (1 + b \cdot \sin \omega_m t)$  を印加し  $\omega_m$  成分を検出する変調波法等がある。 $\omega$  はプローブのインピーダンスに比べプラズマおよび電極シースインピーダンスが無視できるように選ぶ。

Fig. 1.4 に微小交流重畳法の回路例を示す[18, 19]。プローブ P でプローブ特性  $I_p - V_p$  を電源  $V_p$  と電流アンプ I により測定する。一方、発振器 OSC<sub>1</sub>、OSC<sub>2</sub> からの周波数  $f_1$ 、 $f_2$  の正弦波電圧を変調器 Mod、帯域除去器 BE を通してコイル T<sub>2</sub> に印加する。これにより交流電圧がコイル T<sub>2</sub> を経てプローブ P に印加される。周波数  $f_1 - f_2$  成分をコイル T<sub>1</sub> から検出、帯域通過器 BP により抽出し選択増幅器 SA でさらに増幅し位相敏感検波器 PSD に伝送する。参照信号発生器 Ref からの差周波数信号により PSD で位相検波し  $I_p$  中のビート成分を抽出、増幅することにより  $I_p''$  に対応する信号を得る。 $I_p'' = 0$  のレベルは、深い負の  $V_p$  での値から決める ( $\because I_p'' \rightarrow 0, F(\infty) \rightarrow 0$ )。この回路は電子のみならず、温度の低い負イオンに対しても適用できる(解析は (3.6) 参照)。RF 放電でも交流周波数を RF 周波数に無関係に選ぶことにより歪みを回避できる[19]。

エネルギー分解能は重畳交流電圧の振幅で決まる。ノイズの大きい場合、信号/雑音比を上げるには振幅を大きくする必要がある。そこで、有限振幅で測定したデータを高

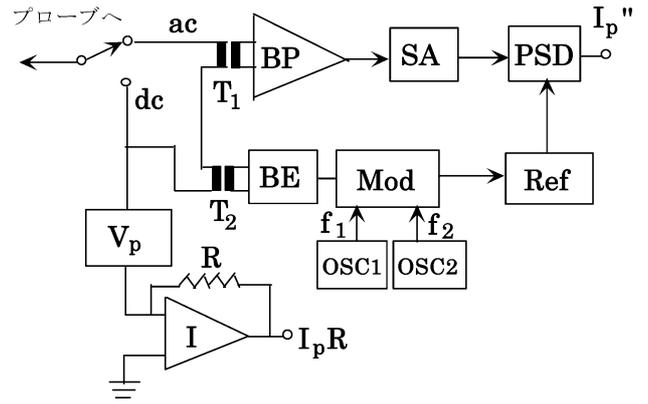


Fig. 1.4 Circuit for measuring the second derivative  $I_p''$  using the small ac voltage superposition method.

分解能化する方法として Deconvolution 法がある。(2.2) から電子電流  $I_e$  はエネルギー成分  $F(E)$  による微小電流  $\Delta I_e$

$$\Delta I_e(V) = \frac{en_e S_p e^2}{4} H\left(1 - \frac{eV}{E}\right) \cdot \left(1 - \frac{eV}{E}\right) \sqrt{\frac{2E}{m}} F(E), \quad (3.11)$$

の積分からなる。ここで、 $H(x)$  は Heviside 関数で  $H(x) = 1; x \geq 0, H(x) = 0; x < 0$ 。 $\Delta I_e$  は  $V = E$  から立ち上がる直線でその勾配は (3.11) からの  $d\Delta I_e/dV$  で与えられる。 $V_p$  が  $a \sin \omega t$  で変調され掃引されると半波整流的な電流が  $E/e - a \leq V \leq E/e + a$  の範囲で生じる。単位勾配に対するのフーリエ成分  $A_\omega, A_{2\omega}, \dots$  は

$$A_\omega = a [q\pi - \sin(2q\pi)] / \pi; \quad A_{2\omega} = 2a \sin^3(q\pi) / 3\pi. \quad (3.12)$$

ただし、 $q\pi = \cos^{-1}[(V - E)/a]$ 。 $A_\omega, A_{2\omega}, \dots$  は重畳電圧波形によって決まる。したがって、プローブ電流の交流成分  $I_e(\omega), I_e(2\omega)$  は convolution 積分

$$I_e(n\omega) = \frac{en_e S_p e^2}{4} \sqrt{\frac{2}{m}} \int_{-\infty}^{\infty} A_{n\omega}(V) \frac{F(V - V')}{\sqrt{V - V'}} dV', \quad (3.13)$$

で与えられる。 $F(E)$  は  $I_e(n\omega)$  と伝達関数  $A_\omega, A_{2\omega}, \dots$  を用いた deconvolution 処理により得られる[20]。デジタル計測の精度(桁数)や計算機ソフトの性能が向上すると、原理的には (2.2) から直接  $F(E)$  が得られる可能性がある。

#### 1.4 各種プローブ

Fig. 1.5 に (a) 平板プローブ、(b) 円筒プローブ、(c) 球プローブ、(d) ダブルプローブ、(e) エミッシブプローブ、(f) 保護環付きプローブ (Guardring probe)、(g) オリフィスプローブ、(h) グリッド付プローブを示す。(a)、(b)、(c) はシングルプローブと呼ばれ 1.2、1.3 が適用される。(d) 以下は技術的にデータを見やすくし特定のプラズマパラメタを精度良く抽出するのに役立つ。

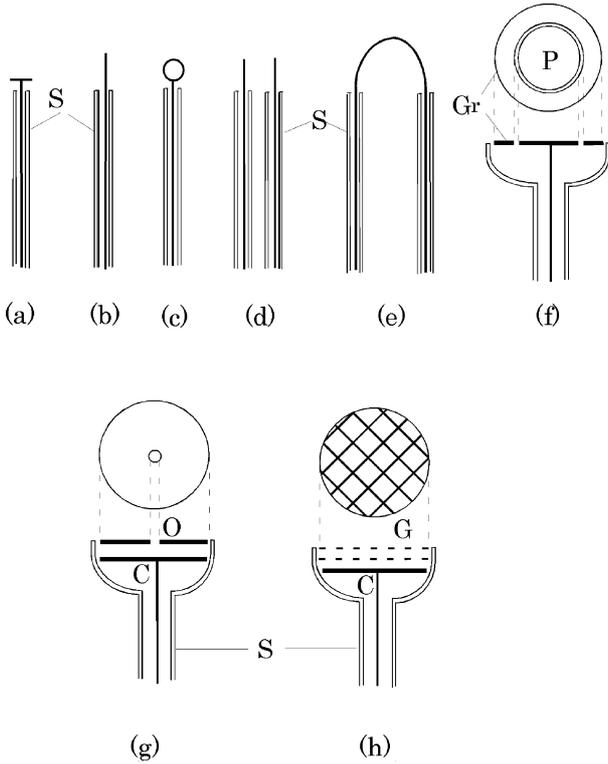


Fig. 1.5 Several types of probes.

#### 1.4.1 ダブルプローブ [8, 21, 22]

2つの電極を間隔  $d_g$  でプラズマに挿入しその電流-電圧特性から電子温度, 正イオン密度を求める方法である. 浮遊系で使用されるためRF放電のような無電極系に有用で, プラズマから正味の電流はとらない.  $d_g$  は  $\lambda_D < d_g < (dn_o/dr)^{-1}$  を充たすことが好ましい.

二電極への電流を  $I_1, I_2$ , プラズマ電位からの電位を  $V_1, V_2$  とすると

$$I_{1,2} = n_o e S_{1,2} \left[ v_+ - v_e \exp\left(-\frac{eV_{1,2}}{\kappa T_e}\right) \right], \quad (4.1)$$

ここで,  $v_+ = (\kappa T_e / \varepsilon M_+)^{1/2}$ ,  $v_e = (\kappa T_e / 2\pi m)^{1/2}$ , 浮遊条件から

$$I_1 + I_2 = 0. \quad (4.2)$$

二電極間の電圧差を  $V_B (= V_2 - V_1)$  とすると (4.1), (4.2) から  $I_p \equiv I_1$  と  $\eta_B = eV_B / \kappa T_e$  の関係は

$$I_p = C_1 + C_2 \cdot \tanh[(\eta_B - \delta)/2], \quad (4.3)$$

となり  $(C_1, \delta)$  に対し点対称である. ここで,  $C_1 = (I_2 - I_1)/2$ ,  $C_2 = (I_2 + I_1)/2$ ,  $\delta = S_2/S_1$ ,  $\delta = \ln(\sigma)$ .  $S_2 = S_1$  の場合,  $C_1 = 0$ ,  $C_2 = I_+$ ,  $\delta = 0$  となり原典の式が得られる [21]. イオン飽和電流  $I_+$  は  $T_e \gg T_+$  の場合 (2.6) で与えられる.  $I_p = 0$ ,  $V_B = 0$  付近の傾斜は  $eI_+ / (2\kappa T_e)$  であるから, 傾斜の逆数から  $T_e$  が得られる.

2つの電極を完全に同じ寸法にすることは困難で, 通常データにはオフセット  $\delta$  や非対称 ( $C_1 \neq 0$ ) が現れる. このため, データを非対称な特性 (4.3) と合わせる方が合理的である. 幾何学的には非対称でも面積比が小さい場合は,

(4.3) は  $(C_1, \delta)$  に対して点対称である. 二次微係数  $I_p'' \equiv d^2 I_p / dV_p^2$  は  $\zeta = (\eta_B - \delta)/2$  と置くと

$$I_p'' = (C_2/2) \exp(\zeta) [1 - \exp(2\zeta)] / [1 + \exp(\zeta)]^4, \quad (4.4)$$

となり,  $(C_1, \delta)$  に関して対称となる.

非対称プローブの利点は

- 1) 両電極の表面積が2倍位まで異なっても“tanh”公式が適用できる.
- 2)  $I_p''$  のピークの電圧軸での間隔  $(2 \ln(2 + 3^{1/2}) \kappa T_e)$  から  $T_e$  が決定できる.
- 3)  $I_p$  の点対称性のずれからプラズマの非一様性が判定でき, また  $I_p''$  の形から  $F(E)$  のマクスウェル分布からのずれが判定できる.
- 4) 交流電圧を重畳すると  $I_p$  の電圧軸上での  $I_p$  のシフトから  $T_e$  が決定できる.
- 5) 負イオンのある場合でも  $n_n/n_+ \approx 1$  でない限り上記  $T_e$  の決定法が使える.
- 6) 原点からの電圧シフトは二電極間の電位差に対応し電界の測定ができる.

#### 1.4.2 エミッシブプローブ [23]

プローブを温度  $T_h$  に加熱すると, 熱電子がプラズマに向かって放出され, その電流は  $V_p \leq V_s$  において飽和値  $I_h$ ,  $V_p > V_s$  において  $I_h \exp[-e(V_p - V_s)/\kappa T_h]$  となるので  $I_h$  を電子電流飽和値  $I_{es}$  以上にすると浮遊電位  $V_f$  は  $\kappa T_h/e$  の精度内で  $V_f \sim V_s$  となる.  $I_h > I_{es}$  の場合,  $V_f$  は  $V_f > V_s$  となり熱電子とプラズマ電子で決まるため応答が速いが,  $I_h < I_{es}$  では正イオンが寄与し  $V_f < V_s$  となり応答速度が下がる. 現実にはW線などを電流加熱するので, 磁場によって放出電子は複雑な運動をする. 精度を上げるため並列接続した抵抗の中点を測るか, 半波整流電圧で加熱し非通電期間の電位  $V_f$  を測る. また, 非加熱時の浮遊電位差 (3.2) と加熱時の電位との差から  $T_e$  が得られる.

本プローブは, シースやダブルシースの動的な電位分布測定に用いられてきた [24].

#### 1.4.3 キャパシティブプローブ

プローブをガラスなどの絶縁物で覆いその静電容量を介してプラズマの電位変動をプローブに伝達させることにより空間電位の時間的変化や, ノイズを検出する [25]. このプローブをシングルプローブの付近に置きプローブ電圧の揺らぎを補償することにより, 高周波プラズマや雑音のあるプラズマにおいてプローブ特性の無歪測定が行われた (ノイズトリガ法と呼ぶ).

#### 1.4.4 トリプルプローブ

3本の同じ大きさの電極を用い, そのうち2本ずつをダブルプローブのように使い電極1, 2および1, 3相互間にそれぞれ固定電圧  $V_{12}$  を  $V_{13}$  を印加し各電極1, 2, 3に流れ込む電流  $I_1, I_2, I_3$  を測定する.  $F(E)$  がマクスウェル分布の場合,  $I_1 + I_2 + I_3 = 0$  を用いて

$$\frac{I_2 - I_1}{I_3 - I_1} = \frac{1 - \exp(-\eta_{12})}{1 - \exp(-\eta_{13})}, \quad \eta_{12} = \frac{eV_{12}}{\kappa T_e}, \quad \eta_{13} = \frac{eV_{13}}{\kappa T_e} \quad (4.5)$$

が得られる.  $I_1, I_2, I_3$  からプラズマ密度と電子温度の瞬時

測定ができる。1本を浮遊させ  $I_2 = 0$  とすると左辺は  $1/2$  となり、電位差  $V_{12}$ ,  $V_{12}$  を測ることにより  $\kappa T_e/e$  が求められる [26]。

ダブルプローブと基準電極からなる非対称トリプルプローブでは [8], ダブルプローブの片方電極の基準電極に対する電位が得られるので、一層精密な瞬時測定ができ、トカマクエッジプラズマ診断に使われている。

#### 1.4.5 マルチ電極プローブ

小さい電極を複数個近接して配列しこれらに一定電圧間隔において電圧を印加し各電極に流入する電流を同時測定することにより瞬時的にプローブ特性を得る型のプローブである [27]。各電極はシースが互いに重ならない程度に離さねばならず寸法は大きくなる。

#### 1.4.6 グリッド付プローブ等

平板型プローブに保護環 (Guard ring) を取り付けシース面がプローブ面と平行な中心電極部分を利用することにより端効果を避け空間電位付近の曲がりを少なくし精密な計測が行える。精密加工により、円筒、球プローブでも同様の分割電極により支持体の影響を除くことも行われる。

プローブに孔 (オリフィス) を穿つか、グリッドを用い背後のコレクタ (あるいはファラデーカップ) により電子ないし正イオンを選択的に捕集、エネルギー選択することにより正イオンと電子とを分離し高エネルギー尾部や正イオン温度が測定できる。バイアスのかけ方は高エネルギー尾部、イオン温度、ビームの計測に応じて適宜変える。メッシュ、オリフィス径はプラズマがオリフィス、グリッドを浸透しないよう  $\lambda_D$  以下に選ぶ。精密な測定のためには、コレクタの前面に二次電子放出ないし反射防止グリッドを設ける。

### 1.5 プローブ測定法の諸問題

#### 1.5.1 プローブの設計

プローブ法の適用領域は、デバイ数  $D_\lambda = r_p/\lambda_D$ , クルーセン数  $K = \lambda/r_p$  を用いて (1) 無衝突領域:  $\log D_\lambda > 2 - \log K$ , (2) 衝突領域:  $\log D_\lambda < -\log K$  に分類され、それぞれ軌道運動論的、拡散的に取扱われる [28]。  $1 < D_\lambda < 10$ ,  $0.1 < K < 10^3$  内の領域は適用可能である。プローブの擾乱を抑えるには、DC 放電では  $I_e \ll I_d$  ( $I_e$ : 電子飽和電流,  $I_d$ : 放電電流), RF やマイクロ波プラズマではプローブ電流  $\times$  電圧  $\ll$  放電パワーであることが望ましい。

正当なプローブ特性を得るには基準電極/プローブ面積が (2.6), (2.8) から得られる電子飽和電流/正イオン飽和電流の比  $S_R = (\epsilon M_+ / 2\pi m)^{1/2}$  よりも十分大きいことが要求される。ただし、基準電極はプラズマに浸っていなければならない。Fig. 1.6 に無次元化ダブルプローブ特性  $i - \eta$  の面積比  $S_2/S_1$  に対する変化を示す ( $i = I_p/I_+$ )。  $S_2/S_1$  の増加と共にセミログプロットの直線部分が広がり、  $S_2/S_1 \rightarrow \infty$  の極限でシングルプローブ特性に漸近し、  $S_2$  の電極の浮遊電位  $V_f$  が一定値に近づく。誘導 RF 放電、マイクロ波プラズマ、ロケット搭載プローブ等の浮遊系では基準電極を設けるか、別途測定した空間電位を基準に使う。

プローブ支持体はできるだけ小さく設計するに越したこ

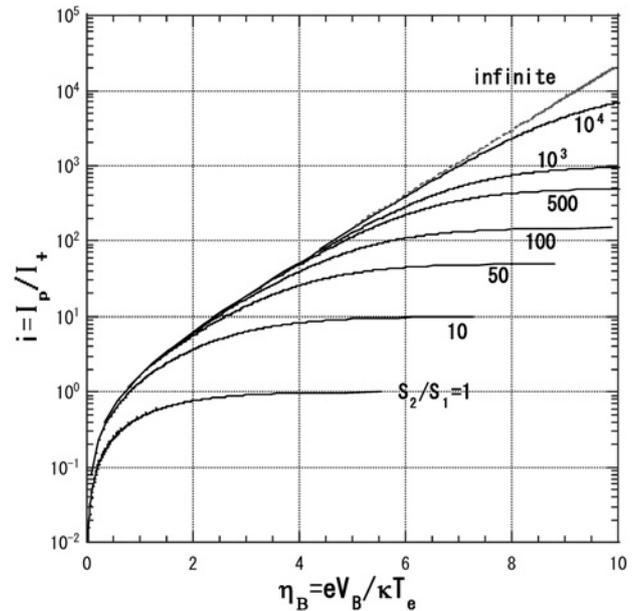


Fig. 1.6 Variation of asymmetric double probe currents with the area ratio  $S_2/S_1$ .

とはない。以前、支持体の影響を回避するため垂鈴型プローブを自由落下させ内臓の通信機によりデータ送信する技術が飛翔体を使って行われたが [29], 実験室でも同様の支持体のないプローブ測定が実現されるとよい。

#### 1.5.2 表面現象

##### (1) 汚染と防止対策

特に、成膜用プラズマではプローブに膜が堆積し仕事関数を変え、プローブ特性にヒステリシスを生じる。これは不活性ガス放電でも起こる。膜の除去対策として、負バイアスでイオンスパッタリングをするか、空間電位以上でプローブを加熱させる。プローブからのスパッタ物質が支持体に付着しプローブと導通するのを避けるために、支持体とプローブ電極には間隙を設ける (Fig. 1.5 参照)。

膜の抵抗が一定の場合、膜は抵抗  $R_f$  と容量  $C_f$  の並列回路で表される。Fig. 1.7 は汚染プローブと清浄プローブの特性を比較した図で、汚染プローブの特性は清浄なそれより  $I_p R_f$  だけ電圧シフトするので、  $R_f$  が既知ならば補正により真のプローブ特性を推定することができる。応用として、  $I_p R_f$  の時間的变化から成膜状況が観測できる [30]。

膜抵抗や容量が一定でないと補正は困難なので、膜堆積を避けるためプローブを空間電位以上から掃引する、加熱プローブを用いる、瞬時的にプローブをプラズマにさらす (Quick injection 法)、新しいプローブ面を順次繰り出す等の方法が考案されている。

##### (2) 二次電子放出, 反射効果

高エネルギー電子、準安定原子分子、正イオンはプローブ表面から二次電子を放出させる。このため、正イオン電流は増加する傾向がある。一方、電子飽和電流は「sink 効果」により減少する結果、飽和電流比から求めた  $n_e/n_+$  が 1 より低くなりやすい。二次電子や紫外線照射による光電子があると、  $V_s$  付近で  $I_p'$  はピークを示すことがあるが、1.3.6 で述べた負イオンピークとは異質で見分けがつか

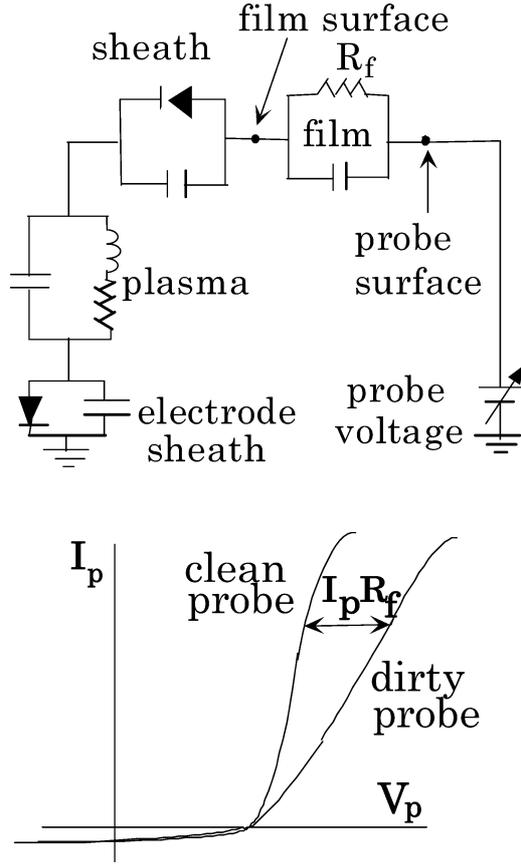


Fig. 1.7 Top: equivalent circuit of contaminated (dirty) probe. Bottom: Characteristics of clean and dirty probes.

く。

浮遊電位  $V_f$  は二次電子放出率  $\Gamma(\kappa T_e)$  により

$$V_s - V_f = (\kappa T_e / 2e) \{ \ln [ \epsilon T_e M_+ / 2\pi m (T_e + T_+) ] + 2 \ln [ 1 - \Gamma(\kappa T_e) ] \}, \quad (5.1)$$

に従って変化し  $\Gamma$  の増加に伴い  $V_f$  は空間電位に近づく (但し  $\Gamma < 1$ ).  $\Gamma \sim 1$  になると  $V_f \approx V_s$  となりエミッシブプローブになる.  $T_e > 20$  eV では, 金属 (W 等) によっては  $\Gamma > 1$  となりプローブ特性の歪が大きくなる. 電子放出を抑えるにはグラファイトや炭素皮膜電極が好ましく, 二次電子抑制メッシュを付けたグリッドプローブも有効である.

表面での反射もプローブ特性に影響を与える. 反射により電子電流 (2.2) は

$$I_e(V) = \frac{en_e S_p}{4} \int_{eV}^{\infty} \left( 1 - \frac{eV}{E} \right) \sqrt{\frac{2E}{m}} \cdot [1 - R(E - eV)] F(E) dE, \quad (5.2)$$

に変わる.  $F(E)$  がマクスウェル分布の場合には, 電子反発領域での半対数プロットの傾斜  $d \log(I_p) / dV_p$  から  $T_e$  が決定できるが, それ以外では deconvolution が必要になる.  $I_e''(V)$  は

$$\frac{d^2 I_e}{dV_p^2} = \frac{S_p n_e e^3}{2\sqrt{2}m} \left\{ \frac{F(eV)}{\sqrt{eV}} [1 - R(0)] - \epsilon_R \right\}, \quad (5.2a)$$

となる [31].  $\epsilon_R$  は  $F(E)/E^{1/2}$  と  $d^2[E \cdot R(E)]/dE^2$  の convolution 積分からなる誤差項である.  $\epsilon_R$  が小さい時,  $I_p''$  は  $1 - R(0)$  だけ修正される. 特に  $E = 0 - 30$  eV で反射係数  $R(E)$  が大きく変化する金属があり (例: W), 気体吸着によっても  $R(E)$  が変化する [32] ので現実のプラズマ雰囲気中での  $R$  のデータの蓄積が望まれる.  $T_e$  の低い場合, 電子を一定の  $E$  に加速してから偏向型アナライザで測定すると  $R$  の影響が避けられる.

### 1.5.3 磁場効果

無衝突系において磁場  $B$  に面が平行な平板電極 (幅  $w$ , 奥行  $d_L$ ) に  $B$  に沿って飛来する種々の案内中心, ラーマ半径の電子による電子飽和電流  $I_{es}(B)$  は  $B = 0$  の場合に比べ

$$I_{es}(B) = I_{es} [1 - \exp(-\chi^2) + \sqrt{\pi} \chi \operatorname{erfc}(\chi)], \quad (5.3)$$

程度減少する (ここで  $I_{es} = ne \langle v_e \rangle w d_L / 4$ ,  $v_{em} = (2\kappa T_e / m)^{1/2}$ ,  $\chi = \omega_{ce} d_L / \pi v_{em}$ ,  $\omega_{ce}$ : 電子サイクロトロン角周波数.  $I_{es} - I_{es}(B)$  は流れに背を向けた平板電極の電流の式 [33] でマッハ数を  $\chi$  で置換した式に奇しくも一致する).  $v_{em} \gg \omega_{ce} d_L$  では,  $B$  に直角な面の場合と同様, 磁場の影響はないが,  $v_{em} \sim \omega_{ce} d_L$  となるに従い影響が現れる. (5.3) は  $\omega_{ce}$ ,  $T_e$  をそれぞれ  $\omega_{ci}$ ,  $T_+$  に変えることによりイオンにも適用でき, 異なる  $d_L$  の場合の電流比から  $T_e$ ,  $T_+$  が評価できる. 円筒プローブの電流も  $B$  に対する種々の角度で計算されているが [34], 磁場によるシースの異方性は考慮に入れるのは難題である.

衝突がある系では拡散的な取り扱いがなされる [4]. 面が磁力線方向 ( $z$  方向) に平行に置かれた円板プローブの電子飽和電流を考える. 磁力線方向, 直角方向の拡散係数を  $D_0$ ,  $D_B$  とするとプローブへの電流密度  $j$  に対して  $\operatorname{div} j = 0$ , あるいは電子密度  $n(r)$  に対して

$$D_B \nabla^2 n(r) = 0. \quad (5.4)$$

が成り立つ. 座標  $(r, z)$  は磁力線 ( $z$  方向) と直角方向  $r$  に  $a^{1/2} = (D_B / D_0)^{1/2}$  だけ縮小している. 楕円形に変形されたプローブの電子飽和電流  $I_{es}$  は密度補正  $1/a^{1/2}$  を施すとプローブ上での表面積分

$$I_{es} = -e \frac{D_B}{\sqrt{a}} \int \frac{\partial n}{\partial r} ds, \quad (5.5)$$

で与えられる. 円板 (半径  $r_p$ ) の静電容量を  $C$  とする時 (5.5) から

$$I_{es} = -e \frac{D_B}{\sqrt{a}} \cdot \frac{C}{\epsilon_0} (n_s - n_0), \quad (5.6)$$

となる. ここで,  $n_s$ : 表面での密度,  $C = 4\pi\epsilon_0 r_p / K(k)$ ,  $k = (1 - a)^{1/2}$ ,  $K$ : 第 1 種完全楕円積分.  $I_{es} = en_s \langle v_e \rangle / 4$  を考慮して  $n_s$  を消去すると

$$I_{es} = \frac{en_0 \langle v_e \rangle}{4} S_p \theta; \quad \theta^{-1} \equiv 1 + \frac{3K(k)}{16\sqrt{a}} \cdot \frac{r_p}{\lambda}. \quad (5.7)$$

ここで、 $D_0 = \langle v_e \rangle \lambda / 3$ ,  $D_B / D_0 = (1 + \omega_{ce}^2 \tau^2)^{-1}$  を用いた。B に面が直角の平板では  $C = 8\epsilon_0 r_p$  となり同様の計算ができ、 $I_{es}$  の理想値  $en_0 \langle v_e \rangle S_p / 4$  からの補正因子  $\Theta$  が得られる。

以上では基準電極の効果を無視しているが、強磁化プラズマでは基準電極が十分大きくても基準電極への帰還電流がプローブ同様の支配を受けるので飽和電流が制限され、プローブと基準電極を一体化した取り扱いが必要になる。

#### 1.5.4 圧力効果

正イオン領域では、イオンの運動方程式に衝突周波数  $\nu_i$  の補正を入れ

$$v \frac{dv}{dr} = \frac{e}{M_+} \frac{dV}{dr} - \nu_i v \quad (5.8)$$

の解からイオン密度  $I_+ / (2^8 \pi e r^3 v)$  を決定し、(2.14) と同様のポアソン方程式よりプローブ特性が得られる [35]。

電子電流領域に対しては、シース内で起こる衝突による減少分による  $I_e$  の補正式として、

$$I_e(V) = \frac{en_e S_p}{4} \int_{eV}^{\infty} \frac{1 - eV/E}{[1 + (1 - eV/E) \cdot 3c_g r_p / 4\lambda]} \times \sqrt{\frac{2E}{m}} \cdot F(E) dE, \quad (5.9)$$

のように(2.2)に圧力補正が施される ( $c_g$ : 幾何学的因子) [36]。

拡散的な領域では、(5.7)で  $B = 0$  と置くことにより補正因子

$$\Theta^{-1} = 1 + \frac{3S_p}{4\lambda C / \epsilon_0}, \quad (5.10)$$

を得る [4]。球の場合、 $C = 4\pi\epsilon_0 r_p$  であるから  $\Theta^{-1} = 1 + 3r_p / 4\lambda$  となり、(5.9)で  $c_g = 1$  とし電圧依存性を無視した極限と対応する。ただし、 $\nu_i$  一定や  $\lambda$  一定の仮定は移動速度が電界に比例するか衝突断面積が速度に依らないなど特殊な条件でのみ成り立つ。

衝突、擾乱による飽和電流の減少 (sink 効果) を避けるため、細い円筒プローブ (数  $\mu$  径) を用いるのも一方法である [30]。

#### 1.5.5 流れの影響

##### (1) イオンの流れ

平均速度  $u_0$  で垂直に平板プローブに向かう場合のポアソン方程式は  $T_e \gg T_+$  の時、(2.18)より

$$\epsilon_0 \frac{d^2 V}{dx^2} = e \left[ \frac{J_+ / e}{\sqrt{2eV / M_+ + u_0^2 + v^2}} - n_{es} \exp\left(-\frac{eV}{kT_e}\right) \right], \quad (5.11)$$

になる。シース端  $V = 0$  で右辺密度項  $\delta\rho$  の条件、 $\delta\rho \geq 0$ ,  $\partial\delta\rho/\partial V \geq 0$  より

$$J_+ = en_0 \exp\left(-\frac{1}{2} + \frac{M_+ u_0^2}{kT_e}\right) \sqrt{\frac{kT_e}{M_+}}, \quad (5.12)$$

が得られる。(2.8)に比べシース端密度が  $\exp(M_+ u_0^2 / kT_e)$

だけ増加する。電子も、イオンに追従し中性を保とうとし  $n_e \sim n_{es}$  となるので流れの影響を受ける。

$T_e \sim T_+$  ないし  $T_e < T_+$  の場合、イオンはプリシースに影響されずに振舞い、平均速度  $u_0$ 、温度  $T_+$  のドリフトマクスウェル分布で表される。流れに直面する平板電極の電流密度はマッハ数  $M_a = u_0 / (2kT_+ / M_+)^{1/2}$  の関数となり、流れに背を向けた場合 ( $M_a < 0$ ) との比から流速が得られる [33]。このモデルはロケット搭載プローブでも適用されたが [37]、厳密には超音速での衝撃波や粘性を考慮した精密な補正が必要である。

##### (2) 電子の流れ

速度幅の大きい電子流は(3.8)により一次微分から測定できる (ただし  $I'_e \gg I'_+$ )。速度幅の狭いビームの場合 (密度  $n_b$ 、エネルギー  $U_0$ 、温度  $T_b$  とする)、 $n_b$  の増加と共に浮遊電位は(3.2)から下がり、 $en_b u_0 \sim J_+$  になると  $U_0/e$  付近に落ち着く。したがって、 $I_p$  の段階的な増加分とその電位から  $U_0$ ,  $n_b$  が判定できる。ただし、安定なイオンシースの形成には  $n_b$  の上限値があり [38]、上限を越した場合はシースが複雑になる。

#### 1.5.6 高周波 (RF) プラズマ

Fig. 1.8 に示すように高周波プラズマにおけるプローブ測定回路は接地電極、プローブ電源、プローブ、シース、プラズマ、基準電極のシース、基準電極からなる閉回路を形成する。空間電位がRF電圧により揺らぐため、反発領域の電子電流は

$$\bar{I}_e(V_p) = I_{es} \cdot I_0 \left( \frac{eV_{RF}}{kT_e} \right) \exp\left[ \frac{-e(V_s - V_p)}{kT_e} \right], \quad (5.13)$$

となる ( $V_{RF}$ : 交流振幅,  $I_0$ : 零次変形ベッセル関数)。したがって、 $F(E)$  がマクスウェル分布の場合、 $I_e$  の  $V_p$  に対する半対数プロットの傾斜は  $e/kT_e$  となり電子温度が得られる。しかし、一般に  $F(E)$  はマクスウェル分布でないので、Fig. 1.8 に示す等価回路を参照して以下の歪み除去対策がとられる [39-41]。

1) 支持体に大きい静電容量のブロックやリングを取り付

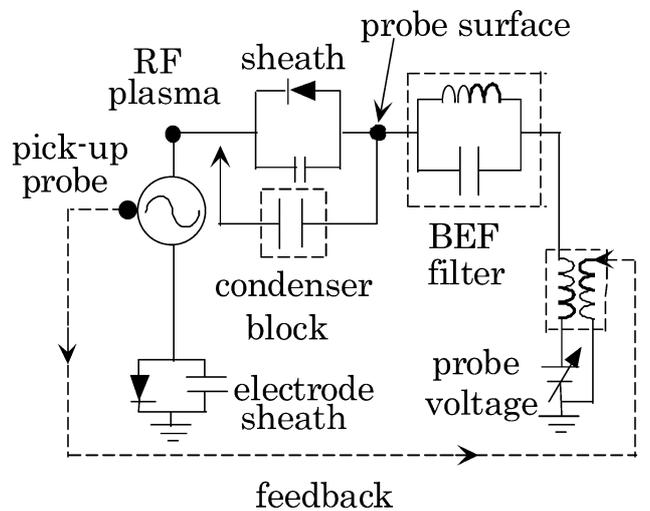


Fig. 1.8 Equivalent circuit of probe in RF plasma showing some methods for RF compensation.

