

プラズマ・ガンにおける Stagnation Probe 特性*

雨宮 宏**

1. ま え が き

電離層プラズマをロケット搭載プローブで測定する際の相対速度効果は、クヌーセン数の大きい領域は速度分布を単にドリフト・マックスウェル分布として自由分子的に取扱われる。一方クヌーセン数の小さい領域では、プローブ前後の密度が流れの効果により変化すること、すなわち衝撃波や後流を問題にしなればならず、プローブの形に制約が生じる。

プローブに及ぼす流れの影響を低密度風洞内の実験で円筒プローブについて調べたところ、流れに軸を垂直に置いたときが水平に置いたときよりも電流値が小さくなり、理論[1][2][3]に反する結果を得た。他の風洞実験でも同様の結果が報告されている[4]。原因は種々考えられるが、主としてシースの形が流れに影響されて形をゆがめたり[5]、シースが必ずしもプローブを取囲むとは限らないこと[6]に原因がある。したがって、流体プラズマではシースの形が単純になる様なプローブ、たとえば円筒プローブを流れに平行に置くとか、平板プローブを流れに対し、その面を垂直に置いて、前面のみを用いるとかして、シースの形を単純化することが必要である。

さらに理論と実験の比較は風洞のみならず、衝撃波管、プラズマジェット等の種々の流体プラズマで行なうことが理論の確立に対して必要となる。

本研究は東大宇宙研プラズマ・ガンの共同利用において行なったものであり、流れに面を垂直に置いた平板プローブ (Stagnation Probe) の特性を、流れに軸を平行に置いた円筒プローブの特性と実験的に比較するために行なった。この形のプローブの理論的解析は行なわれているが[7][8]実験データは乏しい。

2. 流体プラズマ中の平板型プローブの理論

クヌーセン数 (平均自由行程/プローブ寸法) が大きい場合には、自由分子的な取り扱い方が行なわれ、速度分布を、ドリフトマックスウェル分布と仮定すると Stagnation Probe の正イオン電流値 I は Impact Probe[9]と同様の式で与えられて

$$I = I_0 [e^{-s^2} + \sqrt{\pi} S (1 + \operatorname{erf} S)] \quad (1)$$

となる。ここで $I_0 = n_1 \sqrt{\frac{kT_i}{2\pi M}} A$ A : プローブ表面積

n_1 : プラズマ密度

* 宇宙研特別事業費による研究論文

** 理化学研究所

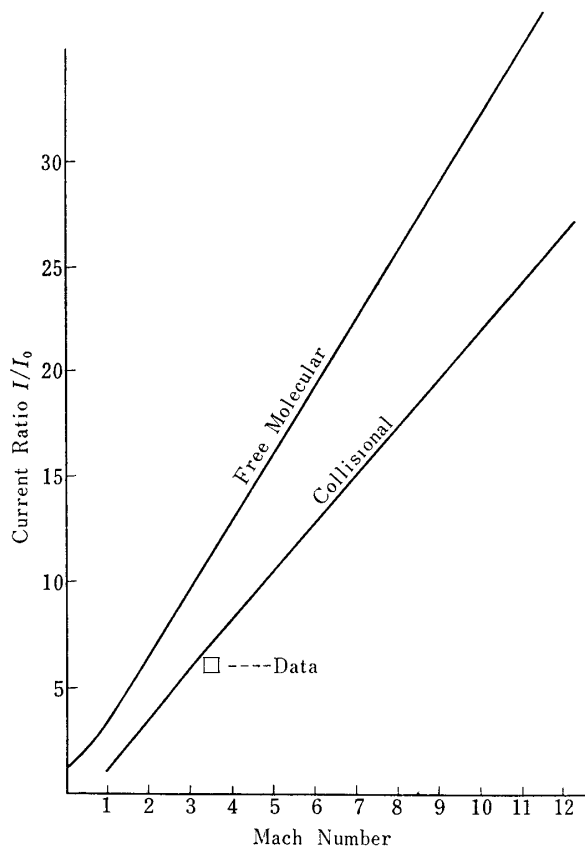
$$S = \frac{u}{\sqrt{\frac{2kT_i}{M}}} \quad u: \text{プラズマの速度}$$

