

反射衝撃波が離脱衝撃波に成長する過程における衝撃波速度について

岩崎, 松之助

<https://doi.org/10.15017/4743392>

出版情報：応用力學研究所所報. 15, pp.129-137, 1960. 九州大学応用力学研究所
バージョン：
権利関係：

反射衝撃波が離脱衝撃波に成長する 過程における衝撃波速度について*

岩 崎 松 之 助

抄 録

二次元平面衝撃波が楔にあたつて後、その反射波が流れの中で離脱衝撃波に迄成長していく途中の非定常離脱衝撃波の各点の衝撃波速度がいろいろの発達段階ではかられた。180° 楔の前に生ずる非定常離脱衝撃波はそれに沿つての波速分布は中央部が最も高い単調な山形であるが、すこし時間が経つと中央が凹んだ二つの頂上を有する山形になり、その後また中央部が最も高い山形の分布にもどり、時間が経つにつれて、衝撃波に沿つてはほぼその流れの場の一般流速に等しい衝撃波速度をもつようになる。また 10° 楔では中央部の波速は時間が経つてもほとんど変化せず、ここに最大値をもつ山形の速度分布をもち、この一つの最大点をもつ山形の速度分布は、時間と共にその裾がひろがり、これもまた山形の全範囲にわたり一般流速に近づくことがわかつた。非定常衝撃波の前後の密度比の波面に沿つての分布についても同じような傾向があることがわかつた。

ま え が き

衝撃波管 (Shock tube) でできた垂直衝撃波が物体にあたると、その一部は反射され、大部分はそのまま前進を続ける。反射された部分は時間が経つにつれて、物体それ自身からの擾乱と重畳して、弓形の非定常衝撃波となる。これは、先にのべた入射垂直衝撃波の後に伴われるきわめて一樣な流速をもつ高温空気 (Warm air) の流速 u がその空気の音速 a_1 より小さいつまり亜音速流である場合は、無限前方に流れに逆つて遠のいて消失する。またこの流れが音速流なら無限前方に位置する垂直衝撃波 (Normal shock wave) となり、高温空気のマッハ数 M すなはち u/a_1 が 1 より大きくてこの空気の流れが超音速であれば物体の有限前方位置にある定常な離脱衝撃波 (Detached shock wave) におちついて行く。上に述べたような非定常衝撃波を伴う非定常流については Lighthill¹⁾ が大きな頂角をもつ無限に厚い楔について、又 Ting and Ludloff²⁾ はごく低い高さの凸起物に垂直衝撃波があつて後生ずる非定常流について理論的な研究を行なつている。しかし定量的な実験的研究は未だあまり行なわれていないようである。故に、筆者は実験的に此の現象を研究する手はじめとして、非定常衝撃波の後の物体まわりの流れを

* Detached Shock の発達速度について、超音速機の空気力学シンポジウムにて講演、名古屋、昭和 32 年 11 月 13 日。

- 1) LIGHTHILL, M. J.: The diffraction of blast. II., Proc. Roy. Soc. A, Vol. 200, pp. 554-565, (1950).
- 2) TING, L. and LUDLOFF, H. F.: Aerodynamics of Blast, Jour. Aero. Sci. Vol. 19, No. 5, (1952/5), pp. 317-328.

研究することはしばらく措いて、本論文では非定常離脱衝撃波の各点の絶対伝播速度 U_R を衝撃波管を用いて見出し、この問題の実験的研究を始めることにした。以下に行なわれた実験と、得られた結果についてのべることにしたい。

実験 実験に使った衝撃波管は第 1 図に示すようなもので⁽³⁾⁽⁴⁾、測定室断面は幅 59 mm × 高さ 15 mm で全長は 4^m 400 である。高压室 (Heigher pressure chamber) は実験中常に 1 atm に保たれている。この中に頂角 180° および 10° の二種類の軟