- け、プローブを高周波的にプラズマに短絡させる。
- 2) プローブに高インピーダンスでQの高い並列共振回路を接続しプローブをプラズマ電位に追従させる。この方法は1)と併用してもよい。
  - 3) RF電源から移相回路と増幅器を通してRF電圧と逆位相の電圧をプローブに印加する。高調波に対しても同様の補償をする。
  - 4) エミシブプローブ等でRF電位を検知しプローブ電圧をフィードバック補償する。
  - 5) プローブ電流のサンプリングをRF電圧の一定位相で測定する。
  - 6) 微小交流重畳法の印加、検出周波数および高調波をRF周波数と干渉しないように選ぶ。
  - 7) 放電装置ないし計測器を電磁遮蔽室に配置し互いの電磁カップリングを避ける。

マイクロ波プラズマでは、イオンはほぼ静止とみなせるので電位の揺らぎは問題にされていない。プラズマ密度が高くなるとイオンプラズマ周波数 $f_{pi}$ が上がりイオンも高周波に追従するが、UHF帯では緩和される。

## 1.6 終わりに

プローブ法は益々厳しい条件で使用されており、例えば、負イオンがあり衝突のある高周波プラズマや衝突のある磁化プラズマ中で流れがある場合、飛翔体のような浮遊系で超音速、光電子、地球磁場、衝突などを含む場合のように1.5の項目が複数にまたがることもある。このような複雑な状況ではあるがプローブの適用範囲は拡張されつつあり、各種理論、方法が開発され、レーザーや光、波動と組合せる方法、パルスプローブ、ニューラル回路の適用、高融点、低電子放出材料、計算機ソフトの開発、マイクロ法、分光法等との比較、較正が行われている。最近の各方面での進んだ方法、技術を解説した以下の詳論により実験室プラズマ、核融合プラズマ、スペースプラズマの一層の発展が期待される。本稿が何らかの橋渡しになれば幸いである。最後に、本特集を企画され各論文の取りまとめなどに多大な尽力をされた長野工業高等専門学校、江角直道氏に感謝します。

## 参考文献

[1] I. Langmuir and H.M. Mott-Smith, *Gen. Elec. Rev.* **27**, 443, 538, 616, 762, 810 (1924).

[2] H.M. Mott-Smith and I. Langmuir, *Phys. Rev.* **28**, 727 (1926).

[3] L. Tonks and I. Langmuir, *Phys. Rev.* **34**, 876 (1929).

[4] D. Bohm, *The Characteristics of Electrical Discharge in Magnetic Fields*, ed. A. Guthrie and R.K. Wakerling (McGraw-Hill, 1949).

[5] M.J. Druyvesteyn, *Z. Physik* **64**, 781 (1930).

[6] P.T. Kirstein, G.S. Kino and W.E. Waters, *Space-charge flow* (McGraw-Hill, 1965).

[7] F.F. Chen, *J. Nucl. Energy Pt. C7*, 47 (1965).

[8] J.D. Swift and H. Schwar, *Electrical Probes for Plasma Diagnostics* (Iliffe, London, 1970).

[9] J.E. Allen, *Physica Scripta* **45**, 497 (1992).

[10] 和田 元：負イオン計測に関する本講座，第2節。

[11] E. Stamate and K. Ohe, *J. Appl. Phys.* **89**, 2058 (2001).

[12] E.R. Harrison and W.B. Thompson, *Proc. Phys. Soc.* **74**, 145 (1959).

[13] J.E. Allen, *J. Phys. D* **9**, 2331 (1976).

[14] H. Amemiya, *J. Phys. Soc. Jpn.* **67**, 1955 (1998).

[15] e.g. C.K. Goetz, *Rev. Geophys.* **27**, 271 (1989); U de Angelis, *Physica Scripta* **45**, 465 (1992).

[16] C. Nairn and B.M. Annaratone and J.E. Allen, *Plasma Source Sci. Technol.* **7**, 478 (1998).

[17] H. Amemiya and Y. Nakamura, *J. Phys. D* **36**, 2828 (2003).

[18] S. Grosse, H. Schluter and E. Tatarova, *Plasma Source Sci. Technol.* **3**, 478 (1994).

[19] H. Amemiya and N. Yasuda, *J. Phys. Soc. Jpn.* **66**, 623 (1997).

[20] V.I. Demidov, H. Koloklov and A.A. Kydryabzev, *Probe Method for Low Temperature Plasma* (Russian) (Energoatomisdat, Moscow 1996).

[21] E.O. Johnson and L. Malter, *Phys. Rev.* **80**, 58 (1950).

[22] A. Brockhouse, C. Borchardt and J. Engelmann, *Plasma Source Sci. Technol.* **3**, 539 (1994).

[23] N. Hershkowitz, "Emissive probes" in *Plasma Diagnostics Vol.1*, pp.146-156, eds. O. Auciello and D.L. Flamm (Acad. Press, 1989).

[24] H. Fujita and S. Yagura, *Phys. Fluids* **28**, 712 (1985).

[25] e.g. E.E. Sheriden and M.A. Hayes, *Rev. Sci. Instrum.* **59**, 1081 (1988).

[26] S.L. Chen and T. Sekiguchi, *J. Appl. Phys.* **36**, 2363 (1965).

[27] N. Wild, R.L. Stenzel and W. Gekkelman, *Rev. Sci. Instrum.* **54**, 935 (1983).

[28] M. Tichy, P. Kudrva, J.F. Behnke, C.C. sambal and S. Klagge, *Proc. XXIII Int. Conf. Phenom. Ioniz. Gases* (Invited), Toulouse, 1997: *J. Phys. IV France* **7**, C4-397 (1997).

[29] L.H. Brace and M.W. Spencer, *J. Geophys. Res.* **68**, 5397 (1963).

[30] G.K. Vinogradov, *High Energy Chemistry* **20**, 145 (1986).

[31] A.J. Postma and K. Wiesemann, *Physica* **49**, 624 (1970).

[32] e.g. P.A. Redhead, J.P. Hobson and E.V. Kornelsen, *The Physical Basis of Ultra Vacuum*, chap.4, (Chapman Hall Ltd., 1968).

[33] 安藤 晃：マッハプローブに関する本講座第2節。

[34] J.G. Laframboise and J. Rubinstein, *Phys. Fluids* **19**, 1900 (1976).

[35] S.A. Self and C.H. Shih, *Phys. Fluids* **11**, 1532 (1968).

[36] R.R. Arslanbekov, N.A. Khromov and A.A. Kudryavtsev, *Plasma Source Sci. Technol.* **3**, 528 (1994).

[37] H. Amemiya and Y. Nakamura, *J. Geomag. Geoelect.* **45**, 219 (1993), **48**, 391 (1996).

[38] J.W. Bradley and H. Amemiya, *Jpn. J. Appl. Phys.* **33**, 3578 (1994); *J. Phys. Soc. Jpn.* **63**, 3295 (1994).

[39] T.I. Cox, V.G.I. Deshmukh, D.A.O. Hope *et al.*, *J. Phys. D* **20**, 820 (1987).

[40] A.E. Wendt, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 2926 (2001) and references.

[41] P. Bryant, A. Dyson and J.E. Allen, *J. Phys. D* **34**, 95 (2001).

(中京大学大学院理工学部 雨宮 宏)

hamemiya@peach.ocn.ne.jp

## 第2部 先進プローブ計測の実際

### 2.1 負イオン計測プローブ

#### 2.1.1 はじめに

プラズマ科学の最近の進展は、核融合プラズマや星間プラズマを対象とする研究分野だけでなく、半導体プラズマプロセスにおいて多用される反応性プラズマの研究分野においても著しい。半導体プロセスにおいて、材料のエッチングやアッシングには酸素やフッ素、塩素を含んだ気体のプラズマが用いられ、これらのプラズマ中には負イオンが多量に存在する[1]。他方核融合研究においては、中性粒子加熱を効率よく行うために水素負イオンが用いられ、電子温度を磁気フィルター[2]で制御することにより水素負イオン ( $H^-$ ) 密度が電子密度の数10%となるようなプラズマがイオン源のイオン引き出し電極付近に生成される[3]。水素負イオン源内の負イオン計測においては、プローブにレーザーを照射した際に得られる電流信号変化を用いた方法が用いられるのに対し[4]、プロセスプラズマなどにおいてはプローブ表面が汚染されることもあり、他の手法が用いられることが多い。ここではプラズマ中の負イオン密度を扱う各研究領域で、どのようなプローブ計測方法が扱われているか概説する。なお、1990年頃までに行われた負イオンに関連するプローブ計測を雨宮がまとめているので[5]、その中の参考文献と併せて参照されたい。

#### 2.1.2 プローブ理論にもとづく負イオン計測

##### (1) 飽和イオン電流比による計測

第1部でも扱われているように負イオンが存在する場合にはシース構造が変化し、検出される飽和正イオン電流の値も、通常为正イオンのみの場合とは異なる値となる[6]。しかしながら、負イオン密度  $n_-$  が電子密度  $n_e$  に対して十分小さく、かつ電子温度  $T_e$  が負イオン温度  $T_-$  に比べて大きい場合には大きな誤差は生じない。そこでこのような条件を想定して、正バイアス時の飽和プローブ電流  $I_+$  と負バイアス時の飽和プローブ電流  $I_-$  から大雑把な負イオン密度を概算する場合がある[7]。後述のパルスレーザー光脱離とプローブを組み合わせた手法で検討すると、信頼性に疑問があるとの指摘もあるものの[8]、理論的境界に近い場合にも用いられることが多い[9]。あえて負イオンと電子の密度比を計算せず、 $I_+$  と  $I_-$  を単純比較することによってプラズマの電気陰性度を調べる場合もある[10]。

##### (2) プローブ特性の二次微分を用いる方法

Druyvesteyn法を用いれば、プローブ電流  $i_p$  とプローブ電圧  $V_p$  の特性を測定し、 $i_p$  の  $V_p$  に対する二次微分、 $i_p''$  を計算することによりプローブに流入する電子のエネルギー分布関数を求めることができる。負イオンが存在する場合には電子とともに負イオンが流入してくるので、二次微分によって得られる分布関数は電子の分布関数と負イオンの分布関数の重ね合わせとなる。この方法はそれ以前に負イオン電子密度比の大きな酸素プラズマに用いられているが[11]、慎重なノイズ除去を施した測定回路と静かな多極磁場型プラズマ容器を用いて  $n_-/n_e \leq 10\%$  の条件で  $H^-$  密度を測定するのに利用されている[12]。プラズマ中の  $H^-$

の分布関数は、電子と比較して低い温度を示し、プラズマ電位近傍の鋭いピークとして検出される。例を Fig. 2.1.1 に示す。この方法によれば  $T_-$  に加えて、プラズマ内の原子分子反応に起因する電子エネルギー分布関数の詳細が測定できる場合もあるので、負イオン形成過程の検討を行う上でも優位性がある[13]。

二次微分を用いる方法は計測の困難な RF 放電の酸素プラズマ中の  $n_-$  の空間分布を計測するのに用いられた[14]。また、高圧 (30–110 Pa) の酸素グロー放電中の  $T_- \sim 50$  meV の低温  $O^-$  の詳細な計測にも用いられている[15]。さらに Xe/SF<sub>6</sub> 混合プラズマに対し、負イオンの実行質量や  $T_-$  に対する精度が低い際にも有効な補正方法の提案とともに、 $n_-/n_e$  の放電電力依存性を調査する際に適用されている[16]。

なお、二次微分法を用いるとき、プローブの表面状態については十分な注意を払っておく必要がある。水素放電に対する計測の際にも異なったプローブ材料に対して負イオンピークの現れ方が異なることが報告されており[12]、酸素プラズマ中での金プローブ上の堆積層が  $i_p'' - V_p$  特性を変化させることが報告されている[17]。水素プラズマなどのようにプローブ表面の汚染が少なければ問題ないとの意見もあるが[15]、一般的なプラズマに対する本測定方法の限界や妥当性について議論がなされている[18, 19]。

##### (3) 静的特性より求める方法

負イオン存在下のプラズマ中シース形成に関する理論は既に整っており、これに基づいた球形プローブ、円筒プローブに流入する正イオン電流の理論も提出されている

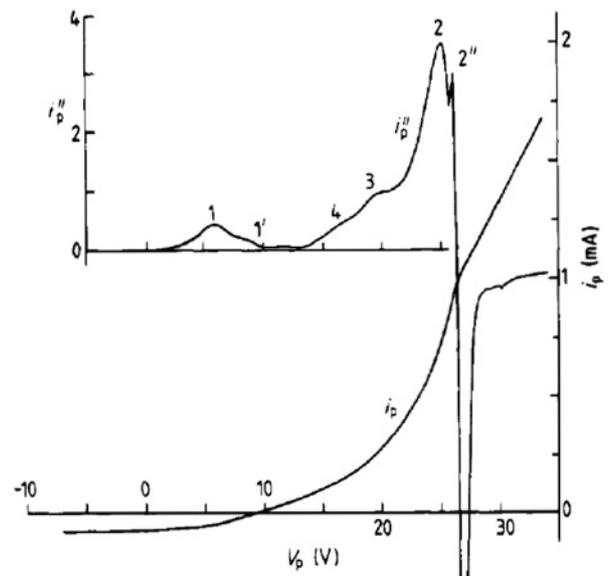


Fig. 2.1.1 Typical probe  $I$ - $V$  characteristic and the second derivative of probe current with respect to the bias voltage for a hydrogen plasma. The very sharp peak on the second derivative trace near the plasma potential corresponds to probe current due to negative ions. (after [5].)

[20]. したがってプローブ理論に基づき、 $n-/n_e$  や  $T_e/T_-$  を想定してプローブ電流特性を計算し、実験で得られる  $I-V$  特性と比較することによって、良い一致が得られる条件から負イオンパラメータを逆算することができる。このような取り扱いには既に酸素プラズマに対して行われており [21]、光脱離法の結果とほぼ同様の負イオン密度が得られている。

プローブ理論に基づいて、正確な正イオン電流の計算を行うためには  $T_e/T_-$  の値が必要となる。2次微分を用いず、かつ高温成分の電子を含んだ状態で負イオン密度を得る解析法として、テスト関数

$$F[i_p(V_p)] = i_p''(V_p) i_p(V_p) - [i_p'(V_p)]^2$$

を用いる方法が提案されている [22]。ここで  $i_p'$  は  $i_p$  の  $V_p$  に対する一次微分である。この扱いにより  $n-/n_e \leq 10\%$  でない限り、広い適用範囲で負イオン計測が測定可能と期待される。テスト関数は単一指数関数からの 'ずれ' に敏感に反応するので、高温成分の電子密度がバルク成分の電子密度の2%以上であれば、二重マクスウェル分布に対しても正しい結果を与えることが期待され、プラズマに含まれる高温電子の解析にも利用できる。取り扱いの妥当性は Ar/SF<sub>6</sub> プラズマ、Ar プラズマによる実験結果と比較して検討されている [22, 23]。さらに高温成分と低温成分からなる電子と負イオン、および正イオンから構成される Ar/SF<sub>6</sub> プラズマに対して、各成分の温度と密度を計算することも示されている [24]。

おおもとのプローブ理論 [6, 25] に基づいて正イオンフラックスと、プラズマ電位での各粒子の熱運動に基づくプローブ電流密度の比から解析を行い、磁界中の酸素負イオン密度を求めた例もある [26]。この例では、プラズマ電位での電流密度を求めるために通常の小型円筒型プローブの  $I-V$  特性を用い、正イオンフラックスを求めるためにガードリングを有した大型の (直径 6 mm) の平面プローブを、プラズマ電位から約 80 V 負にバイアスして測定している。測定で得られない  $T_e/T_-$  については、同様の実験の酸素負イオン温度を参考にして入力変数としている。なお、これら2つのプローブから得られる  $T_e$  と浮遊電位から、負イオン密度比  $n-/n_e$  を評価することも試みている。

### 2.1.3 光脱離反応を利用する負イオンプローブ計測

負イオン  $A^-$  はエネルギー  $h\nu$  の光子を吸収することにより、光脱離反応



によって電子を放出する。この電子がプラズマに放出されて発生する電子密度の増加を計測すればもとの負イオン  $A^-$  のプラズマ体積中の密度が分かる。光源としては一般的にレーザーが用いられ、そのビーム形状はレンズなどで任意に変更できるので局所的に光脱離反応を生じさせることができる。局所的な電子密度の増加をマイクロ波干渉によって測定する方法もあるが [27]、ポイントの情報を得るには、電子密度の増加分を静電プローブにより測る方法が有効である。光脱離反応の反応率は光子の速度が一定であ

ることから、レーザーのような一定の波長の光に対して入射パワーに比例する。レーザーとプローブを併用して行う負イオン測定には高入射パワーのパルスレーザーを用いる方法と、半導体レーザーなどによる DC 光を用いる場合があるので、ここではこれらについて簡単に述べる。なお、レーザー光脱離法全般については Bacal がまとめた報告があるので、その中の引用文献とともに参照されたい [28]。

#### (1) パルスレーザーを用いる方法

パルスレーザー光脱離法においてはシース中を負イオンが移動しないような短時間の間に、レーザー光路上の負イオンすべてを電離してしまい、負イオン密度に対応する電子密度の増加を瞬時に形成する。Fig. 2.1.2 に示すように、飽和電子領域にバイアスされたプローブをレーザー光路の中心においておくと、レーザー照射によりその周囲に光脱離に伴って発生する電子のうち、シース電界内にあるものがプローブに流入する。薄いシース内の全ての負イオンが電子に転換されれば、Fig. 2.1.2 中に示すようなプローブ電流の瞬時増加が観測されることになる [4, 29]。この電流増加分と、プローブバイアスにおける電子電流から  $n-/n_e$  が求められる。当然、パルスレーザーエネルギー密度が低ければ、光路上の負イオンすべてを脱離させることができず、脱離信号はレーザーエネルギーに対して指数関数的に飽和する。反応率は光脱離断面積に比例するので、適切なレーザー波長を選択することにより [30]、小さなエネルギー密度で十分な反応を得ることができる。逆にエネルギー密度が高すぎると、プローブからのレーザー誘導脱離に起因すると考えられる信号増加が検出される場合もあるので、一定値以上のレーザーエネルギー密度の増加には注意を必要とする [31]。

パルスレーザー光脱離法により得られる信号波形は、一旦レーザー照射領域から消滅した負イオンが、外側領域から熱運動により戻ってくる情報を含んでいるので、負イオンの速度を評価するのに用いることができる。信号の形状とレーザー光路径から概算することもできるが [32]、同じ光路上に2つのレーザーパルスを、一定時間間隔において

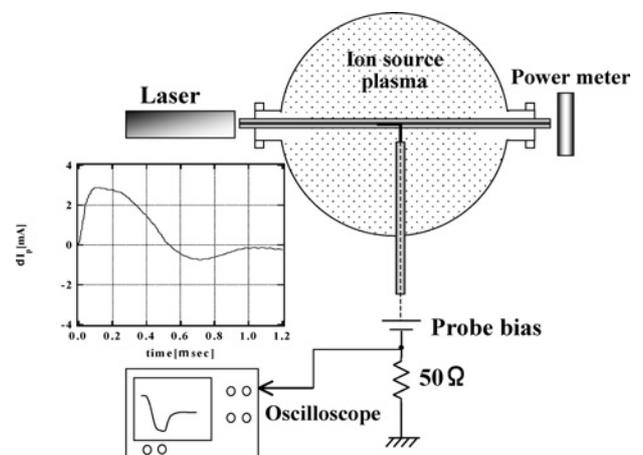


Fig. 2.1.2 An electrical circuit to detect photodetachment signal from an electrostatic probe immersed in negative ion containing plasma.

照射すると、初めのパルスから次のパルスまでの間に光路内に侵入した負イオン量がわかるので、より正確に負イオンの進入状況を知ることができる[33]。また、シースモデルの計算結果とレーザー脱離信号を比較することにより熱速度を求めることも可能である[34]。

以上の基本原理部分の確認は、主に水素プラズマを用いて行われてきた。 $n-/n_e$ の大きな反応性ガスプラズマに対する研究では、マイクロ波干渉と光脱離を組み合わせた場合が多いが[35]、酸素プラズマに対して局所的な負イオン密度を求めるため、プローブ併用パルスレーザー光脱離法を用いて測定した結果が、プローブ特性の二次微分より得られた結果と併せて報告されている[36]。

理論面では、脱離電子の発生に伴うポテンシャル変化が考慮に入れられていないモデルが一般的に用いられている[32]。負イオン脱離領域のレーザー照射域外側の伝搬も同一のモデルにより計算され、実験と比較されている[37]。PICモデルを用いた例としては、負イオンを含むAr/O<sub>2</sub>プラズマ中の脱離電子の振る舞いと電位分布を計算した結果が報告されている[38]。

## (2) DC レーザーを用いる方法

近年の半導体レーザーの発達に伴い、比較的出力の高いDCレーザー光が安価に計測に用いられるようになった。830 nmの半導体レーザーとプローブを併用して、ホローカソード放電による酸素プラズマ中の負イオン脱離信号が検出された報告の中には[39]、プローブの脱離信号電流-電圧特性が正・負バイアス両側に観測され、通常のプローブ電流電圧特性と同様であることが示されている。この報告においてもAr<sup>+</sup>レーザー(発信波長488 nm)が併用されているが、同じAr<sup>+</sup>レーザーを用いてより雑音の小さな多極カソード磁場型プラズマ閉じ込め装置内の水素放電に対して実験が行われている[40]。また、Fig. 2.1.2と同様の配置において、DCレーザーによる光脱離信号はパルスレーザー光脱離信号と比例関係にあるが[41]、絶対値を求めるためには脱離電子を含むプラズマの輸送を考慮する必要があり、この輸送速度の検討が行われている[42]。負イオン密度の絶対値を求めるには若干の操作が必要となるものの、パルスレーザーの場合と同様に[43]、レーザー波長の変化に応じた信号強度比から複数種の負イオンが存在する場合に、これらの密度比が得られる優位性がある。

### 2.1.4 イオン音波を計測する方法

静電プローブは古くからプラズマ中を伝搬する波動の検出に使用されてきた。低周波静電波を代表するイオン音波は、負イオンが存在する環境において高速波と低速波に分かれることが理論的に示され、高速波はプラズマ中で減衰せずに伝搬すると予想されていた[44]。そこでこの高速モードのイオン音波を計測することにより、電子衝撃により形成されたヨウ素プラズマに対する $n-/n_e$ が計測された[45]。最近になって、O<sub>2</sub>/Arプラズマ中の $n-/n_e$ が高速波の検出により求められている[46]。また、より陰性度の高いSF<sub>6</sub>/Arプラズマに対しても、イオン種の質量分布を測定した上で、検出した高速波の速度から $n-/n_e \sim 1$ の状況が観測されている[47]。

SF<sub>6</sub>/Xeプラズマ系においては、正イオンと負イオンの質量比が大きくなり、電子温度が低い場合(約0.15 eV)には低速波が伝搬し、電子温度が高い場合(約1.5 eV)には高速波が伝搬するようになると報告されている[48]。低速波の伝搬が支配的であるときには、負イオン温度の上限と下限の推定も可能となる。

### 2.1.5 最近の動向

負イオン研究の進展とともに、プローブをもとにした新たな負イオン計測技術も開発されつつある。通常のプローブが電流電圧を計測することから、荷電粒子束の総和が求められるので、熱粒子束と併せて計測することにより $n-/n_e$ を計測する熱プローブ法が提案され、SF<sub>6</sub>/ArプラズマやO<sub>2</sub>プラズマに対して適用された[49]。また、反応性プラズマ中で生じるスパッタリング現象や堆積現象を積極的に利用し、 $n-/n_e$ やプラズマ中の成分を計測する提案もなされている[50]。パルスレーザー光脱離法の応用範囲には、プローブ表面に薄い導電性の堆積性層を形成する反応性プラズマに対して、レーザー照射時の脱離に起因する雑音が生じるという制約があった。この問題を改善するため、レーザー光路の中心部を線状に細い物体で遮断し、細長いレーザーの影を作ってその中にプローブを置き、プローブ表面へのレーザー直接照射を避けて脱離信号を検出する方法も開発されている[51]。

### 2.1.6 終わりに

本章の最初に紹介した文献[5]にはローレンツ力を利用した負イオン検出プローブについても解説されているが[52]、今回は紙面の都合により紹介できなかった。その他多くの優れた研究成果についても本報告で紹介しきれないが、日本人や日本の研究グループが大活躍している研究領域であることは、参考文献リストから読み取っていただけたと思う。筆者の偏った認識に対しては、読者の寛大なご容赦を請う次第である。

## 参考文献

- [1] M. Lieberman and A.J. Lichtenberg, *Principle of Plasma Discharges and Materials Processing* (John Wiley & Sons, 1994) Chap. 7.
- [2] K.N. Leung, K.W. Ehlers and M. Bacal, *Rev. Sci. Instrum.* **54**, 56 (1983).
- [3] M. Hamabe, Y. Oka, O. Tsumori, T. Kuroda and M. Bacal, *Rev. Sci. Instrum.* **69**, 1298 (1998).
- [4] M. Bacal and G.W. Hamilton, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1538 (1979).
- [5] H. Amemiya, *J. Phys. D.* **23**, 999 (1990).
- [6] N.J. Braithwaite and J.E. Allen, *J. Phys. D.* **21**, 1733 (1988).
- [7] A.J.T. Holms, L.M. Lea, A.F. Newman and M.P.S. Nightingale, *Rev. Sci. Instrum.* **58**, 223 (1987).
- [8] A.G. Nikitin, F. EI Balghiti and M. Bacal, *Plasma Sources Sci. Technol.* **5**, 37 (1996).
- [9] D.C. Seo, T.H. Chung, H.J. Yoon and G.H. Kim, *J. Appl. Phys.* **89**, 4218 (2001).
- [10] Y. Ohtsu, T. Seki and H. Fujita, *Jpn. J. Appl. Phys.* **35**, Pt.1, 4494 (1996).
- [11] J.B. Thompson, *Proc. Roy. Soc.* **A262**, 503 (1961).

