

# 航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-135

同軸型電磁衝撃波管の作動機構

松 崎 利 一

1967 年 5 月

航空宇宙技術研究所  
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

- TR-111T An Asymptotic Solution of the Nonlinear Equations of Motion of an Airplane Aug. 1966 Hiroshi ENDO
- TR-112 圧縮性と壁形状を考慮した軸流ターボ機械の作動円盤理論 (II)  
—円周速度のある流れ—  
A Theoretical Investigation of the Compressible Flow Through the Axial Turbo Machines (II)  
—Swirling Fluids— 1966年8月 藤井昭一
- TR-113 地面近くでホバリングするヘリコプタ・ロータに関する実験  
Experimental Study on the Ground Effect of a Model Helicopter Rotor in Hovering 1966年8月 幸尾治朗, 岡 遠一
- TR-114 フライイングテストベッドの高度制御システムの検討 (I)  
Analytical and Simulation Studies of the Height Control of the Flying Test Bed (I) 1966年8月 武田 峻, 甲斐忠夫
- TR-115 NAL-16 ロケットの研究試作および飛しょう実験 —D型およびIT型—  
Single-Stage Solid Propellant Rocket (NAL-16) 1966年8月 ロケット性能研究室
- TR-116 50 cm 極超音速風洞の計画と構造  
Design and Construction of the 50 cm Hypersonic Wind Tunnel at National Aerospace Laboratory 1966年9月 極超音速風洞建設グループ
- TR-117 弾性振動方程式の差分解に関するエネルギー不等式  
Energy Inequalities for the Difference Solutions of Equations of Elastic Vibration 1966年10月 三好 甫
- TR-118 高負荷燃焼器の箱形模型による実験  
Some Experiments on High Intensity Combustor with Partial Models 1966年10月 大塚貞吉, 福田 広相波哲朗
- TR-119 多次元1階準線型双曲型方程式の解の存在について  
On the Existence of Discontinuous Solutions of the Cauchy Problem for Quasi-Linear First-Order Equations 1966年10月 小島清史
- TR-120 航技研フライイングテストベッドの姿勢制御方式の検討  
Analytical and Simulation Studies on the Attitude Control System of the Flying Test Bed 1966年11月 武田 峻, 堀川勇壮  
小川敏雄, 森 幹彦
- TR-121 パルスレシオ変調回路およびその修正回路について  
Some Circuits for Pulse Ratio Modulation and their Modified Circuits 1966年11月 村上 力
- TR-122 失速が起こるような高い迎角で, 調和振動する二次元翼に働く空気力に対する半実験的理論  
Semi-Empirical Theory to Estimate the Airforces Acting on the Harmonically Oscillating Two-Dimensional Wing at High Angle of Attack Where Separation Can Occur 1966年12月 磯貝紘二
- TR-123 姿勢制御用空気ジェットノズルの研究  
Design and Experimental Study of Air Jet Nozzles for the Attitude Control of VTOL Aircraft 1966年12月 滝沢直人, 西村博史  
藤枝郭俊, 田辺義一  
渋谷昭義

# 同軸型電磁衝撃波管の作動機構\*

松 崎 利 一\*\*

## Driving Mechanism of an Electric Shock Tube with a Coaxial Gun

By Ri'ichi MATSUZAKI

The flow in an electric shock tube with a coaxial driving gun was investigated by using photo-transistors: it was observed that the flow consisted of a strongly luminous, thin layer and a less luminous succeeding region. Electron density in the succeeding region was measured by microwave interferometry to be of the order of  $0.45 \times 10^{12}/\text{cm}^3$  at a discharge energy of 0.3 kJ.

Measurement with photo-transistors also revealed the successive position of the luminous front as a function of time; velocity diagram of the front was derived from this and showed a maximum velocity at a point along the tube wall. In order to verify the presence of the maximum value and then to investigate the driving mechanism of the electric shock tube, a theoretical study was performed which was based on the conception of the snow plow model. In this approach, particularly, the driving force was assumed to be due to the magnetic pressure generated by the discharge current in the coaxial driver gun. The experimental results agreed very well with the snow plow calculation.

### 1. ま え が き

強い衝撃波を発生させてその性質を調べ、またその衝撃波のうしろの高温の流れと物体との相互作用を研究するための装置として電磁衝撃波管がある。電磁衝撃波管は一般にコンデンサに蓄わえられた電気エネルギーを瞬間的に放電させることにより衝撃波を発生させるが、従来その作動機構、すなわちどんな機構で電気エネルギーが衝撃波の発生に寄与するかが、あまり明らかでなかった。

前報<sup>1)</sup>では円錐型の作動部を持つ電磁衝撃波管内の流れを考察したが、その際衝撃波の速度は管壁に沿って一定とみなされる範囲内で取り扱った。しかしながら、衝撃波管のさらに広い範囲にわたって詳しく調べるとこのような円錐型の作動部の場合も波面の速度は必ずしも一定でなく、一般に管壁に沿ってのある点で極大になる。このような極大は後述のように電磁衝撃波管を駆動するための放電電流の振動と密接な関係があるので、この点を実験的または理論的に調べれば作動機構の一端が明らかになる。

本報告ではこのような広い範囲にわたっての衝撃波面の動きを、同軸型の作動部をもつ電磁衝撃波管を用いて実験的に調べた結果について述べ、つぎにこのような実験結果が得られる原因を、作動部に対して Chang<sup>2)</sup> が用いたような snow plow 模型を用いて明らかにする。特に同軸型の作動部を用いた理由は、このような極大の存在が同軸型の作動部をもつ電磁衝撃波管の場合に特にめいりようであり、後述のように磁気圧に対して一次元的なモデルが適用でき、作動機構の解明がより容易であることによる。

なおこの種の衝撃波管の応用の一例として bow shock wave の観測についても簡単に述べる。

### 記 号

- $a$ : 衝撃波管の内径
- $d$ : プラズマの平均幅 (付記 B)
- $m$ : 衝撃波管の単位長さ当りの気体の質量 (3.2) 式
- $n_e$ : 電子密度 (付記 B)
- $r$ : 作動部の径方向の座標
- $t$ : 時間
- $u_s$ : 衝撃波面の速度
- $u_2$ : 衝撃波後方の流速
- $x_s$ : 衝撃波面の位置
- $A$ : (3.6) 式。マイクロ波振幅 (付記 B)

\* 昭和42年3月23日受付

\*\* 空気力学第一部

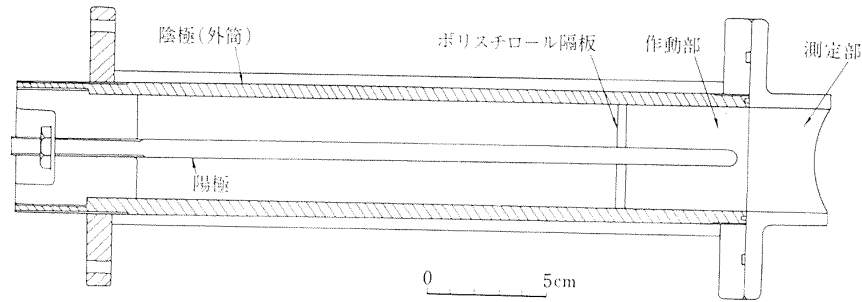


図 1

- $B$ : ジュール加熱の比例常数 (付記 A)  
 $B_\theta$ : 磁気圧  
 $C$ : コンデンサの容量  
 $I$ : 放電電流  
 $P_1$ : 初期圧力  
 $P_m$ : 磁気圧  
 $R$ : 気体常数  
 $T_1$ : 初期温度  
 $T_e$ : 電子温度 (付記 B)  
 $V_0$ : コンデンサー充電電圧  
 $V_{10}, V_1, V_2$ : マイクロ波の検波出力 (付記 B)  
 $\alpha$ : 放電電流の減衰係数。マイクロ波信号の減衰係数 (付記 B)  
 $\beta$ : 放電電流の角周波数。 $\beta = \tau\beta/A$  (付記 A)  
 $\beta = \nu_{ie}/\omega$  (付記 B)  
 $\gamma$ : 空気の比熱比  
 $\delta = \tan^{-1}(\pi/\beta)$  (付記 A)  
 $\eta = \omega_p^2/\omega^2$  (付記 B)  
 $\nu_{ie}$ : 衝突周波数 (付記 B)  
 $\rho$ : 密度  
 $\tau$ : 放電電流の半周期  
 $\varphi$ : マイクロ波信号の位相 (付記 B)  
 $\omega$ : マイクロ波信号の角周波数 (付記 B)  
 $\omega_p$ : プラズマ周波数 (付記 B)

