



2. プラズマ流計測の基礎

2.2 プラズマ流の計測 ～プローブ法～

安藤 晃

東北大学工学研究科

(原稿受付：2007年1月22日)

現在、プラズマ中の流れが主要な役割を果たしている現象が観測され、詳しい研究が行われているが、現象の理解のためにはプラズマ内部での“流れ”場の空間分布計測が重要である。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1つであり、流れ場の概略を測定できる簡便な計測手法である。本章ではマッハプローブの表式と比例定数について、また流れ方向の測定手法に関して概説する。

Keywords:

plasma flow, probe measurement, Mach probe, directional probe

2.2.1 Langmuir Probe から Mach Probe へ (プローブ計測における流れ場の影響)

プラズマを研究する人にとってプローブ法は常識の範疇に入るぐらい常とう的な計測手法であろう。1920年代にラングミュア (I. Langmuir) がプラズマの研究を行う際、金属片を挿入してそこに流れ込む電流値に特徴的な電圧電流特性があらわれることから、プラズマ内部の温度や密度を推定できることが示された。今でも、静電プローブ法として基礎的な計測法の代表的なものとして使用されている。

もちろん、他の計測手法と同様に、長年の研究の蓄積(というより先人たちの苦心の賜物)により様々な改良型プローブや理論解析、補正係数の評価などが行われてきた。そのため、“簡単な計測”というより“とりあえずプローブで測りましょうか”といった具合に使用されることが多いかもしれない。しかし、プローブを挿入できる条件であれば、その電圧電流特性から密度や温度といった代表的なパラメータが評価できるため、いまでもファンが多い。ただし、その反面、シース条件やプローブ径、磁場の影響など注意すべき点も(さらには小言を言う人も)また多い。

このプローブ計測の基礎原理に関しては多数の書籍もあり、また本学会誌でも特集記事があるので、参考にしてほしい[1, 2]。本節ではこれらと重複する事項はできるだけ避け、特に流れ場中でのプローブ計測、特にマッハプローブ (Mach probe) [注1] とよばれる計測手法を中心に解説を行う。

さて、この静電プローブをプラズマの流れ場 [注2] の中に挿入して、その速度を計測しようという試みはラングミュア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[3]。

イオン飽和電流領域でプローブの電極部に流れ込む電流

密度は、流れのない場合には

$$j_i = nq \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \frac{\sqrt{k_B T_e}}{m_i} \quad (1)$$

と表される。ここで n は正イオン密度、 q はイオンの電荷量、 T_e は電子温度、 m_i はイオン質量である。 $\exp(-1/2)$ の因子はボルツマン分布による密度の減少率を表している。この表式は $T_e \gg T_i$ の場合に成り立つ式であり、因子 $\sqrt{k_B T_e/m_i}$ はイオンがシース領域に流れ込む前にプレシース領域でイオン音速まで加速される効果を表している。

プラズマ中にイオンの流れがある場合のイオン飽和電流値について考えてみよう。単純な描像として、速度 $\pm u_d$ で電極面に対して垂直に流れ込むイオン流を考える。電荷 q を持った荷電粒子の速度分布が下式のドリフトマクスウェル分布をしているとして、

$$f(u) = n_0 \left(\frac{m_i}{2\pi k_B T_i}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m_i(u - (\pm u_d))^2}{2k_B T_i}\right), \quad (2)$$

このイオン粒子流によってプローブ捕集面に流れ込む電流密度は、

$$\begin{aligned} j_i^\pm &= \int_0^\infty q u f(u) du = \int_{\mp u_d}^\infty n_0 q (v \pm u_d) \exp\left(-\frac{m_i v^2}{2k_B T_i}\right) dv \\ &= n_0 q \sqrt{\frac{k_B T_i}{2\pi m_i}} \left\{ \exp(-\xi^2) + \xi \sqrt{\pi} (\operatorname{erf}(\xi) \pm 1) \right\} \end{aligned} \quad (3)$$

