

疑似衝撃波内部の流動機構について

生井, 武文
東亜大学

村上, 昭年
九州大学工学部応用理学教室

松尾, 一泰
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

望月, 博昭
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

<https://doi.org/10.15017/17584>

出版情報：九州大学大学院総合理工学報告．5 (2), pp.173-179, 1983-12-01. 九州大学大学院総合理工学研究科
バージョン：
権利関係：

擬似衝撃波内部の流動機構について

生井 武文* ・村上 昭年**

松尾 一泰*** ・望月 博昭***

(昭和58年9月30日 受理)

On the Flow Mechanism in Pseudo-Shock Region

Takefumi IKUI, Terutoshi MURAKAMI, Kazuyasu MATSUO
and Hiroaki MOCHIZUKI

It is well known that when a shock-boundary layer interaction is comparatively strong, the shock in a duct extends over a great distance, which is called a pseudo-shock wave. Many investigations have been reported so far on pseudo-shocks. In these studies, however, the flow in pseudo-shock region was considered as a black box and only the flow properties across the shock were discussed.

In the present paper, the flow mechanism in pseudo-shock region is experimentally investigated, especially for the flow field between the first- and the third-shocks composing a pseudo-shock. As the result, it is clarified that, in the flow region under the bifurcated foot of the first shock, which was considered to be a uniform flow region, the flow is decelerated along the streamwise direction. Taking into account the fact described above, the mechanism of generation of the second-shock is discussed in detail.

1. ま え が き

管内の超音速流れが亜音速に減速される際に生じる衝撃波は、管壁境界層と干渉し、管径の数倍から10数倍の長さをもつ擬似衝撃波となる。擬似衝撃波は、先頭衝撃波が流路中心部で流れに垂直な部分をもつ λ 形擬似衝撃波と、垂直な部分をもたないX形擬似衝撃波に大別され、一般に前者は比較的低いマッハ数の場合に現れ、後者は高いマッハ数の場合に現れる。

従来、擬似衝撃波について、多くの研究がなされており、その内部の流動機構については、衝撃波を伴わない中心部の高速流れと、壁近傍の低速流れとの混合拡散現象として説明する流れモデル¹⁾³⁾と、衝撃波との干渉により境界層の外縁から生じる斜め衝撃波が管路中心線で反射すると考える流れモデル⁴⁾⁵⁾が提案されている。後者の流れモデルは、第2衝撃波以降の各衝撃波の形成機構を説明するモデルであるが、多くの

仮定を含み、後述のように、その仮定に検討すべき点がある。このように、第2衝撃波が形成されるメカニズムを含め、擬似衝撃波内部の詳細な流動メカニズムについては、まだ不明な点が多い。

本研究では、直管内に生じる λ 形の擬似衝撃波について、特に先頭衝撃波から第3衝撃波までの流れ場を実験的に詳細に調べ、第2衝撃波が形成される流れのメカニズムについて考察した。

2. 実験装置と方法

実験に使用した吹出し超音速風洞の概略を図1に示す。貯気槽に貯えられた高圧の乾燥空気は、集合胴でいったんよどみ点状態に回復した後、ノズルで超音速に加速され、測定部、ディフューザ、消音器を経て大気に放出される。

ノズルの設計マッハ数は1.8で、紙面に垂直方向の幅は32 mm、出口(すなわち測定部入口)断面は $32 \times 32 \text{ mm}^2$ の二次元軸対称ノズルである。また測定部はノズル出口と同じ断面をもつ管路で、測定部の下壁と側壁には流れ方向に沿って多数の静圧孔(直径

* 東亜大学

** 工学部応用理学教室

*** エネルギー変換工学専攻

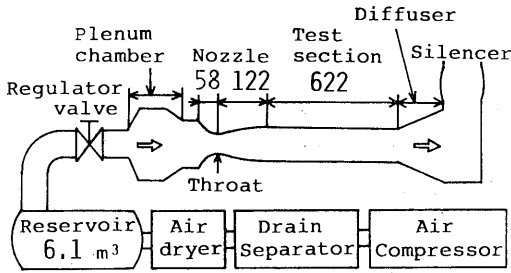


Fig. 1. Schematic diagram of experimental apparatus.