## 2. 実験および結果

### 2.1 実験装置

電磁衝撃波管の作動部を図 1 に示す。作動部は同軸型で、外筒(陰極)の内径は 42 mm であり、これと内径の等しいパイレックスガラス製の測定部が接続されている。(ただし後述のように管内に模型を入れて流れの発光を観測する場合には内径 72 mm の、図 1 と相似な作動部および測定部をもつ電磁衝撃波管を用いた。)作動部の中心電極(陽極)と陰極は真鍮製で、同軸ケーブル 20 C-2 V を用いて真空スイッチを経て

20  $\mu\text{F}$  のコンデンサ (図 3 の C) 両端子に接続する。作動特性におよぼす作動部の長さをポリスチロール製の隔板を用いて 5 cm まで短縮させた。その際、隔板の後方(測定部と反対側)は 1 気圧に保たれ、放電は起こらず磁気圧のみが存在している。測定結果はこの隔板の有無により著しい差異はみられなかったが、隔板のある場合のほうが実験値のばらつきが少なくなることがわかった。これは放電が隔板の前方のせまい領域で起こるために、電流シートがより容易に形成されるためと思われる。測定部の長さは 150 cm で、テストガスとして 1 mmHg 以下の空気を用いた。実験装置全体の模様を図 2 に示す。図 3 に電磁衝撃波管を駆動するための回路を示す。駆動はコンデンサ C に充

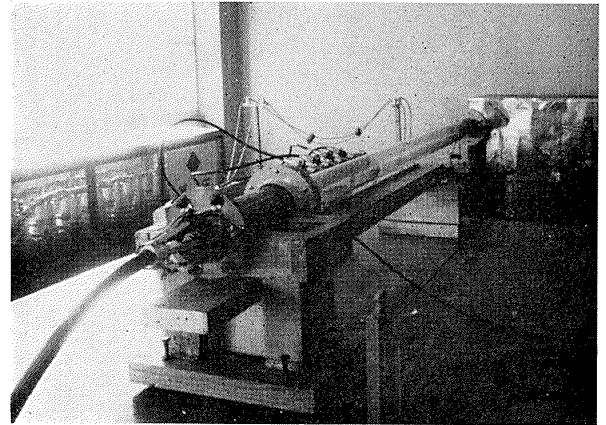


図 2

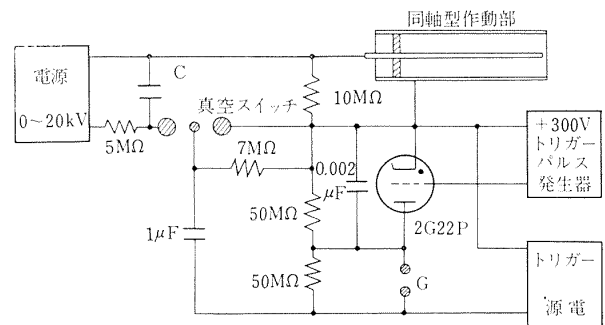


図 3

電した後、サイラトロン 2G 22 P にトリガーパルスを送って真空スイッチを駆動させることにより作動部の両極間に高電圧を印加する。

2.2 放電電流

電磁衝撃波管の作動は後述のように作動部での放電電流による磁気圧と密接な関連があるので、ここで放電電流の測定について述べる。測定は前報<sup>1)</sup>と同じロゴスキーコイルによる方法を用いた。放電電流は前報で述べたように

$$I = I_0 e^{-\alpha t} \sin \beta t$$

と書ける。記号の意味は前報と同じである。測定結果の一例を図4に示す。この図から  $I_0$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  等の諸係数が求められる。なお放電電流は円錐型および同軸型の作動部の場合、それぞれ図5の(a), (b)のように流れ、図のように周方向の磁場  $B_\theta$  が形成される。前報では円錐型の作動部をもつ電磁衝撃波管内の流れを

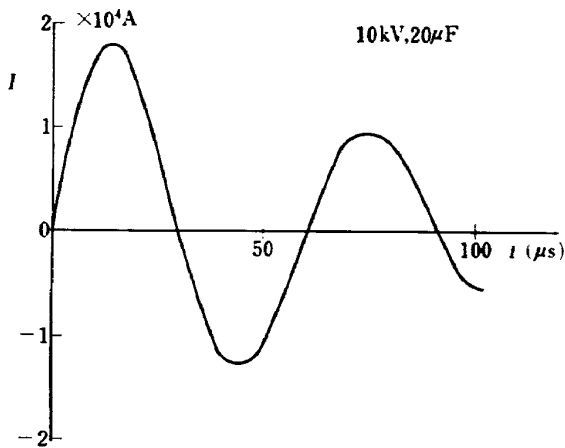
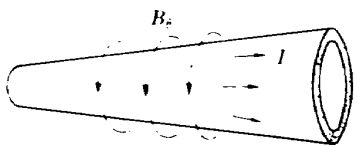
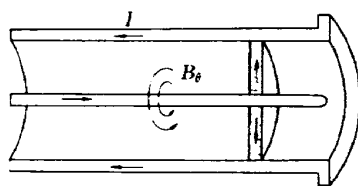


図 4



(a) 円錐型作動部



(b) 同軸型作動部

図 5

考察したが、その際衝撃波面の駆動は放電電流によるジュール加熱によりおこなわれるとし、磁気圧の効果は考慮しなかった。この報告では同軸型の作動部の場合を考慮するが、同軸型の作動部では電極の表面積が大きいために放電抵抗の値も小さく、ジュール加熱の効果も小さいにもかかわらず、衝撃波速度は一般に同一実験条件で円錐型の場合よりも大きい。これは図5の(b)のように磁場  $B_\theta$  による磁気圧が電流シートの進行方向に強く作用するためと考えられる。すなわちこのような場合には衝撃波は主として磁気圧により駆動されるものと考えられる。それゆえ本報告では作動が主として磁気圧でおこなわれるものとして取り扱うが、ジュール加熱も同時に考慮した場合については【付記A】に述べてある。

同軸型の作動部では中心電極の基部で放電電流が大きく、先端に行くにつれて小さくなっている。したがって磁気圧も中心電極の基部で強く、放電により生じたプラズマ状の気体と磁場との境界に生ずる電流シートの磁気圧との相互作用の結果、気体を測定部に押し出す。同軸型の場合には円錐型の場合よりも磁気圧の効果がよりめいりようであり、後述のように作動機構の説明に snow plow 模型がより直接的に適用できる。

2.3 衝撃波面の発光の観測

測定部に発生する衝撃波面とそのうしろの流れは高温のために発光している。このような発光する波面は衝撃波面による圧力フロントと一致していることが測定の結果たしかめられている<sup>2)</sup>。現在の実験ではこのような波面の発光のもようを図6のようなスリット付の筒に取り付けたホトトランジスタ(日本電気(株)製)により観測した。二つの特性の異なるホトトランジスタを用いた。ゲルマニウムのホトトランジスタ PD-3L は感度は良くないが、光感度曲線の直線性が良いので管内の流れのプロファイルの観測に用いた。このホトトランジスタは可視部から紫外部にかけて感度のピークをもつ広い波長感度特性をもっている。シリコンのホトトランジスタ PD-32 は光感度曲線の直線性は良くないが、感度が良いので、管壁の異なる4点に取り付けて波面の位置や速度の測定に用いた。このホト