と計算できる。

ここで、 $\xi = u_d / (2k_B T_i / m_i)^{1/2}$ である。

実際にはこのような単純な粒子モデルではなく、式(1)で求めたイオン飽和電流と同様に、電極近傍でのシース電位を考慮する必要がある。プラズマ中にイオンの流れがあ

る場合、このシース形成が影響を受けるが、この効果を Free-Fall モデルを使って評価しよう [4]。平均流速 $\pm u_d$ で捕集面に向かうプラズマ流中のイオンは、捕集面前面に形成された図 1 のようなシースポテンシャル中に、初速度 $u_{th} \pm u_d$ で入射し、自由運動すると考える。ここで u_{th} はイオンの熱速度である。捕集面からの距離 r の位置におけるポテンシャルを $\phi(r)$ とすると、この位置でのイオンの速度は

$$u(r) = \sqrt{(u_{th} \pm u_d)^2 - 2q\phi(r)/m_i} \quad (4)$$

となる。したがって、イオン密度 n_i は、計測される電流密度 j_i を用いて、

$$n_i(r) = \frac{j_i}{qu(r)} \quad (5)$$

と表される。一方で、電子はイオンに比べて十分速度が速いためボルツマン分布をしていると考えることができ、電子密度 n_e は

$$n_e(r) = n_0 \exp(-\xi), \quad \xi = \frac{e\phi(r)}{k_B T_e} \quad (6)$$

と表される。

これらの式から Poisson 式を解くことによってシース内の電位分布を求めることができる。この時の境界条件は、シース端の位置を $r=r_s$ とし、

$$\left. \frac{\partial n_i(r)}{\partial \xi} \right|_{r=r_s} = \left. \frac{\partial n_e(r)}{\partial \xi} \right|_{r=r_s}, \quad (7)$$

$$n_i(r_s) = n_e(r_s) \quad (8)$$

と与えられる。この計算は容易ではないが、電流密度 j_i を導くだけなら、上記の境界条件から算定することができ、

$$j_i^\pm = n_0 q \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \exp\left(\frac{(u_{th} \pm u_d)^2}{C_s^2}\right) \quad (9)$$

と表される。ここで、 $C_s = \sqrt{k_B T_e/m_i}$ であり、 $T_e \gg T_i$ の場合のイオン音速に対応している。

この式からもわかるように、プラズマ中に流れがあるとそれに正対した捕集面と反対方向を向いた捕集面とは観測されるイオン飽和電流値に違いが生じる。このことから、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相違を利用してプラズマ流速の評価を行うことが考案された。

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_i の違いからイオンマッハ数 M_i を決定するものである。

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、主に磁化プラズマの研究が進むにつれ、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

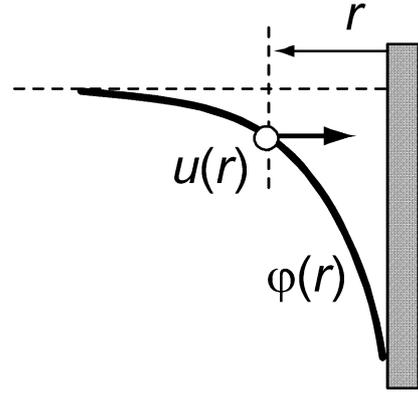


図 1 捕集面前面のシース電位 (Free Fall モデル)。

プラズマ流のイオンマッハ数を計測する試みが続けられてきた [5-12]。このマッハプローブに関する研究経緯に関してはすでに学会誌でも紹介したのでこちらも参考にしてほしい [1]。

現在では、図 2 に示すように流れに対して上下流に向けた捕集面を持ったマッハプローブが主として用いられている。これ以外にも上流方向と垂直方向を向いたマッハプローブもあり、その特性についての研究もなされている [13]。

上下流 2 つの捕集面を用いて計測したイオン飽和電流値 j_{up} , j_{down} の比 $R = J_{up}/J_{down}$ が、イオンマッハ数 M_i と下式で表される関係が成り立つことがわかってきた。 [注 3]

$$M_i = M_c \ln R \quad (10)$$

あるいは、

$$R = \exp(M_i/M_c) \quad (11)$$

ここで、 M_c は比例定数である。

イオンマッハ数 M_i はプラズマ流速 u_d とプラズマ中のイオン音速 C_s との比であり、次式で表される。

$$M_i = \frac{u_d}{C_s} = \frac{u_d}{\sqrt{k_B(Z_i \gamma_e T_e + \gamma_i T_i)/m_i}} \quad (12)$$

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、 Z_i はイオンの電荷数、 γ_e , γ_i は電子およびイオンの比熱比である。イオン音速 C_s は、イオンや電子はほぼ等温変化をしていると考え、 $\gamma_e = \gamma_i = 1$ とし、 $T_e \gg T_i$ とすれば $C_s = \sqrt{k_B T_e/m_i}$ と近似される。