1 mm) を設け、流れ方向の静圧分布を測定した。流れ場の全圧は、全圧プローブ（開口直径 0.75 mm）により測定した。

また先端が円錐（半頂角 5°）の探針を挿入し、その先端に生じる弱い斜め衝撃波をマッハ線とみなし、そのマッハ角から気流マッハ数を求めた。なおこれらの測定は、シュリーレン法による流れ場の光学観察（視野の直径 300 mm）と同時に行った。

3. 実験結果と考察

3.1 境界層厚さ

擬似衝撃波の形状や空力的特性は主流のマッハ数及び境界層の状態によって大きく影響を受ける。このため、まず測定部全域を超音速とし、流路内の境界層の発達の状態を光学観察により求めた。その結果を図 2 に示す。図の横軸はノズルスロートからの距離 x 、縦軸は境界層厚さ δ で、実験点は写真から判断した値である。実線と破線はそれぞれ境界層がノズルスロートから発達すると仮定して計算した乱流境界層と層流境界層の場合の計算値である。

図より明らかなように、本実験点は乱流境界層の計算値とほぼ一致し、測定部における境界層は乱流と考

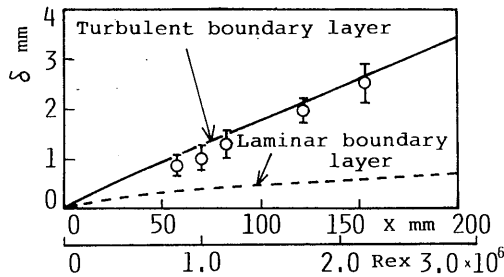


Fig. 2. Boundary layer thickness along duct.

えられる。また本実験では、 λ 擬似衝撃波の先頭衝撃波の中心部分がノズル出口より約 5 mm 下流 ($x=127$ mm) に位置するように集合胴のよどみ点圧力を調整したが、図 2 から明らかなように、 $x=127$ mm における境界層厚さは約 2 mm、レイノルズ数は 1.8×10^6 で、そこでの主流マッハ数は 1.7 である。

3.2 擬似衝撃波の巨視的性質

擬似衝撃波の先頭衝撃波中心部分がノズル出口より約 5 mm 下流にある場合の、流れ方向の壁面静圧分布を図 3 に示す。図の横軸は測定部断面の等価直径 D 、縦軸は集合胴におけるよどみ点圧力 p_0s で無次元化しており、左下からはほぼ直線的にわずかに増加している線は流路全域を超音速とした場合の静圧分布である。図より擬似衝撃波による全静圧上昇に対する第 3 衝撃波までの圧力上昇は約 85% である。本実験では、以下に示すように、この区間内における圧力やマッハ数の分布を詳しく測定した。また、図より本実験における擬似衝撃波の長さ L は約 $6.7 D$ であるが、この

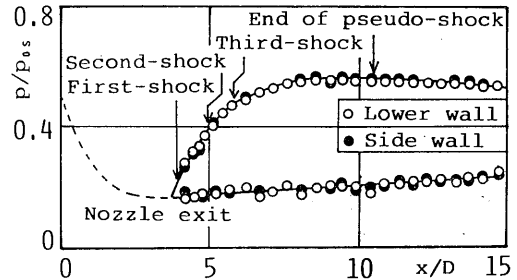


Fig. 3. Wall static pressure distributions in pseudo-shock region in a constant-area straight duct.

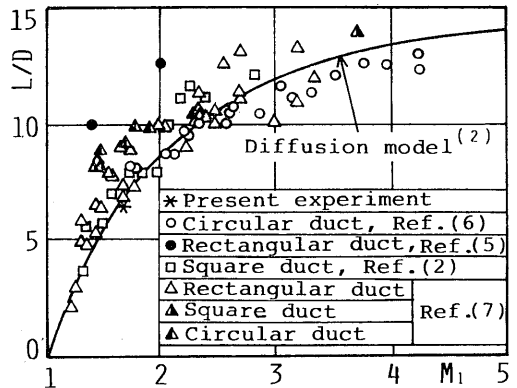


Fig. 4. Length of pseudo-shocks in constant-area straight duct.

