

# 航空技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AERONAUTICAL LABORATORY

TR-21

遷音速における二次元操縦面の研究 (I)

神谷信彦

1962年1月

航空技術研究所  
NATIONAL AERONAUTICAL LABORATORY

既 刊 報 告

- |       |  |             |                           |
|-------|--|-------------|---------------------------|
| TR-1  | 遷音速風洞測定部に関する予備実験<br>Preliminary Investigation of N. A. L.<br>Transonic Wind-Tunnel Test-Section  | 1960 年 2 月  | 平木 一, 石井孝雄<br>大島 信彦       |
| TR-2  | 遷音速風洞用 22.5 MW 主送風機<br>I. 模型送風機による性能試験<br>22.5 MW Main Blower for N. A. L.<br>Transonic Wind Tunnel<br>I. Performance Test of the Model<br>Blower            | 1960 年 5 月  | 山内正男, 松木正勝<br>塩入淳平, 富永守之  |
| TR-3  | 風洞用角度計の試作実験<br>An Experiment on Angle Measuring<br>Instruments of Airplane Models in<br>Wind Tunnel Test   | 1960 年 8 月  | 小橋安次郎, 長洲秀夫<br>高島一明, 波木井潔 |
| TR-4  | 回転円板の強度<br>Strength of Rotating Discs  | 1960 年 9 月  | 佐藤和郎, 永井文雄                |
| TR-5  | 航空技術研究所 (60 cm×60 cm) 遷音<br>速フラッタ試験設備の計画と整備試験<br>Design and Development of N. A. L.<br>60 cm×60 cm Transonic Blowdown<br>Wind Tunnel for Flutter Testing     | 1960 年 12 月 | 中井暎一, 橋爪 宏<br>中村泰治        |
| TR-6  | 高温歪ゲージの温度特性<br>Temperature Characteristics of High<br>Temperature Strain Gage  | 1960 年 12 月 | 竹中幸彦                      |
| TR-7  | 遷音速風洞の測定部<br>On the Transonic Test Section   | 1961 年 1 月  | 村崎寿満                      |
| TR-8  | 繰返し荷重装置試験の予備試験<br>Preliminary Study for Development<br>of Repeated Load Testing Rigs<br>for Full-Scale Aircraft Structures                                   | 1961 年 3 月  | 竹内和之, 飯田宗四郎               |
| TR-9  | 遷音速流小擾乱理論の研究 (I)<br>—非線型補正理論—<br>Studies on the Small Disturbance<br>Theory of Transonic Flow (I)<br>—Non-Linear Correction Theory—                          | 1961 年 3 月  | 細川 巖                      |
| TR-10 | 喰違い角の大きい減速翼列の研究<br>Cascade Tests of High Stagger<br>Compressor Blades  | 1961 年 3 月  | 松木正勝, 高原北雄<br>西脇英夫, 森田光男  |
| TR-11 | 軟鋼円板の回転による降伏<br>Yielding of Rotating Discs of Mild<br>Steel  | 1961 年 4 月  | 佐藤和郎, 永井文雄                |
| TR-12 | 薄肉開断面梁の自由振動について<br>On the Natural Vibration of Thin-<br>Walled Beams of Open Cross<br>Section  | 1961 年 5 月  | 川井忠彦, 埜 武敏                |
| TR-13 | 衝撃波と境界層の干渉についての<br>実験的研究<br>Experimental Results of the Inter-<br>action between Shock Wave and<br>Turbulent Boundary Layer                                  | 1961 年 7 月  | 須郷道也, 伝田幸雄                |
| TR-14 | 電磁流体の圧縮性境界層<br>On Compressible Boundary Layer<br>in Magnetodynamics  | 1961 年 7 月  | 須郷道也, 小沢五郎                |
| TR-15 | 振動翼用圧力ピックアップの試作・較正<br>Miniature Pressure Pickups for<br>Measuring the Pressure on Oscillating<br>Airfoils in Supersonic Flow                                 | 1961 年 8 月  | 石井孝雄, 柳沢三憲                |
| TR-16 | 放物型偏微分方程式の混合境界値問題<br>の差分法による数値解法<br>n the Difference Method Solutions of the<br>Mixed Boundary Value Problems of Parabolic<br>Partial Differential Equations | 1961 年 11 月 | 樋口一雄, 三好 甫                |
| TR-17 | 荷電ビームによる気流密度測定の理論的考察<br>A Theoretical Comment on the Charge-<br>Beam Method of Measuring Gas Density   | 1961 年 12 月 | 和田 勇, 細川 巖<br>三好 甫        |
| TR-18 | 前置静翼々列と喰違い角の大きい減速翼列の<br>二次元低速翼列性能と回転翼列性能との比較<br>Comparison of Inlet Guide Vane and High<br>Stagger Compressor Blade Performance in<br>a Rotor and in Cascade | 1961 年 11 月 | 松木正勝                      |

# 遷音速における二次元操縦面の研究 (I)

神 谷 信 彦

## An Investigation of Two-dimensional Control Surface at Transonic Speed (I)

By Nobuhiko KAMIYA

An experiment has been made in order to investigate how the effectiveness of the control surface depends on the wing thickness in transonic flow. Three kinds of two-dimensional wing models, having NACA 64(10)A012, NACA 64A010, and NACA 64(10)A008 profiles respectively, have been tested in a 20 cm×12 cm transonic wind tunnel at Mach numbers from 0.9 to 1.0. The test Reynolds numbers varied from 7.10 to  $7.35 \times 10^5$  according to the Mach numbers. The experimental results showed good agreement with those of ONERA regarding to the lift coefficient. The effectiveness of the control surface obtained by the experiment, however, was found to be considerably low compared with the result calculated with a simple method. This discrepancy seems to be the due result of the laminar boundary-layer separation at the rear part of the wing section. The upstream influence of a normal shock wave on laminar boundary-layer was compared with those of an incident shock wave and of a wedge held in contact with a wing surface. It was made clear that in the case when the position of the laminar boundary-layer separation was on the wing surface, the aerodynamic mechanisms of the lift augmentation caused by the control surface was substantially different from that considered in invicid flow and also from that in the case of the turbulent boundary-layer separation.

### §1. ま え が き

遷音速において、操縦面の効果が急激に悪化するのは周知の事実である。しかし、この現象の定量的ならびに定性的説明はまだなされていない。その一部として、操縦面の効果に及ぼす翼の厚みの影響を調べる目的で、二次元翼模型について、この実験を行なった。実験はマッハ・ツェーンダー干渉計を用いて、マッハ数 0.9～1.0 の範囲で行なった。マッハ数が約 0.96 以下では、衝撃波が翼面上にあって、流れの振動が著しく、連続光源を用いた実験においては、写真機のシャッター速度の制限からフィルムの露出時間が長すぎて、干渉縞は不鮮明となり、それから数値的な値を導き出すことは不可能であった。閃光光源を用いれば、振動の激しい流

れについても、干渉縞を鮮明に撮影することができるが、実験装置を暗室内に置く必要があり、早急に準備することは困難であった。したがって、マッハ数 0.96 以下のものについては、衝撃波の位置、剥離の強さ等流れの型の観測のみにとどめ、数量的測定はまた後の機会に行なうことにした。

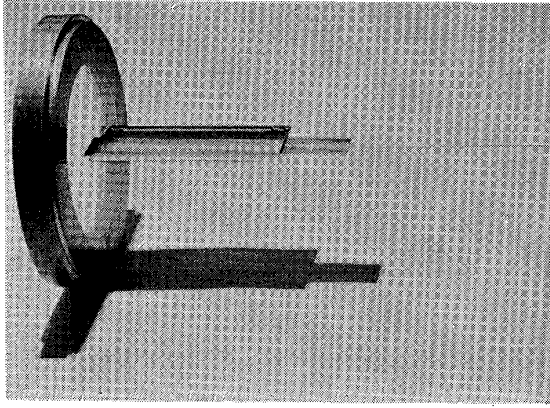
## §2. 記 号

- $c$  : 翼弦長  
 $C_L$  : 揚力係数  
 $C_{L\alpha}$  : 揚力係数の迎角に関する勾配  
 $\tilde{C}_{L\alpha}$  : reduced  $C_{L\alpha}$ ;  $\{(\gamma+1)M_\infty^2 \tau\}^{-1/2} C_{L\alpha}$   
 $C_{L\beta}$  : 揚力係数の操縦面角度に関する勾配  
 $\tilde{C}_{L\beta}$  : reduced  $C_{L\beta}$ ;  $\{(\gamma+1)M_\infty^2 \tau\}^{-1/2} C_{L\beta}$   
 $C_L'$  : 前縁より 60% 翼弦長の位置より後の部分の、 $C_L$  に対する寄与  
 $c_p$  : 翼面上圧力係数  
 $\Delta c_{p60}$  : 前縁より 60% 翼弦長の位置における上下両面の圧力係数の差  
 $c_{p\max}$  : 剥離をひきおこす原因（衝撃波、壁面におかれた楔等）によってひきおこされる最大圧力の係数（たとえば衝撃波ならば、衝撃波直後の圧力の係数）（第 13 図）  
 $d$  : 剥離をひきおこす原因となるものから、その影響のおよぶ範囲の上流側の境界までの距離（衝撃波の場合についていえば、衝撃波前面が翼面と交わる点と、剥離点との距離）（第 13 図）  
 $L$  : 揚力  
 $M$  : マッハ数  
 $M_\infty$  : 一様流のマッハ数  
 $\bar{M}_\infty$  : 本実験における  $M_\infty$  の平均値; 0.98  
 $n$  :  $\tau, \alpha, \delta$  を一定とした場合の実験の数; 2 または 3  
 $p_0$  : 総圧  
 $p_p$  : 剥離後の死水領域の一定圧力（第 12 図）  
 $p_s$  : 剥離点の圧力  
 $q_\infty$  : 一様流の動圧  
 $R_0$  : 剥離点におけるレイノルズ数。基準長さとしては、前縁から剥離点までの距離をとる。  
 $x$  : 前縁からの距離

- $x_H$  : ヒンジ線における  $x$ ;  $0.85c$  (第 5 図)  
 $x_{TE}$  : 後縁における  $x$ ;  $c$   
 $y(x)$  : 64A010 模型の半厚分布;  $x$  の函数  
 $\alpha$  : 翼の迎角  
 $\gamma$  : 空気の比熱比; 1.4  
 $\delta$  : 操縦面の角度  
 $\Delta\delta$  : 微小操縦面角度 (第 5 図)  
 $\delta_0^*$  : 剝離点における境界層の排除厚 (第 13 図)  
 $\varepsilon$  : 翼の後縁角  
 $\nu$  : 翼面上の Prandtl-Meyer 角  
 $\nu_c$  : 音速線から反射されて, 翼面に入射する圧縮波の  $\nu$  に対する寄与の絶対値 (第 4 図)  
 $\nu_e$  : 翼面から発する膨張波の  $\nu$  に対する寄与 (第 4 図)  
 $\nu_0$  :  $\delta=0$  の場合の  $\nu$   
 $\nu_{c0}$  : // //  $\nu_c$   
 $\nu_{e0}$  : // //  $\nu_e$   
 $\Delta\nu$  :  $\nu - \nu_0$   
 $\Delta\nu_c$  :  $\nu_c - \nu_{c0}$   
 $\Delta\nu_e$  :  $\nu_e - \nu_{e0}$   
 $\sigma$  : 第 21 図 (a) 図および (b) 図の矢印部の干渉縞の間隔の比  
 $\theta$  : 音速点における翼面の接線と, 翼面上の一般の点における接線とがなす角度 (第 28 図)  
 $\Delta\theta$  :  $\delta = \Delta\delta$  の場合ヒンジ線から出る膨張波によって曲げられる入射圧縮波の角度 (第 5 図)  
 $\tau$  : 翼の厚み比  
 $\xi_\infty$  : 遷音速パラメータ;  $(M_\infty^2 - 1) / \{(\gamma + 1)M_\infty^2\tau\}^{1/2}$   
 添字  
 $e$  : 実験値

### § 3. 模型, 風洞および装置

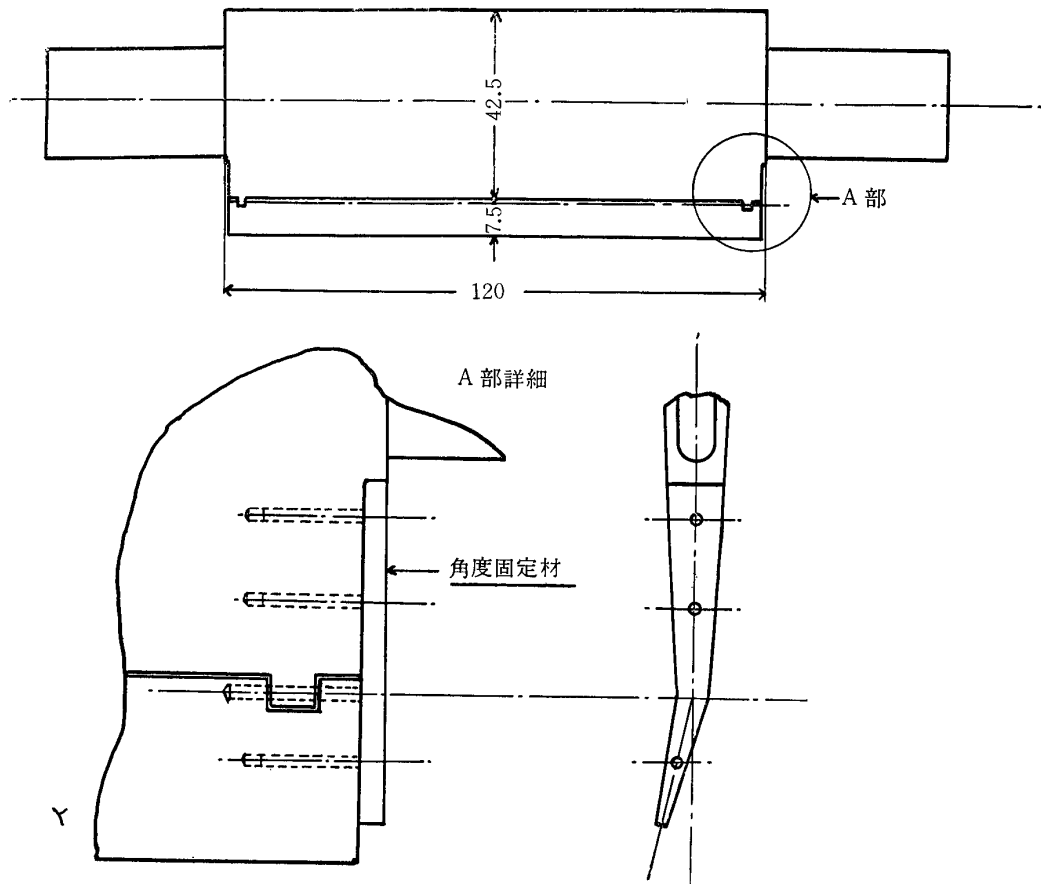
模型は, 二次元翼模型で, 三種類ある。それぞれの断面形は, NACA 64<sub>(10)</sub>A012, NACA 64A010 および NACA 64<sub>(10)</sub>A008 である。厚み以外はすべて同じ寸法で, 翼幅は 119 mm,



