

## 多孔壁に沿って伝ばする衝撃波背後の 流れの解析と壁面流出係数\*

小野寺 英輝<sup>\*1</sup>, 高山 和 喜<sup>\*2</sup>

### An Analysis of Shock Wave Propagation over Perforated Wall and Its Discharge Coefficient

Hideki ONODERA and Kazuyoshi TAKAYAMA

Shock wave propagation over a perforated wall and wall discharge coefficient through the perforation were studied experimentally and numerically. The experiment was conducted in a shock tube equipped with double-exposure holographic interferometry. Shock Mach number was 1.54 in air and the wall perforation ratio was 0.4. The numerical simulation was conducted by an upwind finite difference scheme using the TVD scheme. To determine the wall discharge coefficient through the perforation, the numerical result was compared with the experimental one. The wall discharge coefficient through the perforation was obtained as 0.54, and this value can be extended to the perforation ratio ranging from 0.1 to 0.5, a shock wave Mach number of 1.5 to 5.5 and a corresponding Reynolds number of  $1.24 \times 10^6$  to  $9.78 \times 10^5$ .

**Key Words:** Compressible Flow, Flow Measurement, Discharge Coefficient, Holographic Interferometry, Numerical Simulation

#### 1. はじめに

空気機械あるいは管路の騒音・振動には衝撃波の発生に起因するものがあることが知られている<sup>(1)</sup>。また、管路開口端から放出される衝撃波とその背後の流れは、直接的に開口端からの爆発騒音や空力騒音発生につながる。特に、エンジンの排気管から放出される衝撃波は不快な金属音の発生源となること<sup>(2)</sup>、あるいは新幹線電車がトンネルに高速で進入したときに発生する圧縮波が衝撃波に移行してトンネル出口から爆発現象類似の騒音や振動をもたらすことについての報告<sup>(3)(4)</sup>がある。

このような管路を伝ばする衝撃波の挙動を明らかにし、衝撃波を制御することは騒音や振動を防止あるいは軽減する有効な方策を確立するために、工学的に重要な研究課題と思われる。

衝撃波の制御には多孔質媒体を用いることが有効であることが知られ、多孔質媒体中あるいは多孔壁に沿って伝ばする衝撃波に関する研究は古くから行われている<sup>(5)</sup>が、このような流れ場での衝撃波は複雑な回折

過程を示し、非定常性が強く、その挙動を定量的に解析することは困難であった。そのためこれまで、管路断面について流れの状態量は一様であると仮定した、準一次元流れの近似理論による解析が行われた。Szumowski<sup>(5)</sup>やDeckkerら<sup>(6)</sup>は、準一次元近似の下でCCW理論<sup>(7)</sup>により、半実験的に多孔壁流路を伝ばする衝撃波の減衰率を求め、経験的に多孔壁からの流出係数を求めようとした。しかし、実際の多孔壁管内の流れは準一次元的とは程遠く複雑で、従来知られている解析と実験結果は食い違いを示した。

従来から、流出係数を算出する物理的な根拠は経験的<sup>(5)(6)</sup>で、流出係数は準一次元近似理論と実験結果を適合させるための係数として導入された。この流出係数を物理的に説明するためには、まず、単一の孔のまわりの衝撃波回折とその前後の流れを明らかにすることが必要である。しかし、知見する限りでは、この疑問を明らかにするための詳細な解析と実験との比較はいまだ完了したとは言い難い。

本報では、多孔壁を用いて管路内の衝撃波を制御することを目指す基礎研究の一環として、多孔壁を過ぎる衝撃波の挙動と、衝撃波背後の流れの多孔壁からの流出係数について明らかにする。まず、多孔壁に沿って伝ばする垂直衝撃波をホログラフィー干渉計法<sup>(8)</sup>

\* 原稿受付 平成3年10月2日。

<sup>\*1</sup> 正員, 岩手大学工学部 (〒020 盛岡市上田4-3-5)。

<sup>\*2</sup> 正員, 東北大学流体科学研究所 (〒980 仙台市青葉区片平2-1-1)。

により可視化する。次いで、Euler 方程式を TVD 差分法<sup>(9)</sup>により数値計算し、孔を過ぎる衝撃波の挙動を定量的に求め、その結果を実験および準一次元的近似解と比較する。この結果から、数値計算で求められた流れ場の諸量をもとに、多孔壁からの流出係数として 0.54 を得た。また、この数値は多孔壁空げき率 0.1~0.6、衝撃波マッハ数 1.5~5.5 の範囲に適用できることを示した。