この関係式は、流れ場中のイオン飽和電流密度の表式 (9) を使うと理解しやすい。(9) 式を用いて電流比 R を計

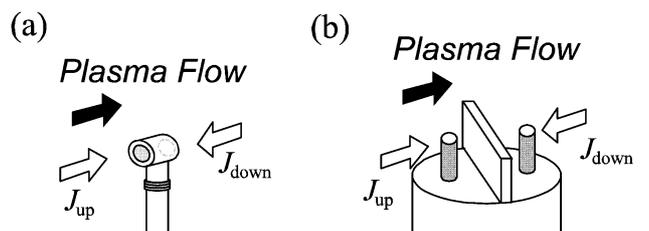


図 2 (a), (b) ともに up-down タイプのマッハプローブ。

算すると、

$$R = \frac{j_{\text{up}}}{j_{\text{down}}} = \exp\left(\frac{[u_{\text{th}} + u_{\text{d}}]^2 - [u_{\text{th}} - u_{\text{d}}]^2}{C_s^2}\right) = \exp\left(\frac{u_{\text{d}}/C_s}{C_s/(4u_{\text{th}})}\right) \equiv \exp\left(\frac{M_i}{M_c}\right) \quad (13)$$

となり、(11) 式が導かれる [10, 11]. ただし、この簡単な表式で算出された M_c の値をそのまま使うことはできないことが Hutchinson によって指摘されている [14].

このように単純な議論から導かれる式の関係式であるが、流速やマッハ数の絶対値を議論する際には比例定数の値が問題となり、上記した粒子的な描像ではなく、流体方程式やプラズマの粘性効果を用いた議論など様々なモデルによってその値が検討されてきた。この比例定数については今でも議論の対象であり、マッハプローブでの測定値から流れ場の絶対値を算定する際の不確定要素の主要なものとなっている。

2.2.2 非磁化プラズマ中のマッハプローブ計測

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。

前節でも述べたように、図 2 で示されたような up-down タイプのマッハプローブの場合、電流比とイオンマッハ数との間には簡単な関係式が成り立つ。この比例定数に関し、数年前に Hutchinson が非磁化プラズマ条件下(プローブ捕集面の半径がイオンラーモア半径より小さい: $r_p < \rho_i$) で PIC (Particle-In-Cell) 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 [15]. このシミュレーションではデバイ長 λ_d はプローブ径に比べて無視できるほど小さいと仮定したもので、その後、デバイ長の効果も含めた計算結果も示している [16].

我々は東北大学 HITOP 装置を用いてこの非磁化プラズマ条件下 ($r_p/\lambda_d \approx 10^3$, $\rho_i/r_p \approx 10^2$, $T_i/T_e \approx 2$) でのマッハプローブの較正実験を行い、Hutchinson の計算と実験結果が非常に良く一致することをマッハプローブと分光実験との対比によって確認した。詳細は文献 [17, 18] を参考にさせていただき、ここでは比例定数 K の結果だけ簡単に紹介する。

Hutchinson (だけでなく、これまでの他の研究はほとんど) は電流比 R は、 M_i とではなく、 $\sqrt{k_B T_e/m_i}$ で規格化された速度 u_d 、すなわち $u_f = u_d/\sqrt{k_B T_e/m_i}$ 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。

$$R = \exp(Ku_f) \quad (14)$$

もちろん、低電離低温プラズマで $T_e \gg T_i$ かつ $\gamma_e = \gamma_i = 1$ であれば、この K と $1/M_c$ は一致する。が、実際は下式の関係式が成り立つため、マッハ数を算出するには比例定数 K だけでなく T_i , T_e , γ_i , γ_e を考慮する必要がある [注 4].

$$\frac{1}{M_c} = K \sqrt{\gamma_e + \left(\frac{T_i}{T_e}\right)} \gamma_i \quad (15)$$

Hutchinson による PIC シミュレーションで導かれた様々な T_i/T_e に対する K の結果をまとめたものを図 3 に示す。HITOP での実験では $T_i/T_e \approx 2$ の条件下で T_i , T_e , γ_i , γ_e を考慮し、この係数が良く実験と一致するという結果を得ている。一方で、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る可能性があり K の値もやや高くなる。Chung らの Kinetic model による結果も同図に示しておく。またこれまでの研究において提案されてきた比例定数 K の値について表 1 にまとめておく

