衝撃波管内アルゴン気体中での 電離を伴う反射衝撃波の挙動*

高 野 泰 斉^{*1}

Gasdynamic Behaviors of Reflected-Shock Waves in Ionizing Argon in a Shock Tube

Yasunari TAKANO

Phenomena by which reflected-shock waves in ionizing argon develop to bifurcated shock wave with complicated structures in a shock tube were observed. In the present investigation, finite-difference simulations are performed for such phenomena. The thin-layer Navier-Stokes equations taking account of ionization effects are numerically solved by applying a procedure consisting of the FCT scheme and the Crank-Nicolson scheme. The computational results are compared with the experimental results. The present simulations are shown to reproduce a series of visualized reflected-shock flow fields qualitatively. This fact leads us to conclude that complicated flow fields emerging after the reflection of ionizing shock waves in a shock tube are due to interactions of reflected-shock waves with ionization relaxation processes as well as with boundary layers over the shock-tube side-wall.

Key Words: Computational Fluid Dynamics, Finite Difference Method, Shock Wave, Shock Tube, Ionizing Gas, Ionization

1. ま え が き

最近、空気力を利用する軌道間移動宇宙船(AOTV)やスペースプレーンの問題に見られるように、強い衝撃波を伴う高速流ならびに高エンタルピー状態を実現できる衝撃波管装置の反射衝撃波などに対する関心が高まってきた。このような気流では、電離反応を考慮する必要がある。電離気体の研究は1960年代に活発に行われ、衝撃波管がよく利用された。電離を伴う反射衝撃波の実験が行われ、反射衝撃波の伝ば経路が反射衝撃波背後のみならずその前方の入射衝撃波背後の電離平衡過程に関連して変化することが予想された^{(1)~(4)}。Kuiperらは、アルゴン気体中の電離反射衝撃波伝ば経路を観察し、入射衝撃波の背後の電離平衡現象に関連して反射衝撃波に分枝が生じることを指摘した⁽⁵⁾。著者らは、一次元流れの数値解析を行い、電離緩和過程との相互作用によって反射衝撃波経路に著しい変化が起こる場合があることを予測し⁽⁶⁾、アルゴン電離反射衝撃波の可視化実験を行った⁽⁷⁾。そして、この流れ場が分枝反射衝撃波、急速に電離反応が進行する

電離面および衝撃波管側壁上に発達する境界層のはく離からなる複雑な流れ場へ変化する過程を観察した。当時は、その構造を数値計算で求めることは不可能な時代であった。しかし、最近の計算流体力学(CFD)とスーパーコンピュータの発達は、二次元流れに限れば、そのCFDシミュレーションの実行を容易にした。そこで、本研究では衝撃波管内アルゴン気体中の電離を伴う反射衝撃波の挙動の二次元流れシミュレーションを行い、その結果と以前に得られた実験結果を比較することにより、当時よくわからなかった電離反射衝撃波における分枝形成過程を考察する。また、本研究では電離気体のCFDシミュレーションにおける問題点を探ることも意図している。

2. 実 験 装 置

電離衝撃波の実験は京大機械工学教室に設置されているピストン駆動形衝撃波管を用いて1970年代に行われた。実験装置の概略図を図1に示す。この種の衝撃波管⁽⁸⁾はフリーピストンショックチューブあるいはストーカチューブとも呼ばれ、強い衝撃波を発生させることができる。国内に、いくつか設置されているが⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾、最近、国産のスペースシャトル開発に関連し、このタイプの衝撃波管の製作が計画されている。実験

* 原稿受付 平成2年5月2日。

*¹ 正員、鳥取大学工学部 (〒680 鳥取市湖山町南4-101)。

図 1 ピストン駆動形衝撃波管装置

装置について簡単に説明する。

装置は、高圧空気タンク、ピストン管と一体になった高圧部、および、観測部が取付けられている低圧部からなり、本論文で示す実験では、それぞれの部分に、約 5 atm の空気、約 16.7 kPa (125 Torr) のヘリウム (駆動気体) および 400 Pa (3 Torr) の高純度アルゴン (試験気体) を満たす。高圧空気タンクとピストン管の圧力は高圧空気に駆動されるピストンがちょうどピストン管と高圧部の断面積が変化する所でいったん静止し跳ね返るような条件に設定されており、この条件は高圧部に設置された圧力変換器の出力を参考にして決定される。高圧部と低圧部の間の隔膜には厚さ 0.25 mm のポリエチレンテレフタレートフィルム (ルミラー # 250) が用いられ、ピストンが高圧部の所でいったん静止し高圧部の圧縮されたヘリウムの圧力が約 70 atm に達したときに隔膜は破れる。このような設定条件に対し低圧部にはマッハ数 12~14 の入射衝撃波が形成される。直径 40 mm の低圧部の端には 28.2 mm 角のクッキーカット方式の断面変換部を有する四角断面観測部が取付けられており、そこで反射衝撃波の観察が行われた。

