

開放端から放出された衝撃波に関する
実験と数値シミュレーション*小原 哲郎^{*1}, 大八木 重治^{*1}
有賀 洋介^{*2}, 加藤 肇^{*3}Experiments and Numerical Simulation of a Shock Wave
discharged from an Open-endTetsuro OBARA^{*4}, Shigeharu OHYAGI,
Yousuke ARIGA and Hajime KATOH^{*4}Department of Mechanical Engineering, Saitama University,
255 Shimo-Ohkubo, Saitama-shi, Saitama, 338-8570 Japan

It is important to investigate a pressure profile when a diffracted shock wave interacts with a reflector from a safety point of view. Because the diffracted shock waves are often generated by the explosions of combustible gases to cause serious damages against human race and surrounding buildings. The maximum pressure behind reflected shock wave is one of the most important parameter and this report is concerned with the evaluation of maximum pressure, which might be a function of Mach number of the shock wave, distance from a source of the shock wave, initial pressure of the gas, and initial diameter of the shock wave, etc. In this study, a detonation-driven shock tube of 14 m long and 50 mm diameter is used to generate a strong shock wave of propagating Mach number $M_S=3.0\sim 5.2$. The shock wave is diffracted from an open end of the shock tube of 25 mm diameter and reflected from a cylindrical reflector of 50 mm diameter. These phenomena are observed using color-schlieren optical techniques and the pressure histories at the stagnation point of the reflector are simultaneously measured. As a result, (i) The behaviors of the diffracted shock wave and complicate flow-fields behind reflected shock wave are observed. (ii) An empirical equation to calculate the maximum pressure behind reflected shock wave is estimated by the results of experimental and numerical simulation.

Key Words: Shock Wave, Detonation Wave, Compressible Flow, Flow Visualization, Diffraction, Reflection

1. はじめに

開放端から放出される衝撃波の挙動に関する現象は、圧縮性流体力学の基本的な問題の一つとして多くの研究がなされてきた。衝撃波が開放端から空間に放出された際、開放端の角部から膨張波が発生し、衝撃波背後の圧力、密度等の状態量を低下させる。また、膨張波が衝撃波に追いついた点から衝撃波の伝ば速度が低下するため、衝撃波面が湾曲する、いわゆる衝撃波の回折現象を引き起こす。Abeら⁽¹⁾は、ホログラフィー干渉計を用いて衝撃波の回折現象を定量的に明らかにしている。また、平面衝撃波が球形に遷移する過程において、衝撃波面が特異的に凸形状となる挙動を明ら

かにしている。Grönig⁽²⁾は、衝撃波の伝ばマッハ数 M_S が比較的高く、 $M_S = 3.5$ の衝撃波の回折現象についてカラーシュリーレン法を用いて可視化観察し、回折した衝撃波背後の流れ場の構造について詳細にしている。

衝撃波の回折と反射現象は可燃性気体の爆発や⁽³⁾、高速列車がトンネル内に突入した際^{(4) (5)}にも発生するため、安全工学上の見地からも研究が進められている。また、回折した際の衝撃波を減衰させるため開放端の内側に凹凸を設けることの効果について明らかにされている^{(6) (7)}。何らかの原因により衝撃波が開放空間に放出された際の被害予測を行うこと、および安全が確保されるための保安距離を見積もるには、回折した衝撃波が反射した際の挙動や⁽⁸⁾、その際に到達する最高圧力等を明らかにすることが重要である。著者らは伝ばマッハ $M_S \leq 2.8$ の衝撃波が回折し反射した際の衝撃波の挙動や、反射体よどみ点の最高圧力の実

* 原稿受付 2001年7月13日。

^{*1} 正員, 埼玉大学工学部(☎338-8570 さいたま市下大久保255)。^{*2} 本田技研工業(株)(☎107-8556 東京都港区南青山2-1-1) [元: 埼玉大学大学院]。^{*3} 埼玉大学大学院。

E-mail: tobara@mech.saitama-u.ac.jp

験式を明らかにしている⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。しかしながら、可燃性気体が燃焼しデトネーション波が生成された場合を想定するならば⁽¹¹⁾⁽¹²⁾、この実験式の適用範囲を衝撃波の伝ばマッハ数の高い条件にまで拡張する必要がある⁽¹³⁾。

本研究では、開放端によって回折させた衝撃波を反射体と干渉させ、その際の流れ場についてシュリーレン法を用いて可視化観察した。反射体のよどみ点には圧力変換器が埋め込まれており、可視化観察と同時に圧力計測を行った。また、実験に対応した数値シミュレーションを行い、実験結果と対比しながら衝撃波の回折と反射過程について述べる。さらに、反射体よどみ点における反射衝撃波背後の最高圧力を見積もるための実験式を衝撃波の伝ばマッハ数 $1.3 < M_S < 5.2$ の範囲に対して求めたので報告する。