鋼製の幅 59 mm の楔がとりつけられる。この楔の厚さは 0.6 mm, 1 mm, 2.4 mm, 3 mm, 6 mm, 10 mm, および 20 mm である。両側面の窓硝子の間に挟み込むだけでは実験中に模型が風圧で外れることがあるので、模型の後方から支持柱を出して支えて補強してある。高压室と低压室 (Lower pressure chamber) の圧力の比はできるだけ各実験ごとに一定に保つて高温空気のマッハ数 M を 1.05 になるようにし、遅延回路 (Delay circuit) の時定数を調節して、衝撃波管でできた入射垂直衝撃波が楔の前端にあたって後、非定常離脱衝撃波 (Unsteady detached shock wave) が高温空気の中に成長していく各瞬間を発達の初期では 5 μ sec おき位、充分時間が経つた後は 200 μ sec おき位で、シュリーレン写真にとつた。こうして得たシュリーレン写真は第 2 図にその一部を示してある。この種の図は実際には大きな方眼紙に書かれていて、縦軸は第 2 図のように y/t 、横軸は x/t 、原点は物体の先端で x/t の正の方向が風上に向かつてとつてある。又図中の非定常離脱衝撃波は D/T_0 なる無次元のパラメーターでお互に区別されている。これらの符号の中で t は模型の厚さ、 D は模型の先端に入射衝撃波があたつて後シュリーレン写真が撮られる迄に経過した時間、 T_0 は模型の厚さだけの距離を入射衝撃波がその速度 U で走るに要する時間 t/U である。たとえば $D/T_0=2$ というのは入射衝撃波が模型にあたつて後、

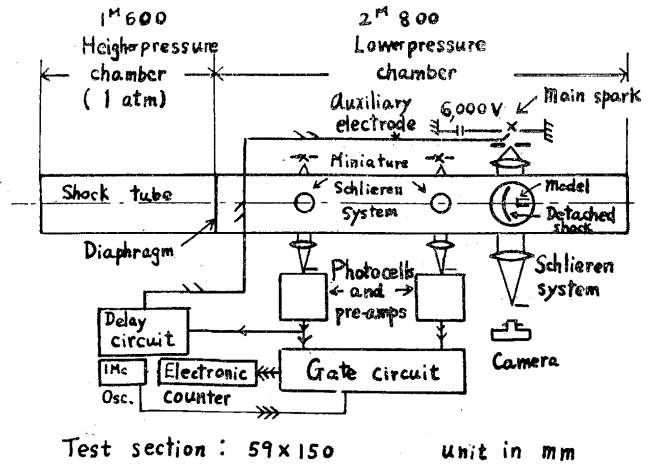


Fig. 1. Shock tube.

3) 岩崎松之助：ショック・チューブの試作，九州大学工学集報，Vol. 29, No. 1, 昭和 31 年 6 月，pp, 29-33.

4) IWASAKI, M.: On the Errors of a Time Counting System for Use in Experiments with a Shock Tube, Jour. Japan Soc. Aero. Sci., Vol. 5, No. 40, (1957/5).

