

UDC 532.54

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-107

円錐型電磁衝撃波管内の流れ

松崎利一

1966年5月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

TR-85	回転翼の線型理論（II） —揚力線理論— Linearized Aerodynamic Theory of Rotor Blades (II) —Lifting-Line Theory—	1965年3月 市川輝雄
TR-86	高速多段軸流圧縮機の部分負荷特性の一計算法 A Method for Predicting the Off-design Performance of Multi-Stage Axial-Flow Compressors Operating in the Transonic Flow	1965年5月 松木正勝, 藤井昭一 五味光男
TR-87	亜音速流中のパネルフラッタとダイバージェンス（II）圧縮流理論（III）実験的研究 Theoretical Study of Two Dimensional Panel Flutter and Panel Divergence in Subsonic Flow (II) Compressible Flow Case (III) Experimental Study	1965年6月 石井孝雄
TR-88	尾翼, 脳体結合構造物の地上振動試験結果に関する定性的な吟味 Qualitative Examinations on the Results of Ground Vibration Tests of Tail Wing- Fuselage Combination Structure	1965年6月 塙武敏, 越出慎一
TR-89	垂直突風および航空機の突風応答に関する実験的研究 An Experimental Investigation on Vertical Gusts and the Airplane Response	1965年6月 小野幸一, 山根皓三郎
TR-90	ヒステリシスループの形, 繰返しによる形の変化および繰返し後の塑性流動応力の上昇 (第1報 実験, 第2報 ねじりの場合の理論) The Shape of Mechanical Hysteresis Loop, its deformation due to Stress Repetition and Resulting Increase in Flow Stress (Part 1. Experiment, Part 2. Theory for Torsion)	1965年7月 中西不二夫, 佐藤和郎 永井文雄
TR-91	固体プロペラントの割れ目内への火炎伝ば (I) Flame Propagation into the Gap of Solid Propellant Grain (I)	1965年7月 五代富文
TR-92	ロケット脳体をまわる超音速流の一近似解法 (I) 一迎角0のとき An Approximate Calculation for Supersonic Flow Past Bodies of Rocket Vehicles (I) —Linearized Flow with Axial Symmetry—	1965年8月 谷喬
TR-93	遷音速動安定試験 Dynamic Testing at Transonic Speed	1965年10月 小橋安次郎, 河野長正 西武徳
TR-94	翼幅方向に一様な揚力分布をもつ半無限の後退翼 On the Camber Lines of Semi-Infinite Sweptback Wings which give Uniform Spanwise Load Distribution	1965年10月 河崎俊夫
TR-95	飛行機の縦の操縦特性に関する二三の考察 A Few Comments on the Longitudinal Handling Qualities of Airplanes	1965年11月 荒木浩
TR-96T	A Generalized Functional Formalism for Turbulence	Dec. 1965 Iwao HOSOKAWA
TR-97	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(I)-軸対称流れ- A Theoretical Investigation of the Com- pressible Flow Through the Axial Turbo- Machines (I) —Non-Swirling Fluids in Ducts—	1965年12月 藤井昭一

円錐型電磁衝撃波管内の流れ*

松崎利一**

Ionized Flow in a Conical Shock Tube

By Riichi MATSUZAKI

Ionized flow is investigated by using an electric shock tube with a conical driver section. Observed velocities of luminous fronts in the tube are proportional to a parameter $V_0/\sqrt{P_1}$, where V_0 is the charging voltage and P_1 is the initial pressure. The result agrees quantitatively with the ordinary shock tube theory with assumptions that the driver gas is heated by discharge current in the driver section of constant volume, and that the specific-heat ratio has the value of real gas. Precursor phenomena ahead of the fronts were observed. Result of double probe measurement shows that the flow consists of uniform and trailing regions. The ionized flow established in the tube is described by one-dimensional ionized flow analysis, and reasonable explanations are made on the flow profile in the trailing region and on the effect of ion-electron recombination on the peak values of the probe signals.

1. まえがき

気体の電離を伴うような非常に強い衝撃波のうしろの高温状態の研究は極超高速飛しょう等の問題と関連して重要であり、また実在気体効果のある流れとしても興味がある。このような強い衝撃波を発生させてそのうしろの高温状態を研究するために電磁衝撃波管を試作した。

電磁衝撃波管は一般にコンデンサにたくわえられた電気エネルギーを瞬間に放電させて高温状態を得るための作動部と、その高温気体によって発生する衝撃波を観測するための測定部とからなっている。作動部は電極の配置により円錐型^{1)~6)}、T型^{7)~9)}、同軸型または同軸円環型^{10)~12)}等のものが用いられている。それに接続する測定部は一般にガラス管でできている。測定部に発生する衝撃波のマッハ数 M_s ($= u_s/a_1$ 、衝撃波速度 u_s を下流の音速で除した値) は普通の衝撃波管より大きく、強い衝撃波が得られるのが特徴である。電磁衝撃波管はまた衝撃波のすぐうしろの持続時間のごく短かい高温の流れを利用して模型のまわりの流れの研究を行なうこともできる。

当所では円錐型および同軸型の発生部をもつ電磁衝撃波管を用いて研究が進められているが、ここでは円錐型電磁衝撃波管について、その性能や管内の流れの性質を調べた結果を報告する。

* 昭和41年3月11日受付

** 空気力学第一部

2. 実験

2.1 装置

実験に用いた円錐型電磁衝撃波管の作動部の形状と作動中のもようを図 1 (a), (b) に示す。パイレックスガラス製のテーパー管の両端にステンレス鋼製の半球形の陽極と円環状の陰極が取り付け

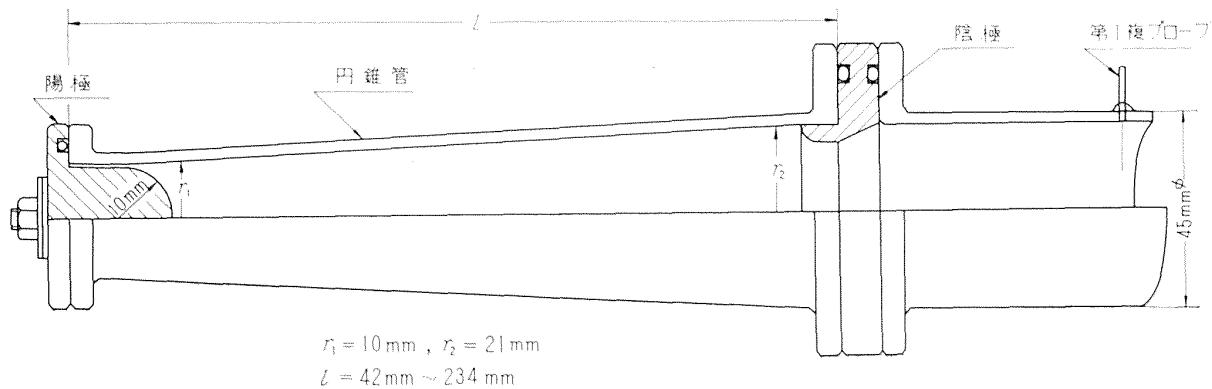


図 1 (a)

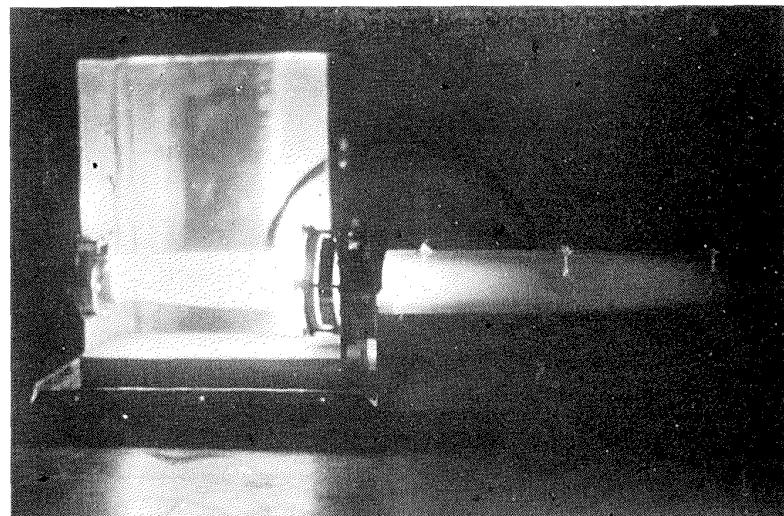


図 1 (b)

てあり、放電はこの両端で行なう。図 2 は測定部が直徑 75 mm の管内で平板前方に発生する bow shock wave のもようを示す。図 3 は電磁衝撃波管を駆動するための回路で、コンデンサ $C=6\sim 10\mu\text{F}$ を用いた。

2.2 衝撃波速度の測定

管内の衝撃波速度の測定は管壁の異なる 2 点に取り付けた複プローブまたはホトトランジスター、または流れに垂直にあてたマイクロ波の反射等によって測定することができる。マイクロ波による測定では Precursor 効果がある場合には誤差を生ずる¹³⁾。ここでは主として複プローブを用いて測定した。