実験値を、従来の断面積一定の管内における実験値^{2)5)~7)}と比較した結果を図4に示す。図の横軸は主流マッハ数 M_1 である。図より本実験値は、従来の実験値とほぼ一致し、実線で示す拡散モデル²⁾の計算値とも良く一致する。

図3と同じ実験条件の場合の擬似衝撃波のシュリーレン写真の一例を図5に示す。流れは左から右で、衝撃波との干渉により境界層ははく離しており、先頭衝撃波の形状は λ 形である。先頭衝撃波の下流に膨張波と圧縮波が見られ、さらに流路の中心付近が垂直で、上流に凸状の第2衝撃波が観察される。この第2衝撃波の形状は、文献(4)で述べてあるように、圧縮波が集積して斜め衝撃波となり、それが流路中心線で反射して形成されたと考えるには無理があるように思われ、形成機構については後に考察する。

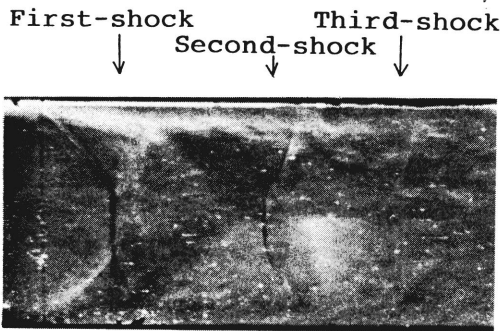


Fig. 5. Schlieren photograph showing a λ -shaped pseudo-shock.

3.3 流れ場のマッハ数及び全圧分布

円錐探針を挿入して流れ場を調べる場合、もし探針

が大きければ、挿入することによって流れ場が乱される。本実験では外径 1.5 mm の探針を用いたが、この探針の断面積は流路断面積の約 0.2 % で、探針挿入時のシュリーレン写真観察による擬似衝撃波の形状や壁面静圧分布について、探針を挿入しない場合と有意の差がないことを確認した。従って円錐探針を流れ場に挿入し光学的に観察したとき、その先端に斜め衝撃波やマッハ波が観察される場合は超音速、観察されない場合は亜音速と判断することができる。

上述の方法により、擬似衝撃波の先頭衝撃波から第3衝撃波までの流れ場の状態を調べた結果を図6に示す。図の横軸はノズルスロートからの距離 x と流路高さの半分 h の比、縦軸は下壁からの高さ y と h の比である。図より黒丸印で示す亜音速領域は、先頭衝撃波の垂直部分のすぐ下流の領域と、壁面近傍のはく離域、及び第2衝撃波の直後とその壁面近くの領域に見られる。

次に先頭衝撃波から第3衝撃波までの気流マッハ数の分布を前述の円錐探針法により求めた結果を図7に示す。図の横軸は図6と同じで、縦軸は局所マッハ数 M である。図の実験点は $y/h=1.05, 0.46$ 及び 0.28 の場所を流れ方向に調べた結果で、実験点のない部分の線は光学観察結果などのデータから推定した値である。なお、本実験では分枝した先頭衝撃波の三重点の高さ H_1 は、図5の写真からもわかるように、流路高さの半分 h の 0.7 倍、すなわち $H_1=0.7h$ であり、図には参考のため y/H_1 の値も記入してある。

さて点線は $y/h=1.05$ における流れ方向のマッハ数の分布であるから、図6のほぼ中心線上の分布と考えてよい。 $x/y=7.57$ の位置に先頭衝撃波の流れに

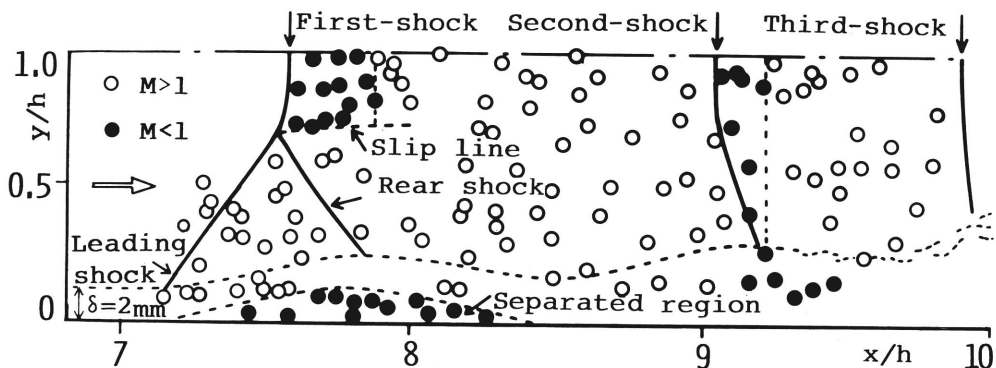


Fig. 6. Supersonic and subsonic regions between first and third shocks.

