

533.6.011.5 : 532.59

## 衝撃波管における反射衝撃波と接触領域の干渉\*

松尾一泰\*\*, 鹿毛一之\*\*\*, 川越茂敏\*\*

### 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ずる衝撃波は、壁面境界層と干渉して擬似衝撃波になることはよく知られているが、その形成機構については現在のところ明らかでない。一方、衝撃波管において、反射衝撃波が隔膜から下流に向かう接触領域を通過すると、一つの衝撃波から複数の衝撃波の群に移行することが流しカメラによって観察されている<sup>(1)</sup>。これは反射衝撃波が壁面で分枝した垂直衝撃波から接触領域との干渉により管内超音速流で見られるような擬似衝撃波に移行したことを示すと考えられる<sup>(2)</sup>。

反射衝撃波と接触領域の干渉については、衝撃波風洞のいわゆるアーククーリング (early cooling) 現象の解明という観点からこれまでいくつかの研究が報告されている<sup>(3)~(6)</sup>。Ford-Glass<sup>(3)</sup> は光学的観察から干渉後の反射衝撃波の速度を求め、接触領域を面と仮定した場合の理論値 (後述) と比較した。また Davies<sup>(5)</sup> は接触領域を面と仮定し、Mark<sup>(7)</sup> のモデルを用いて、干渉後の反射衝撃波の分枝の前足の角度を求め、実験値と比較した。しかるに実際の流れでは隔膜が破れる際に生ずる高・低圧両気体の境界は、破膜時間が有限であることおよび境界面での拡散などにより接触領域を形成する。したがって上述のような接触領域を面として取扱う方法では、反射衝撃波マッハ数が大きくなるにつれて理論値と実験値は合わなくなり、正しい分枝形状を求めることができない。

Allan<sup>(6)</sup> は接触領域を面ではなく領域として取扱い、接触領域内における反射衝撃波の分枝の角度の変化を求めた。しかし彼の計算法では後述するように干渉後の反射衝撃波の分枝の角度は Davies の計算結果と一致し、反射衝撃波マッハ数が大きいと実験結果と合わない。

上述のように衝撃波管における反射衝撃波と接触領域の干渉現象は現在明らかでない点が多く、干渉により反射衝撃波が垂直衝撃波から擬似衝撃波に移行する

という観点からの研究は全くない。

反射衝撃波と熱気体境界層の干渉については別報<sup>(8)</sup> で明らかにした。本論文では、擬似衝撃波の形成機構を明らかにする観点から、反射衝撃波と接触領域の干渉を光学的に観察し、干渉についての簡単な流れのモデルを提案した。

### 2. 反射衝撃波と接触領域の干渉

**2-1 接触領域が管軸方向に幅を持たない場合 (単純理論)** 接触領域が管軸方向に幅を持たない、いわゆる接触面と反射衝撃波が干渉する場合、接触面前後のアコースティックインピーダンス<sup>(9)</sup>の大小により、図 1 の時間  $t$ -距離  $x$  線図のようになることはよく知られている。図 1 の領域 2 および 3 のアコースティックインピーダンス  $I_2$  と  $I_3$  は

$$\left. \begin{aligned} I_2 &= \frac{1}{a_2} \left[ \gamma_2 \left\{ (\gamma_2 + 1) + (\gamma_2 - 1) \frac{p_2}{p_5} \right\} \right]^{1/2} \\ I_3 &= \frac{1}{a_3} \left[ \gamma_3 \left\{ (\gamma_3 + 1) + (\gamma_3 - 1) \frac{p_2}{p_5} \right\} \right]^{1/2} \end{aligned} \right\} \dots\dots (1)$$

で与えられる。ここで  $a$  は音速、 $\gamma$  は比熱比、 $p$  は静圧で添字の数字はそれぞれ図 1 に示す領域に対応する。図 1 (a) は  $I_2 > I_3$  の場合でアンダテイラード (under tailored) の状態とよばれ、干渉点 G から下流に向かう膨張波が反射される。 $I_2 = I_3$  の場合 [図 (b)], 干渉後の反射衝撃波の後方の気体は静止しテイラードの状態といわれる。(c) は  $I_2 < I_3$  の場合 [オーバテイラード (over tailored) の状態] で干渉点 G から衝撃波が反射される。

接触面と干渉後の反射衝撃波の強さ  $P_{73} (\equiv p_7/p_3)$  はつぎのようにして求められる。領域 1, 2, 3, 5 の状態量は初期条件として既知であるから、式 (1) より  $I_2, I_3$  を計算すると干渉のパターンがきまる。 $I_2 > I_3$  の場合は領域 5 と 6 を膨張波の関係で、また  $I_2 < I_3$  の場合は衝撃波の関係で結び、干渉後の接触面前後で  $p_7 = p_6, u_7 = u_6$  を満足するように  $P_{73}$  を求める (以下この理論を単純理論という)。作動気体の初期温度を  $15^\circ\text{C}$  とし、種々の気体の組合せに対して単純理論で計算した  $p_{73}$  より、干渉後の反射衝撃波の速度  $U_T$  を求めた。その結果を入射衝撃波マッハ数  $M_0$  に対して図 2 に示す。図の丸印はテイラードの状態で、これよ

\* 昭和 47 年 4 月 2 日 第 49 期通常総会講演会において講演、原稿受付 昭和 48 年 5 月 1 日。

\*\* 正員、九州大学工学部 (福岡市東区箱崎)。

\*\*\* 正員、大分大学工学部。

り小さい  $M_s$  の領域はアンダテイラード, 大きい領域はオーバテイラードの状態である. 駆動, 被駆動気体がともに空気の場合, すべての  $M_s$  で干渉はオーバテイラードである. 図2からいずれの気体の組合せに対しても  $M_s$  の増加に対して  $U_T$  は単調に減少し,  $M_s$  がある程度以上大きいと  $U_T$  は負となる. これは後述のように実験結果と一致せず, したがって接触領域を面とする単純理論では反射衝撃波と接触領域の干渉現象を説明できない.

