

遷音速せん断流中の翼列の研究

難 波 昌 伸
浅 沼 強
山 川 八 郎

Experimental Study of Linear Cascade of Airfoils in Transonic Shear Flow

By

Masanobu NAMBA, Tsuyoshi ASANUMA
and Hachiro YAMAKAWA

Abstract: The purpose of this paper is to make clear experimentally the characteristics of linear cascade of double-circular-arc airfoils in transonic shear flow and compare them with those in subsonic shear flow and in subsonic or transonic uniform flow.

The transonic shear flows with the nonuniform inlet Mach numbers in the spanwise direction of the airfoils were produced by means of a resistance lattice installed upstream of the cascade in a blow-down type transonic wind tunnel.

The measurement of the static pressure on the airfoils of the cascades with the stagger angles of 0° and 20° was performed in the shear flows with the maximum inlet Mach numbers up to 1.2 as well as in the uniform flows up to the choking Mach number.

The local lift distributions obtained in the shear flows with the maximum local inlet Mach numbers under 1.2 essentially keep the same trend as those in incompressible shear flow. The distribution curves of local pressure coefficient on the part of the airfoil surface in shear flow, where the local inlet Mach number exceeds the maximum inlet Mach number of the same cascade in uniform flow, are similar to those in the uniform flow with the inlet Mach number a little lower than the maximum inlet Mach number.

The average lift coefficient of the cascade with the stagger angle of 20° in shear flow becomes larger than the lift coefficient of the same cascade in uniform flow when the average inlet Mach number exceeds a certain value.

概 要

高い推力重量比が要求される V/STOL 機用のリフトジェットエンジンのように、ポス比が小さく軸流速度が高い軸流圧縮機やタービンになると、動翼に対する流入速度は先端附近で超音速、付根附近で亜音速という分布になることが多い。本研究の目的は、このように超音速と亜音速とが混合したいわゆる遷音速で、その流入速度の翼幅方向分布が一樣でないせん断流中における翼列の特性を、低速のせん断流および一樣流中の翼列のそれとの比較によって明らかにすることにある。

翼列上流に配置した抵抗板列によって最大局所流入マッハ数1.2以下のせん断流を作り、このせん断流および一樣流での翼面静圧分布の測定を行なった。

せん断流中の局所揚力係数の翼幅方向分布は、少くとも最大局所流入マッハ数が1.2以下の範囲では非圧縮性せん断流における分布と同様な傾向を保持し、せん断流中の翼面圧力係数分布は、たとえ局所流入マッハ数が一樣流でのその翼列の最大流入マッハ数（閉塞マッハ数）を越えても、最大流入マッハ数よりやや小さい流入マッハ数の一樣流中の翼面圧力係数分布の形をそのまま保っている。

せん断流中の平均揚力係数は、せん断流の平均流入マッハ数に等しい流入マッハ数の一樣流での揚力係数に比べて、食違い角 0° の場合は平均流入マッハ数 $0.1 \sim 0.9$ の範囲で常に小さいが、食違い角 20° の場合は平均流入マッハ数が高くなると逆に大きくなっている。

1. ま え が き

軸流流体機械の内部の流れにおいて、翼列への流入速度の翼幅方向分布は、壁面境界層の発達や翼の回転のために一般に一樣な分布ではない。特に高い推力重量比が必要な V/STOL 機用のリフトジェットエンジンに対しては、ボス比を小さくしかつ軸流速度を上げることによって、前面面積当りの空気流量を増すことが空力的な立場から要求されるが、そのような高速の軸流空気機械においては、動翼に対する気流の相対流入速度は動翼先端附近では超音速、付根附近では亜音速という分布になることが多い。このように翼あるいは翼列に対していわゆる遷音速のせん断流が流入する場合には、三次元的効果が大きいので、翼列内部の流れがどのようになっているか、すなわち翼表面の圧力分布が翼幅方向にどのように変化しているか、また衝撃波はどのような状態で存在しているかなどという問題を、一樣流あるいは低速せん断流における理論や実験から正確に推定することは難しい。

ここで非一樣流中の物体の周囲に生ずる三次元かく乱の問題についての従来の研究を特に翼あるいは翼列に関係するものを中心に振り返って見ると、Squire & Winter [2] あるいは Hawthorne [3] 等による二次流れとしての取扱い、von Kármán [1] による Prandtl の揚力線理論をせん断流の場合に拡張したものおよび Lighthill [6] および Honda [9], [10] の微少かく乱としての取扱いなどがあげられる。しかしこれらはいずれも非圧縮性かつ非粘性の仮定に基づく理論あるいは圧縮性の影響が小さい低速流実験という範囲内に限られている。圧縮性を考慮に入れなくてはならない高速流におけるこの種の問題に関しては、超音速、亜音速および遷音速流中の回転翼列によって起される三次元微少かく乱を扱った MacCune [7], [8] の解析的研究があるが、MacCune は問題を零揚力の場合すなわち流入速度分布に応じて翼形が決まる揚力が零の仮想的な翼が存在する場合の現象に限っているため、実際に与えられた翼形をもつ翼がせん断流中に存在する場合の現象にまでは及んでいない。

このように高速のせん断流中に翼あるいは翼列が存在する場合に、従来非圧縮性流あるいは低速流の場合に実用的に成功していたストリップ理論に圧縮性の影響をどのように取り入れればよいか、あるいは本質的に三次元流として取扱わなくてはならない場合があるとすれば、その場合には流れはどのような状態にあり、その場合の流入マッハ数はどのような範囲に属するかなどという問題は、未知の分野にありこれらの点を明らかにすることは実用的に

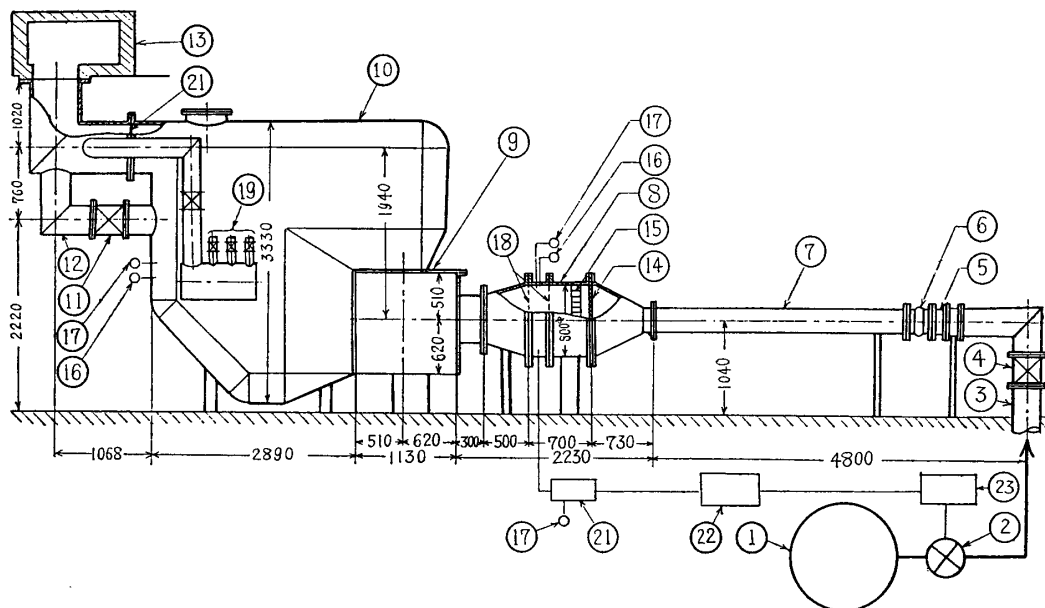
も価値があり、また特に超音速と亜音速とが混合したせん断流は現象自体としても興味を引く問題である。

本研究はこのような問題を解明することを目的とするものであるが、実験をできるだけ基本的なものとするために、翼列は直線翼列とし、翼列に対する流入速度分布が翼幅方向には一様でなく、翼列線方向には一様なせん断流を人為的に形成する方法を採用した。この方法によればせん断流の速度分布、マッハ数範囲および翼列の幾何学的条件などは、互に独立に変えることができるので種々のパラメータの変化による影響を抽出的に把握することが可能になる。本実験では圧縮性の影響を知ることには主眼を置いたので、一応せん断流の無次元速度勾配分布は、できるだけ一定に保ったままで平均流入マッハ数の高さを種々の値に変えるという実験条件を設定した。また種々のマッハ数の一様流における実験をも行なって、せん断流と一様流との相違を明らかにするよう努めた。なお本実験では翼表面静圧分布の測定に重点を置いたが、それは測定方法が比較的容易でありかつ測定方法自体が流れの場を与える影響が小さいこと、またそれから揚力などを容易に求めることができることなどの理由に基づいている。