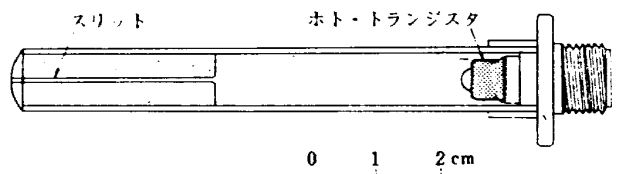


図 6

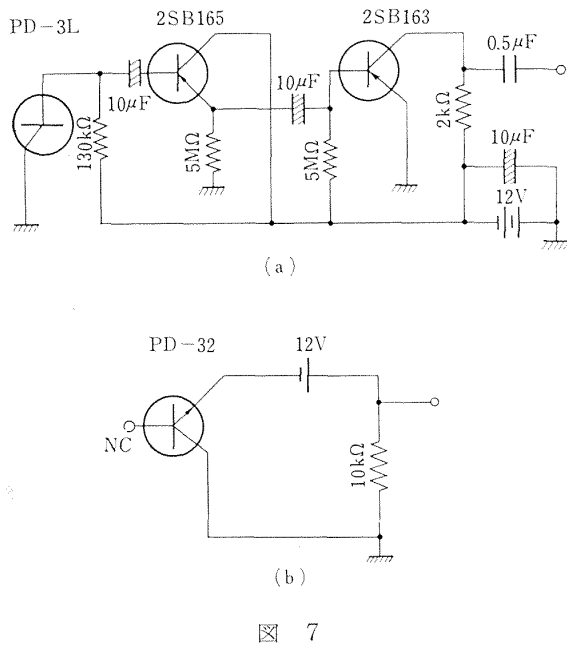


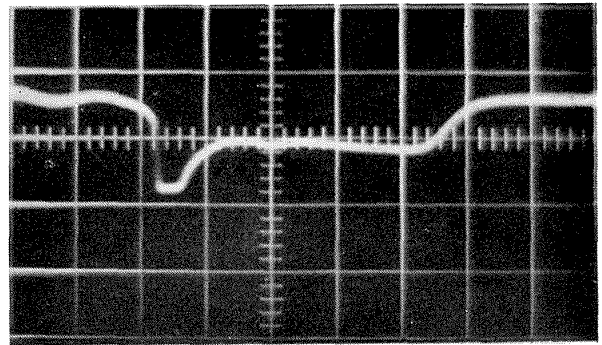
図 7

トランジスタは可視部に感度のピークがある。いずれのホットトランジスタも立上がり時間が  $1\mu\text{sec}$  の程度で、立上がり特性のばらつきも少なく、この種の衝撃波管内の波面の早い動きを十分検出することができる。ただし PD-32 の立下がり時間は長く (約  $100\mu\text{sec}$ )、このためピーク通過後の状態に即応できず波面は階段状に観測される (図 9 参照)。これらのホットトランジスタを用いた波面を検出するための回路を図 7 (a), (b) に示す。PD-32 は特に感度が良いので増幅する必要がない。

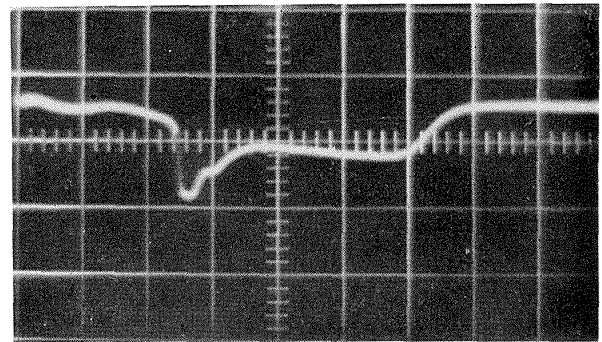
波面とそれに続く流れの発光の模様をいくつかの異なる条件で PD-3L で観測した結果を図 8 に示す。これらの図から、流れが特に強く発光する薄い層と、それに続く発光のより少ない領域とからなることがわかる。後者の領域は下流に進むにつれて短くなるが、これは作動部の後端で反射したぼう張波が追いかけていくためであると考えられる。なお【付記 B】でこの領域での電子密度のマイクロ波による測定について述べてあるが、そこで述べた実験条件では、この領域での電子密度は約  $0.45 \times 10^{12}/\text{cm}^3$  になり、これは電離度約 0.15% に相当する。

管壁に沿って 10 cm の間隔でおかれた、4 個の PD-32 で測定された波面の模様を図 9 に示す。PD-32 測定による階段状波形の立上がり点は PD-3L 測定による波形の立上がり点と正確に一致する。

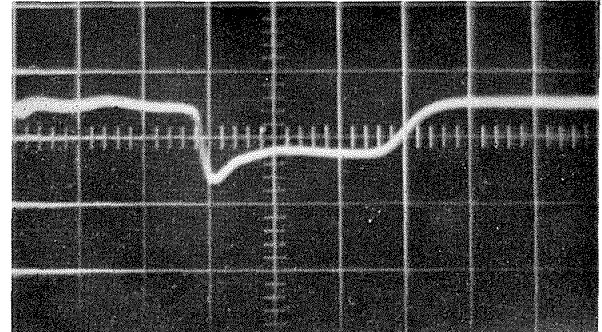
図 9 のような測定を衝撃波管壁に沿って何回かおこなうことにより、管壁に沿って波面の位置と、10 cm 間での平均の速度が知られる。その結果を図 10, 11,



(a) 40 cm 下流, 充電電圧 12 kV, 初期圧 0.5 mmHg, 横軸は時間  $50\mu\text{s}/\text{目盛}$ , 縦軸は出力 1 V/目盛



(b) 50 cm 下流, 充電電圧 12 kV, 初期圧 0.5 mmHg, 横軸は時間  $50\mu\text{s}/\text{目盛}$ , 縦軸は出力 1 V/目盛



(c) 60 cm 下流, 充電電圧 14 kV / 初期圧 0.5 mmHg, 横軸は時間  $50\mu\text{s}/\text{目盛}$ , 縦軸は出力 1 V/目盛

図 8 PD-3L による測定

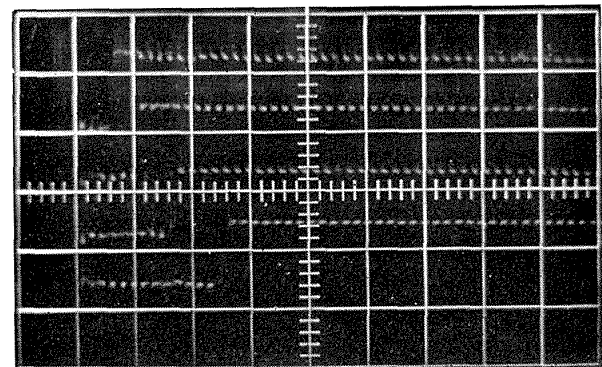


図 9 PD-32 による測定 10, 20, 30, 40 cm 下流,  $P_1=0.3\text{ mmHg}$ , 充電電圧 12 kV, コンデンサー容量  $10\mu\text{F}$ , 横軸は時間  $20\mu\text{s}/\text{目盛}$ , 縦軸は出力 10 V/目盛