**2.2 接触領域が管軸方向に幅を持つ場合** 接触領域が面でなく管軸方向に幅を持つ場合の反射衝撃波との干渉を考えよう. 一般に接触領域における熱気体と冷気体の境界面は下流側に突出した形状であるが<sup>(10)</sup>, 簡単のためここではその形状は二次元とし, 図3(b)に示すように, くさび形と放物線形の二つを考える. さらに接触領域を  $(K-1)$  個の微小領域に分割し, 各微小領域内は一様で各々の領域の境界で状態量が不連続的に変化するとする. このように考えると前節の単

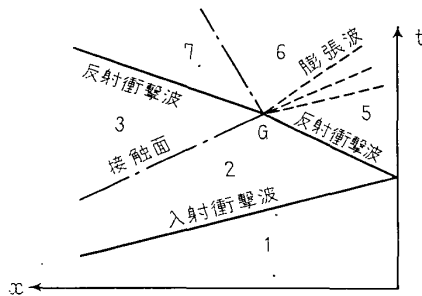
純理論は  $K=1$  に相当する. 気体の分子量を  $m$ , 分子数を  $n$  とすると, 図3(a)の微小領域  $i$  内における熱気体と冷気体の混合気体中に占める冷気体の全体に対する重量比  $\lambda_i$  は

$$\lambda_i = \frac{m_{3,i} n_{3,i}}{m_{2,i} n_{2,i} + m_{3,i} n_{3,i}} \dots\dots\dots (2)$$

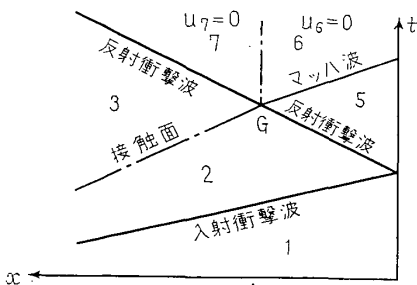
となる. ここで  $m, n$  の添字  $i$  は領域  $i$  に関する値を示す. 熱気体領域2および冷気体領域3ではそれぞれ  $\lambda=0, \lambda=1$  である. 領域  $i$  の混合気体の分子量  $m_i$ , 比熱比  $\gamma_i$ , 温度  $T_i$  は

$$\left. \begin{aligned} m_i &= \frac{m_{3,i} m_{2,i}}{\lambda_i m_{2,i} + (1-\lambda_i) m_{3,i}} \\ \gamma_i &= \frac{c_{p,i}}{c_{v,i}} = \frac{\lambda_i c_{p,3} + (1-\lambda_i) c_{p,2}}{\lambda_i c_{v,3} + (1-\lambda_i) c_{v,2}} \\ T_i &= \frac{\lambda_i c_{p,3} T_3 + (1-\lambda_i) c_{p,2} T_2}{\lambda_i c_{p,3} + (1-\lambda_i) c_{p,2}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

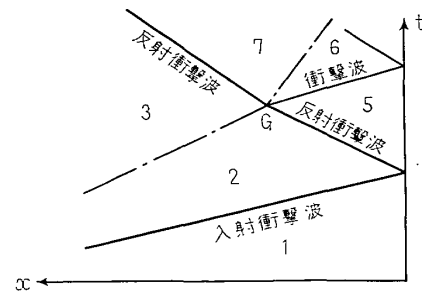
ただし  $c_p, c_v$  はそれぞれ定圧比熱, 定容比熱である.



(a) アンダテイラードの状態 ( $I_2 > I_3$ )



(b) ティラードの状態 ( $I_2 = I_3$ )



(c) オーバテイラードの状態 ( $I_2 < I_3$ )

図1 衝撃波管における反射衝撃波と接触面の干渉

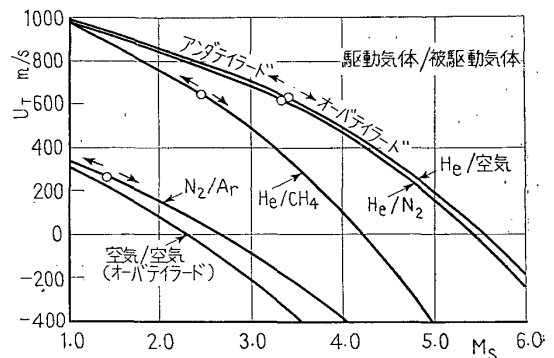
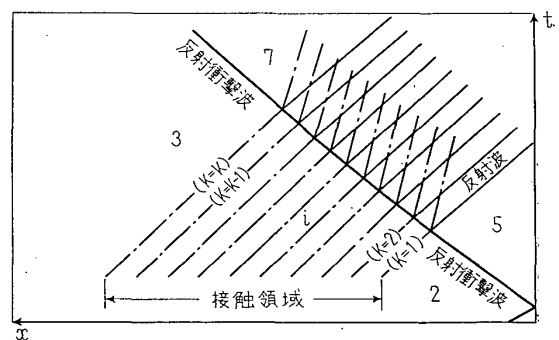
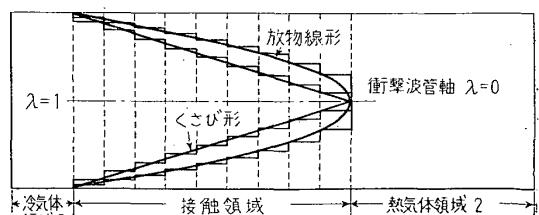