3. 実験結果

シュリーレン流し撮影法により、反射衝撃波経路の可視化実験を行った。図 2 (a) に実験的に得られた衝撃波の反射過程の $x-t$ 線図を、図 2 (b) にその概略図を示す。実験における電離緩和時間は、理論的な値と比較すると、相当に短い。この原因として、試験気体に混入する不純物 (初期状態において 10^{-2} Pa 以下) の効果および衝撃波管側壁上に発達する境界層の効果が挙げられる。

入射衝撃波 (IS) が衝撃波管管端で反射すると、反射衝撃波背後の高温気体の領域で電離反応が進行し管端のほうから電離面 (RSIF) が形成され、反射衝撃波は非定常な経路 (PRS) を進行する。入射衝撃波背後の緩

 (a) $x-t$ 線図

(b) 概略図

($M_1=13.9$, $p_1=400$ Pa)

図 2 シュリーレン流し撮影法による反射衝撃波経路

和流が電離平衡に至る電離面 (ISIF) が流入すると、反射衝撃波は透過衝撃波 (TRS) となり、最終的には、合体衝撃波 (CRS) として伝ばする。電離衝撃波の反射過程の議論は、後で、シミュレーション結果を参照しながら行う。

反射衝撃波電離面 (RSIF) 背後の平衡領域が白く写っているのは、その領域からのふく射によるものである。また、実験結果では、透過衝撃波および合体衝撃波の前方に薄い軌跡 (BR) が認められるが、これは分枝反射衝撃波の前方の斜め衝撃波が側壁に接する所であると考えられる。

パルス色素レーザを光源とするシャドグラフ法により、反射衝撃波流れ場の可視化実験を行った。図 3 に反射衝撃波流れ場の瞬間写真を示す。これらは、一つの現象を追跡して撮影したものでなく、一連の実験結果から反射過程の特徴的な段階の流れ場を選んだものである。入射衝撃波のマッハ数は 11~13 であった。図 3 (a) は入射衝撃波の反射後時間が少し経過した流

れ場の様子であり、図3(b)は反射衝撃波領域に入射衝撃波電離面(ISIF)が流入する場合に対応する。図3(c)は透過反射衝撃波に相当し、また、図3(d)は合体反射衝撃波である。これらの実験結果は、後で、シミュレーション結果と比較され、議論される。

4. 基礎方程式

アルゴン気体中を強い衝撃波が伝ばすると、その背後の高温気体は、電離反応が進行する緩和領域を経て平衡状態に達する。電離反応は、主としてアルゴン原子どうしの非弾性衝突： $\text{Ar} + \text{Ar} = \text{Ar}^+ + \text{Ar} + e$ 、およびアルゴン原子と電子間で起こる非弾性衝突： $\text{Ar} + e = \text{Ar}^+ + e + e$ によるとされている。これらの反応は第1励起準位(Ar原子 $3p^5 4s$ 状態)への遷移が律速となる。したがって、電子数密度生成速度は次のように表される。

$$\dot{n}_e = (\dot{n}_e)_a + (\dot{n}_e)_e \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 $(\dot{n}_e)_a$ および $(\dot{n}_e)_e$ はそれぞれ原子-原子および原子-電子衝突性電離反応による電子密度生成速度である⁽¹¹⁾：

$$(\dot{n}_e)_a = k_{ra}(T)n_a[K_{eq}(T)n_a - n_e^2] \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$(\dot{n}_e)_e = k_{re}(T_e)n_e[K_{eq}(T_e)n_a - n_e^2] \quad \dots\dots\dots (3)$$

