

# 電離を伴う衝撃波の実験

小口伯郎・船曳勝之・佐藤俊逸

## Experiments on Ionizing Shock Waves

By

Hakuro OGUCHI, Katsushi FUNABIKI  
and Syunichi SATO

**Abstract:** Free piston shock tube has been employed in order to study ionizing shock waves and their related phenomena. First the characteristic performance of the shock tube was investigated by means of the streak interferometry and electrostatic probes. It was confirmed that the shock wave of Mach number up to about 30 can be achieved and that the test flow behind the shock wave is comparatively uniform. Secondly the precursor ionization was investigated by means of electrostatic double probe. In particular the plasma density and temperature in the near field of the shock wave up to distances of about 15 cm were measured. It was shown that some addition of impurity such as oxygen has no appreciable effects to the near field precursor ionization.

### 1. ま え が き

電離を伴うような高温気体を生成する装置として、衝撃波管は広く用いられている。衝撃波の後の気体温度  $T_2$  は衝撃波マッハ数  $M_s$  が大きいとき、およそ次のよう与えられる。

$$T_2 \approx \frac{\gamma-1}{2} M_s^2 T_1 \quad (1)$$

ここで  $\gamma$  は気体の比熱比、 $T_1$  は衝撃波前方の温度。これからわかるように、高温気体を得るためには衝撃波マッハ数  $M_s$  を大きくすることが必要となる。最も簡単な圧力駆動方式の衝撃波管を用いる場合、初期圧力比  $p_4/p_1$  を十分大きくとるとして得られる最高マッハ数は

$$M_s \approx \frac{\gamma_1+1}{\gamma_4-1} \frac{a_4}{a_1} \quad (2)$$

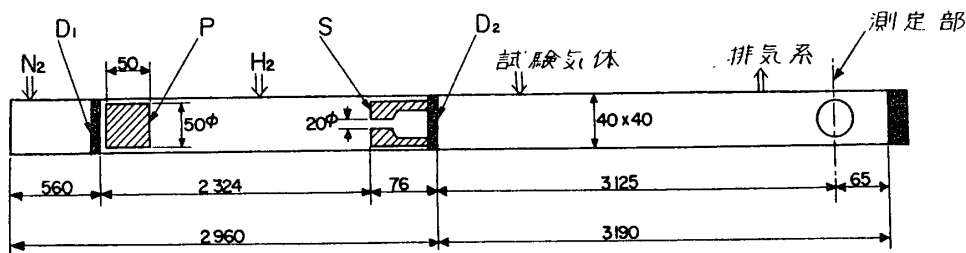
ここで添字 4 は高圧室の状態量、添字 1 は低圧室の状態量を示し、 $a$  は音速である。高圧の駆動気体として水素、低圧部の試験気体としてアルゴンなどの単原分子を選ぶとき (2) より予想される最高衝撃波マッハ数  $(M_s)_{\max}$  は高々 20 程度であるが、実際には圧力比が十分とれないなどの理由で、14~15 程度が限界とされている。 $(M_s)_{\max}$  を更に上げるために  $a_4$  を大きくする手段として、高圧部気体を燃焼させるいわゆる燃焼型衝撃波管 (Combustion driven shock tube) がしばしば用いられる。これによると 25 程度の  $M_s$  を実現することは

比較的容易であり、(1) から見られるように  $10^4\text{K}$  程度の高温気体の生成、したがって電離気体に関する実験を可能にする。しかしながら、燃焼ガスが駆動気体となるため、試験気体がよごされるばかりでなく、駆動条件の制御も容易でないなどの欠点がある。これらの欠点を除きより高い衝撃波マッハ数を得るものとして、自由ピストン衝撃波管が最近注目されてきた。自由ピストンにより圧縮された高温高圧の駆動気体を利用するもので、本質的には、圧力駆動方式の衝撃波管と考えるとよい。

この型式の衝撃波管に関する性能に関しては、すでに文献 [1] にその結果の一部を発表しているが、それに基づいて今回新たに  $40 \times 40 \text{ mm}$  断面、長さ  $3 \text{ m}$  の低圧部をもつものが作られた。ここではこの衝撃波管の特性と、それを用いた電離気体を伴う衝撃波の実験の結果について報告したい。

