

衝撃波を伴う超音速内部流動に関する研究*

(超音速内部流動実験装置の開発およびマッハ数2と4の擬似衝撃波の特性)

杉山 弘*¹, 福田 浩一*², 溝端 一秀*³
遠藤 清和*⁴, 孫 立 群*⁴, 新井 隆 景*³Study on Supersonic Internal Flows with Shock Waves
(Development of the Experimental Apparatus for Supersonic Internal Flows and Characteristics of the Pseudo-shock Waves in Mach 2 and 4 Internal Flows)Hiromu SUGIYAMA*⁵, Koichi FUKUDA, Kazuhide MIZOBATA,
Kiyokazu ENDO, Liqun SUN and Takakage ARAI*⁵ Muroran Institute of Technology, Department of Mechanical Systems Engineering,
27-1 Mizumoto, Muroran-shi, Hokkaido, 050-8585 Japan

In order to investigate the supersonic flow phenomena related to internal and external flows of high-pressure gas pipeline systems, new air breathing engines and space planes, a new supersonic wind tunnel (pressure-vacuum type, Mach 2.0 and 4.0) was designed and constructed in Muroran Institute of Technology. The cross section of the test section is $8 \times 8 \text{ cm}^2$, and the working-time of the wind tunnel is 20 s for Mach 4 condition. This paper describes firstly outlines of the new Mach 4 supersonic wind tunnel, and describes secondly the structure and characteristics of the Mach 2 and 4 supersonic flows with pseudo-shock waves in a square duct. The characteristics of the pseudo-shock waves were clarified by color schlieren photographs and duct wall pressure measurements.

Key Words: Supersonic Internal Flow, Shock Wave/Turbulent Boundary Layer Interaction, Shock Train, Pseudo-Shock Wave, Color Schlieren Photograph, Wall Pressure Measurement

1. 緒言

管路やダクト内で超音速流が亜音速流に減速する際に発生する衝撃波は、壁面境界層と干渉し、衝撃波列 (shock train) とその後続く静圧上昇部より成る、いわゆる擬似衝撃波 (pseudo-shock wave) ⁽¹⁾⁽²⁾ となる場合がしばしばある。擬似衝撃波現象は、超音速風洞³や超音速遠心圧縮機のディフューザ、空気吸い込み式エンジンの超音速インテークや分離部、高圧ガス配管内の流れや、その他狭い流路内の超音速流れで発生し、流路の騒音・振動・破壊問題や流れの不安定性、機器の性能低下や不始動問題を引き起こす。それ故、擬似衝撃波の挙動や特性を研究することは、上述の流路や機器の設計・運転と関連し、工学・技術上極めて重要である。

今までに、擬似衝撃波の挙動や特性、特に擬似衝撃波の構造や振動特性に関し、多くの研究がなされている⁽¹⁾⁽²⁾。しかし、擬似衝撃波現象は、多数の衝撃

波と乱流境界層の干渉という極めて複雑な現象であるため、未だ十分に解明されていない。例えば、内部構造に関しては、擬似衝撃波内の全圧分布⁽³⁾、速度分布や乱れ特性^{(4)~(9)}、について研究されているが、乱流境界層のはく離挙動等について未解明な点が多く残されている。また、擬似衝撃波の振動現象について多くの研究^{(10)~(17)}があるが、擬似衝撃波の振動原因等について未だ確定的な結論が得られていない状況である。他方、今までの擬似衝撃波に関する実験的研究は、比較的サイズの小さい流路 (流路の断面積 $50 \times 50 \text{ mm}^2$ 以下) を用い、比較的低マッハ数 (マッハ数2以下) の場合についてのみ行われており、サイズの大きい流路でかつ高マッハ数 (マッハ数3以上) の場合の擬似衝撃波の特性については研究は見当たらず、不明な点が多い。

このような事情を背景にし、本研究では、擬似衝撃波の挙動や特性を実験的・数値的に詳細に調べ、明らかにすることを目的とする。本論文では、高マッハ数 (マッハ数4) の超音速内部流動中の擬似衝撃波の挙動や特性を実験的に解明するために考案、設計・製作した超音速内部流動実験装置とその特性、および擬似衝撃波の巨視的構造に及ぼすマッハ数の影響等について実験的に調べ、検討する。

* 原稿受付 2002年2月28日。

¹ 正員, フェロー, 室蘭工業大学工学部 (〒050-8585 室蘭市水元町27-1)。² 正員, 室蘭工業大学大学院工学研究科。³ 正員, 室蘭工業大学工学部。⁴ 室蘭工業大学大学院工学研究科。

E-mail: sugiyama@mmm.muroran-it.ac.jp

2. 実験装置および実験方法

2.1 マッハ4超音速内部流動実験装置 図1に、衝撃波を伴う超音速内部流動現象などを研究するために考案・設計、室蘭工業大学に設置したマッハ4超音速風洞⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾の概要を示す。本風洞は、吹出し吸込み式超音速風洞 (pressure-vacuum type supersonic wind tunnel) で、ノズルを交換することによって、マッハ数4と2の超音速流を得ることができる。

