パルスのマイクロ波放電による 低密度ガス流の直視法*

岡林典男，遠山潤志，石塚 浩**

(東大理・物理)

(1966年4月27日受理)

§1 はじめに

核融合装置，プラズマの研究において，中性ガスのパルスの注入がしばしば行われ，多量のプラズマを作る為の重要な手段となっている。高速度弁の機械的な動作はよく調べられ¹⁾，更に高速度の動作を目指す新しい設計や試験も種々行われている。²⁾ しかしながら，高速度弁から流れ出るガス流の性質については，実験も理論も少く^{3) 4)}，いろいろな高速度弁に適用出来る定説は確立されていない。その理由の一つとして，非定常な低密度ガス流を測定する手段の乏しさがあげられよう。

低密度ガス ($10^{-3} \sim 1 \text{ mmHg}$) のふるまいを調べる為に，一般には Marshall⁵⁾ のゲージ (開いた 6 AH 6) やその変形が用いられるが，それには幾つかの欠点がある。ゲージの存在がガスの流れを乱すこと，ガス圧の分布を一時に全体にわたって見ることが出来ないこと等である。Electron beam densitometer⁶⁾ もある場所におけるガス圧しか測れない。シュリーレン法や干渉法などの光学的測定は，ガス圧が 1 mmHg 以下では難しい。

そこで我々は強いパルスのマイクロ波を低密度ガス流に当てゝ放電を起させ，その発光状態によ

* Instantaneous Visualization of Rarefied Gas Flow by Means of Microwave Discharge

** Michio Okabayashi, Hiroshi Toyama and Hiroshi Ishizuka
(Department of Physics, University of Tokyo, Tokyo)

ってガスの分布を見積る方法を考案した。これと似た方法に、ガス噴出口に電極等を取付けて放電を起させ、そのアフターグローによって流れの様子を調べる方法があるが、流れがもはや中性ガスの流れではないという問題がある上に、流れが噴出口から遠ざかると光の強度が減ってしまうこと、各瞬間におけるガスの分布を知る為には時間分解した写真をとる必要があることなどの為、高速度弁からのガス流を調べるには適さない。我々の方法によれば、或る瞬間(と云っても数 μ sの巾を持つが)におけるガス分布を測るのに、普通のカメラがあればよい。

この方法を用いてガスの分布状態をどこ迄定量的に知り得るかは今後の問題であるが、ガス流の性質を少くも定性的に把握し、高速度弁やそれに附随するノズル、スキマー等を改善しようという際には有益な手段となる。事実我々はこの方法を適用して見て、高速度弁からの流れが超音速流であることを確認し得たし、またノズルにより平行流が作れること、流れが壁等に触れて衝撃波を生じる有様などを知ることが出来た。パフからの流れの物理的解釈、パフの改良等についての詳しい研究は機会を改めて報告したい。

§ 2 測定法の原理

パフから流れ出したガスは拡がりを持っている。それへマイクロ波をあてるとある範囲だけ放電すると思われるのであるが、放電範囲(L)と中性ガス分布の関係、特に中性ガス分布の半値巾(a)との関係を調べ、中心での密度(p_0)及び半値巾(a)が増加したり、減少したりすると、 L/a がどのように変るか明らかにしておく必要がある。以下不均一ガスにおけるマイクロ波放電範囲について考察してみよう。

微分方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} n - \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial}{\partial x} n \right) - \nu n = 0 \quad (1)$$

n : 電子密度

D : 電子の拡散係数

ν : ionization frequency

一様にガスが詰められた放電管中の D 、 ν はいろいろ実験^{9,10)}があつて知られている訳であるが、不均一ガスの場合にも、 D 、 ν は物理的に考えてその場所だけの函数であるので、均一ガス