($M_s = 11 \sim 13$, $p_1 = 400 \text{ Pa}$)⁽⁷⁾

図3 シャドウグラフ法によるアルゴン中反射衝撃波流れ場の瞬間可視化写真

$$k_{ra} = 5.80 \times 10^{-49} \left(\frac{T_{ex}}{T} + 2 \right) \exp \left(\frac{T_{ion} - T_{ex}}{T} \right) \quad [\text{m}^6/\text{s}] \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$k_{re} = 1.29 \times 10^{-44} \left(\frac{T_{ex}}{T_e} + 2 \right) \exp \left(\frac{T_{ion} - T_{ex}}{T_e} \right) \quad [\text{m}^6/\text{s}] \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$K_{eq} = 2.90 \times 10^{22} T^{1.5} \exp \left(-\frac{T_{ion}}{T} \right) \quad [\text{m}^{-3}] \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 n_a および n_e は、それぞれ重粒子(原子、イオン)および電子の数密度を、また、 T および T_e は、重粒子および電子温度を示す。 $T_{ex}(=135\,300 \text{ K})$ および $T_{ion}(=183\,100 \text{ K})$ は、アルゴン原子の励起および電離エネルギーをボルツマン定数で割ったものである。 K_{eq} は平衡定数である。このような部分電離気体は、イオン、電子および中性粒子からなるが、不活性理想気体とは異なる性質を示す：重粒子と電子との弾性衝突におけるエネルギー交換の非効率から、電子温度は、電離緩和領域においては平衡に至るまで、重粒子温度とは一致しない。

著者は、これまでに(不活性)理想気体の場合の反射衝撃波と側壁境界層との干渉の数値シミュレーションを Thin-layer Navier-Stokes 方程式を用いて行ってきたが⁽¹²⁾、本研究では、次のような電離気体に拡張した方程式を用いる。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = \frac{\partial S}{\partial y} + H \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$p = (\gamma - 1) \left[E - \rho a R T_{ion} - \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2) \right] \\ = \rho R (T + a T_e) \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \\ \rho a \end{bmatrix}, \quad \dots\dots\dots (9 \cdot a)$$

$$F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ u(E + p) \\ \rho ua \end{bmatrix}, \quad \dots\dots\dots (9 \cdot b)$$

$$G = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ v(E + p) \\ \rho va \end{bmatrix}, \quad \dots\dots\dots (9 \cdot c)$$

$$S = \begin{bmatrix} 0 \\ \mu \frac{\partial u}{\partial y} \\ \frac{4}{3} \mu \frac{\partial v}{\partial y} \\ S_4 \\ S_5 \end{bmatrix}, \dots\dots\dots (9 \cdot d)$$

$$H = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ m_h \dot{n}_e \end{bmatrix}, \dots\dots\dots (9 \cdot e)$$

$$S_4 = u \mu \frac{\partial u}{\partial y} + v \frac{4}{3} \mu \frac{\partial v}{\partial y} + \lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial y} + \left[R T_{ion} + \frac{5}{2} R (T_e - T) \right] \rho D_a \frac{\partial}{\partial y} \left(\alpha \frac{1 + T_e/T}{2} \right) \dots\dots\dots (9 \cdot f)$$

$$S_5 = \rho D_a \frac{\partial}{\partial y} \left(\alpha \frac{1 + T_e/T}{2} \right) \dots\dots\dots (9 \cdot g)$$

ここで、 t は時間を、座標 x および y はそれぞれ衝撃波管の管端および側壁からの距離を示す。 ρ は部分電離気体(混合気体)の密度、 u および v は速度の x および y 成分である。 E は単位体積当たりの全エネルギーを、 p は圧力を、また α は電離度を示す。 m_h は重粒子の質量である。 μ および λ はそれぞれ中性粒子気体の粘性および熱伝導係数であり、 λ_e は電子気体の熱伝導係数である。また、 D_a はイオンの両極性拡散係数を示す。

境界条件については、側壁上($y=0$)では、流速は零($u=v=0$)そして温度は室温($T=T_w$)とし、イオンに対して完全触媒性($\alpha=0$)であると仮定する。管端($x=0$)では、非粘性気体力学方程式に対する反射条件を設定する。これは、基礎方程式において薄層近似が行われ、 x 方向の輸送効果が無視されているからである。入射衝撃波が管端で反射すると、管端上には温度境界層が発達する。この研究で注目する電離反射衝撃波と側壁境界層の干渉は管端から離れた場所で発生することがわかっており、管端温度境界層の効果を無視できると判断し、このような基礎方程式を選んだ。

次に、電子気体に対するエネルギー保存式は次のように表せる⁽¹³⁾。

$$\frac{D}{Dt} \left(n_e \frac{3}{2} k T_e \right) = - \left(n_e \frac{5}{2} k T_e \right) \nabla u - \nabla q_e - \frac{2 m_e}{m_h} \nu_{eh} n_e \frac{3}{2} k (T_e - T) - k T_{ion} (\dot{n}_e)_e \dots\dots\dots (10)$$