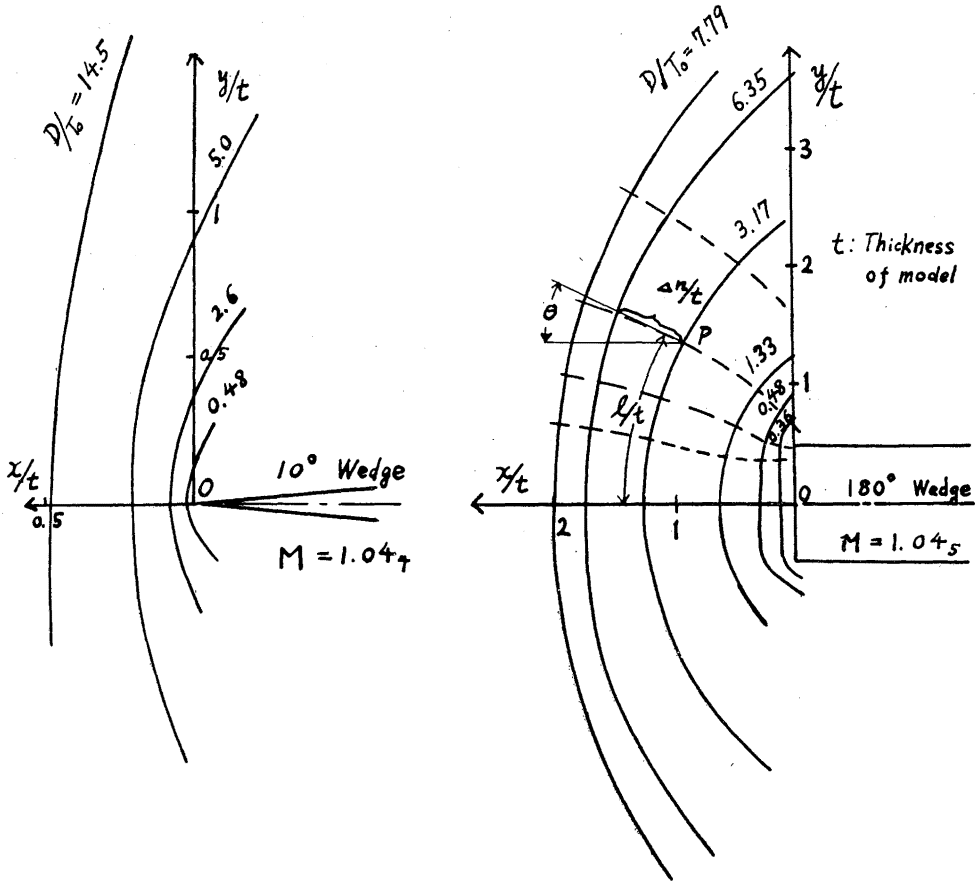


Fig. 2. Unsteady detached shock waves

模型と衝突した後も入射衝撃波の速度が変らないとした場合、模型の厚さの2倍だけ進んだときの現象であるということの意味している。このようにして第2図のように空間に対しても時間に関しても無次元化された非定常離脱衝撃波は、厚さの異なる相似模型について実験されたものについても、それに相当する D/T_0 の値が互に同じで、その各模型について固有な或る D/T_0 の値 $(D/T_0)_{crit}$ をこえない範囲では、互に重なり合つて位置も形も共に一致する⁵⁾⁶⁾。しかし今のべた固有の $(D/T_0)_{crit}$ の値以上の (D/T_0) に相当する非定常衝撃波は、厚さの異なる模型で得られたものについては互に一致しなくなり、 $D/T_0 - (D/T_0)_{crit} (>0)$ の値が大きくなると波の形は非常に不規則なものとなり、遂にその形はくず

5) 岩崎松之助：Shock-tube による遷音速域での Detached shock waves の発達過程の研究，九州大学工学集報，Vol. 29, No. 1, 昭和31年6月，pp. 22-23.
 6) IWASAKI, M. and UMETSU, K.: Shock Tube Studies of the Development of Detached Shock Waves in Transonic Flow, Part I. Jour. Japan Soc. Aero. Sci., Vol. 5, No. 42, (1957/5), pp. 179-182.

れてしまう。この現象は厚い模型では薄い模型に比して非定常衝撃波の発達の初期に起るもので、衝撃波管の測定断面の高さに比較して模型の厚さが大きな部分を占めるようになるにつれて早期に、つまり $(D/T_0)_{crit}$ の小さい値で起つてくる。ゆえにこの現象は衝撃波管の上下壁の影響によるものと考えられる。すなわち D/T_0 が $(D/T_0)_{crit}$ に近くなると模型附近における流れが、模型から出る音速線が上下壁に到達しこの壁の影響が模型に現われ、衝撃波管が choke してくるためと思われる。上に述べたことは今後の実験によつて更にこれをたしかめ、もつと確実な基礎に立つこの現象についての説明をしたいと思つている。さて、上の理由によつて $(D/T_0)_{crit}$ 以上の実験結果は上下壁の影響を含むものと思われるので、本論分の解析には使わないで、 $(D/T_0)_{crit}$ 以上の D/T_0 に対する離脱衝撃波の形は、より薄い模型で得られたものを無次元化したもので置きかえた。こうして選り出した一連の非定常衝撃波の群が第 2 図のような表示法で方眼紙に書かれたわけである。第 3 図には非定常衝撃波と定常衝撃波の D 時間のときと $D + \Delta D$ 時間後の場合を比べて書い