パルスのマイクロ波放電による低密度ガス流の直視法

分布で、密度を変えて求められた $D(p)$, $\nu(p)$ をそのまま $D(p(x))$, $\nu(p(x))$ として使用する。

$$\nu = \frac{e E_c^2}{u_i m \nu_c}$$

$$\nu_c = 2 \sim 5 \times 10^9 \text{ p}^{9,10}$$

$$E_c^2 = \frac{E^2}{1 + \left(\frac{\omega}{\nu_c}\right)^2}$$

$$E^2 = \frac{E_p^2}{2}$$

E_p : マイクロ波のピーク電圧

p : 密度 (気圧 mmHg 単位)

u_i : 電子1ヶを中性分子より放出させるのに必要なエネルギー

D_p : $2.9 \sim 3.2 \times 10^5$

(数字の入っている式は, mmHg, cm単位で測る。

我々の場合 $\omega \gg \nu_c$ であるから

$$\nu = \nu_0 p(x) = \nu_0 p_0 f(x)$$

$$D = \frac{D_0}{p} = \frac{D_0}{p_0} \frac{1}{f(x)}$$

我々のマイクロ波は 1 kV/cm の電場であるので

$$\nu_0 = (2.4 \sim 0.8) \times 10^9$$

$$D_0 = 3 \times 10^5$$

式は

$$\frac{\partial}{\partial t} n - \frac{D_0}{p_0} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial x} n \right) - \nu_0 p_0 f n = 0$$

となる。簡単には解けないのでモデルを考えてみる。

モデル 1

放電が起ったとして、一定の距離 ($2L$) の中では成長速度 (τ) で電子数 (n) が増加して、 $x \geq L$ では電子数は 0 とする。実際には電子数は急に $x = L$ で 0 にはならず指数函数的に減少していく訳であるがほぼ 0 であると近似する。言いかえれば $x = L$ のところに電子の吸収壁が自然に出来るとする。始めから L が分っている訳ではないので (L) と (τ) の関係が求まることになる。

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{n}{\tau} \text{ とし}$$

$$\frac{p_0^2 \nu_0}{D_0} a^2 \equiv k^2 a^2 \text{ が我々の場合}$$

電場が大きいために、 $30 \sim 70$ と

言う大きな値になることから、

WKB法を使って解くと

$$n = c \frac{t}{\tau} \sqrt[4]{\frac{f}{f-b}} \cos \left\{ k a \int_0^{x/a} \sqrt{f(f-b)} dz \right\}$$

$$z = \frac{x}{a}$$

$$b \equiv \frac{1}{p_0 \nu_0 \tau}$$

$$f(z) = c - z^2$$

$x = L$ で $n = 0$ より

$$k a \int_0^{L/a} \sqrt{f(f-b)} dz = \frac{\pi}{2}$$

もし、 f が一様で $f = 1$ とするとこの式は

$$\sqrt{\frac{\nu}{D}} L \sqrt{1 - \frac{1}{\tau \nu}} = \frac{\pi}{2}$$

成長速度(τ)が非常に遅くて $\tau = \infty$ でもよいとすると、よく知られた一様放電管中の放電開始条件

$$\frac{D}{A^2} = \nu$$

$$A = \frac{\ell}{\pi}$$

ℓ : 放電管直径

が出る。それには我々の場合 $\ell = 2L$ と置けばよく、確かに $2L$ は直径を表わしている。だからこのモデルでは ka を固定した場合、 L/a の最小値が放電の起った場合の最小範囲を与えることになる。 L/a の大きい方の限界はモデルの不自然さをなくすると変化すると思われるので、重要ではないであろう。(いろいろな τ については第1図を参照)

モデル 2

モデル1より少々精密にして $x \rightarrow \pm\infty$ で $n \rightarrow 0$ で、 $|x| \leq L$ では成長速度(τ)であるが、 $|x| \geq L$ では $\tau = \infty$ として、同じくWKB法で求めると解は

$$|x| < a\sqrt{-\log b} \quad n = A e^{\frac{t}{\tau}} \sqrt[4]{\frac{f}{f-b}} \cos \left\{ ka \int_0^{\frac{x}{a}} \sqrt{f(f-b)} dz \right\}$$

$$a\sqrt{-\log b} < |x| < L \quad n = B e^{\frac{t}{\tau}} \sqrt[4]{\frac{f}{b-f}} \exp \left\{ -ka \int_{\frac{x}{a}}^L \sqrt{f(b-f)} dz \right\}$$

$$L < |x| \quad n = C \sin \left\{ ka \int_{\frac{x}{a}}^{\infty} f dz \right\}$$