マッハプローブに関する表式を導いた議論は、プラズマ中でプレシースが形成される $M_i < 1$ の条件下で導出されたものであり、この表式が $M_i > 1$ で使用できるという保証はない(もちろん $M_i < 1$ の領域でも正しいという保証もない)。しかし、実験で見える限りこの表式は $M_i > 1$ の領域でも有効であり、磁化プラズマ、非磁化プラズマにかかわらず統一的にプラズマ流のマッハ数を評価し得る表式だと考えている [注 5]。もちろん上記したように T_i/T_e や磁化されているかどうかなどで比例定数 M_c の値は変わってしまうため、種々の条件下で M_c の値に対する指標を与える研究は今後も継続していく必要がある。

マッハプローブを実際に作成する際に、どのような形状で製作したらよいかという疑問がある。まず大きさの点であるが、測定対象を乱さない大きさ(といってもプローブを突っ込めばいやでも乱されてしまうが)で、捕集面積は計測し得る電流値で見当をつける。イオン飽和電流のみ測定するため、通常のプロブより大きめに作ることになる。端子電流が 1 mA 程度であれば抵抗での電圧測定で電流値を測定しても良い。しかし通常のプロブ法と同様に、絶縁アンプなどの仕掛けが必要であろう。10 mA 以上であれば、最近はやい電流センサが販売されているので、探して使ってみるのもよい。信号系とプローブ回路と

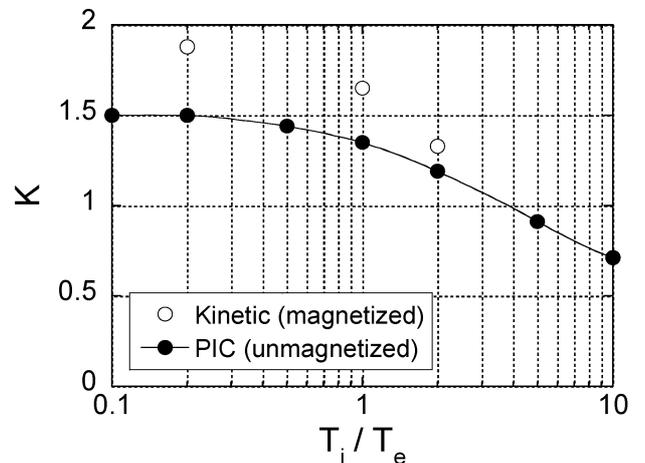


図 3 比例定数 K と温度比 T_i/T_e の関係。●: 非磁化プラズマ条件下での PIC シミュレーション結果 (Hutchinson [15]), ○: 磁化プラズマ条件下での運動論的計算結果 (Chung et al. [12])。

表1 マッハプローブ計測における(14)式中での比例定数Kの値の比較(文献[15]による)。

Author	Kの表式	K ($T_i/T_e = 1$)	補足と文献
Hutchinson		1.34	PIC計算[15]
Drift Maxwell	$\approx \sqrt{2\pi/(T_i/T_e)}$	2.5	式(3)
Hudis and Lidsky	$4\sqrt{T_i T_e}/(T_i + T_e)$	2	Free Fall model[4]
Schats <i>et al</i>	$4\sqrt{T_e/T_i}$	4	Model計算[19]
Solomon <i>et al</i>	$(4/\pi)\sqrt{T_i/T_e}$	1.27	Model計算[20]
Chung <i>et al</i>	1.26 @ $T_i/T_e = 0.1$		Experiment[21]
Oksuz <i>et al</i>	1.3 @ $T_i/T_e = 0.1$		Experiment[22]
Hutchinson	$(0.43\sqrt{1+T_i/T_e})^{-1}$	1.64	Magnetized, fluid model [10]
Chung and Hutchinson		1.7	Magnetized, kinetic model[12]

の絶縁もとれ、直列抵抗による電圧降下の影響も考えなくてよいので便利である。またプローブ径とデバイ長、イオンラーモア半径との関係にも注意する必要がある。捕集面間を隔てる壁の距離と形状については、四竈氏の研究があるので参考にしてほしい[23, 24]。もちろん、捕集面をあまり離しすぎて、もともとのプラズマの密度分布の影響が電流比に出てきてしまうと正しく計測できない。

2.2.3 マッハプローブで流れ方向を測る

前節で紹介したマッハプローブの議論は、常に捕集面は流れの上流と下流を向いているという仮定のもとでの話であった。しかし、実際にプローブ計測を行うとき、あらかじめ流れ方向がわかっている場合などほとんどなく、また時間的に方向が変化するなどといったことは十分あり得る話である。では、マッハプローブは流れ方向が変わってしまった場合に対応できないのであろうか? その対策として、円周方向に多数の捕集面を設けた Gundestrup プローブ [注6][25]や、高速に捕集面を回転させる Rotating Mach probe[26]といった手法が研究されてきた。しかし実際にはそのようなことをする必要はなく、マッハプローブで流れの方向成分をきちんと測定できることが HITOP の研究で明らかにされた。本節では流れ場計測にとって重要な、流れ方向の計測について解説を行おう。