T_i : 正イオン温度

一方クヌーセン数の大きくない場合は粒子間の衝突がきき連続媒質的に取り扱われ、Stagnation Probe の前面に衝撃波が形成され、この衝撃波の Stand-off distance (プローブ表面から衝撃波までの距離) が、シースの厚さより大きいときは、プローブ電流は衝撃波背後のプラズマ密度 n_2 と正イオン温度 T_2 によって決まる。衝撃波背後の値は、Rankine-Hugoniot の関係から決まり、 n_2/n_1 , T_2/T_1 , はマッハ数の関数として与えられている[10]。したがって Stagnation Probe の正イオン電流値 I は、

$$I = \frac{n_2 \sqrt{T_2}}{n_1 \sqrt{T_1}} I_0 = \sqrt{\frac{(\gamma+1)p^2 + (\gamma-1)}{(\gamma+1) + (\gamma-1)p}} I_0: p = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1}(M_a^2 - 1) \quad (2)$$

ここで γ は定圧比熱と定積比熱の比、 M_a はマッハ数である。(2)式は理想的な場合で、衝撃波による加熱イオン化や、境界層の形響を無視している。前者の場合はプローブ電流は(2)式よりも増大し、後者の場合は減少する。(1)(2)式を計算したものを第1図に示す。
($\gamma=5/3$)

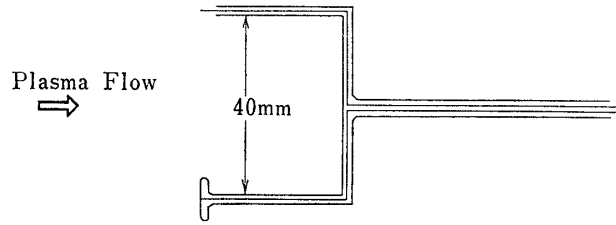


第1図

効果を受けないと考えられるから、したがって、両プローブの正イオン電流比から流れの影響がわかる。

ダブルプローブのデータから電子温度 T_e を求め熱平衡の仮定から正イオン温度 T_i を得る。一方上記測定用プローブの前方に別の小さい円筒型ダブルプローブを配置し、おのこの電流特性を同時観測して time of flight 法により、プラズマ流の速度 u を得、マッハ数

Cylindrical Probe 0.2mmφ, 5mm L

Stagnation Probe 2mmφ
impregnated in 10mm glass disc

第2図

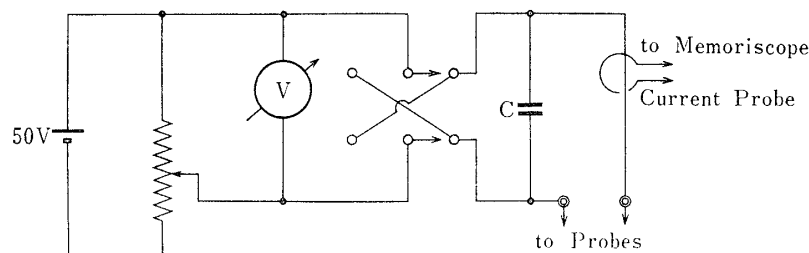
$M_a = \sqrt{\frac{\gamma k T_i}{M}}$ を算出し、マッハ数と正イオン電流比の関係を第1図理論値と比較する。

実験に用いたプラズマ・ガンは管径 4inchφ の同軸型のもので、具体的な装置などについては、宇宙研報告に記載されている[11]。用いたガスは水素で、これを約1気圧の貯気槽に貯えておき、高速バルブを通してガン放電部に微量ずつ導入する。放電はこれより 350μsec 遅れて、充電されたコンデンサ・バンク (20μF, 耐圧 30kV) を放電することにより行なう。この放電サイクルは約1分間に1回の割合で自動的に繰返される。ガンの前方にはアースされたグリッドがそう入され、プラズマを安定化している。