ここで、 m_e は電子の質量であり、 ν_{eh} は電子と重粒子間の衝突頻度である。 k はボルツマン定数を示す。 u お

よび q_e は電子気体の速度ベクトルおよび熱流束を示す。この式では制動ふく射によるエネルギー損失項は無視されている。

今回のシミュレーションでも、従来と同様、Navier-Stokes 方程式を非粘性の気体力学方程式の部分と輸送項の部分に分割して計算することを考えているが、電子エネルギー式は、他の式とは異なった性質を示す。そこで、簡単のために、定常状態近似を採用し、電子エネルギー式の代わりに次の関係式を用いる。

$$T - T_e = \frac{1}{3(m_e/m_h)\nu_{eh}} \frac{(\dot{n}_e)_e}{n_e} T_{ion} \dots\dots\dots (11)$$

ここで、衝突頻度に対する式などは Hoffert ら⁽¹¹⁾が用いたものを採用する。この定常状態近似は、主流において成り立つが、境界層の内部では熱伝導の効果が無視できなくなるので、その妥当性について注意する必要がある。

5. 数値計算法

本計算は、側壁境界層と反射衝撃波との相互作用を扱うので、側壁近傍で細くなる格子系において行われる。ここでは、 x 方向には管端($x=0$)から $x=5\text{cm}$ まで 100 点の様な格子点、 y 方向には側壁($y=0$)から対称面($y=1.41\text{cm}$)まで 50 点の側壁近傍で密集する格子点が取られる。

今回のシミュレーションで用いた差分アルゴリズムは、 n ステップにおける Q の差分近似を Q^n と表せば、次のように書ける。

$$Q^{n+2} = L_y(\Delta t) L_x(\Delta t) L_D(\Delta t) L_R(\Delta t) \times L_R(\Delta t) L_D(\Delta t) L_x(\Delta t) L_y(\Delta t) Q^n \dots\dots (12)$$

ここで、 L_x 、 L_y 、 L_D 、 L_R は、それぞれ次式を満たすように $Q(t)$ を $Q(t+\Delta t)$ に写像する差分演算子である。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} = 0, \dots\dots\dots (13)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial G}{\partial y} = 0, \dots\dots\dots (14)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{\partial S}{\partial y}, \dots\dots\dots (15)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = H \dots\dots\dots (16)$$

L_x 、 L_y の計算には Richtmyer-FCT 法⁽¹⁴⁾が、 L_D には Crank-Nicolson 法が用いられる。

数値シミュレーションは、入射衝撃波が管端から 1 cm の所に達した状態(この時点が $t=0$ におかれる)から開始する。初期条件は、あらかじめ入射衝撃波背後の主流の電離緩和現象を数値計算しておき、主流の

部分にはその結果を代入し、また、衝撃波背後の側壁上に発達する境界層(Mirels境界層⁽¹⁵⁾)の部分の物理量はPoulhausenの多項式を用いて近似する。なお、Mirels境界層には層流を仮定する。境界層内の物理量の分布の与え方については文献(12)を参照されたい。境界条件については、管端($x=0$)および対称面($y=1.41$ cm)における反射条件と、側壁上($y=0$)の $u=v=0$, $T=T_w$, $\alpha=0$ を仮定する。 $x=5$ cmでの計算上の境界においては流入条件になるが、ここでの物理量は入射衝撃波背後の電離緩和の結果とPoulhausenの多項式によって与える。

6. 一次元シミュレーション

反射衝撃波と電離緩和過程の相互作用を示すために、入射衝撃波の管端における反射現象の一次元シミュレーションを行う。そのために、式(7)の y に関する偏微分をすべて零と置いた式が数値計算される。図4に衝撃波管内の400 Pa(3 Torr), 298 Kのアルゴン気体中をショックマッハ数14で進行する入射衝撃波が管端で反射する場合の流れ場の密度分布を示す。また、図5にその反射過程の $x-t$ 線図を示す。