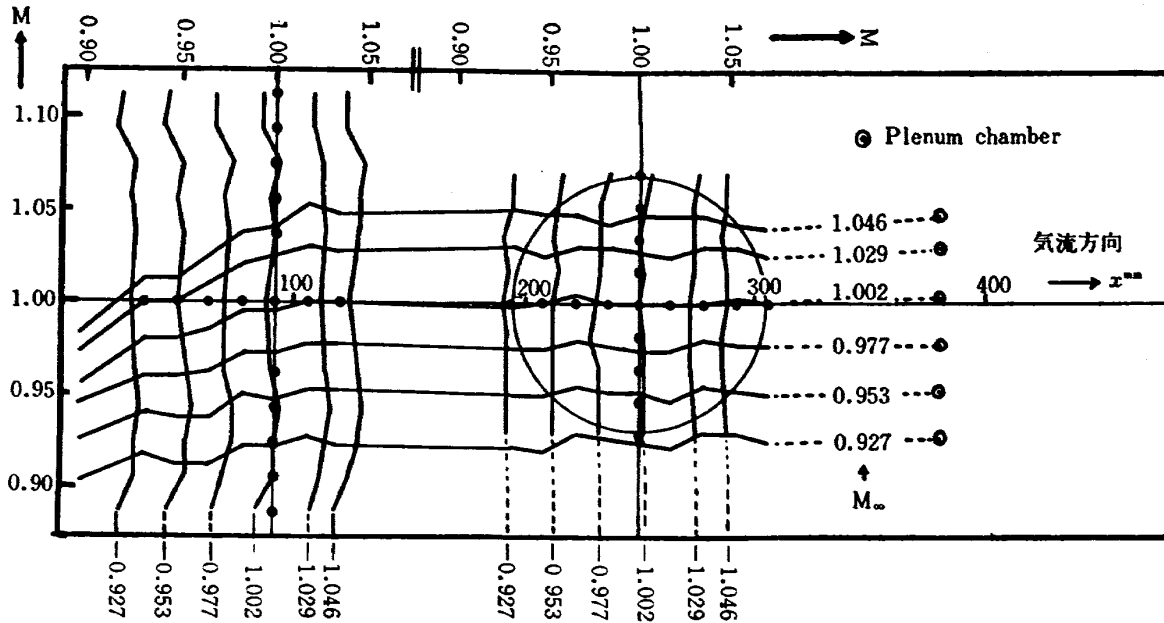
第 1 図

翼弦長は 50 mm, 操縦面の弦長は 7.5 mm, すなわち, 翼弦長の 15% である。その両端から厚み 2 mm の支持用腕を出し, 窓ガラスにあけられた溝にそれを通すことによって, 模型を支持した (第 1 図)。通常行なわれるように, ストラットによって模型を支持したのではないので, 干渉計によって, 翼のまわりの流れの場全体を観測することができた。翼幅の中央, 前縁より 40% 翼

弦長の位置に圧力測定孔を一つあけ, 模型支持用腕を通して, 外径 1 mm $\phi$  の銅管により外に導いて, 水銀柱マンオメータによって圧力を測定した。操縦面はヒンジによって前部と連結し, 両側から角度固定材 (第 2 図) をピンによって翼断面にとりつけ, 角度を固定した。この角度固定材は, 設置すべき操縦面の角度すなわち 0 $^{\circ}$ , 2 $^{\circ}$ , 4 $^{\circ}$  のそれぞれに対応するものを一つずつ製作してある。しかし, 操縦面の弦長は, わずか 7.5 mm であり, それを 1 $^{\circ}$  変化させたときの後縁の移動量はわずかに 0.13 mm であり, 正確に角度を設定することは不可能であった。



第 2 図



第3図 測定部マッハ数分布

外枠は測定部側壁の大きさおよび形を示す。●は圧力測定孔の側壁上の位置を示す。xは測定部入口からの気流方向の距離を表わす。円は干渉計測定用窓ガラスの測定壁上の位置および大きさを示す。この円の中心に模型が入る。

したがって、実験に際しては、測定中の模型の写真から正確な角度を読みとった。

風洞は、東京大学航空研究所の 20 cm×12 cm 遷音速吸込風洞<sup>(1)</sup>を用いた。左右はソリッド壁、上下は開口比 10% のスロット壁である。各一様流マッハ数における測定部マッハ数分布は第3図のとおりである。図の外枠は側壁の形を示し、円は測定部窓ガラスの位置および大きさを示す。黒点は側壁に設けられた測圧孔の位置である。測定結果を (i) 中心線上マッハ数分布; (ii)  $x=92$  mm の位置, (iii)  $x=250$  mm の位置における上下方向マッハ数分布の三つに分け図中の曲線で示す。

圧力の測定はマッハ・ツェーンダー干渉計により行なった。反射鏡の直径は 120 mm である。光源には超高压水銀燈を用いた。

#### §4. 実 験

測定の種類は次のとおりである。

マッハ数  $M_\infty$ : 0.9~1.0

レイノルズ数  $R_n$ :  $7.1 \sim 7.35 \times 10^5$

迎角  $\alpha$ :  $0^\circ, \pm 2^\circ, \pm 4^\circ$

操縦面角度  $\delta$ :  $0^\circ \sim 4^\circ$

マッハ数 0.9 ~ 0.96 の範囲では、翼面衝撃波による流れの振動が激しく、干渉縞が不鮮明になって、数量的結果を得ることが不可能であったので、衝撃波の位置、剝離の強さ等の流れの

型を観測するにとどまった。マッハ数 0.96 ~ 1.0 では比較的良好な干渉縞の写真が得られたので、それから翼面上の圧力分布を求め、さらに、 $C_L, C_{L\alpha}, C_{L\delta}$  等を計算した。

## §5. 実験の整理

測定された揚力係数  $C_L$  を、厚み比  $\tau$ 、迎角  $\alpha$  および操縦面角度  $\delta$  をパラメータとして、マッハ数に対してプロットしたところ、ばらつきが非常に大きく、マッハ数の影響および厚み比  $\tau$  の影響は全くそのばらつきの中にうもれてしまって、それを判別することは不可能であった。その原因を調べるために、風洞の1プロウ中にとった数枚の干渉縞写真から  $C_L$  を計算すると、それに関しても第6図太線のとおりばらつきが非常に大きく、これをたとえば、気流の入射角の変動によるものとすれば実に  $0.5^\circ$  の変動に対応する。マッハ数および厚みの影響を判別することが不可能なものも当然である。その原因は気流の振動によるものであると思われる。(註1)

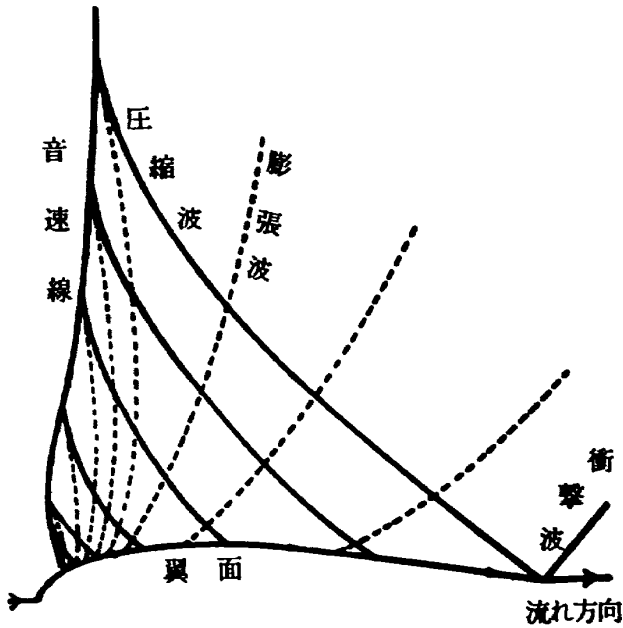
気流の振動を非定常現象として、詳細に測定すれば、また興味ある結果が得られるであろうが、今回の実験はそれが目的でないので、ばらつきの多いデータから信頼しうる静的な測定値を得られるよう考慮をはらった。その主な手段は多数のデータの平均を求めることによる。そして、揚力係数およびその迎角  $\alpha$  ならびに操縦面角度  $\delta$  に関する勾配などは、すべて一様流マッハ数が 0.98 である場合に対応する値として求められた。その詳細は(註2)に示す。また、それによって得られた結果は第6図~第9図に示されている。

## §6. 理 論

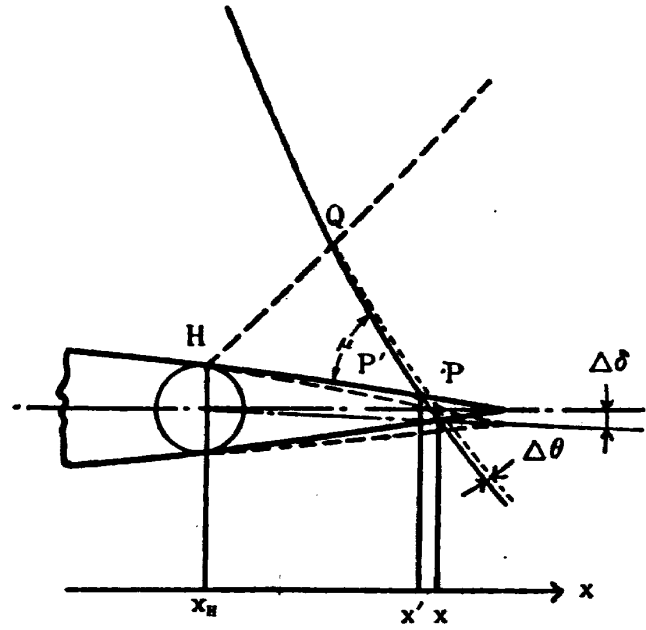
$\alpha=0, \delta=0$  の場合の翼面上の圧力分布がわかっている場合、非粘性流における  $C_L$  の  $\delta$  に対する勾配  $C_{L\delta}$  は次のように簡単に計算することができる。

いま問題にしているようなマッハ数すなわち、衝撃波が翼後縁に達した状態における遷音速流の流れの型は第4図であらわされる。翼面から出た膨張波は音速線によって圧縮波として反射され、翼面にかえってくる。翼面上の圧力分布は翼面から出る膨張波と翼面に入射する圧縮波とで完全に、また厳密に定められる。いま、操縦面を微小角度  $\Delta\theta$  変位させて第5図点線のようになったと仮定する。そのとき起こる翼の上面における圧力変化は  $H$  点から膨張波が出ること、およびその膨張波によって入射圧縮波が微小角度  $\Delta\theta$  だけ曲げられることだけによるものである。 $H$  点から出た膨張波は普通の翼型では音速線に達しないから、それが圧縮波として反射されて翼面に再び影響を及ぼすということは考えなくてもよい。いま、音速点から点  $x$  に至るまでの翼面から出る膨張波の、翼面上の Prandtl-Meyer 角に対する寄与を  $\nu_e(x)$ 、入射圧縮波の寄与を  $-\nu_c(x)$  ( $\nu_c > 0$ ) とすると、点  $P(x)$  における Prandtl-Meyer 角  $\nu(x)$  は





第4図 翼面衝撃波が翼後縁に達した状態における遷音速流中の特性曲線。  
 ——は音速線で反射される圧縮波をあらわし、---は、翼面から発する膨張波をあらわす。



第5図 操縦面附近の特性曲線 ( $M_\infty=0.98$ )  
 ——  $\delta=0^\circ$  の場合の入射圧縮波  
 ——  $\delta=\Delta\delta$  の場合の実線に対応する入射圧縮波  
 ---  $\delta=\Delta\delta$  の場合、ヒンジ線から出る膨張波

$\nu(x) = \nu_e(x) - \nu_c(x)$  で表わされる。いま、 $\delta=0^\circ$  に対応するものに0を付し、 $\nu_0, \nu_{e0}, \nu_{c0}$  と表わし、 $\delta=\Delta\delta$  に対応するものを単に  $\nu, \nu_e, \nu_c$  で表わすものとする。

$$\nu = \nu_0 + \Delta\nu$$

$$\nu_e = \nu_{e0} + \Delta\nu_e$$

$$\nu_c = \nu_{c0} + \Delta\nu_c$$

とおけば、明らかに、 $\Delta\nu = \Delta\nu_e - \Delta\nu_c$  である。 $\Delta\nu_e = \Delta\delta$  であるから、 $\Delta\nu = \Delta\delta - \Delta\nu_c$  である。

(註3) により、

$$\Delta\delta \gg \Delta\nu_c \tag{1}$$

であるから、 $\Delta\nu = \Delta\delta$  とおくことができ、操縦面を変位させた場合の翼上面上の  $\nu$  の分布、したがって、圧力分布を求めることができる。

$\Delta\delta$  が十分小さいと仮定すれば、下面における流れも等エントロピー流とみなすことができ、下面についても上面と全く同様にして  $\Delta\nu = -\Delta\delta$  をうることができる。 $x \leq x_H$  では  $\nu$  は殆んど変化がないことを考慮して、 $\alpha=0^\circ, \delta=0^\circ$  における  $C_{L\delta}$  は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} C_{L\delta} &= \int_0^c \left( \frac{dc_{pu}}{d\delta} - \frac{dc_{pe}}{d\delta} \right) dx \cdot \frac{1}{c} = \frac{1}{c} \int_{x_H}^c \left( \frac{dc_{pu}}{d\nu} - \frac{dc_{pe}}{(-d\nu)} \right) dx \\ &= \frac{2}{c} \int_{x_H}^c \frac{dc_{pu}}{d\nu} \cdot dx \quad (\because c_{pu} = c_{pl}) \end{aligned} \tag{2}$$