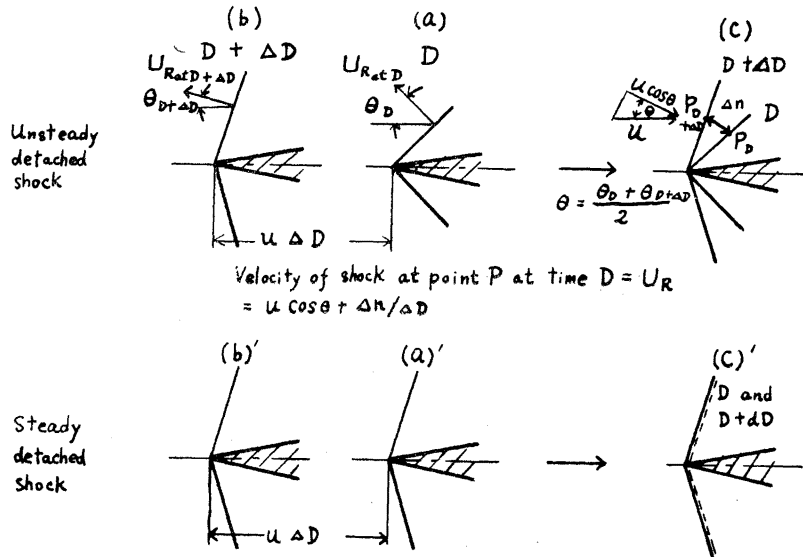


Fig. 3. Calculation of velocity of shock waves

て見た。ただし ΔD は微小時間を表わしている。空間に固定した座標系から見ると時間 D のとき (a) 位置にあつた物体は、非定常衝撃波にあつては、 $D + \Delta D$ 時間後には楔は高温空気の速度 u に ΔD をかけた $u \Delta D$ だけ前進し、これに伴なつて非定常衝撃波は (b) のように発達して形が変つて来る。次に楔自身の上に座標軸を固定して見ると、(c) 図のようになり楔に u なる流れがあたり、この流れの場の中で非定常衝撃波はその絶対伝播速度 U_R で非定常衝撃波の一点の垂線の方角に進む一方 $u \cos \theta$ なる波面に垂直な一般流の速度成分で逆に押し流され結局 (c) の流れの場では $U_R - u \cos \theta$ なる速度で波面に垂直

に衝撃波の位置は $D + \Delta D$ の位置に移動する. 此の (c) 図上での移動速度は非定常衝撃波に直交する曲線群の線素 Δn を之を移動するに要する時間 ΔD で割つたものつまり $\Delta n / \Delta D$ である. 一方定常衝撃波では (c)' 図では二つの衝撃波は重なりこの場合は $\Delta n / \Delta D = 0$ である. 上の考察によつて非定常離脱衝撃波の場合は

$$\Delta n / \Delta D = U_R - u \cos \theta \tag{1}$$

であるから, 我々が求めている衝撃波の上の一点におけるある時間 D の時の伝播速度 U_R は

$$U_R = u \cos \theta + \Delta n / \Delta D \tag{2}$$

である. 有限な大きさをもつ ΔD および Δn で計算を行なつた本論文のような場合には第3図に説明したように, 衝撃波の一定の点での垂線と流れの方向とのなす角は時間 D におけるものと $D + \Delta D$ における角とを平均した値を用いるのが妥当であろう. しかし本論文においては, θ_D と $\theta_{D+\Delta D}$ があまり異ならない範囲では D 時間のときの θ の値 θ_D を θ に等しいとおいて計算をした. さて (2) 式の右辺の第2項をすこし書き変えと

$$\Delta n / \Delta D = \left[\frac{\Delta(n/t)}{\Delta(D/T_0)} \right] \cdot (t/T_0)$$

である. しかるに $T_0 = t/U$ であるから上の式は,

$$\Delta n / \Delta D = U \frac{\Delta(n/t)}{\Delta(D/T_0)} \tag{3}$$

となる. ゆえに (2) 式は

$$U_R = u \cos \theta + U \frac{\Delta(n/t)}{\Delta(D/T_0)} \tag{4}$$

である. この非定常衝撃波がその中で発達して行く高温空気中の音速 a_1 で両辺を割つて無次元化すると

$$U_R/a_1 = u/a_1 \cos \theta + U/a_1 \frac{\Delta(n/t)}{\Delta(D/T_0)} \tag{5}$$