本風洞の作動原理は次のようである。高圧槽①(図1参照。9m³)から吹出した高圧乾燥空気(約1MPa)は、調圧弁④により所定の圧力に調整され、ラバルノズル⑨により所定のマッハ数の超音速流まで加速され、測定部⑩に流入し、下流の真空槽⑮(33m³)に吸込まれる。風洞の作動時間は、マッハ数4と2の場合、

それぞれ最長20秒、15秒まで任意の長さの時間に設定できる。風洞の始動・停止は、制御盤⑦を使い、自動的に行われる。

図2に、本研究に用いた超音速内部流動実験用測定部と測定系の概要を示す。測定部は、断面積80×80mm²、長さ1,500mmの正方形ダクトである。測定部側壁には、流れ場の可視化や、LDV (laser Doppler velocimetry) による流れ場の流速分布測定を行うための観測窓が設けられている。測定部上壁には、壁面圧力変動を測定するための静圧孔が44個設けられている。

図3に、擬似衝撃波の発生位置を調整するために設計・製作し、測定部下流側に取り付けた衝撃波発生装置の概要を示す。図に示すように、樽型流路に楔形物体を入れ、これを流れ方向に移動させ、流路断面積を

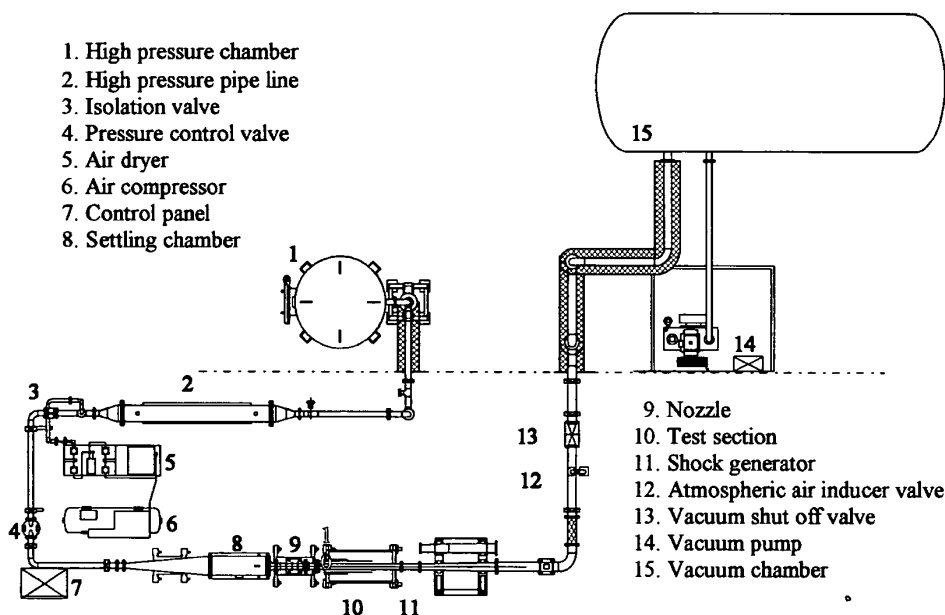


Fig.1 Pressure-vacuum type Mach 4 supersonic wind tunnel

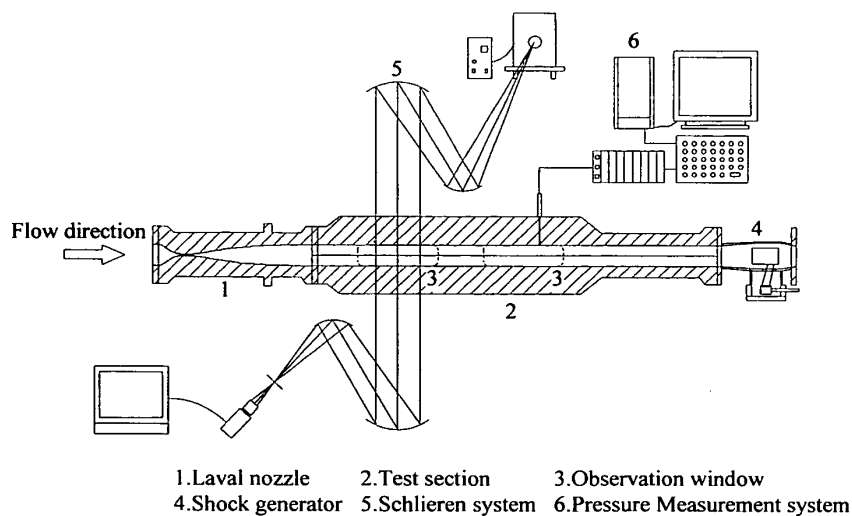


Fig.2 Test section for internal flow and measuring system

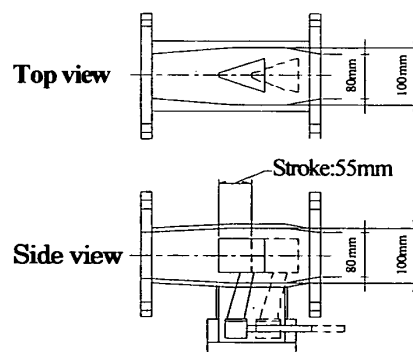


Fig.3 Shock generator



Fig.4 Schlieren photographs of the supersonic flows around a wedge (semi vertex angle 8.5°)