## 2. 自由ピストン衝撃波管の特性

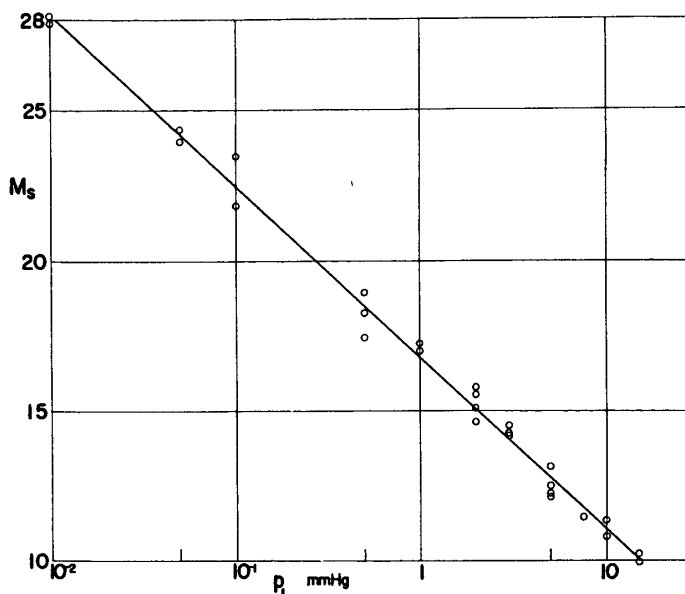
衝撃波管のブロック図が第1図に示されている。試験気体として、現在アルゴンが用いられた。自由ピストン駆動部は水素  $1 \text{ kg/cm}^2$  が充てんされ、ピストンは高圧部  $40 \text{ kg/cm}^2$  の



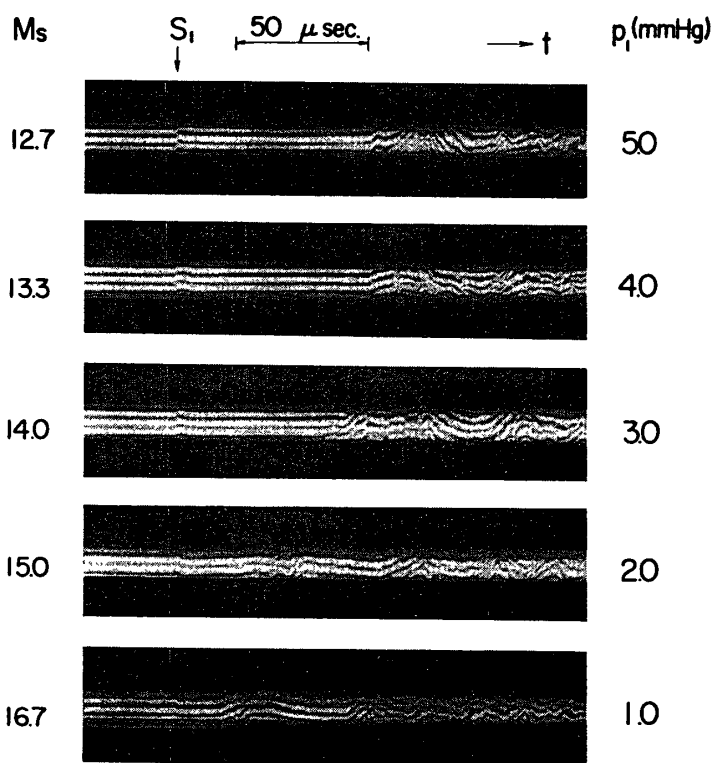
第1図 自由ピストン衝撃波管

窒素によってアルミニウム膜を破ることによって駆動される。ピストン駆動部と低圧との間の膜は同じくアルミニウム板で、ピストン圧縮によってつくられる高圧水素によって自動的に破断され、衝撃波が低圧部を伝はんする。低圧部は光学的観測および測定素子設定に都合のよい角断面が用いられたが、内面仕上げ精度と高真空度の要求を満たすものとして特別な注意が払われた。結局、低圧部初期圧として最低  $0.01 \text{ Torr}$  までとることができた。初期圧  $p_1$  に対して得られた衝撃波マッハ数  $M_s$  が第2図に示されている。駆動条件は前述のように高圧部  $40 \text{ kg/cm}^2$  ピストン駆動初期圧、水素  $1 \text{ kg/cm}^2$  に対するものである。初期圧  $p_1 = 0.01 \text{ mmHg}$  に対し  $M_s = 28.2$  が得られている。