## 2. 記号

- $M_s$ : 入射衝撃波マッハ数  
 $\dot{m}$ : 無次元質量流量  
 $p$ : 圧力  
 $s$ : 孔のピッチ  
 $u, v$ :  $x, y$  方向の速度成分  
 $x$ :  $x$  座標値  
 $y$ :  $y$  座標値  
 $\gamma$ : 空気の比熱比 (=1.4)  
 $\zeta$ : 流出係数  
 $\rho$ : 密度  
 $\Delta x, \Delta y$ :  $x, y$  方向の計算格子幅  
 添字  
 0: 衝撃波下流  
 $qs$ : 準一次元  
 max: 最大値

## 3. 実験装置

実験には圧力形衝撃波管を用いた。装置の概略は文献<sup>(10)</sup>に詳しいので、ここでは省略する。

隔膜にはマイラ膜(ポリエステル延伸フィルム)、厚さ 100  $\mu\text{m}$  を用い、破膜は加圧による自然破断によった。試料気体は空気 ( $\gamma=1.4$ , 初期圧 0.1 MPa)、駆動気体は窒素である。得られた衝撃波マッハ数は 1.54 で、そのばらつきは  $\pm 1\%$  以下と、実験の再現性は良好であった。

実験に使用した多孔壁は軟鋼製で、全長 110 mm に、幅 1 mm、深さ 7 mm の溝孔を 1.5 mm 間隔に 36 本切った構造で、壁面の有効表面積に占める溝孔の面積の割合(空げき率)は 0.4 である<sup>(11)</sup>。ここに、溝幅の 1 mm を代表長さとしたレイノルズ数は  $1.42 \times 10^4$  であった。

衝撃波の可視化は、ルビーレーザー (Apollo Lasers Inc., 22HD, 波長 694.3 nm, 出力 2J/Pulse, パルス幅 25 ns) を光源としたホログラフィー干渉計法<sup>(6)</sup>によった。レーザーは圧力変換器からの出力信号に遅延装置 (Sugawara RE-306) を介して発振させた。これら計

測については文献<sup>(10)</sup>に詳述されている。

## 4. 実験結果および考察

**4.1 数値計算の概略** 数値計算は、気体の粘性と熱伝導を無視し、一般曲線座標系で保存形に記述された二次元非定常 Euler 方程式を、TVD 差分法<sup>(9)</sup>で解いた。衝撃波管壁面と多孔部分での境界条件は壁面垂直方向に反射条件、壁面と平行な速度成分については滑り条件を課した。また、衝撃波管中心部では自由境界条件を課している。

計算の初期条件として、実験との比較を目的に、衝撃波マッハ数  $M_s=1.54$  の空気 ( $\gamma=1.4$ ) に対する衝撃波背後の流れを検査面左端においた。計算格子は図 1 に示すように、く形で、固体部には壁面に平行方向に 9 格子、垂直方向に 6 格子、空げき部には壁面に平行方向に 6 格子を配した。壁面にはすべて上述の境界条件を課した。計算格子数は  $551 \times 251$  である。なお、計算は東北大学大型計算機センターのスーパーコンピュータ (NEC SX-2N) によった。

**4.2 準一次元近似との比較** 図 2 (a), (b) はそれぞれ  $M_s=1.54$  の衝撃波が空げき部分に到達約 94  $\mu\text{s}$  後の、干渉計写真と数値計算の等密度線図である。二次元現象では干渉じまが等密度線となり、この干渉じまを、ただちに数値計算結果と比較することができ。なお、数値計算の等密度線の間隔は干渉計写真のしま間隔と一致するように取った。

実験では、孔の入口で衝撃波は回折し、孔の中を伝ばし、さらに孔の底部で反射した衝撃波が主流中に吹き出して形成する二次じょう乱 (SD) などがよくわかる。数値計算は、孔の上面での流れを単純化し、解析を容易にするために、孔を貫通させた条件で行ったので、二次じょう乱は現れない。しかし、孔が十分に深ければ、底面からの反射衝撃波は遅れて現れるので、入射衝撃波におよぼす二次じょう乱の影響は無視でき、入射衝撃波の近傍に注目すれば、この実験結果は、貫通した孔の場合と等価とみなせる<sup>(10)-(12)</sup>。図 2 (a),