関係式は

$$ka \int_0^{\sqrt{-\log b}} \sqrt{f(f-b)} dz = \frac{\pi}{4}$$

$$b \left(\frac{L}{a} \right) f \left(\frac{L}{a} \right) + 2ka \left\{ b - f \left(\frac{L}{a} \right) \right\} \sqrt{\frac{b}{f \left(\frac{L}{a} \right)}} - 1 = \frac{2ka \{ b - f \left(\frac{L}{a} \right) \}}{\tan \left\{ ka \int_{\frac{x}{a}}^{\infty} f dz \right\}}$$

①モデル1の解 ($\tau=\infty$)

モデル1の解は最少の L/a を与えると思われるので $\tau=\infty$ のこの線①より上方の条件では放電不可能である。

②モデル1の解は線②と線①の間に存在する。

しかし線②は § 2 で述べたように重要ではないと思われる。

③モデル2の解がこの線③に近づくとき近似が悪くなる。

④モデル2の解

⑤モデル2の解であるが③と一致する処は近似が悪い。

Fig. 1 中性ガスが $p_0 e^{-\left(\frac{x}{a}\right)^2}$ の分布をしている場合放電する範囲

これはW. K. B法の接続からと、 $|x| = L$ でLogarithmic derivativeが連続と言う条件から出る。これによりka を定めると、b (従って τ) 及び L/a も求まることになる。

ka が大きいときには

$$b = 1 - \frac{1}{ka}$$

モデル 3

モデル 2では電子密度分布の場所依存性の精度があるように求めたのであるが、その際に求められた時間依存のパラメータbを、それ以外の方法で求めたものと比較し、モデル2 及びその近似法の良否を考えてみたいと思う。

微分方程式(1)の解は一般には $\int d\lambda e^{\lambda t} \varphi(x, \lambda)$ であり、近似的に扱う場合 $\varphi(x, \lambda)$ としてはいろいろな型を取り得るが $x \rightarrow \pm\infty$ で $n=0$ となるようなものを取るのが自然であるように思われる。例えば $\varphi(x, \lambda) = e^{-\frac{1}{2\beta(x)}x}$ を取り、境界条件を考慮に入れると、連続的な積分ではなくて離散的になり $\sum_{\lambda} e^{\lambda t} e^{-\frac{1}{2\beta(\lambda)}x^2}$ で表わされる。離散的であるから実際の現象を主に支配するのは λ の最大のものであろう。変分法で λ の最大値を求めてみると、 λ とbには、

$b = \frac{\lambda}{p_0 \nu_0}$ の関係があるので、b が求まり

$$b = \frac{\lambda}{p_0 \nu_0} = - \frac{4(\beta^2 + \beta - \frac{1}{2})}{(2-5\beta)(1+\beta)\sqrt{1+\beta}}$$

$$k^2 a^2 = \frac{(2-5\beta)(1+\beta)^{3/2}}{2\beta^2(1-\beta)^{5/2}}$$

b と ka の関係は、ka が小さい方ではモデル2の結果と factor 2程ずれるが、ka が大きいときは

$$b = 1 - \frac{1}{ka}$$

でモデル2と一致する。

よってモデル2の解は時間的にも満足 of いくものであるように思われる。このモデルでは電子分布の半値巾が求まるが、放電範囲についてはわからない。

二次元でも式及び結果は同じなので中性ガスが円柱状に存在してそれが拡散していく場合にマイクロ波で放電させたとなると L/a がどのように変わっていくか、大体の様子を知ることが出来る。それには、 p_0 、 a とも拡散により時間的に変化していくが、ガスの全量は一定であるとなると、 $p_0(t)$ 、 $a(t)$ の間に