なる式を得る. この式の中で U なる入射衝撃波の速度は次のようにして計算される. すなわち間隔の定つた (本実験では 0.4 m) 二点におかれた小シュリーレン装置 (第1図 Miniature schlieren system) で波を検知し, これから出るパルスでゲート回路 (Gate circuit) を開閉し, その間にカウンター (Electronic counter) が数える $1 M_c$ の負パルスの数を測定して 0.4 m を入射衝撃波が通りすぎる時間を知り

$$U = 0.4 \text{ m} / (0.4 \text{ m を入射衝撃波が通りすぎる時間})$$

なる式で計算できる⁷⁾. また u および a_1 は

7) GEIGER, F. W. and MAUTZ, C. W.: The Shock Tube as an Instrument for the Investigation of Transsonic and Supersonic Flow Patterns, Contract N6-ONR-232, Project M 720 -4, Engineering Research Institute, University of Michigan, (1949/6).

$$u = a_0 \frac{(\mu-1)(1-\xi)}{\sqrt{(\mu+1)\xi(\mu+\xi)}} \quad (7)$$

$$a_1 = a_0 \sqrt{\frac{1+\mu\xi}{\xi(\mu+\xi)}} \quad (8)$$

$$U = a_0 \sqrt{\frac{\mu+\xi}{(\mu+1)\xi}}$$

但し a_0 : 入射衝撃波の前方の気体の音速=室温における音速.

ξ =(入射衝撃波の前方の圧力)/(入射衝撃波の後方の圧力)

$\mu = \gamma + 1/\gamma - 1$, $\gamma = c_p/c_v = 1.4$ (空気の場合)

なる垂直衝撃波の一般的な関係式から ξ を消去し, a_0 を数表から引いておけば, 先に計算した U を用いて計算できる. θ および $A(n/t)$ は第 2 図から実測して之を得る. このようにして (5) 式と第 2 図と計測した U および D から図式に求めた衝撃波の絶対速度 U を第 4 図に示してある. この図の縦軸は U_R を無次元化した U_R/a_1 , 横軸は非定常離脱衝撃波に沿い楔の正面位置を零にとつて測つた無次元長さ l/t (第 2 図参照), パラメーターは撮影された時間を無次元化した D/T_0 である.

結果の検討 第 4 図で上の二つすなわち (A) および (B) は頂角 180° の場合でこの中上の図 (A) は D/T_0 が大きくて, 衝撃波が定常になつて行く過程を割に範囲を広くとつて書いてある. 下の図 (B) は D/T_0 の小さな非定常衝撃波の発達初期について詳しくかいてある. 下の方の二つの図 (C) (D) は 10° 楔に関するもので, この二つの図の上と下の区別は 180° 楔と同じである. 第 2 図でわかるように非定常離脱衝撃波は D/T_0 のすべての値について, 発達の初期から模型の頭部の前方に当る点が垂直衝撃波の形をして流れの方向に垂直で, それから外側に行くに従つて単調に弓状の形をなしている. ゆえに今仮にこれを定常離脱衝撃波と考えれば模型の前端に相当する部分が最も衝撃波としては強く, 従つてこの部分の U_R/a_1 は大きく, 波が垂直衝撃波の形をしている区間ではこの大きな波速を一定に維持し, それより外側の弓状をなしている部分の波速は次第に小さくなるはずである. 又垂直衝撃波の部分の離脱衝撃波の中央部のみである場合は, 中央部に頂上をもつ単調な山形の U_R/a_1 の分布となることが予想される. しかし非定常離脱衝撃波の形と波速 U_R の間には一定の関係は存在せず, 特に 180° 楔については, 垂直衝撃波の部分でも速度は変化していることがあるし, ここの部分がかえつて低い伝播速度をもっていることもある. すなわち第 4 図 (B) を見ると非定常衝撃波発生のごく初期状態つまり $D/T_0 = 0.36$ および 0.48 では第 2 図右に見られるように 180° 楔の前方部では垂直衝撃波の形をしているが U_R/a_1 は l/t に関して中央の部分が非常に高い山形の分布をしている. (第 4 図 (B) 参照) $D/T_0 = 1.33, 3.17, 3.92, 4.53, \dots, 7.79$ では第 2 図右のようにその形は普通の定常離脱衝撃波に見られるようなものであるが, 物体の正面の垂直衝撃波の形をしている