衝撃波の後のいわゆる Test flow の持続時間、およびその一様性が調べられた。流れの一様性など衝撃波管流の全体の模様は、マッハツェンダ干渉じまの流し写真をとることによって観察される。[1] に用いられたと全く同様に、光源として  $\text{He-N}_2$  ガスレーザ、放電型シャッタを併用してドラムカメラの上に記録された。しま移動量は圧力が減少するとともに小さくなるため、初期圧  $p_1 = 1 \text{ mmHg}$  までのものが第3図に示されている。 $S_1$  は初期衝撃波到達の位置を示す。初期衝撃波につづいてかなり一樣な流れがあることがこの記録から認められる。一樣流の持続時間は  $p_1$  の減少とともに減少することが見られる。他方静電複探針を用いて、より低い初期圧の場合まで持続時間が測られた。用いられた探針は直径  $1 \text{ mm}$



第2図 衝撃波マッハ数と初期圧との関係

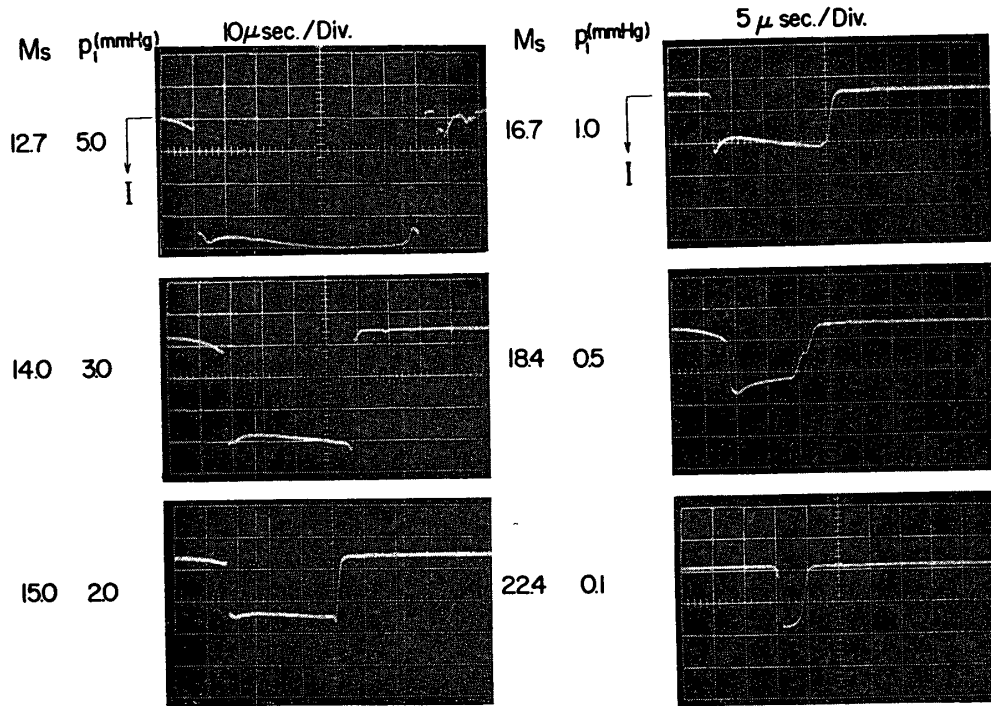


第3図 衝撃波管流の M-Z 干渉しま流し写真

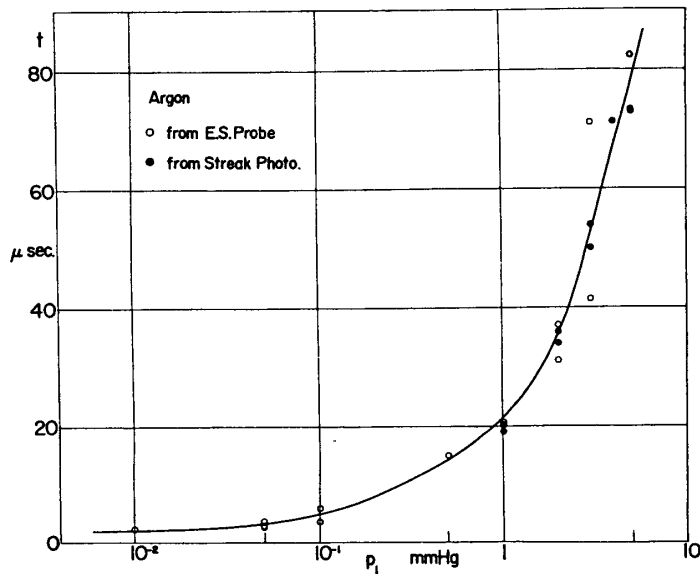
のタングステン線の先端部以外を絶縁したものが用いられた。現在用いられた衝撃波管では駆動気体の水素はピストン圧縮により高温高圧にされているが、著しい電離を起すほどにはなっていない、したがって衝撃波の後の Test flow の領域のみが電離気体になっていると考