変化させることによって、擬似衝撃波の発生位置が調整できる。

図 4(a),(b)に、本風洞の測定部に置かれた楔(半頂角 8.5°)先端から発生する斜め衝撃波のシュリーレン写真を示す。この写真により、本風洞では $M_\infty=1.96, 3.98$ の一様な超音速流が得られていることがわかる⁽¹⁹⁾。以後、 $M_\infty=1.96, 3.98$ の場合を、それぞれ $M_\infty=2, 4$ と記すこととする。なお、 $M_\infty=4$ の場合には、LDVによる流速測定により、一様な超音速流が得られていることをより詳細に確認している⁽¹⁹⁾。

2.2 実験方法と実験条件 実験は、上述の正方形ダクトと衝撃波発生装置を用い、擬似衝撃波をダクトの上流、中流、下流に発生させ、擬似衝撃波の挙動と特性を、カラーシュリーレン法による流れの可視化と5点同時壁面圧力変動測定により調べた。光源として、閃光時間約 30 ns のナノスパークフラッシュを使用した。壁面圧力変動は半導体圧力変換器 (Kulite CT-190) を用い測定した。測定値はワークステーションに記録し、処理した。

本研究では、マッハ2および4のそれぞれの場合について擬似衝撃波をダクトの上流 (Case A)、中流 (Case B)、および下流 (Case C) に発生させた。Case A, B, C それぞれの場合についての先頭衝撃波発生位置 X_f/D 、および無次元境界層厚さ、いわゆる境界制限 (flow confinement) δ_∞/h を表 1 に示す。境界層厚さは、 $M_\infty=4$ の場合には、シュリーレン写真と LDV による流速測定より⁽¹⁹⁾、 $M_\infty=2$ の場合にはシュリーレン写真より求めた。ここに、 X_f はダクト入り口から擬似衝撃波発生位置までの距離、 D は管路高さ、 δ_∞ は先頭衝撃波直前の境界層厚さ、 h は管路高さの半分である。マッハ4の Case A の場合、擬似衝撃波は観測窓内に定在せず、上流側に移動した。擬似衝撃波上流の単位長さあたりのレイノルズ数は、マッハ2の場合 $Re_\infty=2.53 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ 、マッハ4の場合 $Re_\infty=2.36 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ である。なお、本吹出し吸込み風洞では、 $M_\infty=2$

と4の気流を得るのに、集合胴圧力 P_0 を $P_0=196 \text{ kPa}, 490 \text{ kPa}$ と設定しているため、単位長さあたりのレイノルズ数は上述のような値になる。

Table 1 Location of the first shock wave and flow confinement

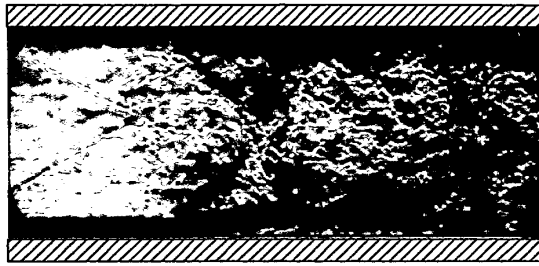
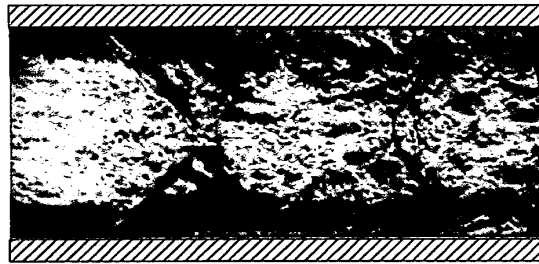
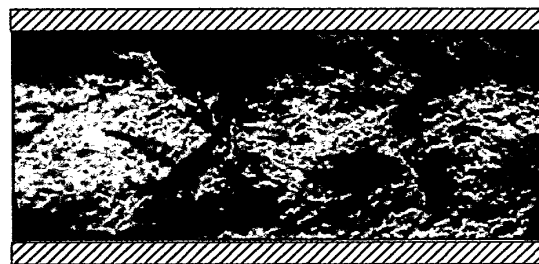
		Case A	Case B	Case C
$M_\infty=2$	X_f/D	2.6	7.9	13.6
	δ_∞/h	0.15	0.25	0.35
$M_\infty=4$	X_f/D	—	8.8	13.8
	δ_∞/h	0.28	0.39	0.47