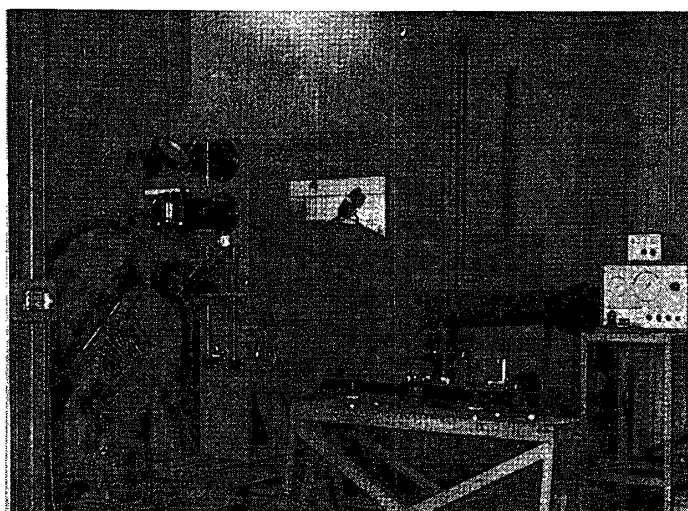
2. 実験装置および方法

2.1 高速直線翼列風洞および高速直線翼列試験機

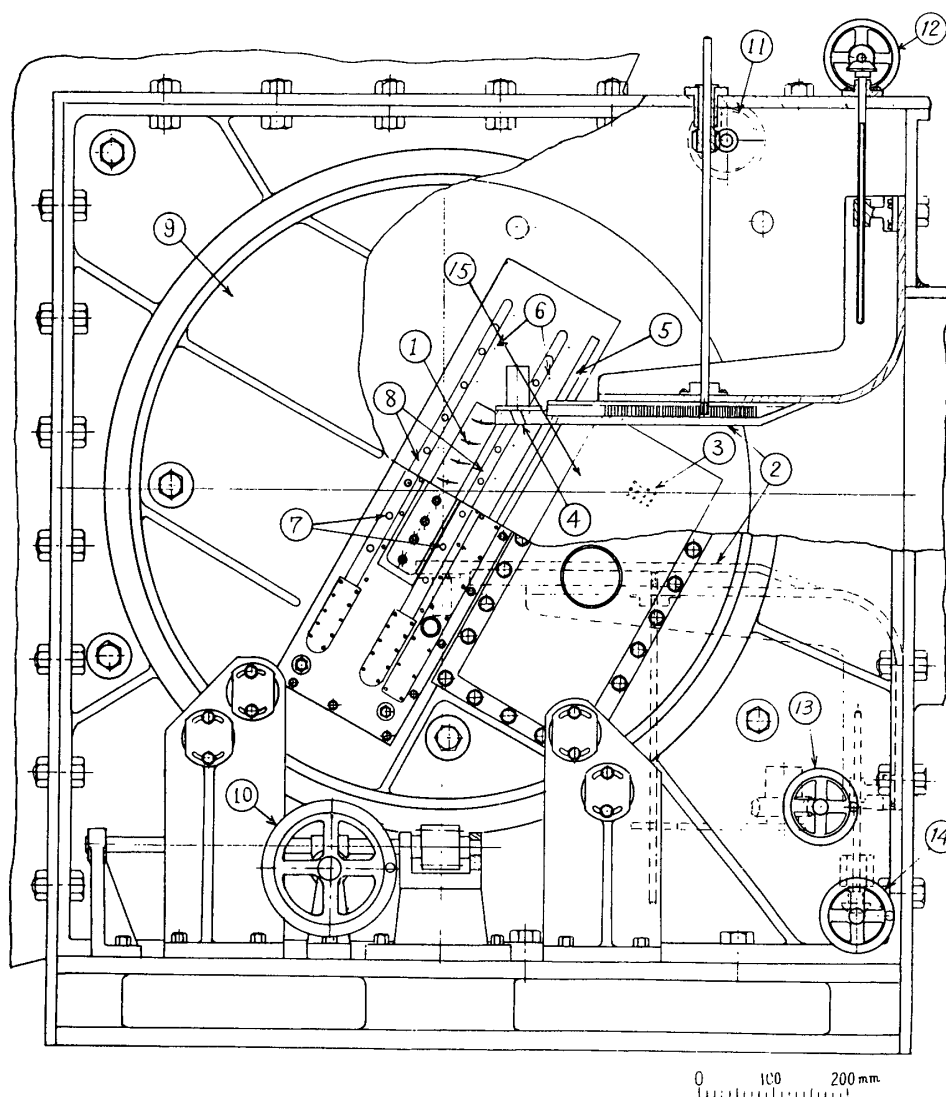
使用した高速直線翼列風洞は第 1 および 2 図に示されているように、貯気槽① (524 m³) に貯められた高圧乾燥空気 (大気圧状態での露点 -40°C , 最大 15 kg/cm² G) が制御弁②, 仕切弁④, 整流筒⑧, 高速直線翼列試験機⑨を経て大気圧またはそれ以上の静圧の出口調圧槽⑩内に放出され、更にそこから消音ダクト⑬を経て外気中に放出される吹出形断続式風洞であって、高速直線翼列試験機の計測部に所望のマッハ数の気流を流すためには、整流筒内



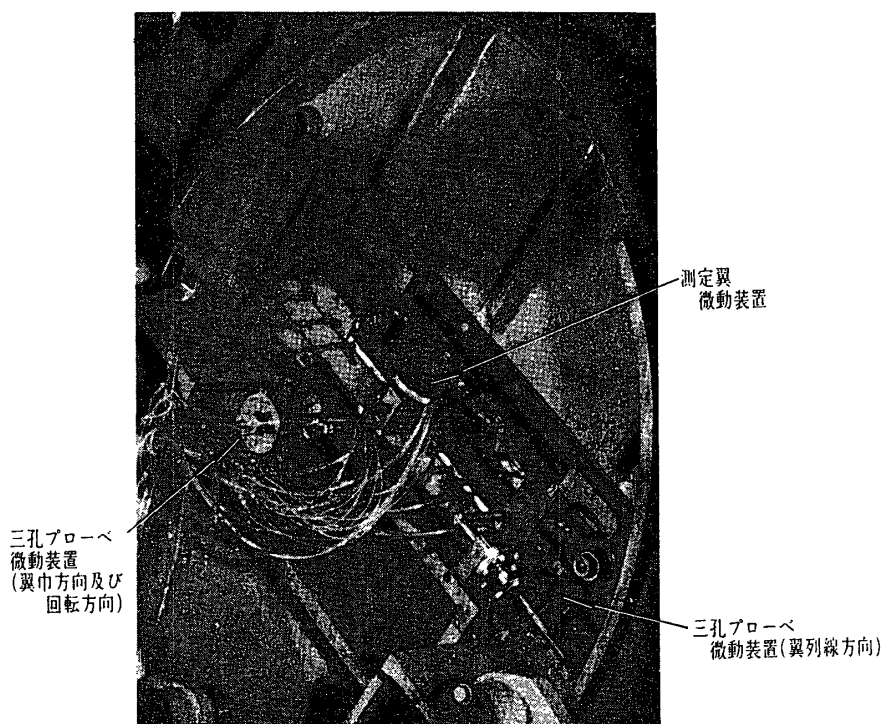
第 1 図 高速直線翼列風洞系統図



第 2 図 高速直線翼列風洞



第 3 図 高速直線翼列試験機



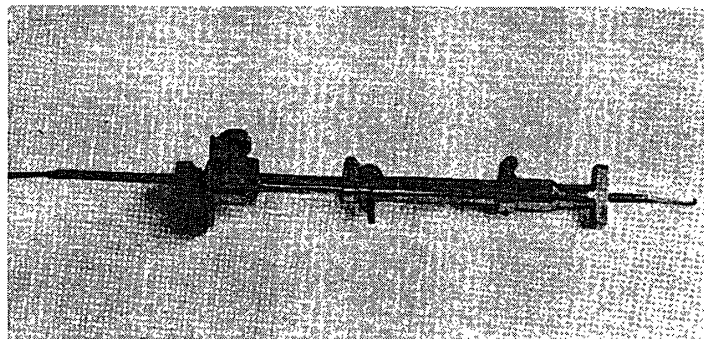
第 4 図 高速直線翼列試験機測定部

の静圧を場合に応じた定値に保つように遠隔操作盤⑭によって制御弁②を自動的または手動的に制御するようになっている。空気源および制御系に関する詳細は文献 [11] に記載されている。この風洞において可能な連続運転時間は、整流筒内設定圧を $1.0 \text{ kg/cm}^2\text{G}$ 、翼列入口断面積を本試験機の最大値 220.5 cm^2 にとれば、立上り時間および途中配管中の圧力損失による最終残留圧を考慮しても約 300 秒となり、本実験における実験条件ではこの二倍以上の連続運転時間が許される。なお本風洞は出口調圧槽内の静圧を出口調圧弁⑩によって大気圧以上に保つことができることを特徴とし、それによって計測部壁面の境界層を壁面多孔板から大気圧への吹出しによって制御でき、またレイノルズ数とマッハ数を独立に選択できる利点をもっているが、本実験ではせん断流の実験の場合はもちろん、一様流の実験の場合もさしあたって非常に精密な一様流を得る必要は少ないと考えたので出口調圧槽内は大気圧に保ったままで実験を行なった。従ってレイノルズ数はマッハ数の選択に応じて従属的に変ることになるが、本実験範囲の流入マッハ数 $1.2 \sim 0.2$ では翼列入口の状態および翼弦長を基準にとったレイノルズ数は $2 \sim 10 \times 10^5$ の範囲にある。なお本風洞は温度制御を行なうことができないが、本実験範囲のマッハ数では露点 (-40°C) 以下に下らないので、水蒸気の凝結の危険はない。