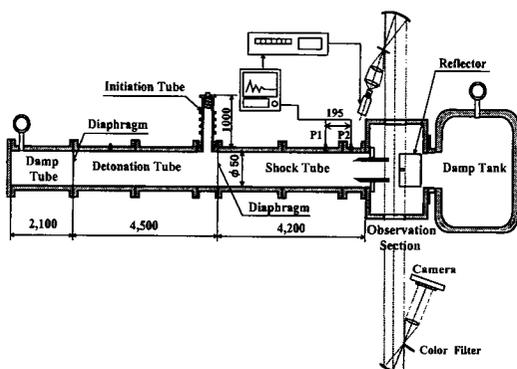


Fig. 1 Schematic diagram of experimental set-up

2. 実験装置および方法

2.1 実験装置 図1に実験装置の概略を示す。伝ばマッハ数 $M_S = 3.0 \sim 5.2$ の比較的強い衝撃波を生成させるため、実験にはデトネーション駆動型衝撃波管を使用した⁽¹⁴⁾~⁽¹⁸⁾。デトネーション駆動型衝撃波管(全長約14m)はデトネーション駆動管(Detonation Tube, 長さ4.5m)、衝撃波管(Shock Tube, 長さ4.2m)、観測部(Observation Section)および2個のダンブタンク(Damp Tube, 長さ2.1m, Damp Tank)から構成される⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾。デトネーション駆動管および衝撃波管の内径は50mmで一定である。駆動管には内径30mm, 長さ1mの始動管(Initiation Tube)が垂直に取り付けられており、上端において混合気を点火させデトネーション波を生成させた。駆動管には酸素・水素の混合気(以下酸水素)を充填し、混合気を燃焼させた。燃焼により生成されるデトネーション波に追従するテイラー膨張波背後の高温・高圧気体を貯気

槽として衝撃波を生成するのがデトネーション駆動型衝撃波管の作動原理である。デトネーション管には圧力変換器およびイオンプローブを取りつけてあり、デトネーション波の伝ば速度を計測した。デトネーション波は化学平衡計算⁽¹⁹⁾により得られるChapman-Jouguet デトネーション波の伝ば速度にほぼ等しい速度で伝ばすることを確認している。衝撃波管には圧力変換器(PCB社製, Model 113A21, 立ち上がり時間1 μ s)が2個取り付けてあり、圧力を計測した。また、衝撃波管の管端には内径 $D = 25$ mmの開放端が取り付けられている。この開放端の駆動管側の端は角を鋭角にしたクッキーカッター形状をしており、この部分で衝撃波面は切り取られることになる。観測部内には、図2に示すように、外径50mmの円筒形の反射体(アルミニウム製)を開放端の中心軸に一致させて設置した。この反射体表面の中心には衝撃波管に取り付けたものと同じ圧力変換器が取り付けられており、反射衝撃波背後の圧力を計測した。圧力変換器からの信号をストレージオシロスコープ(横河電機, DL-1540, サンプルリング200MS/s)に取り込み記録した。衝撃波の可視化には、キセノン光(菅原研究所製, NP-1, 発光時間180ns)を光源とするカラーシュリーレン法を用いた。光源の発光時刻を反射体に取り付けられた圧力変換器の立ち上りをトリガとし、遅延回路装置を用いて制御した。

表1に実験条件を示す。駆動気体には化学量論混合比の酸水素、試験気体には空気を用いた。駆動気体の圧力を $p_{4i} = 303.0$ kPa で一定とした。また、試験気体の圧力を $p_1 = 11.3 \sim 81.3$ kPa の範囲で変化させることにより、衝撃波の伝ばマッハ数を $M_S = 3.0 \sim 5.2$ の範囲で変化させた⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾。衝撃波管の開放端から反射体までの距離 L を開放端の内径 D で除した無次元距離 L/D を0.5, 1.0, 2.0と変化させて実験を行った。なお、衝撃波管数値シミュレーションプログラムKASIMIR⁽²⁰⁾を用いて数値計算を行い、この実験条件では衝撃波が通過してから接触面が通過するまでの時間間隔は $\Delta t = 600$ μ s となることを確認しており、この時間間隔が試験時間となる。

Table 1 Experimental conditions

Driver Gas	2H ₂ + O ₂
Test Gas	Air
Driver Pressure, p_{4i}	303.0 kPa
Test Gas Pressure, p_1	11.3 ~ 81.3 kPa
Mach Number, M_S	3.0 ~ 5.2
Diameter of Open End, D	$\phi 25$ mm
Distance, L	12.5, 25.0, 50.0 mm
Non-dimensional Distance, L/D	0.5, 1.0, 2.0

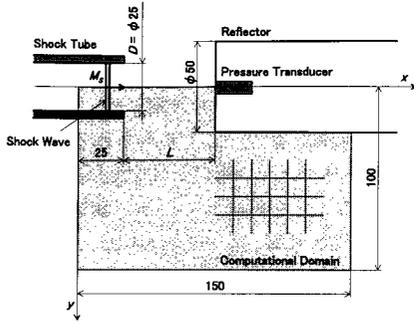


Fig. 2 Schematics of computational domain

3. 数値計算

図2に計算領域の概略を示す。図には、実験において反射体に埋め込んだ圧力変換器の位置も示してある。衝撃波の回折現象を数値シミュレーションし、実験で得ることが難しい状態量を定量化することは重要である。基礎式を定式化するにあたり、以下の仮定をおいた。