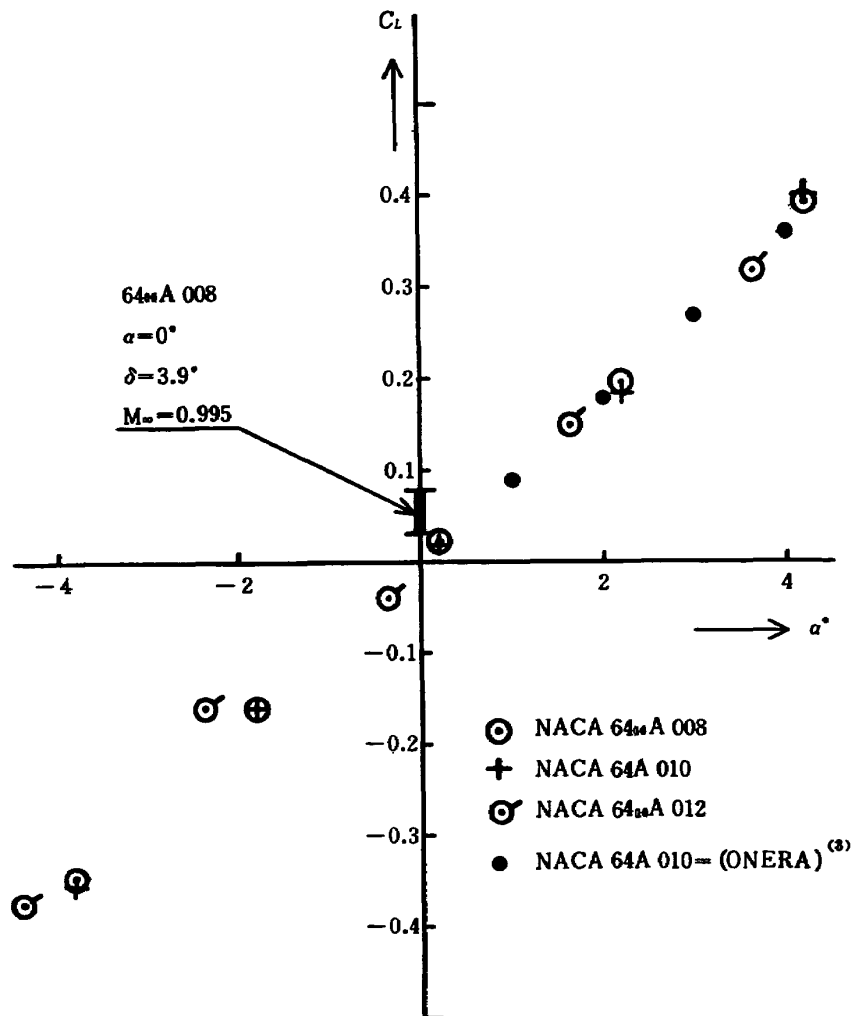
ここで  $c_{pu}, c_{pl}$  はそれぞれ翼の上面および下面における圧力係数である。

一般に、 $C_{L\delta}$  は  $\alpha$  および  $\delta$  の小さい間は  $\alpha, \delta$  によらないことが知られている。遷音速においても、衝撃波が後縁に達しているようなマッハ数の領域ではこのことが成り立つ<sup>(2)</sup>。したがって、 $\alpha = \delta = 0^\circ$  の場合について求められた上記の  $C_{L\delta}$  は  $\alpha$  および  $\delta$  のある範囲において適用できるものである。また、(註4)によって、 $C_{L\delta}$  に関する遷音速相似則は、一定の  $M_\infty$  で、 $C_{L\delta} \propto \tau^{-1/2}$  である。

## §7. 実験結果

### 1. $C_L$ および $C_{L\alpha}$

$C_L$  の測定値を示すと、第6図のとおりである。 $C_L$  は  $\alpha$  に対して直線的に変化している。これは NACA 64A010 についての ONERA の実験<sup>(3)</sup>と一致している。 $C_L$  の  $\alpha$  に対する勾配  $C_{L\alpha}$  を  $\tau$  についてプロットしたものが第7図である。一定マッハ数、すなわち  $M_\infty = 0.98$  において  $C_{L\alpha}$  は厚みが増すに従ってわずかに減少する傾向が認められる。NACA 64A010 につ



第 6 図

いては、 $M_\infty = 1$  における ONERA の実験は 0.0900 を与えているが本実験では 0.0926 であって約 3% 本実験の方が大きい。しかし、本実験は  $M_\infty = 0.98$  に対するものと考えるべきである。いまマッハ数凍結が  $M_\infty = 0.98 \sim 1.0$  の間で成り立っていると仮定すると、本実験の  $M_\infty = 0.98$  における  $C_{L\alpha}$  から、 $M_\infty = 1$  における  $C_{L\alpha}$  を次式によって簡単に求めることができる。

$$C_{L\alpha}(M_\infty=1) = C_{L\alpha}(M_\infty=0.98) \times \frac{q_\infty(M_\infty=0.98)/p_0}{q_\infty(M_\infty=1)/p_0}$$

ここで  $q_\infty, p_0$  はそれぞれ一様流の動圧および総圧である。 $q_\infty/p_0$  は  $M_\infty$  の函数であるから数表によりこれを求めると、

$$C_{L\alpha}(M_\infty=1) = 0.984 C_{L\alpha}(M_\infty=0.98)$$

これを用いて、 $M_\infty = 1$  における NACA 64A010 の  $C_{L\alpha}$  を求めると 0.0910 となり、ONERA における値との差は約 1% となり、両者はよく一致しているといつてよい。

次に  $\tilde{C}_{L\alpha}$  を  $\xi_\infty$  に対してプロットしてみた(第8図)。この場合  $\xi_\infty$  は  $\tau$  のみの変化に伴って変化する。 $(M_\infty = 0.98 = \text{一定であるから})$ 。 $\xi_\infty$  が増加するにつれて  $\tilde{C}_{L\alpha}$  はわずかに増大している。マッハ数凍結を仮定すれば、 $\tau$  が一定で  $\xi_\infty$  が  $M_\infty$  に伴って変化する場合の  $\tilde{C}_{L\alpha}$  と  $\xi_\infty$  との関係を求めることができる。

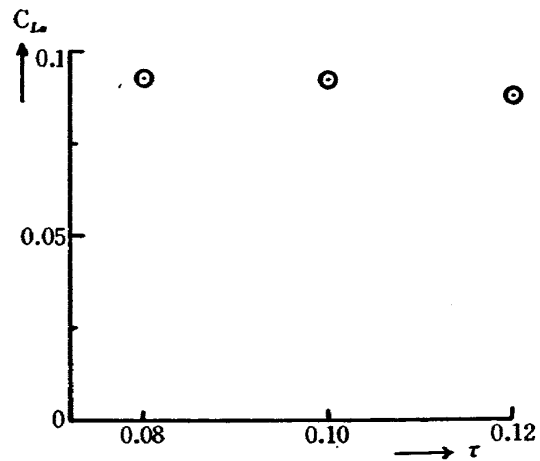
$$\tilde{C}_{L\alpha} = \{(\gamma+1)M_\infty^2\tau\}^{1/2} C_{L\alpha} = \{(\gamma+1)\tau\}^{1/2} \frac{L}{c} \frac{M_\infty^{3/2}}{q_\infty/p_0} \cdot \frac{1}{p_0}$$

ここで  $p_0$  は総圧である。

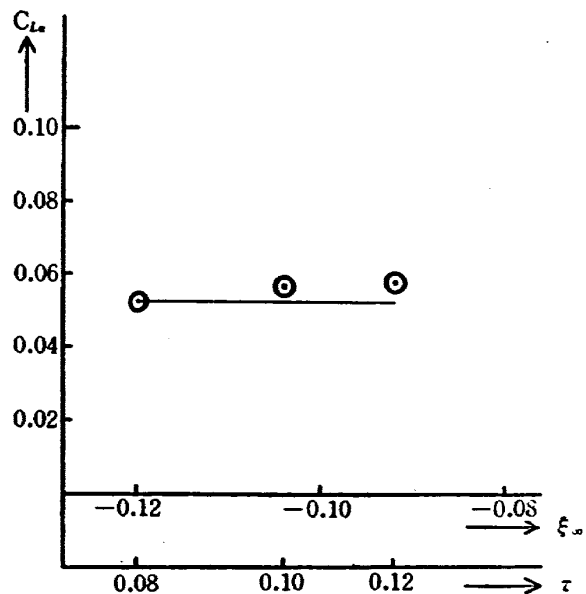
いま、 $\tau, c, p_0$  は一定であるとする。マッハ数凍結を仮定すれば揚力  $L$  も一定である。ゆえに

$$k = \frac{\{(\gamma+1)\tau\}^{1/2} L}{c p_0}$$

とおけば、 $k$  は定数と考えてよい。



第7図



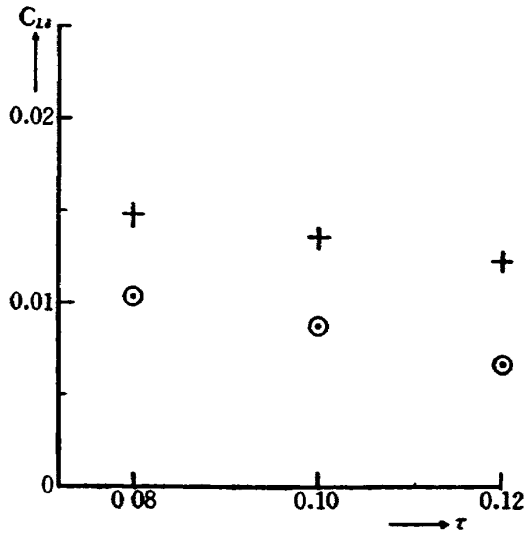
第8図

$$\begin{aligned} \therefore \tilde{C}_{La} &= k \cdot \frac{p_0}{q_\infty} \cdot M_\infty^{2\gamma} = \frac{2k}{\gamma} \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} M_\infty^{-2} \cdot M_\infty^{2\gamma} \\ \therefore \frac{d\tilde{C}_{La}}{d\xi_\infty} &= \frac{d\tilde{C}_{La}}{dM_\infty} \cdot \frac{dM_\infty}{d\xi_\infty} = \frac{\{(\gamma+1)\tau\}^{\frac{\gamma}{2}} \cdot k}{3\gamma} \cdot M_\infty^{-\frac{\gamma}{2}} \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2 \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \{(2+\gamma)M_\infty^2 - 4\} \end{aligned} \quad (3)$$

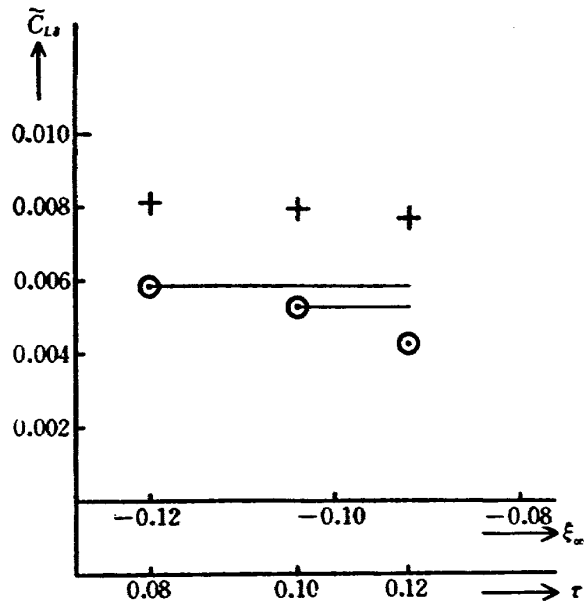
ゆえに、 $\tilde{C}_{La}$  は、マッハ数凍結を仮定すると、 $M_\infty^2 < (4/2 + \gamma) = 1.175$ 、 $M_\infty < 1.083$  である限り、 $\xi_\infty$  が増すにしたがって減る。(3) 式による  $d\tilde{C}_{La}/d\xi_\infty$  を NACA 64<sub>(10)</sub>A008 に適用したものが第 8 図における実線である。これはわずかに右下りである。しかるに、実測値は右上りになっている。このことは  $\xi_\infty$  が  $\tau$  に伴って変化するか、あるいは  $M_\infty$  に伴って変化するかによって、 $\tilde{C}_{La}$  の変化のし方が異なること、すなわち、遷音速相似則からはずれていることを表わしている。別な表現をすれば、 $\xi_\infty$  を同じくする場合遷音速相似則、すなわち  $\tilde{C}_{La} \propto \tau^{2\gamma}$  がそれ程よくは成り立っていないことを示している。これは翼の厚み比が大きいことによるものと考えられ、註 3 の記述と一致している。また、後に述べるように、厚み比が増大する程翼後部における剝離が強くなって、操縦面の効きが悪くなっているのであるが、揚力に関しては厚みの影響があまりないということは、翼後部における剝離の影響は部分的に止まって、翼全体の揚力にはあまり影響を及ぼさないということを示している。

## 2. $C_{L\beta}$

操縦面の効きを表わす  $C_{L\beta}$  の厚み比  $\tau$  に対する変化を求めるのが、この実験の目的である。それは第 9 図に表わされている。第 9 図には、§ 6 による理論値も同時にプロットされている。これは、 $M_\infty=1$  における NACA 64A010 の圧力分布から、 $M_\infty=1$  における他の翼の圧力分布を、 $c_p \propto \tau^{2\gamma}$  によって求め、さらに、おのおのの  $M_\infty=0.98$  における圧力分布をマッハ数凍結を仮定して、その  $M_\infty=1$  における値から求め、それに (2) 式を適用して得たものである。まず、実験、理論ともに厚み比が増すとともに、 $C_{L\beta}$  すなわち操縦面の効きは減少している。しかし、その傾向は実験値の方が著しい。さらに、実験値は理論値を大きく下まわっている。これらのことは、翼後部における境界層の剝離によるものと考えられる。このことは  $\tilde{C}_{L\beta}$  を  $\xi_\infty$  に関してプロットすることによって、さらにはっきりする (第 10 図)。理論値もわずかに右下りであるが、実測値はさらにひどく右下りになっている。剝離の強さは  $\tau$  が大きい程大きいと考えられる。したがって、もし  $C_{L\beta}$  の減少が剝離によるものであるとすれば、剝離の強い方が、すなわち、 $\tau$  の大きい方が  $C_{L\beta}$  の減少が大きいことになる。ゆえに、剝離による  $C_{L\beta}$  の減少  $\Delta C_{L\beta}$  を、 $\Delta C_{L\beta} = A\tau^\beta$  ( $A$  は定数) で近似できると仮定すると  $\beta > 0$  である。ゆえに、同一  $\xi_\infty$  については  $C_{L\beta} = k\tau^{-\frac{\gamma}{2}} - A\tau^\beta$   $\therefore \tilde{C}_{L\beta} \propto C_{L\beta} \cdot \tau^{\frac{\gamma}{2}} = k - A\tau^{\beta+\frac{\gamma}{2}}$  となり