HITOP プラズマでは磁場印加型の MPD (Magneto-Plasma-Dynamic) アークジェットを用いてプラズマ流を形

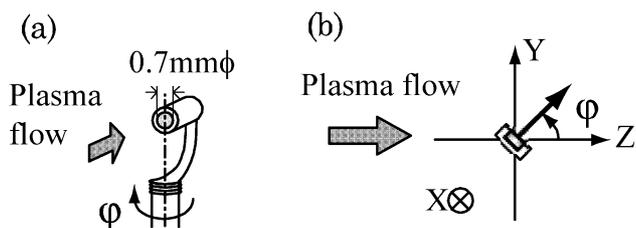


図4 (a)方向性プローブ(DLP)。(b)捕集面と流れ方向とのなす角度 φ 。

成しているため、下流部への軸方向流とともに周方向に回転しており、ヘリカル状の回転流を形成している[27-29]。そのため、時間的な流れ場の変化は少ないが、測定位置を変えることで流れ方向を変化させた実験を行うことができる。

図4に示す方向性プローブ(DLP: Directional Langmuir Probe)を用いて、流れ方向と捕集面のなす角度(φ)依存性を計測する実験を行った。 $\varphi = 0$ の時DLPの電流捕集面は下流方向を向くとして、マッハ数を変えた際に計測されたイオン飽和電流の角度依存性を図5に示す。この図は縦軸に $\ln J_{is}$ をとり、横軸に $\cos \varphi$ をとったもので、マッハ数が低い場合には両者は直線で近似され、マッハ数が1を越えてくると徐々に直線近似では合わなくなり、2次の補正が必要になってくるのがわかる。

つまり、イオン飽和電流と角度との関係は以下の式で近似できる。

$$\ln J_{is} = A + B \cos \varphi + C \cos^2 \varphi \quad (16)$$

これを確認するために、マッハ数を0.6から1.7まで変化させ、その角度依存性を計測し、角度依存性から式の係数A, B, Cの値を測定した結果を図6を示す。ただし、単純のため係数A=1となるように補正をしている。この図5, 6より、確かに式(16)で近似可能であることがわかる。また図の中に点線で示した曲線は単純なフィッティング曲線ではなく、Hutchinsonによる計算結果[15]を示しており、マッハ数の広い範囲で両者は大変良く一致しているのがわかる。

この式を用いて電流比の計算を行ってみる。上流は $\varphi = \pi$ 、下流は $\varphi = 0$ に対応していることから、

$$\begin{aligned} \frac{M_i}{M_c} &= \ln \left(\frac{J_{up}}{J_{down}} \right) = \ln J_{up} - \ln J_{down} \\ &= (A - B + C) - (A + B + C) = -2B \end{aligned} \quad (17)$$

と表される。

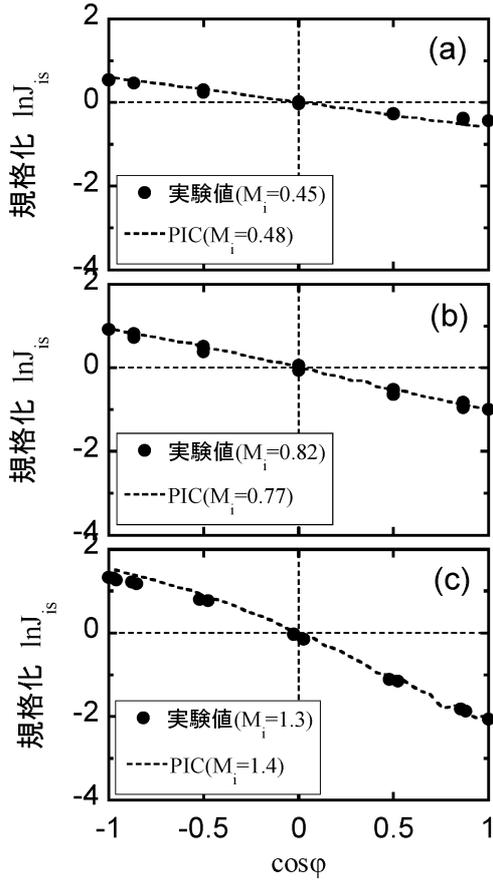


図5 方向性プローブを用いて測定したイオン飽和電流の角度依存. 実験時およびPICシミュレーションでの M_i 値を图中に示す.