図2 入射衝撃波マッハ数に対する干渉後の反射衝撃波の速度



(a) x-t 線図



(b) 接触領域における熱・冷気体の境界面の形状

図3 反射衝撃波と接触領域の干渉

Allan<sup>(6)</sup> はこうして分割された各微小領域と反射衝撃波が干渉する際、どの領域と干渉する場合でも、干渉前の状態量および反射衝撃波の強さとして領域 2 の値を用いた。このため接触領域を通過後の反射衝撃波の速度は接触領域を面とする場合と一致し、前述のように実験値と合わない。

そこで本論文では上述のように分割された各微小領域と反射衝撃波がつつぎに干渉していく際の反射衝撃波の強さの変化を考慮に入れる。なお厳密には反射衝撃波と各微小領域との干渉により発生する下流に向かう反射波の反射衝撃波に対する影響を考慮しなければならないが簡単のためこれを無視する。式 (3) より定まる諸状態量を持つ領域  $i$  と反射衝撃波の干渉の計算法は単純理論の場合と同じである。計算結果は後述する。

3. 実験の装置と方法

本実験に使用した衝撃波管と計測装置の概略を図 4 に示す。高圧部は内径 49.5 mm 長さ 1.5 m の円管、低圧部は 38×38 mm の正方形断面の管で、隔膜から低圧部末端の反射面までの距離は 6.9 m である。隔膜は厚さ 50  $\mu$  のルミラ膜を使用し撃針で破膜する。光学観測にはシュリーレン装置を用いた。実験は高圧部の圧力を 3.8 atg の一定値に保ち、低圧部を 7~355 torr にして隔膜前後の初期圧力比  $P_{41}=10\sim500$  (反射面への入射衝撃波マッハ数  $M_s=1.5\sim2.8$ ) の範囲で行った。作動気体は高圧、低圧部とも空気、一部の実験では高圧気体としてヘリウムを使用した。

4. 実験結果と考察

4.1 接触領域 接触領域に関して従来いくつかの研究<sup>(10)~(13)</sup> が報告されているが、現在その管軸方向の長さなどについてまだよくわかっていない。本実験では後述の光学的観察結果から、反射衝撃波の形状が急激に変化し始める点を接触領域との干渉始めの点と

し、変化が終わる点を干渉終わりの点として接触領域の長さ  $l_c$  を求めた。こうして得られた  $l_c$  を衝撃波管の低圧部の等価直径  $D$  で無次元化し入射衝撃波マッハ数  $M_s$  に対して図 5 に示す。図の実験点の幅は干渉終了点がそれほど明確でないためである。図より本実験範囲では  $l_c$  は  $M_s$  に対してほぼ一定で  $l_c/D=10\sim14$  である。

4.2 干渉前後の光学的観察 反射衝撃波と接触領域の干渉を示す代表的なシュリーレン写真を入射衝撃波マッハ数  $M_s=2.6$  の場合に対して図 6 に示す。図

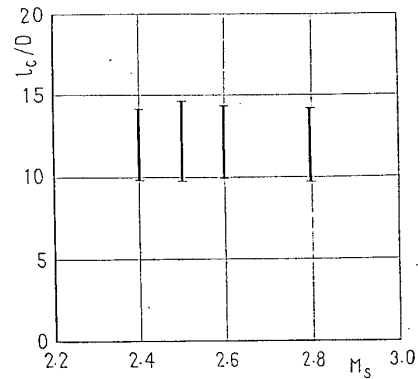
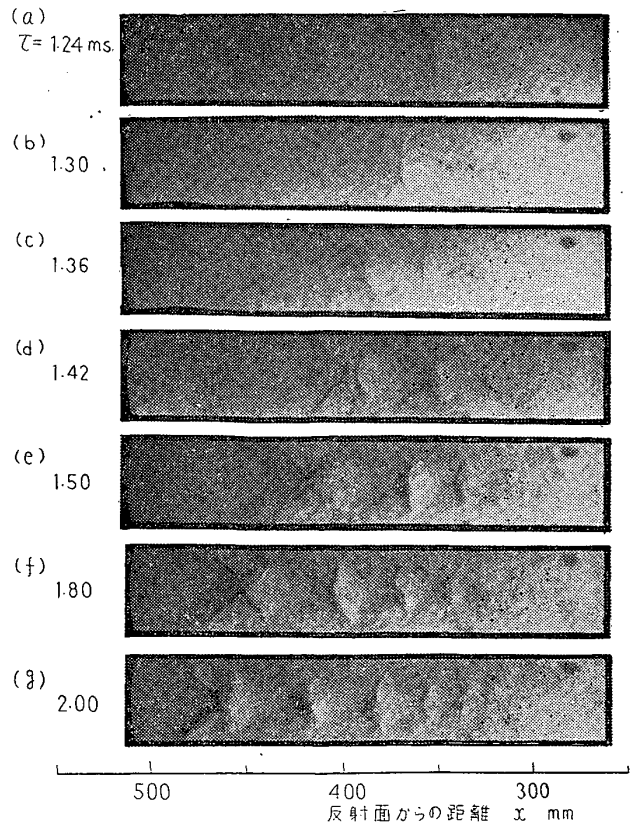