入射衝撃波が管端で反射すると、反射衝撃波の背後の気体は40 000°以上に加熱され、電離反応が急速に起こり、管端のほうから電離面が形成される。電離面の背後の領域は電離平衡に達している。電離反応の進行に伴い膨張波が生成され、反射衝撃波は一定程度減衰する。この反射衝撃波には前方から入射衝撃波背後の緩和流が流入するが、緩和流が電離平衡に至る際の密度上昇により、反射衝撃波は管端のほうに押される。このとき、反射衝撃波から管端方向に干渉波(圧縮波)が伝ばし、また、反射衝撃波はその背後の電離面と一体化して透過反射衝撃波となる。入射衝撃波背後の電離面が流入する際に生成される干渉波は管端で反射する。そして、透過衝撃波は、これにより強められ、合体反射衝撃波となる。

図5のシミュレーションから得られた反射過程の $x-t$ 線図を図2の実験結果と比較すると、試験気体に含まれる不純物および側壁境界層の効果のために、実験における電離緩和時間は短くなっている。しかし、時間および空間スケールをそれぞれの電離緩和時間に合せると、シミュレーションと実験における $x-t$ 線図はよく対応する。実験結果では、非定常な反射衝撃波が著しく減速する所から分枝衝撃波の開始を思わせる軌跡が観察される。

7. 二次元シミュレーション

二次元シミュレーションの結果を示す。条件は、一次元シミュレーションと同様、400 Pa, 298 Kのアルゴン気体中をショックマッハ数14で進行する入射衝撃波が管端で反射する場合である。図6に、流れ場の等密度線図を、図3の実験結果に対応させて、示す。図6(a)において、 $x=1.4$ cm付近の反射衝撃波および $x=0.7$ cm付近の電離面は共に一次元的であり、流れ場の可視化写真と定性的によく一致する。なお、 $x=4$ cm付近に管端のほうに向かう入射衝撃波背後の電離面が観察される。図6(b)の段階は、気体力学現象として複雑である。数値シミュレーションにおいても不安定性が現れ反射衝撃波の前方にアングシュートが生じた。このため、等密度線が込み入って見える。そこで、本質的でないと考えられる部分は破線として示す。この段階では、反射衝撃波は、その前方から流入する電離緩和流が平衡に至る際の密度上昇によって、管端の

図4 反射衝撃波領域の密度分布(一次元シミュレーション)

図5 アルゴン中の電離衝撃波の反射過程の $x-t$ 線図(条件は図4に同じ)

IS: 入射衝撃波, ISIF: 入射衝撃波電離面, PRS: 初期反射衝撃波, RSIF: 反射衝撃波電離面, IW: 干渉波, TRS: 透過反射衝撃波, CRS: 合体反射衝撃波

ほうに押し戻され、減衰する。すると、側壁境界層流は反射衝撃波面と電離面を通過して静止状態になれず、衝撃波面の所ではく離し、湾曲した反射衝撃波と電離面の間の側壁上にたまっていく、シミュレーションの結果は対応する実験結果と定性的によく一致することがわかる。

図6(c)は透過反射衝撃波領域の密度場である。反射衝撃波の分枝が発達し、その前方の斜め衝撃波によって側壁境界層がはく離し、分枝した衝撃波の足元にはく離泡が形成される様子が観察される。電離衝撃波は衝撃波面と電離面が重なった構造を有するために、不活性気体の分枝反射衝撃波より複雑な流れ場になっているが、この分枝衝撃波は以前の計算⁽¹²⁾で得られた窒素気体中の分枝反射衝撃波の構造とよく対応する。図7に同じ流れ場における電離度の分布を示す。はく離した境界層流がはく離泡の中を循環する履歴を反映して複雑なものになっている。そして、図3(c)の可視