えてよい。事実探針記録（第4図）に示されるように、探針電流が現われる領域は先の干渉計記録と比較するとき一様な Test flow の領域によく対応していることがわかる。このことから探針記録より読みとられた一樣流持続時間は干渉計観測から得られた記録とともに第5図に示されている。

衝撃波波面の形状は衝撃波の構造そのものの研究に重要であるばかりでなく、それに続



第4図 静電単探針による持続時間測定



第5図 持続時間と初期圧の関係

く流れの一様性に著しい影響をもつことは言うまでもない。そこで衝撃波波面の形状を求めることが、静電型単探針を用いてなされた。第4図から見られるように衝撃波波面到達と、探針電流誘起とはほとんど時間差がない。

したがって探針電流の立ち上がり時刻によって衝撃波波面の到達を知ることができる。

探針を管軸に直角な方向に移動して波面の形状が決められた。結果は幾つかの初期圧の場合に第6図にまとめて示されている。

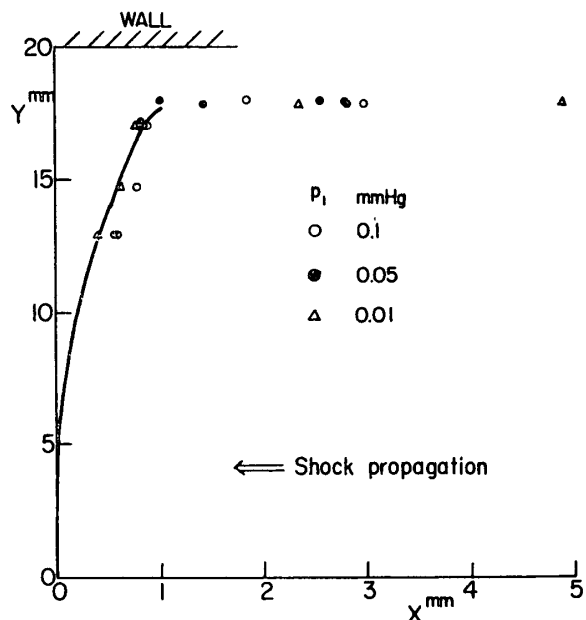
この場合常に中心に基準の探針が置かれて、それとの比較によって求められた。第6図において  $Y$  は、中心軸より測られた距離、実線が波面を示している。衝撃波速度  $V_s$  は初期圧  $p_1$  によるが