- (i) 流れ場は2次元軸対称とする。
- (ii) マッハ数 $M_S < 5.0$ で伝ばする衝撃波背後の空気の温度は、1750 K 以下であるため、空気は比熱比 γ が一定の理想気体とする。
- (iii) 開放端の内径 D を代表寸法とした場合、マッハ数 $M_S = 5.0$ で伝ばする衝撃波背後の流速のレイノルズ数は $Re = 1.4 \times 10^5$ であるため、空気の粘性、熱伝導の影響を無視する。

これらの仮定のもとに定式化される保存方程式は、次式で表される。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + S = 0 \quad (1)$$

ここで、 t は時間、 U は保存量ベクトル、 F 、 G はそれぞれ x および y 方向の流束ベクトル、 S は軸対称項ベクトルであり、それぞれ次式で与えられる。

$$U = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{pmatrix}, \quad F = \begin{pmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ u(E + p) \end{pmatrix},$$

$$G = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho v u \\ p + \rho v^2 \\ v(E + p) \end{pmatrix}, \quad S = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho v u \\ \rho v^2 \\ v(E + p) \end{pmatrix} \quad (2)$$

ここで、 ρ 、 u 、 v 、 E は、それぞれ密度、 x および y 方向の流速、単位体積当たりの全エネルギーを示す。また、 p は圧力であり、次式で示す理想気体の状態方程式から求めた。

$$p = (\gamma - 1) \left\{ E - \frac{\rho}{2} (u^2 + v^2) \right\} \quad (3)$$

これらの基礎方程式を陽的な予測子-修正子 TVD スキーム⁽²¹⁾を用いて数値計算した。衝撃波面背後の状態量は Rankine-Hugoniot の関係式から求めた。計算領域は 150 mm × 100 mm である。計算格子は正方形で格子点数は 750 × 500 の計 375 000 点である。境界条件は、衝撃波管と反射体の壁面および中心軸上に反射条件、その他は自由境界条件を用いた。数値計算で得られた密度データに対して中心差分法を適用し、密度勾配を求めることにより数値シュリーレン画像を作成し実験結果と比較した。

4. 結果及び考察

まず、観測部に反射体を設定せず、衝撃波が回折する挙動について述べる。次に衝撃波が開放端から放出され、反射体と干渉する場合の流れ場について述べる。衝撃波の伝ばマッハ数を $M_S = 3.4$ で一定とし、開放端と反射体との無次元距離 L/D を 0.5, 1.0, 2.0 と変化させた場合の流れ場の差異について述べる。なお、衝撃波背後の流れ場の様子は、衝撃波背後に追従する流速が超音速か亜音速かによって分類される。衝撃波が伝ばする気体が空気 ($\gamma = 1.40$) の場合、衝撃波の伝ばマッハ数が $M_S \geq 2.07$ では衝撃波背後の流速は超音速になる⁽²²⁾。この場合、衝撃波が回折する際に発生する膨張波は管の上流へと伝ばできないため、開放端出口付近で定在する流れ場となる。本論では衝撃波の伝ばマッハ数が $M_S = 3.4$ であるため、衝撃波背後の流速が超音速になる条件である。最後に反射体のよどみ点において得られる最高圧力を見積もるための実験式について述べる。

4-1 衝撃波の回折挙動 図3(a)~(c)に伝ばマッハ数 $M_S = 3.4$ の衝撃波が開放端から放出される際のシュリーレン写真を示す。図の上部に実験で得られたシュリーレン写真、下部に数値計算によるシュリーレン像を示す。なお、図に示す時刻 τ は衝撃波が開放端角部で回折を開始してからの経過時間である。図4は、数値計算によって得られた中心軸上の密度分布の変化を示し、(a)~(c)は図3に対応する。横軸は図2に示した x であり、 $x = 25$ mm が開放端の位置に相当する。縦軸は密度を初期密度で除した無次元密度 ρ/ρ_1 である。同様に中心軸上の圧力分布の変化を図5に示す。縦軸は、無次元過剰圧 $(p - p_1)/p_1$ である。