 (a) $t = 12.4 \mu\text{s}$

 (b) $t = 18.0 \mu\text{s}$

 (c) $t = 23.1 \mu\text{s}$

 (d) $t = 31.8 \mu\text{s}$

$(M_\infty = 14, p_1 = 400 \text{ Pa})$

図6 反射衝撃波領域の密度場

化写真は等密度線図と等電離度線図を合せたようなものになっていると判断できる。

側壁境界層との干渉によって反射衝撃波に分枝が生じる理由について、Mark⁽¹⁶⁾は次のように説明した。反射衝撃波に固定された座標系における境界層流のよどみ圧が(垂直)反射衝撃波背後の圧力よりも低くなる時に、境界層流が垂直反射衝撃波面を通過できずに反射衝撃波の足元にたまる。そのため反射衝撃波に分枝が生じ、その下にはく離泡が発達する。図6(c)と不活性気体中の分枝反射衝撃波に対するシミュレーション結果⁽¹²⁾との類似性から、電離を伴う反射衝撃波の分枝形成に対してもこの機構が適用できると考えられる。図6(d)は合体反射衝撃波の密度場である。垂直衝撃波の部分から際だった後方分枝がのびていく様子に関しては、シミュレーションと実験の結果は定性的によく一致する。しかし、可視化写真では、前方分枝が側壁近くで二重に分離し、さらにその先に分枝構造を形成するように見えるが、シミュレーションでは、そのところが、再現できていない。図8に速度場を示す。前方の斜め衝撃波を通過した気流が上に曲げられ、はく離泡の中を反射衝撃波前方の一樣流と同程度の速度で循環する様子が観察され、この渦の中心部分の圧力は、反射衝撃波の前方の圧力の程度にまで低くなることが予測されている。

合体反射衝撃波流れ場の側壁近傍の部分、シミュレーションはうまく模擬できなかったが、その理由として、シミュレーションにおいて仮定されている二次元流れが実際の流れ場では成り立たず本質的に三次元流れになっていることが挙げられる。なお、2倍細かい差分格子系におけるシミュレーションも行い、ここに示した結果と同等の結果を得ているので、数値計算手法の分解能に原因があるとも言えない。理由については、今後の問題である。

シミュレーションは、実験結果を定性的によく再現できることがわかった。シミュレーションでは、式(7)、(8)、(11)を電離反応式(1)～(6)に連立して数値計算しているので、電離衝撃波が管端で反射した後に出現する一連の複雑な流れ場は、反射衝撃波と電

 ($t = 23.1 \mu\text{s}$)

図7 反射衝撃波領域の電離度の分布

図 8 反射衝撃波領域の速度場

離緩和過程との相互作用に、反射衝撃波と側壁境界層との干渉が加わることににより生成されるということが結論づけられる。本シミュレーションは京大大型計算機センターのVP200を用いて行われた。差分計算10 000 ステップに要したCPU時間は約35 minであった。

8. あ と が き

衝撃波管内のアルゴン気体中の電離を伴う反射衝撃波が次第に複雑な分枝衝撃波に発達する現象が著者らによって観察されていたが、本研究ではその現象に対するシミュレーションが行われた。電離反応を考慮した二次元薄層Navier-Stokes方程式がFCT法とCrank-Nicolson法を組合せた方法により数値計算された。計算結果は実験結果と比較され、シミュレーションは反射衝撃波流れ場の可視化瞬間写真を定性的によく再現することが示された。このことから、電離衝撃波が管端で反射した後に出現する一連の複雑な流れ

場は、反射衝撃波と電離緩和過程との相互作用に、反射衝撃波と側壁境界層との干渉が加わることににより生成されることが結論づけられた。

本研究を通じてご指導いただいた京都大学 赤松映明教授に深く感謝する。

本研究の一部は文部省科学研究費(課題番号01550148)を用いて行われた。

文 献

- (1) Fay, J. A. and Kemp, N. H., *J. Fluid Mech.* **4**-21(1965), 659.
- (2) Camac, M. and Feinberg, R. M., *J. Fluid Mech.* **4**-21(1965), 673.
- (3) Friedman, H. S. and Fay, J. A., *Phys. Fluids*, **8**(1965), 1968.
- (4) Smith, J. A., *Phys. Fluids*, **11**(1968), 2150.
- (5) Kuiper, R. A. and Bershader, D., *AIAA J.*, **7**(1969), 777.
- (6) Takano, Y. and Akamatsu, T., *Z. Naturforsch.*, **32**, A (1977), 986.
- (7) Takano, Y., ほか2名, *Proc. 12th Int. Symp. Shock Tubes Waves*, (1980), 187.
- (8) Stalker, R. J., *Aeronaut. Q.*, **17**(1966), 351-370.
- (9) 神元・ほか6名, 日本航空宇宙学会誌, **17**(1969), 51.
- (10) 本間, 千葉大学工学部研究報告, **28**, 54(1977), 199.
- (11) Hoffert, M. I. and Lien, H., *Phys. Fluids*, **10**(1967), 1769.
- (12) 高野, 機論, **56**-531, B (1990), 3205.
- (13) Mitchner, M. and Kruger, C. H., Jr., *Partially Ionized Gases*, (1977), 188, John Wiley & Sons.
- (14) Book, D. L., ほか2名, *J. Comput. Phys.*, **18**(1975), 248.
- (15) Mirels, H., *NACA Tech Note*, 3712(1956).
- (16) Mark, H., *NACA TM*, 1418(1958).