高速直線翼列試験機は第 3 および 4 図に示されているように、一般の二次元直線翼列試験機と同形式のもので、翼①は二枚の平行な回転側板⑨にはさまれており、翼列への流入角は回転側板の回転によって連続的に変えることができる。平行な二枚の回転側板の間隔、従って翼幅は 75 mm である。

2.2 流入マッハ数分布の測定

翼列への流入マッハ数分布 M_1 は翼列の前縁から 50 mm 上流側の位置の静圧 P_1 および同じく 37 mm 上流側の位置の全圧分布 P_{10} の測定値から $P_{10}/P_1 = \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_1^2\right)^{\kappa/(\kappa-1)}$ を用いて求めた。ただし κ は空気の比熱比を表す。静圧は上述の位置の両側壁に設けられた 40 mm 間隔で翼列線方向に並ぶ内径 0.5 mm の静圧孔列 (第 3 図⑥) につながった水柱マノメータからの読みの平均をとった。全圧分布は翼列前縁より上流側 37 mm の位置の側壁に設けられた内径 8 mm の測定器具そう入孔 (第 3 図⑦) からそう入された三孔プローベ (第 5 図) につながった水銀マノメータによって測定した。三孔プローベの各孔は内径 0.5

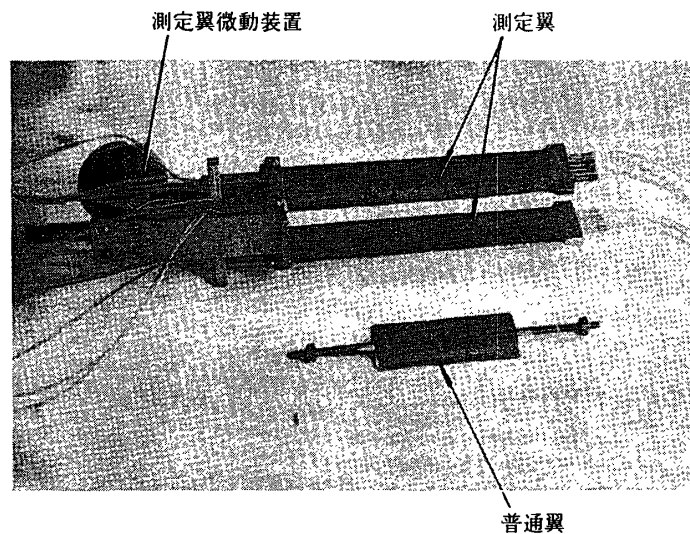


第 5 図 三孔プローベおよび微動装置

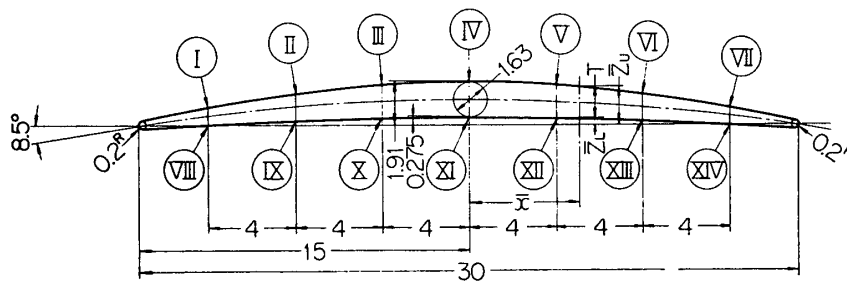
mm で頭部の大きさは約 3 mm であって、プローベ自体は微動装置 (第 5 図) によって自軸周りの回転微動と風洞側壁に垂直方向の直線微動を行なうことができ、またそう入孔 (第 3 図⑦) はすべりレール (第 3 図⑧) 上に設けられているので、微動装置 (第 4 図) によって翼列線方向に微動可能である。従って全圧は翼幅方向 (すなわち側壁に垂直方向) にも翼列線方向にも連続的に分布を測定することができるが、せん断流形成時における流入マッハ数の翼列線方向の一様性は、後述の予備実験によって少なくとも測定翼が存在する翼列中央附近では良好であることが立証されたので、本実験に際しては流入マッハ数は実験の都度翼列の中心位置での翼幅方向分布のみを測定するにとどめた。

2.3 翼面静圧の測定

翼面静圧測定用の翼 (第 6 図) は 8 枚の翼から成る翼列の中央の 2 枚で構成され、それらの 2 枚の翼は互に向き合ったそれぞれ背面と腹面とに翼弦方向に間隔 30 mm で並んだ 2 列の静圧孔列を有し、各列は第 7 図に示されているように 4 mm 間隔置きに 7 個の直径 0.3 mm の静圧孔を有し、各孔は翼内部を通る内径 0.3 mm の銅管につながり、銅管は翼端面に導き出され、更にそこから多管水銀マノメータに導かれている。測定翼は第 6 図に示されているように約 170 mm の翼幅を有し、風洞側壁に設けられた翼形に合致した貫通孔にはめこまれていて、翼微動装置 (第 6 図) によって側壁に垂直方向すなわち翼幅方向に微動することができるので、両側壁間の全翼幅の翼面静圧分布を測定することができる。静圧測定孔は翼表面に垂直に穿孔されているが、前後縁附近は翼厚がきわめて薄いので、その附近の孔の翼表