3. 実験結果と考察

3.1 擬似衝撃波のカラーシュリーレン写真観察

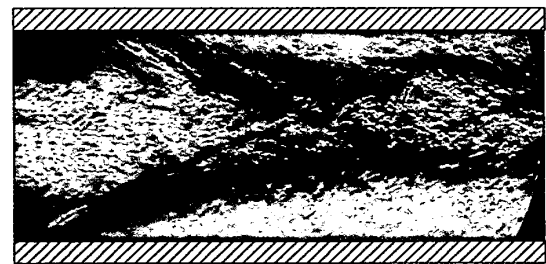
図 5(a),(b),(c)に、正方形ダクト内の一様流マッハ数 $M_\infty=2$ の超音速流中に発生させた擬似衝撃波のカラーシュリーレン写真を示す。流れの方向は左から右であり、カラースリットは流れ方向に対して水平に設置した。図より、壁面に沿って発達する乱流境界層と衝撃波が干渉し、擬似衝撃波の主要部を構成する衝撃波列 (shock train) の先頭衝撃波と第2衝撃波が観察できる。先頭衝撃波の形状は、擬似衝撃波の発生位置が下流側に移動するにつれ、先頭衝撃波前枝下の境界層厚さ (境界制限) が増加し、先頭衝撃波の垂直部分と2つの斜め衝撃波 (前枝と後枝) の交点、すなわち3重点の位置がダクトの中心方向に移動することによって、明瞭な λ 形から、 X 形に近い λ 形になる。また、図 5(a),(b),(c)のシュリーレン写真の壁面近くの白い部分 (先頭衝撃波前枝直後から第2衝撃波までの狭い領域) で、境界層ははく離していることが、観察できる。

図 6(a),(b),(c)に、正方形ダクト内の一様流マッハ数 $M_\infty=4$ の超音速流中に発生させた擬似衝撃波の先頭付近のカラーシュリーレン写真を示す。図より、先頭

(a) Case A ($X/D=2.6$, $\delta/L=0.15$)(b) Case B ($X/D=7.9$, $\delta/L=0.25$)(c) Case C ($X/D=13.6$, $\delta/L=0.35$)Fig.5 Schlieren photographs of the pseudo-shock wave ($M_\infty=2$)

衝撃波の形状は、いずれの場合もその中心部に垂直部分を持たない X 形であること、境界層は、 $M_\infty=2$ の場合と著しく異なり、 $M_\infty=4$ の場合には先頭衝撃波直後から大きくはく離することがわかる。また、先頭衝撃波下流の流れは、最初にはく離した境界層と反対側の壁面に片寄って流れる、非対称流れになることがわかる。

ところで、図 6(a),(c)では下壁側の境界層、(b)では上壁側の境界層が早くはく離する場合を示しているが、この逆の場合、すなわち反対側の境界層が早くはく離する場合も起きる。ただし、1回の実験(作動時間約 7 秒間)で最初にはく離する境界層が上壁側から下壁側(あるいはその逆)に切り替わることはない。上壁と下壁のどちらの壁に沿う境界層が早くはく離するかの原因は、ラバルノズル内における、風洞始動時に発生する初期の非定常流れ挙動や乱れによって発生する

(a) Case A ($X/D=4.0$, $\delta/L=0.28$)(b) Case B ($X/D=8.8$, $\delta/L=0.39$)(c) Case C ($X/D=13.8$, $\delta/L=0.47$)Fig.6 Schlieren photographs of the pseudo-shock wave ($M_\infty=4$)

と推察されるが、現時点では、詳細は不明である。

上述の $M_\infty=2$ と 4 の場合の擬似衝撃波を伴う流れの挙動をまとめると次のようになる。 $M_\infty=2$ の場合、ダクトの中心軸に対し、上下ほぼ対称な形状の衝撃波列が発生し、流れは上下ほぼ対称な流れになる。この際、壁面に沿う境界層は先頭衝撃波足下で僅かにはく離する。これに対し、 $M_\infty=4$ の場合には、先頭衝撃波足下で境界層は大きくはく離し、流れは一方の壁に沿う非対称な流れとなり、流れ構造は激的に変化する。

上述したように、正方形ダクト内において、擬似衝撃波列先頭部による、はく離を伴う超音速内部流れ構造が、 $M_\infty=2$ と 4 の場合で劇的に変化するのを見出したことは、今後、各種の超音速矩形ダクトを設計・運転する場合に上述の現象(流れ構造の激変)を考慮しなければならぬと考えられるので、工学的に重要な意義をもつと考えられる。