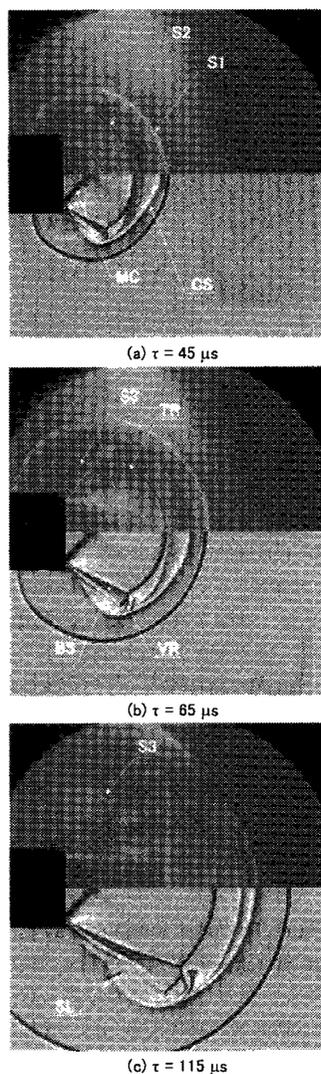


Fig. 3 Comparison of schlieren photograph between experimental (upper) and numerical simulation (lower) showing diffraction of shock wave, $M_S = 3.4$, $L/D = \infty$

図3(a)は、衝撃波が回折してから $\tau = 45 \mu\text{s}$ 経過後のシュリーレン写真であり、先頭衝撃波(S1)は開放端の角部から発生する膨張波の影響を受けて大きく回折する。先頭衝撃波に追従する波(CS)は、最初、観測部内に充填されていた気体と衝撃波が開放端から放出される際に押し出される形で放出された気体とを分離する接触面である。接触面を介して圧力は変化しないが密度が不連続的に減少するため、シュリーレン

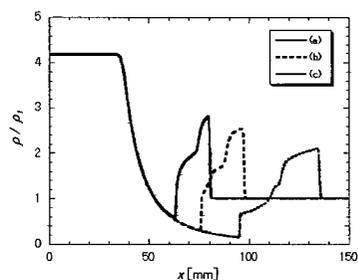


Fig. 4 Density distribution along axis of symmetry, relative to Fig.3, $M_S = 3.4$, $L/D = \infty$

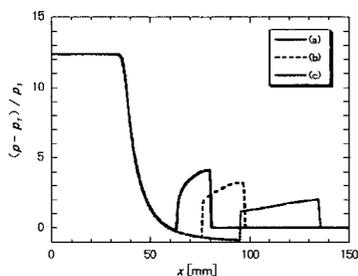


Fig. 5 Pressure distribution along axis of symmetry, relative to Fig.3, $M_S = 3.4$, $L/D = \infty$

写真では可視化される。図4の(a)で示す密度分布では、先頭衝撃波により $x \approx 80 \text{ mm}$ の位置で密度が不連続的に上昇した後、 $x \approx 75 \text{ mm}$ の位置で接触面の到達により密度が大きく減少する。一方、図5の(a)に示す圧力分布では、接触面の到達による圧力の変化は生じていない。伝ばマッハ数 $M_S = 3.4$ の衝撃波背後の流速は $M_2 \approx 1.45$ と見積もられ⁽²²⁾、超音速であることから開放端の角部で発生した膨張波は管上流方向へ伝ばすることができず、開放端下流部分でマッハ円錐(MC)を形成する。マッハ角 θ は $M_2 = 1.45$ の流れに対する理論値 $\theta \approx 43.6^\circ$ にほぼ等しい。マッハ角よりも角度が小さい領域では、プラントル・マイヤーの膨張波扇が形成されるが、密度が連続的に変化するためシュリーレン法で可視化するのは難しい。円管の角部から発生したプラントル・マイヤーの膨張波扇は中心軸上で干渉するため、中心軸領域における密度は著しく減少する。図4で示されるように、膨張波が中心軸上で干渉することにより、密度の値は初期密度の値を下回る。一方、回折した衝撃波背後の密度は高い。これらの密度差は2次衝撃波(S2)を介して緩和される。したがって、2次衝撃波が通過することにより密

度が減少するため、2次衝撃波は後退衝撃波である。このような密度変化は、図4において明らかである。(a)では、 $x \approx 65 \text{ mm}$ の位置で密度が大きく変化しており、2次衝撃波の到達による。 $35 < x < 65 \text{ mm}$ の領域で密度が変化するのは、プラントル・マイヤー膨張波扇による。また、膨張波が開放端の上流へ伝ばできないことにより、 $x < 35 \text{ mm}$ の領域における密度は一定のままである。なお、伝ばマッハ数 $M_S = 1.3$ の衝撃波が回折した際には、衝撃波背後の流速が亜音速であるため2次衝撃波は生成されないことを確認している⁽⁹⁾。

図3(b)では、衝撃波に追従する気体は超音速のジェット流であるため、その周り(垂直方向)にパレル衝撃波(BS)が形成されているのが確認できる。パレル衝撃波(BS)と2次衝撃波(S2)とが干渉した点では、3重点の輪(TR)が形成される。回折した衝撃波背後に渦輪(VR)が生成されており、図3(c)では渦近傍の領域において第3の衝撃波(S3)が形成されていることが実験と数値計算結果の両者において観察される。これは、渦輪(VR)が通過した背後で再循環流が形成され、ジェットの流れる方向が大きく偏向させられることに起因する。さらに、図3(c)では衝撃波(BS)の周りでは開放端から放出される気体(ジェット流)と周囲の気体の間に大きな速度差が生じており、せん断層(SL)が形成される。図3で観察された流れ場の構造は、内径 $\phi 50 \text{ mm}$ の円管を用いて行われた $M_S = 3.5$ に対する実験結果⁽²⁾に類似である。図4および図5で明らかなように、回折した衝撃波が伝ばするにしたがい、密度および圧力の値が減衰することがわかる。これは、開放端角部から発生する膨張波が先頭衝撃波に追いつくためである。さらに伝ば速度の違いにより、先頭衝撃波と接触面、接触面と2次衝撃波間の距離が大きくなる。また、実験と数値計算結果は衝撃波の形状や流れ場の構造などの点において定性的に一致した。