第 6 図 二重円弧翼および測定翼微動装置

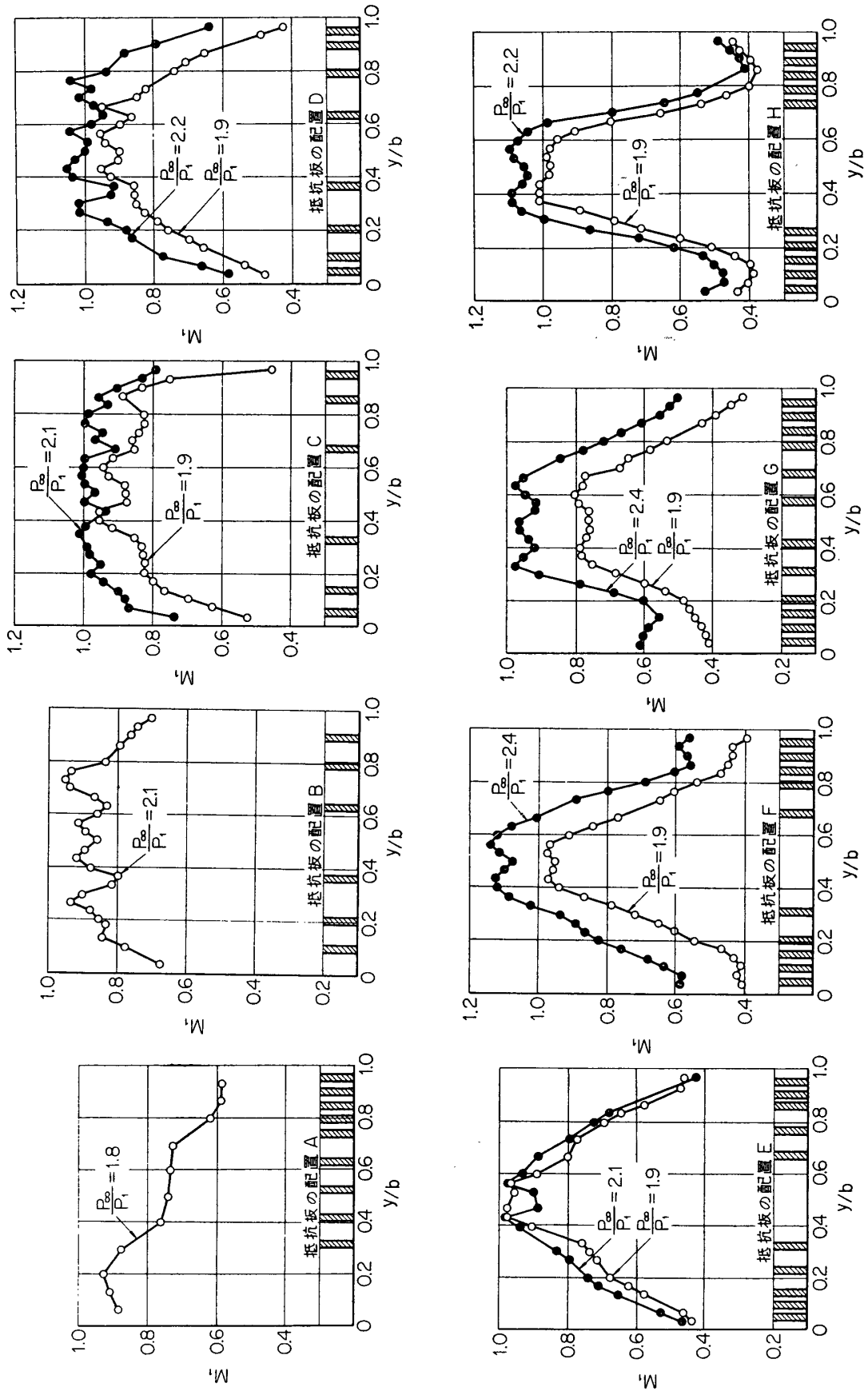


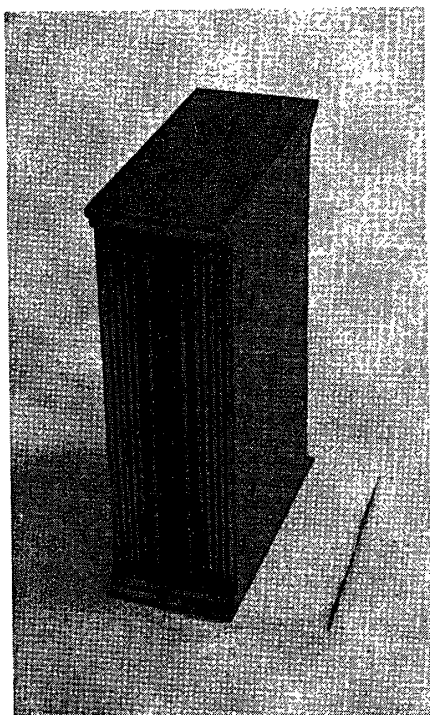
第 7 図 二重円弧翼 (ローマ数字は静圧測定孔の位置を表す)

面に対して垂直な部分の長さは實際上非常に短い。従って前後縁に最も近い部分の静圧孔からの測定値は、かなりの誤差を含むものと考えねばならないが、本実験では圧力分布の正確な絶対値を知ることよりも、実験条件の変化に基づく圧力分布の変動の傾向を知ことに重点をおくという主旨により、一応誤差の修正は行なわなかった。

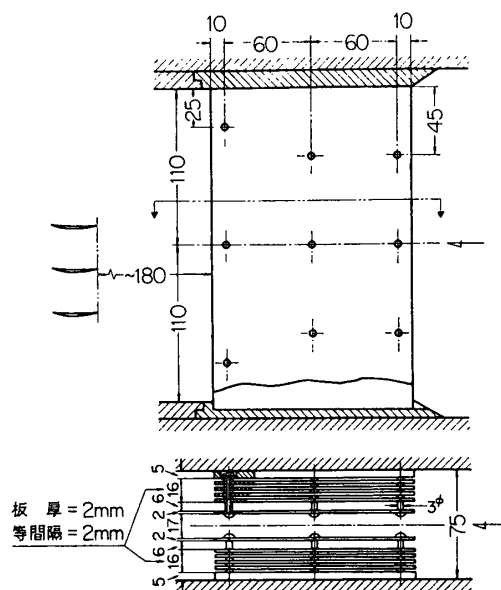
2.4 せん断流の形成

低速において任意的に二次元せん断流を作る試みはすでにたびたび行なわれている[5]が、遷音速のせん断流の人為的形成はこれまでのところ例がないようである。本実験ではせん断流を作る方法として、風洞側壁に平行な軟鋼製薄板の列を翼列前方に置いて、その板によって生ずる全圧損失を利用する方法を採用した。全圧損失分布は板の厚さ、間隔、流速方向の長さなどによって変わるわけであるが、まず予備実験として厚さを 2 mm、流速方向の長さを 140 mm に保ち、間隔をいろいろと変えることを試みた。その結果の一部を第 8 図に示す。図中 P_0 は抵抗板列より上流の整流筒内全圧、 P_1 は抵抗板列より下流の翼列入口静圧、 M_1 は翼列流入マッハ数、 y/b は無次元翼幅方向座標を表す。この予備実験の結果、翼幅の中心に対して左右対称な分布のせん断流を作るのが有利であり、第 8 図の抵抗板の配置 F の配列が最もなめらかな速度分布のせん断流を作ることがわかったので、この配列を基にして第 9 および 10 図に示されているような抵抗板格子を採用した。この抵抗板列において各板の間にはさまれている外径 3 mm の間隔保持用スペーサリングおよびそれらのリングと板

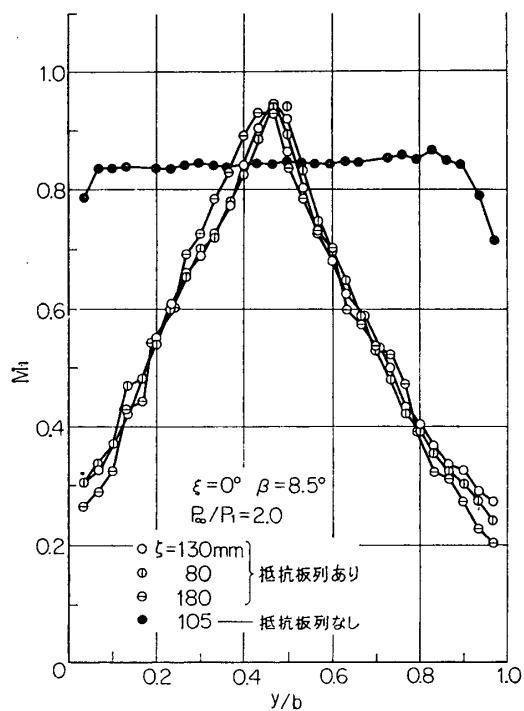
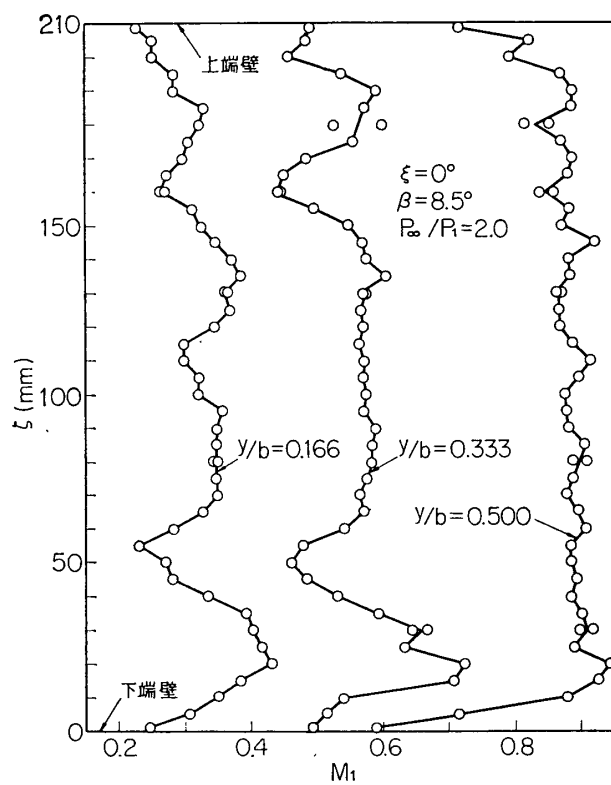
第 8 図 種々の抵抗板の配置によって得られた翼列流入マッハ数 M_1 の分布



第 9 図 本実験に採用した抵抗板列



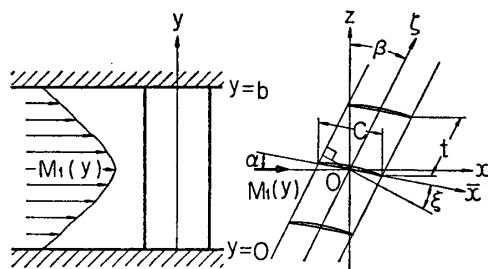
第 10 図 本実験に採用した抵抗板列

第 11 図 採用抵抗板列による翼列流入マッハ数 M_1 の翼弦方向分布の例第 12 図 採用抵抗板列による翼列流入マッハ数 M_1 の翼列線方向分布の例

とを貫いて両側から締めつけている 18 本のボルトの存在は、速度分布の翼列線方向の一様性をそこなうので望ましくないが、マッハ数 1 を越えるせん断流を作るためには、板の振動防止上省略することは許されなかった。3.1 において後述するように、実験目的上、無次元速度勾配分布を同一に保ちながら流入マッハ数分布を変えることが望ましいが、同一配列の抵抗板列によって得られるせん断流の無次元速度勾配分布は P_0/P_1 によってあまり変化しないので、本実験においては、第 9 または 10 図のもののみを使用した。抵抗板列の位置は第 10 図に示されているように、その後縁が翼列前縁から上流側約 180 mm の位置にあるようにした。この抵抗板列を用いて得られた翼列流入マッハ数 M_1 の翼幅 (y 軸) 方向分布および翼列線 (ξ 軸) 方向分布の一例をそれぞれ第 11 および 12 図に示す。第 12 図によれば補強ボルトによって翼列線方向の一様性がかなりそこなわれているが、少なくとも測定翼が存在する翼列中央附近は一応良好であるとみなすことができる。なお一様流における翼列実験を行なう場合は抵抗板列を取り除いたが、その場合の速度分布の一例を第 11 図にあわせて示す。この図によれば、この場合の側壁境界層の厚さは約 5 mm であって翼幅全体の約 13% を占めているが、翼幅中央附近は一応二次元流とみなしても本実験としての目的は達せられるものと思われる。