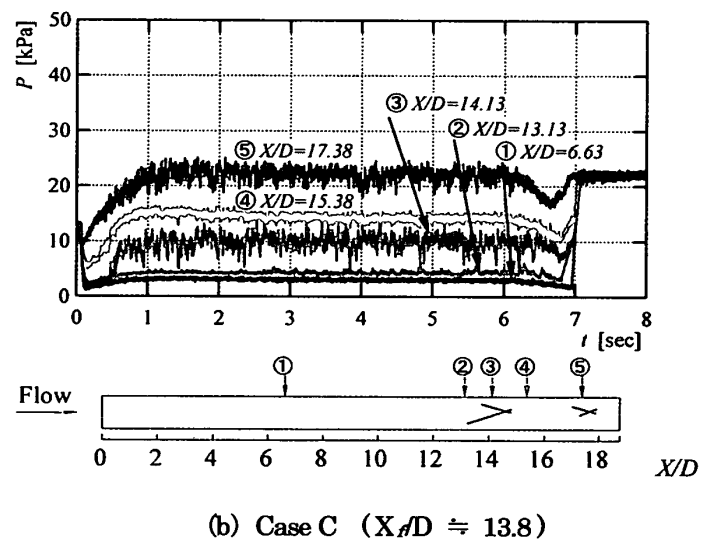
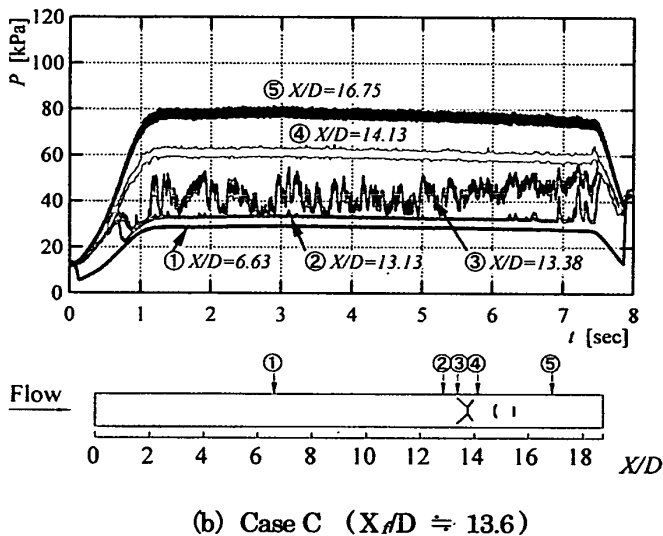
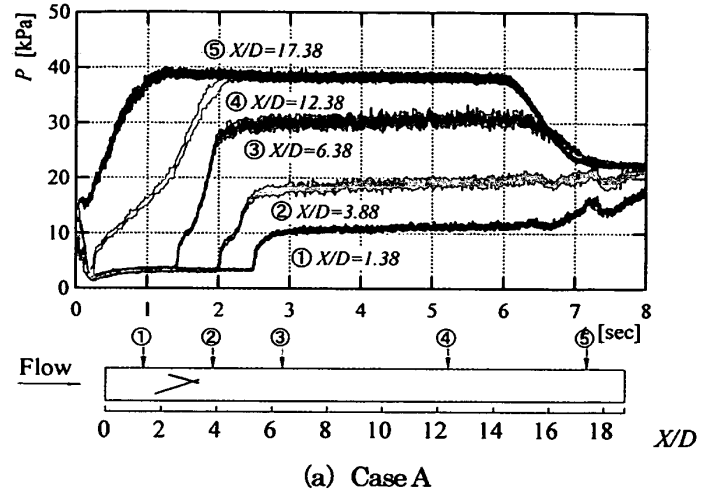
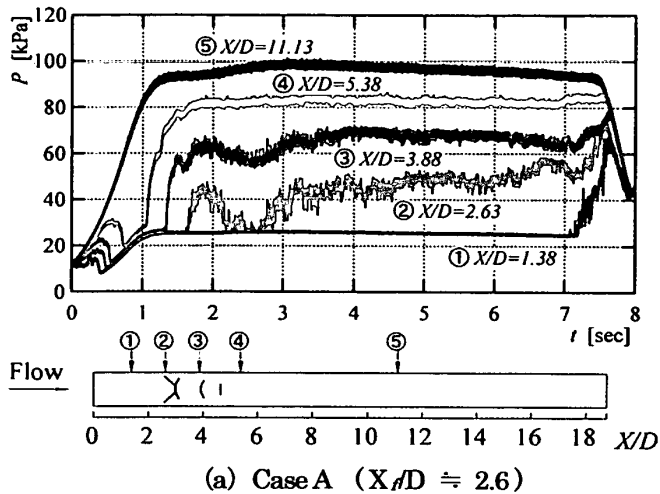


Fig.7 Wall static pressure variations at 5 measuring points ($M_\infty=2$)

Fig.8 Wall static pressure variations at 5 measuring points ($M_\infty=4$)

3. 2 擬似衝撃波を含むダクト各位置における壁面圧力変動 前節では、擬似衝撃波の時間平均的発生位置における擬似衝撃波を伴う流れの巨視的構造について述べたが、本節では擬似衝撃波の振動現象に関連する壁面圧力変動について述べる。図7(a),(b)に、ダクト入り口における流れのマッハ数 $M_\infty=2$ の場合の、ダクト各位置における壁面圧力変動波形を示す。図の横軸は風洞通風開始時からの経過時間 t 、縦軸は壁面静圧変動 P である。