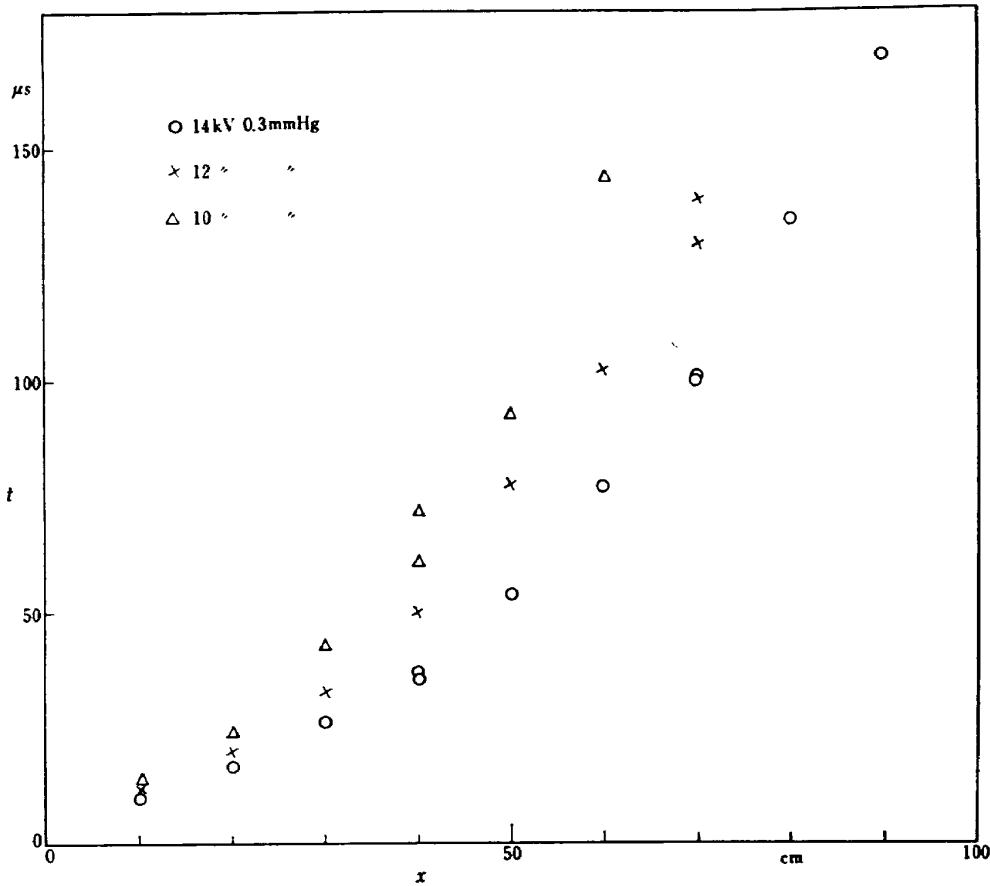


図 10

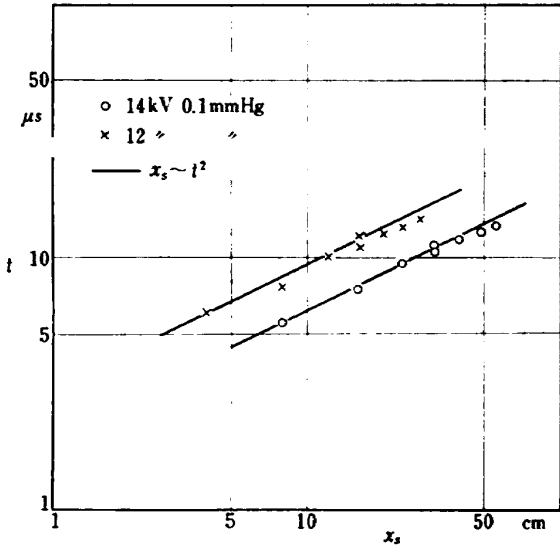


図 11

12 に示す。図 10, 11 は波面に対するいわゆる  $x-t$  ダイアグラムで、特に図 11 では作動部のごく近傍での波面の動きを詳しく調べたものである (ただし 72 mm の衝撃波管による)。実験結果から、測定部の始端から測った波面の位置  $x_s$  と、その点に到るまでの時間  $t$  との間には、 $x_s, t$  が小さい間は

$$x_s \propto t^2$$

の関係があることがわかる。この結果は波面の運動に

関する空気力学的な理論<sup>3)</sup>によっても、また後述のような snow plow 模型によって説明することができる (3章の (3-8) 式)。

図 12 は波面の速度の管壁に沿っての変化を示すもので、管壁に沿って速度の極大になる点があることがわかる。このような極大は T 型の作動部をもつ電磁衝撃波でもおこることが知られている<sup>4)</sup>。このような極大は一つだけ現れるようであり、その位置はおおよそ放電電流の半周期に相当する時間ののちに波面の到達する位置 (測定部の始端から約 20 cm のところ) にある。次章で述べるようにこれらの測定結果は衝撃波面に対して snow plow 模型を適用することにより説明することができる。

#### 2.4 円柱のまわりの流れの観測

上述の同軸型電磁衝撃波管の作動部の終端から約 40 cm 下流におかれた直径 15 mm の円柱模型のまわりにはできる bow shock wave の後方の高温の発光する流れの模様を開放写真で観測した結果を図 13 に示す。ただしこの観測では図 1 と相似の内径 72 mm の電磁衝撃波管を用い、気体としてアルゴンを用いた。アルゴンのほうが空気より発光が強く観測される。発光する波面は、管内の圧力があまり低くなければ、bow shock wave の波面と一致し、衝撃波速度  $u_s$  の増大

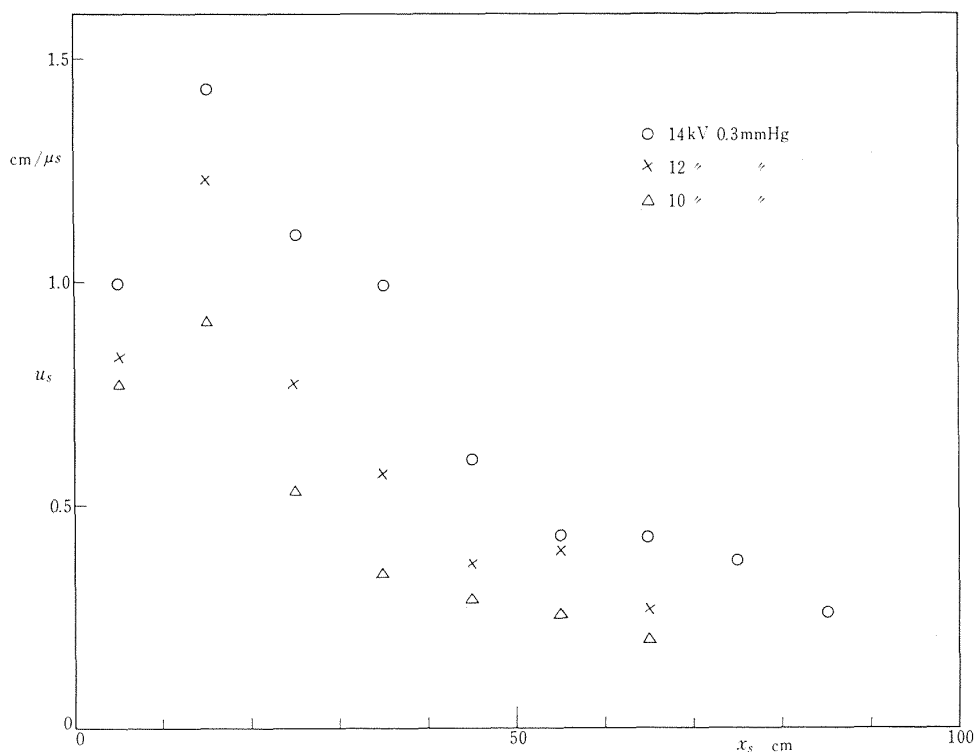


図 12

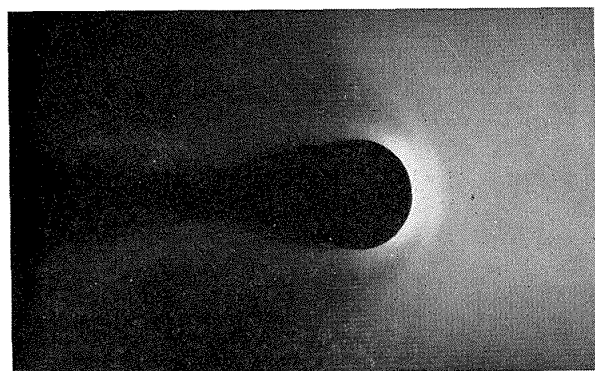


図 13 (アルゴンガス使用)