2.5 実験条件

以下実験条件を示すが、記号の定義は第 13 図に示す通りである。



第 13 図 座標系および記号の定義

- x : 主流方向座標
- y : 翼幅方向座標
- z : x および y 軸に直角方向の座標
- \bar{x} : 翼弦方向座標
- ξ : 翼列線方向座標
- c : 翼弦長
- t : 翼列ピッチ
- b : 翼幅
- ξ : 食違角
- β : 流入角
- α : 迎え角
- M_1 : 翼列流入マッハ数

第 1 表 二重円弧翼形 ($\bar{x}/c=50\%$ に関して左右対称)

\bar{x}/c %	Y_U/c %	Y_L/c %	T/c %
0	0	0	0
5	1.644	-0.404	2.048
10	2.637	-0.127	2.764
15	3.509	0.115	3.394
20	4.262	0.326	3.936
25	4.897	0.505	4.392
30	5.416	0.650	4.766
35	5.818	0.764	5.054
40	6.105	0.845	5.260
45	6.272	0.893	5.379
50	6.334	0.910	5.424
前後縁丸み半径/ c		0.666%	
背面曲率半径/ c		218.2%	
腹面曲率半径/ c		771.8%	
中心線曲率半径/ c		337.8%	
中心線そり角		16°46'	

翼形は第 7 図および第 1 表に示すように、最大翼厚比 5.42%，中心線そり角 16°46' の二重円弧翼であって、翼弦長 $c=30$ mm，翼幅 $b=75$ mm 従ってアスペクト比 2.5 である。なお翼列の翼数は 8 枚である。

翼列条件は第 2 表の通りである。

第 2 表 翼 列 条 件

節弦比 (t/c)	食 違 角 ξ	流 入 角 β	迎 え 角 α
1	0°	8.5°, 13.5°, 23.5°	8.5°, 13.5°, 23.5°
1	20°	28.5°, 33.5°, 38.5°	8.5°, 13.5°, 18.5°

ここに迎え角の最小値 8.5° は翼形中心線の前縁における接線方向と翼弦方向とのなす角に等しくなるように選んだ。

以上の幾何学的条件のもとに、せん断流の場合は整流筒内全圧 P_∞ と翼列入口静圧 P_1 の比 P_∞/P_1 を 1.6~3.2 の範囲の種々の値に設定した。これに応じて平均流入マッハ数 $\sqrt{M_1^2}$ は 0.5~0.9, 局所流入マッハ数 M_1 は 0.2~1.2 の範囲で得られた。また一様流の場合は P_∞/P_1 を 1.05 から最大マッハ数に達するまで (大体 $P_\infty/P_1 \sim 2.0$ まで) の範囲にとった。

なお上記の P_∞/P_1 の範囲において、翼列入口状態および翼弦長を基準にしたレイノルズ数は $2 \sim 10 \times 10^5$ の範囲にある。

3. 実験結果と考察

3.1 予 備 的 考 察

本実験で扱うせん断流は第 13 図に示されているように、平行な側壁の間にはさまれた翼列に対して側壁に平行にすなわち x 軸に平行に流入する流れであって、流入マッハ数は y のみの関数 $M_1(y)$ で表わされる。ここで翼列入口の平均静圧を P_1 , 翼表面静圧を $P(x, y)$ と表して次のような無次元数を導入する。

$$C_p(x, y) \equiv \{P(x, y) - P_1\} / \left[\frac{1}{2} \kappa P_1 \{M_1(y)\}^2 \right]: \text{局所圧力係数 (局所圧力差/局所流入動圧)}$$

$$C_{p, cr.}(y) \equiv \frac{\left[\frac{2}{\kappa+1} + \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \{M_1(y)\}^2 \right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} - 1}{\left[1 + \frac{\kappa-1}{2} \{M_1(y)\}^2 \right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} - 1}: \text{局所臨界圧力係数 (流速が音速に等しい点の局所圧力係数)}$$

$C_{p, \min}(y)$: 最小局所圧力係数 (y = 一定の翼輪隔線上の圧力係数の最小値)

$M_{1, cr.}$: 臨界局所流入マッハ数 ($C_{p, cr.}(y) = C_{p, \min}(y)$ となる位置 y における局所流入マッハ数)

$b_{cr.}/b$: 臨界翼幅比 ($C_{p, \min}(y) \leq C_{p, cr.}(y)$ となっている翼幅範囲/全翼幅)

$$C_l(y) \equiv \int_{-0.5}^{0.5} \{P_-(x, y) - P_+(x, y)\} d\left(\frac{\bar{x}}{c}\right) / \left[\frac{1}{2} \kappa P_1 \{M_1(y)\}^2 \right]: \text{局所揚力係数 (翼幅単位長さ当りの局所揚力/局所流入動圧)}$$

$$C_L(y) \equiv \int_{-0.5}^{0.5} \{P_-(x, y) - P_+(x, y)\} d\left(\frac{\bar{x}}{c}\right) / \left[\frac{1}{2} \kappa P_1 \bar{M}_1^2 \right]: \text{揚力係数 (翼幅単位長さ当りの局所揚力/平均流入動圧)}$$

ただし $P_-(x, y)$ および $P_+(x, y)$ はそれぞれ翼の腹面側（あるいは正圧側）および背面側（あるいは負圧側）の静圧を表す。

$$\bar{C}_l \equiv \int_0^1 C_l(y) d\left(\frac{y}{b}\right): \text{平均局所揚力係数}, \quad \bar{C}_L \equiv \int_0^1 C_L(y) d\left(\frac{y}{b}\right): \text{平均揚力係数}$$

$$\sqrt{\bar{M}_1^2} \equiv \left[\int_0^1 \{M_1(y)\}^2 d\left(\frac{y}{b}\right) \right]^{\frac{1}{2}}: \text{平均流入マッハ数}, \quad \frac{b}{2M_1} \frac{dM}{dy}: \text{無次元速度勾配}$$

$M_{1,p}$: 最大局所流入マッハ数（与えられたせん断流における局所流入マッハ数 $M_1(y)$ の最大値）

一様流においてはすべての値は y 方向に不変であって、翼面静圧は $P(x)$ あるいは $P_+(x)$, $P_-(x)$ と表わされるので、せん断流の場合に対応して次のような無次元表示を行なう。

$M_{1,uni}$: 流入マッハ数

$$C_{p,uni}(x) \equiv \{P(x) - P_1\} / \left(\frac{1}{2} \kappa P_1 M_{1,uni}^2 \right): \text{圧力係数}$$

$$C_{p,uni,cr} \equiv \frac{\left(\frac{2}{\kappa+1} + \frac{\kappa-1}{1+\kappa} M_{1,uni}^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} - 1}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_{1,uni}^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} - 1}: \text{臨界圧力係数}$$

$C_{p,uni,min}$: 最小圧力係数 ($C_{p,uni}(x)$ の最小値)

$M_{1,uni,cr}$: 臨界流入マッハ数 ($C_{p,uni,cr} = C_{p,uni,min}$ となる $M_{1,uni}$)

$$C_{L,uni} \equiv \int_{-0.5}^{0.5} \{P_-(x) - P_+(x)\} d\left(\frac{\bar{x}}{c}\right) / \left(\frac{1}{2} \kappa P_1 M_{1,uni}^2 \right): \text{揚力係数}$$

$M_{1,uni,max}$: 最大流入マッハ数

次に実験結果を述べる前に、無次元速度勾配 $\frac{b}{2M_1} \frac{dM_1}{dy}$, 局所揚力係数 $C_l(y)$, 揚力係数 $C_L(y)$ 等の有する意義について考察しておく。

流れの場が超音速または亜音速の範囲にのみ属する場合は、流れを非粘性および微少かく

乱流と仮定すると、 $\phi \equiv \int_{-\infty}^x (P - P_1) dx$ によって定義される関数 $\phi(x, y, z)$ について

$$[1 - \{M_1(y)\}^2] \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{\phi}{M_1^2} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{\phi}{M_1^2} \right) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(\frac{\phi}{M_1^2} \right) + \frac{2}{M_1} \frac{dM_1}{dy} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\phi}{M_1^2} \right) + 2 \frac{d}{dy} \left(\frac{1}{M_1} \frac{dM_1}{dy} \right) \frac{\phi}{M_1^2} = 0 \quad (1)$$

が成り立つ[5]。更に非圧縮性の仮定が加わると、流入速度を $U_1(y)$ と表すならば (1) 式は

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{\phi}{U_1^2} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{\phi}{U_1^2} \right) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left(\frac{\phi}{U_1^2} \right) + \frac{2}{U_1} \frac{dU_1}{dy} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\phi}{U_1^2} \right) + 2 \frac{d}{dy} \left(\frac{1}{U_1} \frac{dU_1}{dy} \right) \frac{\phi}{U_1^2} = 0 \quad (2)$$