$l/t=0$ の部分の波速 U_R/a_1 は第4図(B)のようにむしろ低く、 $l/t=0.5\sim 1$ つまり模型の肩の所に相当する所か、それよりも一寸外側にあたる所の上流に位置する衝撃波上の点の U_R/a_1 が最大で、この最大点をすぎると、 l/t が増加するにつれて単調に $U_R/a_1=1$ つまり音波の速度に漸近している。次に D/T_0 が更に大きくなつて 11 以上にもなると、非定常離脱衝撃波の中心部の波速が最も高い単調な山形の衝撃波速度分布になつている。このように 180° 楔では発達の初期ではその前に生じた非定常離脱衝撃波の波速は中央部が最も大きく、次に時間の経過と共に横型の肩の所の前面にあたる所に最大値が移りその後又中央部に最大点かもどつて来て単調な山形の分布にかえる。この現象は模型の肩の所から出る擾乱波と反射衝撃波との干渉に因るものと思われるが、これの理論解析は今後これをすすめたいと思う。一方 10° 楔では、第2図左のようにその形は定常離脱衝撃波に似ており、速度分布も第4図(C)(D)に示されるように、中央部が高くして時間と共にその山の裾がひろがっていく様な単調な分布をしている。中央部 $l/t=0$ 附近の U_R/a_1 は時間と共にほとんど変化しないで 1.1 なる値を保っている。この値はこの離脱衝撃波が定常になれば 1.05 なる一般流速に近づくべきであるが、この 10° 楔の実験は $D/T_0=269$ 迄しかやらなかつたので、この中央部の波速が 180° 楔の $D/T_0=724$ で 1.05 になつている所迄は実験で確かめられなかつた。 10° 楔の場合は 180° 楔に見られるような速度分布は見られなかつたが、 10° 楔の場合の速度分布は $(l/t)/(D/T_0)$ で整理すれば相似関係がお互にありそうな曲線群である。

Lighthill¹⁾ が行なつたにぶい頂角の楔から反射した非定常衝撃波の解析の中で導き出している式を用いて計算すると $U_R/a_1=1.24$ となる。また平面衝撃波が平らな壁につきあつて反射されたときの反射衝撃波の波速は $U_R/a_1=1.81$ である²⁾。Ting and Ludloff³⁾ がごく高さの低い凸起に入射平面衝撃波があつた場合の非定常超音速流と定常斜めの衝撃波を伴う非定常超音速流の解析を行なつたときには物体の前にひろがる非定常離脱衝撃波の波速は入射衝撃波の後に伴われる高温空気中の音速 a_1 に等しいとしている。すなわちこの場合は $U_R/a_1=1$ である。これらの値の中で Lighthill の値および平面からの反射波の値は 180° 楔と比較すべきものであるから第4図(B)に、Ting and Ludloff の値は実際の U_R とこの仮定とがどれ位のちがいを示すかを示すために(B)図および(C)図に書き入れてある。 $D/T_0=0.36$, $l/t=0$ つまり衝撃波の発達のごく初期における 180° 楔の中央部前方の点衝撃波の速度は平面の壁に平面の衝撃波があつて反射した場合の波速 1.81 よりも速い。しかしこのことは不合理と思われる結果で、或いは非常に短い時間の間隔において撮影された数枚の写真から無次元化して得られた結果を微分して得られた波速であるので、測定および図式微分の誤差が入つて来ているのではないかとも思われる。

8) COURANT, R. and FRIEDRICH, K. O.: Supersonic Flow and Shock Waves, Interscience Publishers, New York, (1948).

Lighthill の結果は上述の $l/t=0$ 附近の U_R/a_1 が最初上昇して後小さくなり、又次にそこが最大値をとるようになった場合の U_R/a_1 にほぼ等しい。Ting and Ludloff の仮定 $U_R/a_1=1$ は 180° 楔でも 10° 楔でも、非定常離脱衝撃波を伴う非定常流を取扱う場合には本実験のような D/T_0 の範囲ではあまり妥当なものとは思われぬ。すなわち 180° 楔では非定常離脱衝撃波は D/T_0 が 2 より小さいと音速 a_1 の 1.5 倍以上の速度で進むし、 10° 楔では U_R/a_1 は l/t が小さくて D/T_0 も小さい場合は 1.1 位で、 D/T_0 が大きくなると、 180° および 10° 楔で $U_R/a_1=1.1\sim 1.05$ 程度であつて、この値は入射衝撃波の後に伴われる高温空気流のマッハ数 1.05 とほぼ同じである。故にこのような問題を、特に