図 5 隔膜から 6.5 m の位置における接触領域の長さ

→ 気流の方向 ← 反射衝撃波の進行方向



$P_{41}=340, M_s=2.6$

図 6 反射衝撃波と接触領域の干渉を示すシュリーレン写真

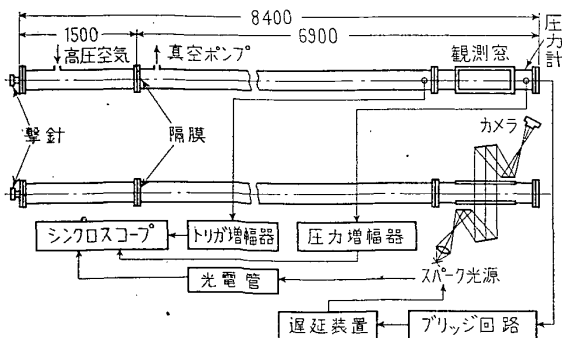


図 4 実験装置の概略図

の $\tau$ は衝撃波が反射面に入射後の経過時間を示す。(a)は干渉直前の状態で反射衝撃波は境界層との干渉により壁面で分枝している。接触領域の先端は写真では明らかでないが、つぎの瞬間反射衝撃波の形状が急激に変化することからこれが干渉直前であることが推測できる。干渉が始まると(b)からわかるように、壁面から分枝の三重点までの高さは高くなり、分枝の前足が壁面となす角度が小さくなる。(c)では三重点の高さはさらに高くなり先頭衝撃波の後方約25mmの位置に新しく弱い衝撃波が発生している。この第2衝撃波は時間とともに強くなり、(d)では明確に観察される。さらに時間が経過すると、(e)~(g)からわかるように先頭衝撃波の後方につぎつぎに衝撃波が発生し、管内超音速流でみられるような擬似衝撃波が形成される。擬似衝撃波の形成過程については後で考察する。

**4.3 干渉による反射衝撃波の速度の変化** 反射面から反射衝撃波までの距離 $x$ と、衝撃波が反射面からそこに到達するに要する時間 $\tau$ の関係を、シュリーレン写真から求めた。その一例を $M_s=2.5$ に対して図7に示す。図には反射衝撃波が接触領域と干渉する領域が示してある。干渉を始めると反射衝撃波の速度は徐々に減速され、干渉が終わるとその速度はほぼ一定に保たれる。反射衝撃波が $x=430$ mmおよび480mmの位置に達すると、その後方にそれぞれ第2、第3の衝撃波が発生する。それらを図の黒丸印および三角印で示す。これらの衝撃波は先頭衝撃波とはほぼ一定の間隔を保ちながら伝ばする。他の $M_s$ についても同様の現象が観察された。

図7の $x-\tau$ 線図の傾きから接触領域と干渉前後の反射衝撃波の速度が求められる。こうして求めた干渉後の先頭衝撃波の速度 $U_T$ を、干渉直前の反射衝撃波マッハ数 $M_R$ に対して示すと図8のようになる。図の横軸には $M_s$ も記入してある。なお図の $M_R$ が1.83以

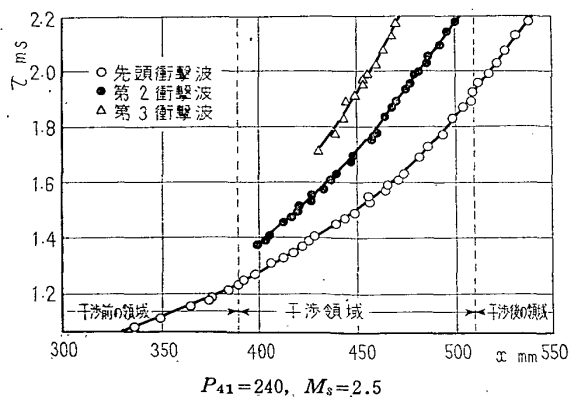


図7 反射面からの距離による干渉前後の反射衝撃波の速度の変化

下の三つの実験点は低圧部の長さが2.4mに対する値である。図の一点鎖線は2.1節で述べた単純理論による値で、 $M_R$ が大きいと理論値は実験値より小さくその差は $M_R$ が大きいほど大きい。そこで2.2節で述べた計算法により、接触領域における熱気体と冷気体の境界がくさび形で、領域の分割数 $K=10, 100, 1000$ の場合の計算結果を図8の実線で、また放物線形で $K=10$ の場合の結果を破線で示す。図から $K=100, 1000$ の場合の $U_T$ の計算値は $M_R$ が比較的大きいと実験値より少し大きい値を示すが、 $K=10$ の $U_T$ の計算値はくさび形および放物線形のいずれでも本実験範囲における実験値とかなりよく一致する。 $K=100, 1000$ の場合の計算値が $K=10$ のそれより実験値と合わないのは計算の際無視した下流に向かう反射波の反射衝撃波に対する影響が $K$ を大きくすると無視できなくなるためと考えられるが、現在のところ明らかでない。