第9図 + 計算値 o 実測値

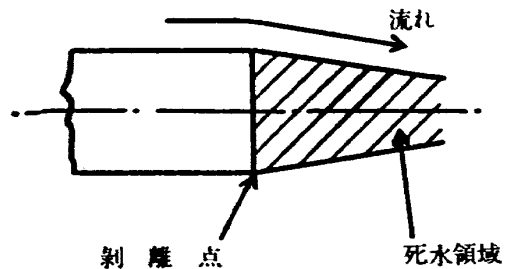


第10図 + 計算値 o 実測値

( $k$  は定数),  $C_{Ls} \cdot \tau^{1/2}$  したがって  $\tilde{C}_{Ls}$  は, 同じ  $\xi_\infty$  では  $\tau$  が大きい程小さく, 同じ  $\xi_\infty$  では  $\tilde{C}_{Ls}$  は  $\tau$  によらないという遷音速相似則からはずれてくる。一方, 第10図における実線は  $\tau=0.08, 0.10$  の模型について,  $M_\infty$  が変わることによつて  $\xi_\infty$  が変わるとした場合の  $\tilde{C}_{Ls}$  の変化を示す。これは,  $\tilde{C}_{L\alpha}$  のときと同様にマッハ数凍結を仮定して計算したものである。この図から明らかなように, 同じ  $\xi_\infty$  における  $\tilde{C}_{Ls}$  の値は確かに  $\tau$  が大きい程小さい。これは上記の考察と一致している。実際にはマッハ数凍結は厳密には成り立たず, 一樣流のマッハ数が増すとともに翼面上のマッハ数もわずかに増大し, 図の実線は, これよりも下向きの勾配が多少増大するはずであるが, 同じ  $\xi_\infty$  で,  $\tau$  が大きい程  $\tilde{C}_{Ls}$  は小さいという上の結論は影響を及ぼすことはないと思われる。以上のことから  $\tilde{C}_{Ls}$  が理論値よりも小さいのは主に剝離によるものであると結論してさしつかえない。

### 3. 剝離

この場合の剝離は第11図のような底面剝離と類似点もあるが, 実際には, 翼面衝撃波の存在による圧力上昇に伴う剝離であると考えべきであろう。超音速流においては, 剝離点における圧力上昇は, 一般に, 剝離をひき起こすような圧力上昇を生ずる個々の原因, たとえば, 衝撃波, 壁面上におかれた楔や段等によって直接に影響されるものではなく, 剝離点における境界層とその外側のポテンシャル流だけによるものであることが知られ

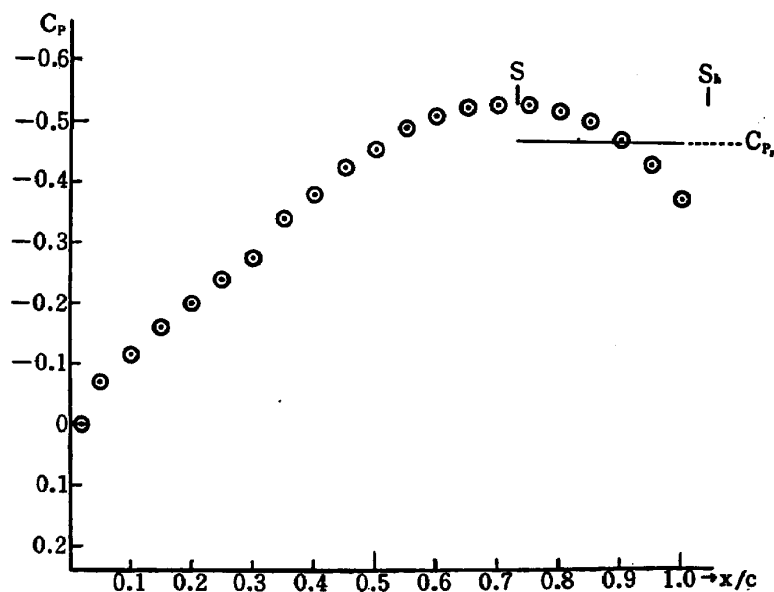


第11図

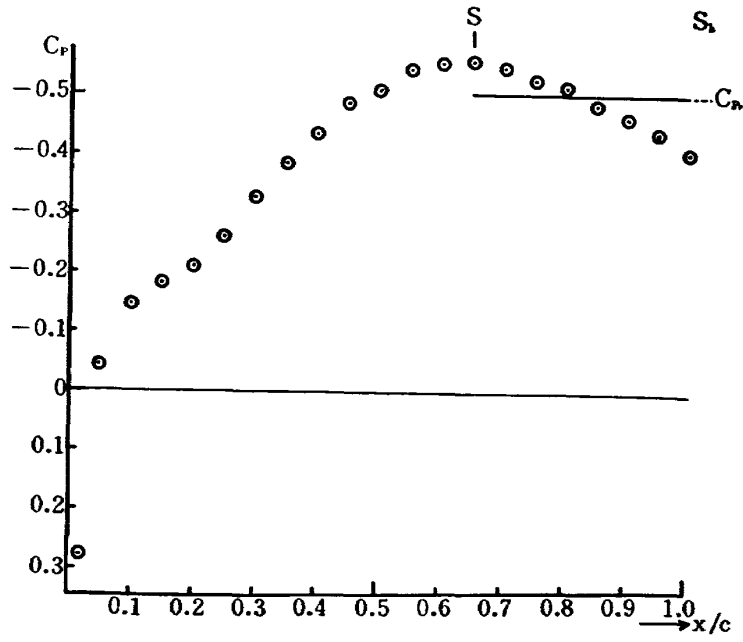
ている<sup>(4)</sup>。少し厳密でない方がいい方をすれば外流の速度勾配が0である場合には、剥離の性質は境界層の種類（層流か乱流か）、レイノルズ数および外流のマッハ数だけによるものである。そして、速度勾配のない平板上の流れに、外部から斜め衝撃波が入射してきた場合の層流剥離においては圧力は剥離点の少し上流から昇り始め、剥離点の少し後で一定圧力に達する。この一定圧力は剥離流と表面との間に生ずる死水領域の圧力である。剥離流が再び表面に付着するところで、圧力は再び上昇を始める。剥離点の圧力  $p_s$  および死水領域の圧力  $p_p$  の、剥離の影響の及ぶ直前の一定圧力  $p_i$  に対する比をとると、それは流れのレイノルズ数とマッハ数だけの関数であるが、レイノルズ数の影響は壁面の摩擦係数  $c_f$  の形で入っており、 $p_s/p_0 (1/\sqrt{c_f})$  および  $p_p/p_0 (1/\sqrt{c_f})$  は一様流のマッハ数だけの関数になっている<sup>(4)</sup>。剥離点のレイノルズ数から考えると、この実験の場合の剥離は、剥離点では境界層は層流であるが、死水領域が閉じる前すなわち、剥離流が再び壁面に付着する前に乱流に移るといって、いわゆる遷移型の剥離であると考えられる<sup>(4)</sup>。しかし、乱流への遷移点は衝撃波の位置にあると考えられるので、遷移点より上流のかなり長い距離の間すなわち境界層が層流である間の圧力分布は層流剥離の場合と同じであると仮定して、さらに剥離点において、流れが速度勾配を持っていることを無視して死水領域の圧力  $p_p$  を文献4の第38図を用いて計算してみた。

第12図における水平の直線がその値を示している。実際には翼面上圧力は単調に増大しており、平面上の流れにおけるような圧力一定の領域というものは生じなかった。

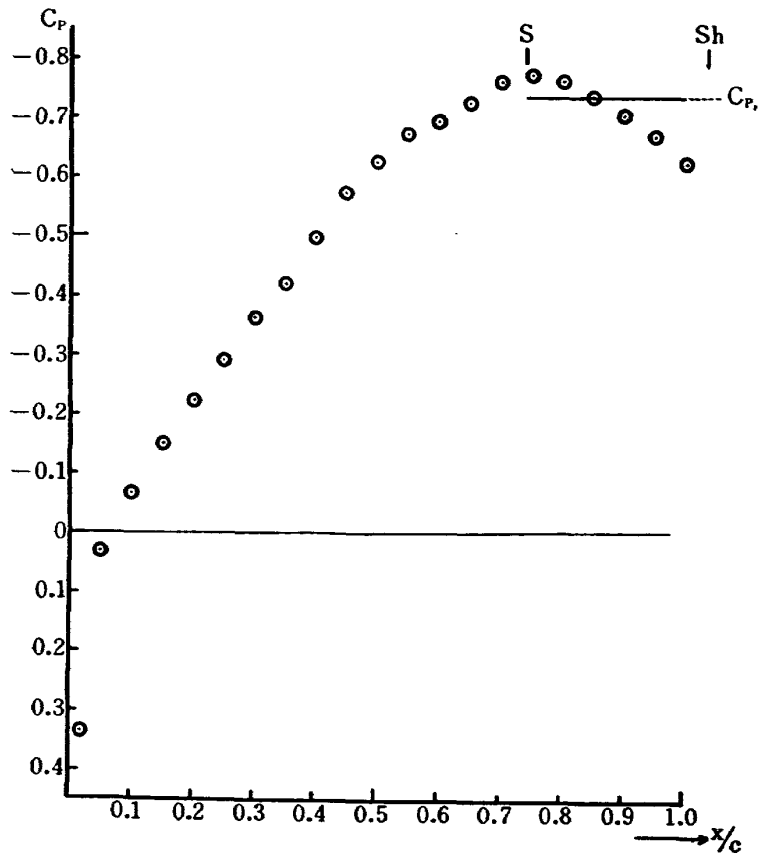
さらに文献5によれば、剥離をひき起こす原因となるもの（たとえば衝撃波、平板上におかれた楔等）から剥離点までの距離、すなわち干渉の長さ  $d$  は遷移型剥離においては第13図実線および点線で表わされている。実線は平板上におかれた楔による剥離の場合、点線は入射衝



第12図(a)



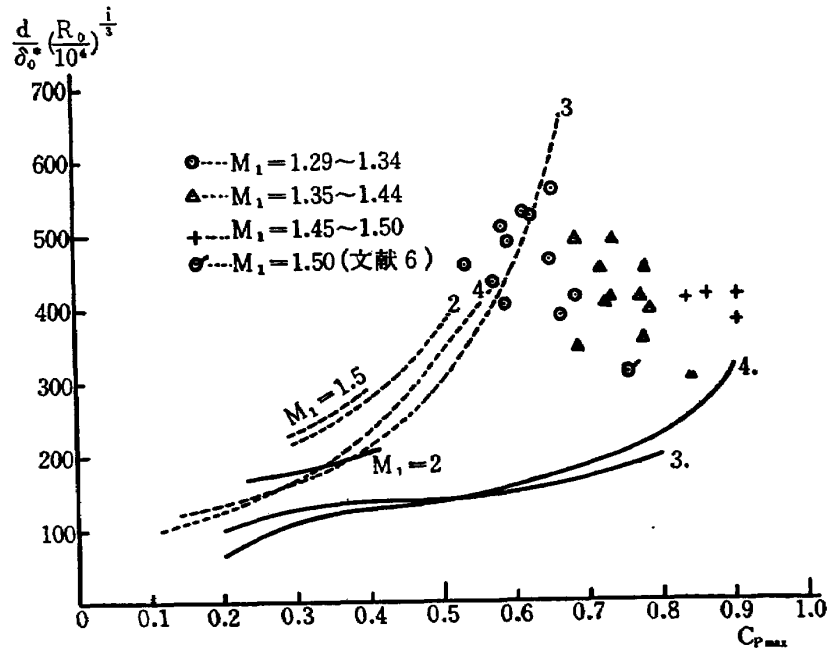
第 12 図 (b)



第 12 図 (c)

翼面上圧力係数分布。Sは剥離点，Shは衝撃波の位置を表わす。  
 $C_{pp}$  は剥離点の下流の仮想的な死水領域の圧力係数を表わす。

- (a) 64<sub>(10)</sub>A008  $M_\infty=0.982$   $\alpha=0^\circ$   $\delta=0^\circ$
- (b) 64A010  $M_\infty=0.971$   $\alpha=0^\circ$   $\delta=0^\circ$
- (c) 64<sub>(10)</sub>A012  $M_\infty=0.965$   $\alpha=0^\circ$   $\delta=0^\circ$



第13図 剥離をひきおこす原因となるもの（例えば衝撃波，楔等）から剥離点までの距離  $d$  と、同じ原因によって上昇した圧力の最大値の係数  $c_{pmax}$  との関係。 $\delta_0^*$ ,  $R_0$  はそれぞれ剥離点における境界層の排除厚およびレイノズル数である。 $\delta_0^*$  は文献5によって、次の式によって計算した。

$$\delta_0 = 1.72(1 + 0.277M_1^2) \frac{x_0}{\sqrt{R_0}}$$

また、

$$c_{pmax} = \frac{2}{\gamma M_1^2} \left( \frac{p_{max}}{p_1} - 1 \right)$$

ここで  $M_1$ ,  $p_1$  は、剥離点におけるマッハ数および圧力  $p_{max}$  は最大圧力。本実験の場合には、垂直衝撃波直後の圧力。

衝撃波による剥離の場合である。この実験においては剥離の原因は垂直衝撃波である。結果をプロットしてみるとバラッキは多いが、平板上におかれた楔および入射衝撃波による場合の丁度中間の値となっている。文献6における Wood と Gooderum の実験も翼面垂直衝撃波に関するものであるが、その結果はこの実験とほぼ一致している。

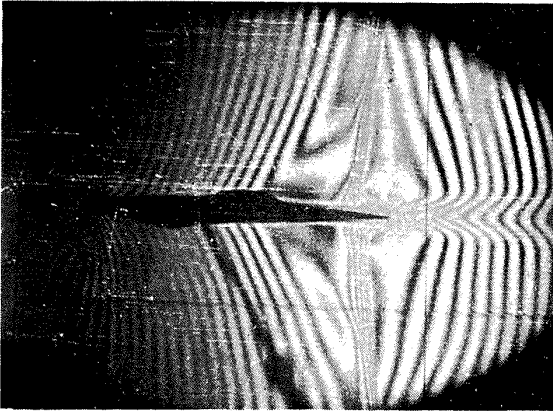
## 4. 流れの型

### 4.1 衝撃波が翼面上にある場合

#### 4.1.1 $\alpha=0^\circ, \delta=0^\circ$ の場合 第14図

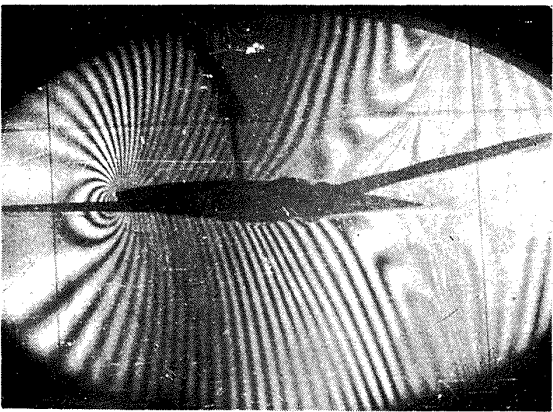
翼面衝撃波はもちろん垂直衝撃波であるが、境界層の剥離をひき起こしているため、翼面に