図7(a)は、擬似衝撃波をダクトの上流 $X_f/D=2.6$ に発生させた場合である。 X はダクト入り口を原点とする流れ方向距離、 D はダクトの幅である。圧力測定点① $X/D=1.38$ で測定した圧力変動を、圧力変動波形①と称することとする(圧力変動波形②~⑤についても同様とする)。

圧力変動波形①より、 $M_\infty=2$ の場合、風洞通風後約

1.2 秒で定常な超音速流が得られ、この流れは約 7 秒間続くことがわかる。なお、この場合、風洞の設定時間は、圧力変動波形⑤からわかるように、7.5 秒である。圧力測定点②,③,④は、衝撃波列の先頭衝撃波前枝、第 2 衝撃波足下、第 3 衝撃波後方に位置しているが、圧力変動波形から、擬似衝撃波は流れ方向に前後に振動していることがわかる⁽¹¹⁾⁽¹³⁾。圧力変動波形⑤より、擬似衝撃波の下流では圧力変動は殆どないことがわかる。これは、前報⁽¹⁰⁾の結果と同様である。

図7(b)は、擬似衝撃波をダクトの下流側 $X_f=13.6$ に発生させた場合である。圧力測定点①, ②は擬似衝撃波の上流、③は先頭衝撃波前枝、④は先頭衝撃波の後枝近く、⑤は第 3 衝撃波後方に位置する。 $X_f=13.6$ の場合には、 $X_f=2.6$ の場合と比較して、壁面圧力変動は先頭衝撃波前枝近傍以外で小さい。これは、 $X_f=13.6$ の場合には境界制限が大きくなり、衝撃波列による圧

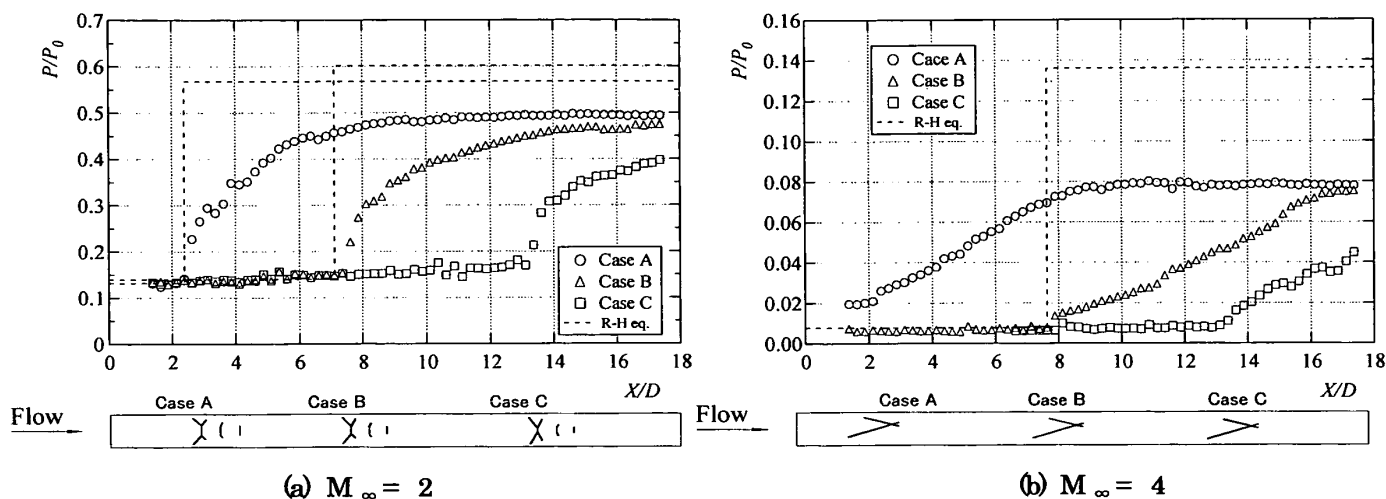


Fig.9 Wall static pressure distribution along the duct

力上昇が小さくなったためであると考えられる。

図8(a),(b)に、 $M_\infty = 4$ の場合のダクト各位置における壁面圧力変動波形を示す。図8(a)は、擬似衝撃波を、ダクト上流側 $X_f/D=4.0$ の位置近くに発生させようとした場合のダクト各位置における壁面圧力変動波形である。圧力変動波形④、③、②、①からわかるように、風洞通風後約0.2秒後に測定点④で発生した擬似衝撃波は上流側へ移動し、測定点 $X/D=3.88$ に約2秒後に到達し、引き続き上流側に移動していることがわかる。すなわち、この場合には、擬似衝撃波は $X_f/D=4.0$ に定在することはなかった。