$$\int_0^\infty p_0 f 2\pi r dr = \text{const} \quad \text{より}$$

$$p_0(t) a^2(t) = \text{const} \quad \text{と言う関係がある。}$$

ka と言う量は $k = p_0 \sqrt{\frac{\nu_0}{D_0}}$ のため

$$\frac{1}{ka} \propto a(t)$$

半径が2倍になれば $\frac{1}{ka}$ も2倍になることになって、 $\frac{1}{ka} = 0.05$ が最初とすると、モデル2によると $L/a = 1.65$ で半径が4倍になるまで観測したとすると $L/a = 1.20$ で約25% L/a が減少することになる。つまり観測した放電範囲が全く変化せず拡散がないようにみえても30%程中性ガスの半値巾が増していることになる。

上述のモデルでは成長速度が場所により変わらないこと、電場の絶対値が場所により、又時間的に変化しないと仮定している。電子密度成長が遅い場合及び初期においては成立するが電子密度が増加して電場が変化するようになると(後述)最早正確ではなく、電子密度分布は変わってくる。しかし放電範囲($2L$)は放電開始初期に成長し始めた範囲が現象の大きさを主に決めていると考えてもよいと思われる。つまり電子分布について最早正確でなくとも初期の放電成長範囲($2L$)は放電の起る範囲をだいたい与えていると思われる。

パルスのマイクロ波放電による低密度ガス流の直視法

Fig. 2 実験装置概略

§ 3 装 置

実験装置の概略を第2図に示す。ガス流を調べるプロセスは次のようである。まず真空容器内を 1×10^{-5} mmHg 以下にひいておく。高速度弁を働かせた後、或る時間遅らせてマグネトロンを働かせると、マイクロ波がホンを経て放射され、真空容器内にはその時刻のガス圧分布に応じて放電がつく。その形は肉眼でもわかるし、写真にとることも出来る。マイクロ波をかける時刻を順次変えて以上の観測を繰返せば、流れの状態の時間的変化がわかるわけである。

装置の主要なパラメータは下表の如くである。パラメータの撰択に当たっての若干の注意を下に述べる。

(i) マイクロ波

1 パルスで充分強い放電発光を起させるには、マイクロ波のパワーが強くないてはならないのは当然であるが、同時に周波数も或る程度高く振ねねばならない。それは、プラズマの誘導率を考えればわかるように、波長 λ (cm) の波は $10^{13} / \lambda^2$ (cm^{-3}) 以上の電子密度をもつプラズマに入れず、従ってその密度を越す放電を起せないからである。Sバンド2 MWを用いると、放電は一樣な 10^{-3} mmHg 台のガス中においてもSSSフィルムに写せる程度に明るい。パルス幅については、放電後の光の減衰の時定数と合わせて数 μs 程度であれば、實際上、測定分解精度に影響しない。仮にガスが 1000m/s の速さで動いていたとしても、光りながら動く距離は数mmである。

装置の主要なパラメータ

マイクロ波	発振管：マグネトロン V $\bar{X}$ 4061 周波数：2998Mc 出力：2 MW , 2 μs 幅。
高速度弁	Lowder and Hoh ¹¹⁾ の型
真空容器	コーニング・ダブルタフ・パイプ。6" ϕ 直管, 十字管等可換。
放射線源	Sr ⁹⁰ 10 mCi
撮影方法	35 mm カメラ (フィルムSSS) またはポラロイドカメラ (ASA 3000)。シャッター開放

パルスのマイクロ波放電による低密度ガス流の直視法

Fig. 3 放電容器内の電場分布

観測すべき空間において，マイクロ波電場の強さは一様であることが望ましい。ホーン（開口が $20\text{ cm} \times 40\text{ cm}$ のピラミッド型）を用いてマイクロ波を拡げ，必要に応じて金属レンズを使用して電場の一様化を図った。マイクロ波電場強度の分布を測った結果は第3図の如くであり，真空容器全体にガスをつめて放電させた写真は第4図の如くである。