4. 実験結果

1. ダブルプローブ特性

プラズマ・ガンから 160cm のところに、測定用プローブをプラズマ・ガンのガラス管軸に対称に 4cm 離して配置した。ガン充電電圧は 16kV に設定した。プローブ測定回路を第3図に示す。



第3図

プラズマガンには各作動ごとにバラツキがあるため (写真1の様に再現性のよい場合もある) 一つのプローブ電圧について5ないし7個の電流データを取り中間の3個を採用した。写真2に電流波形の一例を示す。電流値としてはピークの値を採用した。ダブルプローブ特性の一例を第4図に示す。このデータから Johnson-Malter の式[12]。

$$\ln\left[\left(\frac{\sum i_p}{i_{e2}}\right) - 1\right] = -\phi V_d$$

を使って電子温度を求めると

$$T_e \cong 1.8 \text{ eV}$$

となった。

プラズマは完全に回転軸対称でなく、左右に密度差があり、したがって Stagnation Probe と円筒プローブの両者をプラズマ・ガン管軸のまわりに 180° 回転した場合との相乗平均をとった。

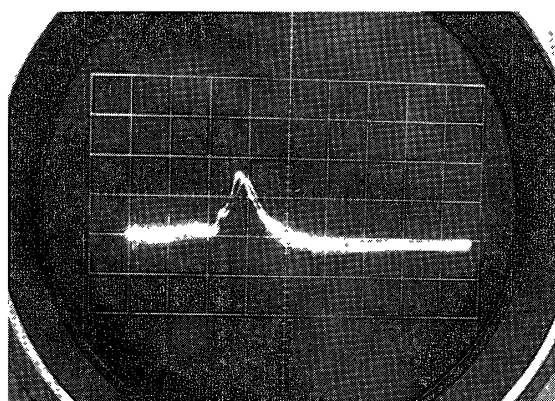


写真1 Ion current profile of stagnation probe showing a good reproducibility

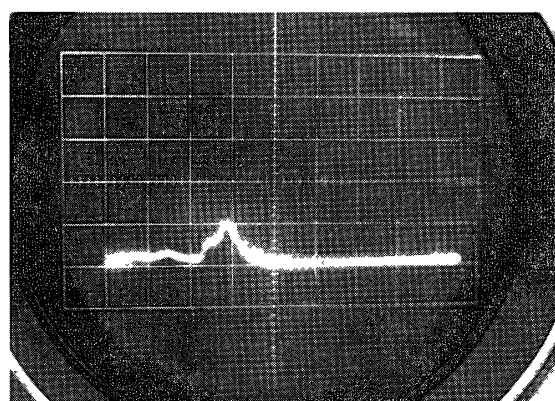
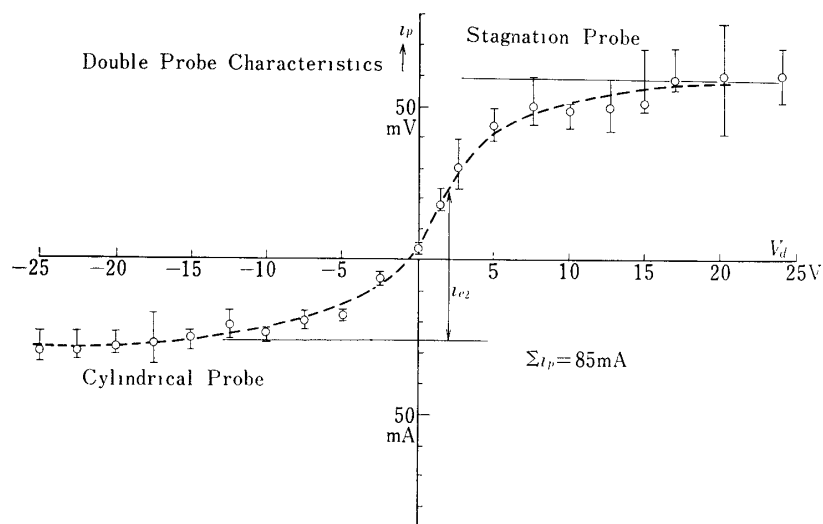