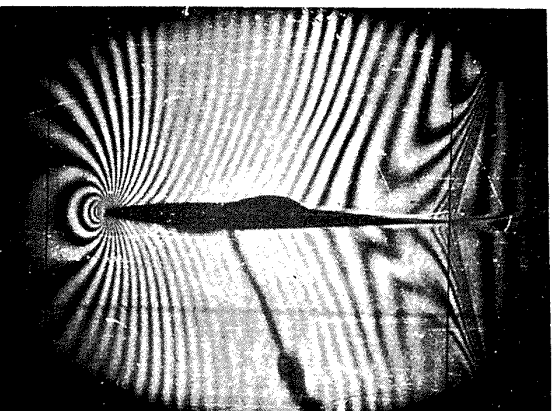
第 14 図

64<sub>(10)</sub>A008  $\alpha=0^\circ$   $\delta=0^\circ$   $M_\infty=0.921$



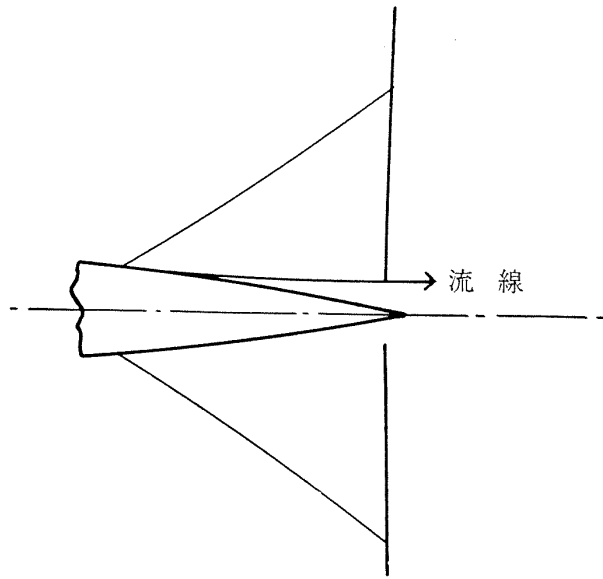
第 16 図

64<sub>(10)</sub>A012  $\alpha=4^\circ$   $\delta=1.9^\circ$   $M_\infty=0.928$

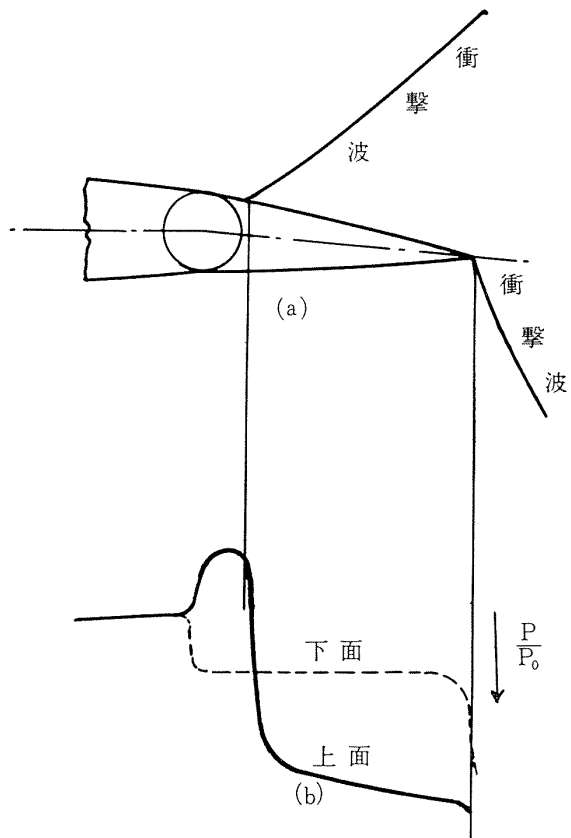


第 18 図

64<sub>(10)</sub>A008  $\alpha=0^\circ$   $\delta=0^\circ$   $M_\infty=0.982$   
 本図に対応する圧力分布は、第 12 図 (a) により示される。



第 15 図

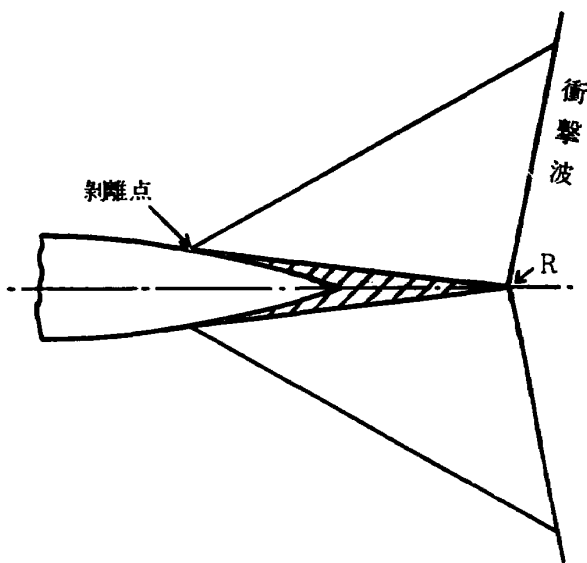


第 17 図

までは達していない。境界層に達するところで衝撃波は少し上流に曲がっているが、剥離を伴っていてもそれが弱い間は乱流境界層の場合のように二股にはなっていない。剥離点は垂直衝撃波よりも 25~35% 翼弦長だけ上流にある。剥離点から衝撃波ができるようなことはなく、剥離点から垂直衝撃波に至るまで一様に圧縮波を出している。このことは境界層のすぐ外側の流線は剥離点より下流では第 15 図のごとく外側に曲がっていることを示している。衝撃波は翼に最も近いところで最大約  $0.08c$  の厚さを持っているが、これは実際に衝撃波がこのように厚いことによるのが、あるいは流れの二次元性が成り立っていないことによるのかわからない。衝撃波直後の翼面上の流れは非常に乱れが大きい。

#### 4.1.2 $\alpha \neq 0$ 又は $\delta \neq 0$ の場合 第 16 図

翼面上の衝撃波の位置は常に剥離の大きい面における衝撃波の方が他方の面におけるよりも前方にあった。すなわち、 $\alpha > 0, \delta \geq 0$  の場合および  $\alpha \geq 0, \delta > 0$  の場合はすべて上面衝撃波が下面衝撃波より前方にあった。そして剥離の大きい側の衝撃波はその足部で厚みが大きくなっており、かつ二股に分かれ、前の分枝は上流に彎曲している。剥離の大きい側の衝撃波が前方にあるということは、乱流における Pearcery の実験と同じ傾向であり、境界層が層流であるか、乱流であるかにかかわらず、 $\alpha > 0, \delta \geq 0$  または  $\alpha \geq 0, \delta > 0$  の場合は上面の方が剥離が強く、したがって、上面衝撃波が剥離のない場合に比べて前方に位置するということを表わしている。この事実はヒンジ・モーメント逆転の原因になっている。すなわち、衝撃波が第 17 図 (a) の位置にあるときは同図 (b) から明らかのように操縦面に、その角度をさらに大きくしようとするモーメントが働いているはずである。



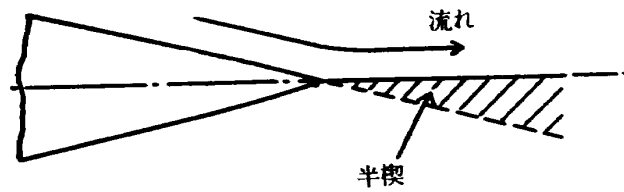
第 19 図

#### 4.2 衝撃波が後縁に達している場合

##### 4.2.1 $\alpha = 0^\circ, \delta = 0^\circ$ の場合 第 18 図

衝撃波が後縁に達した状態においても、乱流境界層の場合と異なり翼面上に剥離が発生している。一様流のマッハ数を上げてゆくと翼面衝撃波は後縁に達しさらにマッハ数を増すと衝撃波は剥離により生ずる死水領域の表面に沿ってさらに下流に移動し、ついにその死水領域の閉じている点にまで移動する (第 19 図の R 点)。衝撃波が R 点に達した瞬間

における衝撃波は強い分枝に属する衝撃波である。この場合衝撃波の下流はもちろん亜音速である。一樣流のマッハ数をさらにあげると一樣流中におかれた楔の場合と全く同様に衝撃波は次第に下流に

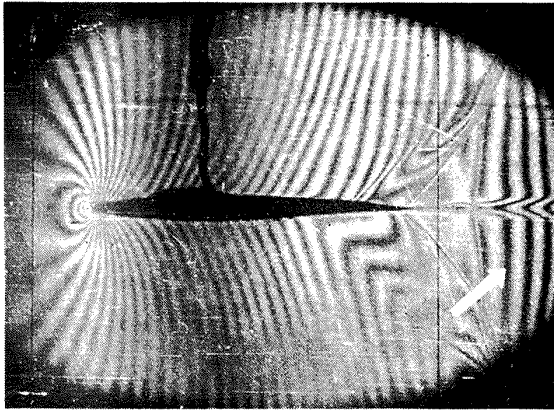


第 20 図

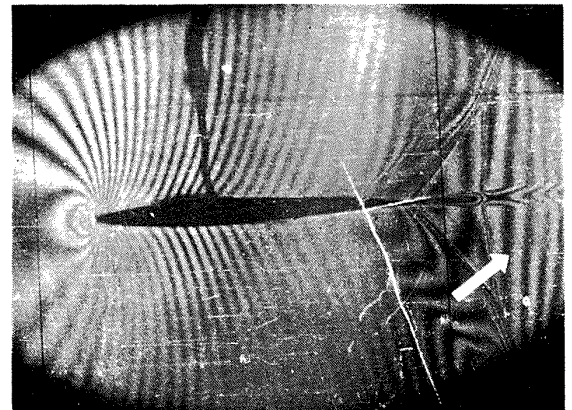
傾いて、あるマッハ数以上では、弱い分枝に属する衝撃波となり、その下流が超音速になる。この現象は、上面についていえば第 20 図のように流れの境界面上に置かれた半楔に対する離れた衝撃波が丁度半楔の充端に付着して、付着衝撃波になり、さらにマッハ数が増すと、弱い分枝に属する斜の衝撃波に変わっていく過程と類似の現象であると考えられる。その場合、無限下流における亜音速の状態に回復するために  $R$  点の下流に垂直衝撃波が発生する。この垂直衝撃波は  $M_\infty$  の増加とともに下流に移動する。マッハ数が増すに従って次第に剥離は小さくなり  $R$  点は後縁に近づく。

#### 4.2.2 $\alpha=0^\circ, \delta>0$ の場合 第 21 図

第 21 図に (a), (b) があるのは、1 ブロウ中の異なった干涉縞を示している。操縦面を下方に下げることによって上面の剥離点はヒンジ線まで後退する。これは 4.1.2 の翼面上に衝撃波がある場合には、操縦面を下方に下げることによって上面の衝撃波が前進するのとは対照的である。そして上面の流れはヒンジ線の位置でただちに剥離する。したがって、非粘性流にけるように、変位された操縦面に沿って膨脹するということはない。上面圧力は剥離点であるヒンジ線から後縁に近づくにつれて増大している。この増大は後縁まで続く。下面においては剥離点が前方に移動し、圧力分布の極小値は上面より前方にあり、同様に剥離点より圧力は増大する。しかし、上面と異なり、後縁付近で圧力は再び減少し始め、後縁においては上面とほぼ同じ圧力になる。第 21 図からも明らかなように、上下両面の圧力差は剥離点の相対的位置によるものであって  $\delta$  の大小は剥離の強弱および剥離点の前後位置を左右することによって揚力係数  $C_L$  の増加に寄与するものである。操縦面上面における膨脹、下面における圧縮によって  $C_L$  の増加が行なわれているような非粘性流とは本質的に異なった機構で  $C_L$  の増加が行なわれている。実用機においては、境界層は一般に乱流であり、層流におけるように剥離点が衝撃波のかなり前方に存在するようなことはなく、衝撃波が後縁に達した状態では一般に剥離はなく ( $\varepsilon$  を翼の後縁角とした場合  $\varepsilon/2 + \alpha + \delta \leq 12\frac{1}{2}^\circ$  なら剥離はないと考えてよい<sup>(7)</sup>)。したがって、 $C_L$  の増加を生ずる機構は非粘性流におけるものとほぼ同様であると考えてよい。したがって、層流剥離が起こるような模型における操縦面の効果というものは実用機とは、定量的にはもちろん、定性的にも異なると思われるべきであろう。

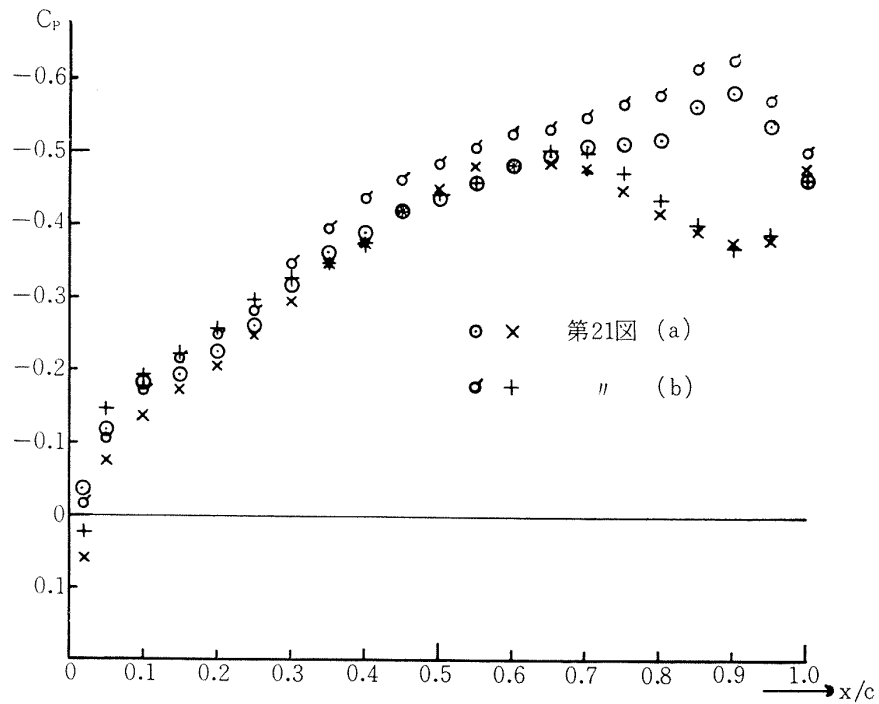


(a)



(b)