マグネトロンは負荷インピーダンスによって発振が変化するので，フェライト・アイソレータを用いてガス放電の影響を受けないようにした。

(ii) 放射線源

短いマイクロ波パルスで再現性よく放電を起させるには，可成り強い放射線によって種を作る必要がある。例えば MacKonald et al.⁹⁾ によれば，CWのマイクロ波放電には $5\text{ }\mu\text{ Ci}$ でありがパルスのマイクロ波放電には 5 mCi の Co^{60} （ガンマ線源）を必要とした。我々は 10 mCi の Sr^{90} （ベータ線源）を真空容器に入れて， $10^{-2} \sim 10^{-3}\text{ mmHg}$ 台のガス圧においても，可成り再現性よく放電が起るようにした。

(iii) 真空度測定

ガス流中のガス圧分布を知るのに，従来の fast ionization gauge（開いた 6AH6）を使用する。このゲージの静特性（コレクター電流のガス圧依存性）は容易に測定出来るが， $5 \times 10^{-3}\text{ mmHg}$ 以上のガス圧においては直線性がない。そしてそこでは静特性をそのまま非定常な流れの測定に適用するのは誤りである。コレクター電流のみでなくグリッド電流の変化をも測定して，静特性から動特性を導く手続きを踏んで，流れの場合の測定に用いる。

Fig. 4 放電容器全体にガスをつめた場合の光強度
の一様性（アルゴン 0.06 mmHg ）

パルスのマイクロ波放電による低密度ガス流の直視法

10^{-3} mmHg 以上の一様定常状態のガス圧を測るにはピラニ・ゲージを用いたが、これはガスの種類によって感度が著るしく変る。たとえばアルゴンについて、ガス圧が数 mmHg 以上になると感度はほとんど無くなる。その為ピラニ・ゲージを、標準較を用マクレオード・ゲージにより較正した。

(V) 高速度弁 (第5図)

手軽に製作出来、コンデンサ・バンクも比較的小容量ですむ Lowder and Hoh の型を用いた。コイルは7ターン、コンデンサ容量は $6 \mu F$ 、充電圧は $5 \sim 7 kV$ 、弁の背圧は $1 \sim 5$ 気圧とした。ガス噴出口には diverging nozzle を取り付けられるようにし、また下流に挿入するスキマーをも準備した。

§ 4 測定法に関する実験

§ 2 で述べた測定原理を実験的に調べるために、パフーノズルスキマーの系を用いてガス流を作り、fast ionization gauge により求めたガス圧分布と我々の方法による発光状態とを比較した。Fast ionization gauge (6AH6) を、スキマーから管軸に沿って約 $10 cm$ 離れた位置で径方向に動かして得たガス圧分布は第6図aの如くである。この図から、ガス圧分布の半値巾はガス注入量によらず約 $5 cm$ である。これに対しマイクロ波放電の光は、軸方向の同一位置において、約 $5 \sim 7 cm$ の巾をもっている。第6図aの曲線(1)に対応する写真を第6図bに示す。この測定から § 2 に記したモデル 2 は、 L/a に関して大体よいと思われる。

しかし発光の強さは、§ 2 において計算した電子密度ほど強いガス圧依存性を示さない。むしろ、光る部分はほぼ同じ明るさに写真に撮れる。こゝで考えられるのが電子密度や光量の飽和である。このことを確かめるために、ガラス管内に一樣にガスを充して、マイクロ波放電により生じる電子密度や光量を測定した。

ダブル・プローブをガラス管の径方向に動かした時の出力の例が第7図である。電子密度はマイクロ波入射側のガラス管附近で高いが、壁から $2 \sim 3 cm$ 離れるとほぼ一定になっている。その値は誤差の範囲で $n \approx 10^{11} cm^{-3}$ 、即ち $\omega_p \approx \omega$ を成立させる密度と云える。尚電子密度は、放電開始直後に約 $30 eV$ 、マイクロ波が切れる時刻に $5 eV$ 程度である。

放電と同時にプラズマ内のマイクロ波電場は極めて低くなることも観測された。

移動スリットを用いて光量の径方向分布を測った結果を第8図に示そう。各時刻においてはほぼ一樣な分布をなしている。ただし、ガス圧が数 mmHg 以上になるとこの一樣性が崩れ、ホーン側の