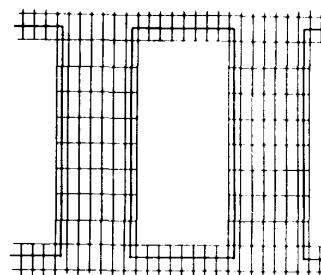
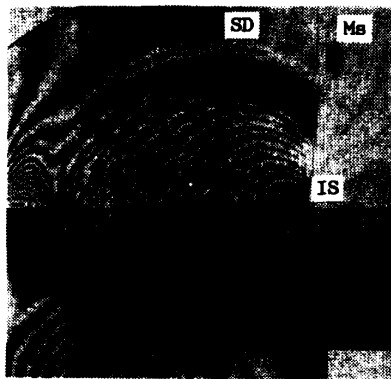
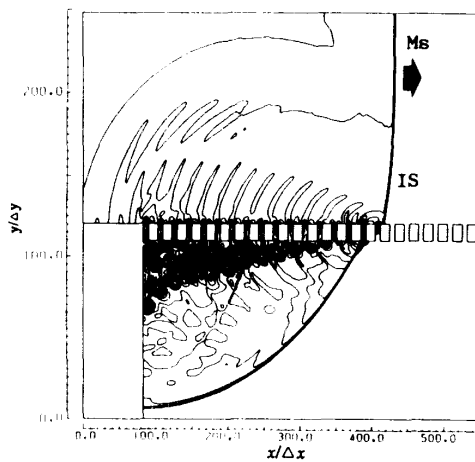


図 1 多孔壁まわりの計算格子

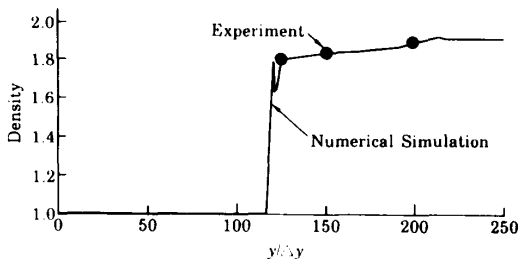
(b)を比較すると、等密度線の分布、背後に発生する膨張波によって局所的に減衰し、湾曲した入射衝撃波(IS)の形状、孔のもう一方の角での反射衝撃波の形状、孔の角から現れる渦など、複雑な流れは数値計算結果と干渉計写真とでよく一致する。図2(c)に、衝撃波背後の $y$ 方向の密度変化を比較する。数値計算結果は、流れが等エントロピー的であると仮定して得られた干渉計写真による計測結果と良く一致する。したがって、ここに用いる数値モデルは実際の流れ場を予測するには有効である。また非粘性流であるにもかかわらず数値計算結果が実験結果と良く一致することは



(a) 干渉計写真



(b) 数値計算結果



(c) 衝撃波背後の密度変化

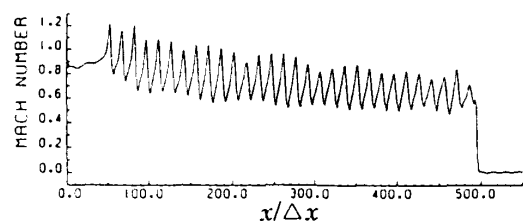
図2 実験と数値計算の比較,  $M_s=1.54$  (入射  $94 \mu\text{s}$  後)

興味深い。

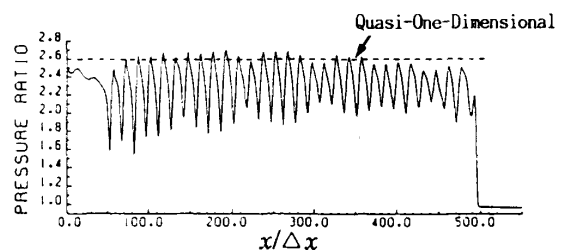
過去の多孔壁を過ぎる衝撃波減衰の研究では、孔は壁面に一様に分布し、壁面は平面性を保つと考え、準一次元の近似を用いた<sup>(5)(6)(13)</sup>。実際には孔は離散的に分布し、凹凸形状を持つので、本数値計算の結果と従来の準一次元的取扱いの結果とを比較し、これまでに用いられてきた準一次元近似モデルの物理的妥当性を見直すことは必要である。