第 21 図 (a) および (b) は第 21 図 (c) に対応する干渉縞の写真



第 21 図 (c) 翼面圧力係数分布

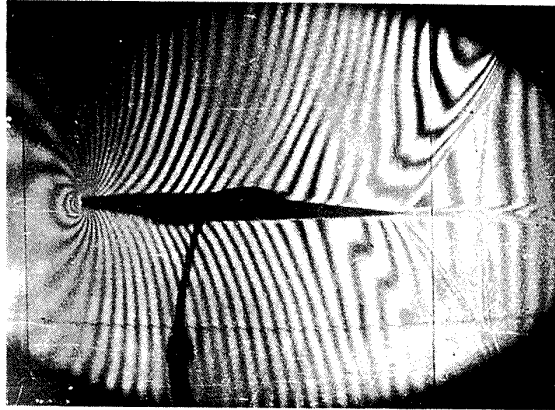
64<sub>(10)</sub>A008,  $\alpha=0^\circ$   $\delta=3.9^\circ$   $M_\infty=0.995$

$C_p$  は翼面圧力係数,  $c$  は翼弦長,  $x$  は前縁からの翼弦方向の距離

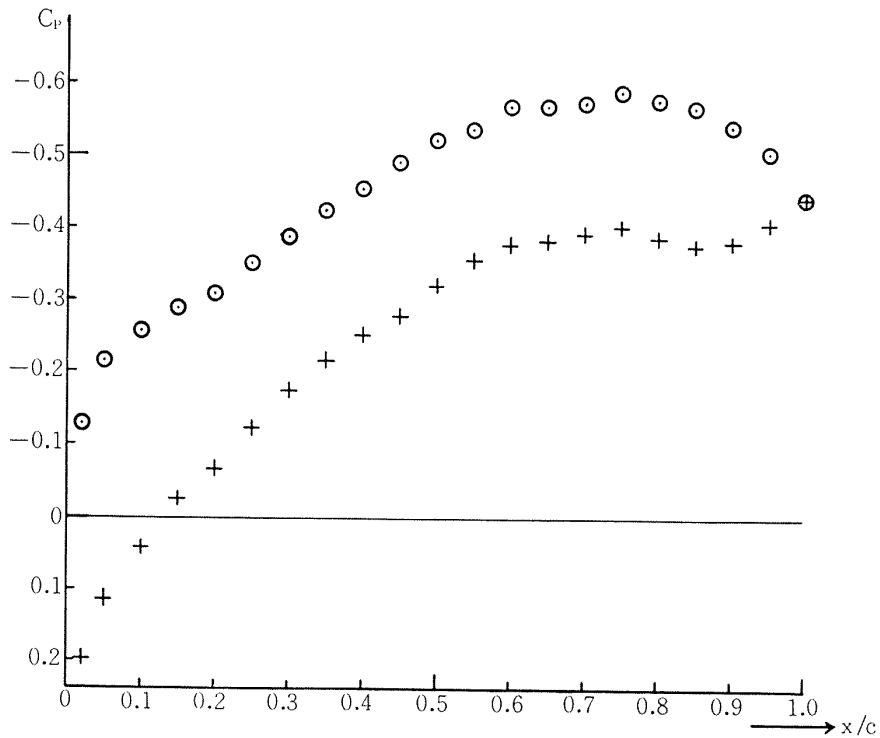
後縁付近で下面の圧力が再び減少する理由は、後縁は、剝離の泡の中にあつて、そこでは上下両面の圧力が等しくなければならないという要請から、圧力の高い下面の気流が後縁をまわつて上方に流れることであろうと思つた。

#### 4.2.3 $\alpha \neq 0, \delta = 0$ 第 22 図

上面剝離点はわずかに前進し、下面剝離点はわずかに後退する。これは非粘性流における場合よりも揚力を小さくする方向に働く。しかし、上下面における剝離点の相対的位置の差は操縦面を変位させたときに比せば、はるかに小さい。後縁付近では下面の圧力は、やはり減少する。



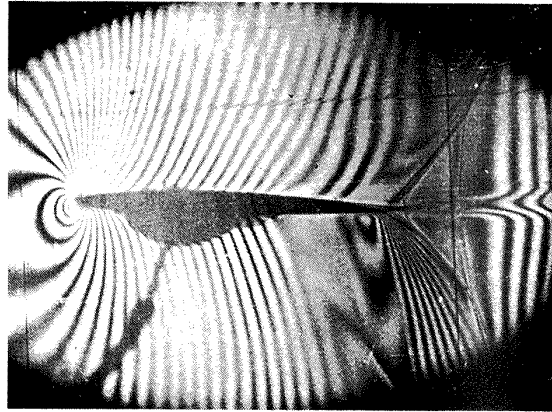
第 22 図 (a) 干渉縞

64<sub>(10)</sub>A008  $\alpha=2^\circ$   $\delta=0^\circ$   $M_\infty=1.003$ 

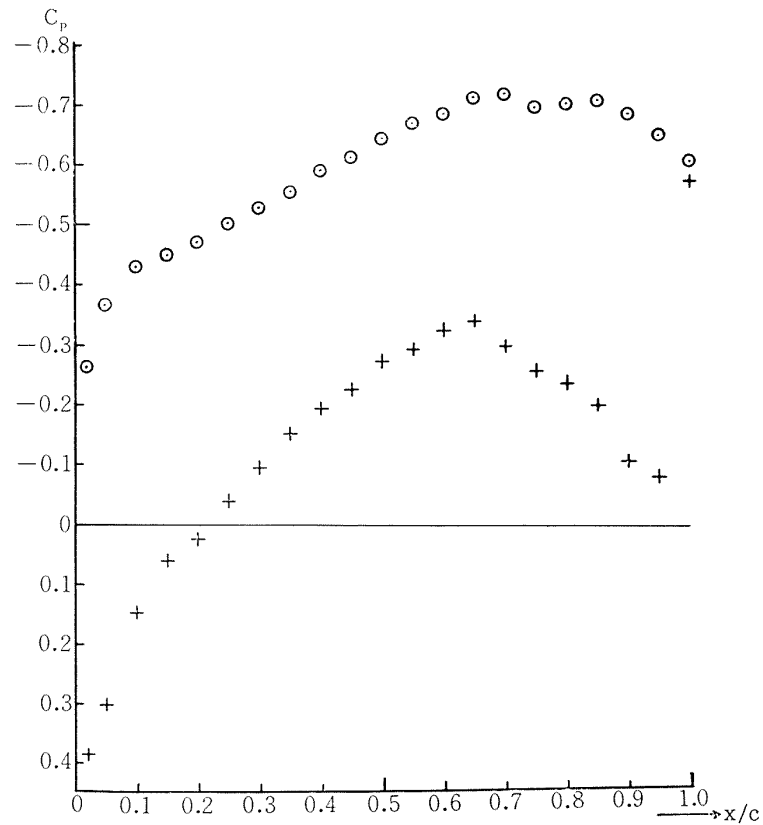
第 22 図 圧力分布

4.2.4  $\alpha > 0, \delta > 0$  第 23 図

$\alpha = 0$  の場合と同様上面ではヒンジ線のところで剥離しており、下面剥離点は前進している。これは、下面においては、変位した操縦面が平板上に置かれた楔と同様に働くからである。 $\varepsilon/2 - \alpha - \delta < 0$  となった場合には下面において扇状膨脹波が出ているのがはっきり認められる(第 23 図)。



第23図(a) 干渉縞

64<sub>(10)</sub>A008  $\alpha=4^\circ$   $\delta=4^\circ$   $M=0.998$ 

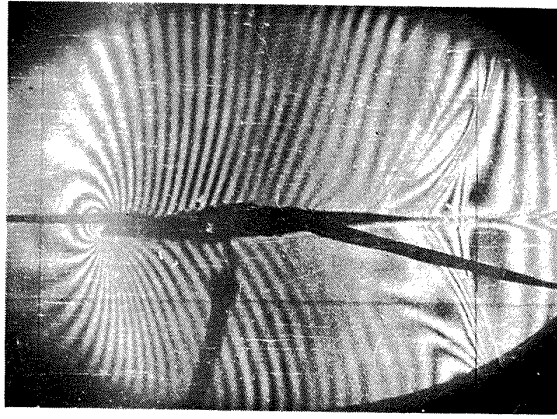
第23図(b) 圧力分布

4.2.5  $\alpha < 0, \delta > 0$  第24図

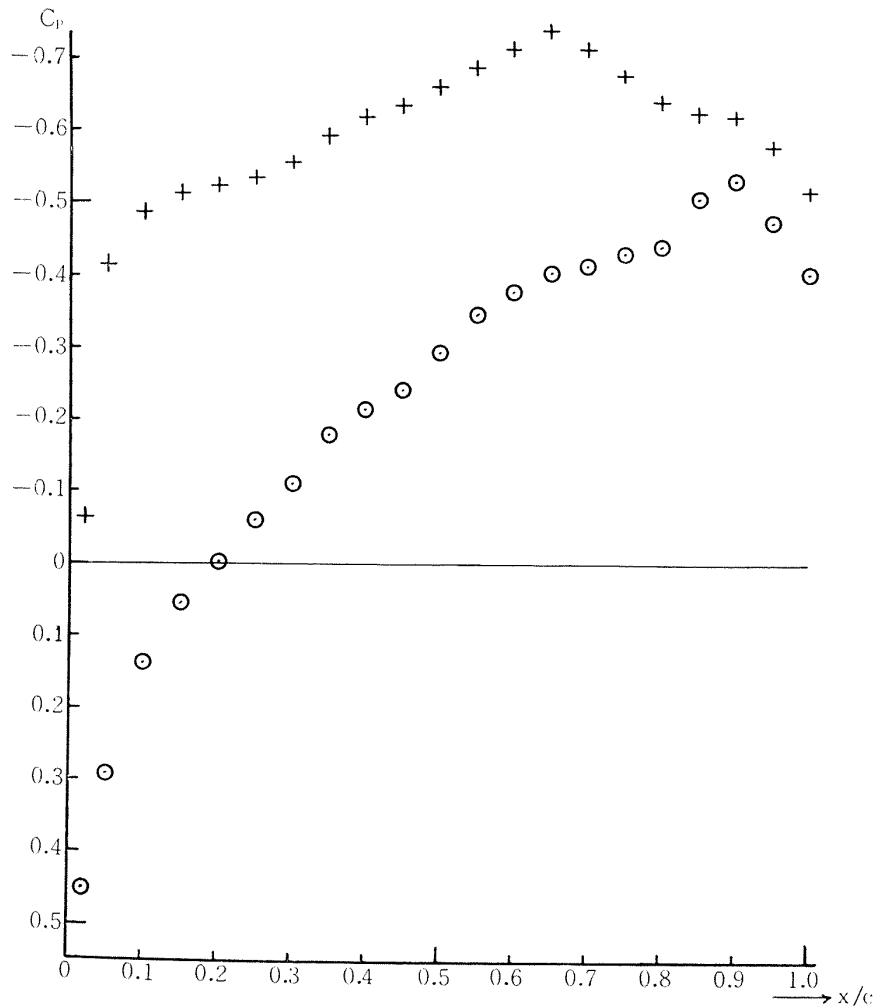
$\alpha = 0$  の場合と同様上面はヒンジ線のところで剥離しており，下面の剥離点は前進している。

## 4.2.6

4.2 を通じていえることは，剥離点を決定するものは  $\alpha$  でなく  $\delta$  であるということである。  
 $\alpha$  の正負にかかわらず，操縦面が曲げられた方向の面の剥離点が前進し，それと反対の面の剥離



第 24 図 (a) 干渉縞  
64<sub>(10)</sub>A008  $\alpha = -4^\circ$   $\delta = 4^\circ$   $M = 0.983$



第 24 図 (b) 圧力分布

点がヒンジ線まで下がっている。したがって、操縦面による附加揚力は、 $\alpha$  の正負にかかわらず、剝離点の移動がその主な源になっている。

## §8. 結 論

1. 揚力係数  $C_L$  は迎角  $\alpha$  に対して直線的に変化した。
2.  $C_{L\alpha}$  は NACA 64A010 については ONERA における実験とほぼ一致した。 $C_{L\alpha}$  は同じ  $M_\infty$  では  $\tau$  の増加に伴ってわずかに減少するが、同じ  $\xi_\infty$  では  $\tilde{C}_{L\alpha}$  は  $\tau$  が増加するとともに増大する。
3.  $C_{L\delta}$  すなわち操縦面の効きは理論、実験ともに厚み比  $\tau$  が増すとともに減少するが、実測値の方がその傾向が強い。また、実測値は理論値よりもかなり低い。これらのことは翼後部における剥離の影響であろうと思われる。同じ  $\xi_\infty$  では、 $\tau$  が増加するとともに  $\tilde{C}_{L\delta}$  が減少することはこのことを裏づけている。なぜなら、 $\tau$  が大きいほど剥離が強くなるからである。
4. 剥離点においては、境界層は層流であった。衝撃波の付近で、それが乱流に変化したものと思われる。剥離点の後に、圧力一定の泡の領域は存在しなかった。垂直衝撃波の影響が上流の層流境界層に及ぶ範囲の大きさが、入射衝撃波ならびに平板上におかれ楔の影響が上流の層流境界層に及ぶ範囲の大きさと比較された。垂直衝撃波の場合の大きさは、入射衝撃波の場合より小さかったが、平板上におかれた楔の場合よりも大きかった。そしてこの結果は、文献6の結果と一致している。
5. 衝撃波が後縁に達していても、層流剥離が翼面上におこっている状態では、操縦面による  $C_L$  の増加の機構は、非粘性流における場合および乱流剥離が生じている場合の機構とは本質的に異なるものであって、操縦面を変位させた方向の側の面の剥離点を前進させ、他の面の剥離点をヒンジ線のところまで後退させることによるものである。したがって、操縦面に関する風洞実験は、境界層を乱流にして行なわなければならない。

## §9. む す び

この実験は東京大学航空研究所において行なわれたものである。実験の間中、終始変らぬ暖い御指導をたまわった河村教授にここで厚く御礼申し上げる。また、航空技術研究所において、筆者にいろいろ有益なる示唆をたまわった平木部長、重見部長に深い感謝をささげたい。実験の間中、朝早くから夜遅くまで実験をともして下さった現在三菱造船株式会社の岡本汎貴氏、結果の整理に協力して下さった高梨進、瀬川晋策両君にもあわせて御礼申し上げる。

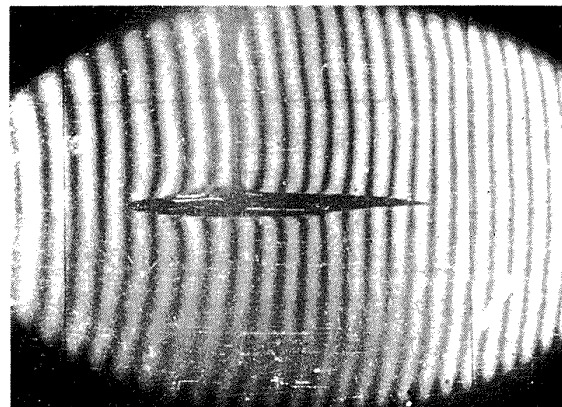


## 文 献

- (1) Sandi Kawada & Toshimitsu Murasaki: On experiments of transonic wind tunnel. Proceedin of the 4th Japan National Congress for App. March., 1954, pp. 293-296.
- (2) W. Martz and J. W. Goslee: Rocket model investigation to determine the hinge moment and normal force properties of a full span, constant chord partially balanced trailing-edge control on a 60° clipped delta wing between Mach numbers of 0.50 and 1.26. NACA RM L53104.
- (3) R. R. Michel and M. J. J. Sirieix: An experimental contribution to the study of the lifting airfoil at transonic speeds ONERA.
- (4) D. R. Chapman, D. M. Kuehn and H. K. Larson: Investigation of separated flow in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition. NACA Rep. 1356, 1959.
- (5) G. E. Gadd, D. W. Holder and J. D. Regan: An experimental investigation of the interaction between shock waves and boundary layers. Proc. Roy. Soc. of London, ser. A, vol 226, 1954, pp. 227-253.
- (6) G. P. Wood and P. B. Gooderum: A factor affecting transonic leading-edge flow separation. NACA TN 3804, 1956.
- (7) H. H. Pearcey: Some effects of shock-induced separation of turbulent boundary layers in transonic flow past aerofoils. Paper No. 9 Presented at Symposium on Boundary Layer Effects in Aerodynamics, held at the N. P. L. March/April, 1955.