とともに円柱のよどみ点に近接する傾向がある。

### 3. 作 動 機 構

ここでは前章で述べた同軸型電磁衝撃波管の作動が主として磁気圧によりおこなわれるものとして、いわゆる snow plow 模型([付記 A] 参照)を用いて調べ、衝撃波面の  $x-t$  ダイアグラム(図 10)および波面の速度の管壁に沿っての変化(図12)に定量的な説明を与える。

snow plow 模型を電磁衝撃波管の作動の説明に最初に用いたのは Chang<sup>2)</sup>である。その報告では放電電流が一定であるとして管壁の一点で観測された衝撃波面の速度が  $V_0/\sqrt{P_1}$  に比例することを示した。ここで  $V_0$  は充電電圧、 $P_1$  は初期圧である。しかし管壁の広い領域にわたっての波面の速度の変化は説明されな

った。Backen<sup>6)</sup> は, snow plow 模型を用いて, 放電電流が最初の  $1/4$  サイクルまたは半サイクルで断たれるような場合(すなわち crowbarring をおこなった場合)に, このような広い領域での波面の速度の計算をおこなっている。しかしその計算には直接測定の困難な量(電極のインダクタンスなど)がパラメータとして含まれているため, 実験結果との比較が困難である。なお放電電流が一定の場合<sup>3)</sup> および増大しつつある場合<sup>5)</sup> について空気力学的な理論もあるが, いずれも管壁全域にわたっての波面の運動を説明するのに十分でない。ここでは Chang<sup>2)</sup>が用いた電流シートのモデルを変化する電流の場合にも仮定し,  $x-t$  ダイアグラムおよび波面の速度の管壁に沿っての変化を計算する。

このモデルでは図 5(b) のような同軸型作動部により発生する電流シートと, それにより形成される衝撃

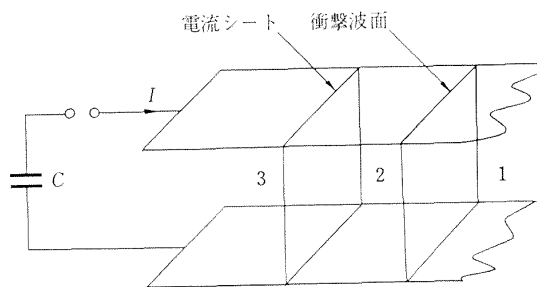


図 14



波面が図 14 のように理想化される<sup>2)</sup>。この図で領域 1 と 2 の境界付近の気体は衝撃波面を形成し、領域 2 は放電により生じた気体からなり、領域 3 は磁気圧のみ存在し、ほとんど真空であるとする。領域 2 と 3 の間に形成される電流シートと磁気圧の相互作用で気体が前方に押し出されるものとする。

衝撃波面を通して流入した気体に対する snow plow 模型にもとづく運動方程式は

$$\frac{d}{dt}(mx_s u_s) = \pi a^2 \langle P_m \rangle \quad (3-1)$$

と書くことができる。ここで  $t$  は時間、 $x_s$  は管壁に沿って波面の位置 (測定部の始まりを  $x_s=0$  とする)、 $u_s$  は波面の直後の流れの速度、 $a$  は管の半径である。

また

$$m = \frac{P_1}{RT_1} \pi a^2 \quad (3-2)$$

は単位長さ当りの気体の質量、 $P_1$ ,  $T_1$ , および  $R$  はそれぞれ初期圧、温度、および気体常数である。さらに

$$\langle P_m \rangle = \frac{1}{2\mu} \langle B_\theta^2 \rangle = \frac{\mu}{8\pi^2} \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle I^2 \quad (3-3)$$

は磁気圧  $P_m$  の平均値で、 $\langle \rangle$  は同軸の間隔  $r=0.5$  cm から  $r=2.1$  cm までで平均をとることを示す。 $r$  は作動部の径方向の座標とする。また  $\mu=4\pi \times 10^{-7}$  H/m は透磁率、 $B_\theta = \mu I / 2\pi r$  は放電電流  $I$  による磁束密度で時間の関数である。

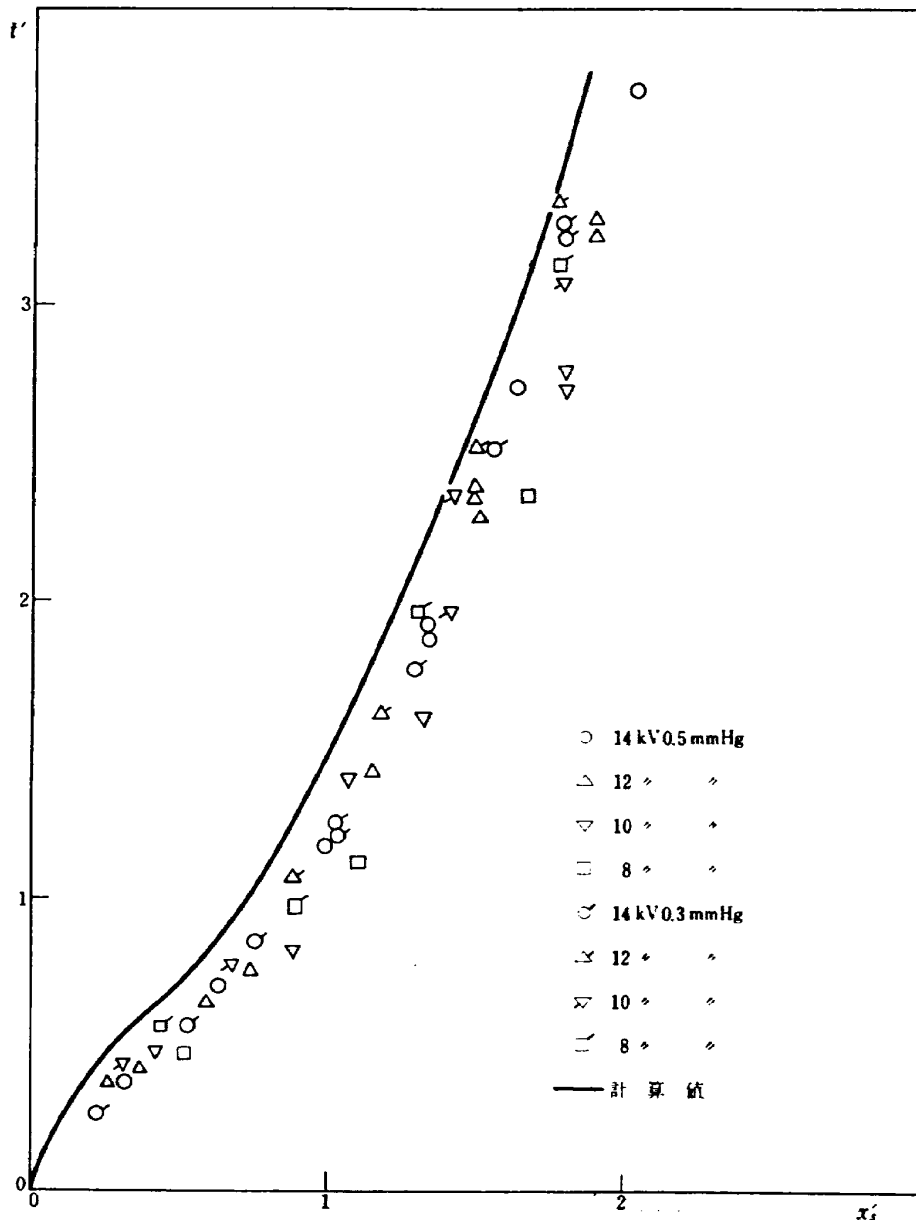


図 15

ここで衝撃波面の速度が十分大きく、近似的に

$$u_2 = \frac{2}{\gamma_1 + 1} u_s \quad (3-4)$$

がなりたつものとする。ただし  $u_s = dx_s/dt$  は位置  $x_s$  での波面の速度、 $\gamma_1$  は波面の前方での気体の比熱比である。snow plow 模型では流入した気体が薄い波面内に蓄積されて波面とともに動くとするので、これは  $\gamma_1 = 1$  の流れに相当する。しかしながら衝撃波管では一般に  $u_s$  は  $u_2$  より大きいので  $\gamma_1 = 1$  とすることは实际的でない。それゆえここでは  $\gamma_1 = 1.4 \cong \gamma_2$  ( $\gamma_2$ : 波面のすぐ後ろの比熱比) であると仮定する。