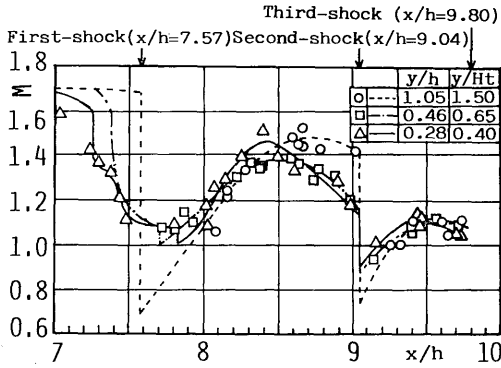


Fig. 7. Mach number distributions between first and third shocks.

垂直な部分があり、その直前で $M=1.68$ で、この垂直衝撃波によりマッハ数は階段状に減少し、 $M=0.65$ の亜音速流れとなる。しかし図6に示したように、三重点からのすべり面が中心線に近づくように向いているため、流路面積は流れ方向に減少し、この流路面積の減少効果により、マッハ数は増加する。更に下流では後枝衝撃波と境界層端との交点から発生する膨張波によって加速され超音速となるが、 $8.7 > x/y > 9.0$ ではマッハ数は減少している。これは、上述の膨張波のすぐ下流で、流れが再び中心線に近づく方向に曲げられるため、境界層端から主流に向かって発生する圧縮波によって減速されるためと思われる。第2衝撃波は $x/h=9.04$ に位置し、その直前で $M=1.41$ である。第2衝撃波によって流れは再び亜音速となり、第2衝撃波と第3衝撃波の間でも上述と同様に、膨張波と圧縮波による加速と減速が行われるが、その程度は小さい。

$y/h=0.28$ の実線における $x/h=7.26$ でのマッハ数の急激な減少と、 $y/h=0.46$ の一点鎖線における $x/h=7.39$ でのマッハ数の急激な減少は、いずれも前枝衝撃波によるものである。また実線における $x/h=7.83$ と、一点鎖線における $x/h=7.70$ での不連続的なマッハ数の減少は、いずれも後枝衝撃波によるものである。図よりマッハ数は前枝衝撃波から後枝衝撃波までの領域で単調に減少している。これはこの部分に圧縮波が存在していることを示す。なお後枝衝撃波より下流のマッハ数分布は、 $y/h=1.05$ の場合の破線とはほぼ同じ傾向を示す。

従来、分枝した衝撃波の前枝衝撃波と後枝衝撃波に囲まれた領域は、一様流れの領域と考えられていた。

しかるに上述のように、この領域は、圧縮波が存在する減速領域であることが明らかになった。このことを確認するため次のような計算を行った。

λ形擬似衝撃波の先頭衝撃波の部分の模式図を図8に示す。図には中心線の下半分のみが示してある。先頭衝撃波の上流をマッハ数 M_1 の一様領域①とする。先頭衝撃波による静圧上昇のため、境界層のはく離が起こり、前枝衝撃波 AB が発生し、これが中心線でマッハ反射して、後枝衝撃波 BD が生じる。簡単のため衝撃波 AB と BD は直線とし、衝撃波 AB と BD が上流の領域①における流れの方向となす角をそれぞれ β_1, β_2 衝撃波 AB と BD による流れの偏角を θ_1, θ_2 とする。また境界層端 AD は直線で、三角形 ABD で囲まれる領域②のマッハ数 M_2 を一定と考え、衝撃波 BD の下流の領域③のマッハ数を M_3 とすれば

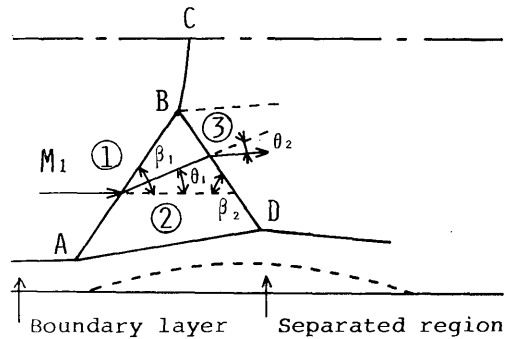


Fig. 8. Sketch of bifurcated shock region.