4.2 回折衝撃波の反射 ($L/D = 0.5$) 図6に観測部に反射体を設置した場合の結果を示す。衝撃波の伝ばマッハ数 $M_S = 3.4$ 、開放端から反射体までの距離 $L = 12.5 \text{ mm}$ ($L/D = 0.5$)の条件において実験(左図)および数値計算(右図)で得られたシュリレン写真を示す。開放端で回折した衝撃波が反射体と干渉してから $t = 25 \mu\text{s}$ 後の流れ場を示す。また、図7は同条件において反射体よどみ点で計測された圧力波形であり、実線は実験結果、点線は数値計算結果を示す。縦軸はよどみ点圧力 p を初期圧力 p_1 で除した無次元圧力 p/p_1 である。

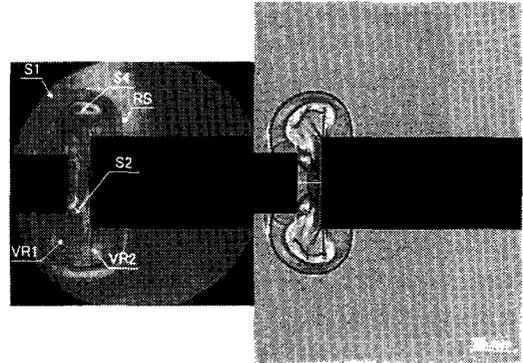


Fig. 6 Schlieren photograph showing reflection behavior of diffracted shock wave, left: experimental, right: numerical, $M_S = 3.4$, $L/D = 0.5$, $t = 25 \mu\text{s}$

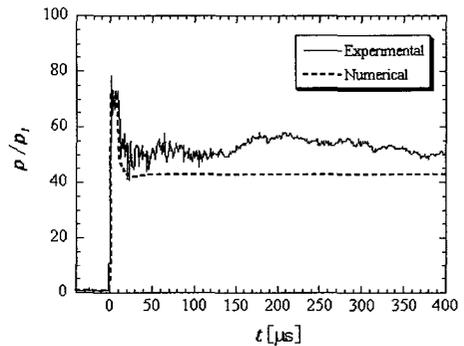


Fig. 7 Pressure histories measured at stagnation point of reflector, $M_S = 3.4$, $L/D = 0.5$

図6では、開放端と反射体との距離が短いため、先頭衝撃波(S1)は開放端角部から発生した膨張波の影響をあまり受けておらず、垂直衝撃波の反射に近い。したがって、図7の圧力波形で明らかなように、反射衝撃波背後の最高圧力は約 $10 \mu\text{s}$ の間、持続する。その後、開放端角部で回折した際に発生する膨張波が中心軸に到達して圧力は低下する。先頭衝撃波の背後には接触面が追従するが、この接触面の到達後、圧力はほぼ一定の値を保つ。前述したように、衝撃波背後の速度が超音速であるため、開放端下流に膨張波が定在しマッハ円錐を形成する。膨張波が開放端上流へ伝ばできないことが起因し、回折した衝撃波背後の状態量は急峻に変化し2次衝撃波(S2)が生成される。2次衝撃波(S2)は完全に発達する前に、反射衝撃波(RS)と干渉するため、中心軸付近で上流側に窪んだ形状と

なる。反射体と干渉した際に生成される反射衝撃波が反射体から回折する際に新たな渦 (VR2) を生成する。開放端角部から発生した渦 (VR1) と反射体角部より発生した渦 (VR2) との回転方向は逆であるため、2つの渦の間の流れは、高速に加速される。したがって、2つの渦の間には新たな衝撃波 (S4) が発生する。このように反射体を設置することにより生じる流れ場は複雑であり、図5に示した圧力分布とは異なり、圧力の高い状態が比較的長い時間保持されることがわかる。図7の圧力波形では、数値計算と実験結果が定量的にほぼ一致することも示す。