放電電流は前章で述べたように振動的であるが、実験結果は波面の駆動が最初の半週期でおこなわれることを示しているので、

$$I = I_0 \sin \pi(t/\tau) \quad 0 \leq t \leq \tau$$

$$= 0 \quad t < \tau \quad (3-5)$$

とあるとする。ただし  $I_0$  はある一定の電流、 $\tau = \pi/\beta$

は放電電流の半周期である。(3-5) 式には  $e^{-\alpha t}$  の項がかかるが、一般に  $\alpha$  は  $\beta$  より一けたほど小さいので  $t=0 \sim \tau$  の間で  $e^{-\alpha t} \cong 1$  とする。

これらの式を用いて、つぎのような無次元パラメータ

$$t' = t/\tau, \quad x_s' = x_s/\tau\sqrt{A} \quad (3-6)$$

ただし

$$A = \frac{\mu I_0^2}{8\pi^2} \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle \frac{\gamma_1 + 1}{2} \frac{RT_1}{P_1}$$

を導入すると (3-1) は

$$\frac{d}{dt'} \left( x_s' \frac{dx_s'}{dt'} \right) = \sin^2 \pi t', \quad 0 \leq t' \leq 1,$$

$$= 0, \quad 1 < t', \quad (3-7)$$

が得られる。この式の  $t'=0$  で  $x_s' = u_s' = 0$  となるような解は

$$x_s' = \left\{ \frac{1}{2} t'^2 - \frac{1}{4\pi^2} (1 - \cos 2\pi t') \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad 0 \leq t' \leq 1,$$

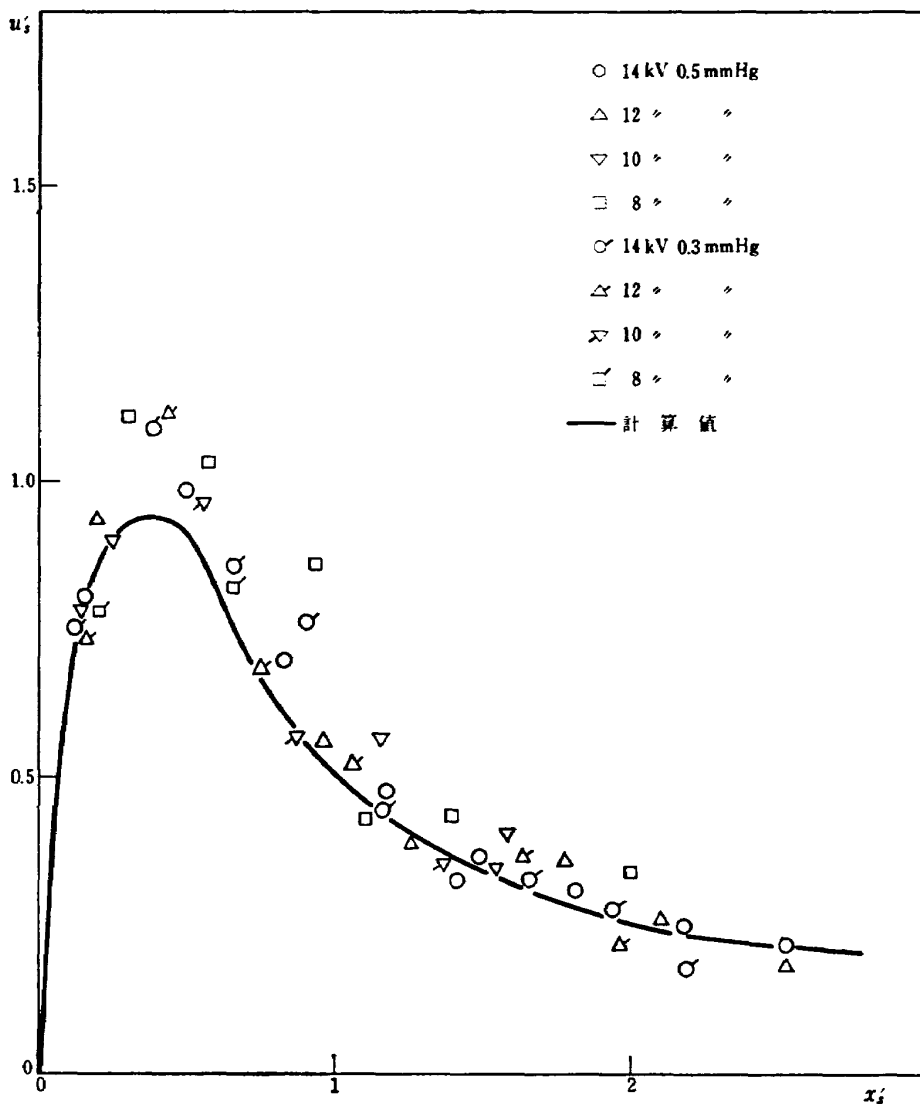


図 16

$$= \left( t' - \frac{1}{2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad 1 < t' \quad (3-8)$$

または

$$u_s' = \frac{dx_s'}{dt'} = \frac{1}{x_s'} \left( \frac{1}{2} t' - \frac{1}{4\pi} \sin 2\pi t' \right), \quad 0 \leq t' \leq 1, \\ = \frac{1}{2x_s'}, \quad 1 < t' \quad (3-9)$$

である。これらの解は  $t'=1$  で  $d^2x_s'/dt'^2$  まで連続である。(3-8) で  $x_s' \ll 1$ ,  $t' \ll 1$  ならば  $x_s' \propto t'^2$  である。

図 15 と図 16 に波面の  $x-t'$  ダイアグラムと衝撃波壁に沿っての速度のいろいろの条件での実験結果を示す。これらの測定値はホトトランジスタ PD-32 による発光する波面の観測から得られ、(3-6) 式を用いて無次元化した。なおこの式からわかるように衝撃波速度は前報<sup>1)</sup> の円錐型作動部の場合と同様に  $I_0/\sqrt{P_1}$  に比例することがわかる。これらの図で実線は (3-8) および (3-9) 式から計算したもので実験結果と傾向的に一致しており、このような衝撃波管の作動が snow plow 模型によりかなり良く説明できることを示している。

これらの結果から衝撃波面は作動部を流れる放電電流の最初の半サイクルの磁気圧で主として作動され、それ以後の放電は作動に著しい効果を及ぼさないように思える。実際に図 4 の例で比

$$\int_0^t \frac{1}{2\mu} \langle B_s^2 \rangle dt / \int_0^\infty \frac{1}{2\mu} \langle B_s^2 \rangle dt$$

を計算すると約 47% になる。この比をさらに大きくするには放電電流の値が最初の半サイクルで大きくなるようにすれば良く、そのためには回路のインダクタンスをできるだけ小さくする必要がある。

#### 4. あとがき

本報告ではまず同軸型の作動部を持つ電磁衝撃波管の作動特性を実験的に調べた結果について述べ、つぎにこのような特性の得られる原因を、作動部に対して Chang が用いたような snow plow 模型を用いて明らかにした。

管内の発光する波面を測定した結果は、流れが強く発光する薄い層と、それに続く発光のより弱い領域とからなることを示している。波面の後方のどこまでが衝撃波後方の一様領域からなり、どこからが作動部の気体からなるのか、発光の観測からだけでは明らかでなかったが、snow plow 模型による計算結果が実験

結果の傾向をよく説明しうることから考えて、衝撃波後方の一様領域はこの強く発光する薄い層内に限られるものと思われる。この点を明らかにするには分光器を用いた観測もおこなう必要がある。