本論文による $U_T$ の計算法の妥当性を確認するため、駆動気体がヘリウムで被駆動気体が空気の場合についても実験を行った。その結果を図9に示す。図にはFord-Glass<sup>(3)</sup>の実験値も記入してある。図の一点鎖線は単純理論値で $M_s$ が大きいと実験値との差は大きい。実線は放物線形で $K=10$ とした場合の結果で、 $M_s$ の比較的小さい領域では本実験値とFord-Glassの実験値の中間に位置し、 $M_s$ が比較的大きい領域においても単純理論値よりかなり実験値に近い。

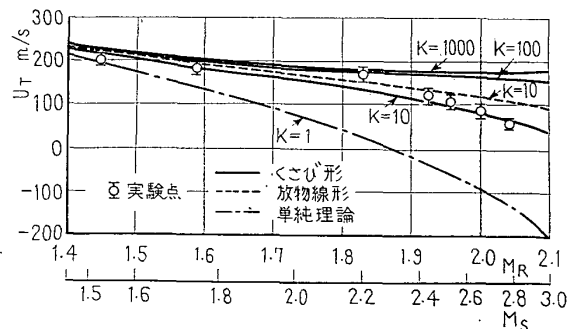


図8 入射および反射衝撃波マッハ数に対する干渉後の反射衝撃波の速度(空気/空気)

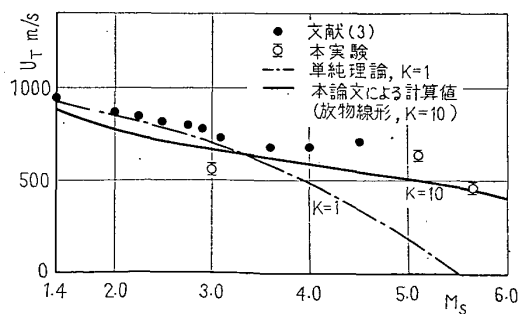


図9 入射衝撃波マッハ数に対する干渉後の反射衝撃波の速度(He/空気)

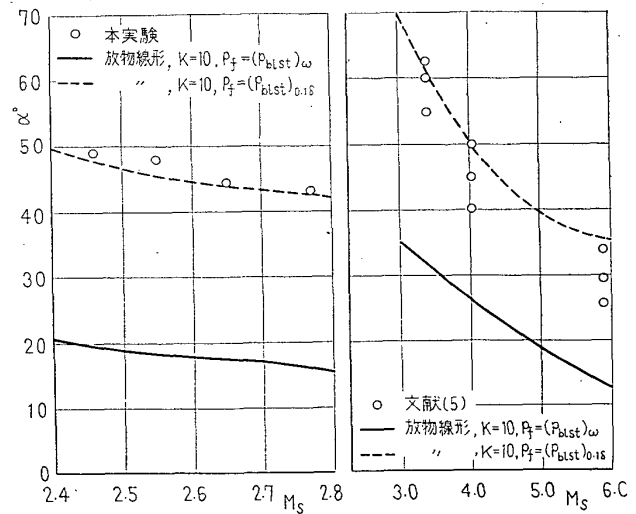
このことから本論文の計算法の妥当性が示される。

**4.4 干渉による反射衝撃波の形状の変化** 反射衝撃波の分枝の前足の角度(図10のそう入図の $\alpha$ )の接触領域との干渉による変化をシュリーレン写真から求めた。その一例を $M_s=2.6$ に対して図10に示す。干渉前の $\alpha$ の実験値は $x$ に対してほぼ一定でMark<sup>(7)</sup>のモデル[分枝した衝撃波に囲まれた領域(図10のそう入図の $\triangle AOB$ )内の圧力 $p_f$ が衝撃波固定座標系から見た境界層内の最小よどみ圧力すなわち壁面におけるよどみ圧力 $(p_{blst})_w$ に等しいと仮定する]による値( $\alpha=46^\circ$ )よりやや大きい。干渉が始まると $\alpha$ の値は徐々に減少し干渉後再びほぼ一定に保たれる。干渉領域および干渉後の $\alpha$ の値を、熱気体と冷気体の境界面が放物線形と仮定し $K=10$ で $p_f=(p_{blst})_w$ として求めると図の実線で示すように、実験値よりかなり小さい。そこで $p_f$ は壁面から境界層の厚さ $\delta$ ( $\delta$ はMirels<sup>(14)</sup>の乱流境界層理論に基づくとする)の10%の位置におけるよどみ圧 $(p_{blst})_{0.1\delta}$ に等しいと仮定し、他の仮定はそのままにして干渉後の $\alpha$ の値を求めると、図の破線に示すように $\alpha=44^\circ$ となり実験値とかなりよく一致する。

$p_f=(p_{blst})_{0.1\delta}$ の仮定の妥当性をみるため他の $M_s$ の場合の干渉後の $\alpha$ の実験値と計算値を図11に示す。図(a)は作動気体が空気の場合で $p_f=(p_{blst})_{0.1\delta}$ の仮定に基づく計算値は実験値とよく一致するが、 $p_f=(p_{blst})_w$ の仮定による計算値は実験値よりかなり小さい。図(b)は駆動気体がヘリウム、被駆動気体が窒素の場合で、図(a)の場合と同じく $p_f=(p_{blst})_{0.1\delta}$ の仮定による計算値のほうが $p_f=(p_{blst})_w$ の仮定による値より実験値によく合う。以上の結果から、いずれの気体の組合せに対してもまたいずれの $M_s$ についても $p_f=(p_{blst})_{0.1\delta}$ の仮定に基づく干渉後の $\alpha$ の計算値はMarkのモデルにおける仮定 $p_f=(p_{blst})_w$ に