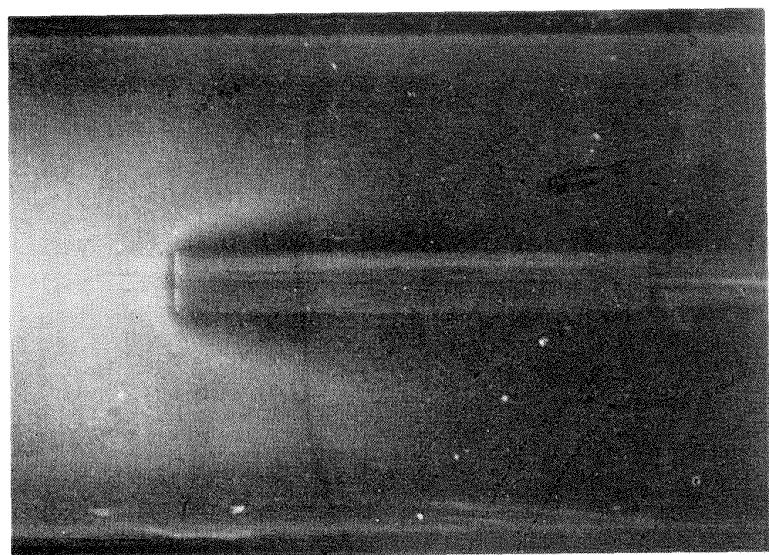


図 2

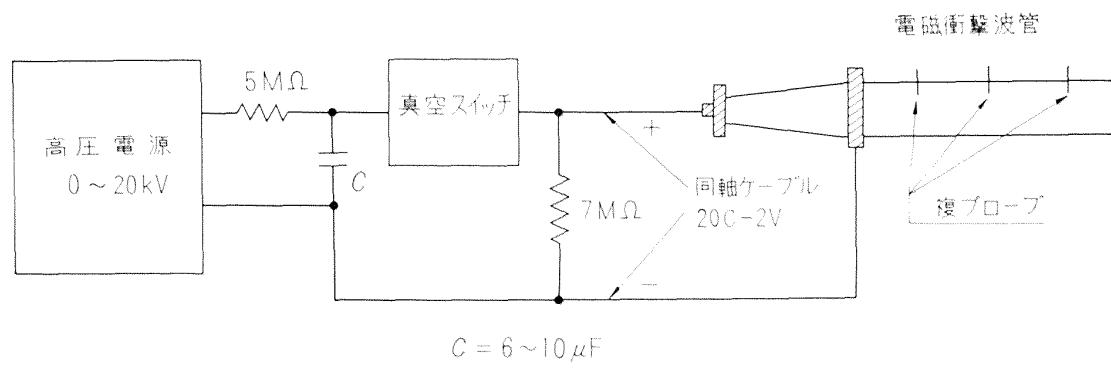


図 3

複プローブ測定のための回路と測定結果の一例を図 4 (a), (b) に示す。複プローブは直径 0.1 mm, 長さ 5 mm の 2 本の白金線を平行に 5 mm 離して管壁に垂直にうえつけたのを一組とする。

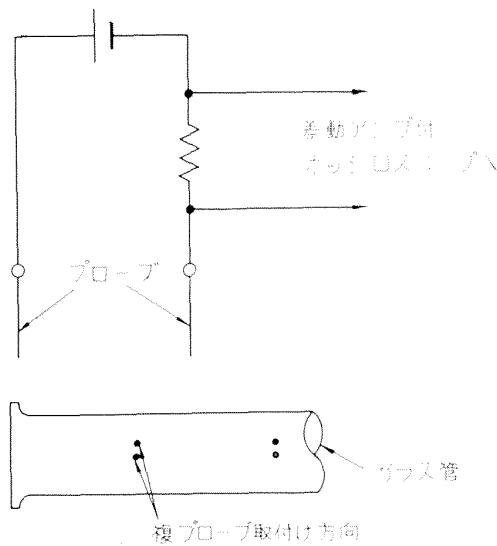


図 4 (a)

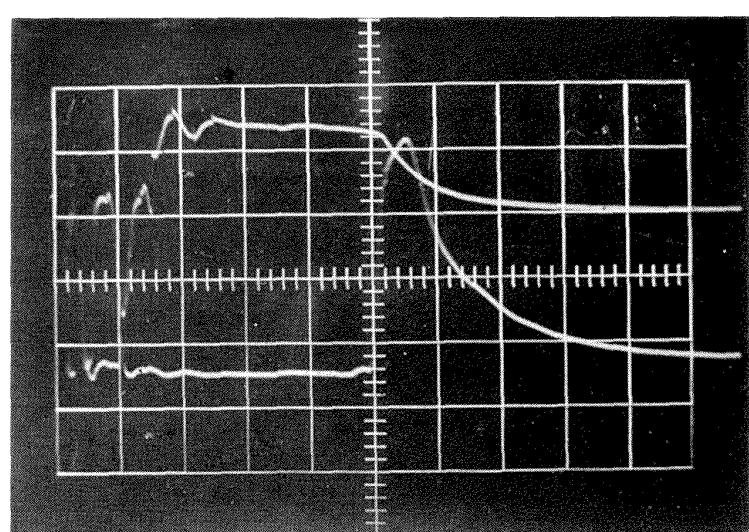


図 4 (b) 上, 8 cm 下流, 下, 28 cm 下流, 掃引速度 50 μs/cm.

複プローブの両極間を流れる電流は差動型プリアンプ付のオッショスコープで観測する。

図 5 に作動部の円錐の半頂角を変化させた場合の衝撃波速度の変化を示す。Josephson の実験¹⁾のように衝撃波速度が最大となるような最適の半頂角はあまりはっきりとは見いだされない。なお、Hart による実験²⁾でもこのような最適角は存在しないようである。

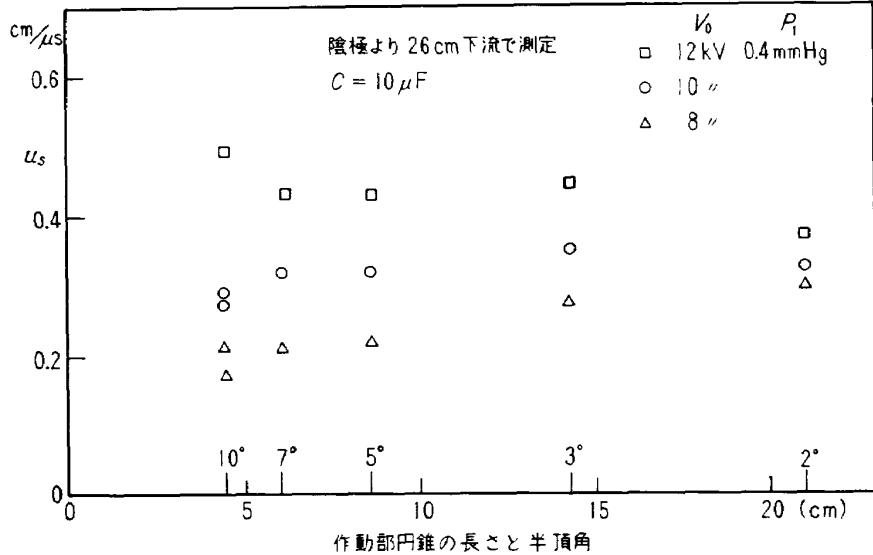


図 5

図 6 に衝撃波速度の $V_0/\sqrt{P_1}$ (V_0 はコンデンサの充電電圧, P_1 は初期圧) による変化を示す。電磁衝撃波管が普通の衝撃波管と同じ作動機構で作動するとすると、衝撃波速度のこのパラメータへの依存性が次のようにして導出される。

普通の衝撃波管では作動部と測定部との圧力 P_4, P_1 の比を与えると次式により衝撃波マッハ数 M_s が決まる。

$$\frac{P_4}{P_1} = \left(\frac{2\gamma_1}{\gamma_1 + 1} M_s^2 - \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \right) \left[1 - \frac{\gamma_4 - 1}{\gamma_1 + 1} \frac{a_1}{a_4} \left(M_s - \frac{1}{M_s} \right) \right]^{-2\gamma_4/(\gamma_4 - 1)} \quad (2.1)$$

ここで $a_4, a_1, \gamma_4, \gamma_1$ はそれぞれ作動中の作動部と、測定部の衝撃波前方での空気中の音速と比熱比である。電磁衝撃波管では作動部と測定部の密度は等しいから

$$a_1/a_4 = (\gamma_1 P_1 / \gamma_4 P_4)^{1/2} \quad (2.2)$$

(2.1) 式で $M_s^2 \gg 1$ として

$$y = (P_1/P_4)^{1/2} M_s \quad (2.3)$$

とおくと

$$\frac{2\gamma_1}{\gamma_1 + 1} y^2 = \left\{ 1 - \frac{\gamma_4 - 1}{\gamma_1 + 1} \left(\frac{\gamma_1}{\gamma_4} \right)^{1/2} y \right\}^{2\gamma_4/(\gamma_4 - 1)} \quad (2.4)$$

となるが、空気に対して $\gamma_1 = 1.4$ 、作動部の高温の空気に対して $\gamma_4 = 1.28 \sim 1.66$ の値をとる¹⁴⁾。これらの γ の値に対して (2.4) 式の根は $y = 0.60 \sim 0.64$ の値をとることがわかる。したがって