$V_s(\text{mm}/\mu\text{sec})$	$p_1(\text{mmHg})$
6.88	0.1
7.44	0.05
8.62	0.01

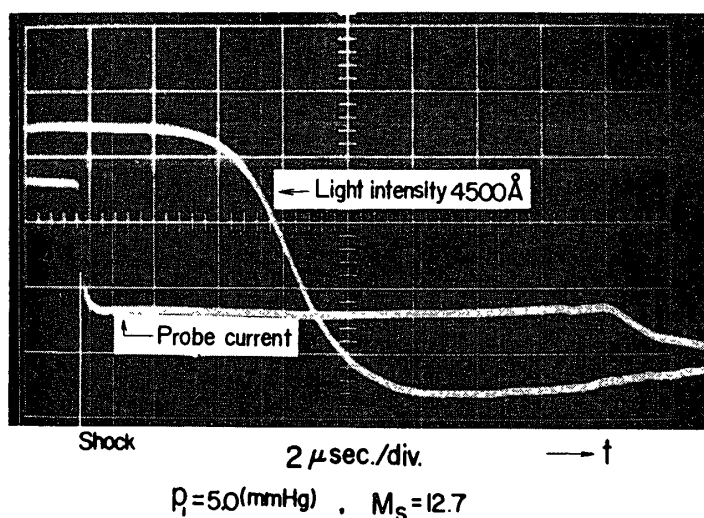
したがって、壁の近くを除いて波面の曲り

によるずれは 1 mm 程度であるから、実験室時間でおおよそ 0.1~0.2  $\mu\text{sec}$  程度の差となる。また  $p_1=0.01 \text{ mmHg}$  に対しては前方平均自由行程は 1 mm 程度であるからこの場合衝撃波面のまがりは 1 自由行程に入っている。他方衝撃波の厚みは中性気体として  $M_s$  に依存するが、現在のように強い衝撃波に対しては数自由行程となることが知られている。したがって、中心付近に着目するとき、衝撃波は平面衝撃波と見なされ、構造に関する実験も可能であることが期待されよう。なお壁のごく近いところの記録はかなり大きなばらつきがあり、探針と壁（金属）との干渉によるものと考えられる。いずれについても衝撃波面は壁のごく近くを除いては、かなり平面波に近いことが認められた。

衝撃波管流の特性として特に電離気体を対照とする場合、重要なものとして、衝撃波を通しての電離の緩和時間を考慮しなければならない。緩和時間に関する衝撃波管の実験は、すでに数多くなされているが、電離の緩和時間は初期試験気体に含まれる不純物によって著しく影響されることが知られている。電離気体の実験に関しては、この不純物による影響をできるだけ小さい状態にすることが望ましい。そこで現在の衝撃波管を用いた場合、不純物がどの程度であるかの目安を得るために、電離の緩和時間を測定し、既存のデータと比較することにした。不純物は試用する気体そのものに含まれているもの、管内えのリークによるもの、管壁からの放出ガスなどがあげられる。現在使用のアルゴンは、純度 99.999% のものであった。緩和時間の測定として、アルゴンの特定波長の発光に着目し、それが平衡状態になる時刻と、衝撃波面到達の時刻との差によって求められた。特定波長としては、他の予測される発光の影響の少ないものとして 4500  $\text{\AA}$  における連続スペクトルが選ばれた。衝撃波面の到達を記録するものとして、複探針が用いられた。記録の一例が第7図に示されてい