よる値より実験値とよく一致することがわかる。これは干渉後の冷気体境界層内の全圧分布が現在のところ明らかでなく実際の $p_f$ は壁面を断熱と仮定して求めた $(p_{blst})_w$ より大きいためと思われる。

つぎに分枝の三重点の壁面からの高さ $h$ (図10のそう入図参照)の $x$ による変化を図12に示す。図には反射衝撃波と接触領域の干渉の開始点および終了点が破線で示してある。干渉前の $h$ と $x$ の関係は別報<sup>(8)</sup>で明らかにした。干渉が始まるといずれの $M_s$ についても $h$ は急激に増加し、干渉終了後はほぼ一定値に保たれる。この値は $M_s$ が大きいほど大きい。干渉による $h$ の増加はつぎのように説明できる。別報<sup>(8)</sup>で述べたように $h$ の大きさは分枝した衝撃波の足もとに取り込まれ得る流量によって決定され、それは反射衝撃波背後の圧力と $p_f$ の差 $\Delta p$ の増加関数である。そこで $\Delta p$ を熱気体領域の圧力 $p_2$ で無次元化した値 $\Delta p/p_2$ を干渉前後で比較すると表1に示すように干渉後の値は干渉前の値より数倍大きい。このため干渉によって取り込まれ得る流量は急激に増加する。その結果 $h$ は



(a) 空気/空気 (b) He/N<sub>2</sub>  
 図11 入射衝撃波マッハ数に対する干渉後の反射衝撃波の分枝の角度

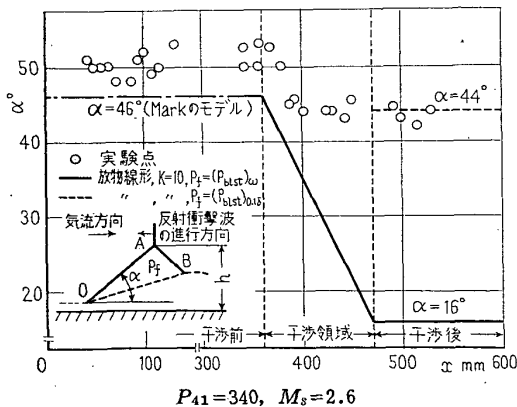


図10 接触領域との干渉による反射衝撃波の分枝の前足の角度

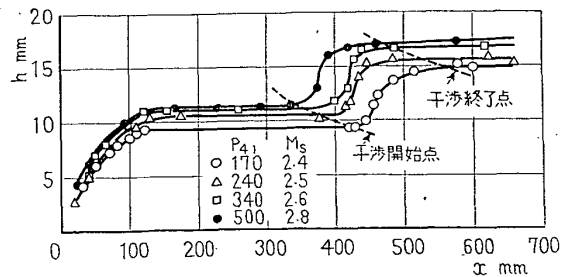


図12 反射面からの距離 $x$ による反射衝撃波の分枝の高さ $h$ の変化

増加し, 取り込まれる流量が許容量に達すると  $h$  はほぼ一定となる.

上述のように反射衝撃波の形状は接触領域との干渉によって急激に変化し擬似衝撃波に移行する. この過程をつぎに述べる.

**4.5 擬似衝撃波の形成過程** 反射衝撃波が接触領域と干渉する際の衝撃波管軸に沿う流れの圧力分布を一次元的に考え, その概略を図13に示す. 図はオーバテイラードの場合で, (a) は  $\tau$ - $x$  線図, (b)~(d) はそれぞれ (a) の縦軸の時間  $\tau_1 \sim \tau_3$  における管軸方向の圧力分布の概略図である.  $\tau = \tau_1$  [図(b)] は接触領域と干渉直前の状態で, 図6(a)の流れに対応し, 反射衝撃波直後の圧力  $p_5'$  は熱気体境界層との干渉によって衝撃波が分枝することなどのため, 反射直後の圧力  $p_5$  よりわずかに小さい. 接触領域との干渉が始まると図(a)に示すように下流に向かう圧縮波がつぎつぎに発生する. このため反射衝撃波背後の圧力は増加し  $p_5$  より大きくなる(その最大値を図に示すように  $p_{max}$  とする). 一方4.4節で述べたように

干渉により  $h$  が大きくなるため反射衝撃波直後の圧力は  $p_{max}$  よりかなり小さく, したがって図(c)に示すように極大値  $p_{max}$  を持つ圧力分布となる. 図(d)は干渉後の圧力分布で,  $p_{max}$  は図(c)の場合よりさらに高くなり,  $p_{max}$  と  $p_5'$  の差の大きさがつぎに示すように擬似衝撃波の形成に関係すると考えられる.