$$\tan \theta_1 = \frac{2 \cot \beta_1 (M_1^2 \sin^2 \beta_1 - 1)}{M_1^2 (\kappa + \cos 2\beta_1) + 2} \quad (1)$$

$$M_2^2 \sin^2(\beta_1 - \theta_1) = \frac{(\kappa - 1) M_1^2 \sin^2 \beta_1 + 2}{2\kappa M_1^2 \beta_1 - (\kappa - 1)} \quad (2)$$

$$\tan \theta_2 = \frac{2 \cot(\beta_2 + \theta_1) (M_2^2 \sin^2(\beta_2 + \theta_1) - 1)}{M_2^2 (\kappa + \cos 2(\beta_2 + \theta_1)) + 2} \quad (3)$$

$$M_3^2 \sin^2(\beta_2 + \theta_1 - \theta_2) = \frac{(\kappa - 1) M_2^2 \sin^2(\beta_2 + \theta_1) + 2}{2\kappa M_2^2 \sin^2(\beta_2 + \theta_1) - (\kappa - 1)} \quad (4)$$

衝撃波 AB への流入マッハ数 M_1 と角 β_1 を与えれば、式(1)より θ_1 が求まり、これを式(2)に代入すれば M_2 が得られる。また角 β_2 を仮定し、 M_2 と β_2 を式(3)に代入すれば θ_2 が求まり、これを式(4)に代入すれば M_3 が得られる。

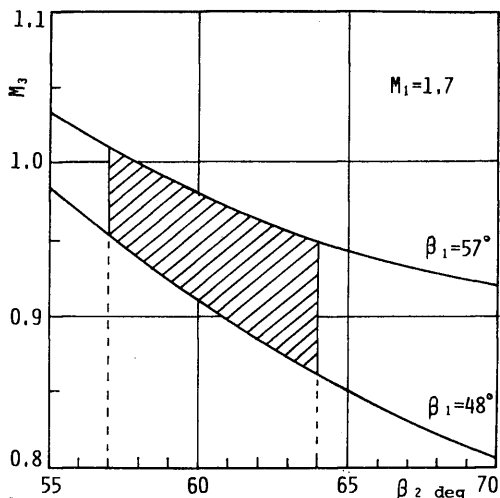


Fig. 9. Relation between β_2 and M_3 .

$M_1=1.7$ として計算した β_2 と M_3 の関係を $\beta_1=57^\circ$ と 48° の場合について図9に示す。本実験の光学観察により測定した先頭衝撃波の前枝衝撃波 AB と後枝衝撃波 BD の角度 β_1, β_2 はそれぞれ $48^\circ \sim 57^\circ, 57^\circ \sim 64^\circ$ で、この範囲を図の斜線で示す。図から明らかのように、斜線で示す領域の M_3 は 1 より小さく、このことは、図6に示した実験結果、すなわち衝撃波 BD のすぐ下流で流れは超音速であることと矛盾する。これは、上述の計算において、図8の境界層端 AD を直線と仮定したことが主な理由と考えられる。

後枝衝撃波 BD の下流で流れが超音速となるため

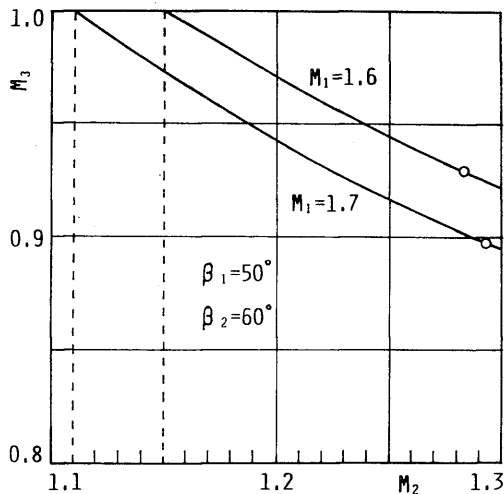


Fig. 10. Relation between M_2 and M_3 .