- [12] H. Amemiya, Jpn. J. Appl. Phys. **25**, 595 (1986).
- [13] H. Amemiya and Y. Sakamoto, Jpn. J. Appl. Phys. **26**, 1170 (1987).
- [14] K. Kaga, T. Kimura and K. Ohe, Jpn. J. Appl. Phys. **40**, Pt. 1, 330 (2001).
- [15] T.K. Popov and S.V. Gateva, Plasma Sources Sci. Technol. **10**, 614 (2001).
- [16] T. Kimura and K. Ohe, Appl. Phys. Lett. **79**, 2874 (2001).
- [17] E. Stamate and K. Ohe, Appl. Phys. Lett. **78**, 153 (2001).
- [18] H. Amemiya and S. Bhattacharjee, Appl. Phys. Lett. **79**, 2663 (2001).
- [19] E. Stamate and K. Ohe, Appl. Phys. Lett. **79**, 2665 (2001).
- [20] H. Amemiya, B.M. Annaratone and J.E. Allen, Plasma Sources Sci. Technol. **8**, 179 (1999).
- [21] P. Bryant, A. Dyson and J.E. Allen, J. Phys. D. **34**, 95 (2001).
- [22] E. Stamate and K. Ohe, J. Appl. Phys. **84**, 2450 (1998).
- [23] E. Stamate and K. Ohe, Rev. Sci. Instrum. **70**, 58 (1999).
- [24] E. Stamate and K. Ohe, J. Appl. Phys. **89**, 2058 (2001).
- [25] R.L.F. Boyd and J.B. Thompson, Proc. Roy. Soc. **A252**, 102 (1959).
- [26] P. Chabert, T.E. Sheridan, R.W. Boswell and J. Perrin, Plasma Sources Sci. Technol. **8**, 561 (1999).
- [27] A. Kono, M. Endo, K. Ohata, S. Kishimoto and T. Goto, J. Appl. Phys. **76**, 7221 (1994).
- [28] M. Bacal, Rev. Sci. Instrum. **71**, 3981 (2000).
- [29] M. Bacal, G.W. Hamilton, A.M. Bruneteau, H.J. Doucet and J. Taillet Rev. Sci. Instrum. **50**, 719 (1979)
- [30] M. Nishiura, M. Sasao and M. Bacal, J. Appl. Phys. **83**, 2944 (1998).
- [31] T. Mosback, H-M. Katsch, H.F. Doebele, Plasma Sources Sci. Technol. **7**, 75 (1998).
- [32] P. Devynck, J. Auvray, M. Bacal, P. Berlemont, J. Bruneteau, R. Leroy and R.A. Stern, Rev. Sci. Instrum. **60**, 2873 (1989).
- [33] M. Bacal, P. Berlemont, A.M. Bruneteau, R. Leroy and R. A. Stern, J. Appl. Phys. **70**, 1212 (1991).
- [34] R.A. Stern, P. Devynck, M. Bacal, P. Berlemont and F. Hillion, Phys. Rev. A **41**, 3307 (1990).
- [35] G.A. Hebner, J. Vac. Sci. Technol. **A14**, 2158 (1996).
- [36] S.V. Berezhoj, C.B. Shin, U. Buddemeier and I. Kaganovich, Appl. Phys. Lett. **77**, 800 (2000).
- [37] M. Nishiura, M. Sasao, M. Wada and M. Bacal, Phys. Rev. E **63**, 036408 (2001).
- [38] H. Naitou, Y. Sakurai, Y. Tauchi, O. Fukumasa, M. Yagi, Y. Yamagata, K. Uchino and K. Muraoka, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, 1217 (2004).
- [39] H. Amemiya, K. Ogawa, T. Suzuki and M. Endou, J. Phys. D. **26**, 2174 (1993).
- [40] M. Yokoyama and M. Wada, Jpn. J. Appl. Phys. **34**, Part 2, L641 (1995).
- [41] H. Amemiya, Vacuum **58**, 100 (2000).
- [42] H. Takahashi, T. Kasuya and M. Wada, Rev. Sci. Instrum. **75**, 1780 (2004).
- [43] H. Amemiya and T. Suzuki, Jpn. J. Appl. Phys. **29**, L1712 (1990).
- [44] N. D'Angelo, S.V. Goeler and T. Ohe, Phys. Fluids **9**, 1605 (1966).
- [45] H.J. Doucet, Phys. Lett. **33A**, 283 (1970).
- [46] M. Shindo and Y. Kawai, Surf. Coat. Technol. **142**, 355 (2001).
- [47] M. Shindo, S. Uchino, R. Ichiki, S. Yoshimura and Y. Kawai, Rev. Sci. Instrum. **72**, 2288 (2001).
- [48] R. Ichiki, S. Yoshimura, T. Watanabe, Y. Nakamura and Y. Kawai, Phys. Plasmas **9**, 4481 (2002).
- [49] E. Stamate, H. Sugai and K. Ohe, Appl. Phys. Lett. **80**, 3066 (2002).
- [50] E. Stamate, K. Ohe, O. Takai and H. Sugai, Surf. Coat. Technol. **169-170**, 65 (2003).
- [51] S. Kado, S. Kajita, D. Yamasaki, Y. Iida, B. Xiao, T. Shikama, T. Oishi, A. Okamoto and S. Tanaka, J. Nucl. Mater. **337-339**, 166 (2005).
- [52] H. Amemiya, Jpn. J. Appl. Phys. **27**, 1966 (1988).

(同志社大学工学部 和田 元)

*mwada@mail.doshisha.ac.jp*

## 2.2 バイアス光プローブによる反応性プラズマの電子エネルギー分布関数測定

### 2.2.1 はじめに

プラズマ気相成長やプラズマエッチングなどの反応性プラズマを用いたプロセスにおいては、気相における化学活性種の生成がその後の反応プロセスの進行のための最初の過程となる。一方、これらの活性種の生成機構は主に材料ガス分子の電子衝突による解離、電離であるが、一般にこれらの反応過程は電子エネルギー 10~20 eV にしきい値を持つものが多く、電子エネルギー分布関数 (Electron Energy Distribution Function: EEDF) の高エネルギー成分が反応の鍵を握っているといえる。したがって、活性種生成過程の制御のためには高エネルギー電子の制御が重要となるが、そのためにはまず第一に高エネルギー電子成分を計測する手段が必要となる。ところが EEDF の高エネルギー成分の計測については従来から困難をともなってきた。EEDF 測定法としては、従来からラングミュアプローブを用いた Druyvesteyn 法[1] が知られているが、プロセスプラズマ中においてはプローブ表面が付着物で汚染されるためにプローブによる電流捕集が正しく行われず、測定結果の信頼性が低くなる。また、EEDF の高エネルギー部の測定においては、プローブ表面から放出される 2 次電子の影響も考慮が必要である。一方、EEDF の光学的測定法としてレーザートムソン散乱 (Laser Thomson Scattering: LTS) 法[2] や Trace Rare Gas Optical Emission Spectroscopy (TRG-OES) 法など[3, 4] がある。LTS 法は核融合プラズマにおける電子温度計測法としてよく知られているが、核融合プラズマに比べてプロセスプラズマの電子密度は  $10^{10} \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  程度と低いため、一般に本手法をプロセスプラズマ計測に適用すると、十分な測定感度が得られないという問題が生ずる。特に解離・電離に寄与できるほどの高エネルギー成分はバルク電子成分に比べてその量が極めて少ないため、測定にはかなりの困難をともなうこととなる。一方、TRG-OES 法は励起しきい値エネルギーの異なる種々の希ガス (例えば Ar, Kr, Xe) をプラズマ中に微量導入し、それらの発光強度測定から EEDF の高エネルギー部の等価的電子温度 (対数プロットした EEDF の高エネルギー

ギー部の勾配) を求める方法である。この手法は本論となるバイアス光プローブ法の測定手法とも関連があるので、以下に概略を説明する。一般に、励起レート係数は励起しきい値エネルギー:  $E_{th}$ , 励起断面積:  $\sigma_{exc}(E)$ , 電子質量:  $m_e$ , EEDF:  $f(E)$  によって以下の式

$$k = \int_{E_{th}}^{\infty} \sigma_{exc}(E) \left( \frac{2E}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} f(E) dE \quad (1)$$

で表される。この式からわかるように、励起レート係数  $k$  は  $E_{th}$  を超える EEDF に励起断面積等を掛け合わせて積分して得られることから EEDF 形状に依存する。そこで、まず励起しきい値エネルギーの異なるいくつかの発光線についてそれぞれの  $k$  を実験的に求める。その一方でマクスウェル分布を仮定したうえで各発光線の励起レート係数をそれぞれ計算より求める。そして、実験的に得られたそれぞれの励起レート係数  $k$  を最もよく再現できる電子温度(すなわち、発光に寄与する EEDF 高エネルギー部における等価的電子温度)をフィッティングによって求める。これにより、測定に用いた発光線中で最も低い励起しきい値エネルギー以上の電子エネルギーにおいてマクスウェル分布近似として EEDF の評価を行う。しかし、TRG-OES 法においては、発光しきい値エネルギーは利用する個々の粒子によって決まった値であり、エネルギーを自由に選択することができないため EEDF をエネルギーに対して連続的に測定することはできないという課題がある。

### 2.2.2 バイアス光プローブ (BOP) 法

そこで、電子の運動エネルギーを連続的に制御して変化させつつ発光分光測定を行うことで EEDF を測定するバイアス光プローブ (Biased Optical Probe: BOP) 法が提案された[5]。このプローブの構造を Fig. 2.2.1 に示す。このプローブでは円筒型の金属メッシュおよび2枚の金属円板により囲まれたケージを持っており、プラズマ電位に対して負のバイアス電圧をこのケージに印加する。プラズマ中の高エネルギー電子はメッシュ前面のシースにより減速され、ケージ内部の等電位空間内において希ガス原子と衝突し、発光を引き起こす。ケージ内の発光は一方の金属円板にあげられたオリフィスおよび光ファイバを通して分光器に導かれ、ケージの減速電圧依存性として発光強度が測定される。発光強度、すなわち電子衝突励起レートの減速電圧に対する変化  $I(\Delta V)$  は EEDF の高エネルギー成分、すなわち発光のしきい値エネルギー以上の EEDF に関する情報を含んでおり、以下の式で表される。

$$I(\Delta V) \propto G(\Delta V) = n_0 n_e \int_{E_{th}}^{\infty} \sigma_{exc}(\chi) \left( \frac{2\chi}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\eta}{2} f(E) dE \quad (2)$$

ここで、 $\chi = E - e\Delta V$ ,  $\eta = 1 - (e\Delta V/E)^{1/2}$  である。この式を用いて EEDF を解析的に解くことは不可能であるので、 $I(\Delta V)$  から  $f(E)$  を算出するには数値解析的手法を用いる。具体的には  $G(\Delta V)$ ,  $f(E)$  を電子エネルギーに対して離散化し、上記の積分を行列方程式に置き換えることにより計算を行う。BOP 法は発光を用いて EEDF 測定を行うため、

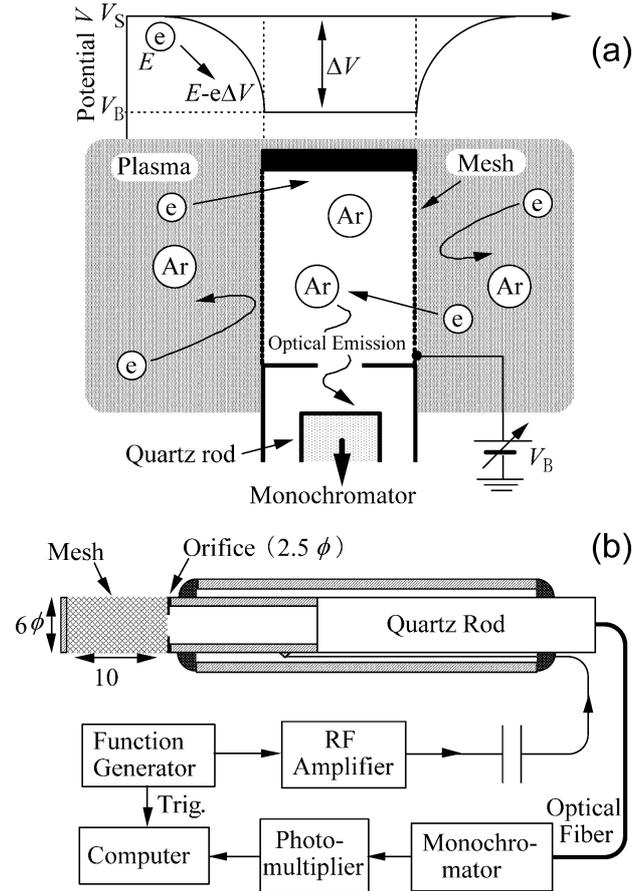


Fig. 2.2.1 (a) Schematic drawing of biased optical probe, and (b) RF-biased optical probe.

高エネルギー部の EEDF を感度よく測定できる利点がある。また、ひとつの発光線のみを用いて EEDF が得られるため TRG-OES 法に比べて測定が簡便なことも特長である。ただし、本測定法では EEDF 測定における下限電子エネルギーは励起しきい値エネルギーに制約されるため、より低エネルギーまでの EEDF 測定においては、発光線を選択、他の EEDF 測定法との組み合わせなどが必要となる。

なお、BOP 測定においてはいくつかの配慮が必要である。まずケージへのプラズマの進入を防ぐために、ケージを構成するメッシュはデバイ長よりも十分に細かなメッシュ間隔のものを用いなければならない。また、光ファイバがバルクプラズマ中の発光を拾わないよう、オリフィスの構造やケージ内壁における光の反射にも考慮する必要がある。さらにプローブ構造の問題のほかに、発光線の吟味も必要である。一般に、測定対象となる発光線につながる上準位への励起には、基底準位からの電子励起だけでなく、準安定原子などの気相中において比較的密度が高い粒子からの電子励起の可能性もある。したがって、(2)式を用いて EEDF 測定を行う際には、あらかじめこの影響についても検討を行っておく必要がある。BOP における代表的な発光線としては ArI (750.4 nm) がしばしば用いられるが、これは上記の影響が少ない[4]ことによる。さらに厳密な議論のためには、原子吸光分光法などで準安定原子密度を直接測定することも考えられる[5]。なお、後述の実験結

果の解析においては発光断面積あるいは励起断面積が必要となるが、ArI(750.4 nm)の断面積については参考文献[6]を用いた。また、より広いエネルギー範囲のEEDF測定を行うため、Arの励起しきい値エネルギーよりも低い値を持つ希ガスの発光線としてしきい値エネルギー9.9 eV[7]をもつXeI(828.0 nm)を用いた実験も行っており、この断面積については参考文献[8]によった。

### 2.2.3 RF-バイアス光プローブ (RF-BOP) 法

はじめにも述べたように、EEDFの高エネルギー部の計測の重要性のひとつは、反応性プラズマにおける気相中の解離・電離過程を詳細に解析するための基礎データを提供することにある。BOPはEEDFの高エネルギー成分の情報を得ることができるためこのようなプラズマへの応用が期待されるが、反応性プラズマにおいてはメッシュ表面が電気絶縁性を持つ膜の堆積などによって汚染されることがしばしば起こり、このような場合はBOPに所期の減速電圧が印加されなくなりEEDF測定に大きな支障をきたすこととなる。そこで、コンデンサを介してケージに周波数が数100 kHzのRF電圧を印加することによりメッシュに自己バイアス電圧を発生させ、RF周期に同期して変化するメッシュ内部での発光の経時変化測定からEEDF測定を行うRFバイアス光プローブ(RF-BOP)法が考案された。Fig. 2.2.1(b)にその装置構成を示す。プローブ先端部の構造はFig. 2.2.1(a)と同じであるが、上述のとおりバイアス印加方法が異なっており、ファンクションジェネレータからの高周波電圧がリアアンプで増幅され、コンデンサを介してケージに印加される。メッシュ内の発光は石英ロッドおよび光ファイバを介して分光器に導かれ、光電子増倍管からの光信号パルスはマルチチャンネルスケラによって時分解測定される。なお、測定対象によっては、容量結合型プラズマ (Capacitively Coupled Plasma: CCP) などのようにプラズマ電位の変動が存在するプラズマもあり、この変動がプローブ前面のシース電位を変化させ測定が不正確となる可能性がある。このような場合にはBOPケージとRF電源側との間にプラズマ電位の振動周波数 (すなわち放電周波数とその整数倍の周波数) に共振周波数を持つLC並列共振回路を挿入する。これにより、プラズマから見たプローブのインピーダンスを増加させシース電位変動を抑制することができる。

DCバイアス電圧印加によるBOP測定の場合、発光強度は時刻によらず励起レートに比例するため、発光強度の減速電圧依存性を用いてEEDFを求めることができる。しかし、RF-BOPによる発光測定においてはケージ電圧が時刻とともに変動するため発光寿命の影響を考慮したものでなければならない。BOP内部において、電子衝突励起による上準位密度 $n_u$ のレート方程式は以下の式で表される。

$$\frac{dn_u}{dt} = G(\Delta V) - I = G(\Delta V) - \frac{n_u}{\tau} \quad (3)$$

ここで、 $G(\Delta V)$ は電子衝突励起による励起レート、 $\tau$ は測定対象となる上準位密度の寿命である。この式からわかるように、プローブに印加する電圧が時間的に変動している

場合には発光強度 $I$ の時間変化と励起レート $G$ の時間変化は必ずしも一致せず、ずれはBOPに印加するRF周期が上準位寿命 $\tau$ に近い値かそれ以上に短くなるときに顕著となる。すなわちRF-BOP法においては、測定対象となる発光線の上準位寿命を考慮した適切なBOPのRF周波数の設定が重要である。これについて電子温度3 eVのマクスウェル分布をもつEEDFを仮定したモデル計算結果をFig. 2.2.2に示す。Fig. 2.2.2(a)のような正弦波減速電圧をBOPに印加する場合、発光寿命の時間変化はFig. 2.2.2(b)となる。ここで、パラメータとなる $T_R$ は上準位寿命をRF周期で規格化したものである。減速電圧の増加とともに発光強度が減少する傾向は直流の減速電圧を印加した場合のBOPと同じであるが、発光強度の時間変化は $T_R$ によって大きく異なる。すなわち、 $T_R = 0.01$ においては発光強度は減速電圧の変化に比較的よく追従しているが、上準位寿命に対してRF周期が近い値をとる $T_R = 0.5$ および $0.1$ においては、発光強度の時間変化はRF周期に追従できずゆがんでしまう。

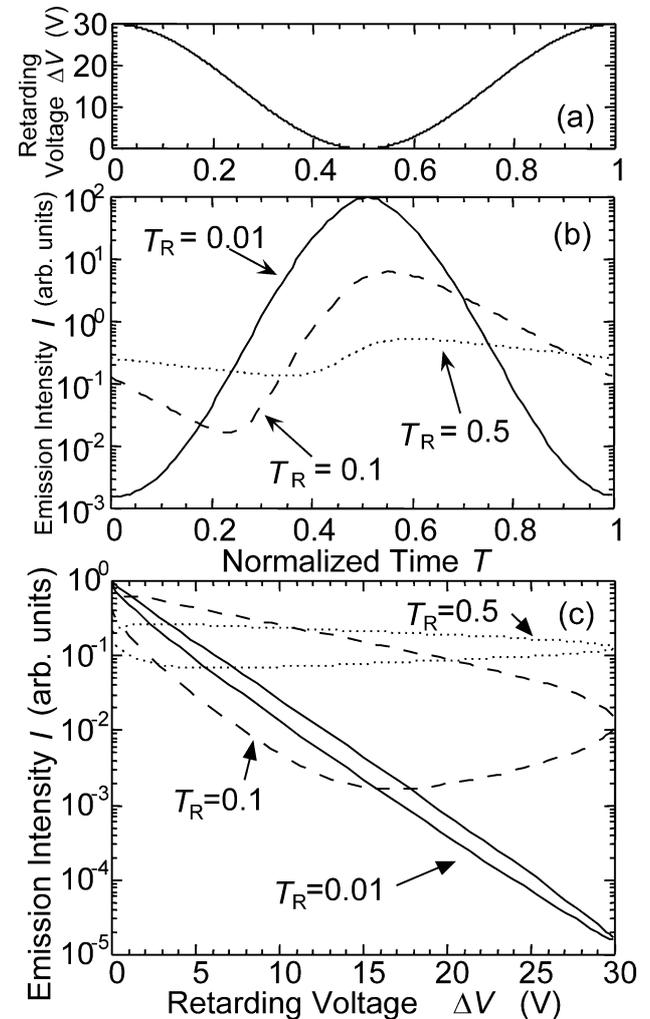


Fig. 2.2.2 Simulated characteristics of the RF BOP. (a) Applied retarding voltage, and (b) the emission intensity, as a function of normalized time.  $T_R$  is decay time constant of upper state normalized by the period of the RF retarding voltage. (c) The emission intensity as a function of the retarding voltage.

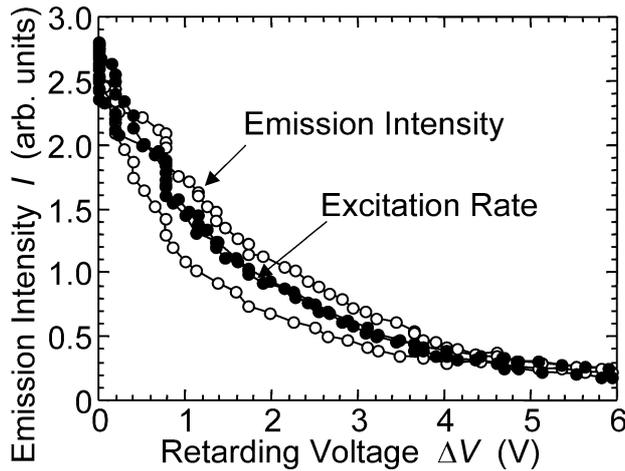


Fig. 2.2.3 Emission intensity (open circles) and excitation rate coefficient (filled circles) as a function of the retarding voltage.

特に  $T_R = 0.5$  においては発光強度の時間変化がほとんど平坦化されている。Fig. 2.2.2(c)は、発光強度を減速電圧に対して再プロットしたものであるが、Fig. 2.2.2(b)において比較的良好な追従性を示すと思われる  $T_R = 0.01$  の条件においても発光強度はヒステリシスループを描いており、RF-BOPにおける発光強度の時間変化が上準位寿命の影響を受けていることを示している。このように、発光強度を減速電圧に対してプロットするだけでは正しい励起レートを得ることができないため、式(3)をもとにした計算により発光強度測定結果から励起レートの減速電圧依存性を算出することが必要となる。Fig. 2.2.3は、容量結合型プラズマにおいてRF-BOP測定を行った際の発光強度の減速電圧依存性(図中○印)、および発光強度測定結果をもとに算出した励起レートの減速電圧依存性(図中●印)である。発光強度の減速電圧依存性に見られるヒステリシスループは励起レートの減速電圧依存性においては見られず、式(3)を用いた計算により励起レートが正しく求められていることがわかる。

## 2.2.4 反応性プラズマにおける EEDF 測定

半導体プロセスのひとつに  $\text{Ar}/\text{C}_4\text{F}_8$  プラズマを用いたシリコン酸化膜エッチングプロセスがあるが、このプラズマは気相中に多量のプロロカーボンラジカルを生成して容器壁などを厚いフロロカーボン膜で覆うことが知られている。そこで、RF-BOP測定におけるプローブ表面汚染の影響を調べる実験として、 $\text{Ar}/\text{C}_4\text{F}_8$  プラズマを対象とした EEDF 測定をおこなった。実験には容量結合型プラズマ ( $\text{Ar}$  または  $\text{Ar}/10\%\text{C}_4\text{F}_8$ , 圧力 20 mTorr, RF 電力密度  $320 \text{ mW}/\text{cm}^2$ , 電極間距離 6 cm) を用い、BOP をプラズマ中心位置に配置した。清浄な BOP を用いて  $\text{Ar}$  プラズマにおける励起レート測定を行った場合と、 $\text{Ar}/\text{C}_4\text{F}_8$  プラズマで BOP 表面に膜堆積を行った後に再び  $\text{Ar}$  プラズマにおいて同様の測定を行った場合のそれぞれの結果を Fig. 2.2.4(a) の○および▲印で示す。両者の結果にはほとんど大きな変化は見られず、RF-BOP を用いた反応性プラズマ EEDF 計測において再現性のよい結果が得られていることが確認

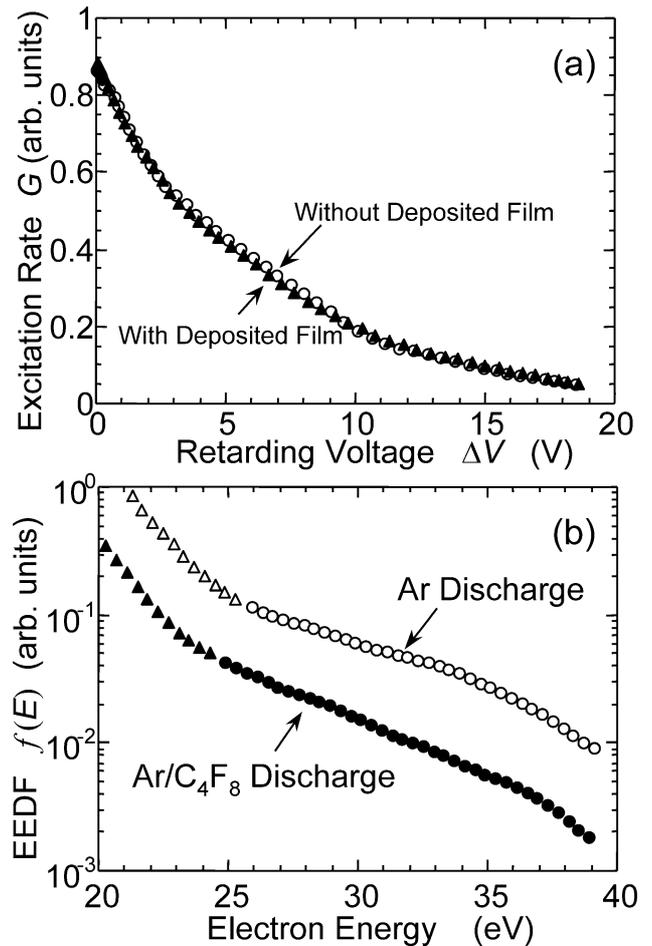


Fig. 2.2.4 (a) Excitation rate of the RF-BOP as a function of the BOP retarding voltage in the  $\text{Ar}$  CCP. Open and filled plots indicate measurements with and without fluorocarbon deposition on the probe surface. (b) EEDF of CCP with pure  $\text{Ar}$  discharge (open plots) and with  $\text{Ar}/\text{C}_4\text{F}_8$  (10%) discharge.

された。つぎに、 $\text{C}_4\text{F}_8$  ガスの有無による EEDF の変化について RF-BOP を用いて測定を行ったところ Fig. 2.2.4(b) の結果が得られ、 $\text{C}_4\text{F}_8$  添加にともなう高エネルギー EEDF 成分の減少が確認された。この原因としては、 $\text{C}_4\text{F}_8$  添加による電子の非弾性衝突の増加 ( $\text{C}_4\text{F}_8$  の解離、電離など) が考えられる。

## 2.2.5 プラズマ源による EEDF の違い

現在、プロセス用プラズマ源としては CCP のほかに、誘導結合型プラズマ (Inductively Coupled Plasma: ICP)、表面波励起プラズマ (Surface Wave Excited Plasma: SWP) 等さまざまなものが用いられているが、それぞれのプラズマ源はそのプラズマ生成・維持機構が異なっているために、EEDF やその空間分布に関してプラズマ源による違いが現れる。そこで、ICP における EEDF の空間変化を調べるとともに、直流放電と ICP を例として EEDF の比較測定を行った。ICP には、真空容器内部に 1 ターンの絶縁被覆されたコイル (直径 15 cm) を設置したのを用い、 $\text{Ar}$  圧力 10 mTorr において RF 電力 (13.56 MHz, 200 W) を印加してプラズマを生成した。また、直流放電は同一の真空容器を用い、ステンレス容器壁全体を陰極とし容器内部に挿入

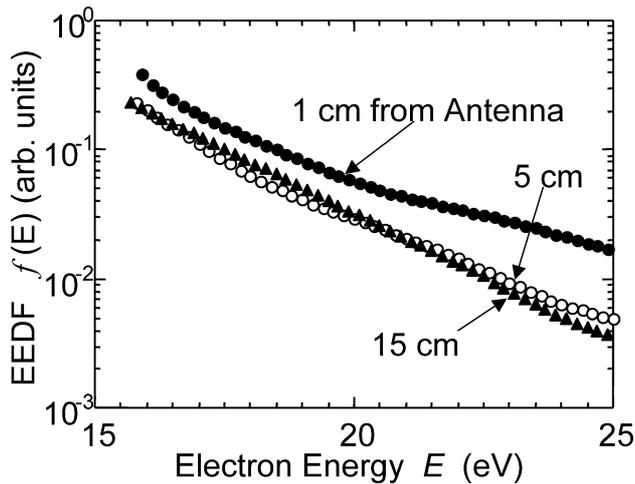


Fig. 2.2.5 EEDFs at various distances from the ICP coil.