に帰着する。(2) 式は Honda [9], [10] によって解かれている。

(1) 式と (2) 式とを比較すればわかるように ϕ/M_1^2 または ϕ/U_1^2 (これらは局所揚力

係数 $C_i(y)$ および局所圧力係数 $C_p(y)$ と同じ性質の量である) に対するせん断流の影響は、圧縮性流および非圧縮性流に共通に流入速度勾配 $\frac{1}{M_1} \frac{dM_1}{dy}$ または $\frac{1}{U_1} \frac{dU_1}{dy}$ の形で表れている。しかし圧縮性流の場合は (1) 式の左辺第 1 項の係数 $1 - \{M_1(y)\}^2$ が y の関数であることによってせん断流の影響が表れている。従って $\frac{1}{M_1} \frac{dM_1}{dy}$ の効果は非圧縮性流の仮定内で取扱うことができるので、せん断流における圧縮性の効果を実験的に抽出的に調べるには (1) 式に含まれる $\frac{1}{M_1} \frac{dM_1}{dy}$ を一定分布に保ったままで $1 - \{M_1(y)\}^2$ だけを、従って $M_1(y)$ 分布だけを変えた実験条件を作ることが好ましいことがわかる。

次に (2) 式を y に関して 0 から b まで積分すると、壁面 $y=0$ および b における $\partial\phi/\partial y=0$ という境界条件 (すなわち壁に垂直な速度成分が 0) から

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \int_0^b \frac{\phi}{U_1^2} dy = 0 \quad (3)$$

が成り立つ。 $\int_0^b \frac{\phi}{U_1^2} dy$ は \bar{C}_i と同じ性質のものであるから、(3) 式は、非圧縮性流ではせん断流の平均局所揚力係数は一様流の揚力係数に等しい (すなわち $\bar{C}_i = C_{L, uni}$) ことを示している。

(1) 式を同時に y について 0 から b まで積分すると

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_0^b \{1 - \{M_1(y)\}^2\} \frac{\phi}{M_1^2} dy + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \int_0^b \frac{\phi}{M_1^2} dy = 0 \quad (4)$$

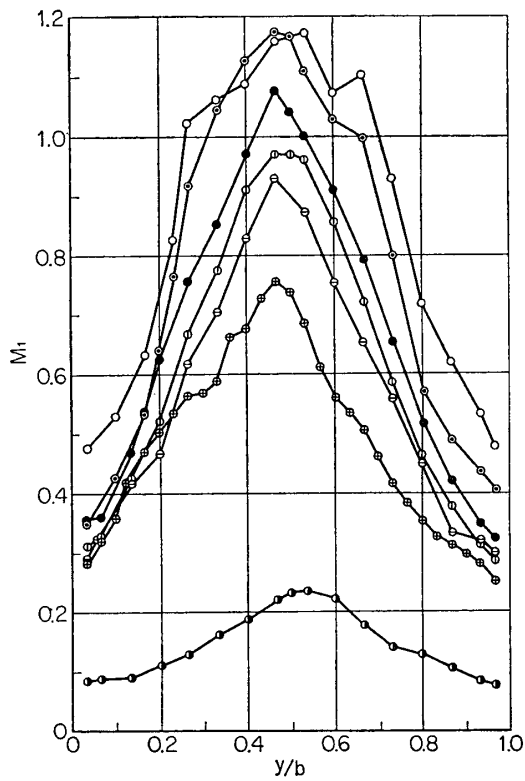
となることから、圧縮性流では一般に $\bar{C}_i \neq C_{L, uni}$ である。

以上の考察に基づいて本実験の主眼を次の点に置くことにする。すなわち第一に $\frac{1}{M_1} \frac{dM_1}{dy}$ の分布を一定に保ったままで M_1 分布を変えると C_i , C_L , C_p , \bar{C}_i および \bar{C}_L がどのように変化するか、第二に $\bar{C}_i/C_{L, uni}$ および $\bar{C}_L/C_{L, uni}$ が $\sqrt{M_1^2}$ によってどのように変化するか、の二点である。 $\frac{1}{M_1} \frac{dM_1}{dy}$ 自体の効果は非圧縮性流の仮定の範囲で取扱うことが可能なので本実験では $\frac{1}{M_1} \frac{dM_1}{dy}$ を変えることは行なっていない。

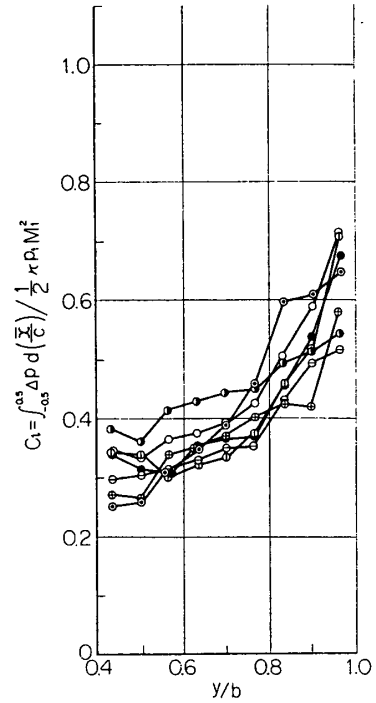
3.2 流入速度分布および速度勾配分布

圧縮性せん断流では $C_i(y)$, $C_L(y)$ などには常に $M_1(y)$ および $\frac{b}{2M_1} \frac{dM_1}{dy}$ と対応させて考察することが必要なので、第 14~19 図に本実験において与えたせん断流の流入マッハ数分布 $M_1(y)$ および無次元速度勾配分布 $\frac{b}{2M_1} \frac{dM_1}{dy}$ と共に、それより得られた局所揚力係数 $C_i(y)$ および揚力係数 $C_L(y)$ の分布が示されている。

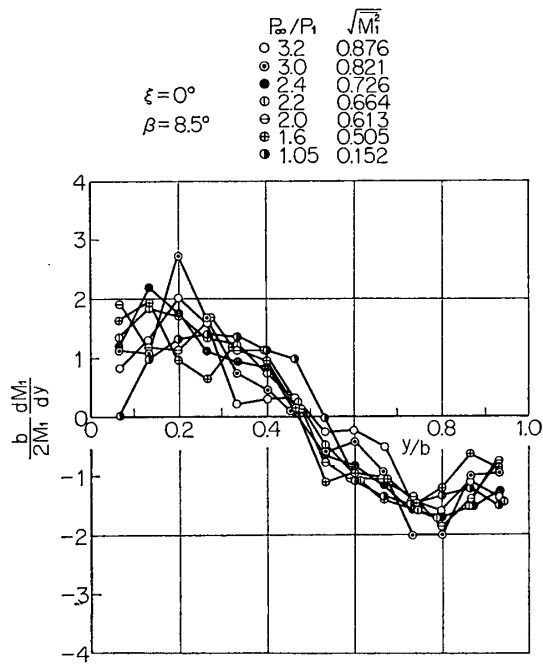
図に見られるように P_∞/P_1 の値に応じてせん断流の M_1 分布が変るが、 M_1 の最大値 $M_{1,p}$ が 1.1 以下あるいは $P_\infty/P_1 < 2.4$ の範囲では M_1 分布は P_∞/P_1 の変化に伴ってほぼ相似的に変化している。この場合 P_∞/P_1 の変化に伴う $\frac{b}{2M_1} \frac{dM_1}{dy}$ の局所の変動の大きさは ± 0.3 の程度であってほぼ一定分布を保ち、その大きさは大体 $\left| \frac{b}{2M_1} \frac{dM_1}{dy} \right| \sim 1$ の程度といえ