NOZZLE (DEMOUNTABLE)

Fig.5 高速 弁

パルスのマイクロ波放電による低密度ガス流の直視法

Fig. 6 (a)

(b)

Fig. 6 (a) 6 AH6 による測定。アイオニ・ゲージの振れが① 5×10^{-4} mmHg ② 6×10^{-4} mmHg ③ 7×10^{-4} mmHg ④ 8×10^{-4} mmHg ⑤ 9×10^{-4} mmHg の時

(b) ① と対応した放電写真

パルスのマイクロ波放電による低密度ガス流の直視法

Fig. 8 フォト・マルによる径方向の光強度測定
(0.1 mmHg)

- ① マイクロ波パルス開始後 0.5 μ sec
 ② " 1.2 "
 ③ " 3.2 "

④

⑤

①

②

③

⑥

Fig. 9 ① ダブル・プローブ 測定

② "

③ "

④ フォトマルによる光強度

⑤ "

⑥ "

0.3 mmHg 1 μ sec/div 1 V/cm

0.1 mmHg " 1 V/cm

0.05 mmHg " 1 V/cm

0.3 mmHg 1 μ sec/div 0.5 V/cm

0.1 mmHg " 1 V/cm

0.05 mmHg " 0.5 V/cm

パルスのマイクロ波放電による低密度ガスの直視法

壁近くのみが光るようになる。

ガス圧による現象の違いは、放電開始時刻の変化として現れる。ダブル・プローブと光電子増倍管の出力の典型的な例を第9図に並べるが、これからガス圧が低い時に放電開始が遅れる様子が明瞭であろう。

このような測定から測定法について次のように云えよう。§2で与えた記述は、電子密度の増加に伴うマイクロ波電場のシールド効果、それによる電子密度や光量の飽和、両極性拡散への拡散状態の移向等を考慮していないという点で不充分である。従って、光量の測定からガス圧分布を量的に求めようとすれば、更に複雑な考慮を払わねばならない。しかしマイクロ波の波長程度以内の領域におけるガス圧分布の半値巾など知るには有効である。飽和効果によって発光のコントラストは下るが、ガス圧の高い場所は低い場所よりも明るい。例えばガラス管内に一様に薄くガスを充しておき、そこにパフからガス流を注入してみると、確かに shock line が現れるのである(第10図)。

Fig. 10 一様ガス(3.5×10^{-2} mmHg アルゴン)
にパフでガス(空気)を注入して
700 μ sec 後

§5 パフからのガスの流れへの応用

我々の用いたパフでは、電源コンデンサの充電電圧、アルミ・ディスクの可動距離、パフの背圧を変えることによって注入するガス量を制御出来る。その量は大巾に変えられるがマイクロ波放電が起り得るのは、約 10 mmHg cc 以上のガスを注入した時である。同一量のガスを注入した場合も、上記のパフのパラメータの組合せ方によって流れの様子が異なることがまず判明した。興味ある流れが得られるのは、パフの背圧を $3 \sim 4$ 気圧と高めた場合である。マグネトロンを働かせるタイミングを順次変えて撮った一連の写真を第11図に示す。第5図のノズルは取付けてない。この写真からまた、流れの速度が $500 \sim 550 \text{ m/s}$ と超音速であることが知られる。このことはパフの前方にナイフ・エッジを置いて同様の実験を行い、発生するマッハ・コーンの角度（マッハ・アングル）を測ることによって確かめられた（第12図）。この写真において、ガスがナイフ・エッジに達するとすぐにマッハ・コーンが生じる事、つまり後方のガス圧が前方まで伝わっていること、時間的にマッハ・アングルが変化しないことは、興味のあることである。