した  $3\text{ cm} \times 4\text{ cm}$  の電極を陽極として放電電圧  $\sim 380\text{ V}$ 、放電電流  $\sim 0.4\text{ A}$  においてプラズマを生成した。

Fig. 2.2.5は誘導結合型プラズマ源におけるEEDFの空間変化を調べた結果である。1ターンコイル近傍(1 cm)においてEEDF測定を行った場合は、他の位置(10 cm, 15 cm)の場合と比べて高エネルギー成分の増大が見られる。誘導電界の表皮深さ  $\delta_p$  はプラズマ密度を  $n_0$  とすると、

$$\delta_p = \left( \frac{m_e}{e^2 \mu_0 n_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

で表され、本装置において表面波プローブ[9]を用いた電子密度計測から求めた表皮深さは約3 cmである。したがってRF-BOP測定でのアンテナからの距離1 cmにおけるEEDFの変化の原因は、コイル近傍の表皮深さ距離内における誘導電界により発生した高エネルギー電子成分によるものであると考えられる。また、Fig. 2.2.6はICPと直流放電プラズマにおけるEEDF測定結果を比較したものである。ICPにおいては、EEDFは電子エネルギーに対して単調減少しているのに対して、直流放電プラズマにおいては、40 eVを超える高エネルギー領域までEEDFのすそが広がっている。このような直流放電における高エネルギー電子の存在は以下のように考えることができる。本実験に用いた直流放電装置は、真空容器を陰極とする一方で、陽極面積は陰極面積に対してきわめて小さい。また、プラズマ電位は陽極電位とほぼ同じ380 Vであり、容器壁全体に高エネルギーイオンが照射されることで容器壁から2次電子が放出され陰極降下部により加速される。この高エネルギー電子はプラズマを通過した後、対向する容器壁前面の陰極効果部によって再び減速および反射されるためその寿命が長くなり、プラズマ内に比較的多数の高エネルギー電子が存在することとなる。なお、本測定法によりICPとSWPのEEDF比較も行われており、これによるとSWPは低エネルギー部で電子温度が低いものの、高エネルギー部にすそを持つ2電子温度に近い結果が得られるなど、SWPのプラズマ生成・維持機構を検討する際の知見が得られている[10]。

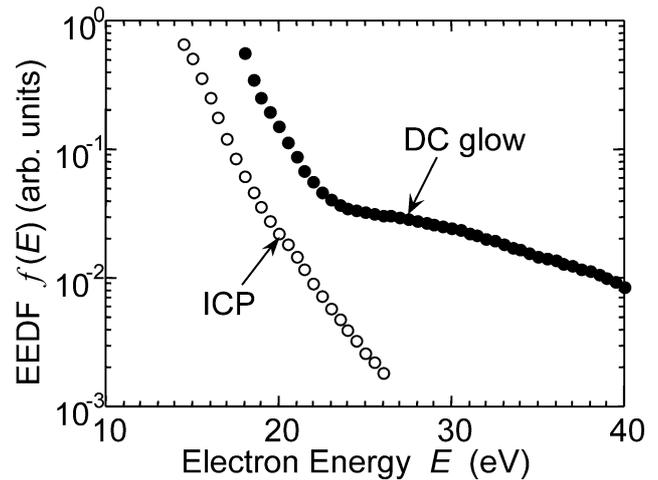


Fig. 2.2.6 EEDFs of ICP (open plots) and DC discharge (filled plots) plasmas.

## 2.2.6 最後に

プラズマ中における解離・電離過程に重要な役割を果たす高エネルギー電子のエネルギー分布計測法として、従来のプローブ手法と光学的手法を組み合わせたバイアス光プローブ法を紹介した。特に、プローブにRFバイアス電圧を印加するRFバイアス光プローブ法を用いることにより反応性プラズマへの応用が可能であることを示すとともに、種々のプラズマ源におけるEEDFの特徴を明らかにすることができた。以上のように、BOP法を用いることによって、異なるプラズマ源におけるプラズマ生成・維持機構に関する議論、電子衝突解離・電離反応過程に関する知見など、従来得られることが困難であったさまざまな情報がもたらされることから、種々のプラズマの解析への応用が期待される。

## 謝辞

本稿をまとめるにあたり、日頃より研究に対して多くの有益なご助言をいただいております名古屋大学工学研究科菅井秀郎教授に感謝いたします。

## 参考文献

- [1] M. J. Druyvesteyn, Z. Phys. **64**, 790 (1930).
- [2] M.B. Bowden, T. Okamoto, F. Kimura, H. Muta, K. Uchino, K. Muraoka, T. Sakoda, M. Maeda, Y. Manabe, M. Kitagawa and T. Kimura, J. Appl. Phys. **73**, 2732 (1993).
- [3] M. Yamamoto, T. Sato and Y. Takubo, J. Spectrosc. Soc. Japan **38**, 300 (1989).
- [4] M.V. Malyshev and V.M. Donnelly, J. Vac. Sci. Technol. **A15**, 550 (1997).
- [5] H. Sugai, H. Toyoda, K. Nakano and N. Isomura, Plasma Sources Sci. Technol. **4**, 366 (1995).
- [6] C.F. Barnett, J.A. Ray, E. Ricci, M.I. Wilker, E.W. McDaniel, E.W. Thomas and H.B. Gilbody, Atomic Data for Controlled Fusion Research, ORNL-5206 2 UC-20 (1977).
- [7] A.R. Striganov and N.S. Sventitskii, *Table of Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms* (New York, 1968).
- [8] L.J. Kieffer, Atomic Data **1**, 227 (1969).
- [9] H. Kokura, K. Nakamura, I.P. Ghanashev and H. Sugai,

Jpn. J. Appl. Phys. **38**, 5262 (1999).

- [10] H. Sugai, I. Ghanashev, M. Hosokawa, K. Mizuno, K. Nakamura, H. Toyoda and K. Yamauchi, *Plasma Sources Sci. Technol.* **10**, 378 (2001).

(名古屋大学工学研究科 豊田浩孝)

toyota@nuee.nagoya-u.ac.jp

## 2.3 プラズマ振動プローブと表面波プローブ

### 2.3.1 はじめに

ラングミュアがプラズマを分析するために静電プローブを開発して以来、静電プローブ、いわゆるラングミュアプローブは、標準的なプラズマ解析ツールとして広く用いられるようになった。それは簡便な構成にもかかわらず、得られる情報量が比較的多く、コストパフォーマンスに優れた実用的な方法であることが大きな要因の一つと考えられる。実際、プラズマが幅広く産業に応用されるようになるにつれ、ラングミュアプローブも各々の状況に対応すべく進化し、様々なプラズマに適用できるようになった。一方、近年、LSI デバイスや液晶ディスプレイをはじめとするエレクトロニクスの分野にプラズマが幅広くかつ急速に応用されるようになり、そこで用いられるプロセス用プラズマの理解と制御のために、プラズマ解析に対する要求が強くなった。しかしプロセス用プラズマはラングミュアプローブにとって容易な測定対象でないため、適用するのが困難な場合も多くあり、新しいプラズマ測定法の開発が望まれていた。そのような状況の中で、プロセス用プラズマに適用できる電子密度解析ツールとして最近開発されたのがプラズマ振動プローブや表面波プローブである。ここでは、それら2つのプローブの原理や適用例、さらに使用する上での留意点について述べたい。

### 2.3.2 プロセスプラズマの環境と備えるべきプローブの特性

まず初めに、測定すべきプロセスプラズマについて整理しておこう (Fig. 2.3.1 参照)。

プラズマプロセスでは、アルゴンのような希ガスだけのプラズマを使用することはほとんどなく、プロセスの目的に応じて様々なガスを混合したプラズマを用いるのが一般的である。したがってプロセスプラズマの特性は、希ガスプラズマと大きく異なっている。例えば、シリコンのエッチングには塩素  $\text{Cl}_2$  を主としたプラズマが用いられるが、塩素は負性が強いガスなので、プラズマ中に多くの負イオンを含んでいる。またシリコン酸化膜のエッチングに用いられるフロロカーボン系のプラズマでは、フロロカーボンの高分子ポリマーの膜が真空容器全体に付着し、しかもその膜はほとんど導電性がない。

一方、半導体プロセスでは様々なプラズマ源が用いられており、2つの平板電極を対向させた最も歴史がある静電結合型プラズマ (CCP: Capacitively Coupled Plasma) や、低圧力で高密度のプラズマを比較的簡便に生成できる誘導結合型プラズマ (ICP: Inductively-Coupled Plasma) などがある。静電結合型プラズマについて見てみると、最先端の

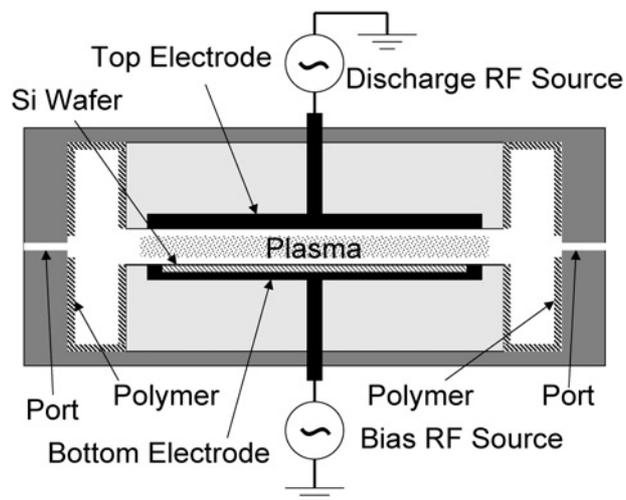


Fig. 2.3.1 Environment of capacitively-coupled plasma source used for actual processing.

LSI プロセスでは直径12インチのシリコンウェハを用いるので、それに対応して平板電極の直径も 40 cm 程度と大きくなっている。またプラズマ密度と、ウェハ表面に入射するイオンエネルギーを独立に制御するため、上部と下部の2つの電極には異なる周波数の高周波電圧が印加される。そして原料ガスの過剰分解を避けるなどの理由からプラズマ容積をできるだけ小さくするため、電極間隔を2 cm 程度まで狭くするような場合も少なくない。したがって、プラズマから接地電位にある真空容器がよく見えるような従来のプラズマ源とは大きく異なり、プラズマ電位の基準となる電極がはっきりとしないため、高周波電圧を印加している上部電極および下部電極によってプラズマ電位は大きく振動していることが多い。さらに真空容器内壁に堆積した膜がはがれ落ちるなどしてパーティクルが発生しないように、ガスのよどみが極力ないような構造を取っているため、よどみを招くようなポート口は必要最小限しか設けられておらず、数 mm 程度のアクセスポートが僅かにある程度である。

それらのことから、プロセスプラズマで用いるプローブには、

- 1) 実プロセス環境下 (絶縁性の膜堆積など) に適用できる。
- 2) 電位的に大きく高周波振動しても測定できる。
- 3) 高い時間/空間分解能をもつ。
- 4) 小型でプラズマに及ぼす擾乱が少なく、小さなポートからでも挿入できるもの。

などの特性を有していることが望ましい。その他にも、実際の現場でプローブを利用するのはプラズマの専門家ではなく、プロセス研究者やプロセス技術者であることを考慮すると、ユーザ層への配慮の観点から、プローブデータからプラズマの情報を得るまでの導出過程があまり複雑でないことも必要であろう。

### 2.3.3 プラズマ振動プローブ

まず膜堆積を伴うようなプロセスプラズマでも密度測定が可能なプラズマ振動プローブについて述べる。

(1) 原理と構成

プラズマにおける電子プラズマ振動の周波数  $f_{pe}$  [Hz]は

$$2\pi f_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (1)$$

により、電子密度  $n_e$  と関係づけられている。ここで  $e$  は電子の電荷量、 $\epsilon_0$  は真空中の誘電率、 $m_e$  は電子の質量である。したがって、電子プラズマ振動を励起してその振動周波数を測定できれば、(1)式から得られる次式を用いて直ちに電子密度  $n_e$  を求めることができる。

$$n_e [\text{m}^{-3}] = 1.24 \times 10^{16} (f_{pe} [\text{GHz}])^2 \quad (2)$$

Fig. 2.3.2 にプローブの一例を示す。金属ワイヤでできたレーザーアンテナから 1 cm 程度離して熱フィラメントを設置し、フィラメント電流およびフィラメントに印加する負のバイアス電圧により電子ビームの電流とエネルギーを調整する。電子ビームにより励起した電子プラズマ振動の信号をレーザーで捉え、スペクトルアナライザを用いて振動周波数を測定する。Fig. 2.3.3 は圧力 0.08 Pa の誘導結合型アルゴンプラズマで得られたスペクトルの一例である [1]。1~2 GHz にかけて電子プラズマ振動に起因するスペクトルが観測され、放電パワーの増加とともに高周波側にシフトしている。この周波数シフトを詳細に調べると、電子密度は放電パワーに比例して変化しており、典型的な誘導結合型プラズマの挙動となっている。

このようにプラズマ振動プローブでは、電子プラズマ周波数がわかりさえすれば(2)式から直接密度が求められるので、密度導出過程に曖昧さが少なく正確性と簡便性の両

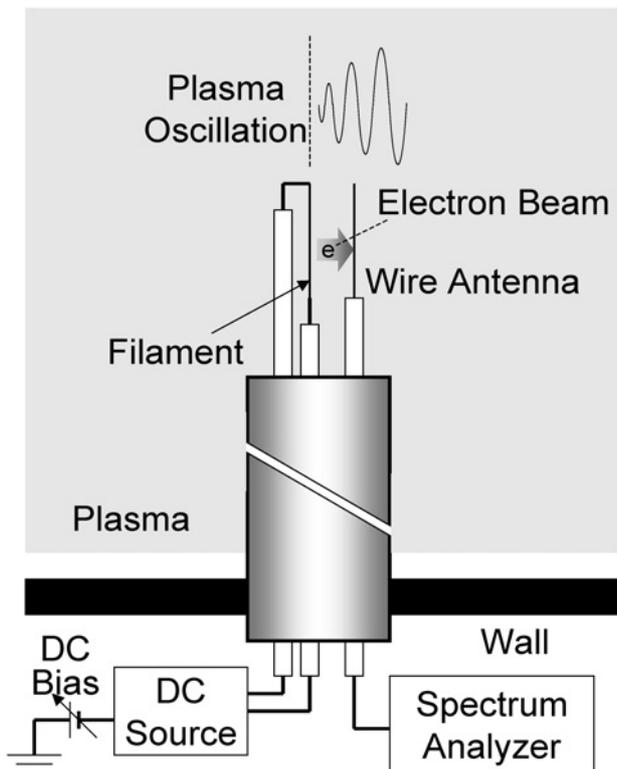


Fig. 2.3.2 Configuration of plasma oscillation probe.

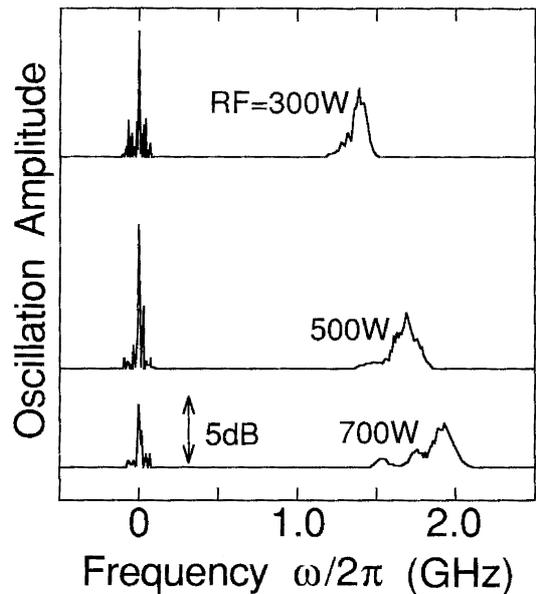


Fig. 2.3.3 Examples of spectrum of plasma.

方を備えている。そしてラングミュアプローブのような電子やイオンの伝導電流の測定が不要なので、真空容器やレーザーアンテナ周りに絶縁膜が堆積しても密度測定を行うことができる。プラズマ振動プローブの時間分解能はほぼスペクトルアナライザで制約されているが、ゲート測定の時間分解能を十分高くできる場合は、後述のように、負イオンからの光脱離電子による電子密度の変化も測定することができる。空間分解能についてはレーザーアンテナの長さ程度で与えられ、数 mm~1 cm 程度である。

なお(1)式や(2)式では電子とガス分子との衝突や電子の熱運動の影響を無視しているが、それらが電子プラズマ振動に及ぼす効果については文献[1]で詳細に検討されている。それによれば、電子プラズマ周波数に対する衝突周波数の比が 0.1 以下であれば電子プラズマ周波数の測定値と真値の誤差は小さく、また電子ビーム用のバイアス電圧を電子温度に対して十分大きく取れば電子プラズマ振動を励起できることが示されている。

(2) 適用例

プラズマ振動プローブを用いて塩素プラズマの電子密度測定を行った例を示す [2, 3]。Fig. 2.3.4 は、8 mTorr で動作している誘導結合結合型塩素プラズマにおいて高周波 (RF) 電力をデューティー比 50% でパルス変調をかけたときの電子密度変化を測定したものである (●で示されたデータ参照)。参考のため、同図にはパルス変調した誘導結合型アルゴンプラズマでの電子密度変化も□で示してある。塩素プラズマおよびアルゴンプラズマともに、RF ON のときに電子密度は約  $7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  でほぼ同じであるが、RF を OFF にしたアフターグローで電子密度の時間変化に顕著な違いが見られ、塩素プラズマの電子密度はより速く減衰することがわかる。これは塩素分子と電子の間で起こる付着解離過程が主な原因である。実際、プラズマ振動プローブとレーザー光脱離法を組み合わせた負イオン計測を行うと、負の電荷密度のうち負イオンが占める割合は、

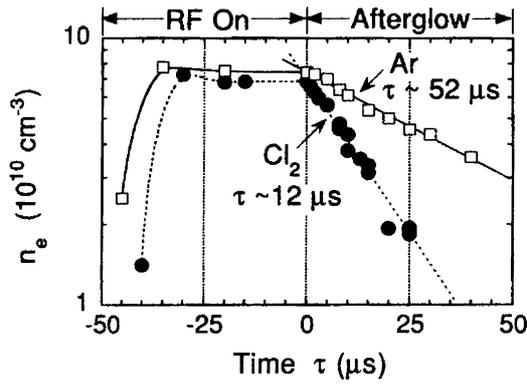


Fig. 2.3.4 Time variation of electron density in pulse-modulated chlorine plasmas.

アフターグローにおいて最大で90%近くになることが示されている。

プラズマ振動プローブは、膜堆積を伴うフロンプラズマにおける電子密度測定にも適用されており、プラズマ源から離れるにつれて徐々に電子密度が低下する様子が調べられている[4]。

### (3) 使用上の留意点および課題

プラズマ振動プローブにおいて注意しなければならない点についてまとめておく。最も気をつけなければならないのは、プラズマ振動の励起に用いた電子ビームによる余剰電離の影響である。プラズマ振動を励起するには電子ビームのエネルギーを電子温度に対して十分大きくする必要があり、電子温度が3 eV程度のプラズマでは電子ビームエネルギーを30 eV程度以上にすることが多い。その値は、ガスの電離ポテンシャルよりもしばしば大きくなるので、電子ビーム電流が大きいとガスが電離してしまい、実際の電子密度よりも高く見積もってしまうことになる。したがって、プラズマ振動を起こすことができる限りにおいては、電子ビームの電流、エネルギーともに、できるだけ小さくすることが擾乱を最小限に抑える上で重要である。次に、実際のプロセス装置への適用を念頭に置くと、フィラメントなどによる重金属汚染の問題がある。通常、タングステンなどの重金属ワイヤがフィラメントとしてよく用いられるが、重金属はウェハ上に作り込む素子の特性に甚大な影響を及ぼす場合があるため、プロセス装置を運転する際に厳しく管理されている。したがって、プロセス装置への適用を図るためには、重金属でないフィラメントやまったく別の電子ビーム源を用いる、などの方策が必要である。

### 2.3.4 表面波プローブ

次に表面波プローブについて述べる。表面波プローブ(SW Probe: Surface Wave Probe)は、開発当初、プラズマ吸収プローブ(PAP: Plasma Absorption Probe)と呼ばれていたが[5]、最近になって、その動作原理をより明確に表現するため、改めて命名された。表面波プローブの基本的な動作原理や密度導出法などの詳細な解説記事が最近本誌に掲載されているので[6]、ここではプロセスプラズマの計測実施例を中心に紹介したい。

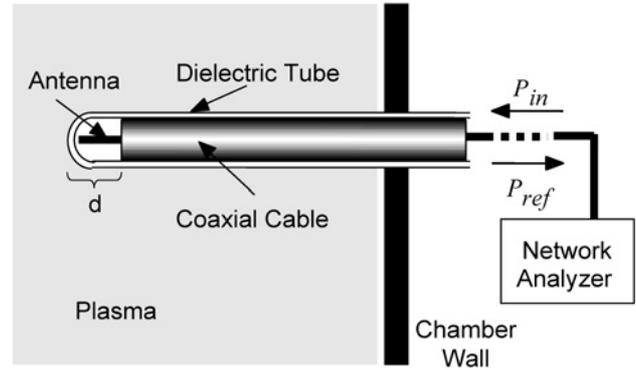


Fig. 2.3.5 Surface wave probe system.

#### (1) 原理と構成[5, 6]

標準的な表面波プローブのシステム構成は、Fig. 2.3.5に示すように、プローブ本体とネットワークアナライザからなる。片方の先端を半球状に封じ切った誘電体管の中に、長さ数 mm 程度のロッドアンテナを設けた同軸ケーブルを挿入し、それをプローブ本体として用いる。ロッドアンテナは、被覆や同軸ケーブルの芯線をそのまま利用している。同軸ケーブルのもう一方の端子にはネットワークアナライザを接続する。ネットワークアナライザでは、1 mW 程度の微小電力  $P_{in}$  を送信したときに、プローブ頭部で反射して戻ってくる電力  $P_{ref}$  を、数 MHz から数 GHz の範囲で周波数掃引しながら測定する。プローブ頭部における反射係数  $\Gamma$  を、

$$\Gamma = P_{ref}/P_{in} \quad (3)$$

から求めることにより、周波数を関数とした反射係数の変化をネットワークアナライザ上で観測する。

誘電体管の周囲にプラズマがない場合、ロッドアンテナを設けた同軸ケーブルの端部は開放端になっているので、同軸ケーブルでの損失が無視できるならば反射係数は周波数にかかわらず常に1となる。それに対して誘電体管がプラズマで覆われた場合、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、プラズマと誘電体間の境界部を伝搬する表面波の定在波がプローブ頭部(誘電体管先端から同軸ケーブル端部までの長さ  $d$  の部分)で共鳴的に立つ。このときにアンテナに送られたパワーの一部がプラズマに吸収されるため、ネットワークアナライザに戻ってくる電力が減少し、反射係数が小さくなる。したがってネットワークアナライザで観測される反射係数の周波数依存性は、プローブにおけるパワー吸収スペクトルを表すことになる。誘導結合型アルゴンプラズマにおいて得られた吸収スペクトルの一例を Fig. 2.3.6 に示す。この例では、いずれの放電パワーにおいてもある特定の周波数で2つの吸収ピークが観測され、異なるモードの表面波が共鳴的に励起されていることを示唆している。このことから、モード別に表面波が励起されるとき電子密度の条件を予め調べておき、観測した吸収スペクトルから吸収周波数  $f_{abs}$  を実験的に求めれば、電子密度  $n_e$  を得ることができる。

表面波が励起されるとき電子密度の条件を明らかにす

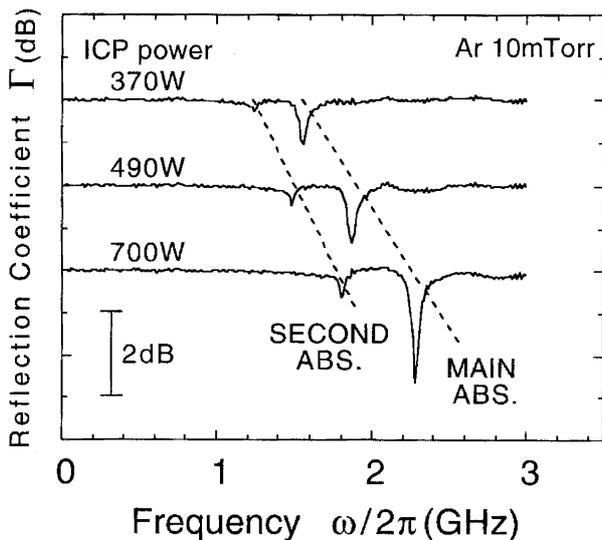


Fig. 2.3.6 Variation of reflection coefficient with wave frequency as a parameter of ICP discharge power.

るために、プローブ頭部で表面波の定在波が立つ様子についてももう少し詳しく述べる。まず Fig. 2.3.5 で示したプローブ本体の構造を見ると、プローブ頭部では誘電体管の内側が空気になっているのに対して、それ以外の部分では誘電体管の内側に同軸ケーブルの外側導体が接している。無限円筒モデルで静電近似を仮定して各々の領域の分散式[6]を調べてみると、2つの領域の分散関係はまったく異なっており、プローブ頭部を伝搬する表面波は、プローブ頭部以外の領域を伝搬することができない。したがってプローブ頭部を伝搬した表面波は、プローブ頭部とそうでない部分の境界で反射する。さらに表面波の波長  $\lambda$  とプローブ頭部の長さ  $d$  の間で、有限長プローブからくる周期境界条件 ( $\lambda \approx 2d$ ) が成り立つと、境界へ入射する表面波と境界で反射する表面波とが強め合うため、プローブ頭部では定在波が立つことになる。分散関係は、表面波の波長と吸収周波数の関係を電子密度の関数として与えるので、その分散関係を使えば、上述の周期境界条件を満足する周波数と電子密度の関係が得られ、吸収周波数から電子密度を求める式を導出できる。またプローブの空間分解能は、定在波が立っている部分の大きさ、即ちプローブ頭部の大きさでほぼ与えられる。

表面波プローブと同様に、周波数を掃引しながら高周波を加えて電子密度の情報を得る方法として、レゾナンスプローブ[7]が知られている。この場合、通常のラングミュアプローブに適当な直流バイアスをかけた状態で高周波を重畳し、プローブの直流電流を測定すると、特定の周波数で最大値を示す。この現象は、シースの静電容量とプラズマのインピーダンスの共振周波数において、シースの整流作用により直流電流が増大するために起こる。この共振はプラズマ周波数と関係していることから、電子密度を推定することができ、 $10^{13} \text{ m}^{-3}$  台の低密度プラズマで有効である。また、この手法は、集中定数回路の共振で説明することからわかるように、プローブに沿う波の伝搬が無視でき

る条件で使われるものであり、原理的に表面波プローブとは異なる。

## (2) 適用例

前述のように、狭ギャップの平行平板電極を用いた静電結合型プラズマは実プロセスによく用いられているが、1) 放電空間が狭い、2) プラズマ電位の高周波振動が非常に大きい、などの理由から、電子密度などのプラズマ計測は極めて困難であった。ここでは、そのようなプラズマ源の電子密度測定に、表面波プローブを適用した例を述べる。

まずシリコン酸化膜エッチングで用いられる狭ギャップ平行平板型プラズマ源の測定例について述べる[8]。直径 20 cm の平板電極を間隔 2 cm で設け、アルゴン希釈したフロン系ガスを圧力 4 Pa で放電ガスとして用いている。上部電極には 27.12 MHz、下部電極には 800 MHz の異なる周波数の高周波電圧を印加し、典型的な条件として、上部電極には 2,000 W、下部電極には 1,200 W 程度の電力を供給する。電極間隔が 2 cm なので、密度測定の空間分解能を十分に確保するために、表面波プローブの誘電体管外径を 2 mm、プローブ頭部の長さを 5 mm とした。なお誘電体管としては石英管を用いた。上部電極の高周波電力を 2,000 W で一定にしたまま、下部電極の高周波電力のみを 0~1,200 W の間で変化させたときの電子密度を調べた。Fig. 2.3.7 に示すように、平均的な電子密度は、いずれの場合もおおよそ  $1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  程度でほぼ一定であったが、密度の径方向分布が下部電極の高周波電力によって大きく変化した。下部電極の高周波電力が 0 W のとき、電極周囲で密度が高く電極中心で密度が低い凹型の密度分布であったが、高周波電力を大きくするにつれて、中心部の密度のくぼみが小さくなり、典型的なプロセス条件の 1,200 W のときは、ほぼ電極面内で均一な電子密度分布となることが示された。ウェハに入射するイオンのエネルギーを制御するのに、バイアス用の下部電極の高周波電力をしばしば変化させるが、下部電極のバイアス用電力が電子密度の径方向分布に影響を及ぼすようなことはほとんど知られておらず、表面波プローブを用いた測定によって、初めてこのような特性が明らかになった。また上部電極に印加する周波数が 60 MHz の場合についても報告されている[9]。

さらに最近、Low-k 材用 CVD プラズマ装置の密度測定に

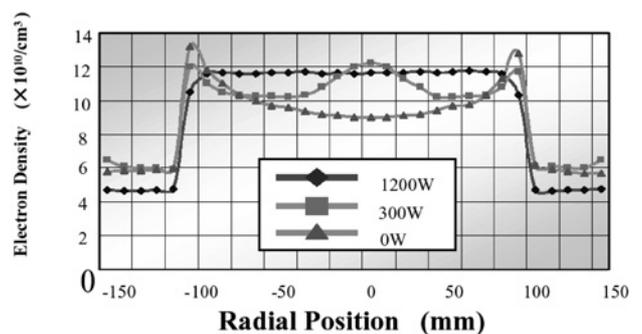


Fig. 2.3.7 Bias power dependence of radial profile of electron density in narrow-gap parallel-plate plasma sources.

表面波プローブが適用された例も報告されている[10]。この装置も電極間隔が14 mmの狭ギャップ平行平板電極を用いた静電結合型プラズマ源なので、基本的な構成は上述の例と同じである。しかし、動作圧力が400 Pa程度と高く、ヘリウムを希釈ガスに用いているので、プラズマ密度が1桁以上低い。表面波プローブで得られる吸収スペクトルのピーク強度は、圧力が高くなるにつれて低下するので、プローブ頭部の誘電体管の外径を0.5 mmまで小さくしてアンテナとプラズマとのカップリングを良くすることによりピーク強度の改善を図った。その結果、400 Paの圧力でも $1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ 程度の電子密度の測定を行うことができた。またそのような高感度型表面波プローブを用いると1%程度の密度変化を比較的容易に見いだすことができた[11]。

### 2.3.5 まとめと今後の展望

本報告では、プラズマ振動プローブと表面波プローブについて、概説と実際のプロセス、またはそれに近い条件における密度計測事例を紹介した。いずれも従来の静電プローブでは困難となる膜堆積を伴うプラズマで電子密度の絶対計測が可能であることが示された。ただ実際のプロセスへ適用する場合に課題も多く残されている。共通の課題として有磁場プラズマへの適用であろう。表面波プローブに関しては一部報告されているものの[12]、実機に適用するにはさらなる検討が必要である。また個別の課題として、プラズマ振動プローブでは、フィラメントを使うために、小型化が難しいことや、真空容器内部で金属汚染を引き起こす可能性がある。一方、表面波プローブについては、より高い精度で密度計測を行うため、通常は無視できるシースの効果を取り入れる必要があるだろう。これにより特に低密度での測定精度が飛躍的に上がるものと考えられる。

なお表面波プローブは解析ソフトも含むシステムとして製品化されており、株式会社ニッシンから「プラズマ電子密度計測装置」という名称で販売されている (<http://www.nissin-inc.co.jp>, <http://www.nissin-microwave.com/>)。

本報告により、できるだけ多くの方々が表面波プローブに関心を持ち、試していただければ幸いである。最後に本プローブを共同で開発している菅井秀郎先生(名古屋大学)に深く感謝いたします。また研究を進める際に多大なご支援をいただきました木下啓蔵氏(超先端電子技術開発機構)、豊田直樹氏ならびに南光正平氏(ニッシン)を初めとする関係各位に謝意を表します。

### 参考文献

- [1] T. Shirakawa and H. Sugai, *J. Appl. Phys.* **32**, 5129 (1993).
- [2] T.H. Ahn, K. Nakamura and H. Sugai, *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, L1405 (1995).
- [3] T.H. Ahn, K. Nakamura and H. Sugai, *Plasma Sources Sci. Technol.* **5**, 139 (1996).
- [4] M. Nakamura, K. Nakamura and H. Sugai, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **406**, 15 (1996).
- [5] H. Kokura, K. Nakamura, I.P. Ghanashev and H. Sugai, *Jpn. J. Appl. Phys.* **38**, 5262 (1999).