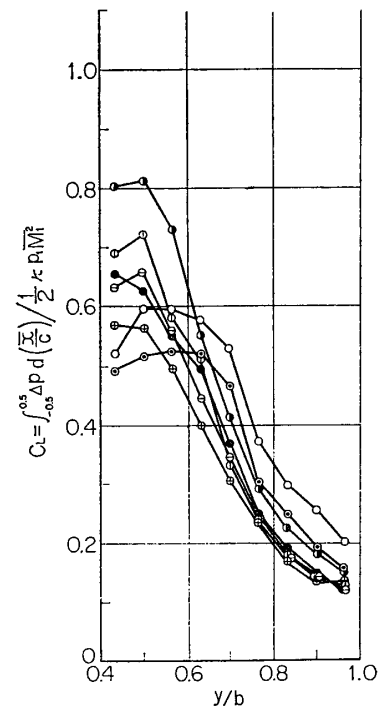
a 図 流入マッハ数分布



c 図 局所揚力係数分布

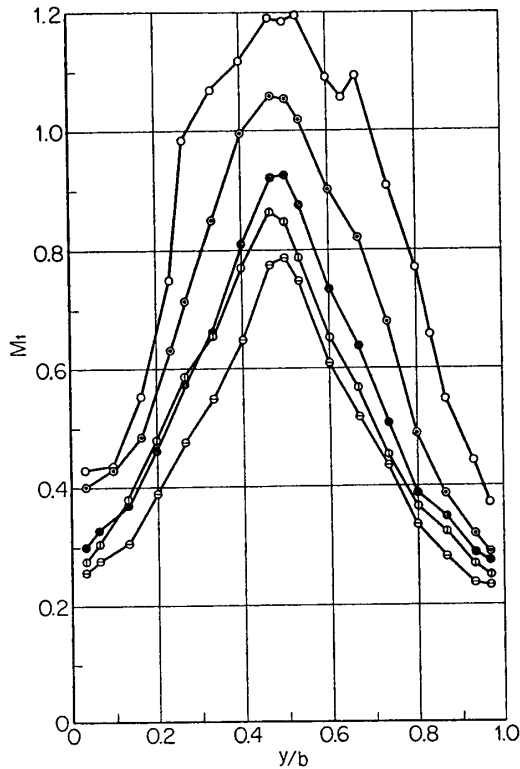


b 図 無次元速度勾配分布

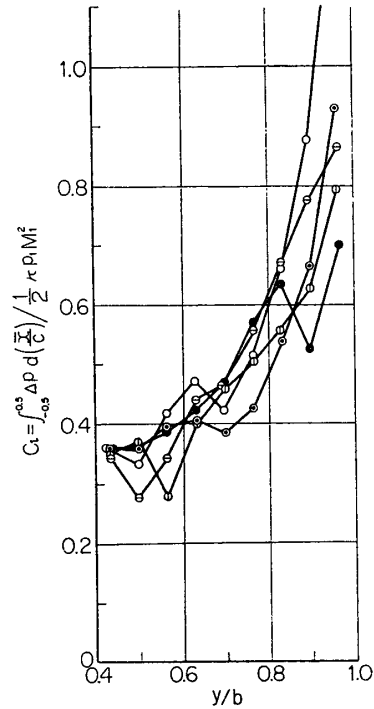


d 図 揚力係数分布

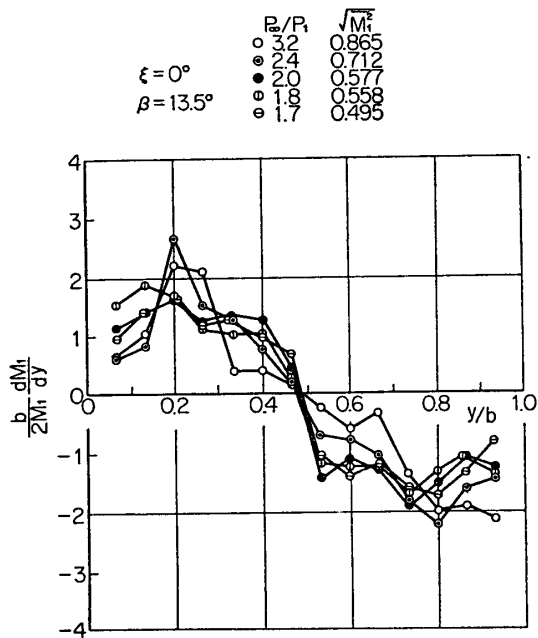
第 14 図 流入マッハ数 M_1 , 無次元速度勾配 $(b/2M_1)dM_1/dy$, 局所揚力係数 C_l および揚力係数 C_L の翼幅方向分布 ($\xi=0^\circ$, $\beta=8.5^\circ$, $t/c=1$)



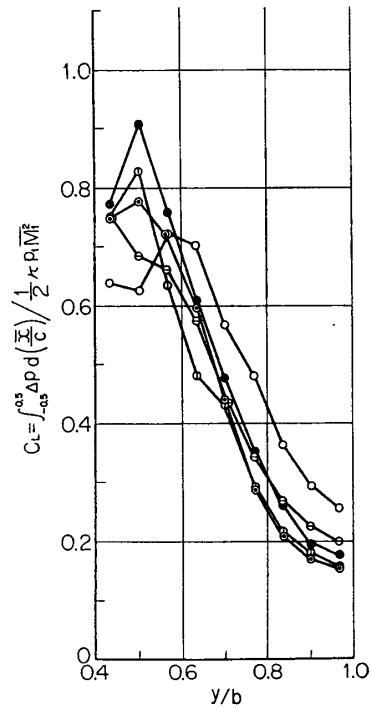
a 図 流入マッハ数分布



c 図 局所揚力係数分布

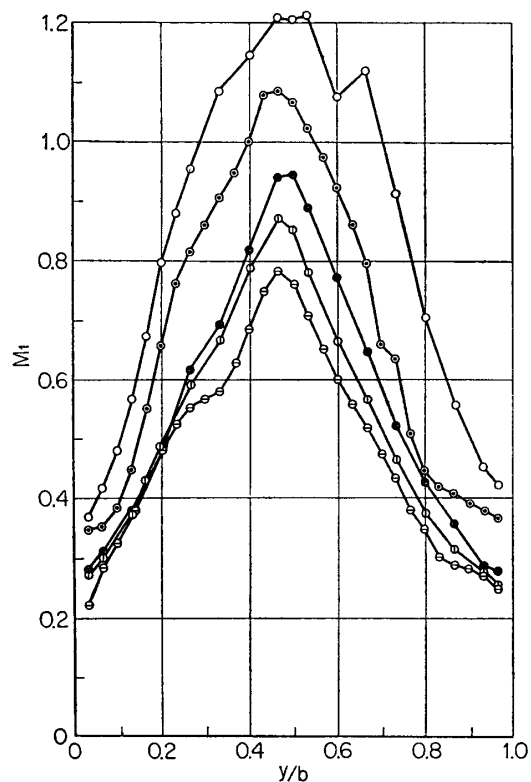


b 図 無次元速度勾配分布

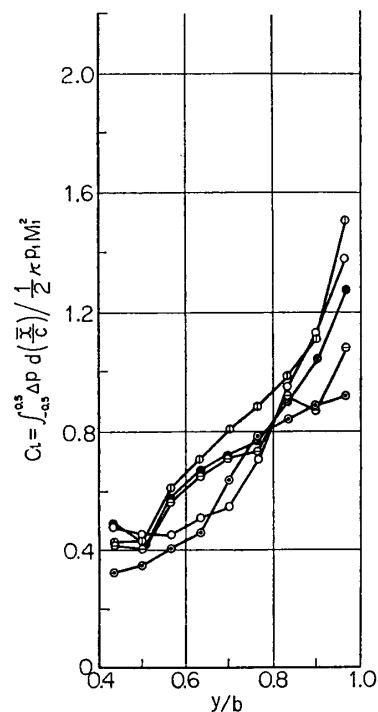


d 図 揚力係数分布

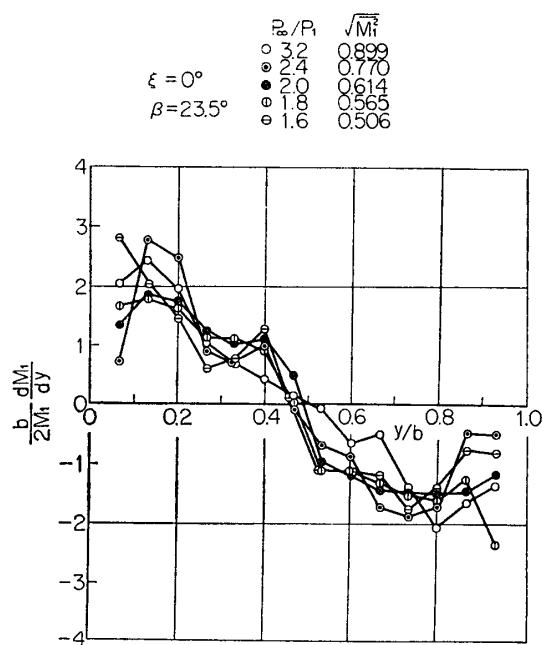
第 15 図 流入マッハ数 M_1 , 無次元速度勾配 $(b/2M_1)dM_1/dy$, 局所揚力係数 C_l および揚力係数 C_L の翼幅方向分布 ($\xi=0^\circ$, $\beta=13.5^\circ$, $t/c=1$)