第6図 衝撃波面の形状



第7図 電離緩和時間の測定のための静電複探針と発光  
(4500 Å 連続スペクトル) の強さの同時記録

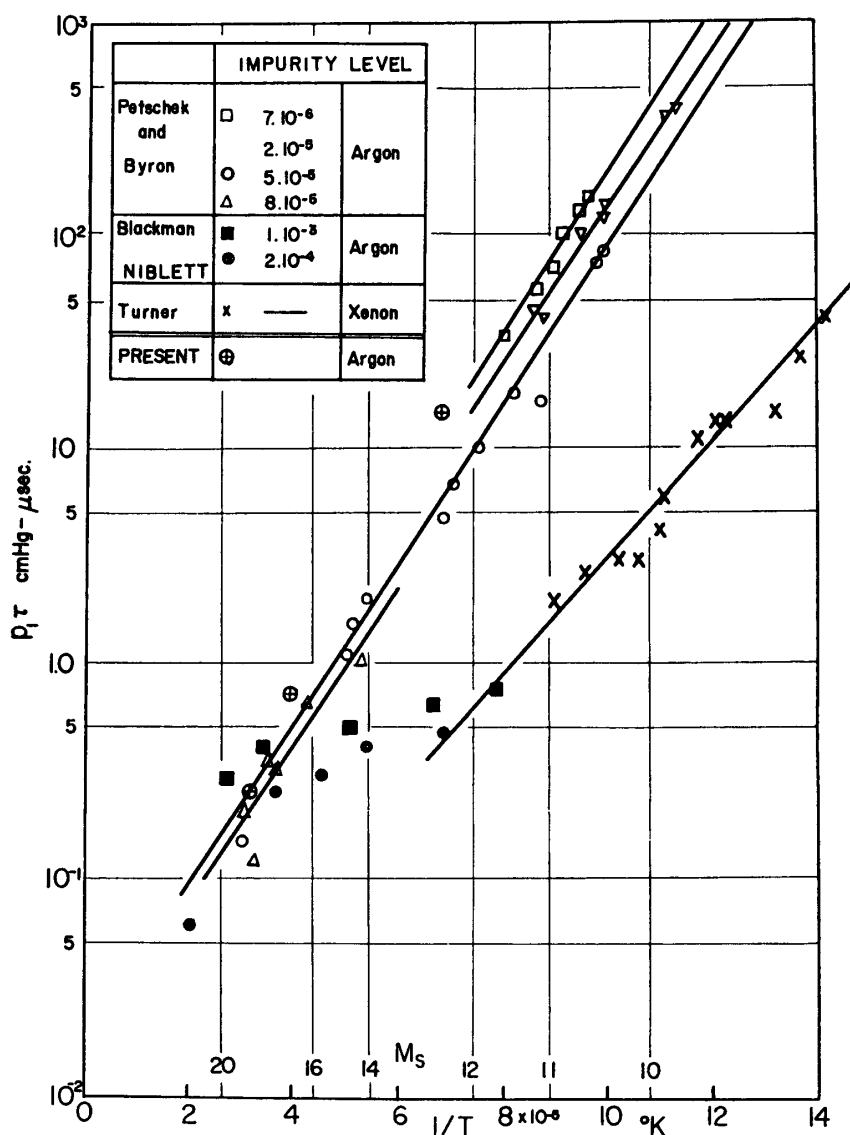
る. [2], [3]によれば,  $\lambda > 4300 \text{ \AA}$  のアルゴン連続スペクトル強度  $I$  は, 波長によらず, 次のように表わされる.

$$I = 5.41 \cdot 10^{-46} g l n_e^2 / \sqrt{T} \quad \text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{Sr}^{-1} \cdot \text{sec}$$

ここで  $g = 2.3$  ととられる [3],  $l$  はふく射領域の厚み,  $n_e$  は電子密度. この式から平衡状態ではふく射強度は一定値を示すが, 実際第7図から衝撃波到達後, ある緩和時間をもって平衡状態が実現されていることがわかる. このようにして測定された電離に要する緩和時間の測定結果が, 在来のデータ [4] とともに, 第8図に示されている. 緩和時間は不純物の割合に著しく敏感で特に衝撃波マッハ数の低いときに, その傾向が強い. 現在得られたデータは不純物の影響の少ない場合のものとはほぼ一致している. 少なくとも不純度は  $10^{-5}$  程度であると言える. この割合は, 試用アルゴンそのものの値と同じ程度であったから, 管内へのリーク, 管壁からの放出ガスの影響は, ほとんどないものと言える.

### 3. 衝撃波前方の前駆電離に関する測定

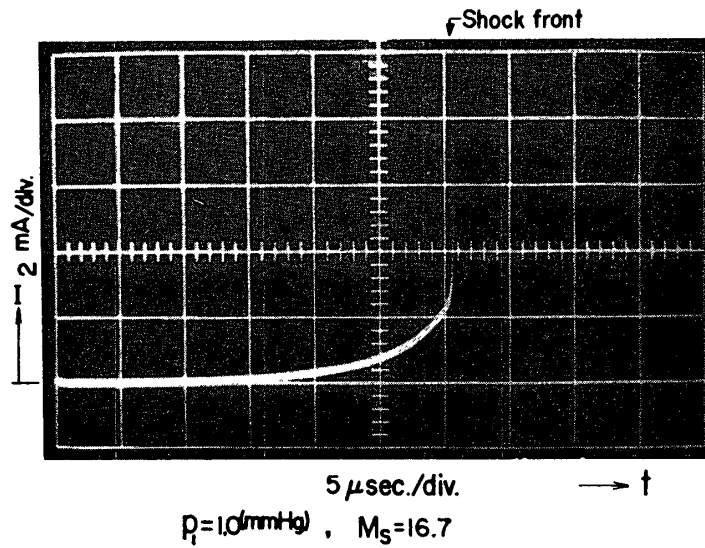
衝撃波前方に現われる電離現象 (precursor ionization) については, 大気圏再突入物体に関する観測, 衝撃波管による実験室内の観測など, 従来いくつかの研究がすでに行なわれている. それに関する理論的解析も種々行なわれているが現在, 現象を確実に明確にする取り扱いはない. 衝撃波管を用いる場合, 特に衝撃波, およびそれによって誘起される高温気体の影響を問題とするから, 圧力駆動型衝撃波管が使用される. そのため, 前述のように衝撃波マッハ数範囲は高々 14~15 程度までのもしか現在データがない. そこでより高い衝撃波マッハ数の領域で, 特に波面近傍の前駆電離について観測を試みた. 端面を絶縁した 1mmφ の静電複探針を3対管の中心に取り付け, 両端の電圧を変えて, シンクロスコープに同時に記録した. 低圧部初期圧力  $p_1 = 1 \text{ mmHg}$  に対応する  $M_s \approx 16.7$  の場合に測定された. 第9図に示されている記録の一例は端面露出の複探針によるものであるが, 定性的傾向は端面絶縁のものと同様である. これから見られるように衝撃波面の到達は急激な立ち上りを示す