- [6] H. Sugai, *J. Plasma Fusion Res.* **78**, 998 (2002).
- [7] K. Takayama, H. Ikegami and S. Miyazaki, *Phys. Rev. Lett.* **5**, 238 (1960).
- [8] K. Kinoshita, N. Ozawa, T. Tatsumi, M. Matshi, S. Noda and M. Sekine, *25th International Conference on Phenomena in Ionized Gases (ICPIG)* (July 2001, Nagoya) 18a29.
- [9] K. Kinoshita, N. Toyoda, T. Tatsumi, M. Matsui, N. Ozawa, H. Sugai and M. Sekine, *Gaseous Electronics Conference (GEC)* (Oct. 2000) QF2.004.
- [10] K. Nakamura, H. Sugai, N. Toyoda, J. Kawahara, O. Kiso and K. Kinoshita, *2004 Int. Symp. Dry Process* (2004, Tokyo) P-29.
- [11] K. Nakamura, M. Ohata and H. Sugai, *J. Vac. Sci. Technol.* **21**, 325 (2003).
- [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.

(中部大学工学部 中村圭二)

[nakamura@solan.chubu.ac.jp](mailto:nakamura@solan.chubu.ac.jp)

## 2.4 マッハプローブを用いた高速プラズマ流計測

### 2.4.1 はじめに

流れを有するプラズマは、磁気プラズマ閉じ込め装置の閉じ込め特性、太陽風や宇宙ジェットなどの天体現象および宇宙電気推進機をはじめ様々な産業応用研究にとって重要な研究対象であり、その機構解明には流れ場の計測が不可欠である。最近では分光計測を始めレーザー誘起蛍光法(LIF)等の非接触計測も数多く手がけられてきているが、マッハプローブは様々なプラズマ流速計測方法のなかで最も簡便な測定方法の一つであり数多くの研究が行われている。

マッハプローブとはプローブの捕集面を複数個備え、これらをプラズマの流れに対して異なった方向に向け、そのイオン飽和電流値 $J_{is}$ の違いからイオンマッハ数 $M_i$ を決定するものであり、代表的な形状として2つのタイプがある(Fig. 2.4.1)。このうち(a) up-down typeは、プラズマの流れ方向に対して上流側と下流側に向けてプローブ捕集面を設置したものであり、(b) perp-para typeは上流方向と、垂直方向に向けて捕集面を設置したものである。

イオンマッハ数 $M_i$ はプラズマ流速 $U$ とプラズマ中のイオン音速 $C_s$ との比であり、次式であらわされる。

$$M_i = \frac{U}{C_s} = \frac{U}{\sqrt{k_B(Z_i\gamma_e T_e + \gamma_i T_i)/m_i}} \quad (1)$$

ここで $T_e$ ,  $T_i$ はそれぞれ電子温度、イオン温度、 $m_i$ はイオン質量、 $\gamma_e$ ,  $\gamma_i$ は電子およびイオンの比熱比である。 $Z_i$ はイオンの電荷数であり、ここでは簡単のため1とする(水素以外のプラズマであっても高電離状態でない限り1としてよいが、必要であれば以下の議論で $T_e$ を $Z_i T_e$ に置き換える)。また、通常の条件下では電子はほぼ等温変化をしていると考え、 $\gamma_e = 1$ としてよい。

プラズマの流れ場計測法としてマッハプローブを用いることは、空間分解能も良く、また装置の簡便さや安価なこ

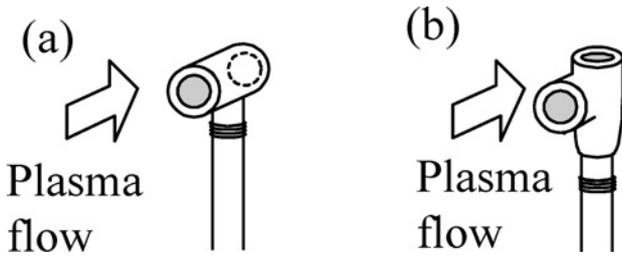


Fig. 2.4.1 Schematic view of Mach probes. (a)up-down type, (b)para-perp type.

ともあり有利な点が多い。高温プラズマ閉じ込め研究や熱アークプラズマなど直接プローブを挿入することができない場合を除けば十分使用する価値のある計測手段である。

本節ではまず、このプローブ法の開発の歴史と、マッハ数の評価に対する問題点について述べる。そして、よく使用される up-down type のマッハプローブについて、最近筆者らによって行われた実験研究と、実際に使用する際の注意点について概説する。

#### 2.4.2 マッハプローブ開発の歴史

静電プローブを用いてプラズマの流れを計測しようという試みは Langmuir が静電プローブ法を検討した頃にすでに始められていた[1]。速度  $\pm v_d$  でドリフトするマクスウェル分布をした粒子流に対して上流側 (up: +), 下流側 (down: -) に向けられたプローブ捕集面に粒子が自由に流れ込む際の電流密度は以下の式で表される。

$$j_i^\pm = nq \sqrt{\frac{k_B T_i}{2\pi m_i}} [\exp(-\xi^2) + \xi \sqrt{\pi} (\text{erf}(\xi) \pm 1)] \quad (2)$$

ここで、 $\xi = v_d / (2k_B T_i / m_i)^{1/2}$  であり、 $\pm$  の記号は流れ込む方向に対応している。しかし、実際にはシースおよび粒子捕集軌道へ流れ場が及ぼす影響など、多くの検討が必要であり、理論と実験両面で数多くの研究がなされてきた。そのような研究の中で、プラズマの流れ方向に対して異なった角度で設置されたプローブ捕集面に流れ込むイオン飽和電流値の違いからプラズマ流速の評価を行うことが考案された。

当初は円筒プローブを流れ方向と平行および垂直に設置し、その電流比からプラズマジェットの流れ計測が行われたりしたが[2-4]、Hudisらが方向性プローブを用いた検討を行い、Fig. 2.4.1(a)のように流れ場に対して捕集面を上流と下流側に向けた際の電流比からプラズマ流のイオンマッハ数が計測できることを示した[5]。彼らは非磁化プラズマ (プローブ径:  $r_p < \text{イオンラーモア半径: } \rho_i$ ),  $M_i \ll 1$ ,  $T_i/T_e \ll 1$  の条件下で、Bohm 条件と1次元のエネルギー保存式を用いて2つの捕集面での電流値  $j_{up}$ ,  $j_{down}$  の比  $R = j_{up}/j_{down}$  と  $M_i$  の関係式を以下のように求めた (Free Fall model)。

$$M_i = \frac{1}{2} \left( \frac{T_e}{2T_i} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\Delta j}{\langle j \rangle} = \left( \frac{T_e}{2T_i} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{R-1}{R+1} \quad (3)$$

ここで、 $j_{up}$ ,  $j_{down}$  の差を  $\Delta j = j_{up} - j_{down}$ , 平均値を

$\langle j \rangle = (j_{up} + j_{down})/2$  としている。

一方でこの頃には、磁気閉じ込めプラズマ研究の進展に伴い、強磁場条件下でマッハプローブが使用される頻度が増し、磁化プラズマ条件 ( $r_p > \rho_i$ ) 下でのマッハ数評価法の確立が求められた。そこで Stangeby は、電子は Boltzmann 関係式、イオンは連続の式と運動量保存則に従うとして、粘性を考慮しない1次元流体モデルを用いて電流比  $R$  と  $M_i$  との関係式を以下のように導いた[6]。

$$M_i = \frac{\Delta j}{\langle j \rangle} = 2 \frac{R-1}{R+1} \quad (4)$$

これらの手法を用いて Harbour らは、Fig. 2.4.2 に示すような互いに絶縁性の壁で隔てられた2つの円筒プローブを使った初期型のマッハプローブを製作し、英国カラム研究所にあった DITE トカマクにおいてダイバータ部でのプラズマ流計測を行った[7]。

その後、Hutchinson はプラズマ流に沿って形成されるプレシース領域へ流出入するイオン束を評価するためイオンの運動方程式に粘性の効果も考慮した式を導いた (Fluid model) [8]。ここで  $\alpha = \text{粘性}/\text{拡散}$  を表す定数を導入し、 $M_i$  と電流比  $R$  との関係式を求めた。この時、 $\alpha = 0$  とすれば Stangeby の流体モデル ((4)式) と一致する。さらに、Chung と Hutchinson はプレシース内のイオンの振る舞いを Boltzmann 関係式と Poisson 方程式を用いて直接解くことにより  $M_i$  と  $R$  との関係式を数値的に導いた (Kinetic model) [9]。そしてこれらの研究により  $M_i$  と  $R$  との間には以下の関係式が成り立つことが示された。

$$M_i = M_c \ln R \quad (5a)$$

あるいは、

$$R = \exp(M_i/M_c) \quad (5b)$$

ここで、 $M_c$  は比例定数であり、様々なモデルによって異なる値が与えられている。

この表式は以下のように Hudis らの FreeFall model 的に考えることもできる。すなわち、流れの効果非常に小さい時 ( $M_i \ll 1$ ), プローブから十分離れた位置でのプラズマ密度を  $n_\infty$  とすると、速度  $\pm v_d$  でドリフトしているプラズマ中におけるプローブシース端での密度は、Boltzmann の関係式より下記のように与えられる。

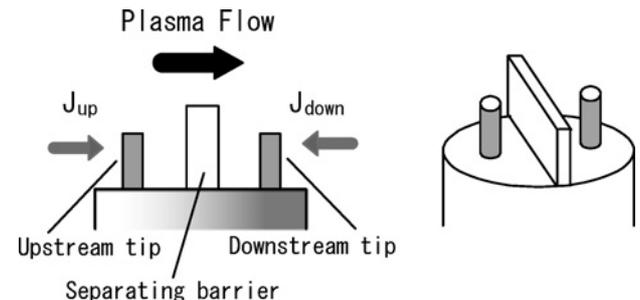


Fig. 2.4.2 Schematic view of Harbour's Mach probe.

$$n_s = n_{\infty} e^{1/2} \exp[(v_t \pm v_d)^2 / C_s^2] \quad (6)$$

(この式中の  $e$  は  $\ln e = 1$  の自然定数). したがって,

$$\begin{aligned} R = \frac{j_{\text{up}}}{j_{\text{down}}} &= \exp\left[\frac{(v_t + v_d)^2 - (v_t - v_d)^2}{C_s^2}\right] \\ &= \exp\left[\frac{v_d/C_s}{C_s/(4v_t)}\right] \equiv \exp\left(\frac{M_i}{M_c}\right) \end{aligned} \quad (7)$$

となり, (5b)式が導かれる [10].

(5a)式は,  $M_i \ll 1$  のときには,  $j_{\text{up}} = j_0(1 + \delta)$ ,  $j_{\text{down}} = j_0(1 - \delta)$  として  $\delta \ll 1$  で近似を行うことによって,

$$\begin{aligned} M_i/M_c &= \ln R = \ln(1 + \delta) - \ln(1 - \delta) \approx 2\delta \\ &= 2[(1 + \delta) - (1 - \delta)] / [(1 + \delta) + (1 - \delta)] \\ &= 2(R - 1) / (R + 1) \end{aligned} \quad (8)$$

となり, (3)式や(4)式とも近似的に一致している.

この(5a)または(5b)式は磁化プラズマ中で, プレシースが形成される  $M_i < 1$  の条件下での議論で導出されたものであるが, Fig. 2.4.3 に示すように様々なモデルでも  $M_i$  と  $R$  との関係式を同様に表すことができる. ただし, 比例定数  $M_c$  の値はモデルにより異なっており, 実験的にこの表式の妥当性や比例定数  $M_c$  を求める試みがなされてきた. 今後この表式が非磁化プラズマや,  $M_i > 1$  あるいは  $T_i/T_e > 1$  の条件下でも有効であることを実験的に示し, 各条件下で比例定数  $M_c$  の値を同定することは実用上重要な点である.

#### 2.4.3 高速プラズマ流を用いたマッハプローブの較正実験

上記のようにマッハプローブについての理論は数多く提案され, 磁化プラズマ条件下では(5)式が用いられてきている. 一方で, 近年のプラズマ応用研究などでは非磁化プラズマ条件下 ( $r_p < \rho_i$ ) での流れ場計測を行う機会が増え, これまでは(2)式や(3)式のような Langmuir や Hudis らが導いた粒子運動モデル (FreeFall model) が使用されることが多かった. しかしこれらは実験結果と合致しない場合

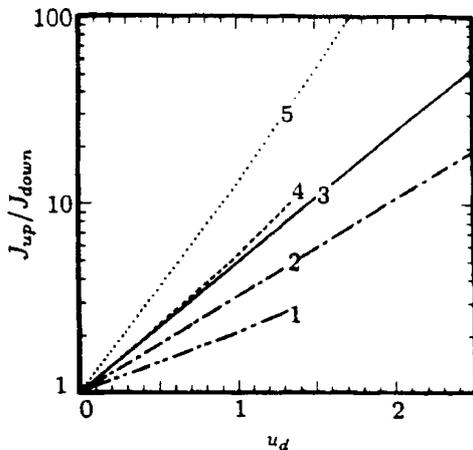


Fig. 2.4.3 The ratio  $R = j_{\text{up}}/j_{\text{down}}$  as a function of  $u_d = (T_e/m_i)^{1/2}$  [Fig. 19 in Ref(9)]. 1:Stangeby[6], 2:Proudfoot et al. [7], 3:Chung and Hutchinson [9], 4:Hutchinson[8], 5: Mott-Smith and Langmuir[1].

も多く, 問題があった.

この問題に対し, Hutchinson は非磁化プラズマ条件下でのマッハプローブによる  $M_i$  計測について PIC (Particle-in-cell) コードを用いたシミュレーションを行い, 様々な  $T_i/T_e$  の値に対して  $M_i$  と電流比  $R$  との関係を示した [11]. この結果を実験的に検証するため, 我々は東北大学 HI-TOP 装置を用いてマッハプローブの較正実験を行った.

以下では MPDA (Magneto-Plasma-Dynamic Arcjet) [12] によって生成された非磁化高速プラズマ流中で, マッハプローブおよび分光法により  $M_i$  を計測し, Hutchinson によるシミュレーション結果と比較することで, Fig. 2.4.1(a) に示した up-down type のマッハプローブの特性評価を行った結果について述べる.

#### (1) 方向性プローブ

Hutchinson の論文では流れ方向に対して捕集面を傾けた際に流入するイオン飽和電流 ( $J_{\text{is}}$ ) の角度依存性が示されている. この結果を検証するため, 実験では Fig. 2.4.4(a) に示す方向性プローブ (Directional Langmuir Probe :DLP) を用いた. DLP は平板プローブ電極とリング電極による非対称のダブルプローブで構成される.  $J_{\text{is}}$  の捕集面を負に, これに比べ非常に大きな捕集面積を有したリング電極を正にバイアスすることで, プラズマ生成時における急激な空間電位の変動に対しても常にイオン飽和電流を計測することが可能となる. この DLP をプローブ軸の回りに回転することによって  $J_{\text{is}}$  の角度依存性を測定し, Hutchinson のシミュレーション結果と比較を行った. また, 捕集面はプローブ軸上に設置されており, プローブ回転に伴って計測位置が変動し密度変化による影響がないよう工夫されている.

いま角度  $\theta$  をプローブ捕集面の法線方向が  $Z$  軸 (流れ方向) となす角と定義する (Fig. 2.4.4(b)参照). すなわち  $\theta = 0$  の時 DLP のプローブ捕集面は下流方向を向き, この時得られるイオン飽和電流値を  $J_{\text{down}}$  と表す. 以下同様に  $\theta = \pi$  の時は上流方向を向くため  $J_{\text{up}} (= J_{\parallel})$ ,  $\theta = \pi/2, 3\pi/2$  の時は流れに対して垂直方向を向くため  $J_{\perp}$  と表す. この DLP を用いることでイオン流速の  $\theta$  依存性と, up-down type あるいは para-perp type のマッハプローブ計測を模擬することができる. 実験を行ったプラズマ条件は  $n_i = 2 \sim 4.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e = 5 \sim 8 \text{ eV}$ ,  $T_i = 9 \sim 15 \text{ eV}$ ,  $U = 1 = 3 \times 10^4 \text{ m/s}$ ,  $B_z = 5 \sim 8.7 \times 10^{-2} \text{ T}$  であり,  $r_p/\lambda_d \approx 10^3$  ( $\lambda_d$ : デバイ長),  $\rho_i/r_p \approx 10^2$  の非磁化プラズマ条件で  $T_i/T_e \approx 2$  である.

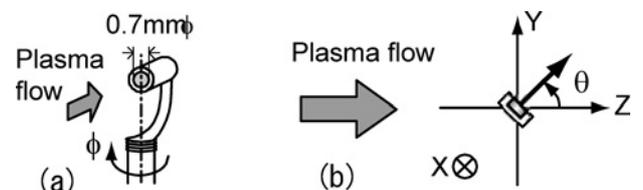


Fig. 2.4.4 (a)Schematic view of DLP. (b)Definition of angle  $\theta$  between probe face and plasma flow direction.

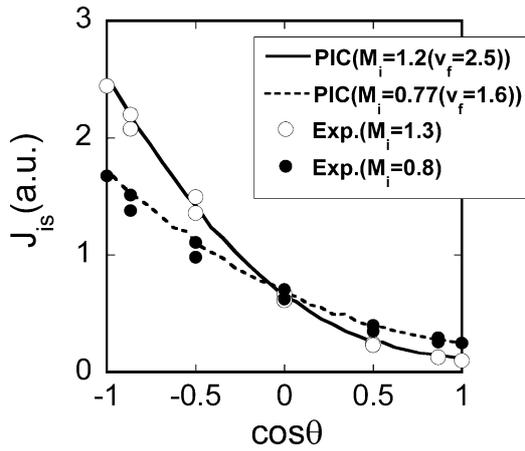


Fig. 2.4.5 Dependencies of  $J_{is}$  on  $\cos \theta$  in two different flow conditions of subsonic ( $\bullet$ :  $M_i = 0.8$ ,  $U_p = 19\text{km/s}$ ,  $T_i = 11\text{eV}$  and  $T_e = 6.2\text{eV}$ ) and supersonic ( $\circ$ :  $M_i = 1.3$ :  $U_p = 28\text{km/s}$ ,  $T_i = 8.6\text{eV}$  and  $T_e = 5.3\text{eV}$ ) flow.

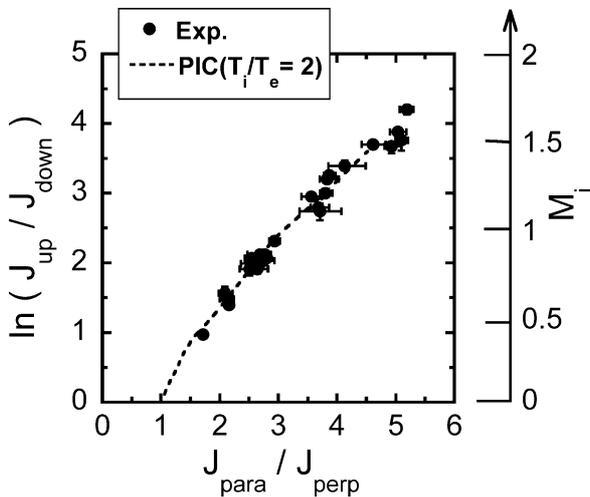


Fig. 2.4.6 Relations between  $\ln(j_{up} / j_{down})$  and  $j_{para} / j_{perp}$ .  $M_i$  calculated by eq.(5) using  $M_c = 0.4$  is also shown. Dotted line is the simulation results of  $T_i = 2T_e$ .

(2) 角度依存性

$J_{is}$  の  $\theta$  依存について、実験値と Hutchinson PIC シミュレーションの結果との比較を Fig. 2.4.5 に示す。

Hutchinson のシミュレーションについては実験値で得られた  $M_i$  と近い値となる条件で比較している。Fig. 2.4.5 に示すように、亜音速 ( $M_i < 1$ )、超音速 ( $M_i > 1$ ) の領域において、実験結果とシミュレーション結果とはよい一致を示している。

さらに、生成するプラズマの流速を変化させ、様々な  $M_i$  ( $0.4 < M_i < 1.7$ ) で DLP を用いて  $J_{\parallel} / J_{\perp}$ ,  $J_{up} / J_{down}$  を測定し、両者の関係を Hutchinson のシミュレーション結果と比較した結果を Fig. 2.4.6 に示す。図に示されるように、実験結果はシミュレーション結果と  $M_i$  の広い範囲において良い一致を示し、シミュレーション結果が実際のプラズマ計測をよい近似で模擬していることが明らかとなった。

(3) マッハプローブと分光計測の比較

非磁化プラズマ条件下で(5)式の関係式が成り立つかど

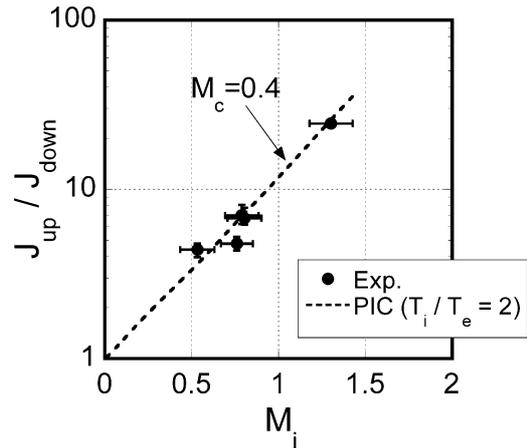


Fig. 2.4.7 The ratio  $j_{up} / j_{down}$  as a function of  $M_i$ . Dotted line is the simulation results of  $T_i = 2T_e$ .

うか、また  $M_c$  の値はどうかを実験的に検証するため、分光法で求めた  $M_i$  と DLP で計測した  $J_{up} / J_{down}$  とを比較した結果を Fig. 2.4.7 に示す。この時、分光法によりプラズマの流速  $U$  および  $T_i$  を、また静電プローブ法によって  $T_e$  を求め、比熱比をそれぞれ  $\gamma_e = 1$ ,  $\gamma_i = 5/3$  として (1) 式に代入し、プラズマ流のイオンマッハ数  $M_i$  を導出している。

Fig. 2.4.7 に示すように  $M_i$  と  $R$  との関係式は非磁化プラズマ条件下でも(5)式のように表されることが示された。図中には Hutchinson によるシミュレーション結果も示しているが、実験結果はこのシミュレーション結果ともよい一致を示している。この時の比例定数は  $M_c = 0.4$  であった。

(4) マッハプローブの使用法

上記のように up-down type のマッハプローブを用いた時、計測される電流比  $R$  から(5)式を用いて  $M_i$  を導出することができることが示された。あとは、様々なプラズマ条件下で  $M_c$  を決定すればよい。

実はもともと Hutchinson らは電流比  $R$  は、 $M_i$  とではなく、 $\sqrt{T_e/m_i}$  で規格化された速度  $U$ , すなわち  $v_i = U/\sqrt{T_e/m_i}$  との間で下記の関係式が成り立つとして検討を行っている。

$$R = \exp(Kv_i) \tag{9}$$

この式を用いた方がイオンや電子の比熱比に左右されることなく、比例定数  $K$  を検討することができる。

前節で実験と比較した Hutchinson による PIC シミュレーションでも様々な  $T_i/T_e$  に対して  $R$  と  $v_i$  の関係を計算し、この(9)式の  $K$  を求めている。この結果をまとめたものを Fig. 2.4.8 に示す。また、(9)式と(5)式とから  $K$  と  $M_c$  の関係が求まるが、 $\gamma$  をパラメータとして求めた  $R$  と  $M_i$  との関係を Fig. 2.4.9 に示す。今回我々の実験で得られた値も示しているが、シミュレーション結果とはほぼ一致した値が得られている。

非磁化プラズマ条件下ではこの図を用いて  $K$  あるいは  $M_c$  を評価することができるが、磁化プラズマ条件下では下流側の端子に流れ込む電流値が磁場の影響を受けて少なくな

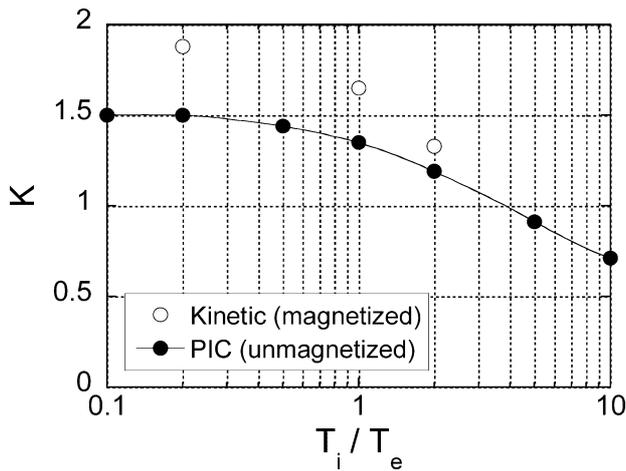


Fig. 2.4.8 Relations between  $K$  and  $T_i/T_e$ . ●: PIC simulation by Hutchinson[10] in unmagnetized plasma, ○: Kinetic model calculation by Chung *et al.* [9] in magnetized plasma.

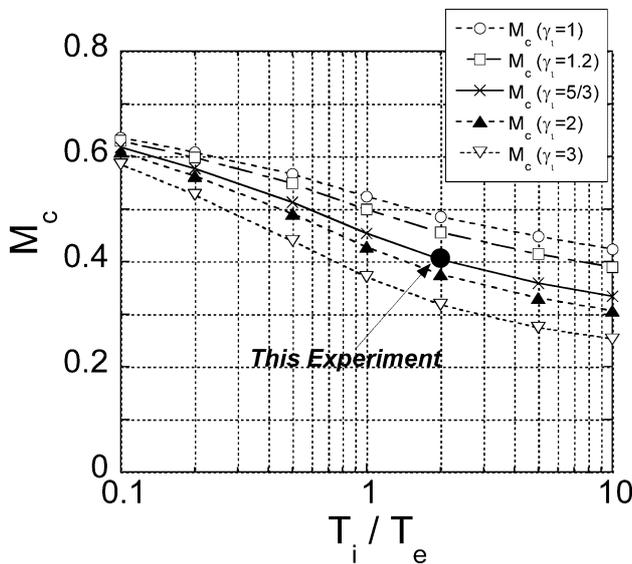


Fig. 2.4.9 Relations between  $M_c$  and  $T_i/T_e$  in various ion specific heat ratio  $\gamma_i$ .

る可能性があり  $K$  の値もやや高めになることが考えられる。実際、Fig. 2.4.3 で示した Chung らの Kinetic model による結果では  $T_i/T_e = 1$  のとき  $K = 1.7$  の値が得られている。Fig. 2.4.8 中に、磁化プラズマ条件下で Kinetic model により計算された  $K$  の値も示している。

#### 2.4.4 まとめ

最近、様々な場面でプラズマの流れが関与する研究が基礎、応用問わず盛んになってきたこともあり、マッハプローブを用いたマッハ数計測が行われる機会が増えてきている。マッハプローブによるマッハ数評価法には様々なモデルがあるが、本章で示したように、磁化プラズマと同様に非磁化プラズマ中においても up-down type では(5)式、あるいは(9)式によって電流比  $R$  と  $M_i$  あるいは  $v_i$  を求めることができる。その際、 $M_c$  あるいは  $K$  の値をどうするかに対して、実験を行う立場からわかりやすい概説がなかつ

た。本文がその一助になれば幸いである。

また、プラズマ流計測ではマッハ数の値だけでなく流れの方向を同定することは非常に重要である。特に非磁化プラズマ条件下ではプラズマ流の方向が時間的に変化する場合もあり、任意方向から入射するプラズマ流を計測するために、プローブを回転させたり、多数の捕集面を設置したプローブを用いるなどの手法がとられてきた[13-15]。今回は紙面の関係で割愛せざるを得なかったが、4端子型マッハプローブを用いることでプラズマ流のマッハ数の大きさと流れ方向とを同時に計測することが可能である。この結果や Fig. 2.4.1(b)の para-perp type のマッハプローブの特性評価の紹介については別の機会に試みたい[16]。

#### 参考文献

- [1] H.M. Mott-Smith and I. Langmuir, Phys. Rev. **28**, 727 (1926).
- [2] M. Kanal, J. Appl. Phys. **35**, 1697 (1964).
- [3] B.H. Johnson and D.L. Murphree, AIAA J. **7**, 2028 (1969).
- [4] K.-S. Chung, S.-H. Hong and K.-H. Chung, Jpn. J. Appl. Phys. **34**, 4217 (1995).
- [5] M. Hudis and L.M. Lidsky, J. Appl. Phys. **41**, 5011 (1970).
- [6] P.C. Stangeby, Phys. Fluids **27**, 2699 (1984).
- [7] P.J. Harbour and G. Proudfoot, J. Nucl. Mater. **121**, 222 (1984); G. Proudfoot *et al.*, *ibid.*, **128/129**, 180 (1984).
- [8] I.H. Hutchinson, Phys. Fluids **30**, 3777 (1987); Phys. Rev. **A37**, 4358 (1988).
- [9] K.-S. Chung and I.H. Hutchinson, Phys. Rev. **A38**, 4721 (1988).
- [10] I.H. Hutchinson, Phys. Plasmas **9**, 1832 (2002).
- [11] I.H. Hutchinson, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, 1953 (2002).
- [12] M. Inutake *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **78**, 1352 (2002); H. Tobar *et al.*, *ibid.*, **80**, 651 (2004).
- [13] C.S. MacLachy *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **63**, 3923 (1992).
- [14] J.P. Gunn *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 1995 (2001).
- [15] K. Dyabilin *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **1**, 99 (2002).
- [16] A. Ando, J. Plasma Fusion Res. **81**, 451 (2005).