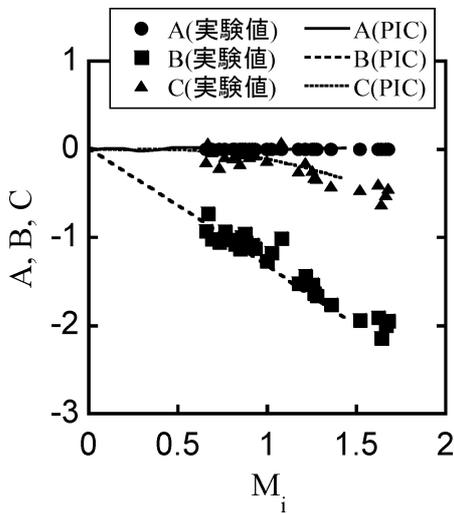


図6 フィッティング係数 A, B, C (実験とシミュレーション結果との比較)

いま, 捕集面とプラズマ流とのなす角度を φ とすると,

$$\begin{aligned} \ln J_{up} &= A + B \cos(\varphi + \pi) + C \cos^2(\varphi + \pi) \\ &= A - B \cos \varphi + C \cos^2 \varphi \end{aligned} \quad (18)$$

$$\ln J_{down} = A + B \cos \varphi + C \cos^2 \varphi \quad (19)$$

より,

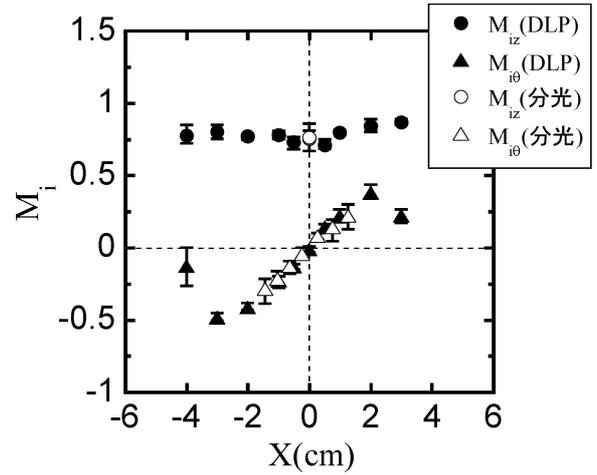


図7 マッハ数の方向成分計測結果 (DLP および分光との比較).

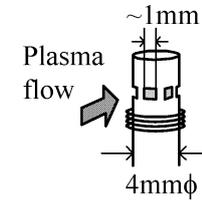


図8 4端子マッハプローブ概略図.

$$\begin{aligned} \ln \left(\frac{J_{up}}{J_{down}} \right) &= \ln J_{up} - \ln J_{down} = -2B \cos \varphi \\ &= \frac{M_i}{M_c} \cos \varphi \end{aligned} \quad (20)$$

となる. すなわち, プラズマ流とプローブ捕集面が正対していない場合でも流れのマッハ数の方向成分が測定できることを示している. これはマッハ数が1を超えた領域においても成り立つ.

実際に HITOP プラズマで流れ場のマッハ数の軸方向成分, 周方向成分を計測し, 分光法を用いた測定と比較した結果を図7に示す.

この結果からもわかるように, 流れ方向を同定するために, たくさんの端子を周方向に並べる必要はなく, 図8に示すような, 互いに90度ずつ角度を変えた4つの捕集面を有した4端子マッハプローブを用いるだけで, 流れ場のマッハ数と流れ方向を同定できること (3次元的な挙動を知るには立方体のような6端子プローブを用いればよい.) を示しており, 実際に実験によっても良好な特性が確認されている.

一方, 磁化プラズマ中ではどうすればよいのだろうか? 磁力線に沿ってプラズマが流れてくればよいが, 磁力線を横切る流れも重要な測定対象であり, 実際には磁力線方向と流れ方向が異なっている場合が多い. 以下で, 簡単な議論を用いてこの効果について考察してみる [30].