図8(b)に、擬似衝撃波を $X_f/D=13.8$ の位置に発生させた場合のダクト各位置における壁面圧力変動波形を示す。圧力変動波形①より、擬似衝撃波上流の $X/D=6.63$ の位置においては壁面圧力変動はほとんどないこと、擬似衝撃波の直前② $X/D=13.13$ では微小な圧力変動が見られる。これは、この位置付近では乱流境界層がかなり発達し、境界層内の大きな渦や強い乱れによる圧力変動が検出されているものと推察される。先頭衝撃波による境界層のはく離点近傍の位置③ $X/D=14.13$ では壁面圧力変動が大きいこと、はく離領域内の④ $X/D=15.38$ では壁面圧力変動は小さいこと、第2衝撃波が発生していると考えられる⑤ $X/D=17.38$ では圧力変動は大きいことがわかる。

なお、Case B, Cの場合、先頭衝撃波は流れ方向に対して前後に約10cm ($=1.2D$) 振動していることが観察された。

3.3 擬似衝撃波の発生位置と擬似衝撃波による圧力上昇 本節では、正方形ダクト内に発生する擬似衝撃波の時間平均発生位置と擬似衝撃波による時間平均壁面圧力上昇の関係について述べる。

図9(a),(b)に、擬似衝撃波による壁面圧力上昇の結果

を示す。横軸はダクト入り口から測った無次元距離 X/D (ここに D はダクトの幅) で、縦軸は時間平均壁面圧力 P [kPa] を集合胴(settling chamber)圧力 P_0 で除した無次元圧力 P/P_0 である。この時間平均壁面圧力 P は、前節で述べたダクト各位置における圧力変動測定値から求めた。すなわち、風洞通風後3~3.5秒間の壁面圧力変動を時間平均して求めた。図の下部に、擬似衝撃波の時間平均発生位置を表す擬似衝撃波先頭部のスケッチを示す。

図9(a)は、ダクト入り口における一様流マッハ数 $M_\infty = 2$ の場合である。擬似衝撃波の発生位置が下流に行くにつれ、擬似衝撃波による壁面圧力上昇は減少する。これらの傾向は、前報⁽³⁾⁽¹¹⁾と同様である。擬似衝撃波による壁面圧力上昇は、Case A ($X_f=2.6$) Case B ($X_f=7.9$) の場合、それぞれ $\Delta P/P_0=0.50, 0.47$ であり、これは1つの垂直衝撃波が発生したとした場合(図中に破線で示すRankine-Hugoniotの関係式より求めた値)のそれぞれ約88%, 78%である。

図9(b)は $M_\infty = 4$ の場合である。ただし、Case Aの場合には、前節で述べたように、擬似衝撃波は下流側から上流側へ移動し続け、上流位置に定在しなかったため、時間平均壁面圧力は風洞通風4秒後のダクト各位置における壁面圧力をプロットしている。 $M_\infty = 4$ の場合には擬似衝撃波先頭部における壁面圧力上昇は、 $M_\infty = 2$ の場合と比べ、非常に緩やかであることがわかる。Case B ($X_f=8.8$) の場合、擬似衝撃波による圧力上昇は、理想気体の垂直衝撃波に対するRankine-Hugoniotの式より求めた値の約55%である。

4. 結論

本論文では、最初に、衝撃波を伴う超音速内部流動、

特に超音速矩形ダクト内の衝撃波と乱流境界層の干渉現象を解明するために考案、開発した超音速内部流動実験装置の概要を述べると共に、本装置を用いて一様なマッハ数 $M_\infty=2$ と 4 の超音速流が得られることを述べた。

次に、未解明であった、正方形ダクト (断面積 $80 \times 80 \text{mm}^2$, 長さ $1,500 \text{mm}$) 内の一様流マッハ数 $M_\infty=4$ の超音速流中の上流, 中流, 下流の 3 箇所に擬似衝撃波を発生させ, 境界制限 δ_∞/h を $0.25 \sim 0.47$ と変え, 擬似衝撃波を伴う超音速内部流れの構造と特性を, カラーシュリーレン法による流れの可視化と, 5 点同時壁面圧力変動測定により $M_\infty=2$ の場合の結果と比較しながら, 明らかにした. 擬似衝撃波直前の流れの単位長さあたりのレイノルズ数 Re は, $M_\infty=2, 4$ の場合, それぞれ $Re=2.53 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$, $2.36 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ である. 本研究で得られた結果を要約すると次のようになる.

(1) 一様流マッハ数 $M_\infty=2$ の場合, 上下ほぼ対称な形状の λ 形擬似衝撃波が発生し, 流れは対称流れになる. この場合, 壁面に沿う乱流境界層は先頭衝撃波足下で僅かにはく離する. これに対し, $M_\infty=4$ の場合には, X 形擬似衝撃波が発生し, 先頭衝撃波足下で乱流境界層は大きくはく離する. この場合, 流れは一方の壁に片寄って流れる非対称流れとなり, 流れ構造は, $M_\infty=2$ の場合と比べ, 劇的に変化する.