(東北大学工学研究科 安藤 晃)

akira@ecei.tohoku.ac.jp

## 2.5 核融合プラズマのプローブ計測

### 2.5.1 はじめに

小規模の実験室でつくるプラズマでは静電プローブは簡便なプラズマの測定法である。核融合プラズマのように高温高密度になると、熱で溶けたり、強磁場でトカマクではデイスラプション時に非常に強い電磁力を受けたりするのでコアのプラズマの中までプローブを入れるのは難しい。したがって、専ら核融合プラズマの物理量の測定には電磁波(レーザーを含む)や分光器等が使用されている。しかしこの場合は間接的な測定になるので場所についての同定が困難で空間分解は悪い。しかし、プローブでは、プローブを置いた位置の情報がそのままプラズマの情報になるから空間分解能が極めて良い。今のところ、大型核融合装置ではプローブ測定はスクレイブオフ層(SOL)を含めた周辺

のプラズマに限られる。最近、Hモード現象やコアのプラズマの輸送の解明に周辺プラズマの振る舞いが非常に重要視されており、静電プローブはこの研究に有力な測定手段を提供している。ただ静電プローブはプラズマ中に直接物体が入るのでプラズマを乱したり、長時間入れると破損してしまうというデメリットがあるが、静電プローブは核融合プラズマでも良く使われる測定器である。ここでは、プローブ測定の基本的な説明と主に原研のJFT-2, JFT-2a (DIVA), JFT-2Mや海外のトラス装置で行われている各種プローブ測定の結果及びその応用について述べる。

### 2.5.2 プローブ特性の基礎—シングルプローブ

#### (1) プローブ特性の実際—電子温度と密度の測定

Fig. 2.5.1はJFT-2Mのダイバータープラズマでの典型的な実際のシングルプローブ（またはラングミュア—プローブ）特性である。プラズマ電流  $I_p$  は電子電流  $I_e$  とイオン電流  $I_i$  との和で構成されている。プローブ電圧  $V_p$  が空間電位（またはプラズマポテンシャル）  $V_s$  に達した時のプローブ電流  $I_p$  は電子飽和電流  $I_{es} = en_e S (kT_e / 2\pi m_e)^{1/2}$  ( $e$  : 電荷素量,  $n_e$  : プラズマの密度,  $S$  : プローブの捕集面積,  $k$  : ボルツマン定数,  $T_e$  : 電子温度,  $m_e$  : 電子質量,) で,  $V_p \ll V_s$  の時はイオンは電極に引かれ  $I_i$  は飽和(イオン飽和電流  $I_{is}$ ) する。この時はイオンシースが形成され、電子が正イオンの周りにまわりついて電気的中性を保とうとする準中性状態“プレシース”ができる。このプレシースによって  $V_s$  との間には電位差(シースポテンシャル)  $V_0$  が生じこの電圧で加速されるような飽和電流になる。これはポアソンの式でシース端で空間電位がゼロになるという条件(Bohm criterion[1])から導かれる。正確な  $I_{is}$  は  $I_{is} = en_e S \exp(-eV_0/kT_e) c_s$ , 但し, ここに  $c_s = (k(T_e + \gamma T_i) / m_i)^{1/2}$  : イオン音速,  $\gamma$  : 比熱[2],  $m_i$  : イオン質量である。電子温度が2成分となるようなプラズマに対しても  $V_0$  の値が検討されている[3]。  $I_p = 0$  となる  $V_p$  を浮遊電位(フローティングポテンシャル)  $V_f$  という。

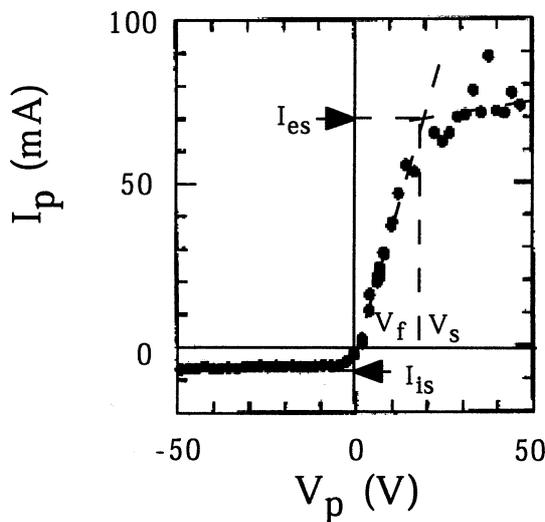


Fig. 2.5.1 Typical Langmuir probe characteristics obtained at the divertor plasma in JFT-2M [10].

磁場中では、プローブ特性は影響を受ける。電極面が磁場に平行にある時はこれが顕著になる。ラーモア半径は電子の速度に比例するので、エネルギーの小さい電子程影響を受けて、磁場  $B$  が強いほど、  $I_{es}$  が減少する。円板プローブ(半径  $a$ )に対して、磁場方向、磁場に垂直方向の拡散係数を  $D_{||}$ ,  $D_{\perp}$  とすると  $I_{es}$  は

$$I_{es}^B = I_{es} / [1 + 3K(k) / (16(D_{\perp}/D_{||})^{1/2})(a/\lambda)] \quad (1)$$

の関係で減ぜられる。ただし、  $K$  : 第1種完全楕円積分,  $k : k = [1 - (D_{\perp}/D_{||})]^{1/2}$ ,  $\lambda$  : 平均自由長である[1, 4]。高いエネルギーの電子が減速を受けている  $V_f$  付近の特性は変わらず、  $I_{is}$  もあまり変わらない。  $I_{es}$  が減少するので  $I_p - V_p$  特性の傾斜は小さくなり、実際の温度よりも高めの  $T_e$  の評価となる恐れがある。DITEではピンプレートプローブ(メインのシングルプローブである大きなプレート電極の前面に小さなピン電極を置いて  $V_s$  を測るプローブ)を用いて  $V_s$  を直接測定して、この値からどれくらい  $T_e$  が変わるかを調べている[5]。

トカマク等の核融合プラズマでは磁場が強く、密度や温度が高いので注意が必要である。シングルプローブの基準電極は第1壁よりも高温プラズマに近いリミタやダイバータ板が使われる。壁にすると帰還電流が少なく  $I_{es}$  が少ない。しかし、これが大きくなり過ぎると電極が溶ける恐れがあり、減速電圧をかけるのに大容量の電源も必要になってくる。JFT-2は日本最初の中型円形トカマクで、シングルプローブ(電極は長さ3mm, 直径1.3mmのモリブデン)を用いてSOLのプラズマの電子温度、密度分布が測定された。この領域でのプラズマの密度と電子温度の径方向減衰長から磁力線に垂直方向と平行方向の粒子輸送に関する情報が得られ、磁場に垂直方向の輸送はボーム拡散程度であった[6]。これからリミタや第1壁へ行く粒子束を評価することができ、これによって、評価された粒子閉じ込め時間は、独立に評価された  $H_{\alpha}$  を用いた分光学的方法で求めたものと良い一致を示した。この手法を用いてトカマクの追加熱(低域混成波加熱)中の輸送について調べられた[7]。JFT-2a (DIVA)はダイバータを有した日本で最初の非円形断面トカマクで不純物のコントロールの実験が精力的に行われた。このトカマクではシングルプローブを用いて精力的に周辺プラズマの挙動が調べられた[8]。

#### (2) 電子分布関数の測定

非平衡状態にあるプラズマでは分布関数は種々の現象と関係していて重要な物理量である。プローブ特性ではエネルギー分析をしているからプローブ電流は分布関数の情報を持っている。電子の運動エネルギーを  $m_e v_e^2 / 2 = E$  と書くと電子電流  $I_e$  は電子エネルギー分布関数  $f(E)$  を含んだ式、  $I_e = en_e S \int_{eV}^{\infty} F(E) (1 - eV/E) (2E/m_e)^{1/2} dE$  となる。  $I_p$  の2次の微分は、  $I_e \gg I_i$  と考えて、  $d^2 I_p / dV_p^2 = d^2 I_e / dV_p^2 = n_e S e^2 (2e/m_e)^{1/2} F(eV) / V^{1/2}$  となる。ここで、  $V = V_s - V_p$  だから、  $F(eV)$  の決定には  $V_p$  を  $V_s$  まで掃引する必要がある。分布関数はこれから求められる場合が多いが[9]、  $I_p$  の1次微分でも  $dI_p/dV_p = dI_e/dV_p = (n_e e S / m_e) f(v_e)$  となり、分布関数を陽に含んだ式となる。ただし、  $v = [2e(V_s -$

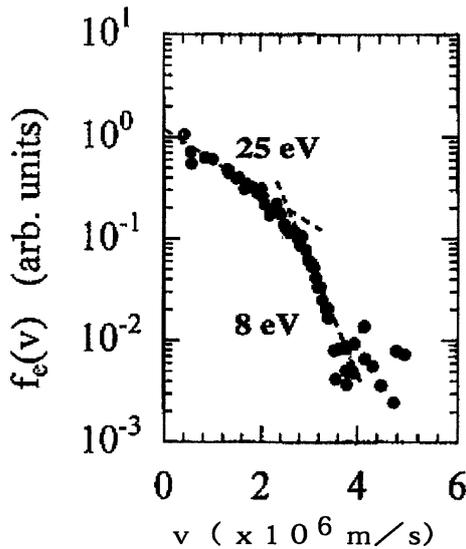


Fig. 2.5.2 Example of the electron energy distribution function obtained at the divertor plasma in JFT-2M, where  $V_s = 32$  V [10].

$V_p)/m_e]^{1/2}$ . JFT-2M ではこの 1 次微分  $dI_p/dV_p$  から速度分布関数  $f(v_e)$  を測定した. 前のべたように強磁場中では  $I_{es}$  が小さくなって, 分布関数の情報が, 少なくなるという欠点があり, JFT-2M でもプローブの位置によっては  $I_{es}/I_{is}$  が 2 ぐらいのところもある. このような場合は高いエネルギーの電子成分が少ないので分布関数の全体像を得るのは難しい. ダイバータのセパトリックスストライク点ではポロイダル磁場がゼロで  $I_{es}/I_{is}$  が十分大きいので, ここで測定を行った.  $dI_p/dV_p$  は得られたデータをソフト的に微分するよりもハード的な微分回路で求めたほうが良い. 我々は, 微分回路で  $dI_p/dV_p$  を求めた [10]. Fig. 2.5.2 は JFT-2M のダイバータプラズマで実測された分布関数である. ダイバータプラズマではテイル部分を欠いた分布関数になっているのは興味深い. これは高エネルギーの電子がダイバーター板に逃げ込んでいるためと思われる. コアプラズマの密度を増大させると周辺の  $T_e$  は減少するがこれに呼応して分布関数が増加(シュリンク)する様子や, 追加熱 (電子サイクロトロン加熱) 中での分布関数の変化も実測されている [10].

### (3) シングルプローブによるイオン温度の測定

プローブ電流における, イオンの減速電界領域である  $V_p > V_s$  においては  $I_i$  は  $I_e$  に埋もれているので, 通常のプローブ電流からはイオン温度  $T_i$  の計測は難しい. プローブでこれを測定するには, プラズマ中の電子成分をカットすることが必要になる. 静電イオンエネルギー分析器 (いわゆるファラデイカップ) や, イオンセンシティブプローブではこれを行って  $T_i$  を測定している. しかし, この測定は  $V_s$  以上のバイアス電圧を掃引する必要があるので非常に難しく, トーラスプラズマでは周辺の静電プローブを用いたイオンに関する測定は非常に少ない. 外国ではわずかに DITE [11] や Alcator-C [12] での測定があるぐらいである. ここでは, 原研の JFT-2a (DIVA) と JFT-2M での測定を紹介する.

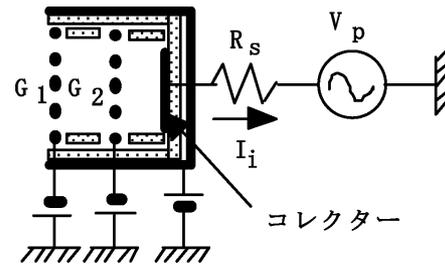


Fig. 2.5.3 Retarding field (energy) analyzer (RF(E)A, Model design) [18].

#### (A) 静電イオンエネルギー分析器

これはグリッド付きのシングルプローブでリターディングフィールドアナライザー (Retarding field (energy) analyzer, RF(E)A) とも呼ばれる. 電極前面に複数のグリッドを置きこれに負のバイアスをかけて電子を排除してプローブ特性をとる. Fig. 2.5.3 は 2 つのグリッド  $G_1, G_2$  を備えた典型的な静電イオンエネルギー分析器の模式図である.  $G_1$  に電子を跳ね返すように負にバイアスをかけ,  $G_2$  には 2 次電子を追い返すやや小さめの負のバイアスをかける. 外側の容器には空間電位に相当するバイアスをかければプラズマを乱さない. このような手法で電子が除かれれば  $d(\log I_i)/dV_p = (e/kT_i)$  を評価して  $T_i$  を求めることができる.

この測定器を使って DIVA でイオン温度が測定された [13]. DIVA では  $G_1 = -150$  V,  $G_2 = -200$  V のバイアスで減速電圧 (+100 V ~ -100 V) がかけられて, SOL 領域でのイオン温度  $T_i \leq 60$  eV ( $n_e = 5 \times 10^{12}$  cm $^{-3}$ ) を測定した. 結果は不純物のドップラー線による広がりから求めた  $T_i$  や後述のイオンセンシティブプローブ (Ion Sensitive probe, ISP) での測定結果とも比較して矛盾のない値であった [14].

RFA の測定は, DITE の他に最近では TEXT-U [15], JET [16], SINP [17] でも非常に工夫を凝らして行われている. この内 TEXT-U の RFA は 3 つのグリッドを有しており, Alcator-C で使われた Janus (イオンサイドと電子サイドの両方に設置した RFA) [12] を用いて  $T_i$  だけではなくイオンと電子の拡散係数  $D_{\perp}^{(e)}$ ,  $D_{\perp}^{(i)}$  も測定している. RFA では減速電圧は通常はコレクタにかけられるが JET では, 第 1 グリッドに, TEXT-U と SINP では第 2 グリッドに減速がかけられている.

#### (B) イオンセンシティブプローブ

RFA は磁場が強くなると電子をカットするのは難しくなり, 磁場中では分解能は良くない [18]. ISP はイオンのラーモア半径が電子に比べて格段に大きいことを巧みに利用してイオンのみを分離捕集するもので 1960 年代に勝俣によって開発されたので Katsumata probe とも呼ばれる [19]. Fig. 2.5.4 は ISP の模式図である. 電子はラーモア半径が小さいので磁力線に巻き付いてほぼ直線的に進み, 電子障壁 (高さ  $h$ ) に吸収され, ラーモア半径の大きいイオンのみがコレクタ電極に入る.  $h$  の大きさを平均的なイオンラーモア半径の大きさ程度にしてコレクターを電極にして

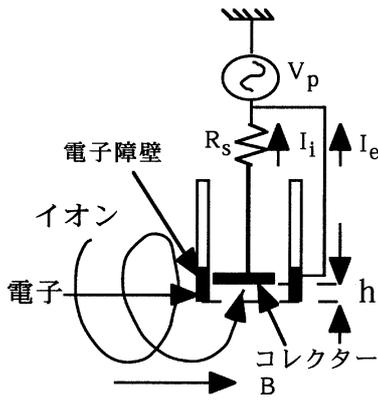


Fig. 2.5.4 Ion sensitive probe (Model design).

シングルプローブ特性をとる。  $I_i \gg I_e$  が実現できたとして  $d(\log I_i)/dV_p = (e/kT_i)$  から  $T_i$  を求められる。しかし  $h$  より小さなラーモア半径の低エネルギーのイオンはコレクタに入って来れないので、エネルギー分析に与かっていない。原研では DIVA で最初に ISP を用いて測定したが、電子障壁は固定で、多様な磁場に対応できなかった[20]。JFT-2M では不純物、熱の問題を考慮して炭素の電極を用いて in sti に電子障壁の高さ  $h$  を変えられるようにして、コレクタ電流  $I_{collector}$  と  $h$  との関係から  $T_i$  を評価できるようにした。Fig. 2.5.4 のような ISP の位置関係を正確に考慮して粒子シミュレーションで計算したコレクタへのイオン飽和電流は  $I_{is} = I_{collector} \sim nT_i^{1.5} \exp(-c_1 h^2/r_{Li}^2)$  と表される。但し  $r_{Li}$  : イオンのラーモア半径,  $c_1$  : 定数。この場合は電圧を掃引することなく十分なバイアス電圧を印加して得られる  $I_{collector}$  の値から  $T_i$  を求めることができる[21]。最近 ISP は核融合科学研究所 (NIFS) の LHD でも使用されている[22]。最近この ISP に類似のプラグプローブがある[23]。このプローブは ISP と同じ方法で電子成分をプラグ (plug) して  $T_i$  を測定するもので、  $dI_i/dV_p$  からイオンエネルギー分布関数まで測定することも目論んでいる。また、軸を磁場に平行に置いた円筒プローブの端面を絶縁して巧みに電子をカットしてイオン温度を測定する類似のカッププローブも考案されている[24]。

JFT-2M では ISP を用いてトカマク周辺で電子障壁をシングルプローブ電極として併用して  $T_e$  も  $T_i$  と共に同時測定した。トカマク周辺では  $T_i > T_e$  となっていることが TEXTOR で測定され[25]、リチウムビームを用いた分光的方法でもこれは確認されていたが[26]、JFT-2M でもこれを確認するデータを取得した[27]。これを Fig. 2.5.5 に示す。この図の 1 番下の波形がイオン電流値  $I_i$  の時間依存で、真ん中は電子障壁電極のシングルプローブ特性の  $I_p$ 、1 番上は  $V_p$  である。空間電位  $V_s$  が点線で示されている。図中の矢印に示されているように、  $I_i$  の立ち上がりは  $I_p$  より緩やかで  $T_i$  のほうが  $T_e$  より高いことを示している。

2.5.3 ダブルプローブによるイオン温度とフローの測定

(1) 非対称プローブによるイオン温度の測定

ダブルプローブ法は小島-Johnson らによって最初に考案されたものである[28]。電極が 2 つのダブルプローブで

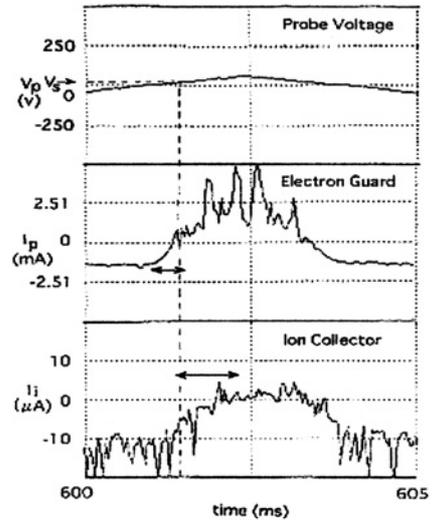


Fig. 2.5.5 Time behaviour example of the ion sensitive probe (ISP) measurement. From upper to down, the probe voltage  $V_p$ , the Langmuir probe characteristics as an electrode using the electron guard and the ion current using the ISP are given. The extent of rise time is shown by arrows [27].

は減速電圧は両方の電極間にかければ良い (対向の電極が不要) のでシングルプローブに比べて核融合プラズマへの適応性は良い。Fig. 2.5.6(a)に示すように  $B$  に平行においた長さ  $L_1, L_2$  (プローブ径  $2a$ ) の 2 つの円柱電極で構成されるダブルプローブでプローブ特性をとると同図 (b) に示すように  $I_p - V_p$  特性は飽和電流が非対称となる。それぞれのイオン飽和電流  $I_{is}$  を  $I_1, I_2$  プローブ電圧を  $V_{p1}, V_{p2}$  と書く。両者の電流は、  $I_{p1} = -I_1 + I_{es} \exp[-e(V_s - V_{p1})/kT_e]$ ,  $I_{p2} = -I_2 + I_{es} \exp[-e(V_s - V_{p2})/kT_e]$  となり、ダブルプローブだから  $I_{p1} + I_{p2} = 0$ , 実際のプローブ電流は  $I_p = I_{p1} - I_{p2}$  でこれは

$$I_p(\eta) = \frac{I_1 - I_2}{2} + \frac{I_1 + I_2}{2} \tanh\{[\eta - \ln(\alpha)]/2\} \quad (2)$$

となる。但し、  $\eta = eV_p/kT_e$ ,  $\alpha = \ln(I_2/I_1)$ ,  $V_p = V_{p1} - V_{p2}$ 。通常のダブルプローブでは  $L_1 = L_2$ ,  $I_1 = I_2 = I_{is}$ ,  $V_{p1} = V_{p2} = V_p$  でよく知られた式  $I_p = I_{is} \tanh(eV_p/2kT_e)$  に一致する。  $T_i/T_e \gg 1$  である場合はイオンシースの形成の効果が無視できて  $V_0 \sim 0$  となり[29],  $I_{is}$  は、

$$I_{is} = en_e S (kT_i/m_i)^{1/2} \quad (3)$$

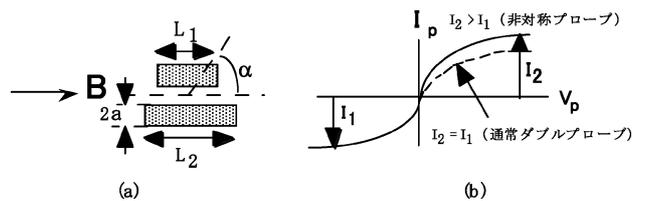


Fig. 2.5.6 (a) The configuration of the asymmetric double probe against the magnetic field  $B$ . (b) The  $V_p - I_p$  characteristics of the asymmetric double probe.

で与えられる ( $\gamma = 1$  としている). 即ち,  $I_{is}$  は  $T_i$  で決まるような値になる. 非対称プローブでは, 端面のプローブ電極に来るイオン飽和電流  $I_{disk}$  は (3) 式で  $S = \pi a^2$  とおいた  $I_{disk} = I_{is}$  で, 側面のプローブ電極への電流は両宮らによると  $I_{cyl}(\kappa, L_j) = I_{disk} f(\kappa, L_j) (j = 1, 2)$  で与えられる. ただし,  $f(\kappa, L_j) = (L_j/a) \{1 - \exp(-\kappa^2)\} / \kappa^2 + \pi^{1/2} \{1 + \text{erf}(\kappa)\} / \kappa$ ,  $\kappa = a/r_{Li}$ . ラーモア半径が小さくなると端面に入って来るイオンが増え,  $I_{disk}/I_{is}$  の値は  $L/a$  が大きくなるにつれて大きくなる. 電流比  $I_2/I_1$  は,  $I_{is1} = 2I_{disk} + I_{cyl}(\kappa, L_1)$ ,  $I_{is2} = 2I_{dis} + I_{cyl}(\kappa, L_2)$  であるから

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{I_{is2}}{I_{is1}} = \frac{f(\kappa, L_2) + 2}{f(\kappa, L_1) + 2} \quad (4)$$

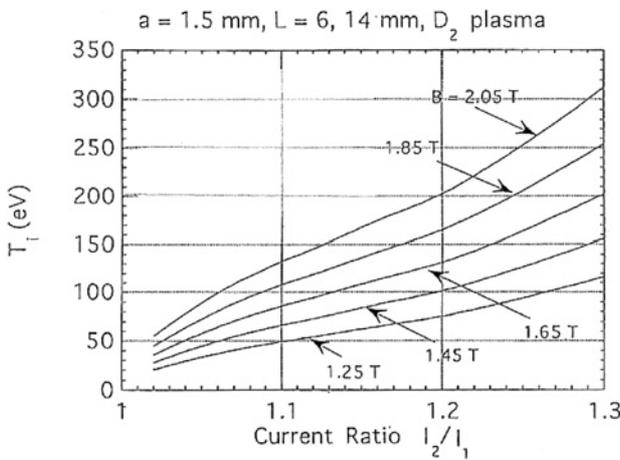
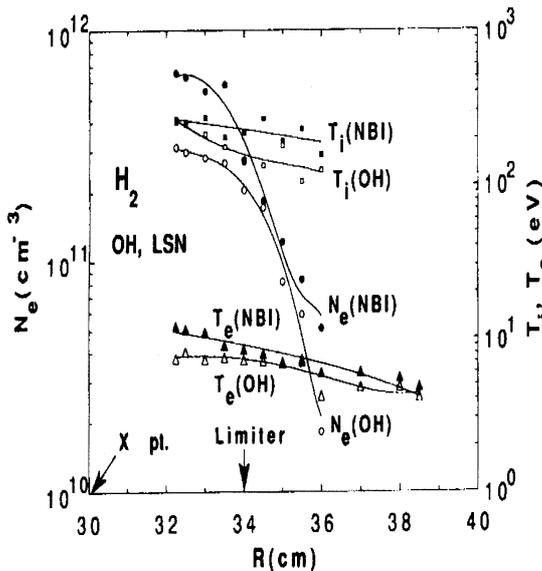


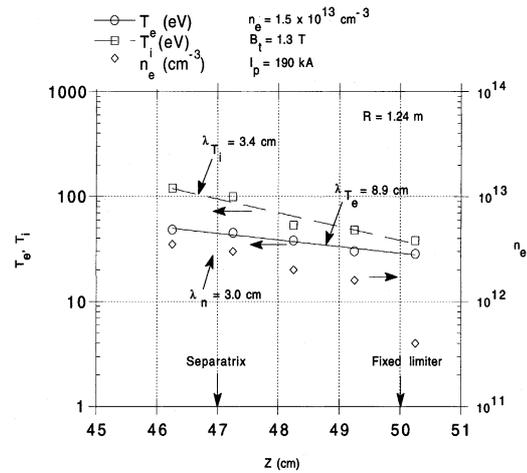
Fig. 2.5.7 The relation between the ion saturation current ratio of  $I_2/I_1$  and the ion temperature  $T_i$  in the asymmetric probe (Estimation of for JFT-2M probe) [32].

この比の値  $I_2/I_1$  は  $\kappa$  を介してイオン温度の大きさを反映しており, この値から  $T_i$  が評価できる. Fig. 2.5.7 に  $T_i$  に対する  $I_2/I_1$  の関係を JFT-2M 用に設計したプローブに対して磁場  $B$  の値をパラメータにして示す. 通常のダブルプローブ ( $L_2/L_1 = 1$ ) では  $I_2/I_1 = 1$  で差は生れない. しかし,  $L_2/L_1$  の比が大きくなると  $I_2/I_1$  の値に差が出て, それに応じてイオン温度が求まる. プローブ径  $a$  が平均的ラーモア半径  $r_{Li}$  に比べて大きすぎると ( $\kappa \ll 1$ )  $I_2/I_1$  の値に差がなくなり測定不能になるから  $\kappa = 0.1 \sim 1$  くらいになるようにプローブ径  $a$  を設計すればよい [30].

非対称プローブは最初 TEXTOR で適用され [30], その後 1994 年から原研東海研の JFT-2M トカマクに適用された [31]. JFT-2M での非対称プローブは電極は熱不純物を避けるために炭素やモリブデンを使用した. 寸法は  $L_1 = 4$  mm,  $L_2 = 14$  mm で直径は  $3$  mm $\phi$  と  $4$  mm $\phi$  のものを使用した. Fig. 2.5.8(a) にこの非対称プローブを用いて JFT-2M トカマクの OH および NBI 加熱プラズマ (トロイダル磁場  $B_t = 1.26$  T, プラズマ電流  $I_p = 220$  kA コアの密度  $n_e = 2.4 \times 10^{13}$  cm $^{-3}$ , NBI パワー = 700 kW のローワーシングルヌル (LSN)) に対して測定された  $T_i$  プロファイルを示す [31]. このデータはいくつかのショットでプローブの位置を変えて空間分布の計測を行ったものであるが, ショットごとのプラズマの再現性を必要とするので効率的ではない. そこで, 1 ショットで空間分布を得ることを狙って周辺プラズマのプロファイルを瞬時に測定する歯ブラシプローブを製作した. このプローブは非対称プローブを径方向に 1 cm 間隔で 5 個並べた多チャンネルの非対称プローブである. Fig. 2.5.8 (b) にこのプローブでの測定結果を示す. Fig. 2.5.8 (a) とは実験条件も違うので, 値は多少異なるがほぼ同様な結果が得られている [32].



(a)



(b)

Fig. 2.5.8 The ion temperature profile obtained in the JFT-2M ohmic heated (OH) plasma using the asymmetric double probe (a) [31], and using the tooth brush probe (b) [32].

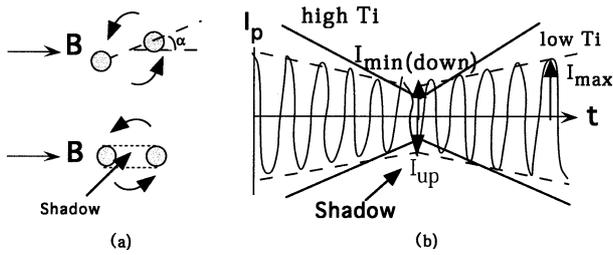


Fig. 2.5.9 (a) The configuration of the rotating symmetric double probe against the magnetic field B. (b) The time (and/or angle) behaviour of the ion saturation current.

最近、この非対称プローブは九州大学の超伝導電流駆動プラズマの TRIAM-1M にも適用されている [33].

(2) 対称回転プローブによるイオン温度の測定

対称回転プローブは単純な円柱電極を有するダブルプローブである。2つの電極を磁場に直角方向に高速に回転させ (2~8 Hz), 信号ケーブルが巻き付かないように、特殊なステップリングを介してプローブ電流を取り出す。Fig. 2.5.9(a)の下に示すように、2つの電極が磁場方向に完全に並んでしまうと、影の空隙ができ、 $I_{is}$  は最大限に減少するが、大きなエネルギーのイオンは電極に入ってくる事ができる。電極列が磁場に直角に並んだ時は影はなくなり、 $I_{is}$  は最大になる。Fig. 2.5.9(b)は対称回転プローブでダブルプローブ特性を繰り返した時の  $I_p$  の角度 (同時に時間) 依存の波形で、この図の点線に示すようにイオン飽和電流  $I_{is}$  の時間変化が作る包絡線が  $T_i$  の情報を持つ。包絡線が深い時はプラズマの  $T_i$  は高く、浅い時は  $T_i$  は低いことを示している。これをモンテカルロ法で数値計算する。 $I_{is}$  の最少/最大の比  $I_{min} / I_{max}$  は非対称プローブの時と同じようにプローブ径  $a$  と平均的ラーモア半径  $r_{Li}$  から決まる値で、この値から  $T_i$  が評価できる [34].