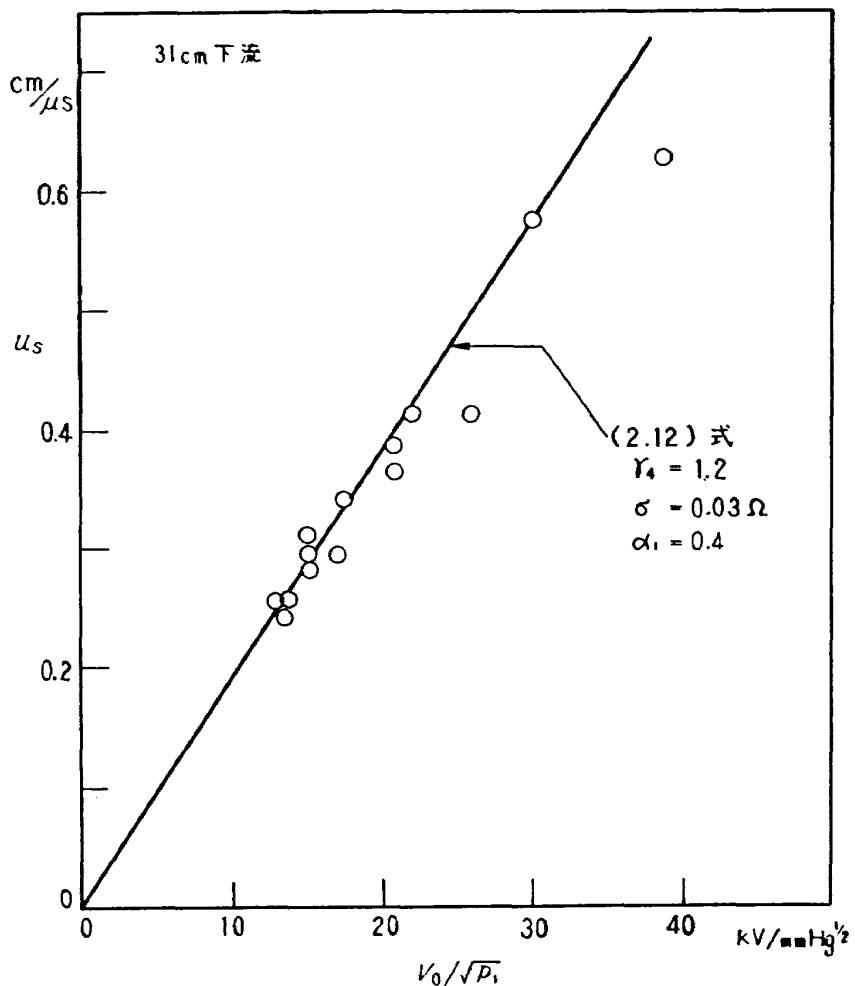


図 6

これらの根を α_1 とすると (2.3) 式から

$$u_s = \alpha_1 M_s = \alpha_1 (\gamma_1 R T_1)^{1/2} (P_4/P_1)^{1/2} \quad (2.5)$$

すなわち衝撃波速度は衝撃波前方の温度の平方根に比例し、圧力の平方根に反比例する。

ここで作動部の作動圧力 P_4 の成因として電極間の抵抗によるジュール加熱に基づく圧力の上昇 P_j の平均値 $\langle P_j \rangle$ を考える。温度の上昇は放電の最初の半周期の間でのジュール加熱によるとするが、この実験では $\tau \sim 20 \mu\text{s}$ であり ([付記] の A-3 図参照)，この程度の時間ではいわゆる接触面の後方の作動部の気体は作動部からあまり離れてないので、加熱が作動部の一定体積内で行なわれるとしても近似的に正しいものと思われる。たとえば $u_s = 0.25 \text{ cm}/\mu\text{s}$ では $\tau \sim 20 \mu\text{s}$ の間に作動部の終端から 5 cm 下流へ進んでいるにすぎず、しかも放電部の気体はこれより後方にある。それゆえここでは作動部内で加熱が行なわれてから、衝撃波が駆動されるものとする。いま σ_0 を放電抵抗率 ($\Omega \cdot \text{m}$)， $j = I/s(r) = I/\pi r^2$ を電流密度とすると半周期 τ でのジュール加熱による温度上昇 T は

$$\rho C_v T = J \int_0^T \sigma_0 j^2 dt \quad (2.6)$$

から求められる。ここで比熱 C_v は温度によって変化するが、温度 T の作動部での値であるとする。すなわち $\int_{T_1}^T \rho C_v dT \approx \rho C_v T$ と近似できると仮定する。 ρ は密度、 $J=0.238 \text{ cal/Joul}$ は熱の仕事当量である。この式と、作動部の気体が温度 T の完全気体であるとして、状態方程式 $p=(C_p - C_v)\rho T$ とから

$$P_j = J(\gamma_4 - 1) \int_0^T \sigma_0 j^2 dt \quad (2.7)$$

となる。 P_j の平均値 $\langle P_j \rangle$ は作動部の空間で平均するものとする。すなわち

$$\begin{aligned} \langle P_j \rangle &= J(\gamma_4 - 1) \left\langle \frac{1}{\pi r^2 l} \right\rangle \bar{\sigma} \int_0^T I^2 dt \\ &= J(\gamma_4 - 1) \frac{1}{\pi r_1 r_2 l} \cdot \frac{1 - e^{-2\alpha\tau}}{4\alpha} \cdot \frac{\beta^2}{\alpha^2 + \beta^2} \cdot \bar{\sigma} I_0^2 \end{aligned} \quad (2.8)$$

ここで放電電流波形

$$I = I_0 e^{-\alpha t} \sin \beta t \quad (2.9)$$

は [付記] に述べる方法で測定する。また $\bar{\sigma}$ はこの測定から得られる放電抵抗の値の平均値である。 l は作動部の長さである。(2.9) 式に実験値 $\tau=20 \mu\text{s}$, $\beta=0.161 \text{ rad}/\mu\text{s}$, $\alpha=0.016 \text{ Np}/\mu\text{s}$, $\bar{\sigma}=0.03 \Omega$ および $l=0.234 \text{ m}$ を代入すると

$$\begin{aligned} \langle P_j \rangle &\cong 4.94 \times 10^{-5} I_0^2 \text{ N/m}^2 \\ &\cong 3.7 \times 10^{-7} I_0^2 \text{ mmHg} \end{aligned} \quad (2.10)$$

が得られる。

ここで γ_4 は作動部のプラズマ状態の空気の比熱比であるが、次のようにしておよその値を見積った。まず作動部の空気は十分高温で完全電離していると考えられるので、この部分での放電抵抗の実測値から抵抗率 $\sigma_0 \sim 10^{-2} \Omega \cdot \text{cm}$ が得られる。初期圧 $P_1=0.1 \sim 0.5 \text{ mmHg}$ での抵抗率のこの値から作動部での温度が推算でき¹⁵⁾, $T \sim 10^4 \text{ K}$ となる。この温度での空気の γ_4 の値は文献 14) によりおよそ 1.18~1.23 である。(2.10) 式を導出する場合には $\gamma_4=1.2$ を用いた。

(2.10) 式から、(2.5) 式の u_s は、 $a_1 = \sqrt{r_1 R T_1} = 340 \text{ m/s}$, (2.4) 式の根を $\alpha_1=0.60$ として

$$u_s = 0.116 I_0 / \sqrt{P_1} \text{ m/s} \quad (2.11)$$

となる。放電電流 I_0 と充電電圧 V_0 との関係 $I_0 = 2V_0\alpha/r\beta = 1.7V_0$ ($r \sim 1.2 \Omega$ は放電抵抗 σ も含めた回路の全抵抗) を用いて、 V_0 として kV, μ_s として cm/ μs , P_1 として mmHg を単位とすると結局

$$u_s = 1.9 \times 10^{-2} V_0 / \sqrt{P_1} \quad (2.12)$$

が得られる。図 6 と上式から得られる u_s の値を実線で示してある。この図から衝撃波速度に関する

る限り普通の衝撃波管の理論から強い衝撃波に対して得られる値とだいたい一致するようであるが、次節で述べるように管内の流れる普通の衝撃波管内の流れとはやや異なっている。なお衝撃波速度の $V_0/\sqrt{P_1}$ へのこの依存性はすでに文献 3), 4), 5) 等で定性的に述べられているが、円錐型の作動部をもつ電磁衝撃波管に限らず、電気的に作動する衝撃波管について一般になりたつ関係であると思われる。

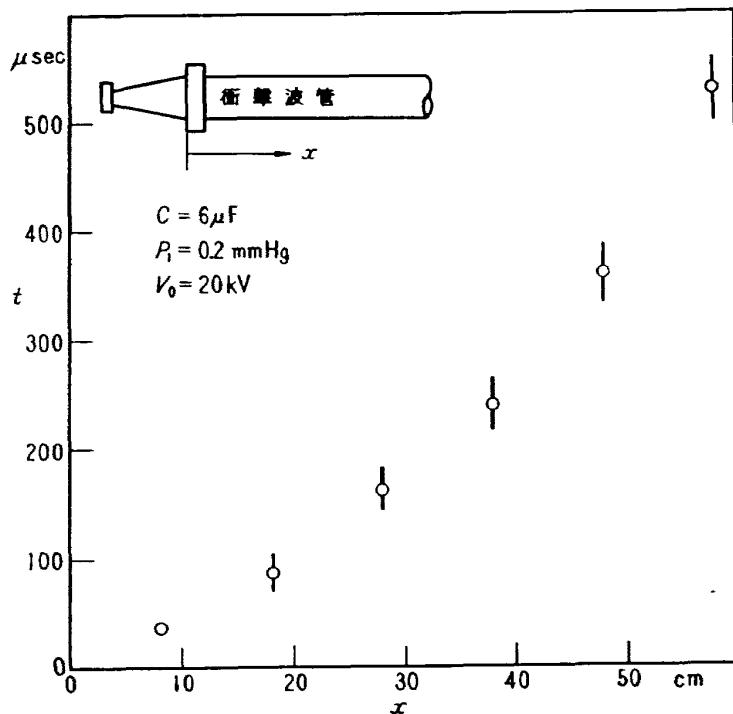
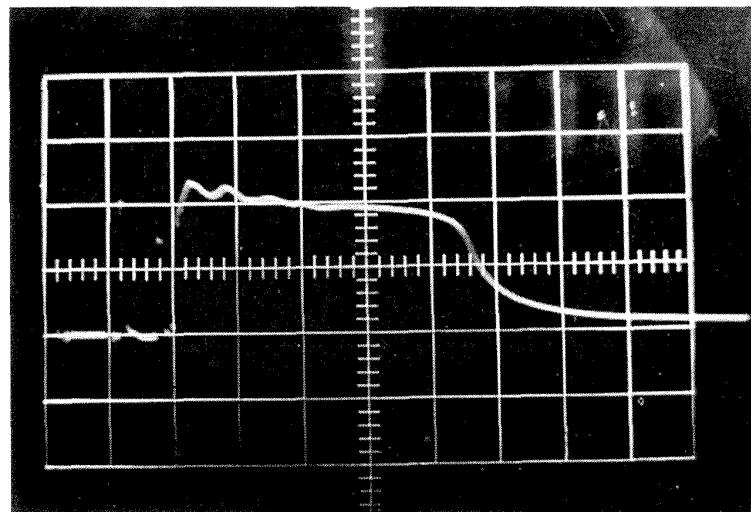