註 1. 測定値のばらつきの原因としては、気流の振動によるものと、干渉計の振動によるものとが考えられる。第 21(c) 図は風洞の 1 ブロウ中にとった 2 枚の写真からの翼面圧力分布の計算例である。第 21(a) (b) 図は第 21(c) 図の計算例に対応する干渉縞の写真である。次に述べるように干渉計自身の振動による測定誤差は十分小さいので気流の振動がばらつき的主要原因であると考えられる。

干渉計の振動がばらつきの原因である場合、その振動がひきおこす干渉縞の変化には次の三種のものがあある。(1) 縞の平行移動、(2) 縞の方向の変化、(3) 縞の間隔の変化。(1) は翼面上圧力係数  $c_p$  の計算値には全く影響を及ぼさない。次に (2) の干渉縞の方向の変化が起こっているとすれば全視野にわたって一様にあらわれるはずである。しかるに、たとえば第 21 図矢印部の干渉縞の方向は (a) 図と (b) 図とではあまり差が認められない。よって (a) 図 (b) 図全視野について干渉縞の方向は等しいとみなしてさしつかえない。したがって、(2) の影響は無視できる。(厳密な測定によれば、(a) 図と (b) 図の矢印部における方向の差は約  $2^\circ$ 、それによって生ずる翼の上下両面の圧力係数のズレ  $\Delta c_p$  は最大約 0.001、これは実測値の約 2% である。) 最後に、もし測定値のばらつきが (3) の原因によっておこるものであるならば、この場合にも干渉縞の間隔は流れの場全体にわたって一様に広くなるか、一様に狭くなるかのどちらかである。しかるに、第 21 図を見ればわかるように、(a) 図の干渉縞の間隔の方が (b) 図におけるものよりも狭い場合もあるし、逆の場合もある。第 25 図は第 21 図 (a) 図、(b) 図に対応する静止状態における干渉縞である。(a) 図および (b) 図の矢印部は衝撃波の後流で、流れはほぼ一様であると考えられる。これはこの部分の干渉縞の間隔が第 25 図のそれにほとんど等しいということによってもわかる。したが



第 25 図

って、(a) 図と (b) 図におけるこの部分の干渉縞の間隔の比  $\sigma$  が流れの場全体にわたっても適用できると考えても大きな誤差はないであろう。(a) 図の干渉縞の間隔が一樣に  $\sigma$  の割合で伸縮したと仮定した場合の揚力の増加  $\Delta C_L$  を計算すると、 $\Delta C_L=0.002$ 、これは実測値の約 4% であって十分小さい。以上によって干渉計の振動による誤差はいずれも小さいと考えられるから翼面圧力の変動は主として気流の振動によるものであると考えられる。

註 2. 実験は厚み比  $\tau=0.08, 0.10, 0.12$ ; 迎角  $\alpha=0^\circ, \pm 2^\circ, \pm 4^\circ$ ; 操縦面角度  $\delta=0^\circ, 2^\circ, 4^\circ$  のすべての組合せすなわち、 $3 \times 5 \times 3=45$  の場合について、それぞれ 5 つの異なるマッハ数において行なわれた。5 のうち、2~3 は翼面衝撃波の振動に基づく気流の変動によって、圧力分布の計算が不可能であったので、残りの 2~3 のデータについて計算が行なわれた。

(i)  $C_L$  および  $C_{L\alpha}$  の整理

$C_L$  等に対するマッハ数の影響は、測定値のばらつきが大きいために、それを定量的に求めることは不可能であった。しかし、全体としてみたとき、マッハ数によって  $C_L$  等に急激な変化がないということは認められた。これは、衝撃波が翼後縁に達しているような遷音速領域では翼表面圧力分布がマッハ数の変化に伴って急激に変化することはないというよく知られている事実<sup>(7)</sup>とも一致しているし、また理論的にも納得できるものである。したがって 測定を行なわせたマッハ数範囲  $M_\infty=0.96 \sim 1.00$  において、マッハ数凍結が成り立つと仮定すれば、 $C_L(q_\infty/\bar{q}_\infty)$  は一樣流マッハ数  $\bar{M}_\infty$  における揚力係数と考えることができる。 $(C_L$  は一樣流マッハ数  $M_\infty$  における揚力係数  $q_\infty, \bar{q}_\infty$  はそれぞれ一樣流マッハ数  $M_\infty, \bar{M}_\infty$  における動圧。) したがって、これを  $n$  個のマッハ数  $M_{\infty k}(k=1, 2, \dots, n)$  について平均すれば、一樣流のマッハ数  $\bar{M}_\infty$  における揚力係数の実験値が、 $n$  個の実験値の平均として、次のように求められる。

$$\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n C_{Lk} q_{\infty k} / \bar{q}_\infty = \bar{C}_L(M_\infty = \bar{M}_\infty) \quad (n=2 \text{ または } 3)$$

ここで、 $n$  は  $\tau, \alpha, \delta$  を一定としてマッハ数をいくつか変えて実験を行なったそのマッハ数の総数である。 $C_{Lk}, q_{\infty k}$  は  $M_{\infty k}$  に対応する  $C_L$  および  $q_\infty$  を表わす。

いま本実験において行なわれたすべてのマッハ数の平均を  $\bar{M}_\infty$  とする。上式の代わりに

$$\bar{C}_L(M_\infty = \bar{M}_\infty) = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n C_{Lk} + \Delta C_L \quad (n=2 \text{ または } 3)$$

として、 $\Delta C_L / \bar{C}_L(M_\infty = \bar{M}_\infty)$  をこの実験のすべてについてマッハ数凍結を仮定して計算すると

$$\Delta C_L / \bar{C}_L(M_\infty = \bar{M}_\infty) < 0.02$$

であった。したがって、 $\bar{C}_L(M_\infty = \bar{M}_\infty)$  の代わりに  $\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n C_{Lk}$  ( $n=2$  または  $3$ ) をとってその誤差は 2% を越えない。これは圧力変動による誤差よりも小さい。マッハ数凍結が成り立たないとしても誤差の程度はあまり変わらない。ゆえに、この実験においては上式の代りに単純な算術平均  $\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n C_{Lk}$  ( $n=2$  または  $3$ ) を  $M_\infty = \bar{M}_\infty = 0.98$  における揚力係数の値と考えることにした。 $C_L$  の  $\alpha$  および  $\delta$  に関する勾配  $C_{L\alpha}, C_{L\delta}$  等についても全く同様である。いいかえると、この実験における  $C_L, C_{L\alpha}, C_{L\delta}$  等は、すべてマッハ数 0.98 における値であると考えられるということである。この考え方が妥当であるということは、これらのデータが  $M_\infty=0.96 \sim 1.00$  の比較的狭い範囲におけるいくつかのデータの平均をとっているということからもうなずけると思う。

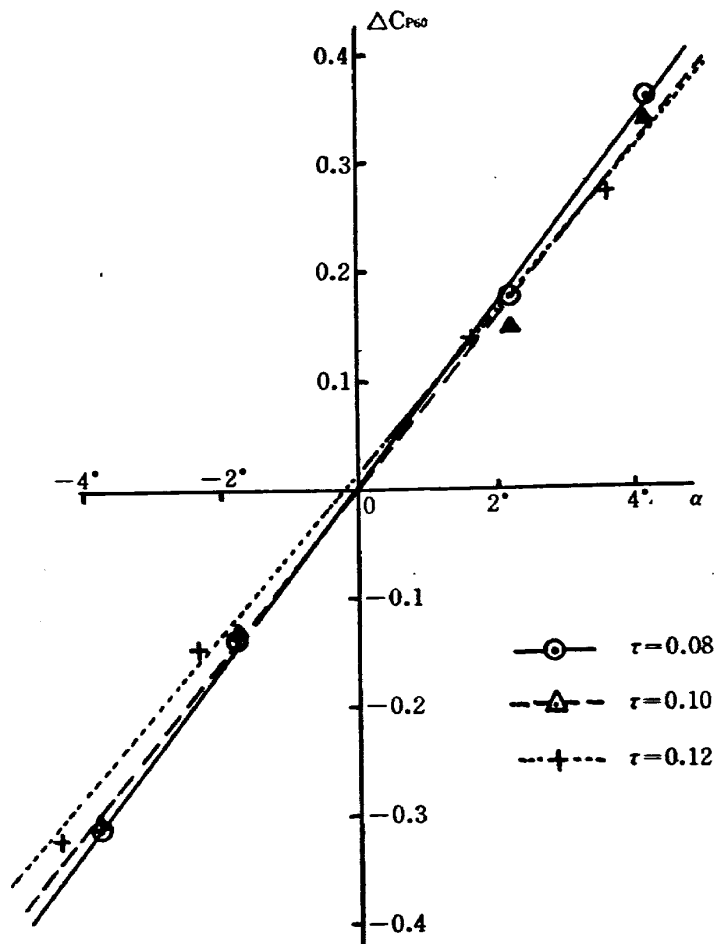
次に  $C_L$  の  $\alpha$  に対する変化を求める。その場合、厚み比  $\tau$  とともに、操縦面角度  $\delta$  もパラメータとして入ってくるが、 $\delta$  に関しては、 $\delta=0^\circ$  に対応する値だけを求めた。しかし、 $\delta=0^\circ$  の実験だけからそれを計算するには、実験の数が十分でないので、 $\delta \neq 0^\circ$  の場合を含めた全実験値から、 $\delta=0^\circ$  に対応する値を、次のようにして求めた。一般の  $\delta$  に対応する  $C_L$  から、 $\delta=0^\circ$  の場合に対応する  $C_L$  を次の式によって求める。 $C_L(\delta=0) = C_L - C_{L\delta} \cdot \delta$  この  $C_L(\delta=0)$  を、 $\tau$  と  $\alpha$  を一定にしながら、すべての  $\delta$  について平均したものを  $\bar{C}_L(\delta=0)$  が求める  $\delta=0$  に対応する  $C_L$  の値である。この  $\bar{C}_L(\delta=0)$  は、 $\alpha, \tau$  の関数であるが、それを、 $\tau$  をパラメータとして、 $\alpha$  についてプロットしたのが、第 6 図である。

(ii)  $C_{L\delta}$  の整理

$C_{L\delta}$  については、平均による正確化のほか、気流の入射角の変動による揚力のちらばりを、次の方式によって処理した。 $\alpha = 0^\circ$  のデータ (第 21 (c) 図) を詳細に調べたところ、操縦面の影響は前縁より 60% 翼弦長の位置より上流には及ばないという事実が明らかになった。これより 60% 翼弦長の位置における圧力係数  $c_p$  の上下両面における差  $\Delta c_{p60}$  は  $\delta$  によらないものであると仮定した。 $\tau$  および  $\alpha$  を等しくする場合のすべての  $\Delta c_{p60}$  を平均して得た値  $\overline{\Delta c_{p60}}$  は  $\tau$  および  $\alpha$  の函数である。これを  $\tau$  をパラメータとして、 $\alpha$  についてプロットしたものが第 26 図である。これより  $d\overline{\Delta c_{p60}}/d\alpha$  を求める。迎角  $\alpha$  における  $\Delta c_{p60}$  の測定値は、ばらつきが非常に大きい、真の値はもちろんある一定の値をとるはずである。その値を  $(d\overline{\Delta c_{p60}}/d\alpha)\alpha$  と定めた。いま、 $C_{L'}$  を  $x/c \geq 0.6$  の部分の揚力の全揚力に対する寄与とする。そして  $\tau$  および  $\alpha$  を同じくするすべての測定において、 $\Delta c_{p60}$  が  $(d\overline{\Delta c_{p60}}/d\alpha)\alpha$  であった場合とすべき  $C_L$  の値を実測値  $C_{L'e}$ 、および  $\Delta c_{p60}$  の実測値  $\Delta c_{p60e}$  から次式によって求める。

$$C_{L'} = C_{L'e} - 0.4 \times 0.9 \times \left( \Delta c_{p60e} - \frac{d\overline{\Delta c_{p60}}}{d\alpha} \cdot \alpha \right) \quad (4)$$

ここで、0.9 は実験的に求めた値である。0.4 は  $x/c \geq 0.6$  の部分の長さは、 $0.4c$  であることによる値である  $C_{L'}$  を  $\tau$  および  $\alpha$  をパラメータとして、 $\delta$  に関してプロットしてその勾配を求め、各  $\alpha$  に対応する  $C_{L\delta}$  をうることができた。これを今度は  $\tau$  をパラメータとして、 $\alpha$  についてプロットしたところ  $C_{L\delta}$   $\alpha$  に対する従属性は認められなかった、それをさらに  $\alpha$  についても平均し、結局、一様流マッハ数



第 26 図 前縁より 60% 翼弦長の位置における、上下両面の圧力係数の差  $\Delta c_{p60}$  と迎角  $\alpha$  との関係

$\bar{M}_\infty$  における  $C_{L\alpha}$  を  $\tau$  だけの関数として求めた。それが第9図である。

註 3. (1) 式が成り立つことを示そう。第5図において、 $\delta=0^\circ$  の場合に点  $p'$  に入射して来る圧縮波が  $\delta=\Delta\delta$  で点  $p$  に入射してくるものと仮定し、諸量の大きさの程度を比較すると、次の式が成り立つ。

$$\begin{aligned} \Delta v_c &= v_c(x) - v_c(x') = \frac{dv_c}{dx} \Delta x \quad \Delta x = x - x' \\ \Delta x &\approx \frac{QP' \cdot \Delta\theta}{\tan \mu} \lesssim (x - x_H) \Delta\delta \\ \therefore \Delta v_c &\lesssim \frac{dv_c}{dx} (x - x_H) \Delta\delta \\ \therefore \frac{\Delta v_c}{\Delta\delta} &\lesssim (x - x_H) \frac{dv_c}{dx} \lesssim v_c(x) - v_c(x_H) \quad (v_c: \text{弧度}) \\ &= \frac{\pi}{180} \{v_c(x) - v_c(x_H)\} \quad (v_c: \text{度}) \end{aligned}$$