磁場が印加されている場合, 磁力線方向には荷電粒子は磁場に起因する力を感じないため, 捕集面と磁力線とのなす角度を θ として, J_{is} を角度 θ でフーリエ分解した際にそ

の奇数次の項は消えるであろう。すなわち、

$$J_{is} = J_{is}^0 \times (1 + k_2 \sin 2\theta + k_4 \sin 4\theta + \dots) \quad (21)$$

と表される。ここで、 J_{is}^0 は磁場がない場合でのイオン飽和電流である。

すると、この値の対数をとった際には、この係数は補正項の足し算として表れてくる。つまり、

$$\ln J_{is} = \ln J_{is}^0 + \ln(1 + k_2 \sin 2\theta + k_4 \sin 4\theta + \dots) \quad (22)$$

となる。したがって、マッハプローブの相対する2つの捕集面での電流比の対数をとった値は、

$$\begin{aligned} \ln\left(\frac{J_{up}}{J_{down}}\right) &= \ln J_{up} - \ln J_{down} \\ &= \ln J_{up}^0 + \ln(1 + k_2 \sin 2(\theta + \pi) + k_4 \sin 4(\theta + \pi) + \dots) \\ &\quad - \ln J_{down}^0 - \ln(1 + k_2 \sin 2\theta + k_4 \sin 4\theta + \dots) \\ &= \ln\left(\frac{J_{up}^0}{J_{down}^0}\right) \end{aligned} \quad (23)$$

となり、結局磁場の効果を考えない場合と一致してしまうことになる。この議論は乱暴なように思われるかもしれないが実際に磁化プラズマ中でのマッハプローブデータを検討する際には有効であろう。いずれにしても磁化プラズマ中での比例定数 M_c の検討も必要であり、今後の実験で研究を進めていく必要がある。

2.2.4 まとめ

マッハプローブを用いた流速の測定は、単純な装置構成であることから様々な場面で用いられてきている。しかし、比例定数の同定に関していろいろな議論が残ったままになっていたため、計測結果の絶対値についての信頼度は低いものがあつた [注7]。

しかし、最近の研究によって、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 のマッハプローブでは(11)式、あるいは(14)式によって電流比 R と M_1 あるいは u_f を求めることができることが明らかとなつてきた。また、その表式は $M_1 > 1$ の超音速領域でも有効である。その際の比例定数 M_c あるいは K の値について本章で紹介をした。しかしながら、マッハプローブで流速を測定するためにはイオン温度と電子温度の情報が必要であり、これらの値は別の計測手法に依存せざるを得ない。

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。本章で紹介したような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り、また磁化プラズマ中においてもこの手法は有効であろう。特に流れ方向の同定には別の計測装置も必要がないため、4端子型のマッハプローブが役に立つと考えられる。今後、さまざまなプラズマ流に対しマッハ数の計測手法としてマッハプローブを使用する際に、本文がその一助になれば幸いである。

謝辞

本章で紹介した実験を実施するにあたり、東北大学工学研究科の渡邊俊明氏、渡邊貴史氏、牧田崇弘氏の協力をいただきました。ここに感謝申し上げます。またご議論いただきました東京大学高温プラズマセンターの門 信一郎氏や工学研究科の四竈泰一氏、客員教授の K.S. Chung 氏に感謝申し上げます。

(注1) Mach は日本語では“マッハ”とドイツ語読みが使われるが、英語ではマックと発音される。とあるハンバーガーチェーンの関東と関西での読み方の違いを思い起こすのは著者の勝手か？ちなみにこのハンバーガーチェーンをマックと呼んでいるのは世界でも日本の関東以北の人だけ？

(注2) 一口にプラズマ流という言葉を使うが、プラズマ中の電子とイオンが同じ速度で動いているというわかりやすい場合はまれで、両者の動きが異なることがしばしばある。周辺部での拡散など密度差が生じる場合には両極性電場が生じ、ほぼ同じ速度で移動するが、一般的に電子のほうがはるかに軽いため動きやすく、イオンはほとんど動かないことも多い。このときは電子電流が電流成分を担って電磁的挙動を示す。また逆にイオンビームなどではビームイオンが周辺の残留ガスを電離し、周辺にプラズマが形成されることがある。このプラズマ中の電子はイオンに比べて遅く、準中性条件を満たすように存在している。わずかなイオンビーム成分があるものをプラズマ流というかは問題があるが、質量の重いイオン流がプラズマ流の担い手と考えるのは素直であることから、プローブ計測でも主としてイオン飽和電流成分を測定することになる。

(注3) 上下流の電流値からマッハ数を算定する方法として、いくらかの論文では式(10)の表式ではなく、 $M_1 = M_c \times 2(J_{up} - J_{down}) / (J_{up} + J_{down})$ を使用している場合がある。これはマッハ数 M_1 が小さいときの近似として考えれば、ほぼ両者は一致する。