図3(a), (b)に衝撃波が多孔部に到達  $154 \mu\text{s}$  後の衝撃波背後の主流の局所マッハ数の変化および圧力比の数値計算結果を示す。圧力は、孔のまわりの波の反射・回折によって、衝撃波背後の流れは非定常的で、最大40%程度、周期的に変動分布する。準一次元的な取扱いでは、衝撃波背後の圧力比  $P=2.60$  となり、この値は数値計算の圧力比の最大値とほぼ等しい。また、圧力比が準一次元理論の圧力比2.60を超える所でも、数値計算の圧力はたかだか2.7程度である。準一次元的取扱いでは、孔からの流出量を算出するとき、流れが壁面に対して垂直に流出する場合であっても、衝撃波背後の流れの岐点状態圧力を貯気槽条件とした<sup>(5)</sup>。このとき、岐点状態の圧力比は3.42となり、数値計算結果の最大値2.7と比較して、貯気槽圧を衝撃波背後の流れの岐点状態にとることは、過大評価となり、正しい物理的解釈ではないと考えられる。また、衝撃波背後の圧力比2.60を貯気槽条件とする<sup>(13)</sup>場合も、実際の流れでは、粘性による圧力減少などが考えられるので、これもなお過大である。

図4に  $M_s=1.54$  について、衝撃波が多孔壁部に入射して  $154 \mu\text{s}$  経過後の多孔壁に沿う平均圧力分布を



(a) 衝撃波背後の主流の局所マッハ数分布



(b) 衝撃波背後の圧力分布

図3 多孔壁を過ぎる衝撃波の数値計算 (入射  $154 \mu\text{s}$  後)

示す。孔の入口での数値解による平均の圧力比は、1.8~1.9である。一方、大気圧に対する臨界圧力は1.89で、準一次元理論による圧力比2.60、岐点圧3.42はともに臨界圧力比を上回り、その結果、孔を過ぎる流れは閉そく流れとなる。一方、数値計算結果の局所圧力は、一部この臨界圧力比を下回るところもある。準一次元的取扱いでは、孔の角とまわりの流れでは、角から発生する渦や境界層のはく離などによる圧力減少は一切考慮していないが、実際の流れでは、二次元的で非常に複雑な流れを伴い、圧力が減少するので、準一次元的取扱いでは流出係数を導入し、実験結果との適合を試みることになる。

図5に、数値計算で求めた、孔から流出する質量流量の変化を示す。貯気槽圧が臨界圧力比を超えるとき、無次元質量流量  $\dot{m}$  は孔の面積を  $A$  とすると、次式で与えられる。

$$\dot{m} = \rho_0 a_0 A \left( \frac{2}{\gamma + 1} \right)^{(\gamma + 1)/2(\gamma - 1)}$$

貯気槽圧を仮に衝撃波背後の静圧とし、一様な速度分布で一次元的に流出するとすれば、 $M_s = 1.54$  に対して  $\dot{m} = 11.87$  となる。しかし、孔を過ぎる流れは二次元的で、数値計算では最大の質量流量は6.45となる。ここで、もし数値計算の値を実際の流量に等しいとし、準一次元質量流量  $(\rho_4 u_4)_{qs} = 11.87$  との比を流出係数と仮定すれば、 $\zeta = (\rho_4 u_4)_{\max} / (\rho_4 u_4)_{qs} = 0.54$  となる。この値は同じ空げき率の多孔壁を用いて実験的に求めた流出係数0.55<sup>(10)(11)</sup>と良く一致している。これは、流れが閉そく状態にある場合、準一次元の取扱いでは流量が孔の上下の圧力差によらず一意に定まり、貯気槽圧力をどのように仮定したかが計算上問題とされないことによる。しかし、流れが閉そく状態にない場合、これまでの岐点状態を貯気槽圧力とした準一次元的取扱いにおける流出係数は、上記に比して小さくなる。これは、貯気槽圧力を過大に見積もってしまうためである。