JFT-2M では、非対称プローブと同時に測定され、Fig. 2.5.8 と同じような結果が得られている [35].

(3) ダブルプローブによるフローの測定

Fig. 2.5.10 は回転対称プローブで得られた  $I_p$  の角度 (時間) 依存の波形で、 $I_{is}$  の値が180度ごとに非対称になっているのがわかる [36]. これはプラズマに流れがあることを示唆している。上述のプローブではイオン温度を求める際の分布関数はマクスウェル分布を仮定しているが、実際のプラズマではこのようなフローがあるので、フローの速度を  $u_0$  としてイオンの分布関数を  $f_i = (m_i/2\pi kT_i)^{1/2} \exp(-m_i(v_i - u_0)^2/2kT_i)$  のようにして、イオン温度を評価する必要がある。逆にプローブ測定の結果から  $u_0$  を求めることもできる。流れベクトルに面が垂直な平板プローブとした時の非対称プローブと対称回転プローブでは飽和電流は補正を受けて (3) 式ではなく、

$$I_{is}^F = I_{is} \{ \exp(-M^2) + \pi^{1/2} M [1 + \text{erf}(M)] \} \quad (5)$$

となる。ここで、 $M$  (マッハ数という) はイオン音波速度  $c_s$  で規格化されたフローの速度である ( $M = u_0/c_s$ )。磁場に対してダブルプローブを回転させた時の角度  $\alpha$  の定義を非

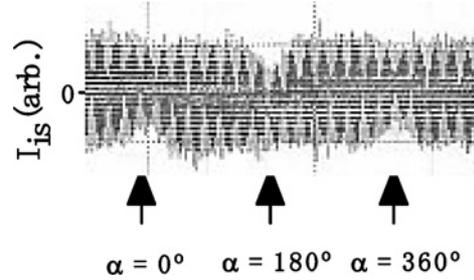


Fig. 2.5.10 The ion saturation current on the rotating symmetric double probe with a flow (the dependence of angle) [36].

対称プローブ (Fig. 2.5.6(a)) と対称プローブ (Fig. 2.5.9(a)) で示す。非対称プローブではフローがあると  $\alpha$  が90度の時  $I_{is}$  に最大の非対称が生じ、この時の  $I_{is}$  の比  $C_R (= I_{up\ stream}/I_{down\ stream})$  からマッハ数  $M$  とイオン温度  $T_i$  を同時測定できる [37]. 対称プローブでは前述したように、 $\alpha$  が0度, 180度, 360度の時  $I_{is}$  に最大の非対称が生じる。 $I_{is}$  の比  $I_{up}/I_{down}$  を用いてマッハ数  $M = K' \ln(I_{up}/I_{down})$  が求められる。係数  $K'$  は粘性係数等によってきまる値で1以下である。JFT-2M では  $K' = 0.7$  を用いた [38]. しかし、流れに平行に強磁場がかかっている場合はフローに対する粘性の影響やプローブへの flux tube の問題がある [39]. フローの向きと磁場の向きが必ずしも一致しない場合のことがあるために磁場に対して任意の角度がある時のフローの測定法も開発されている [40].

このようなフローは、原研では DIVA で最初に測定され、方向性のある平面プローブでプローブを回転させ  $I_{es}$ ,  $I_{is}$  の電子ドリフト方向とイオンドリフト方向の差が測定され、 $M = 0.3 \sim 0.5$  が評価されている [8]. TEXTOR の測定では  $B_t$  と  $I_p$  の向きが逆の時コアプラズマの密度が増大するにつれ、また壁に近くなるにつれ  $M$  は減少し、リミタを境にフローの向きが逆転するという興味深い結果が得られている [25].

2.5.4 最近の核融合プラズマのプローブ測定

(1)  $T_e$  の瞬時測定および  $V_f$  と  $V_s$  の測定—トリプルプローブ等

シングルプローブ、ダブルプローブともに  $T_e$  の測定には、減速電圧をかけてエネルギー分析をする必要があるが、電圧を掃引することなく、簡便に  $T_e$  を測定できるプローブが堤井・関口によって考案された [41]. これは3本の電極からなる静電プローブで、トリプルプローブと呼ばれる。トリプルプローブではプローブ間に一定バイアス  $V_{p1}$ ,  $V_{p2}$  をかけてプローブ電流の瞬時値または  $V_f$  の値から  $T_e$  を求める。(2) 式の導出において  $I_1 = I_2$  とおき、さらに  $I_p = 0$  の時の電位  $V_p$  を  $V_f$  と置いた式と  $I_p^1 + I_p^2 = 0$  の2つの式から  $V_{p2} - V_{p1} \gg kT_e/e$  の条件で電子温度  $T_e = (e/k) (V_{p2} - V_f) / \ln 2$  が求まる。但し、通常  $V_{p1} < V_f < V_{p2}$  である。 $V_f$  は1つの電極には真空容器に対して高抵抗をかけて電流が流れないようにして ( $I_p = 0$ ) その時の電圧を  $V_f$  の値として測定している [42].

プラズマの密度や分布関数を正確に求めるためには、空

間電位  $V_s$  を正しく求めることが必要である。通常は Fig. 2.5.1 に示すように  $V_p > V_s$  と  $V_p < V_s$  の2つの領域での  $I_p$  の接線の交点の電圧が  $V_s$  であるが、2次微分  $d^2I_p/dV_p^2$  がゼロになる電圧を  $V_s$  とみなすこともある。実際はプローブ特性が歪んだり接線の引き方で誤差が出るので正確ではない。  $I_p = 0$  の時は  $V_p = V_f$  だから、この条件を求めると

$$V_s = V_f + \alpha T_e \quad (6)$$

となる。ただし  $T_i \ll T_e$  の時は  $\alpha = (ek) \ln[0.61(2\pi m_e/m_i)^{1/2}]$ ,  $T_i \gg T_e$  の時は  $\alpha = (ek) \ln[0.61(2\pi m_e T_i/m_i T_e)]^{1/2}$  である。この関係式より  $V_f$  と  $T_e$  の値から  $V_s$  を求めることもできる。もう一つはエミッシブプローブで  $V_s$  を測定する方法がある。エミッシブプローブではプローブ電極を加熱し、電極表面から2次電子が放出される。その結果プローブには放出電子相当分のイオン電流が流れ、 $V_f$  の値が  $V_s$  の値となる。つまり上述の  $\alpha$  は  $\alpha = (ek) \ln[I_{es}/I_{is}]$  とも書けるが、エミッシブプローブでは  $I_{is} \ll I_{es}$  を満足する電子放出の条件で  $I_{is}$  が上昇して  $\alpha \sim 0$  と考えて良い[43]。最近、チェコのトカマクの CASTOR では通常のプローブとエミッシブプローブで、 $V_f$  と  $V_s$  の測定を測定して(6)式の妥当性を議論している[44]。JFT-2Mでは重イオンビーム(重イオンビームプローブ)を入射して重イオンの持つポテンシャルを利用してコアプラズマでも  $V_s$  が長時間空間分解能で測定されている[45]。

ポルトガルのトカマク ISTTOK では3本のエミッシブプローブと通常のプローブで  $V_f$  の揺動やL/H遷移のメカニズムの解明のためのレイノルズ数の測定が行われている[46]。  $V_s$  の測定には前述のプラグプローブに改造を加えたバッフルプローブも使われている。これは、ちょうどISPの電子障壁円筒の先端の180度離れた2ヶ所に空隙を開けたプローブで、回転させながらシングルプローブ特性をとった時に、空隙を含む方向に磁力線が来た時は通常のプローブ特性が得られ、これ以外の時は電子電流  $I_e$  がバッフルされるので  $I_{es}$  が大幅に減って、その結果  $V_f$  が  $V_s$  になる。回転させながらこの  $V_f$  を測定して  $V_s$  の時間変化を評価している[47]。このプローブはWisconsin大学のHSXというステラレータで乱流を測るのに用いられている。

## (2) ダイバータバイアス実験とレシプロプローブの実験

通常のHモードはセパトリックスのやや内側のコアプラズマで追加熱によるイオン加熱で高速のイオンの軌道損失する等の原因で径電場が発生し、この電場のシアが乱流を抑制して閉じ込めが改善されるとされている。プラズマに接した固体のリミタなどにバイアス電圧を印加しても径電場が発生してHモードと類似の現象がおこる。これはミラーマシンやTEXTOR等[48]で実験が行われているが、JFT-2Mではダイバータ板に壁に対してバイアス電圧を印加して、外部的にSOL領域で径電場を発生させることを試みた。この時トラスの子午面上に挿入された可動のトリプルプローブで  $T_e$ ,  $V_f$  等を測定してSOLプラズマでの径電場や揺動を調べた。Fig. 2.5.11はその時のデータで、バイアス電圧が負に印加された時[Uni-180Vと称す]、Fig. 2.5.11(b)に示すように、異なる2点で測定した  $V_f$  の揺動のポロイ

ダル方向に位相速度が減少し、この揺動が最も抑制されている地点で Fig. 2.5.11(a)に示すように、大きな径電場(径電場は  $E_{\parallel} = -\partial V_s/\partial r$  の関係から求まる)が生成されているのが観測された。この時Hモードになる加熱パワーの閾値は大幅に減少する。バイアスをかけない時や正にバイアスされた時[Dif+180Vと称す]はこの図に見るように揺動は減少しておらず径電場も生成されていなくて、閾値にも変化はない[49]。

最近、核融合プラズマでは、高速にプローブを出し入れして、プローブの損傷とプラズマへの騒音を極力押さえた測定ができる、レシプロプローブ reciprocating Langmuir probe (RLP) が使われている。JFT-2Mでは先端にトリプルプローブをつけたRLPを用いて  $T_e$ ,  $n_e$ ,  $V_s$  および  $v_f$  と  $I_{is}$  の時間変化(揺動)の測定を行った。Fig. 2.5.12はRLPにより測定された  $V_s (= \Phi_p)$  とプラズマ圧力  $n_e T_e$  である。このプローブではさらにHモードプラズマ中の揺動が詳しく調べられ、興味深い結果が得られている[50]。この他にも、JT-60U[51]、TEXTOR[52]、Alcator-C Mod[53]、JETやMAST[54]、LHD[55]でもRLPを用いた測定は行われている。

## (3) ピストルプローブ

核融合プラズマではコアプラズマの中までプローブが挿入できたら格段に測定効果は上がるであろう。トカマクのプラズマ電流分布の測定は難しく、最近ではゼーマン効果[56]やモーショナルシュタルク(Mortional Stark)効果[57]を利用して高速ビームから出る光のスペクトルの変化からポロイダル磁場を直接測定しているが高速ビームや分

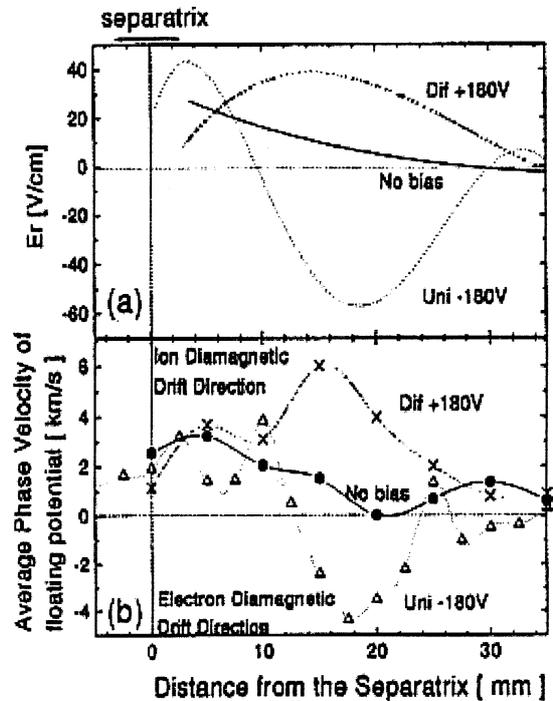


Fig. 2.5.11 Radial profile of  $E_{\parallel}$  estimated by eq.(6) (a) and poloidal phase velocity measured by two point correlation (b). Closed circle indicated to [no bias] case, open triangle to [Uni-180V] case and crosses to [Dif+180V] case, respectively [49].

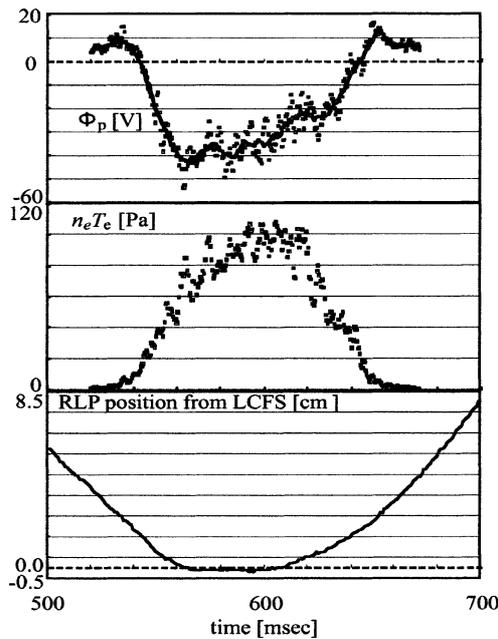


Fig. 2.5.12 The time behaviour of the space potential  $V_S (= \Phi_p)$  and the pressure profile ( $n_e T_e$ ) observed by the RLP at the SOL plasmas in JFT-2M. The bottom trace indicates the position from the last closed flux surface (LCFS) [50].

光器など装置が大掛かりになる。以前、東大の小型トカマク (MINIMAK) では磁気プローブや静電プローブのついた小さいピンをコアプラズマまで侵入させて高分解能でコアプラズマの電流分布や電子温度を測定していたが[58]。このような測定が高温高密度プラズマに対してでもできれば理想である。そこで、次のようなプローブを筆者は考えている。Fig. 2.5.13 にこの概念図を示す(仮にピストルプローブと名づける)。ピストルプローブは小さい矩形の弾丸の中にプローブ回路を内蔵させて、高速で高温プラズマ内に打ち出し、反対側で受けて、この間に測定を終わらせようとするものである。測定データは弾丸の中に発振器を内蔵させて電波で送り出し、すぐ近くの真空容器外でアンテナで受信してもよいし、メモリーに保存して後で取り出して解析してもよいだろう。プラズマを乱さないようにかつ溶けてしまわないようにするために、できるだけ弾丸を小型にする必要があるが、携帯電話やコンピュータのメモリー

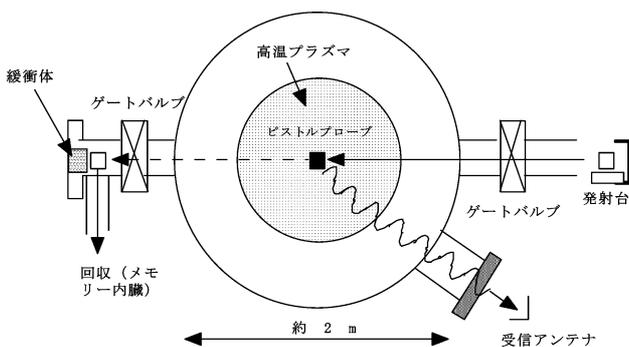


Fig. 2.5.13 The pistol probe for measuring the hot and dense fusion plasma (a simple designal picture).

の小型化は最近目を見張るものがあるのでこれが利用できるのではなかろうか。内臓回路は差し当たり電流分布を磁気プローブ (またはホール素子) で、トリプルプローブで電子温度を考えているが、ここに述べた非対称プローブを更に簡略化したもの[59]などでイオン温度や分布関数も測定できれば核融合プラズマの有力な測定になるだろう。ただ熱、真空管理及びフローの影響の問題など検討すべきことは多い。

2.5.5 おわりに

以上、基礎的なプローブ測定の実際といくつかの型のプローブと核融合プラズマへの適用について概説した。ここで割愛した詳しい式の誘導や詳しい実験結果に関しては、文献を多く挙げたので、それらを参照されたい。

謝辞

日頃 discussion していただいている雨宮宏氏に感謝します。ピストルプローブのアイデアに関連して宇宙研小山孝一郎先生にスペースプラズマでのプローブ測定について教えていただいた。

参考文献

- [ 1 ] D.Bohm, *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Field*, ed. A. Guthrie and R.K. Wakerling (McGraw-Hill, New York, 1949) Chap. 3.
- [ 2 ] A. Tsushima and S. Kabaya, *J. Phys. Soc. Jpn.* **67**, 2315 (1998).
- [ 3 ] K. Uehara *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.* **14**, 1761 (1975); S. Takamura, *Phys. Lett.* **133**, 312 (1988).
- [ 4 ] M. Sugawara, *Phys. Fluids* **9**, 797 (1966).
- [ 5 ] P.C. Stangeby, *Plasma Phys. Control. Fusion* **37**, 1337 (1995).
- [ 6 ] K. Uehara *et al.*, *Plasma Phys.* **21**, 79 (1979); J. Wesson, *Tokamaks* (Oxford University Press, New York, 1997) p. 538.
- [ 7 ] K. Uehara *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **48**, 1333 (1980).
- [ 8 ] H. Ohtsuka *et al.*, *Plasma Phys.* **20**, 749 (1978); DIVA Group, *Nucl. Fusion* **18**, 1619 (1978).
- [ 9 ] M.J. Druyvesteyn, *Phys. Z.* **64**, 790 (1930).
- [ 10 ] K. Uehara *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.* **42**, 657 (2003).
- [ 11 ] G.F. Mathews *et al.*, *Nucl. Fusion* **31**, 1495 (1991).
- [ 12 ] A.S. Wan *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **57**, 1542 (1986).
- [ 13 ] H. Kimura *et al.*, *Nucl. Fusion* **18**, 1195 (1978).
- [ 14 ] H. Kimura *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.* **18**, 2275 (1979).
- [ 15 ] D.B. Crockett *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 366 (1995).
- [ 16 ] H.Y. Guo *et al.*, *Contrib. Plasma phys.* **36**, S. 81 (1996).
- [ 17 ] S. Raychaudhuri, *ibid.* **39**, 359 (1999).
- [ 18 ] 上原和也, 谷津 潔: *放電研究* **54**, 68 (1974).
- [ 19 ] I. Katsumata and M. Okazaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **6**, 123 (1967).
- [ 20 ] K. Odajima *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.* **17**, 1281 (1978).
- [ 21 ] K. Uehara *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **72**, 2804 (2003).
- [ 22 ] N. Ezumi *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **313-316**, 696 (2003).
- [ 23 ] V.I. Demidov *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 4266 (1999).
- [ 24 ] M. Sato, *Phys. Fluids* **17**, 1903 (1974).
- [ 25 ] K. Höthker *et al.*, *Nucl. Fusion* **34**, 1461 (1994).
- [ 26 ] R.P. Schorn *et al.*, *Nucl. Fusion* **32**, 351 (1992); A. Huber *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **42**, 569 (2000).

- [27] K. Uehara *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **66**, 921 (1997).  
 [28] S. Kojima and K. Takayama, J. Phys. Soc. Jpn. **4**, 349 (1949); E.O. Johnson and L. Malter, Phys. Rev. **80**, 58 (1950).  
 [29] H. Amemiya, Jpn. J. Appl. Phys. **28**, 1109 (1989).  
 [30] H. Amemiya *et al.*, *Proc. Asia-Pacific Conf. on Plasma Science and Technology* (Nanjing, 1992) vol. II, p.392; H.J. Beilitz und B. Althasen, "Die Amemiya-Sonde" KFA/ Jülich Rep. (1991).  
 [31] H. Amemiya and K. Uehara, Rev. Sci. Instrum. **65**, 2607 (1994).  
 [32] K. Uehara *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **36**, 2351 (1997).  
 [33] 上原和也他：全国共同利用研究成果報告，第7号（九州大学応用力学研究所，平成15年度）p.225.  
 [34] K. Höthker *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **61**, 114 (1990).  
 [35] K. Uehara *et al.*, Nucl. Fusion **38**, 1665 (1998).  
 [36] K. Uehara *et al.*, JAERI-Research 95-040 (1995) p.51.  
 [37] M. Maeda *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **36**, 6992 (1997); M. Maeda *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **38**, 2971 (1999).  
 [38] K.S. Chung and I. H. Hutchinson, Phys. Rev. A **38**, 4721 (1988).  
 [39] I.H. Hutchinson, Phys. Fluids **30**, 3777 (1987).  
 [40] H. Amemiya *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **39**, 515 (1999).  
 [41] Sin-Li Chen and T. Sekiguchi, J. Appl. Phys. **36**, 2363 (1965).  
 [42] B.M. Annaratone *et al.*, Nucl. Fusion **34**, 1453 (1994).  
 [43] 藤田寛治：日本物理学会誌 **39**, 366 (1984).  
 [44] R. Schrittwieser *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, 567 (2002).  
 [45] T. Ido *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 055006-1 (2002).  
 [46] C. Ioniță *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **75**, 4331 (2004).  
 [47] V.I. Demidov *et al.*, *ibid.* **74**, 4558 (2003)および W. Guttenfelder *et al.*, *ibid.* **75**, 3622 (2004).  
 [48] O. Sakai *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70**, 4071 (1993), R.R. Weynant *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **40**, 635 (1998); C. Xiao *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **40**, 184 (2000).  
 [49] S. Ohdachi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **36**, A 201 (1994); 莊司昭朗：「第30回若手夏の学校」(プラズマ・核融合学会，1991年) 講演7.  
 [50] Y. Nagashima *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, A 381 (2004); 永島芳彦：東京大学博士学位論文（平成15年12月）.  
 [51] N. Asakura *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **66**, 5428 (1995).  
 [52] J. Boedo *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **69**, 2663 (1997).  
 [53] J.A. Snipes *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **43**, L23 (2001).  
 [54] B. Gonçalves *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **45**, 1627 (2003); W. Fundamenski *et al.*, Plasma Phys. Contl. Fusion **46**, 233 (2004).  
 [55] S. Masuzaki *et al.*, Nucl. Fusion **42**, 750 (2002).  
 [56] K. McComick *et al.*, Phys. Rev. Lett. **58**, 491 (1987).  
 [57] F. M. Levinton *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **61**, 2914 (1990).  
 [58] K. Makishima *et al.*, Phys. Rev. Lett. **36**, 142 (1976).  
 [59] H. Amemiya and K. Uehara, "Method for Detection of Separatrix Surface Using Differential Double Probe" *submitted to Jpn. J. Appl. Phys.*

(日本原子力研究所那珂研究所 上原和也)

ueharak@fusion.naka.jaeri.go.jp

## 2.6 電離圏のDCプローブによる計測と最近の成果

### 2.6.1 地球電離圏の概要

地球大気密度はたとえば夏，日中，太陽電波束 F10.7 = 220 (単位  $10^{-22}$  W/m<sup>2</sup>. Hz) の場合，100 km において約  $10^{12}$ 個/cc，300 km で  $10^9$ 個/cc，1,000 km で  $10^6$ 個/cc である [1].

このような地球大気は中低緯度においては主に太陽紫外線，高緯度においては高速の荷電粒子により電離される。Fig. 2.6.1 には示されていないが高度約60–90 km を D 領域と呼ぶ。この領域では  $\text{H}_3\text{O}^+ \cdot (\text{H}_2\text{O})_n$ ，および  $\text{NO}_3^- (\text{HNO}_3)_n (\text{H}_2\text{O})_m$  のような複雑な正負イオン，電子，および中性ガスが混在する。高度90–160 km は E 領域で，主に  $\text{NO}^+$ ， $\text{O}_2^+$  などの分子イオンが存在する。F 領域は160 km から約200–300 km までで， $\text{O}^+$  イオンが主成分となり始め，かつ磁力線方向のプラズマ拡散により電子密度が最大となる。電子密度最大となる高度から上を Topside 領域と呼び，ヘリウム，水素イオンが主成分となり始める約1,000 km からはじまる高度領域をプラズマ圏と呼ぶ。プラズマ圏の境界は地球半径の約4倍の高度である。

Fig. 2.6.1 は中性大気が紫外線により電離された中低緯度の基礎的な電離圏構造であり，実際には地球磁場の影響の下，電場，および風によって大きく変化する。

### 2.6.2 各高度領域における観測

#### (1) D 領域における測定

D 領域では電子–中性粒子平均自由行程は数ミリメートルでシース厚さは数センチメートルである。したがって DC プローブのシース内に入ってきた電子はシースの中で中性ガスと衝突し，そのエネルギー分布はシースの外と異なり，DC プローブ法における，いわゆる衝突領域にある。さらに観測ロケットは毎秒約1 km で大気中を進行する。したがってこの領域のプローブ理論はシース内の電子–中性分子衝突に加えて，DC プローブが高速で動くことによ

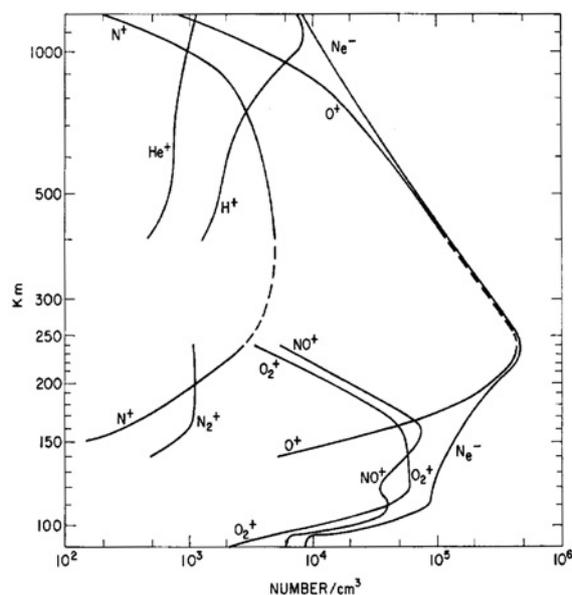


Fig. 2.6.1 Height profile of electron density and ion composition of the earth ionosphere and inner plasma sphere.

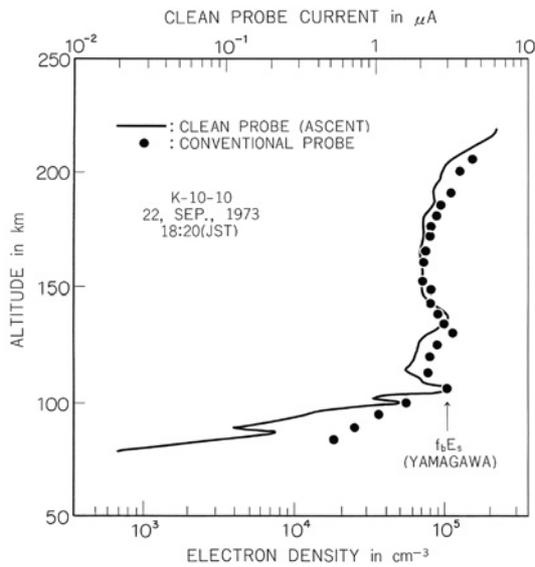


Fig. 2.6.2 Electron density profiles obtained with contaminated Langmuir probe(black circle), and glass sealed Langmuir probe (thick line).

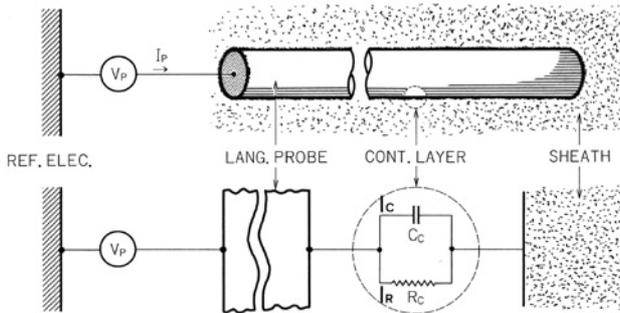


Fig. 2.6.3 Contamination layer of the electrode and its equivalent circuit.

るプローブ前面の衝撃，およびイオンがプローブ後方に回り込めないことによるシース形の変形を考慮しなければならず，その電子，イオンの捕集機構は極めて複雑である。したがって現在でもプローブによる電子，イオン密度測定は相対値にとどまらざるをえず，実際にはプローブ電流を波動による電子密度測定法により較正するしかない。波動法が観測ロケットに搭載できない場合はこの較正表を使ってDCプローブ電流から電子密度を計算した。しかしこのような方法は厳密に言えば正しくない。DC電流特性の電子加速領域の電流は負イオンと電子によるもので，負イオンと電子密度の比は時間，高度により異なる。これに加えて大きな問題は固定バイアス電流におよぼす電極汚染の影響は電子密度によって大きく変化することである[2]。周りの電子密度が高いほどその影響は大きい。Fig. 2.6.2は汚染電極と汚染を取り除いた電極による電子密度の高度プロファイルで汚染電極による電流を地上からの電離圏観測装置で規格化すると汚染電極による電子密度は正しい値より高く見積もられる。

(2) E領域

電離圏E領域になり始めて無衝突プローブ理論が適用できる。しかし実際には電極汚染の問題は深刻である。Fig.

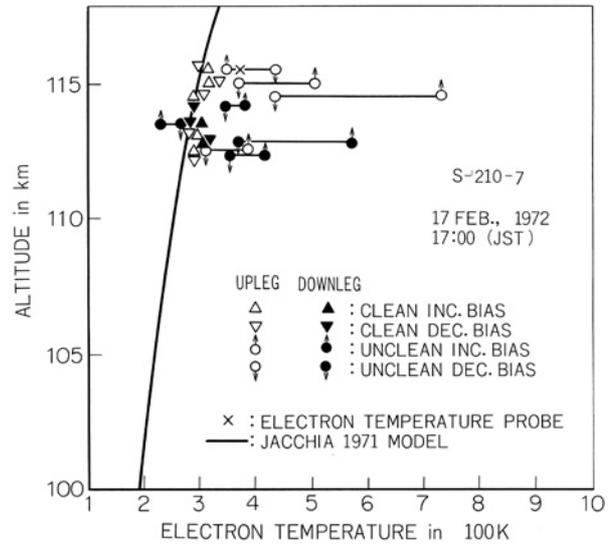
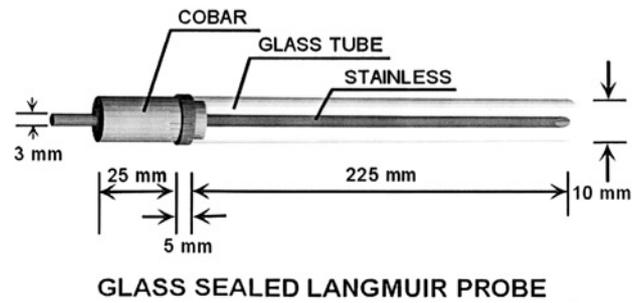


Fig. 2.6.4 Upper panel: Glass-sealed Langmuir. Lower panel: Electron temperature obtained with Glass-sealed Langmuir probe.