図 7

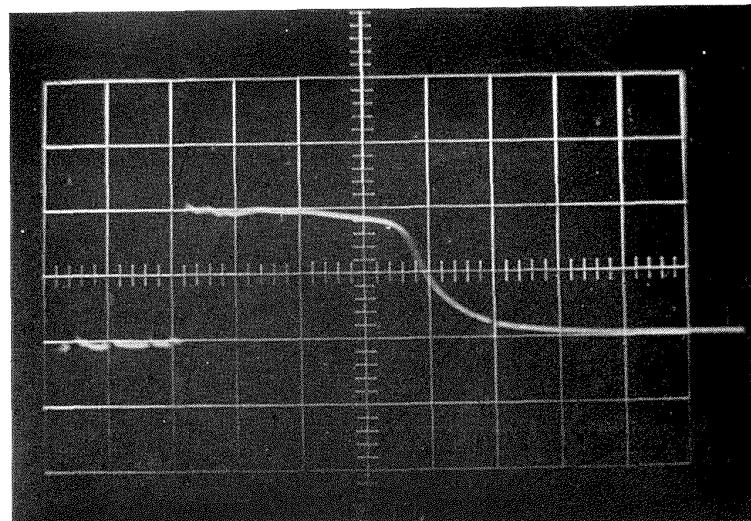
図 7 に衝撃波管の管壁に沿っての各点での衝撃波の到達時間の変化の測定値 ($x-t$ ダイヤグラム) を示す。この図から管壁の各点で衝撃波の速度は必ずしも一定でなく作動部より十分遠方ではおそくなっていることがわかる。このような衝撃波速度の変化は普通の衝撃波管とは異なる作動機構を考えることにより説明できるようである。しかし次節以下の管内の流れの考察では衝撃波速度は管壁に沿って一定とみなすことにする。

3. 管 内 の 流 れ

上述の衝撃波管内のイオン化した流れのもよさについて述べる。衝撃波管の管壁に沿っての各点で複プローブにより管内の流れのもよさを測定した結果を図 8 に示す。これらの図で縦軸はプローブ電流に比例する量を、横軸は時間を表わす。これらの測定によると、衝撃波のうしろの電離した流れのイオン密度プロフィルはほぼ平たんな部分と尾を引く部分とからなっていることがわかる。平たんな部分の高さはほぼ一定であるが、長さは管壁に沿って作動部から離れるにつれて短かくな



(a) 8 cm 下流, 縦軸 20 V/cm, 横軸 50 μs/cm



(b) 18 cm 下流, 縦軸 20 V/cm, 横軸 50 μs/cm

図 8

り, ある点から先では消滅する。平たんな部分の長さは放電エネルギーが大きいほど長いようである。

これらの測定結果から管内の流れは図 9 のような形をとるとすると, 以下に述べるように尾の部分のプロフィルおよびプローブ電流のピーク値の変化を定性的に説明することができる¹⁶⁾。すなわち図 9 で衝撃波前方を領域 I, 衝撃波のうしろの平たんな部分を領域 II, それに続く尾の部分を領域 III として,

$$\begin{aligned} \text{領 域 I}, & \quad \rho_{ei} = \rho_{ee} = 0 \\ \text{領 域 II}, & \quad \rho_{ei} = \rho_{ee} \\ \text{領 域 III}, & \quad \rho_{ei} \approx \rho_{ee} \end{aligned} \tag{3.1}$$

であるとする。ここで $\rho_{ei} = e n_i$, $\rho_{ee} = e n_e$ で e は電子の電荷, n_i と n_e はそれぞれイオンと電子の数密度である。領域 II は衝撃波を通して流入した気流と放電部の気体とからなり, 領域 III は普通の

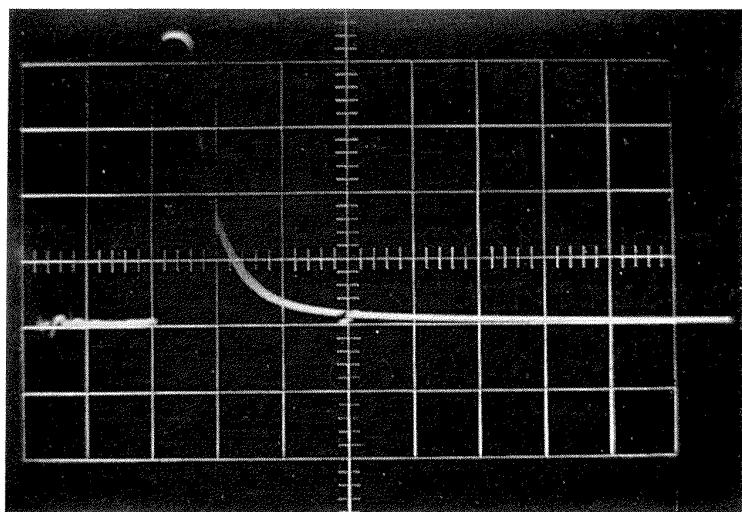
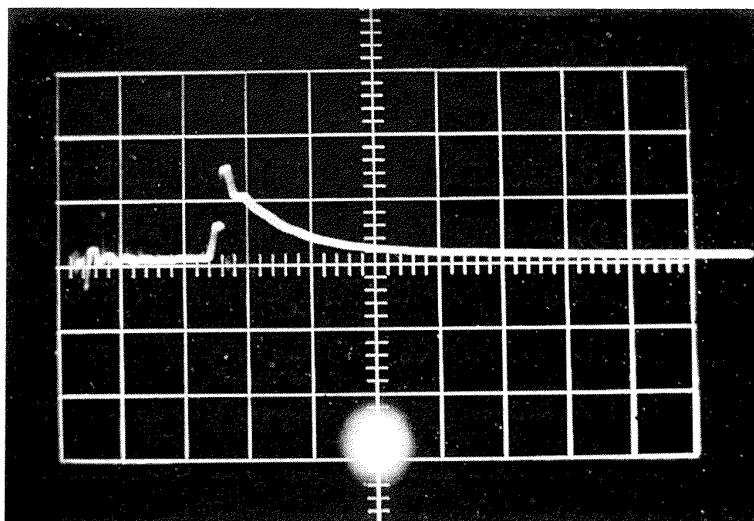
(c) 28 cm 下流, 縦軸 10 V/cm, 横軸 50 μ s/cm(d) 38 cm 下流, 縦軸 5 V/cm, 横軸 100 μ s/cm

図 8

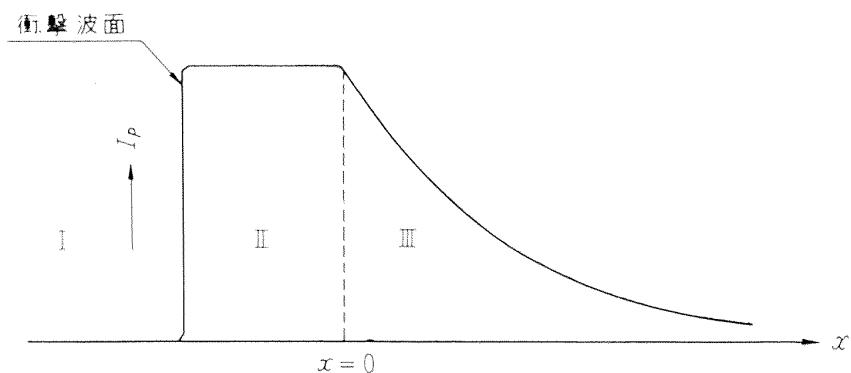


図 9

衝撃波管の場合の膨張部に相当するものと思われる。

3.1 一次元のイオン流

図9の領域IIからIIIへ流入する流れは(3.1)の仮定のなりたつような一次元の電気流体力学的

な流れであるとする。この流れで誘導磁場、粘性、熱伝導および異なる粒子間の相互作用をすべて無視し、イオンの流れは理想気体の流れであるとする。イオン流の式は

$$\rho_i \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla P_i + \rho_{ei} \mathbf{E} \quad (3.2)$$

とかける。ここで $\rho_i = m_i n_i$ で m_i はイオンの質量、 \mathbf{u} は流速、 P_i はイオンの分圧である。また流れの中で再結合がないとするとイオン流に対する連続の式

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla(\rho_i \mathbf{u}) = 0 \quad (3.3)$$