操縦面上における  $(\Delta v_c / \Delta\delta)$  の最大値は、 $\therefore \text{Max} \left( \frac{\Delta v_c}{\Delta\delta} \right) \lesssim \frac{\pi}{180} \{v_c(x_{TE}) - v_c(x_H)\}$

NACA 64A010 の厚み分布を  $y(x)$  で表わすとすると、 $x/c=0.40$  において  $dy/dx=0$ 、 $x/c=1.0$  すなわち後縁において、 $\tan^{-1} dy/dx=5.9^\circ$  である。ゆえに、 $v_c(c) - v_c(0.4c) = 5.9^\circ$  である。 $M_\infty=1$  における実測によれば、 $x/c=0.4$  において、 $M=1.26$   $\therefore \nu=5.1^\circ$ 、 $x/c=1.0$  において  $M=1.4$ 、 $\therefore \nu=9.0^\circ$  である。ゆえに

$$\begin{aligned} v_c(c) - v_c(0.4c) &= \{v_c(c) - v_c(0.4c)\} - \{\nu(c) - \nu(0.4c)\} \\ &= 5.9 - (9.0 - 5.1) = 2.0^\circ \\ v_c(x_{TE}) - v_c(x_H) &= v_c(c) - v_c(0.85c) \\ &\lesssim \frac{v_c(c) - v_c(0.4c)}{c - 0.4c} (c - 0.85c) = \frac{2}{0.6c} \times 0.15c = 0.5 \\ \therefore \text{Max} \left( \frac{\Delta v_c}{\Delta\delta} \right) &\lesssim \frac{\pi}{180} \times 0.5 \leq 0.01 \end{aligned}$$

すなわち、どんなに大きく見積もっても、 $\Delta v_c$  は  $\Delta\delta$  の 1% を越えることはない。実際には、1% よりもはるかに小さい。ゆえに、上面の圧力分布については  $\Delta v = \Delta\delta$  が成り立つとしてよい。

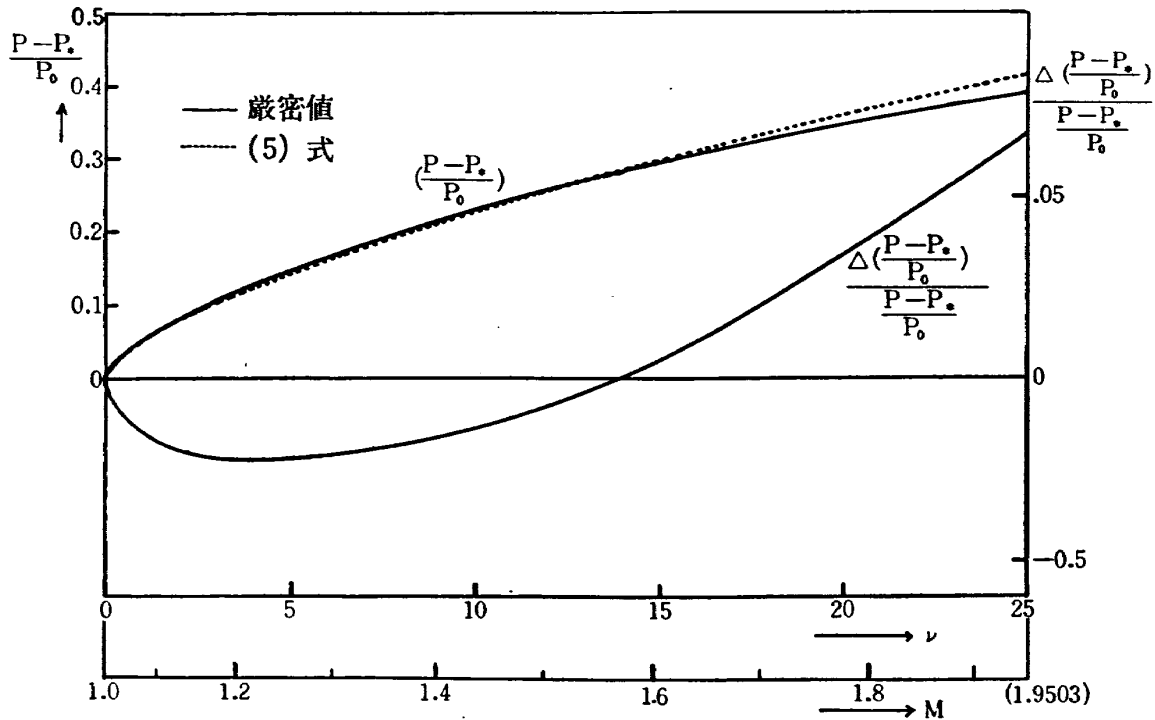
註 4.  $C_{L\alpha}$  に関しての遷音速相似則を求めてみる。 $M_\infty=1$  すなわち  $\xi_\infty=0$  ( $\xi_\infty$  は一様流マッハ数  $M_\infty$  に対応する遷音速パラメータ:  $(M_\infty^2 - 1) / \{M_\infty^2(\gamma + 1)\tau\}^{3/2}$ ) である流れについて、 $c_p$  が  $\tau$  の何乗に比例するかを求めると。圧力係数に対する遷音速相似則  $c_p \propto \tau^{3/2}$  は、 $M_\infty=1$  である場合の翼のまわりの流れの超音速部分について、 $c_p \propto \nu^{3/2}$  が成り立つことを表わしているはずである。実際、 $c_p = (p - p_*) / q_* = p_0 / q_* - (p - p_*) / p_0$  の中の  $(p - p_*) / p_0$  を  $\tau$  に関して展開し第一項をとると

$$\frac{p - p_*}{p_0} = -\frac{\gamma}{\gamma + 1} \left( \frac{\gamma + 1}{2} \right) - \frac{\tau}{\tau - 1} \left( \frac{3(1 + \gamma)}{2} \cdot \frac{\pi}{180} \right)^{3/2} \cdot \nu^{3/2} \quad (\nu: \text{度}) \quad (5)$$

ここで  $p_0$  は総圧、 $p_*$  および  $q_*$  はそれぞれ音速における圧力および動圧である。

$(p - p_*) / p_0$  を (5) 式および厳密に式によって、 $\nu$  に対してプロットしたものが第27図である。同図には (5) 式を用いた場合における厳密な式に対する誤差もあわせて表示している。2% までの誤差を許すならば、 $\nu$  にして  $18^\circ$ 、 $M$  にして 1.7 まで  $c_p \propto \nu^{3/2}$  の遷音速相似則が成り立つことがわかる。

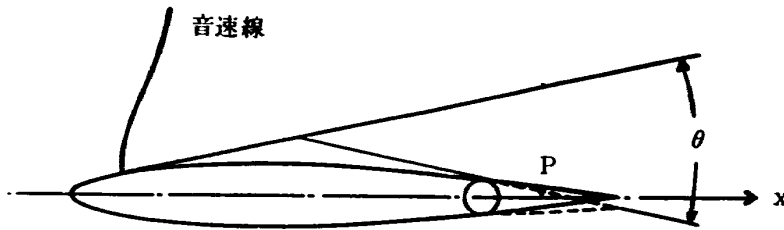
一方揚力係数の勾配は、(2) 式から明らかなように  $dc_p/d\nu$  を積分したものである。ゆえに、揚力について遷音速相似則がどの程度成り立つかは、(5) 式の右辺を  $\nu$  に関して微分したものと、左辺の厳密な表示を  $\nu$  に関して微分したものとを比較すれば、その目安が得られる。計算をした結果によれば、 $\nu$  にして、 $1^\circ$  以下でも誤差は 2% 以内にはおさまらなかったが、 $\nu$  にして  $10^\circ$ 、 $M$  にして 1.44 までは誤差 3% 以内であった。すなわち、 $\alpha=0$  のとき局部マッハ数が 1.44 であるような翼面上の点において、 $\alpha \neq 0$  のときの上下両面の圧力差を遷音速相似則を用いて計算すると、3% 程度の誤差があるということである。



第 27 図 Prandtl-Meyer 角と圧力との関係

$$\Delta\left(\frac{P-P_*}{P_0}\right) = \left(\frac{P-P_*}{P_0}\right)_{[(5)式]} - \left(\frac{P-P_*}{P_0}\right)_{厳密値}$$

$P$  は圧力,  $P_*$  は音速点の圧力,  $P_0$  は総圧



第 28 図

遷音速相似則にしたがって,  $M_\infty=1$  において, 音速点の位置が厚みによって変わらないならば, 翼面上の接線が音速点における接線となす角  $\theta$  (第 28 図) は厚み比  $\tau$  に比例する。  $\nu = \nu_e - \nu_c$  であるが  $\nu_e \propto \theta \propto \tau$  は明らかである。遷音速相似則により  $c_p \propto \nu^{2/3}$ , また  $c_p \propto \tau^{2/3}$ 。ゆえに  $\nu \propto \tau$ ,  $\nu_e \propto \tau$  であったから, 結局  $\nu_c \propto \tau$  となる。

いま  $\nu = f(x)\tau$  とおく。  $c_p = k\nu^{2/3}$  ( $k$ : 定数) とおけるから,

$$\begin{aligned} \frac{dc_p}{d\delta} &= \frac{dc_p}{d\nu} = \frac{2}{3}k\nu^{-1/3} = \frac{2}{3}kf(x)^{-1/3}\tau^{-1/3} \\ \therefore C_{L\delta} &= \frac{2}{c} \int_{x_H}^c \frac{dc_p}{d\delta} dx = \frac{4}{3} \frac{k}{c} \tau^{-1/3} \int_{x_H}^c f(x)^{-1/3} dx \propto \tau^{-1/3} \end{aligned} \quad (6)$$

すなわち,  $C_{L\delta}$  に対する遷音速相似則は  $C_{L\delta} \propto \tau^{-1/3}$  である。また, 操縦面を  $\delta^\circ$  変位させた場合の揚力の増加は  $\Delta C_L = C_{L\delta} \cdot \delta$  で  $C_{L\delta}$  は定数であり  $\delta$  は厚み比  $\tau$  に無関係であるから  $\Delta C_L \propto \tau^{-1/3}$  である。

NAL TR-21

航空技術研究所

遷音速における二次元操縦面の研究 (I)

1962 年 1 月 27 頁

遷音速において、操縦面の効きに及ぼす厚みの影響を求めめるために実験が行なわれた。翼厚は 8%, 10%, 12% の 3 種とし,  $M = 0.96 \sim 1.00$  の範囲で翼面上圧力分布を測定し,  $M = 0.90 \sim 0.96$  の範囲では、干渉計による観測だけを行なった。測定結果は理論値と比較されている。結果の概要は、(1) 厚みが増大するに従って、操縦面の動きは著しく悪くなっている。(2) 実験値は理論値に比べて著しく低い。(3) (2) の原因は、翼後縁における層流剝離によるものである。(4) 操縦面の空力的機構は、境界層が層流であるか乱流であるかによって本質的に異なる。

I. 神谷 信彦

II. NAL TR-21

III. 629.13.014.3  
533.6.011.3

NAL TR-21

航空技術研究所

遷音速における二次元操縦面の研究 (I)

1962 年 1 月 27 頁

遷音速において、操縦面の効きに及ぼす厚みの影響を求めめるために実験が行なわれた。翼厚は 8%, 10%, 12% の 3 種とし,  $M = 0.96 \sim 1.00$  の範囲で翼面上圧力分布を測定し,  $M = 0.90 \sim 0.96$  の範囲では、干渉計による観測だけを行なった。測定結果は理論値と比較されている。結果の概要は、(1) 厚みが増大するに従って、操縦面の動きは著しく悪くなっている。(2) 実験値は理論値に比べて著しく低い。(3) (2) の原因は、翼後縁における層流剝離によるものである。(4) 操縦面の空力的機構は、境界層が層流であるか乱流であるかによって本質的に異なる。

I. 神谷 信彦

II. NAL TR-21

III. 629.13.014.3  
533.6.011.3

NAL TR-21

航空技術研究所

遷音速における二次元操縦面の研究 (I)

1962 年 1 月 27 頁

遷音速において、操縦面の効きに及ぼす厚みの影響を求めめるために実験が行なわれた。翼厚は 8%, 10%, 12% の 3 種とし,  $M = 0.96 \sim 1.00$  の範囲で翼面上圧力分布を測定し,  $M = 0.90 \sim 0.96$  の範囲では、干渉計による観測だけを行なった。測定結果は理論値と比較されている。結果の概要は、(1) 厚みが増大するに従って、操縦面の動きは著しく悪くなっている。(2) 実験値は理論値に比べて著しく低い。(3) (2) の原因は、翼後縁における層流剝離によるものである。(4) 操縦面の空力的機構は、境界層が層流であるか乱流であるかによって本質的に異なる。

I. 神谷 信彦

II. NAL TR-21

III. 629.13.014.3  
533.6.011.3

NAL TR-21

航空技術研究所

遷音速における二次元操縦面の研究 (I)

1962 年 1 月 27 頁

遷音速において、操縦面の効きに及ぼす厚みの影響を求めめるために実験が行なわれた。翼厚は 8%, 10%, 12% の 3 種とし,  $M = 0.96 \sim 1.00$  の範囲で翼面上圧力分布を測定し,  $M = 0.90 \sim 0.96$  の範囲では、干渉計による観測だけを行なった。測定結果は理論値と比較されている。結果の概要は、(1) 厚みが増大するに従って、操縦面の動きは著しく悪くなっている。(2) 実験値は理論値に比べて著しく低い。(3) (2) の原因は、翼後縁における層流剝離によるものである。(4) 操縦面の空力的機構は、境界層が層流であるか乱流であるかによって本質的に異なる。

I. 神谷 信彦

II. NAL TR-21

III. 629.13.014.3  
533.6.011.3

- TR-19 高速翼車の回転強度  
Strength of High-Speed Rotor 1961年12月 佐藤和郎, 永井文雄
- TR-20 Blasius 型微分方程式の両側無限遠  
境界値問題の数値解法  
A Numerical Method for Solving Blasius'  
Type Differential Equation 1962年1月 樋口一雄, 戸川隼人

---

## 航空技術研究所報告 21 号

昭和 37 年 1 月 発行

発行所 航空技術研究所  
東京都三鷹市新川 700  
電話武蔵野(0422)(3)5171(代表)

印刷所 笠井出版印刷社  
東京都港区芝南佐久間町1の53

---