2.6.3に示すように電極表面に付着した汚染物質が大きな抵抗と容量を形成する[3]。

この図から理解できるように電極汚染の影響を取り除くには，汚染成分の容量による抵抗  $Z_c = (2\pi f C_c)^{-1}$ ， $f$ はプローブ掃引電圧の繰り返し周波数)の影響を取り除く測定回路を考案するか，あるいは電極汚染そのものを除去する方法を考え出すかである。前者の第一の方法は汚染電極のプローブ電圧を高速掃引することである。

第二の方法はプローブに高周波を印加した時に生じる電圧電流特性の浮動電位のずれから電子温度を測定するもので，著者はこれを電子温度プローブ (Electron Temperature Probe) と名づけた[4]。

後者の電極表面の汚染そのものを除去する方法は Fig. 2.6.4に示したようなガラス封じプローブとして実現した[5]。直径3ミリメートル，長さ約27センチメートルのステンレス製円筒電極を外径10ミリメートル，内径9ミリメートルのガラス管に封入しこれを約 $10^{-5}$ パスカル以下の圧力のもと約200度Cで3日以上連続で排気した後，ガラス管の先端をガスバーナでチップオフする。観測ロケットに搭載されたガラス管封入型プローブはその根元でガラス管を破壊する。

このガラス管封入型プローブはDC電圧電流特性を取得すると同時にエネルギー分布を測定するために Druyvesteyn の原理[6]に基づく2次高調波法に使用されてい

る[7]. Druyvesteynによれば, 電子のエネルギー分布  $F$  (eV) は以下のように記述される.

$$F(\text{eV}) = CV^{1/2} \cdot d^2i/dV^2$$

ここで  $V^{1/2}$  は DC プローブでの空間電位からの電位で,  $d^2i/dV^2$  は DC Langmuir 電圧電流特性 ( $V-i$ ) の 2 次微分である. DC プローブ電圧電流特性の 2 次微分はプローブ掃引電圧に高周波電圧 (周波数  $f$ , 振幅  $a$ ) を重畳したときのプローブ電流からその 2 次高調波成分  $i_{2f}$  を検出すれば実現できる. すなわち  $i_{2f}$  と DC 電流電圧特性の 2 次微分は

$$i_{2f} \approx a^2/4 \cdot d^2i/dV^2$$

と表される. 実際の観測ロケットでのプローブ電圧の振幅と掃引周波数はそれぞれ 0–2.5 V, 4 Hz の三角波で, 高周波電圧の振幅  $a$  と周波数はそれぞれ 70 mV, 1 KHz である. 増幅器の総合利得は 80 db が限界で従ってこれ以上の利得を要する夜間電離圏の観測は不可能である. 下記に紹介する結果は観測ロケット, および科学衛星により電子温度プローブ, およびガラス管封入型プローブにより得られたものである.

### 2.6.3 得られた成果

#### (1) 観測ロケット

多くの観測ロケットに搭載された電子温度プローブにより蓄積されたデータから見出された最も奇妙な現象は, 著者が“Sq Focus Anomaly, Sq 中心異常”と名づけたものである. 高度 105 km 付近の Sq 電流の中心付近に 1, 2 月, 地方時 11 時に限って電子温度の異常な上昇が発見された[8]. そのような高い電子温度層の中では電子がマクスウェル分布状態にないことが見出された[9]. この現象は未だ説明されておらず, 本現象の解明のための観測ロケット実験が待たれる.

上記の特別な現象より根本的な問題が未解決である. 理論は高度 100 km 付近の電子温度は中性ガス温度に等しいはずであると主張するが, 測定された電子温度は往々にして高い[10]. この問題は DC プローブ観測が始まって以来の大きな問題で多くの研究者が議論してきたが結論に達することができずに今日に至っている. 著者らはこれに関して多くの室内実験を繰り返した[11, 12]. これらから得た結論は, 電極汚染を除去しても中性ガス温度よりなお高い電子温度は真実であり, 高度 100 km 付近には電子温度を中性ガス温度より高める熱源が存在するか, あるいは過去における電子温度の計算に用いられたパラメータが不適当であるかのいずれかによるものと確信するに至った. 熱源の候補のひとつは励起された窒素分子  $N_2$  ( $v = 1, 2, \dots, n$ ) による電子の加熱である[13].

光電子の一部が窒素分子の振動励起に使われていることは観測ロケットによる電子のエネルギー分布測定から確認されている. 即ち窒素分子は光電子により振動励起され, 一方では熱電子を加熱するという面白い役割を演じる.

夜間の電子温度測定は中性ガス温度より高い電子温度を議論するために有用であると思われるが, 電子密度の低い夜間に電子温度を測定するには, 十分な高度分解能を得る

ために高速 DC 掃引が必要である. しかし, プローブ周辺の浮遊容量のために電子回路をうまく動作させるには慎重な回路の調整が必要で, 現在まで夜間における, この高度領域の信頼できる電子温度データはわずか数例しか存在しない. この困難を克服する測定法については後述する.

#### (2) 科学衛星

電子温度プローブはこれまで日本の 5 機の地球周回衛星と火星探査機“のぞみ”に搭載されてきた[14]. 日本の太陽観測衛星“ひのとり”(1981年2月に打ち上げられ, 1982年6月まで軌道傾斜角31度, 高度 600 km の円軌道にあった)に搭載された電子温度プローブは東北大グループの電子密度測定器とともに多くの成果を出した. まず一番大きな成果は赤道帯に現れるプラズマバブル内の電子温度を測定したことである[15]. プラズマ密度が時間的に, 空間的に大きく変動するプラズマバブル内で DC プローブによる電圧—電流特性から電子温度を得るには多くのデータ伝送量を要するので現在でもこの測定結果を超える成果は外国では出されていない.

Fig. 2.6.5 には電子温度プローブにより得られた高度 600 km での経度 210–285 度における電子温度の振る舞いを春分および秋分, 北半球の夏, および冬の 3 期間に分けて示した. 電子温度は経度により微妙にその振る舞いが異なるが, これは東西風, あるいは南北風が磁力線にそってイオンを押し下げたり, 押し上げたりすることにより生じる電子密度の違いで説明できる.

Fig. 2.6.5 に示された平均的な電子温度の振る舞いを熱圏の中性風, および電場を調整することにより計算機シミュレーションで再現できる. このことは電子温度のような簡単なプラズマ基礎量を測定するだけで, 熱圏中性風系の計算ができるかもしれないことを示唆している[16]. 著者らは“ひのとり”により得られたデータを整理して平均的なモデルを作った[17].

電離圏電子温度は電離圏のわずかな変化に極めて敏感である. 最近筆者らは“ひのとり”で得られた電子温度と地震との関係を詳細に検討し始めた. 電子温度は地震発生 1 週間ほど前から平均値より低くなり始め, 地震は地震発生時に最もモデルからのずれが激しく, 地震後 1 週間ほどして元にかえる例が見られた. すべての地震に対して上記のことが見られるわけではなく, 現時点では地震と 1 対 1 の対応はつけがたいが, 地震に伴う電磁現象の研究に DC プローブ (電子温度プローブ) が応用できる可能性がある. 上部電離圏においては, DC プローブが研究者の要求を満たすように作動できるのは中, 低緯度における高度約 10,000 km までであり, 高緯度のカスプ領域を超えると電子密度は急激に減少する. DC アンプを用いてデータを取得できる最高高度は約 3,000 km になる. それより上部は二次電子増倍管などを利用した測定系を構築せざるを得ない. また昼間は太陽光によるプローブ電極からの二次電子は周囲の電子による電流より多くなり得るために DC 的な測定は困難である.

1989年に打ち上げられた日本の科学衛星“あけぼの”(Fig. 2.6.6)によって, 内部プラズマ圏の中, 低緯度にお

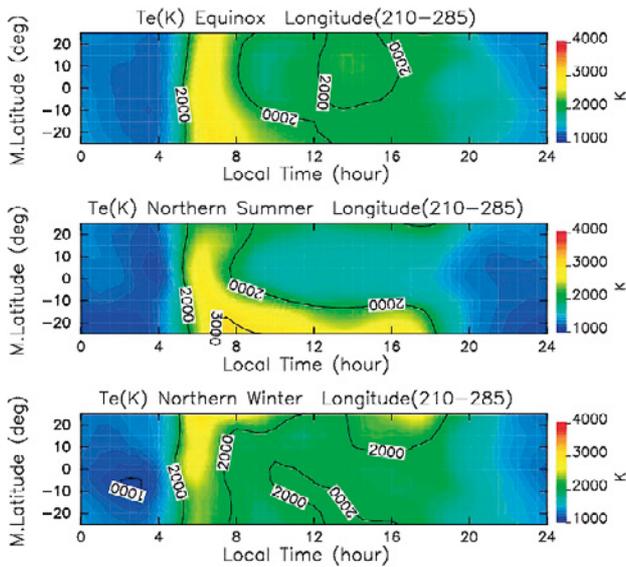


Fig. 2.6.5 Behavior of electron temperature at the height of 600 km in the longitude zone of 185–280 degrees.



Fig. 2.6.6 Scientific satellite “AKEBONO” and two circular electrodes which are attached at the end of solar cell paddles.

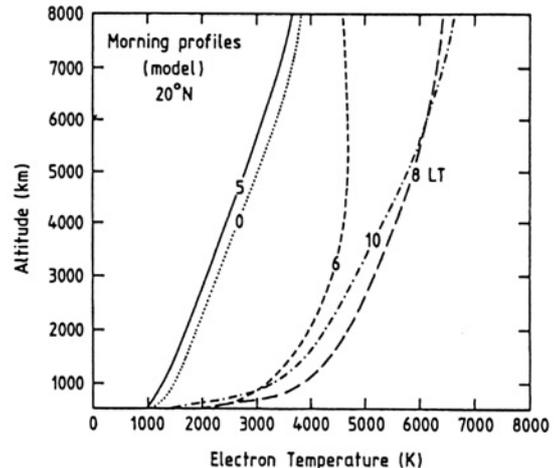
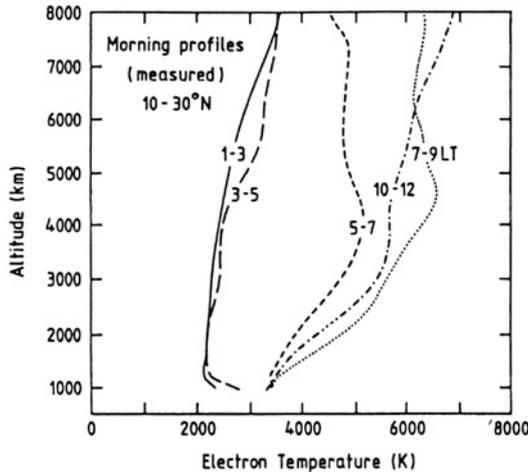


Fig. 2.6.7 Height profile of electron temperature up to 800 km obtained with “AKEBONO” (left) and its comparison with computer model, which is developed by Sheffield University group (right).

る電子温度が高度8,000 kmまで始めて系統的に測定された。この高度では太陽光が円筒プローブを照射することによるDCプローブからの2次電子電流はプラズマによるDCプローブ電流より大きくなるために電子温度の計測は難しい。これまでは米国の衛星S3-3による高度5,000 kmまでの極めて貧弱なデータが公表されているのみである[18]。米国の科学衛星ISIS-1に搭載された円筒型DCプローブで高度3,000 kmまでのデータが蓄積され、モデルが作られている[19]。

“あけぼの”による電子温度測定成功の2つの要因は、平板電極を太陽電子パネルに垂直に置いたことにより、電極からの2次電子放出を大きく抑圧できたこと、2次高調波法により二次電子によるDC電流を除去できたことにある。Fig. 2.6.7は高度8,000 kmまでの朝方における観測された電子温度高度分布とその理論の比較である[20]。

Fig. 2.6.7に示したように高度3,000 km以下の高度において実測された電子温度はSheffield大学による理論値より高

度の減少とともに、より急激に減少する。この食い違いは熱伝導の式を以下のように変えることで理解できる[21]。

これまで理論計算で用いられてきた式は

$$K_{SH} = C_{SH} N_e k^2 T_e (m_e \nu_{ei})^{-1}$$

である。ここで $\nu_{ei}$ は電子イオン衝突周波数、 $k$ はボルツマン定数、 $m_e$ は電子質量、 $N_e$ は電子密度、 $C_{SH} \approx 3.20$ でボルツマンの式を数値計算することによって得られる。あらたに理論計算に取り入れられた熱伝導係数は

$$K_e = K_{SH} / (1 + C\lambda/L_p), \quad L_p = T_e (\partial T_e / \partial S)^{-1}$$

である。ここで $C$ は定数、熱電子の平均自由行程は $\lambda = V_T / \nu_e$ 、 $\nu_e = \sum \nu_{ei} + \sum \nu_{en}$ 、 $\nu_{en}$ は電子-中性粒子衝突周波数である。

“あけぼの”衛星は1989年に打ち上げられ、2005年4月の現在に至るまでデータを送信してきている。初期に得られたデータを用いて内部プラズマ圏の電子温度のモデルを作

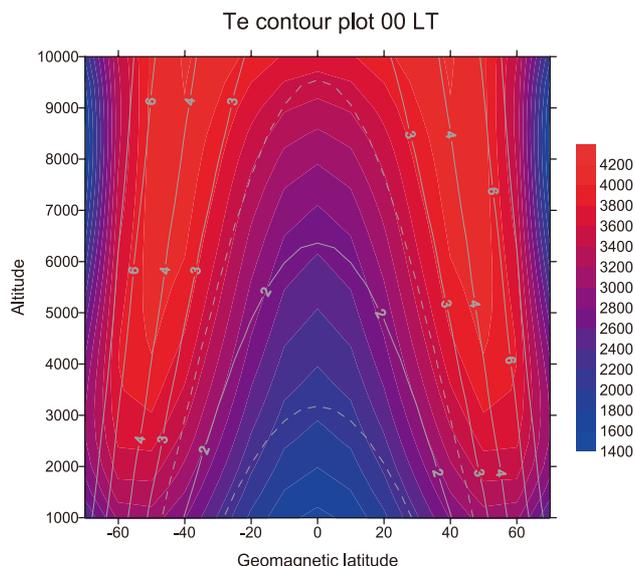


Fig. 2.6.8 Example of Electron temperature model in the inner plasma sphere, that is constructed by accumulating AKEBONO data.

成した。Fig. 2.6.8はその一例である[22]。

#### 2.6.4 今後の問題

科学観測ロケットの約50年にわたる長い歴史にもかかわらず、電離圏E層における電子温度の問題は未だ完全に解決されていない。この鍵を解くと思われる夜間の電子温度、およびスポラジックE層中の電子温度の測定がなされなければならない。

我々は高度90 kmから測定するため、排気装置付き2次電子増倍管を用いた新たな計測器を開発しつつある。この測定器は過去に数例しか報告されていない夜間の電子温度測定を可能にする。さらにこの装置はこれまで、その重要性は認識されながらも、観測例のない熱的電子エネルギーと光電子エネルギー領域のいわゆる1 eV~5 eV領域のエネルギー分布測定を可能にする。これにより振動励起された窒素分子と電子とのエネルギーのやり取りなど原子分子素過程に関する新しい知見を得ることができるものと期待している。

赤道エレクトロジェット中の電子温度は過去に不完全な形で著者らによって一度測定されたのみであり[23]、赤道帯エレクトロジェット内の電子加熱に関する研究はまったく不完全といわざるを得ない。

高緯度における高度3,000 km以上の電子温度は、Langmuir Probeと直流アンブを組み合わせた従来のDCプロー

ブ法では周りのプラズマ密度が少ないため、現在までなされていない。高度100 km付近の夜間の電子温度測定のために開発中の測定器を排気装置なしで使用することにより可能となる。

#### 参考文献

- [1] A.E. Hedin, *J. Geophys. Res.* **96**, 7657 (1991).
- [2] K. Oyama and K. Hirao, *Planet. Space Sci.* **24**, 87 (1976).
- [3] K. Oyama, *Planet. Space Sci.* **24**, 183 (1976).
- [4] K. Hirao and K. Oyama, *J. Geomag. Geoelectr.* **22**, 393 (1970).
- [5] K. Oyama and K. Hirao, *Rev. Sci. Instrum.* **47**, 101 (1976).
- [6] M.J. Druyvesteyn, *Z. Physik*, **64**, 781 (1930).
- [7] K. Oyama, and K. Hirao, *Planet. Space Sci.* **24**, 900 (1976).
- [8] K.-I. Oyama, M.A. Abdu, A. Piel and H. Thiemann, *Adv. Space Res.* **26**, 8, 1263 (2000).
- [9] K. Oyama and K. Hirao, *Planet. Space Sci.* **27**, 183 (1979).
- [10] K.-I. Oyama and K. Hirao, *Planet. Space Sci.* **28**, 207 (1980).
- [11] 下山 学, 塚田有司, 岡部選司, 中村良治, 小山孝一郎: カウンターエレクトロードのDCプローブ特性への影響, スペースプラズマ研究会, 2004年3月18日.
- [12] 小田琢也: 電子温度測定における飛翔体シースの影響とその除去法について, 東京大学修士論文, 2002年2月28日.
- [13] F. Panicca, C. Gorse, J. Bretagne and M. Capitelli, *J. Appl. Phys.* **59**(12), 4004 (1986).
- [14] K.-I. Oyama, *Adv. Space Res.* **49**(10), 158 (1991).
- [15] K.-I. Oyama, K. Schlegel and S. Watanabe, *Planet. Space Sci.* **36**, No.6, 553 (1988).
- [16] Y.Z. Su, K.-I. Oyama, G.J. Bailey, T. Takahashi and H. Oya, *J. Geophys. Res.* **101**, 17191 (1996).
- [17] K.-I. Oyama, P. Marinov, I. Kutiev and S. Watanabe, *Adv. Space. Res.* **34**, 2004 (2004).
- [18] F.J. Rich, R.G. Sagalyn and P.J.L. Wildman, *J. Geophys. Res.* **84**(A4), 1328 (1979).
- [19] L.H. Brace and R.F. Theis, *J. Atmos. Terr. Phys.* **43**, 1317 (1981).
- [20] N. Balan, K.-I. Oyama, G.J. Bailey and T. Abe, *J. Geophys. Res.* **101**, 15323 (1996).
- [21] A.V. Pavlov, T. Abe and K. -I. Oyama, *J. Atmos. Terr. Phys.* **63**(6), 605 (2001).
- [22] I. Kutiev, K.-I. Oyama, T. Abe, *J. Geophys. Res.* **107**(A12), 1459 (2002), doi:10.1029/2002JA009494.
- [23] S. Sampath, T.S.G. Sastry, K. Oyama and K. Hirao, *Space Res.* **XIV**, 253 (1974).

(宇宙航空研究開発機構・宇宙科学研究本部 小山孝一郎)

oyama@isas.jaxa.jp

## コラム：高圧下ならびにマイクロプラズマでのプローブ計測

高圧下の放電現象・プラズマとして、最近非平衡かつ一様な大気圧グロー放電が研究および産業応用の対象となっている。そのようなプラズマは、従来から研究されているコロナ放電等より電子密度が高く、かつイオン温度と電子温度がほぼ等しい熱平衡プラズマとも異なっている。一方、プラズマディスプレイ内微小放電に代表されるマイクロプラズマもほぼ動作圧力帯が大気圧付近で、大気圧グロー放電と同様に高電子密度・非平衡状態であり、両者に対する診断の一手法としてのプローブ計測法の確立が望まれる。このとき、プローブ半径 ( $r_p$ ) とデバイ長 ( $\lambda_D$ ) と電子の平均自由行程 ( $\lambda_e$ ) の関係は、ほぼ  $r_p > \lambda_D \gg \lambda_e$  となり、以下この条件に限定して議論を行い、最後にマイクロプラズマを対象としたときの微小プローブについて補足する。

通常の低圧プラズマ中でのプローブ特性に対して、高圧下でのシングルプローブ特性にはいくつかの変形を生じる [1, 2]。まず、低圧プラズマでは  $r_p \ll \lambda_e$  かつ無衝突 ( $\lambda_D < \lambda_e$ ) であるのに対し、高圧下では  $r_p \gg \lambda_e$  かつ  $\lambda_D > \lambda_e$  となるため電子飽和電流が極端に小さくなる。すなわち、圧力が高くなることで電子の平均自由行程は短くなり、通常入手できるワイヤ径 (数百  $\mu\text{m}$ ) でプローブを作製した場合、プローブ径より数桁小さくなる。また、デバイ長と比較しても平均自由行程は十分短く ( $\lambda_e \ll \lambda_D$ )、プローブ表面に形成されるシースは衝突性となる。プローブ電位が空間電位となるとき、電子はプローブ表面のごく薄い  $\lambda_e$  程度の厚みの層からのみプローブに流入する。つまり、低圧プラズマの場合に比べて、電子飽和電流は約  $\lambda_e/r_p$  倍に数桁小さくなり、この現象は「ブロッキング効果」 [3] と呼ばれている。電子飽和電流の減少を表現する係数 (約  $\lambda_e/r_p$ ) は、プローブ形状に依存する。

次に、プローブ周囲に生じるのが衝突性シースであるため、電子の減速領域 (浮遊電位近辺) で過剰な電子電流が流入する。すなわち、先に述べたように、シースが衝突性であるために、シースの境界があいまいとなる。結果として、減速領域でも捕捉されるような高エネルギー電子はシースの外部領域からも拡散・ドリフト過程を経て流入する。この過剰な電子電流を補正する係数は、Chang らの解析結果 [1, 3] より、 $\lambda_D/r_p$  の関数である  $\alpha_D$  ( $\lambda_D \ll r_p$  の場合  $5/3$ ,  $\lambda_D \gg r_p$  の場合 1) を用いて  $(eV_p/kT_e)^{\alpha_D}$  ( $V_p$ : 空間電位に対するプローブ電圧,  $k$ : ボルツマン定数,  $T_e$ : 電子温度) と表される。別の報告 [2] ではこの係数はさらに複雑な表現をとっているが、その傾向は先のものと同様である。

さらに、イオン飽和電流が、電子飽和電流に対する相対値として、過剰に大きな値となる。低圧プラズマ中でのプローブ特性の場合、イオン飽和電流に対する電子飽和電流の比は  $(T_e/T_+)^{1/2}(m_+/m_e)^{1/2}$  ( $T_+$ : イオン温度,  $m_+$ : イオンの質量,  $m_e$ : 電子の質量) で表され [2],  $\text{He}^+$  イオンの場合約 850 という値をとる。先に述べたように、高圧下では電

子飽和電流は約  $\lambda_e/r_p$  倍に小さくなるが、イオン飽和電流は  $(T_e/T_+)^{1/2}(\lambda_+/r_p)$  倍となる ( $\lambda_+$ : イオンの平均自由行程) [2]。  $\lambda_+$  が  $\lambda_e$  の数分の 1 であることを考慮すると、イオン飽和電流に対する電子飽和電流の値は数十倍と小さくなる。大気圧グロー放電でよく用いられる He を放電ガスとした場合は、He の準安定励起原子がイオンシース内でプローブ表面に衝突し 2 次電子を生成する効果が働き、さらに (見かけ上の) イオン飽和電流が増大する [4]。

実際に高圧下で測定されたシングルプローブ特性を Fig. 2.7.1 に示し [5], 以下にその解析について述べる。まず、通常の解析と同様、イオン飽和電流部の延長線を用いて電子電流分を導出した。ここで、先に述べた  $(eV_p/kT_e)^{\alpha_D}$  という修正係数を用いて電子電流の傾きを補正した。さらに、

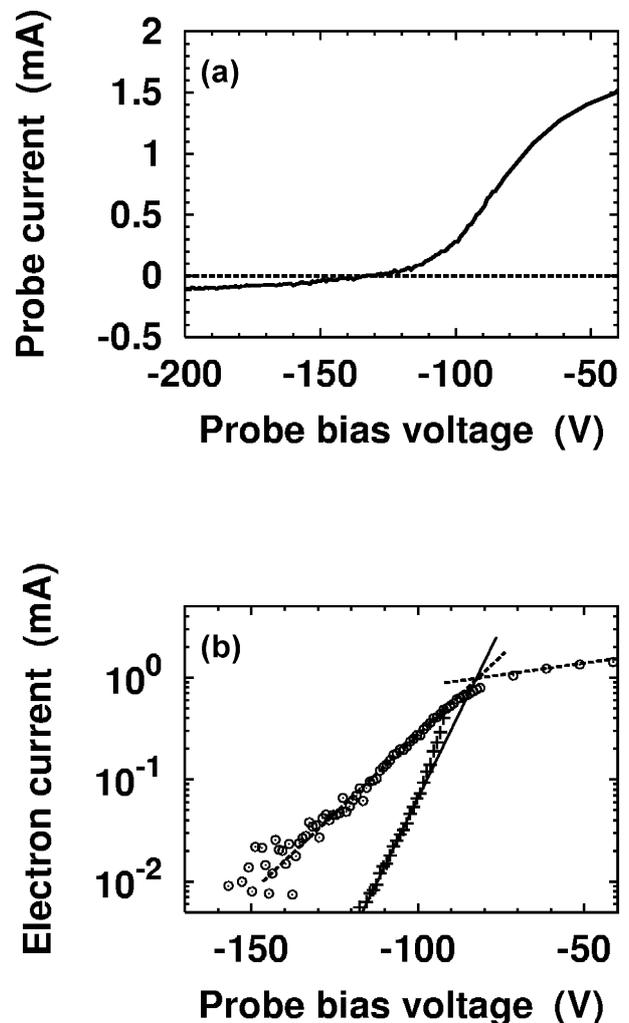


Fig. 2.7.1 (a) Single-probe voltage-current characteristic measured in a He discharge at 44 kPa. The discharge is 2 mm long and the probe with 100  $\mu\text{m}$  diameter is located in the middle of the discharge channel. (b) Probe electron current as a function of probe bias voltage. The open circles are raw data and the crosses are modified data for  $T_e$  derivation [5].

ロッキング効果を含めて電子密度を求め、先に用いた $\alpha_D$ の設定値を決めていた仮の電子密度値と結果として求められる電子密度値を矛盾のないように決定した。そのようにして決定された電子電流の片対数特性の傾きから電子温度を算出した。結果として、電子密度が $2.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 、電子温度が6.5 eV、空間電位が $-85 \text{ V}$ と求められた。得られた電子温度値は過大評価されている可能性があり、上記の補正法はまだ完全に高圧下のプラズマ診断として確立されているとは言い難い。より信頼性を高めるための解析手法として、最近モンテカルロ法を用いた特性解析などが試みられている[6]。

また、マイクロプラズマをプローブにて診断するためには、上記のような解析上の補正に加えて、プローブそのものの微小寸法化が欠かせない。Choiらは、直径 $10 \mu\text{m}$ のプローブを作製し、プラズマディスプレイ内の放電セルと同様の寸法のマイクロプラズマを診断した[7]。求められた電子密度はトムソン散乱法による測定結果[8]より約2桁低い値となっている。その原因としては、解析中で前述のような電子の衝突の効果を含めていないことと、時間分解測定を行っていないためと思われる。今後、サンプリング

等の方法を用いた時間分解測定に加えて、上述のような方法でプローブ特性解析に適切な補正法を施すことでより妥当な値が得られると考えられる。

### 参考文献

- [1] 堤井信力：プラズマ基礎工学（内田老鶴圃，1987）。
- [2] Y.P. Raizer, *Gas Discharge Physics* (Springer, Berlin, 1987).
- [3] J.S. Chang, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **6**, 1674 (1973), J.S. Chang and J.G. Laframboise, *Phys. Fluids* **19**, 25 (1976).
- [4] D. Korzec, M.R. Talukder and M. Kando, *Sci. Technol. Adv. Mater.* **2**, 595 (2001).
- [5] O. Sakai, Y. Kishimoto and K. Tachibana, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38**, 431 (2005).
- [6] A. Cenian, *Int. Workshop on Cold Atmospheric Pressure Plasmas: Sources and Applications* (Ghent, Belgium, 2004).
- [7] E.H. Choi *et al.*, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30**, 2160 (2002).
- [8] Y. Noguchi, A. Matsuoka, K. Uchino and K. Muraoka, *J. Appl. Phys.* **91**, 613 (2002).

（京都大学工学研究科 酒井 道，橋 邦英）

osakai@kuee.kyoto-u.ac.jp

### あとがき

プローブ計測はプラズマの最も基本的な計測手法のひとつであり、あらゆるプラズマ実験において行われているものである。近年、対象とするプラズマの領域拡大に伴い、従来のプローブ理論に基づく計測では適切な計測が困難である場面が見受けられるようになってきている。本集中講座では、通常のプローブ理論が崩れる領域もしくは特別な工夫を施さないと測定できないような環境におけるプローブ計測に焦点を当て、これまでプローブでは計測が困難であったものが最近どのように進展したのかといった視点で、トピックごとにまとめていただいた。執筆者の先生方には各分野におけるプラズマの計測の現状と課題、その中

におけるプローブ計測の役割と問題点、そしてその解決方法と成果等についてまとめていただいた。本講座が、他のプラズマ分野における新たな計測手法開発のヒントとして、またプラズマの基礎物性理解の一助になることを期待している。執筆分担をお願いした先生方には、小職の不慣れな編集作業にもお付き合いいただき、誠に感謝する次第である。なお、当然ながらページ数に制限があり、小山先生、橋先生の両先生方には貴重な最新情報にもかかわらず紙面を縮小していただいた。また上原先生には科学史に関する貴重な解説をいただいたが同様の理由で割愛していただいたことを付記しておく。

（編集委員 江角直道，鈴木千尋）