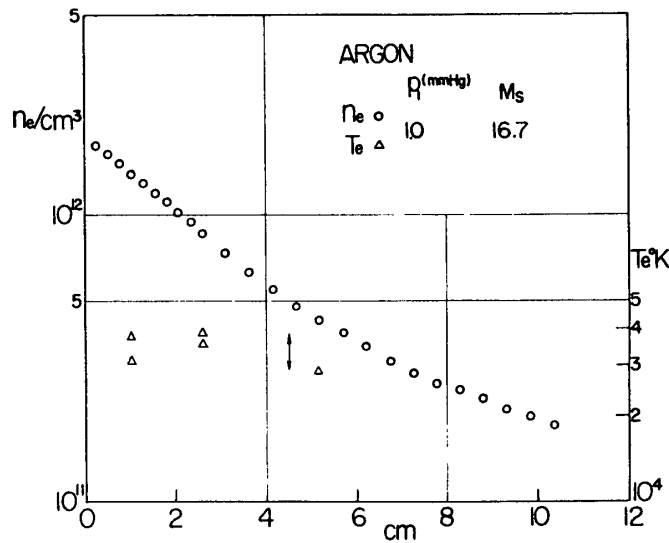
第8図 緩和時間とマッハ数との関係

位置によって、明確に知られる。波面前方の信号が、前駆電離のもので、各時刻での  $I-V$  (電流-電圧) 特性をとることによって、電子温度および密度の分布を求めることができる。結果は第10図に示されているが、電子温度  $T_e$  はいづれの場合にも観測領域で大きな変化がなく、その値は衝撃波後方の平衡温度よりかなり高く、むしろ波面直後の温度に近い。他方電子密度は波面から遠ざかるとともに急速に減少しているが、波面近傍にかなり大きな電離が見られる。前駆電離に関する従来の測定は波面からさらに遠方の領域に関するもので、波面近くの模様は詳細に取り扱われていないが、ここで得られた値は、 $M_s$  の差を考えると妥当なものとして推論されよう。

最後に[5]に試みられた解析の中で、不純物の影響、特に微量の  $O_2$  が混入する場合、衝撃波からのふく射による、光電離によって、前駆電離の測定結果は説明され得るとされてい