がなりたつ。また領域 III での荷電のゆらぎに基づく巨視的な電気変位 \mathbf{D} は Poisson の式

$$\nabla \mathbf{D} = \rho_{ei} - \rho_{ee} = \delta \rho_{ei}, \quad \delta = (\rho_{ei} - \rho_{ee}) / \rho_{ei} \quad (3.4)$$

で定義される。ここで δ は荷電の過剰の割合で一定とみなす。さらに領域 II から III へのイオン流は等エントロピー的であるとすると

$$p_i \propto \rho_i^r \quad (3.5)$$

ここでさらに状態量が時間 t と、領域 II と III との境界面を原点として上流へ測った座標 x への依存性は $p = p(x, t)$, $\rho = \rho(x, t)$, $\mathbf{E} = \mathbf{E}(E_x(x, t), 0, 0)$, および $\mathbf{u} = \mathbf{u}(t)$ であるとする。ただし、 $\mathbf{E} = \mathbf{D}/\epsilon$ で ϵ はスカラー誘電率である。 p , ρ は領域 II での値をもとにして無次元化し p' , ρ' とし、 \mathbf{u} は領域 II の音速 a_2 で無次元化し、 \mathbf{u}' とかく。さらに $E'_x = E_x/E_0$, $x' = x/L$ および $t' = t(a_2/L)$ と無次元化する。ここで E_0 と L はある基準の電場と長さであり、 $a_2^2 = \gamma_2 R T_2$, R と T は気体定数および温度である。なお添字 2, 3 はそれぞれ領域 II, III での値を示すとする。衝撃波とともに動く座標では流速 \mathbf{u}' は $u'_3 - u'_s$ であるから上式はそれぞれ

$$\frac{\partial}{\partial t'} (u'_3 - u'_s) + \frac{1}{\gamma_3} \frac{1}{\rho'_i} \frac{\partial p'_i}{\partial x'} = \frac{e E_0 L}{m_i a_2^2} \cdot E'_3 \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial \rho'_i}{\partial t'} + (u'_3 - u'_s) \frac{\partial \rho'_i}{\partial x'} = 0 \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial E'_3}{\partial x'} = (e L \rho_{i2} / m_i \epsilon E_0) \delta \rho'_i \quad (3.8)$$

$$p'_i = \rho'_i r_i \quad (3.9)$$

となる。(3.6) に (3.9) を代入して x で微分し、(3.8) を代入すると

$$\frac{\partial}{\partial t'} \frac{\partial}{\partial x'} (u'_3 - u'_s) + \frac{\partial}{\partial x'} \left(\rho'^{r_i-2} \cdot \frac{\partial \rho'_i}{\partial x'} \right) = \alpha \rho'_i \quad (3.10)$$

を得る。ここで

$$\alpha = \frac{e^2}{m_i \epsilon r_s R} \cdot L^2 \cdot \frac{n_{i2}}{T_{i2}} \cdot \delta$$

(3.10) 式の左辺第 1 項は 0 であるから、 $x' \rightarrow \infty$ で $\rho'_i \rightarrow 0$ となるようなこの式の解は

$$\rho'_i = \left\{ \frac{K}{x' + A(t')} \right\}^{2/(2-r_3)}, K = \left\{ \frac{(2-r_3)^2}{2r_3} \cdot \alpha \right\}^{-1/2} \quad (3.11)$$

となる。ここで $A(t')$ は t' の関数で $A(0)=K$ である。 $A(t')$ は (3.11) を連続の式 (3.7) に代入することにより

$$\frac{\partial A}{\partial t'} + (u_{s'} - u_{s'}) = 0 \quad (3.12)$$

から得られるが、イオン流が測定点を通過する間に $u_{s'} - u_{s'} = u_2' - u_s'$ はほとんど一定であるので

$$A(t') = (u_{s'} - u_{s'})t' \sim K \quad (3.13)$$

$u_{s'} - u_{s'}$ が一定とみなせるので $x' = u_{s'} t'$ で (3.11) 式は

$$\rho'_i = \left\{ \frac{K}{(2u_{s'} - u_{s'})t' + K} \right\}^{2/(2-r_3)} \quad (3.14)$$

となる。ここで $2u_{s'} - u_{s'}$ は Rankine-Hugoniot の式により衝撃波マッハ数 M_s から

$$2u_{s'} - u_{s'} = \frac{2\gamma M_s^2 + 2}{(\gamma + 1)M_s} \cdot a_{12}$$

により得られる。ただし $a_{12} = (T_1/T_2)^{1/2}$ は音速の比である。

3.2 イオン密度プロファイル

複プローブは主として decaying plasma の測定などに用いられるが、イオンさやの面積が一定で流速があまり大きくならない場合にはプローブ電流 I_p は

$$I_p \propto n_i T_i^{1/2} \quad (3.15)$$

の関係がある¹⁷⁾⁻¹⁹⁾。したがって次元をもった式で

$$I_{p3}/I_{p2} = (\rho_{i3}/\rho_{i2})(T_{i3}/T_{i2})^{1/2}$$

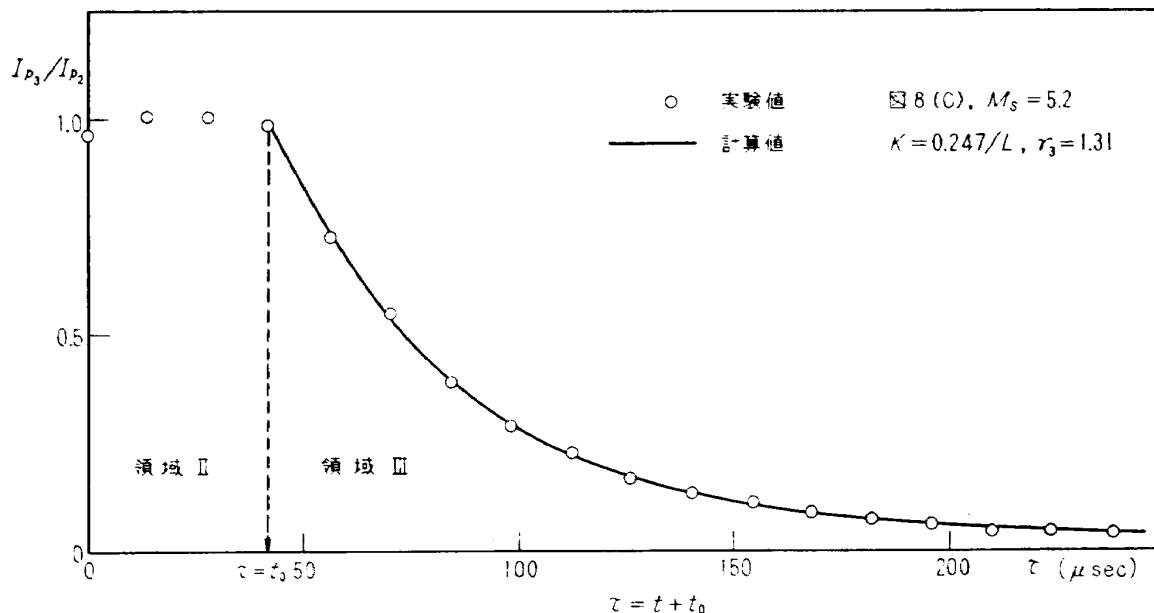


図 10

$$= (\rho_{i3}/\rho_{i2})^{r+1/2} \quad (3.16)$$

ここで ρ_{i3}/ρ_{i2} は (3.14) 式で与えられる。

このようにして求めたイオン流の密度プロフィルを図 8 (c) の実験結果と比較したものを図 10 に示す。領域IIでのイオン密度のおよその値は 10 Gc/s のマイクロ波信号の透過の実験から知られる。図 11 はこのようにして得られたもので図の平たんな部分ではイオン密度が $1.2 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ を越えている。また領域IIでのイオン温度は衝撃波の関係式から得られる気体温度に等しいとする。すなわち図 8 (c) の場合 $M_s = 5.2$ であるから T_{i2} はおよそ $2 \times 10^3 \text{ K}$ となる。またこの温度では $\gamma_3 \approx \gamma_2 \approx 1.31$ である²⁰⁾。(3.14)において $K = 0.274/L$ と選ぶと図 10 のプロフィルを定性的に一致させることができる。 K のこの値を用いると、荷電の過剰率として導入された δ の値は $\delta \sim 10^{-7}$ となる。またこの δ の値から (3.4) 式を用いて領域IIIの x 方向に存在する、荷電のゆらぎに基づく巨視的電界の大きさの程度は $E_x \sim 10^2 \text{ V/m}$ となることがわかる。また δ のこの値は荷電のゆらぎが準中性プラズマ中の統計的なゆらぎと同程度であることを示す。