本実験の光学的観察結果に基づいた反射衝撃波と接触領域の干渉の様子を図14に示す. 図は反射衝撃波固定座標系から見た二次元流れで, (a) は接触領域と干渉前すなわち熱気体境界層との干渉による反射衝撃波の形状を示す. 図の反射衝撃波の中心部分  $A_1N_1$  が垂直と仮定した場合の  $A_1N_1$  直後のマッハ数  $M_n$  と分枝の後足  $A_1B_1$  直後のマッハ数  $M_b$  の計算値は, 表1に示すようにともに1より小さく, 実際の流れでも反射衝撃波直後の流れは亜音速であると考えられる. 図(b)は接触領域との干渉によって反射衝撃波が  $\lambda$  形擬似衝撃波になった場合で表1に示すように  $M_n$  は干渉前に比べてわずかに小さくなるが, 図12で示したように壁面から  $A_1$  までの高さ  $h$  は干渉によって急激に増加するため,  $M_n$  の領域はかなり減少する. 一方  $M_b$  は干渉前に比べてかなり大きく,  $M_b > 1$  で  $M_b$  の領域も大きくなる. このことは反射衝撃波直後の気流

表1 反射衝撃波固定座標系から見た干渉前後の流れの諸量

$M_s$	干渉前 [図14(a)]			干渉後 [図14(b)]		
	$\Delta p/p_2$	$M_n$	$M_b$	$\Delta p/p_2$	$M_n$	$M_b$
2.4	1.75	0.59	0.80	4.20	0.48	1.11
2.5	1.80	0.58	0.79	6.16	0.46	1.17
2.6	2.02	0.58	0.86	7.02	0.45	1.25
2.8	2.09	0.57	0.88	9.22	0.44	1.39

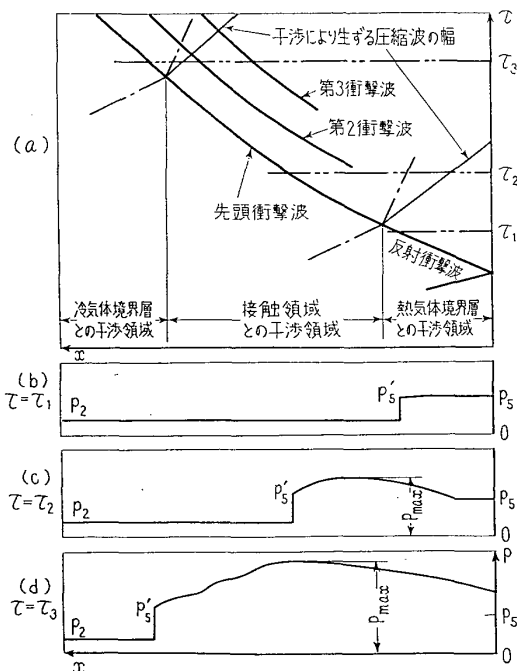
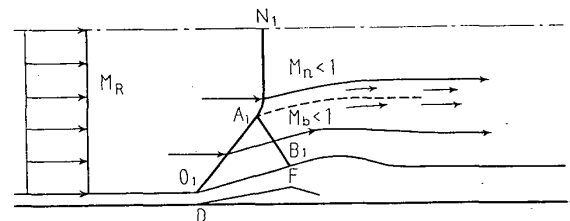
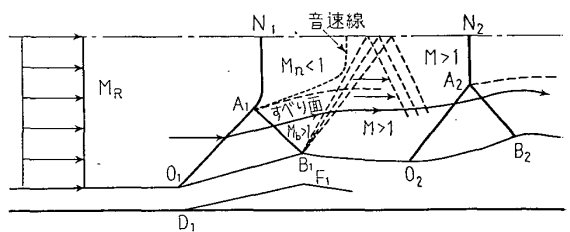


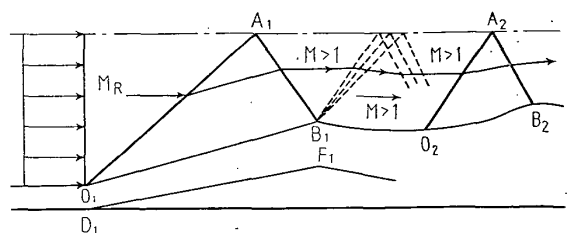
図13 干渉による反射衝撃波背後の管軸に沿う圧力分布の概略



(a) 熱気体境界層との干渉による流れ



(b) 接触領域との干渉による  $\lambda$  形擬似衝撃波の流れ



(c) 接触領域との干渉による X 形擬似衝撃波の流れ

図14 反射衝撃波固定座標系における流れ

マッハ数が干渉によって急激に増加することを意味する。さらに実際の流れでは図 (b) に示すように衝撃波  $A_1N_1$  の形状は点  $A_1$  で下流側にわん曲し、したがって点  $A_1$  より下流に向かうすべり面は管軸方向に傾く。この流路面積縮小効果のため  $A_1N_1$  を通過した亜音速流れは加速され、図の点線で示すような音速線が考えられる。また分枝の後足  $A_1B_1$  直後の流れは前述のごとく超音速で、図の破線で示すように  $A_1B_1$  の入射点  $B_1$  から膨張波が発生する。このため流れはさらに加速される。こうして加速された反射衝撃波背後の超音速流れは図 13 (c), (d) のように後方の圧力が高い場合衝撃波によって減速加圧される。このようにして第 2 衝撃波 [図 (b) では分枝した状態で示してあり、その垂直部分は  $A_2N_2$  である] が発生し、反射衝撃波は擬似衝撃波となる。図の 14 (c) は接触領域との干渉によって反射衝撃波が管中心部で垂直部分を持たない X 形擬似衝撃波が形成された場合である。先頭衝撃波 (図の  $O_1A_1B_1$ ) 直後の流れは断面にわたって一様な管軸に平行の超音速流れで、図 13 (d) のように後方の圧力が高い場合流れは衝撃波によって減速加圧される。