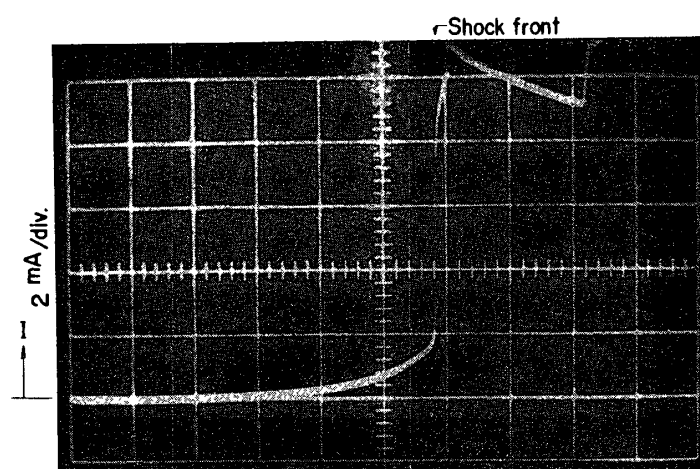
第9図 静電複探針による前駆電離の記録



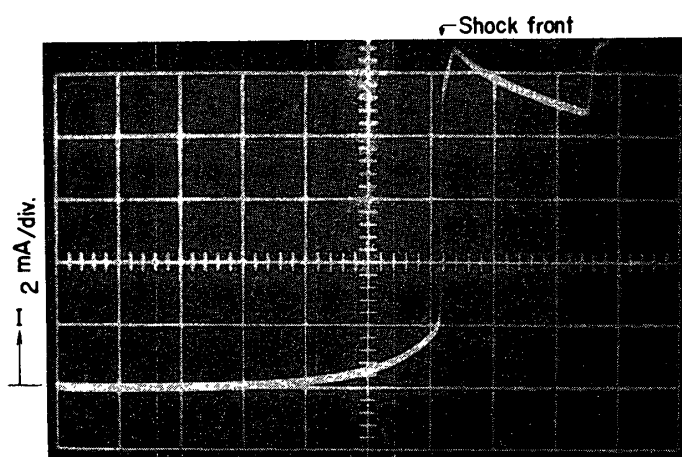
第10図 衝撃波面前方の電子密度分布と温度

る。そこでその影響を調べるため  $A_r$  中に空気 1%, 0.5% 混入して探針飽和電流の記録をとった。結果は第11図に示されている。実験された  $M_s$  の場合、衝撃波後方の平衡電離度は 0.2 くらいであるから、そこでの状態は、前記の程度の不純物の混入によってはほとんど影響されないと考えられる。前駆電離の様子は、空気の混入によってほとんど影響されることが認められる。したがって現在観測の対照となった波面近くの前駆電離に関する結果は試験気体アルゴンそのものに固有の現象と断定してよいと思う。なお現在着目している波面近くの領域の電離は、光電離によるものより、電子およびイオンの拡散によって現われているように予想される。それはもしも光電離が支配的であるとすると、電離エネルギーの低い  $O_2$  などの混入によって、模様が著しく変らなければならないからである。以上のことから、





Argon 99% , Air 1% ,  $5 \mu\text{sec./div.}$   $\rho_1 = 1.0(\text{mmHg})$  ,  $M_S = 16.7$



Argon 99.5% , Air 0.5% ,  $5 \mu\text{sec./div.}$   $\rho_1 = 1.0(\text{mmHg})$  ,  $M_S = 16.7$

第 11 図 前駆電離に対する不純物混入の影響を見るための静電複探針の記録

電子密度  $n_e$  の波面からの距離  $x$  に対する減衰率を単に双極性拡散によるものとして

$$\frac{d \ln n_e}{dx} = -\frac{U_s}{D_a} = -\frac{1}{\lambda}$$

ここで  $U_s$  は衝撃波速度,  $D_a$  は双極性拡散係数.  $T_e \approx 2 \times 10^4 \text{K}$  として,  $\lambda \approx 0.5 \text{cm}$ , 第 10 図の測定値は,  $\lambda \approx 1.5 \text{cm}$ , 少なくとも order において一致しているものと考えられる.

前駆電離の波面近くのふるまいについての実験は現在さらに詳細に進められているが, 結果については近い将来報告できることを望んで結びとしたい.

1967 年 3 月 8 日 航空力学部

## 参 考 文 献

- [ 1 ] 小口ほか：“自由ピストン衝撃波管の実験”. 東大宇宙研報告, 第2巻, 第2号 (A) (1966).
- [ 2 ] H. N. Olsen: Phys. Rev., **24** (1961) 703.
- [ 3 ] L. M. Biherman *et al.*: Optika i Spektroskopiya, **8** (1960) 433.
- [ 4 ] V. H. Blackman, *et al.*: “Ionization Processes in Shock Waves” in Fundamental Data Obtained from Shock-Tube Experiments. Pergamon Press (1961).
- [ 5 ] J. P. Appleton: Phys. Fluids, **9**, 2 (1966) 336.