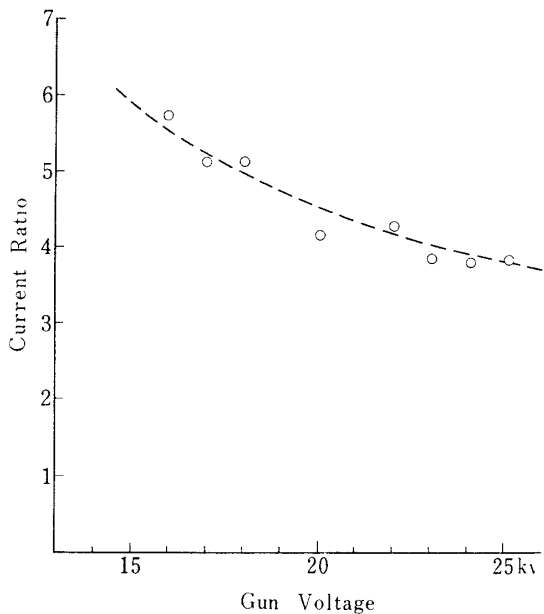
写真2 Ion current of stagnation probe. 100 mA, $20 \mu \text{ sec/div}$. $V=20 \text{ volts}$



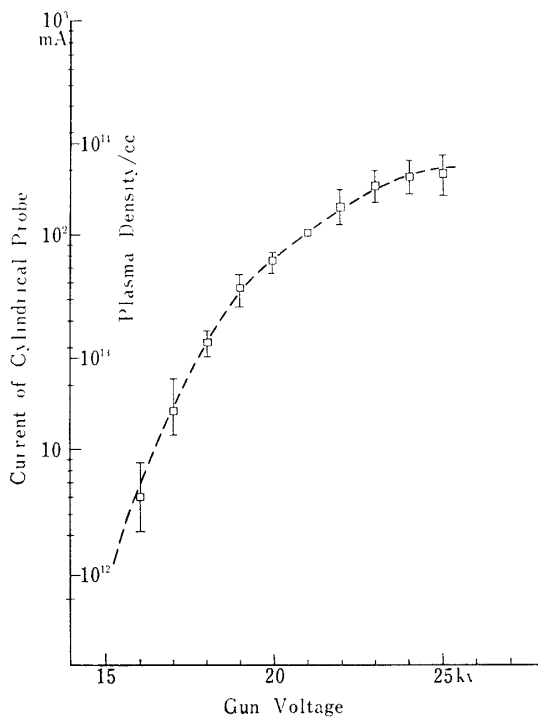
第4図

2. Stagnation Probe と円筒プローブの電流比測定

第4図をみると $\pm 15 \text{ V}$ でほとんど正イオン電流は飽和している。したがって別の基準電極に対し両プローブの電圧を -15 V 一定にした状態でメモリ・スコープの $1 \mu \text{ sec}$ チョッパーを用い Stagnation Probe と円筒プローブの正イオン電流を同時測定した。基準電極としては、 $14 \text{ cm}\phi$, 5 cm 長のリングを用いた。同時測定では電流比のバラツキは比較的少なく、ガン充電電圧と共に少しずつ減少した。(第5図)