以上のことから擬似衝撃波の形成についてつぎのことがいえる。垂直衝撃波が境界層と干渉する場合、干渉の程度がきわめて小さいと衝撃波の形状は変化しない。干渉がある程度大きいと衝撃波は壁面で分枝するが、擬似衝撃波に移行しない。干渉による分枝の程度が大きくなるにつれて衝撃波背後の流れのマッハ数が増加し、衝撃波による圧力上昇もランキン・ウゴノオの関係より得られる理論値より小さくなる。この場合衝撃波背後の圧力が後方の圧力と比べて大差ない場合、流れは徐々に減速され擬似衝撃波は形成されない。本研究および従来の研究<sup>(6)</sup>で反射衝撃波が熱気体境界層との干渉のみではあるいは接触領域と干渉してもアンダテイラードの場合には、分枝の程度がかなり大きい場合でも擬似衝撃波に移行しないのはこのためである。干渉の程度が大きく、衝撃波直後の圧力が後方の圧力よりかなり小さい場合、流れは急激に減速圧縮されることになり第 2 の衝撃波が発生し、したがって擬似衝撃波が形成される。本実験では  $M_0 > 1.7$  では接触領域との干渉によって擬似衝撃波に移行するのが観察された。

## 5. 結 論

衝撃波管における反射衝撃波と接触領域の干渉現象を光学的に観察し、つぎの結論が得られた。

(1) 衝撃波管における反射衝撃波が接触領域と干渉して擬似衝撃波に移行する過程の詳細が明らかにされた。

(2) 干渉後の反射衝撃波の速度および分枝の前足が壁面となす角度について、接触領域が面でなく領域と考えた場合の計算法を示した。その結果は本実験および他の実験結果とかなりよく一致する。

(3) 反射衝撃波は熱気体境界層との干渉のみでは擬似衝撃波とならない。接触領域と干渉し、オーパテイラードで干渉の程度が比較的大きいと反射衝撃波は擬似衝撃波となる。すなわち擬似衝撃波の形成は単に境界層との干渉による衝撃波の分枝の程度のみならず、衝撃波後方の圧力分布にも依存する。

擬似衝撃波は衝撃波が境界層と干渉の結果生じるものであるから、その形成は境界層厚さや管径に基づくレイノルズ数および衝撃波マッハ数などの無次元量で整理できると考えられる。しかし現在のところ、衝撃波管における接触領域や冷気体境界層などについて明らかでないことが多く、このような無次元量が擬似衝撃波の形成に及ぼす影響は今後の課題である。

最後に本研究のご指導をいただいた九州大学 生井武文教授および本実験に協力された縄田秀夫氏に感謝の意を表す。

## 文 献

- (1) Glass, I.L., *UTIA Rep.*, No.6 (1950).
- (2) Lukaszewicz, J., *J. Aeron. Sci.*, 20-9 (1953), 617.
- (3) Ford, C.A. and Glass, I.L., *J. Aeron. Sci.*, 23-2 (1956), 189.
- (4) Strehlow, R.A. and Cohen, A., *J. Chem. Phys.*, 30-1 (1959), 257.
- (5) Davies, L., *ARC C.P.*, No. 880 (1965).
- (6) Allan, J.W., *Roy. Aircr. Establishment Tech. Rep.*, No.68089 (1968), 84.
- (7) Mark, H., *NACA TM*, 1418 (1958).
- (8) 松尾・ほか 2 名, 機論, 39-328 (昭 48-12), 3707.
- (9) Polachek, H. and Seeger, R.J., *Phys. Rev.*, 84-5 (1951), 922.
- (10) 生井・松尾, 機論, 34-267 (昭 43-11), 1961.
- (11) Hall, J.G., *UTIA Rep.*, No.26 (1954).
- (12) Duff, R.E., *Phys. Fluids*, 2-2 (1959), 207.
- (13) Hooker, W.J., *Phys. Fluids*, 4-12 (1961), 1451.
- (14) Mirels, H., *NACA TN*, 3712 (1956).

## 討 論

[質問] 赤松映明 (京都大学工学部)  
擬似衝撃波の発達過程を明らかにされたことに対し

敬意を表す。接触領域との干渉後の反射衝撃波速度の計算において  $K=10$  とすれば実験値に近い値とな

ることについてコメントさせていただく。このモデルが  $K=10$  としたとき現実の状態をよく表していると解釈すべきではないということを強調したいと思う。その理由は(1) 接触領域では管壁境界層の発達が著しく、単に冷気体と熱気体とがある割合で混合したものではないこと。(2) 反射衝撃波が  $\lambda$  形をしていて単純な一次元理論では扱えないことなどである。

しかし、この方法が反射衝撃波速度の目安を得るのに役立つことの意義は十分認めるものである。

〔回答〕 ご指摘のように反射衝撃波が分枝していること、接触領域が熱・冷気体の複雑な混合領域であることなどのため反射衝撃波と接触領域との干渉の様相については単純な一次元的取扱いでは、現実の状態をよく表し得ない。しかるにこれまで接触領域と干渉後の反射衝撃波の速度を求める適切な方法がないため本論文では干渉の様相を単純化することにより、上記速度を一次元的に求める方法を提案した。