衝撃波面は作動部を流れる放電電流の最初の半サイクルの磁気圧で主として駆動され、それ以後の放電電流は作動に著しい効果は及ぼさないようである。最初の半サイクルの磁気圧を大きくするには回路のインダクタンスをできるだけ小さくする必要がある。衝撃波管壁に沿っての波面の位置とそこに到達するまでの時間との関係 ( $x-t$  ダイアグラム)、および管壁に沿っての波面の速度の変化は snow plow 模型にもとづく計算結果で定量的な説明をおこなった。特に前者では測定部の始端にごく近い部分で  $x \propto t^2$  の関係が成立するが、これは空気力学的な計算の結果とも定性的に一致する。

なお衝撃波管内に発生させた高温流れを用いて模型のまわりの流れを研究する場合には、衝撃波面の動きは管壁に沿ってできるだけ一様であるほうが望ましいのはもちろんである。このような一様性をうる手段として、いわゆる crowbarring をおこなって放電電流の振動を押えたり、作動部と測定部との間に隔膜をおく方法がある。筆者らはこのような隔膜の前後に増力差をつけ、一定体積中で加熱がおこなわれるようにした衝撃波管 (アーク加熱型衝撃波管) を用いて現在実験中であるが、それについては次の機会に報告する。

本実験に関して平木部長、和田室長始め空気力学第一部の方々からの有益な討論、助言に対して、また同部上瀬千春技官が本実験に協力されたことに対して感謝いたします。

#### [付記 A] snow plow 模型

snow plow 模型では衝撃波面が衝撃波管壁に沿って  $x_s$  だけ進むと、それまでその前方にあった気体がすべて波面を通して流入し、イオン化され、波面のすぐ後ろのごくせまい層内に集中し、波面とともに動くと考えられる。したがって衝撃波管の単位長さ当たりの気体の質量を  $m$  とすると、この層が  $x_s$  だけ進むとその質量は  $m x_s$  となり、運動量は  $m x_s \cdot u_s$  である。それゆえ (3-1) 式が成立する。ただし  $m = \pi a^2 \rho_1$ ,  $P_1 = \rho_1 R T_1$  から  $m = \pi a^2 P_1 / R T_1$  である。

なお、ここで第 3 章で考えた磁気圧とは独立に、ジュール加熱による効果も加わったとした場合を考えて

みることにする。ジュール加熱は一定体積中でおこなわれるとすると、それによる圧力上昇  $\langle P_j \rangle$  は前報<sup>1)</sup> で述べたようにに

$$\int_0^t I^2 dt$$

比例するから、この比例定数を  $B$  とおき、 $\beta = \tau B/A$  とおくと (3-1) 式の代りに

$$\frac{d}{dt'} \left( x_s' \frac{dx_s'}{dt'} \right) = \sin^2 \pi t + \beta \left( t' - \frac{1}{2\pi} \sin 2\pi t' \right),$$

$$0 \leq t' \leq 1$$

$$= \beta \quad 1 < t'$$

が得られる。この式の解は

$$x_s' = \left\{ \frac{1}{3} \beta t'^3 + \frac{1}{2} t'^2 - \frac{1}{4\pi^2} (2\beta t' + 1) + \frac{1}{4\pi^2} \sqrt{1 + \left( \frac{\beta}{\pi} \right)^2} \sin (2\pi t' + \delta) \right\}^{\frac{1}{2}},$$

$$0 \leq t' \leq 1$$

$$= \left\{ \beta t'^2 + (1 - \beta) t' + \left( \frac{1}{3} - \frac{1}{2\pi^2} \right) \beta - \frac{1}{2} \right\}^{\frac{1}{2}},$$

$$1 < t'$$

となる。ただし  $\delta = \tan^{-1}(\pi/\beta)$  である。

図 A-1 に  $x_s' \sim t'$  の図および  $dx_s'/dt' (\equiv u_s') \sim x_s'$  の図を示す。この図で  $\beta=0$  は図 17 の実線に相当することはもちろんである。 $\beta \neq 0$  の場合の結果は実験値の傾向とあまり良く合わないが、少なくとも放電電流の初期の段階では、ジュール熱の効果が磁気圧とは独立に作用するのではないと思われる。

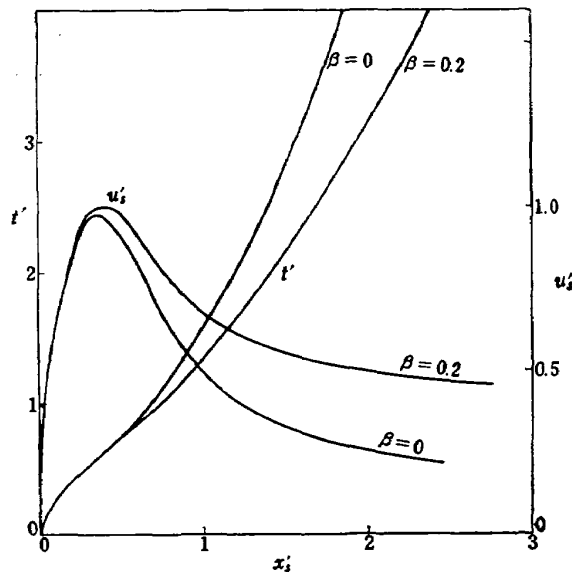


図 A 1

【付記 B】 マイクロ波測定

10 Gc マイクロ波干渉による衝撃波後方の電子密度

を測定するための回路を図 B-1 に示す。図で  $K$ ; クライストロン発振器,  $A$ ; 減衰器,  $W$ ; 周波数計,  $U$ ; 単向管 (uniline),  $S$ ; 定在波測定器 (standing wave meter),  $P$ ; 移相器,  $M$ ; 整合器,  $H$ ; 電磁ホーンを、それぞれ示す。

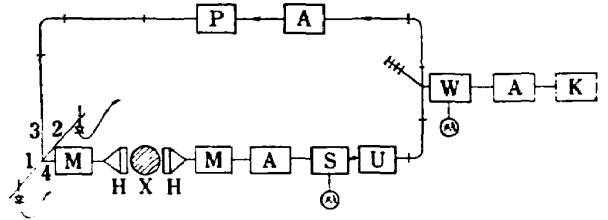


図 B 1

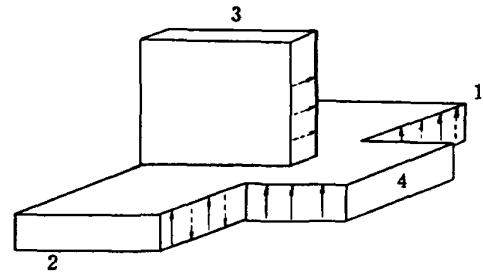


図 B 2 数字 1,2,3,4 は図 B 1 のそれに対応する

マイクロ波干渉計は一對の電磁ホーンの間に衝撃波管  $X$  をおき、平均の電子密度を測定する。図 B-2 は衝撃波管を通ってきた信号とそうでない信号とを混合して検波するためのマジック  $T$  である。いま衝撃波管内にプラズマがない場合のアーム 1, 2 の検波出力を  $V_{10}, V_{20}$  とし、移相器と減衰器とを適当に調節し、 $V_{20}=0$  となったとすると、アーム 3, 4 からの入力の振幅は互いに等しい。つぎにプラズマがある場合にアーム 4 からの入力振幅が  $A$  から  $\Delta A$  だけ変化し、その位相が  $\Delta\phi$  だけ変化したとし、それに応じてアーム 1, 2 からの検波出力も  $V_1, V_2$  になるとすると  $\Delta A$  と  $\Delta\phi$  はそれぞれ次式であたえられる。

$$\frac{\Delta A}{A} = 1 - \sqrt{2 \left( \frac{V_1}{V_{10}} + \frac{V_2}{V_{10}} \right) - 1},$$

$$\Delta\phi = \cos^{-1} \frac{\frac{V_1}{V_{10}} - \frac{V_2}{V_{10}}}{\sqrt{2 \left( \frac{V_1}{V_{10}} + \frac{V_2}{V_{10}} \right) - 1}}$$