の条件を明らかにするため、 $\beta_1=50^\circ, \beta_2=60^\circ$ とし、 $M_1=1.6$ 及び 1.7 の場合について、 M_2 を変化させて、 M_3 の値を求めた。その結果を図10に示す。二つの曲線上の白丸印における横軸の M_2 の値は衝撃波 AB のすぐ下流におけるマッハ数である。図より $M_1=1.7$ の場合には、後枝衝撃波直前のマッハ数が 1.11 のとき $M_3=1$ で、 $M_2 > 1$ となるためには、後枝衝撃波直前のマッハ数は 1.11 以下でなければならないことがわかる。同様に $M_1=1.6$ の場合には、 $M_3 > 1$ となるためには、後枝衝撃波直前のマッハ数は 1.15 以下でなければならない。

上述の計算結果より、図8の衝撃波 AB と BD の間の領域は一樣流れの領域ではなく、マッハ数が流れ方向に単調に減少する領域でなければならない。この減少は、境界層端 AD が直線ではなく、凹面であるため、圧縮波が発生すると考えれば説明できる。

次に図7と同じ流れ場について、全圧プローブをトラバースして測定した局所全圧 p_0 と集合胴のよどみ点圧力 p_{0s} の比の分布を図11に示す。 $y/h=1.05$ の破線は、流路のほぼ中心線上の全圧分布を示し、 $x/h=7.57$ において、先頭衝撃波の流れに垂直な部分により全圧は急激に減少するが、先頭衝撃波と第2衝撃波の間ではほぼ一定に保たれ、 $x/h=9.04$ における第2衝撃波によってわずかに不連続的な減少が起こる。 $y/h=0.46$ における全圧分布（一点鎖線）は $y/h=1.05$ の破線の分布と似ており、前枝衝撃波の下流における全圧は、流れ方向に極めて徐々に減少する。 $y/h=0.28$ では、壁面に近いため全圧の減少の程度は大きく、 $x/h=8.1$ において $p_0/p_{0s}=0.54$ の最小値まで減少し、その後主流との混合により増加した後、ほぼ一定値となる。

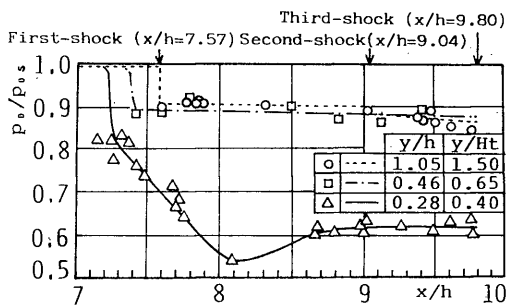


Fig. 11. Stagnation pressure distributions between first and third shocks.

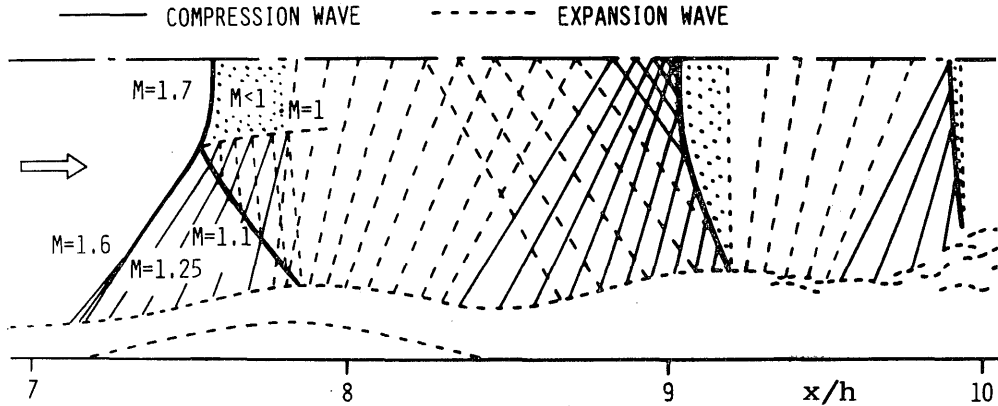


Fig. 12. Schematic sketch of flow between first and third shocks.