4.3 回折衝撃波の反射 ($L/D = 1.0$) 図8および図9に開放端から反射体までの距離 $L = 25.0$ mm ($L/D = 1.0$) の結果を示す。開放端で回折した衝撃波が反射体と干渉してから $t = 50 \mu\text{s}$ 後の流れ場を示す。 $L/D = 1.0$ の場合、先頭衝撃波 (S1) は、角部から発生した膨張波の影響を受けて湾曲し、圧力が低下するため図9に示されるように反射衝撃波背後における最高圧力の値は図7に比較し低い。 $L/D = 0.5$ の場合と同様、接触面の到達後、圧力は一定の値となる。2次衝撃波 (S2) は反射衝撃波と干渉して中心軸上で存在するため、図9に示されるように圧力の値に大きな変動を生じさせない。また、反射衝撃波が開放端と干渉した際、マッハ反射を呈している。図6で観察されたと同様に、開放端角部から発生した渦 (VR1) と反射体角部より発生した渦 (VR2) の間には衝撃波 (S4) が観察される。さらに、反射体角部より発生した渦の外側にこの渦の回転によって発生した圧縮波 (S5) が発生している。衝撃波が反射した直後における圧力値については、数値計算と実験結果で定量的に一致した。なお、図7における圧力波形と同様に衝撃波が反射した背後で実験と数値計算結果で差異が観察される。これは、数値計算では粘性の影響を考慮しておらず、反射衝撃波背後でよどんだ流れの中を伝ばする圧力波の影響を再現できていないためと考えられる。

4.4 回折衝撃波の反射 ($L/D = 2.0$) 図10および図11に開放端から反射体までの距離 $L = 50.0$ mm ($L/D = 2.0$) の結果を示す。開放端で回折した衝撃波が反射体と干渉してから $t = 100 \mu\text{s}$ 後の流れ場を示す。 $L/D = 2.0$ の場合、図5に示したように反射体と干渉する前に先頭衝撃波 (S1) は膨張波の影響を受けて減衰するため、反射衝撃波背後の圧力上昇は図7および図9に比較し著しく低い。図11に示すように、反射衝撃波 (RS) 背後の圧力は急激に立ち上った後、 $L/D = 1.0$ の場合よりも、なだらかに減衰している。反射衝撃波が接触面と干渉し反射することによ

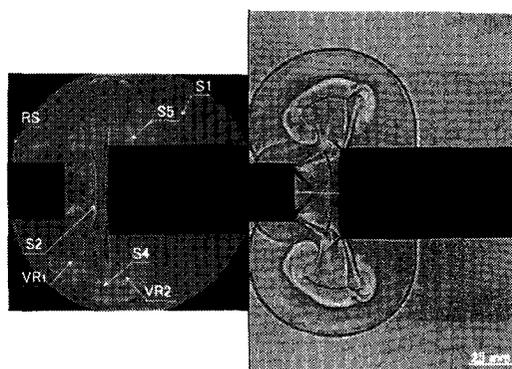


Fig. 8 Schlieren photograph showing reflection behavior of diffracted shock wave, left: experimental, right: numerical, $M_S = 3.4$, $L/D = 1.0$, $t = 50 \mu\text{s}$

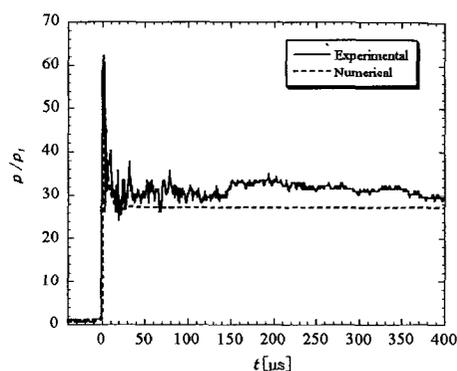


Fig. 9 Pressure histories measured at stagnation point of reflector, $M_S = 3.4$, $L/D = 1.0$

り、圧力はわずかに上昇し、その後一定の値となる。開放端角部から発生した渦 (VR1) の回転により発生した圧縮波 (S3) は、 $L/D = 0.5, 1.0$ の場合よりも十分に発達しているため、反射衝撃波と干渉しても、その影響をほとんど受けない。開放端角部から発生した渦 (VR1) と反射体角部より発生した渦 (VR2) の回転により発生した圧縮波 (S4) は、非常に弱いためシュリーレン写真でははっきりと捉えられなかったが、数値シュリーレン画像から確認することができる。図6, 8, 10で示したシュリーレン写真では、数値計算結果と実験結果で差異が生じている。これは、実験結果では観測部の奥行き方向に対する3次元的な影響が含まれるのに対し、数値計算で得られたシュリーレン画像では、対称軸断面の密度データから作成しており、3次元的な像の重なりが考慮されていないためと考えら

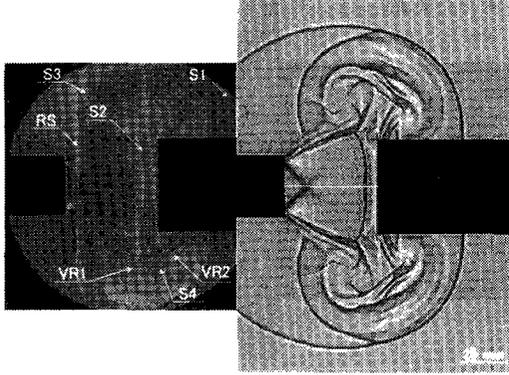


Fig. 10 Schlieren photograph showing reflection behavior of diffracted shock wave, left: experimental, right: numerical, $M_S = 3.4$, $L/D = 2.0$, $t = 100 \mu\text{s}$