第5図



第6図

プラズマ密度はガン充電電圧と共に第6図に示す様に増加する。プラズマ密度 n は、円筒プローブの電流から公式

$$I = ne\sqrt{\frac{kT_e}{2\pi M}} A$$

を用いて算出した

3. 速度測定

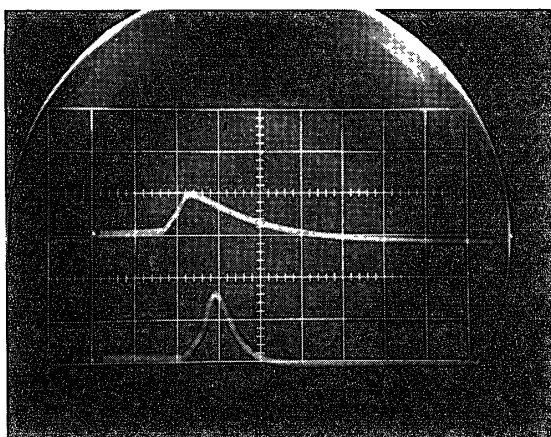
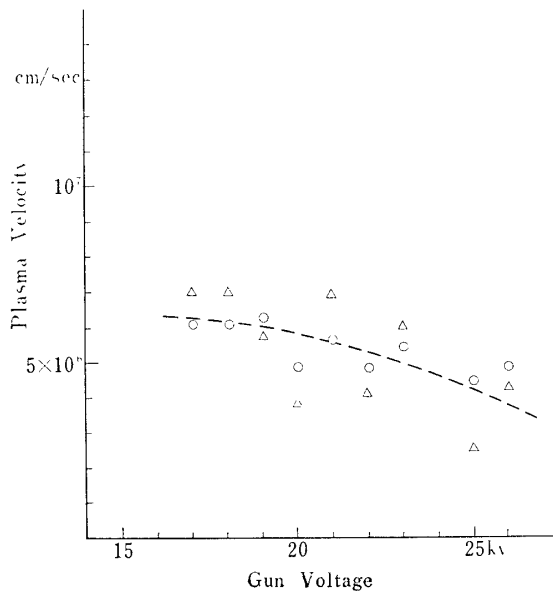


写真3 Currents of double probes placed at 120 cm (upper) and at 160 cm (lower) from the gun charged to 21kV 20 μ sec, 100 mA/div



第7図

別の円筒形ダブルプローブをプラズマ発生部から 120cm のところに置き、測定用プローブと同時測定をし、time of flight 法によりプラズマ・ガンの速度を求めた。写真3はその一例で、上は円筒形ダブルプローブ、下は測定用プローブの電流波形で両者間の距離は 40 cm である。この写真でピーク間の時間差から求めた速度 (Δ) および放電開始からピークまでの時間差から求めた速度 (\circ) を第7図に示す。

5. 考 察

マッハ数とプローブ正イオン電流比の関係を一例としてガン充電電圧 16kV の場合について考える。プラズマ速度 $u=6.5 \times 10^6$ cm/sec, $T_i=T_e=1.8$ eV を代入してマッハ数は $M_a = u / \sqrt{\frac{\gamma k T_i}{M}} = 3.5$ を得る。電流比 I/I_0 を第1図にプロットするとは理論からの値よりやや下にくる。

イオン-イオン間の平均自由時間は Spitzer[13]により

$$t_c = \frac{11.4 T^{3/2}}{n \ln \lambda}$$

上式に $\ln \lambda \cong 10$, $T \cong 20000^\circ\text{K}$, $n \cong 3.10^{12}$, 正イオンの平均速度 $\bar{u} \cong 1.8 \times 10^6$ cm/sec を代入して、イオン-イオン間の平均自由行程 $\lambda_{i,i}$ は、

$$\lambda_{i,i} = 2\text{cm}$$

したがって、プローブ寸法 8mm と比較してクヌーセン数は 1/4 となり現象は自由分子的と連続媒質的との中間と考えられる。一方円筒プローブ (0.2mm ϕ) に対してクヌーセン数は 10 となり自由分子的と考えてよい。

シースの厚さ d は $\frac{3}{2}$ 乗則

$$j = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{M}} \frac{V^{3/2}}{d^2}$$