これらの事実は次のように考えられる。我々の運転条件ではアルミ・ディスクの開く間隔は 0.5 mm 以下であり、系の中で流れの断面積は最小である。ノズルの理論によれば、流れはここでソニックとなり、超音速流が第5図(B)に向けて流れ込む。流れが(A)→(B)→(C)を通して等エントロピー的であれば(C)に流れ出す流れのマッハ数は非常に大きくなる筈である。しかし実際には(A)から(B)に流れ込む際に流線の乱れが生じるのでマッハ数はそれ程あがらず、又(B)の中によどみの領域も生じるであろう。

パフの出口で、流れは可成り発散している。これを平行に噴出させるには、出口に第5図に示すようなノズルを取り付け、流れのマッハ数を高めてやればよい。その例を第13図に示す。ナイフ・エッジによるマッハ数は約3、流れの速度は理論的に最高値 $\sqrt{3} \times$ 音速に近い。このようにノズルによって流れを平行にすることが出来た。

第11図においてかなり時間が経っても後続は切れていない。これは上述したように、超音速流以外、よどみの領域のガスが後になって浸み出して来るためでなかろうか。後続を切る方法として上記の平行流にローティテング・ディスクの技術を用いることも考えられるが¹²⁾、我々は第14図のような、よどみの生じ得る領域を小さくした、改良型の高速度弁を試作した。その結果、予想通りに後続部分を非常に減らすことが出来た（第15図）。

Fig. 11 上よりバフ動作後 250 μ sec 300 μ sec

350 μ sec 400 μ sec 450 μ sec

500 μ sec 550 μ sec

真空度 5×10^{-6} mmHg バフ動作条件 6kV 6 μ F

ガス：アルゴン 4 気圧 ガス流入量：280 mmHg cc

Fig. 12 上よりパフ動作後 350 μ sec 400 μ sec
450 μ sec 500 μ sec 600 μ sec
1000 μ sec
ガス：空気1気圧

Fig. 13 上よりバフ動作後 350 μ sec 400 μ sec
500 μ sec 600 μ sec 700 μ sec
ガス：アルゴン 4 気圧
真空度 14×10^{-5} mmHg

パルスのマイクロ波放電による低密度ガス流の直視法

Fig.14 改良された高速噴弁 (1) コイル (2) ガス溜

(3) 噴出口 (4) アルミ・ディスク

Fig.15 Fig.14のパフによるガス噴出の様子。

パフ動作後 500 μ sec 後 (アルゴン4 気圧)

§ 6 むすびと謝辞

以上の他，流れがガラス壁に当って生じる衝撃波，衝撃波同志の相互作用，パフの出口における流れの構造などを直視することが出来た。又ガス塊とガス塊の衝撃の際のターブレンスの様子なども調べ得ると思われる。

我々の直視法は，流れの（少くとも定性的な）測定に有効であると結論出来る。我々は大方の批判を受けてこの方法の改善を期したい。

この研究は名大プラズマ研究所高温発生別枠研究費により行われたこと，宮本梧楼教授，岩田義一助教授，久保治也博士，高木隆司氏に種々御指導御討論をいただいたことを記して感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) 国枝俊介：核融合研究 11 (1963) 263
- 2) 平野恵一： " 12 (1964) 98
- 3) 井上信幸 et al : 日本物理学会第20回年会講演予稿集4 (1965) 94
- 4) 国中正俊：核融合研究 12 (1964) 428
- 5) J. Marshall : Plasma Accelerator (Kash editor, Stanford Univ. Press. 1960) P.60
- 6) Hung -Ta-Ho et al : Rarefied Gas Dynamics Fourth Symposium (L. Talbot editor, Academic Press 1961) 539
- 7) 宮本健郎：核融合研究 12 (1964) 429
- 8) Eva M. Winkler : Physical Measurements in Gas dynamics and Combustion (R.W. Landenburg et al editors. Princeton Univ. Press 1954) 79
- 9) A.D Macdonald et al : Phys. Rev. 130 (1963) 1841
- 10) W.P. Allis et al : Phys.Rev. 87 (1952) 419
- 11) R.S. Lowdon and F.C. Hoh : R.S.I 33 (1962) 1236
- 12) J. B. Anderson et al : Phys. Fluids 8 (1965) 780