頂角の小さな模型について解析せんとする場合には、その流れの場に生ずる非定常離脱衝撃波の速度は大体一般流れの速度に等しいかそれよりもすこし大きいと仮定する方が、音速に等しいと仮定するよりも、妥当であると言えよう。

マツハツェンダー干渉計で D/T_0 の二三の値について、離脱衝撃波の直前および直後の密度比 ρ_1/ρ_2 をはかつた結果を第 5 図⁹⁾ に示す。密度比についても衝撃波速度と同じような傾向が見られ、 180° 楔では D/T_0 が小さい間は中央部の密度比が高く、次に高い部分は横型の肩の所に押しやられ、その後ふたたび中央部の高い形にもどっている。これに対して 10° 楔は単調な変化を続け、 $l/t=0$ 附近の密度比は D/T_0 によつてあまり変化を示さない。

結 語 以上入射平面衝撃波が反射した後、物体の前方高温空気中に成長して行く非定常離脱衝撃波の各点の衝撃波速度について述べて来た。普通予想されるように垂直衝撃波の形をしている中央部が最も速度 U_R/a_1 が高く、外側に行き l/t が大きい所に

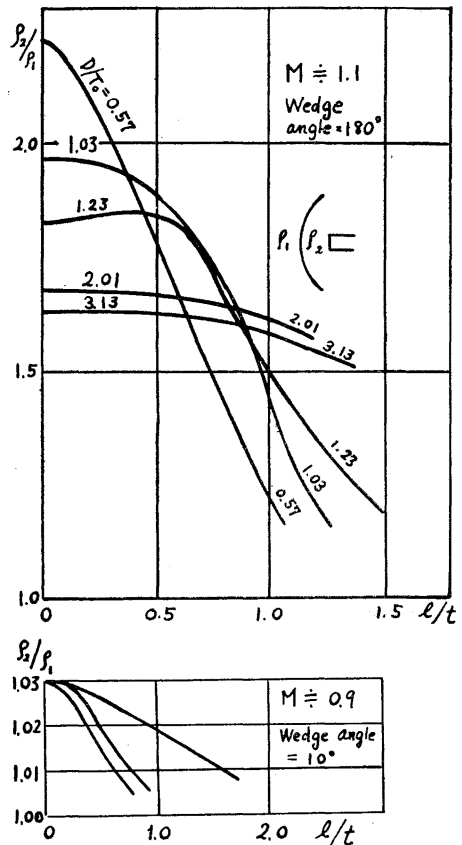


Fig. 5. Density ratios across unsteady detached shock waves measured with Mach-Zehnder interferometer

9) 岩崎松之助：ショック・チューブ，日本航空学会誌，Vol. 8, No. 70, 昭和35年5月，pp. 123-131.
 岩崎松之助，坂田弘：非定常ショックの発達初期におけるショック中央付近の密度の変化の実験，超音速機の空気力学シンポジウムにて講演，於名古屋，昭和34年11月13日。

なる程 U_R/a_1 が低いということは頂角の小さな 10° 楔にはあてはまるが、 180° 楔では波が正面の平らな面で反射された直後は模型の中央部の正面にあたる所が一番速度が高く、やや時間が経つと、模型の肩の所の前方にあたる附近が最大の衝撃波速度を持ち、その後ふたたび中央部が最も速度高く、模型から離れて外側に行くにつれて速度が小さくなる山形の単調な分布をとりながら、定常離脱衝撃波に近づいて行く、又頂角の小さな 10° 楔では単純な山形の速度分布の中央部の衝撃波速度は時間と共にあまり変化せず、山形の裾が時間と共に模型から遠く離れた位置迄のびて行くことがわかった。このような非定常離脱衝撃波の速度は 10° 楔の場合は入射平面衝撃波の後の高温空気の流速 u とほぼ等しく、 180° 楔についても D/T_0 が大きい場合は同じく u と大体において一致する。以上の速度分布の形に関する傾向は、非定常離脱衝撃波の前後の密度比の分布についてもあてはまることが知られた。

この研究は文部省総合科学研究費の補助を得て行なわれた。野田政雄助手には本実験に終始熱心に協力していただき、坂田弘大学院学生（現在三菱造船所勤務）は、マツハツェンダー干渉計による実験を筆者と共に行なわれた。上記の補助ならびに御協力を惜まれなかつたこれらの方々に厚く御礼申し上げる次第である。

（昭和 35 年 7 月 30 日受理）