図6に、数値計算による多孔壁を過ぎる衝撃波背後の流速ベクトル線図と等密度線を示す。等密度線の間

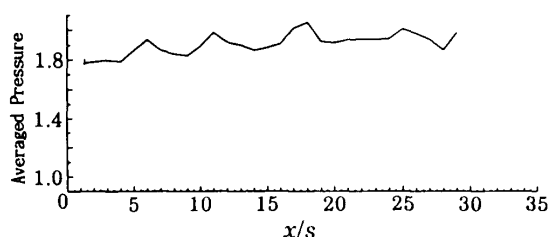


図4 孔ごとの平均圧力比の分布

隔は流速ベクトルの識別を容易とするため、図2(b)に示す等密度線の10倍粗く描いた。衝撃波が回折し孔を通過すると、孔の全断面について外向きの流れが誘起される。また、角で渦が現れ、渦の内部に逆流領域が現れる。この逆流領域は次第に広がり、4番めの孔では孔の左側全領域におよぶ。このように孔の内部の流れは局所的に非一様で準一次元的な流れモデルとは非常に異なることがわかる。しかし、図4に示したように、衝撃波背後の孔から流出する流量はほぼ一定値を示すことは興味深い。準一次元的取扱いでは、孔の中の流出速度は一定で、孔の角での渦の生成などの多次元性は無視されているが、実際の流れでは孔の内部の流れは非一様で、局所的に流速の増加する領域も現れる。したがって、与えられた空げき率に対する多孔壁の流出係数は、巨視的な考察に基づいて、以上のさまざまな因子による複雑な流れ場を、平均化してあらわすことを意味する。これまでなされてきた入射衝撃波背後の岐点圧を貯気槽条件とし、これを用いて流出係数を算出することは、工業的に簡便ではあるが、これ

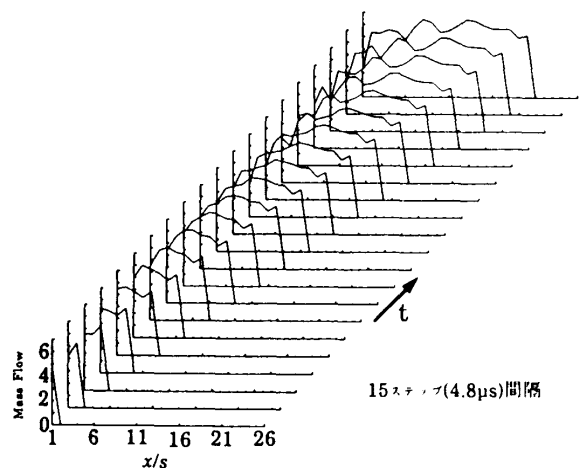


図5 孔から流出する流れの質量流量の時間変化

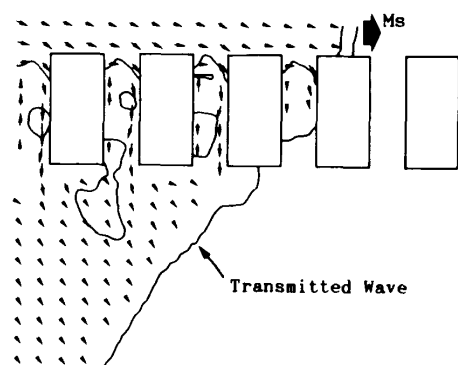


図6 衝撃波背後の流速ベクトル線図

まで述べたように物理的な裏付けを欠く。特に、流れが閉そく状態となる以前の状態では、実際のはるかに上回る圧力値によって算出された過大な流量値に流出係数を掛けることにより、値を減少させ適合を図ることから、流出係数値が小さくなる。このことは物理的に正しいとはいえない。一方、入射衝撃波背後の流れの静圧を貯気槽圧とすることは、図6に見るように流れは壁近傍でよどむことなく、局所的に90°偏向して孔の中に流入することになるから、これに平均化のための流出係数を乗じて値を得ることは、厳密さを欠くものの工業的に許容される方法と考えられる。

本数値計算では粘性、熱伝導を無視したが、図2に示したように波の干渉など衝撃波の非線形的な挙動は十分に解像され、孔の内部の粘性流あるいは渦に関する記述を除き、ほぼ満足すべき結果を導いていると考えられる。将来、Navier-Stokes式を数値的に解けば、より精密な議論ができると思われるが、その場合、計算格子数は本報に比し非常に多くなり、新たな面の難しさが生ずる。Navier-Stokes式の解法は将来の課題として、ここでは非粘性の計算にとどめる。