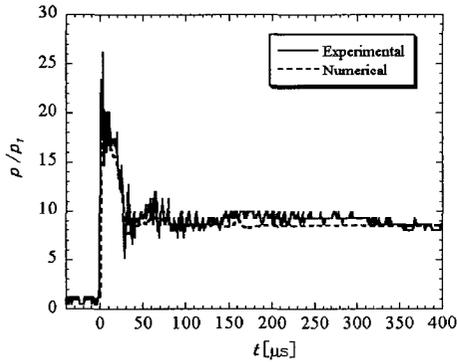


Fig. 11 Pressure histories measured at stagnation point of reflector, $M_S = 3.4$, $L/D = 2.0$

れる。

4.5 最高圧力とマッハ数の関係 開放端から回折した衝撃波が反射した際の反射衝撃波背後の最高圧力 p_{max} は、衝撃波の作用による被害予測や、保安距離を設定する上で最も重要なパラメータであると考えられる。しかしながら、この最高圧力は発生する衝撃波のマッハ数や、衝撃波の発生源からの距離、衝撃波開放端の内径などの関数であり、解析的に定式化することは難しい。そこで、まず次元解析を行い、回折した衝撃波が反射した際の最高圧力を見積もるために必要な無次元数の個数を求めた⁽⁹⁾。無次元数は、無次元過剰圧 $(p_{max} - p_1)/p_1$ 、無次元距離 L/D および衝撃

波の伝ばマッハ数 M_S の3個があれば定式化できることになる。次に、反射衝撃波背後の最高圧力は次式で示すような係数 a, b, c を用いて表されるべき関数で近似できると仮定した。

$$\frac{p_{max} - p_1}{p_1} = a \left(\frac{L}{D} \right)^b (M_S)^c \quad (4)$$

上式に実験で得られた p_{max} , p_1 , L , D および M_S の値を代入し最小二乗法を用いれば、係数 a, b, c が決定できることになる。これらの係数は $a = 0.50$, $b = -0.96$, $c = 3.57$ の値になる結果が得られた。図12に最高圧力とマッハ数の関係を示す。縦軸は、 $\varepsilon = (p_{max} - p_1)/p_1 \times (L/D)^{0.96}$ の値、横軸はマッハ数 M_S である。図においてプロットされている○印は実験値を示し、□印は計算値、直線は得られた実験式を示す。なお、これらのデータには、開放端から反射体までの無次元距離 $L/D = 0.5, 1.0, 2.0$ の結果が含まれている。 $M_S = 1.3 \sim 2.8$ については、過去に行われた研究によるデータ⁽⁹⁾である。また、最高圧力 p_{max} は、回折した衝撃波が反射した際の圧力であるため反射体の大きさには依存せず、平板を用いた場合に等しい。この図から、開放端からの無次元距離 L/D の違いによらず、 ε は一本の直線として表され、衝撃波の伝ばマッハ数 M_S のべき関数として表される。よって $M_S = 1.3 \sim 5.2$ の比較的広い範囲において、回折した衝撃波が反射した際の最高圧力は次式で見積もることができる。

$$p_{max} = p_1 \left\{ 1 + 0.50 \left(\frac{D}{L} \right)^{0.96} M_S^{3.57} \right\} \quad (5)$$

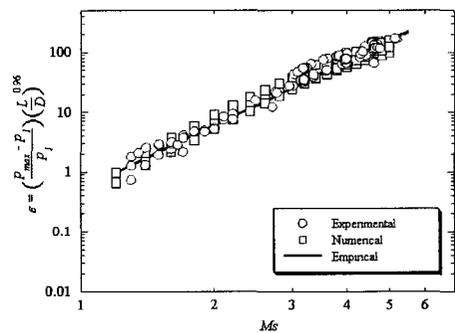


Fig. 12 Relationship between maximum pressure and Mach number M_S , ε shows non-dimensional pressure multiplied by non-dimensional distance

5. ま と め

衝撃波を開放端で回折させた場合の流れ場、および回折した衝撃波を反射体と干渉させた場合の流れ場について可視化観察を行うとともに、数値シミュレーション結果との定量的な比較を行った。本論で得られた結果を以下に要約する。

1. 実験結果と数値シミュレーション結果は定性的に一致し、両者からマッハ数 $M_S = 3.4$ で伝ばした衝撃波が回折した際の流れ場、回折衝撃波が反射体と干渉した際の複雑な流れ場が明らかにされた。衝撃波が回折する際に発生する渦と、反射衝撃波が反射体で回折する際に発生する渦が干渉する。その際、二つの渦の間の流れは高速に加速されるため、新たな衝撃波が発生する挙動が明らかにされた。
2. 反射体のよどみ点における圧力波形を実験と数値計算結果で比較した結果、両者は定量的にも一致した。したがって、本数値計算法を用いて反射衝撃波背後の最高圧力を見積もることが可能である。
3. 回折した衝撃波が反射体と干渉することにより、圧力の高い状態が比較的長い時間、保たれる。これは、反射衝撃波と2次衝撃波が干渉することにより、2次衝撃波が反射体前面において定在する流れ場となるためであることをシュリーレン写真から明らかにした。
4. 反射体よどみ点における最高圧力 p_{max} を、衝撃波の伝ばマッハ数 $M_S = 1.3 \sim 5.2$ の範囲で見積もる実験式を明らかにした。これは、保安距離を設定する上で重要な基礎データになる。