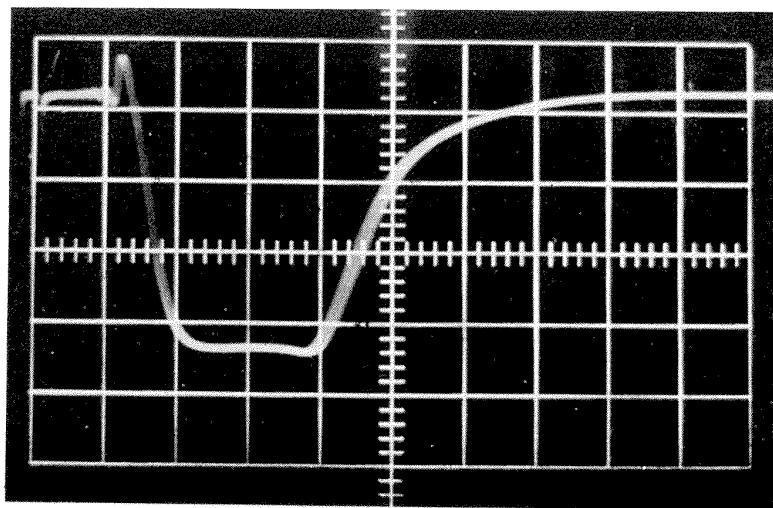


図 11 掃引速度 $100 \mu\text{s/cm}$

3.3 再結合の効果

衝撃波管内のイオン流のプローブ測定による電流波形は図 8 (a)~(d) に示したとおりであるが、領域IIの持続時間は管壁に沿って下流に進むにつれて短くなり、ある点で 0 になる。一方波高値はこの点までほとんど一定であるが、それより下流では急激に減少し、十分下流では消滅してしまう。このような流れでは衝撃波によるイオン化効果よりもイオン電子再結合効果のほうが大きいことが想像される。ここでは再結合効果を考慮して衝撃波管のある点より下流で観測されるこのようなピーク値の減少を考察する。再結合効果がある場合には連続の式 (3.7) の代りに再結合を表わす式を用いる。

流れるプラズマ中のイオン電子再結合を表わす式は $D\rho_i/Dt = -\mu/m_i \cdot \rho_i^2$ とかける。 μ はイオン

電子再結合係数 (cm^3/s) である。一次元の場合、この式は次元をもった式で、

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + (u_s - u_i) \frac{\partial \rho_i}{\partial x} = -(\mu/m_i) \rho_i^2 \quad (3.17)$$

となる。この式に (3.11) 式 $\rho_i = \rho_{i2} \{K/x + A(t)\}^{2/(2-\gamma_3)}$ を代入すると $A(t)$ に関する式

$$\frac{\partial A}{\partial t} = u_s - u_i + \frac{2-\gamma_3}{2} \cdot \mu n_{i2} K^{2/(2-\gamma_3)} A^{-\gamma_3/(2-\gamma_3)} \quad (3.18)$$

を得る。ここで $A(t)$ のあらい見積りをするためにふたたび $u_s - u_i$ を管壁に沿って一定であるとし、これを $\overline{u_s - u_i}$ とかく。さらに $\gamma_3 = 1.33 = 4/3$ と仮定するが、これは温度約 10^3 K での空気の比熱比の値に相当し²⁰⁾、現在の流れの状態に近い。 γ_3 としてこの値を用いると (3.18) 式は積分できて

$$A - \sqrt{\nu} \tan^{-1} \frac{A}{\sqrt{\nu}} = \overline{u_s - u_i} \cdot t + C \quad (3.19)$$

ただし

$$\nu = \frac{1}{3} \mu n_{i2} K^3 / \overline{u_s - u_i}$$

となる。ここで定数 C は $A(0) = K$ から決まる。 A として (3.19) 式で与えられる値を用いると

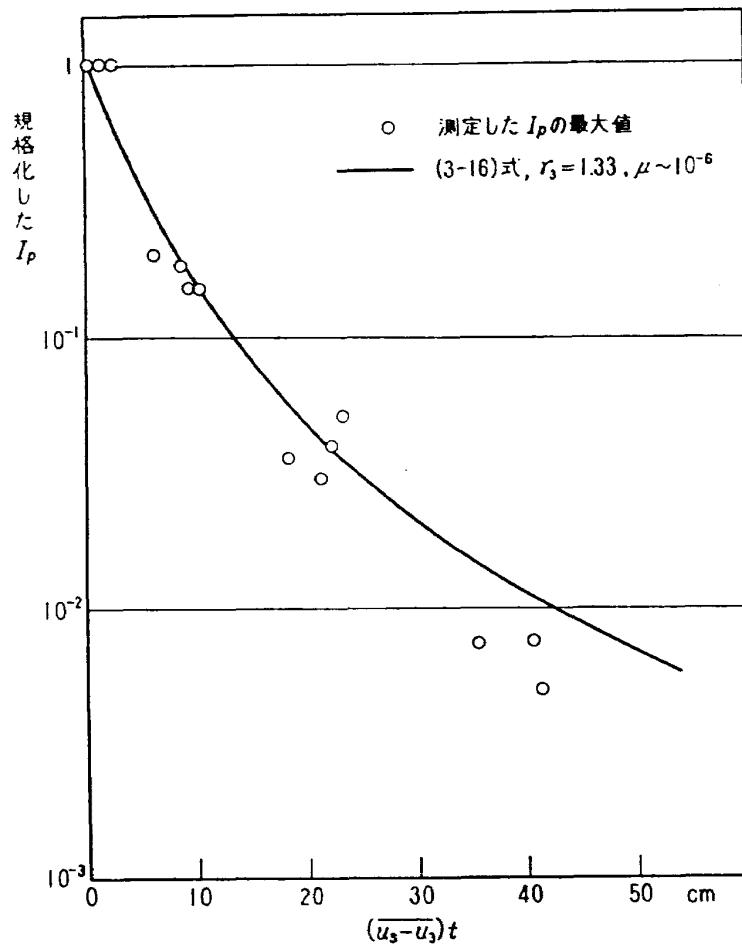


図 12

(3.11) 式と (3,16) 式とで与えられるプローブ電流のピーク値 ($x=0$ での値) を計算することができる。ただしこの状態での空気の μ の値として $\mu \sim 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$ を用いる²¹⁾。

このようにして得られたプローブ電流波形のピーク値の管壁に沿っての変化を図 12 に示す。この図の実験ではイオン流が作動部から 28 cm 下流にあるプローブを通過したときあたりからピーク値が減少はじめるので、そこを $t=0$ の点としている。実験結果と定性的に一致しており、再結合効果がこのようなピークの値の減少のおもな原因と考えられる。

3.4 先行波 (precursor wave)

衝撃波管内の非常に強い衝撃波のうしろで高温のために電離が起こっているような場合に、その前方に衝撃波に先行する波が観測される^{22),23)}。この波は電離気体または電子からなり、衝撃波の後方での発光による光電離、衝撃波を通しての電子の熱拡散または電界の存在による電子のドリフト運動等の原因が考えられている。特に文献 23) ではこのような波を、衝撃波を通して存在する巨視的な電界による電子のドリフト運動であるとすると実験結果をうまく説明できることを示した。

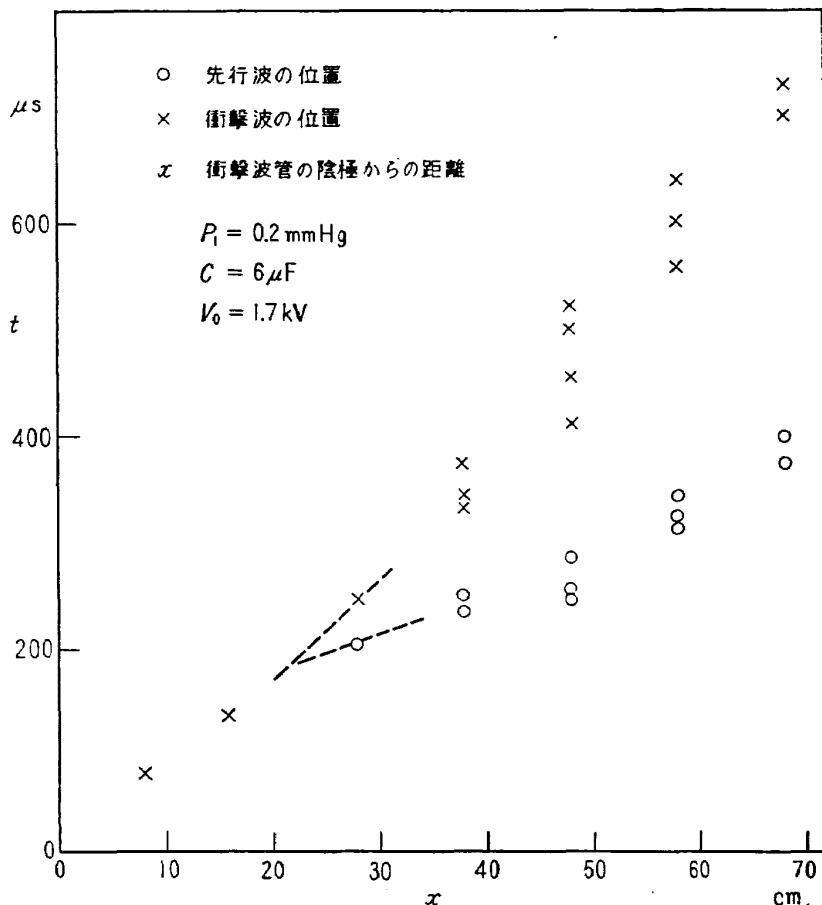


図 13

前述の電磁衝撃波管内でもこのような先行波が複プローブにより観測されたのでその結果を述べる。図 13 は衝撃波フロントと先行波のフロントとの関係を示す $x-t$ ダイヤグラムであるが、先

行波のフロントが衝撃波がある点より下流に進行してから現れることがわかる。これは普通の衝撃波管の場合²²⁾と同様である。図 14 に複プローブで観測した先行波の電流波形を示す。(a) では衝撃波面に先行する波が現われ、(b) ではこの波はさらに発達して先に延びている。これらの測定で衝撃波速度は約 10^3 m/s, 先行波のそれは約 3×10^3 m/s であった。なお前述の図 8 (d) にも先行波の現象がわずかに見られる。