3.4 内部構造のフローパターン

以上の結果より、先頭衝撃波から第3衝撃波までの流れの加速と減速の機構を考察すると、この領域における圧縮波と膨張波の分布状態は図12のように推定される。先頭衝撃波が分枝した結果生じた前枝衝撃波直前のマッハ数は、その上流の境界層端より発生する圧縮波のため、中心部付近のマッハ数1.7より小さく、厳密には境界層端から分枝の三重点の方向に向けて連続的に変化していると考えられるが、前述の円錐探針法で求めた結果によると、下壁より管路高さの4分の1程度まで圧縮波の影響が及んでおり、その平均値は約1.6である。

前枝衝撃波と後枝衝撃波の間では、衝撃波との干渉により厚くなった境界層端より圧縮波が発生し、このためこの領域のマッハ数は一定ではなく、前枝衝撃波の直後で約1.25であるが、後枝衝撃波の直前では約1.1に減少する。この圧縮波は後枝衝撃波を通過後、三重点より出るすべり線で反射し、膨張波になる。また流れに垂直な衝撃波の部分の下流の亜音速域は、前述のように流れ方向に流路面積が減少し、しかも高亜音速のため図に示すようなわずかな距離で容易に音速に達する。また前枝衝撃波とそれに続く圧縮波によって管中心軸方向に曲げられた流れは、その下流で境界層端より発生する膨張波によって管中心軸から離れる方向に曲げられると同時に加速される。さらにその下流では、圧縮波によって再び管中心軸方向に曲げられる。この圧縮波の一部は流路中心線で反射される。中心線上の流れは平行流れであるから第2衝撃波の中心部分は流路中心にほぼ垂直で、壁に近づくにつれて下

流方向に傾いた形状になる。このように第2衝撃波の形状は上流に凸で、先頭衝撃波下流の超音速流れが亜音速になるために生じたものと考えられる。

4. 結 論

λ 形擬似衝撃波内部の先頭衝撃波から第3衝撃波までの流動機構を実験的に詳細に検討した。得られた結果を要約すると次の通りである。

(1) 本研究の λ 形擬似衝撃波の直前の気流マッハ数は1.7、境界層厚さに基づくレイノルズ数は 1.8×10^6 で境界層は厚さ2mmの乱流境界層である。このときの擬似衝撃波の長さは、管の等価直径の約6.7倍で、先頭衝撃波から第3衝撃波までの区間で、全静圧上昇の約85%の静圧上昇が起こる。

(2) 先頭衝撃波から第3衝撃波までの区間における亜音速域は、先頭衝撃波の垂直部分のすぐ下流の領域、第2衝撃波の直後とその壁面近傍、及び境界層のはく離域に限られ、後枝衝撃波の直後は超音速流れである。

(3) 分枝した先頭衝撃波の前枝衝撃波と後枝衝撃波に囲まれた領域では、マッハ数は流線に沿って単調に減少する。この減少はこの領域の境界層端が直線ではなく、凹面となっているため、境界層端から圧縮波が発生するためと考えれば説明できる。この減少によって、後枝衝撃波直前のマッハ数は1.1程度になり、後枝衝撃波直後の流れは超音速となる。

(4) 擬似衝撃波内部の全圧分布を測定し、壁面近傍では全圧損失がかなり大きいことを明らかにした。

(5) 擬似衝撃波の先頭衝撃波から第3衝撃波まで

の領域における境界層端から発生する圧縮波と膨張波、及びそれらの干渉を考慮に入れて、この領域における流れの加速と減速のメカニズム及び第2衝撃波の発生原因を明らかにした。

本研究は文部省科学研究費補助金、一般研究(B)の補助を受けたものであることを記し感謝する。

参 考 文 献

- 1) Crocco, L., One-Dimensional Treatment of Steady Gas Dynamics, Highspeed Aero-

dynamics and Jet Propulsion, III-B, (1958), 110, Princeton.

- 2) 生井ほか2名, 機論, 39-326 (昭48-10), 3054.
- 3) 生井ほか2名, 機論, 47-415 (昭56-3), 423.
- 4) 玉木ほか2名, 機論, 35-273 (昭44-5), 1028.
- 5) 玉木ほか2名, 機論, 36-292 (昭45-12), 2056.
- 6) Neumann, E. P. and Lustwerk, F., Supersonic Diffusers for Wind Tunnels, J. Appl. Mech., 16-2 (1949), 195.
- 7) NAVWEPS Pep. 1488, Handbook of Supersonic Aerodynamics, 6-17 (1964), 271.