謝 辞

本研究を行うにあたり、科学研究費（奨励研究(A), 11750129)を受けた。また、本実験を行うに当たり本学 吉橋照夫 技術官の協力を得た。ここに付記し謝意を表する。

文 献

- (1) Abe, A., Takayama, K., Numerical Simulation and Density Measurement of a Shock Wave Discharged from an Open-end of Shock Tube, *Japan Soc. Mech. Eng. Int.*, **33** (1990), 216-223.
- (2) Grönig, H., Shock Wave/Vortex Interaction, *Proc. Second Int. Workshop on Shock Wave/Vortex Interaction*, (Ed. Takayama, K.), (1997), 1-14.
- (3) 高山和喜編, 衝撃波ハンドブック, (1995), 727-734, シュプリンガー・フェアラーク東京.
- (4) 佐宗章弘・ほか2名, 高速列車トンネル突入による圧縮波の衝撃波への遷移, *機論*, **63**-616, B(1997), 3944-3951.

- (5) 仲尾晋一郎・ほか4名, バラスト内流れを考慮した高速鉄道トンネルを伝ばする圧縮波の特性, 平成10年度衝撃波シンポジウム講演論文集, (1999), 669-672.
- (6) 中山博愛・ほか3名, 管開口端から放出されたパルス波のパッシブコントロール (ヘリカルペーン付きボックスによる強さの低減), *機論*, **66**-646, B(2000), 1387-1391.
- (7) 小原哲郎・ほか3名, 回折する衝撃波の挙動に関する研究 (第2報, 溝付き開放端による衝撃波の減衰過程), *機論*, **67**-659, B(2001), 1680-1686.
- (8) Bazhenova, T.V., ほか5名, The Interaction of a Shock Wave Discharged from the Open End of a Shock Tube with a Flat Plate, *Proc. 20th Int. Symp. on Shock Waves*, **I**, (1995), 477-482, World Scientific Pub.
- (9) 高藤亮一・ほか4名, 回折する衝撃波の挙動に関する研究 (第1報, 衝撃波の回折と反射過程), *機論*, **65**-639, B(1999), 3602-3607.
- (10) Obara, T., ほか3名, A Study of Shock Wave Diffraction from an Open End of the Tube, *Proc. 21st Int. Symp. on Space Technol. and Sci.*, (1998), 927-932.
- (11) Nettleton, M.A. *Gaseous detonations: Their nature, effects and control*, Chapman and Hall, London (1987).
- (12) 大八木重治・ほか4名, 気体デトネーションの構造とその反射・回折現象, *燃焼の科学と技術*, **7**(2000), 249-263.
- (13) Ariga, Y., ほか4名, A Study of Shock Wave Diffraction from an Open End of Shock Tube, *Proc. 22nd Int. Symp. on Space Technol. Sci.*, (2000), 1009-1014.
- (14) Yu, H.-R., ほか4名, Preliminary Experimental Results of the Detonation-Driven Shock Tube, *Proc. 20th Int. Symp. on Shock Waves*, **I** (1995), 1509-1514, World Scientific Pub.
- (15) Lenartz, M., ほか2名, Development of a Detonation Driver for a Shock Tunnel, *Proc. 20th Int. Symp. on Shock Waves*, **I** (1995), 153-158, World Scientific Pub.
- (16) Lu, F.K., ほか3名, Recent Advances in Detonation Techniques for High-Enthalpy Facilities, *AIAA J.*, **38**-9 (2000), 1676-1684.
- (17) 山中昭央・ほか4名, デトネーション駆動形衝撃波管の作動特性, *機論*, **66**-651, B(2000), 2992-2998.
- (18) Obara, T., ほか3名, A Study on a Performance of Detonation-Driven Shock Tube, *Proc. 22nd Int. Symp. Space Technol. Sci.*, (2000), 1009-1014.
- (19) 疋田強, 秋田一雄, *燃焼概論*, (1971), 126-131, コロナ社.
- (20) Stoßwellenlabor, RWTH Aachen, KASIMIR Shock Tube Simulation Program, Instruction Manual, *Stoßwellenlabor, RWTH Aachen*, (1993).
- (21) Yee, H.C., Upwind and Symmetric Shock-Capturing Schemes, *NASA Tech. Mem.* 89464 (1987).
- (22) 松尾一泰, 圧縮性流体力学—内部流れの理論と解析—, (1994), 226-229, 理工学社.