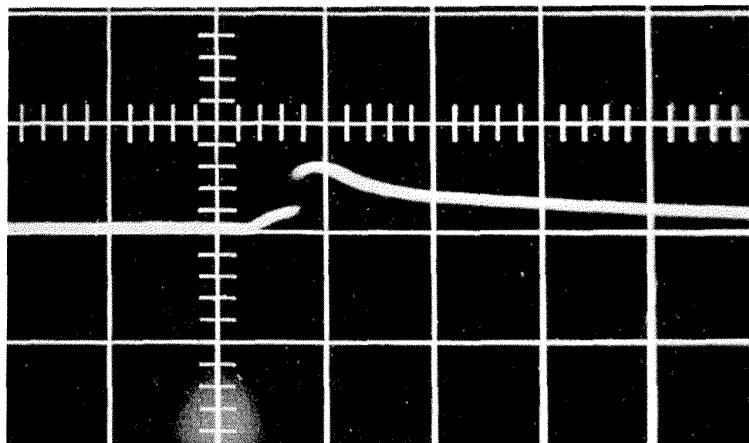
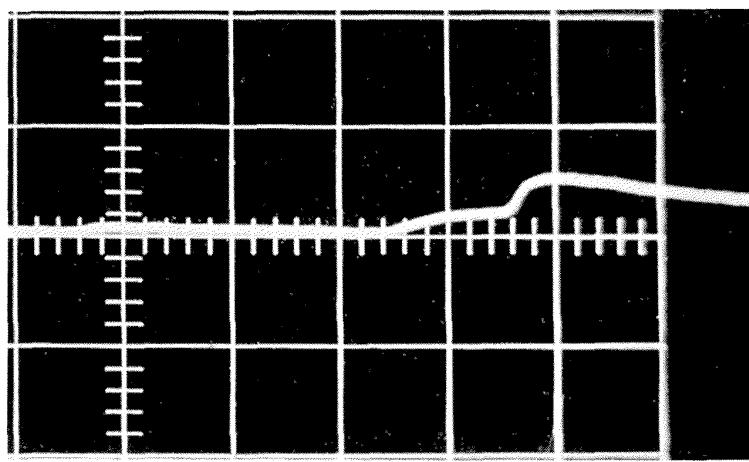
(a) 38 cm 下流, 縦軸 10 V/cm, 横軸 50 μ s/cm(b) 48 cm 下流, 縦軸 2 V/cm, 横軸 50 μ s/cm

図 14

このような先行波も電界中の電子のドリフトにより発生するとすると、次のようにして先行波内の電子密度のおよその値を見積ることができる²⁴⁾。まず先行波中の電子のドリフト速度は $u_d = \mu_e E$ で与えられる。ここで μ_e は電子の移動度, E は波を通しての電界の管軸方向の成分で

$$E = (e/C) \partial n_e / \partial x$$

で与えられる²³⁾。ただし $\partial n_e / \partial x$ は先行波内の密度の管軸 x 方向に沿ってのこう配, C は衝撃波管の容量係数 (F/m^3) で、文献 23) により計算される。 μ_e は電子-原子拡散係数 D_e と $\mu_e/D_e = e/kT_e$ の関係にあるから μ_d は

$$\mu_d = \frac{e^2}{kT_e C} \cdot D_e \frac{\partial n_e}{\partial x}$$

となる。ここで T_e は電子温度, k はボルツマン定数である。いまの場合は $C \sim 10^{-7} \text{ F/m}^3$, $D_e \sim 0.3 \times 10^8 \text{ m}^2/\text{s}$, 電界の存在のもとでの T_e は気体温度の約 10 倍であるとして $T_e \sim 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ と見積られる²⁵⁾。したがって前記の観測値 $u_a \sim 2 \times 10^8 \text{ m/s}$ を用いると $n_e \sim 10^7/\text{cm}^3$ の程度であり、非常に小さい。なお先行波が電子の熱拡散によって起こるとしても同様に少ない電子密度しか期待できない²²⁾。

先行波がこのように衝撃波管内での電界による電子の拡散であるとすると、実際の高速飛しょう体に発生する衝撃波ではこのような現象は起こらないか、起こってもごくわずかの量であろう。

4. あとがき

円錐型の作動部をもつ電磁衝撃波管内に発生させたイオン化した流れの性質を実験的に調べ、それに定性的な説明を行なった結果について述べた。

(1) 管内に発生させたイオン化を伴う衝撃波の速度は $V_0/\sqrt{P_1}$ に比例する。これは普通の衝撃波管の理論から導出される結果と一致するので電気的に作動する衝撃波管に対して一般になりたつ関係であると思われる。

(2) 衝撃波速度が最大になるような、作動部の円錐の最適な半頂角はこの実験では存在しなかった。

(3) 複プローブ測定から得られる流れのもようはほぼ平たんな部分と尾を引く部分とからなり、尾を引く部分のイオン密度プロフィルは、そこに荷電の分離による巨視的電界が存在するとして計算した結果と定性的に一致する。

(4) 衝撃波管壁のある点より下流では複プローブ電流のピークの値は減少はじめるが、そこでは再結合効果が著しいことがわかった。

(5) 普通の衝撃波管内の先行波と類似の効果が電磁衝撃波管内でも観測される。この波の性質を調べ、波が衝撃波を通しての電子の電界中の拡散であるとして波の中の平均の電子密度を見積った。

なおここで行なった衝撃波、膨張波の取り扱いは物体まわりのイオン化を伴う強い衝撃波のうしろの流れに対しても適用できるので、今後そのような場合の研究を行なう予定である。

本実験にあたり空気力学第一部和田勇技官に終始ご指導をいただいた。また実験は同部清水邦夫、松崎貴至両君のご助力によった。また高温空気の特性に関する文献 14) は(株)日立製作所中央研究所内田幹和氏にお貸しいただいた。ここに感謝いたします。

[付記] 放電電流の測定

A-1 図のように放電電流 $I(t)$ が流れているまっすぐな回路の近くに半径 b , 中心までの距離 a

のところに1回巻きのコイルをおくとそれに誘起される電圧 $e(t)$ は

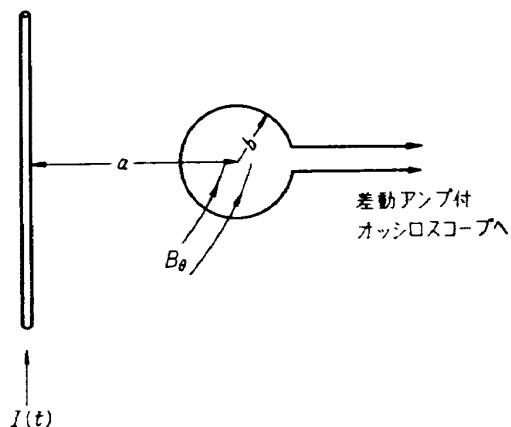


図 A-1

$$e(t) = -\mu_0(a - \sqrt{a^2 - b^2})dI/dt \quad (1)$$

となる。 $a \gg b$ としてコイルの単位長当たり N 回巻いたものをロゴスキーコイルといい、 $e(t)$ は

$$e(t) \cong -\frac{\mu_0 N b^2}{2a} \cdot \frac{dI}{dt} \quad (2)$$

となる。放電電流 $I(t)$ は

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

$$I_0 = \frac{V_0}{R} \frac{2\alpha}{\beta}, \quad \alpha = \sqrt{\frac{R}{3L}}, \quad \beta = \sqrt{\frac{1}{CL} - \frac{R}{4L^2}}, \quad (3)$$

とかけるから $e(t)$ の測定から $I(t)$ を知ることができる。ここで「2」の図3のような電磁衝撃波管の回路は図 A-2 のような等価回路でかかれる。

まず作動部の電極を短絡させた場合のリング電圧 $e(t)$ を観測し、それより得られた α (Np/s), β (rad/s) の値を α_0, β_0 とし、次に作動状態でふたたびリング電圧を測定し α_0, β_0 を得たとする
と (3) 式から