(注4) 流速を算出するだけなら T_i と T_e がわかればよい。

(注5) $M_1 > 1$ の超音速領域にプローブを挿入すると、捕集面前面で衝撃波ができてしまい正しく計測できないのではないかという疑問がある。筆者もその疑問に対する明確な解を持っていないが、衝撃波面とプローブ捕集面との間に形成される超音速領域の構造形成など複雑な効果も含めて、 $M_1 > 1$ の領域でも式(14)が有効であると実験結果は示している(ややこしい点はすべて係数 K または M_c が担っていると考えてもよいだろう)。

(注6) 「Gundestrup」という名前は、デンマークの沼地から見つかった大釜(グネストルップの大釜)に由来している。紀元前2, 3世紀頃のものと考えられるが、容器の周

囲には神話の神々が外を向いて描かれている。その様子から、周囲に捕集面をたくさん施したプローブの名前につけたのであろう。絵柄はケルト族の物語のようであるが詳細は不明。このような名前を付けたのは、このプローブが最初に使用されたのが TdeV トカマクだからだろうか？同じように円周方向に周期的に並んでいるという意味で、高周波発振器のジャイロトロンでは「Whispering Gallery mode」という名前がよく用いられる。円周方向に波動モードが立ち壁面近傍で電場強度が強いモードのことを指す。この波動の様子が、壁の近くでささやくと円形の壁を一周して聞こえてくるという「ささやき回廊」という言葉になった。負けずに誰か日本の遺跡にちなんだしゃれた名前を装置につけてほしい。

(注7) マッハ数の絶対値を同定するためには、プラズマが変わるたびに別の計測方法でマッハ数を測って校正することが必要だ、などといった意見もあったほどである。これでは何の計測かわからない。

参考文献

- [1] プラズマ・核融合学会編：プラズマ診断の基礎と応用 (コロナ社, 2006).
- [2] 雨宮 宏, 他：プラズマ・核融合学会誌 **81**, 482(2005).
- [3] H.M. Mott-Smith and I. Langmuir, Phys. Rev. **28**, 727 (1926).
- [4] M. Hudis and L.M. Lidsky, J. Appl. Phys. **41**, 5011 (1970).
- [5] M. Kanal, J. Apl. Phys. **35**, 1697 (1964).
- [6] B.H. Johnson and D.L. Murphree, AIAA J. **7**, 2028 (1969).
- [7] P.C. Stangeby, Phys. Fluids, **27**, 2699 (1984).
- [8] P.J. Harbour and G. Proudfoot, J. Nucl. Mater. **121**, 222 (1984)
- [9] G. Proudfoot *et al.*, J. Nucl. Mater. **128/129**, 180 (1984).
- [10] I.H. Hutchinson, Phys. Fluids **30**, 3777 (1987).
- [11] I.H. Hutchinson, Phys. Rev. **A37**, 4358 (1988).
- [12] K-S. Chung and I.H. Hutchinson, Phys. Rev. **A38**, 4721 (1988).
- [13] A.Ando *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **81**, 451(2005).
- [14] I.H. Hutchinson, Phys. Plasmas **9**, 1832 (2002).
- [15] I.H. Hutchinson, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, 1953 (2002).
- [16] I.H. Hutchinson, Plasma Phys. Control. Fusion **45**, 1477 (2003).
- [17] A. Ando *et al.*, Thin Solid Films **506-507**, 692 (2006).
- [18] A. Ando *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **46**, 335 (2006).
- [19] M.G. Schatts *et al.*, Phys. Plasmas **4**, 3629 (1997).
- [20] W.M. Solomon *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **72**, 449 (2001).
- [21] K.S. Chung *et al.*, Phys. Fluids **B1**, 2229 (1989).
- [22] L. Oksuz *et al.*, Phys Plasmas **8**, 1729 (2001).
- [23] T. Shikama *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **43**, 809 (2004).
- [24] T. Shikama *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **46**, 427 (2006).
- [25] C.S. MacLachy *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **63**, 3923 (1992).
- [26] K. Dyabilin *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **1**, 99 (2002).
- [27] A. Ando *et al.*, J. Plasma Fusion Res.SERIES **4**, 373 (2001).
- [28] M. Inutake *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **78**, 1352 (2002)
- [29] H. Tobari *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **80**, 651(2004).
- [30] K. Nagaoka *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **70**, 131 (2001).