$\Delta A$  と  $\Delta\phi$  とが求まると、電子密度  $n_e$  は次式から求められる<sup>7)</sup>。

$$\Delta\phi = 2\pi \left\{ 1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \left( \frac{(1-\eta)^2 + \beta^2}{1+\beta^2} \right)^{\frac{1}{2}} + \left( 1 - \frac{\eta}{1+\beta^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \right\}$$

(Rad),

$$\alpha = \frac{2\pi}{\sqrt{2}} \left\{ \left( \frac{(1-\eta)^2 + \beta^2}{1+\beta^2} \right)^{\frac{1}{2}} - \left( 1 - \frac{\eta}{1+\beta^2} \right) \right\}^{\frac{1}{2}}$$

(Np/wave length),

ただし  $\Delta A$  と  $\alpha$  の関係は  $d$  をプラズマの平均の幅として

$$\alpha = -\frac{\lambda}{d} \ln \left( 1 - \frac{\Delta A}{A} \right)$$

また  $\omega = 2\pi f$  を使用マイクロ波の角周波数,  $\nu_{ie}$  を電子イオン衝突周波数,  $T_e$  を電子温度として

$$\eta = \omega_p^2 / \omega^2, \quad \omega_p = 5.63 \times 10^4 n_e^{1/2} \text{ (プラズマ周波数)},$$

$$\beta = \nu_{ie} / \omega,$$

$$\nu_{ie} = 3.6 \frac{n_e}{T_e^{3/2}} \ln \left( 1.25 \times 10^4 \frac{T_e^{3/2}}{n_e^{1/2}} \right).$$

上記の方法で得られたマイクロ波干渉計の出力の写真を図 B-3 に示す。図は作動部から 30 cm 下流で 0.3 kJ (6  $\mu$ F, 10 kV) の放電による流れを測定したものである。この図から、波面が通過した後 50~100  $\mu$ sec の間で、上記の方法で求めた電子密度は約  $0.45 \times 10^{12}/\text{cm}^3$  になる。イオン密度も同程度である。

なお振幅の変化  $\Delta A$  にはプラズマにより吸収されるもののほか、散乱されるものも含まれているために測定誤差が大きくなる。 $\nu_{ie}$  の式に得られた電子密度  $n_e$  の値を代入すれば、 $n_e$  を求めたと同じ領域での電子温度  $T_e$  の値が一応得られるが、これは約  $2\sim 3 \times 10^3 \text{ K}$  をあたえる。

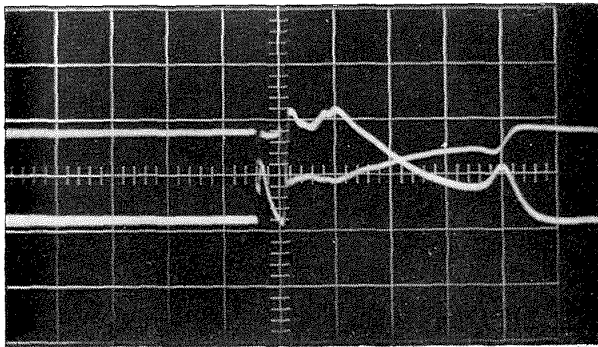


図 B 3 30 cm 下流初期圧 0.1 mmHg, コンデンサー容量 6 $\mu$ F, 充電電圧 10 kW  
上: フォーム 1 の出力縦軸 0.5 V/目盛, 横軸は時間 100  $\mu$ s/目盛  
下: フォーム 2 の出力縦軸 0.2 V/目盛, 横軸は時間 100  $\mu$ s/目盛

文 献

- 1) 松崎利一; 円錐型電磁衝撃波管内の流れ, 航技報告, TR-107 (1966年5月) pp. 1-19.
- 2) C.T. Chang; Shock Wave Phenomena in Coaxial Plasma Gun, Phys. Fluids, Vol. 4 (1961) pp. 1085-1095.
- 3) T.F. Morse; Electromagnetic Acceleration of a Shock Wave in a Constant-Area Duct, Phys. Fluids, Vol. 5 (1962) pp. 595-603.
- 4) 内田幹和; T型電磁衝撃波管, 第5回電磁流体力学シンポジウム報告 (1963年2月).
- 5) M. Yasuhara; Theory of Magnetic Shock Tube with Varying Driving Magnetic Field, J. Phys. Soc. Japan, Vol. 17 (1962) pp. 1488-1494.
- 6) J.A. Backen; Calculation on Shock Tube with Current Crowbarring, Phys. Fluids, Vol. 7 (1964) pp. 1381-1383.
- 7) 三谷健次; マイクロ波によるプラズマ測定, 日本物理学会誌, 第14巻5号 (1959年) pp. 245-255.

[訂 正]

円錐型電磁衝撃波管内の流れ  
航技研報告 TR-107 (昭和41年5月)  
松崎 利一

- 1) 6 ページ下から 5 行目  
(誤)  $I_0 = 2V_0\alpha/r\beta = 1.7V_0$  ( $r \sim 1.2\Omega$  は放電抵抗  $\sigma$  も含めた回路の全抵抗)  
(正)  $I_0 = 2V_0\alpha/R_0\beta = 1.7V_0$  ( $R_0 \sim 0.12\Omega$  は放電抵抗  $\sigma$  も含めた回路の全抵抗)
- 2) 17 ページ下から 2 行目  
(誤)  $\alpha_0, \beta_0$  を得た  
(正)  $\alpha_1, \beta_1$  を得た
- 3) 17 ページ図 A-2  
(誤) R 放電抵抗  
(正)  $\sigma$  放電抵抗

TR-124	FM 多重テレメータの動特性 Dynamic Characteristics of FM Multi-channel Telemetry System	1966年12月	新田慶治, 桜井善雄 松崎良継
TR-125T	Experimental and Calculated Results of Supersonic Flutter Characteristics of a Low Aspect-Ratio Flat-Plate Surfaces	Jan. 1967	EIICHI NAKAI, Toshiro TAKAGI, KOJI ISOGAI, Toshiyuki MORITA
TR-126	高負荷燃焼器の箱形模型による実験(II) Some Experiments on High Intensity Combustor with Partial Models (II)	1967年2月	大塚貞吉, 福田 広 相波哲朗
TR-127	周波数変換による微小回転角の計測 Measurement of Small Rotating Angle by the Frequency Modulation Technique	1967年3月	大月正男, 鈴木孝雄 円居繁治
TR-128	輻射加熱による固体の熱的物性値の測定法 Infra-red Radiation Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity of Solid Materials	1967年3月	小川 敏一
TR-129	金属箔による円管流の熱絶縁 Thermal Insulation of Metal Foil for the Case of Circular Pipe Flow	1967年3月	井上建二
TR-130T	An Experimental Study of the Melting Phenomena in Axisymmetric Stagnation Region of Thermally Highly-Conducting Materials	Mar. 1967	Yasuhiko AIHARA
TR-131	風があるときのロケットの運動の近似解析およびランチャ角修正法 An Approximate Analytical Solution for Dispersion of Unguided Rockets Due to Wind with its Application to the Calculation of Wind Compensation for Launching	1967年4月	毛利 浩
TR-132	軸方向に補強されたパネルの最大軸圧縮力(近似解) Ultimate Axial Forces of Longitudinally Stiffened Plate Panels	1967年4月	築地恒夫
TR-133	解離した極超音速流中での Teflon への熱伝達の測定 Measurements of Heat-Transfer to Teflon in Dissociated Hypersonic Flow	1967年4月	野村茂昭
TR-134	高速単段軸流圧縮機の研究 一二重円弧翼の性能一 The Aerodynamic Performance of a Single-Stage Axial-Flow Compressor with Double-Circular-Arc Blades	1967年5月	藤井昭一, 西脇英夫 吉田 晃, 五味光男 武田克己, 菅原 昇

---

## 航空宇宙技術研究所報告135号

昭和42年5月発行

発行所 航空宇宙技術研究所  
東京都調布市深大寺町1880  
電話武蔵野三鷹(0422) 44-9171 (代表)

印刷所 株式会社 東京プレス  
東京都板橋区桜川 2-27-12

---