$$L_0 = 1/c(\alpha_0^2 + \beta_0^2)$$

$$R_0 = 2\alpha_0/c(\alpha_0^2 + \beta_0^2)$$

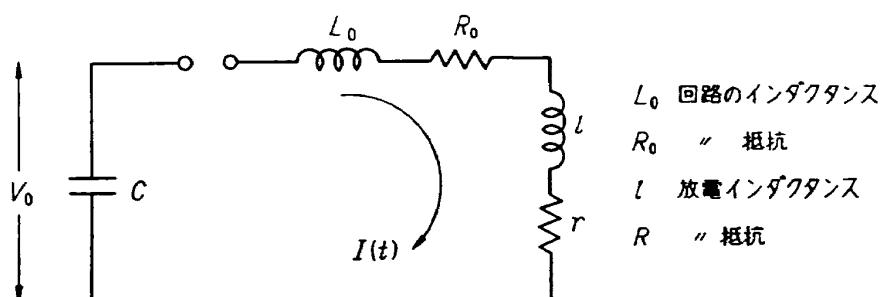


図 A-2

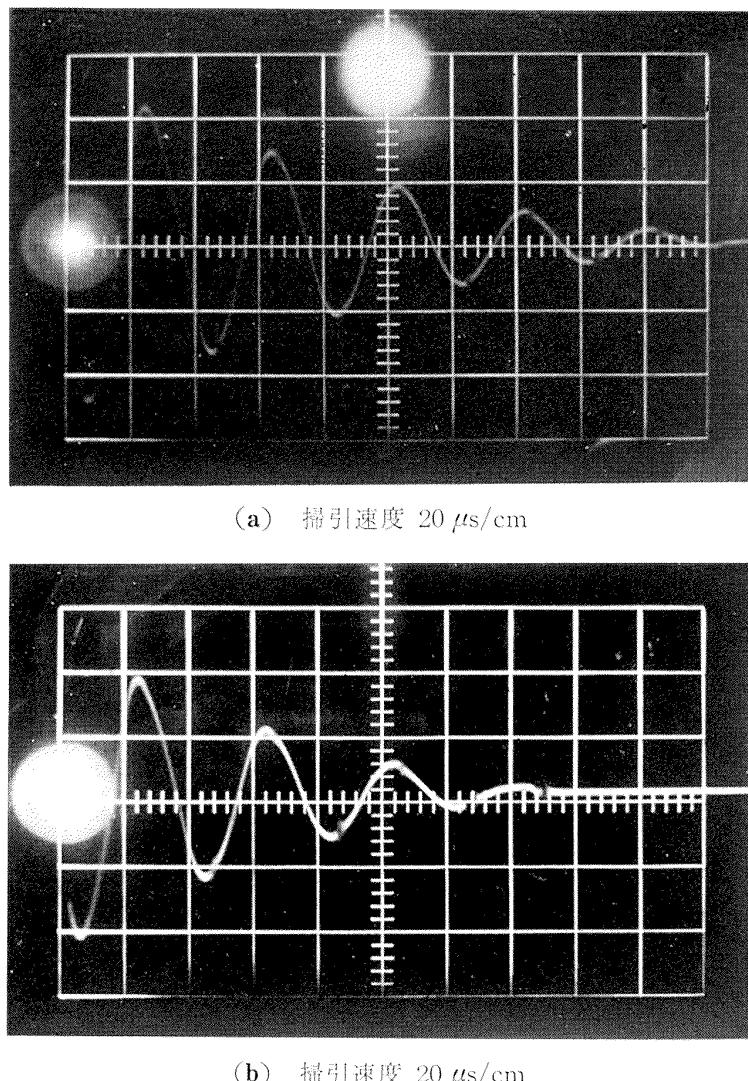


図 A-3

$$l = \frac{1}{c} \left(\frac{1}{\alpha_1^2 + \beta_1^2} - \frac{1}{\alpha_0^2 + \beta_0^2} \right)$$

$$r = \frac{2}{c} \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_1^2 + \beta_1^2} - \frac{\alpha_0}{\alpha_0^2 + \beta_0^2} \right)$$

図 A-3 に放電電流波形の観測値を示す。(a) は電極を短絡させた場合、(b) は作動状態の場合である。

以上により I_0 , L_0 , R_0 , l , r の値が測定される。いくつかの場合についてこれらの測定値を下表に記す ($C=6 \mu\text{F}$)。

充電電圧	初期圧	I_0	L_0	R_0	l	r
10kV	0.03 mmHg	$1.7 \times 10^4 \text{ A}$	$3.8 \mu\text{H}$	0.088Ω	$0.00 \mu\text{H}$	0.026Ω
10"	0.3 "	$1.6 \times 10^4 \text{ "}$	3.8 "	0.088 "	0.00 "	0.029 "
12"	0.03 "	$1.9 \times 10^4 \text{ "}$	3.8 "	0.089 "	0.02 "	0.028 "
12"	0.3 "	$1.9 \times 10^4 \text{ "}$	3.8 "	0.088 "	0.05 "	0.024 "

文 献

- 1) V. Josephson: Production of High Velocity Shocks, J. appl. Phys. Vol. 29 (1958) p. 30.
- 2) P. J. Hart: Effect of Gas Pressure and Cone Angle on the Velocities of Electrically Excited shock Wave, J. appl. Phys., Vol. 31 (1960) p. 436.
- 3) 岩崎松之助: 電磁衝撃波管実験, 日本航空学会誌, 11巻 117号(昭和38) p. 330.
- 4) 笠原英司・飯吉厚夫: 円錐型電磁衝撃波管に関する研究, 日本航空学会誌, 12巻 128号(昭和39) p. 307.
- 5) R. W. Ziemer: Experimental Investigation in Magneto-Aerodynamics, ARS Journal Vol. 29 (1959) p. 642.
- 6) J. F. Roach: Evaluation of an Electromagnetic Shock Tube for Generating Strong Shocks in Air, NASA TN D-1953 (1963).
- 7) A. C. Kolb: Magnetically Driven Shock Wave-Experiments at U. S. Naval Research Laboratory, Magnetohydrodynamics, Stanford University Press, (1960) p. 76.
- 8) R. G. Fowler; J. S. Goldstein and J. E. Clotfelter: Luminous Fronts in Pulsed Gas Discharges, Phys. Rev. Vol. 82 (1951) p. 879.
- 9) 内田幹和: MHD 衝撃波の実験—T型衝撃波管, 東京大学航空研究所集報, 3巻(昭和38) A-70.
- 10) R. M. Patric: High Speed Shock Waves in a Magnetic Annular Shock Tube, Phys. Fluids, Vol. 2 (1959) p. 589.
- 11) 保原 充: 電磁衝撃波管実験についての Comment, 二重円筒型衝撃波管, 日本航空学会誌, 11巻 117号(昭和38) p. 337.
- 12) C. T. Chang: Shock Wave Phenomena in Coaxial Plasma Gun, Phys. Fluids, Vol. 4 (1961) p. 1085.
- 13) R. J. Hill: Anormalous Shock Velocity Measurements in Argon Using Microwave, Phys. Fluids, Vol. 7 (1964) p. 1865.
- 14) F. R. Gilmore: Equilibrium Composition and Thermodynamic Properties of Air to 24,000°K, Rand Corp. Research Memo RM-1543 (1955).
- 15) L. Spitzer: *Physics of Fully Ionized Gases*, 2nd editon, Interscience, (1962) p. 39.
- 16) R. Matsuzaki: Ion-Density Profile of the Flow in an Electric Shock Tube, Japanese J. Appl. Phys., Vol. 4 (1965) p. 218.
- 17) O. E. Johnson and L. Malter: Floating Double Probe Method for Measurement in Gas Discharges, Phys. Rev., Vol. 80 (1950) p. 58.
- 18) T. Dote, T. Ichimiya and F. Tamaki: Analysis of Probe Chalacteristics in Drifting Plasma, J. Phys. Soc. Japan, Vol. 17 (1962) p. 174.
- 19) T. Dote, T. Ichimiya and F. Tamaki: Some Experiments on Probe Characteristics in Drifting Plasma, J. Phys. Soc. Japan, Vol. 18 (1963) p. 160.
- 20) J. H. Keenan and J. Kaye: *Gas Tables*, John Wiley and Sons Inc. (1948) p. 38.
- 21) *Handbuch der Physik*. Vol. 21, Springer (1956) p. 484.
- 22) H. D. Weymann: Electron Diffusion ahead of Shock Waves in Argon, Phys. Fluids, Vol. 3 (1960) p. 545.
- 23) A. C. Pipkin, Precursor Waves in Shock Tube, Phys Fluids, Vol. 6 (1963) p. 1382.
- 24) R. Matsuzaki: Further Note on the Precursor Wave, Japanese J. Appl. Phys., Vol. 5 (1965) p. 236.
- 25) S.C. Brown and W.P. Allis: Basic Data of Electrical Discharge, M.I.T. Tech Rep., No. 283 (1959).

TR-98	後退角 45°、アスペクト比 4.0 の薄い片持翼の遷音速フラッタ特性に及ぼすテー・バ比の影響の実験的研究 Some Effects of Taper Ratio on the Transonic Flutter Characteristics of a Series of Thin Cantilever Wings Having a Sweptback Angle of 45° and an Aspect Ratio 4.0	1965年12月	中井嘆一, 高木俊朗, 安藤泰勝
TR-99	計器のよみやすさに関する研究 A Study of Dial Legibility	1966年2月	三好範子, 岡部正典 石川澄子
TR-100	回転翼の線型理論(III) —揚力線の方程式の解法— Linearized Aerodynamic Theory of Rotor Blades (III) —Method for Solving Lifting-Line Equations—	1966年2月	市川輝雄
TR-101	航空機の着氷気象条件について(I) Meteoroological Conditions on Aircraft Icing (I)	1966年2月	古関昌次, 田寺木一 泉日出夫, 太田幹雄 峰岸正勝
TR-102	ロケット胴体をまわる超音速流の一近似解法 (II) 一迎角のあるとき— An Approximate Calculation for Supersonic Flow Past Bodies of Rocket Vehicles (II) —Linearized Flow with Attack Angle—	1966年3月	谷喬
TR-103T	Basic Considerations for Treating Non-Equilibrium Fluids —A Functional Approach to Non-Equilibrium Statistical Mechanics—	March, 1966	Iwao HOSOKAWA
TR-104	翼幅方向に一様な揚力分布をもつ三次元後退翼のそり The Camber Distribution of a Spanwise Uniformly Loaded Subsonic Wing	1966年4月	河崎俊夫, 海老原正夫
TR-105	パイロットの心理的負担に関する研究(I) —操縦時の脈拍と呼吸の変化— A Psychological Study on the Mental Stress of Pilots (I) —Pulse and respiratory rate during flight—	1966年4月	三好範子, 百名盛之 岡部正典
TR-106	遷音速における操縦面の逆効き On Reversal of Effectiveness of Control Surfaces in Transonic Flow	1966年5月	神谷信彦, 濑川晋策

航空宇宙技術研究所報告 107号

昭和41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1,880
電話武藏野三鷹(0422) 44-9171(代表)

印刷所 笠井出版社
東京都港区西新橋1の21の8