さらに、ここでは空げき率0.4についてのみ述べたが、流出係数は衝撃波マッハ数と空げき率の増加に対してわずかに減少することが知られているが、空げき率0.1~0.6、入射衝撃波マッハ数1.5~5.5程度の領域ではほぼ一定とみなせる<sup>(13)</sup>から、流れが主流に対して垂直に流出する場合、実用的には貯気槽圧として衝撃波背後の静圧を取り、流出係数として0.54を、流れが閉そく状態でない場合も含めての広い範囲の流れについて適用することが可能である。JISに規定されているベンチュリ管<sup>(14)</sup>の流量計算式の適用できるレイノルズ数の範囲は、のど部の管径を代表長さとして、 $2 \times 10^5 \sim 2 \times 10^6$ であるが、ここで用いた多孔壁の一つの溝孔の等価直径8.74 mmを代表寸法としたレイノルズ数は $1.24 \times 10^5 \sim 9.78 \times 10^5$ となる。多孔壁を使用する衝撃波制御の方式では、本報のレイノルズ数の領域の流れが一般的であると考えられること、JISの計算式<sup>(14)</sup>では衝撃波を伴う非定常性の強い流れは想定していないことから、本報で求めた流出係数は非定常流を含め、これまで資料のなかった流れに対する有用な値と考えられる。

## 5. おわりに

多孔壁面を過ぎる衝撃波の挙動について、光学可視

化観測とTVD差分法による数値計算結果を準一次元近似による解と比較し、多孔壁面上を伝ばする衝撃波の挙動を考察した。得られた結果を要約すると、

(1) TVD差分法による数値解析は可視化実験とよく一致し、非粘性流を仮定しても衝撃波のさまざまな挙動をよく記述できることがわかった。

(2) 従来提唱されている準一次元的な取扱いは、流れ場の詳細を単純化している。しかし、流出係数を用いて準一次元近似解と実験・数値解との適合をはかることができる。

(3) 入射衝撃波背後の岐点圧を貯気槽圧とすることは過大評価で、むしろ多孔壁を過ぎる流れの二次元性を考慮すれば、衝撃波背後の静圧を貯気槽圧とすることが適当である。

(4) 準一次元解析と数値計算結果の比較より、流出係数0.54を得た。この値は、空げき率0.1~0.6、入射衝撃波マッハ数1.5~5.5 (レイノルズ数 $1.24 \times 10^5 \sim 9.78 \times 10^5$ )の範囲に適用を拡張できる。

最後に、有益な資料を提供していただいた、九州大学総合理工学研究科 松尾一泰教授に感謝の意を表す。また、本実験には東北大学流体科学研究所附属衝撃波工学研究センター 小野寺収助手、小島英則技官の助力を得、さらに、実験装置製作には同研究所附属工場 早坂庄吉、高橋喜久雄両技官の協力を得た。ここに付記しそれぞれ謝意を表す。

## 文 献

- (1) 中野・ほか2名, 機論, 45-391(1979), 350.
- (2) 関根・ほか4名, 機論, 54-498, B(1988), 527.
- (3) 瀬戸口・ほか5名, 平成元年度衝撃工学シンポジウム講演論文集, (1989), 34.
- (4) 松尾, 私信.
- (5) Szumowski, A. P., *Shock Tube Research*, 14(1971), Chapman & Hall.
- (6) Deckker, B. E. L. and Koyama, H., *Proc. 14th Int. Symp. Shock Tube Waves*, Sydney, (1983), 239.
- (7) Whitham, G. B., *J. Fluid Mech.*, 2(1957), 145.
- (8) 高山・渡辺, 東北大速研報告, 45(1980), 33.
- (9) Yee, H. C., *Lect. Note Phys.*, (1989), 264, Springer-Verlag, Berlin.
- (10) 小野寺・高山, 機論, 56-527, B(1990), 1976.
- (11) Onodera, H. and Takayama, K., *Exp. Fluids*, 10(1990), 109.
- (12) 小野寺, 東北大学審査博士学位論文, (1991).
- (13) 本田・ほか2名, 東北大速研報告, 34(1974), 1.
- (14) JIS Z 8763.