(2) 上記(1)で流れ構造が劇的に変化するを見出したことは, 工学上 (各種の超音速矩形ダクトを設計する場合) 重要な意味をもつ.

(3) 擬似衝撃波によるダクト壁面圧力上昇は, $M_\infty=2$ と 4 の場合とも, 擬似衝撃波の発生位置, すなわち壁面境界層厚さ (境界制限) に大きく依存する.

(4) 擬似衝撃波による壁面圧力上昇は, 擬似衝撃波の先頭部において, $M_\infty=2$ の場合には比較的急激に, $M_\infty=4$ の場合には, 緩やかに上昇する.

(5) 擬似衝撃波の振動による壁面圧力変動は, $M_\infty=2$ と 4 の場合とも, 先頭衝撃波足下において最も大きい.

文 献

- (1) 衝撃波ハンドブック(高山編), シュプリンガー・フェアラーク東京, (1995), p.230-239.
- (2) Matsuo, K., Miyazato, Y. and Kim, H., D., Shock train and pseudo-shock phenomena in internal gas flows, Progress in Aerospace Science 35, (1999), p.33-100.
- (3) 杉山・関山・武田・張, 直管路内の擬似衝撃波の発生位置と構造に関する実験的研究, 機論(B編), 52-484(1986),

- 3859-3866.
- (4) 杉山・新井・阿部・高橋・高山, 正方形断面を有する直管内に発生する λ 形擬似衝撃波の流動機構, 機論(B編), 56-522(1990), 330-335.
- (5) 杉山・新井・宇野, 擬似衝撃波内の乱れ特性のLDV測定, 機論(B編), 61-586(1995), 2095-2101.
- (6) Sugiyama, H., Arai, T. and Uno, N., LDV Investigation of Turbulence Phenomena in Multiple Shock Wave / Turbulent Boundary Layer Interactions, IUTAM Symposium on Combustion in Supersonic Flows (Champion, M. and Deshaies, B., Eds.), Kluwer Academic Publishers, (1995), 325-332.
- (7) Carroll, B.F. and Dutton, J.C., Characteristics of Multiple Shock Wave / Turbulent Boundary-Layer Interactions in Rectangular Ducts, J. of Propulsion and Power, 6-2(1990), 186-193.
- (8) Carroll, B.F. and Dutton, J.C., Multiple Normal Shock Wave / Turbulent Boundary-Layer Interactions, J. of Propulsion and Power, 8-2(1992), 441-448.
- (9) Carroll, B.F. and Dutton, J.C., Turbulence Phenomena in a Multiple Normal Shock Wave / Turbulent Boundary-Layer Interaction, AIAA J., 30-1(1992), 43-48.
- (10) 杉山・針生・関山・佐藤・奥田, 直管路内の擬似衝撃波の振動現象に関する実験的研究 (λ 形擬似衝撃波の場合), 機論(B編), 51-467(1985), 2053-2060.
- (11) 杉山・武田・張・関山・奥田, 直管路内の擬似衝撃波の発生位置と振動現象 (第1報, 高速度シュリーレンフィルムによる観察), 機論(B編), 53-490(1987), 1659-1665.
- (12) 杉山・武田・張・関山・山岸, 直管路内の擬似衝撃波の発生位置と振動現象 (第2報, 擬似衝撃波内の壁面圧力変動のスペクトル解析), 機論(B編), 53-490(1987), 1666-1671.
- (13) Sugiyama, H., Takeda, H., Zhang, J., Okuda, K. and Yamagishi, H., Locations and Oscillation Phenomena of Pseudo-Shock Waves in a Straight Rectangular Duct, JSME International Journal, Series II, Vol.31, No.1 (1988), p.9-15.
- (14) 生井・松尾・永井・本城, 擬似衝撃波の振動現象, 機論, 40-330(1974), 446-458.
- (15) 松尾・望月・宮里・合屋, 長方形断面をもつ直管内の擬似衝撃波の振動特性, 機論(B編), 57-541(1991), 3083-3090.
- (16) 山根・近藤・富田・栄, 直管内の擬似衝撃波の振動(第1報, 流路各部の圧力変動), 機論(B編), 49-447(1983), 2326-2335.
- (17) 山根・高橋・齊藤, 直管内の擬似衝撃波の振動(第2報, 流路各部の圧力変動相互の関係), 機論(B編), 49-447(1983), 2336-2342.
- (18) 杉山, 室蘭工業大学新設「航空基礎工学講座」と「マッハ4超音速風洞」について, 日本航空宇宙学会誌, 48-552(2000), 58-59.
- (19) 杉山・溝端・新井・福田・孫・遠藤・広島, 室蘭工業大学新設マッハ4超音速風洞の気流特性および衝撃波と乱流境界層の干渉現象に関する研究, 室蘭工業大学紀要, 51号 (2001), 57-62.