に $j=60$ mA/ π mm², $V=15$ V を代入して $d \cong 2.1$ mm, 一方プローブ表面から衝撃波までの距離 δ としては球の場合の Liepmann-Roshko[10] のデータより $\gamma = \frac{7}{5}$ の場合であるが $\delta/D =$

0.3~0.4 を採用すると ($\gamma = \frac{5}{3}$ ではこれより大きくなる) $\delta \cong 2.4$ mm~3.2mm 程度となる。

したがってシースの厚さは衝撃波の Stand-off distance に比してやや小さい。それゆえ衝撃波からシース面までの間に境界層が形成され、プローブの経験するプラズマ密度、正イオン温度は、衝撃波背後の値よりも少し低くなっていると考えられる。

電流比がガン充電電圧と共にやや減少するのは、ガン充電電圧と共にマッハ数が少しずつ低くなることを示す。また、プラズマ速度と共に電流比の増大する傾向は、プローブに対する流れの効果を表わしている。

マッハ数を算出するうえで正イオン温度が必要となるが、これは實際上ガンの充電電圧によって変化すると考えられるが、これを検出するのにダブルプローブを用いて、 $T_e \sim T_i$ の仮定を用いることは、精度上好ましくなく、別の適当な方法たとえばスペクトルのドップラ

幅による方法を用いる必要がある。しかし測定は既存の分光器の精度 ($16 \text{ \AA}/\text{mm}$) からは不可能であった。

マッハ数対電流比の関係を実験的により明確にするためには、プラズマ・ガンの各作動ごとに、正イオン電流比、正イオン温度、プラズマ速度を同時測定するのがより好ましい。

6. ま と め

流体プラズマ中のプローブ特性に関する実験として、プラズマ・ガンを用いたが、主として高速バルブによるガス分布のばらつきにより、再現性の点で問題があった。したがってデータを各作動ごとに全部とってしまうこと、特に、正イオン温度を瞬間的に測定できる方法が望まれる。ここでえられた結果から、プローブ電流は連続媒質的な理論で大体説明されることが分ったが、より詳細な比較は今後に残されている。

謝 辞

この実験は、1970年7月宇宙研プラズマ・ガン共同利用により行なわれたもので、実験に当り、常にご指導頂いた河島信樹助教授に感謝致します。またプラズマ・ガンの実際上の運転において矢守 章氏にお世話頂き、プローブをプラズマ・ガンで使用するに際し、種々ご討論を賜った伊藤富造助教授、久保治也氏に感謝致します。

1971年1月14日

参 考 文 献

- [1] M. Kanal: *J. Appl. Phys.* Vol. 35 (1964) p.1967.
- [2] F.O. Smetana: *Rarefied Gasdynamics (Academie Press 1963)* p.65.
- [3] H. Amemiya and T. Dote: *Jap. J. Appl. Phys.* Vol. 5 (1966) p.957.
- [4] A. A. Sonin: *AIAA. J.* Vol. 4 (1966) p.1588 (7) L. Talbot
- [5] D. F. Hall, R. F. Kemp, and J. M. Sellen: *AIAA. J.* Vol. 2 (1964) p.1032.
- [6] W. Sawchuk: *Rarefied Gasdynamics (Academie Press 1963)* p.33.
- [7] L. Talbot: *Phys Fluids* Vol. 3 (1960) p.289.
- [8] P. M. Chung: *Phys. Fluids* Vol. 7 (1964) p.110.
- [9] H. S. Tsien: *J. Aero Sci* Vol. 13 (1946) p.653.
- [10] H. W. Liepmann and A. Roshko: *Elements of Gasdynamics (1960)* 玉田珧訳
- [11] 久保, 矢守, 伊藤, 河島 東大宇宙航空研究所報告 第6巻 (1970) p.232.
- [12] E. O. Johnson and L. Malter: *Phys. Rev.* Vol. 80 (1950) p.58.
- [13] L. Spitzer: *Physics of Fully Ionized Gases (1961)* p.133.