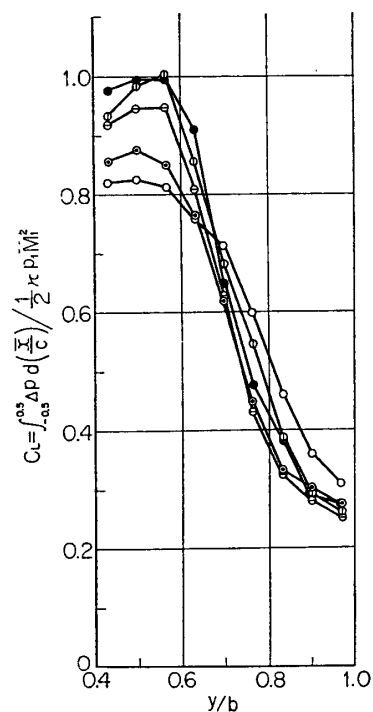
a 図 流入マッハ数分布



c 図 局所揚力係数分布

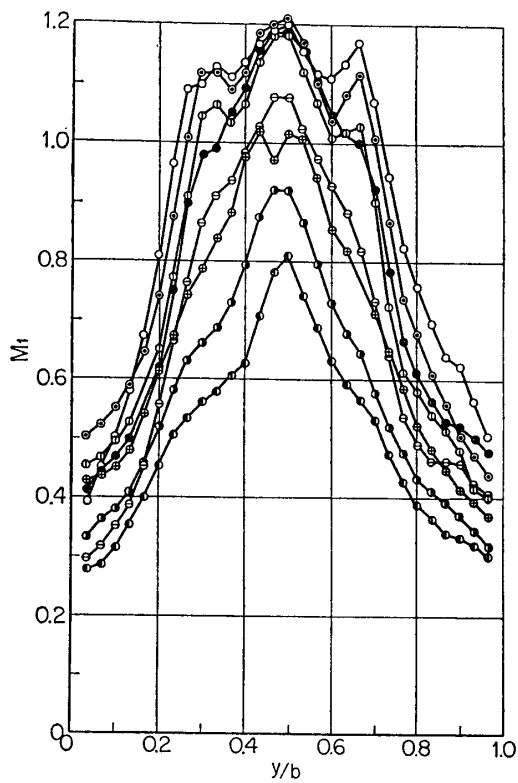


b 図 無次元速度勾配分布

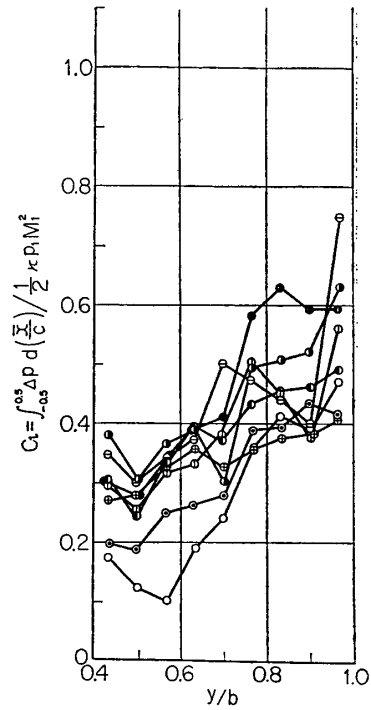


d 図 揚力係数分布

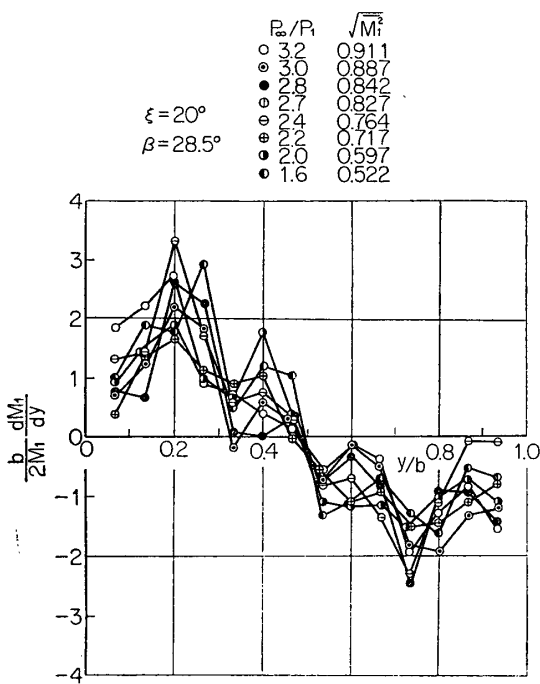
第 16 図 流入マッハ数 M_1 , 無次元速度勾配 $(b/2M_1)dM_1/dy$, 局所揚力係数 C_i および揚力係数 C_L の翼幅方向分布 ($\xi=0^\circ$, $\beta=23.5^\circ$, $t/c=1$)



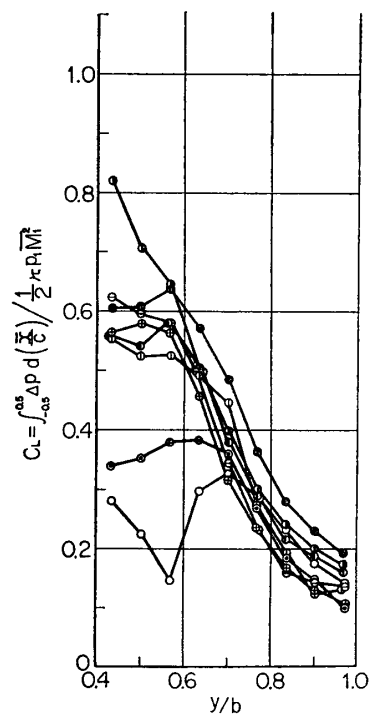
a 図 流入マッハ数分布



c 図 局所揚力係数分布

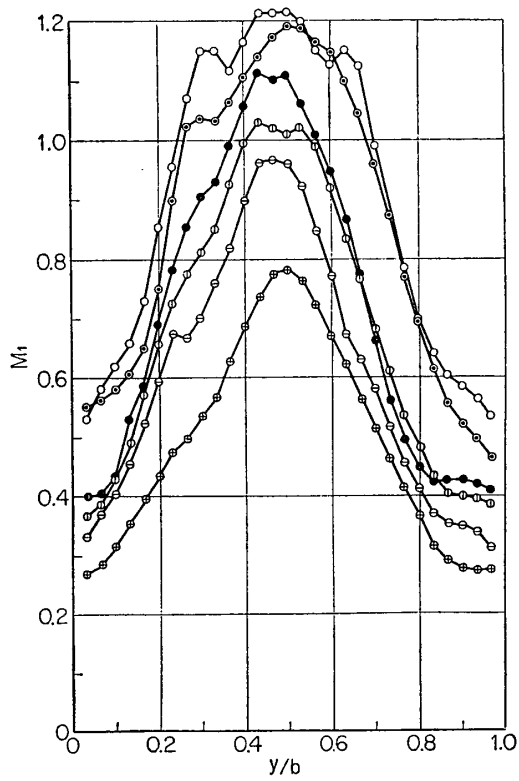


b 図 無次元速度勾配分布

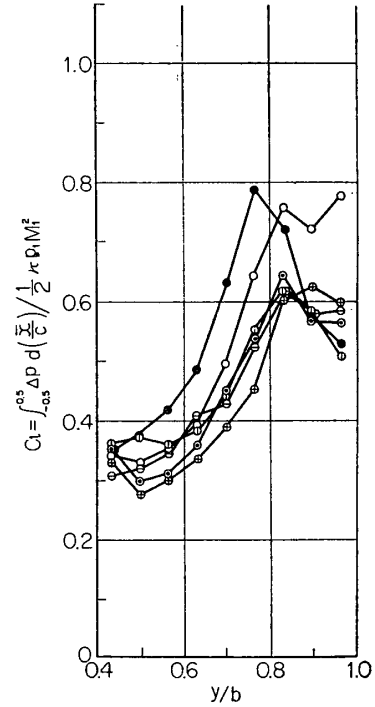


d 図 揚力係数分布

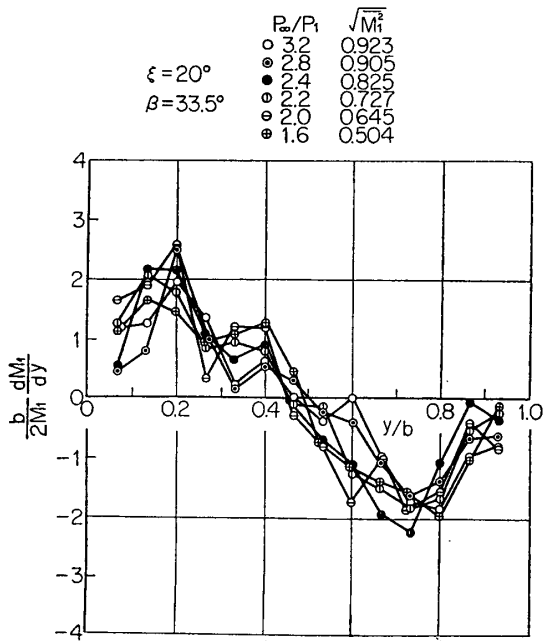
第 17 図 流入マッハ数 M_1 , 無次元速度勾配 $(b/2M_1)dM_1/dy$, 局所揚力係数 C_l および揚力係数 C_L の翼幅方向分布 ($\xi=20^\circ$, $\beta=28.5^\circ$, $t/c=1$)



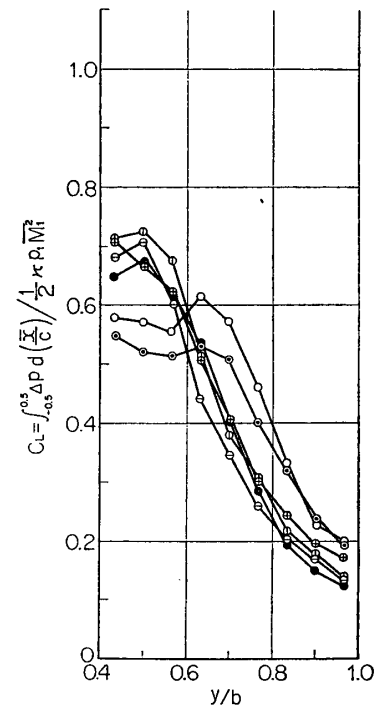
a 図 流入マッハ数分布



c 図 局所揚力係数分布

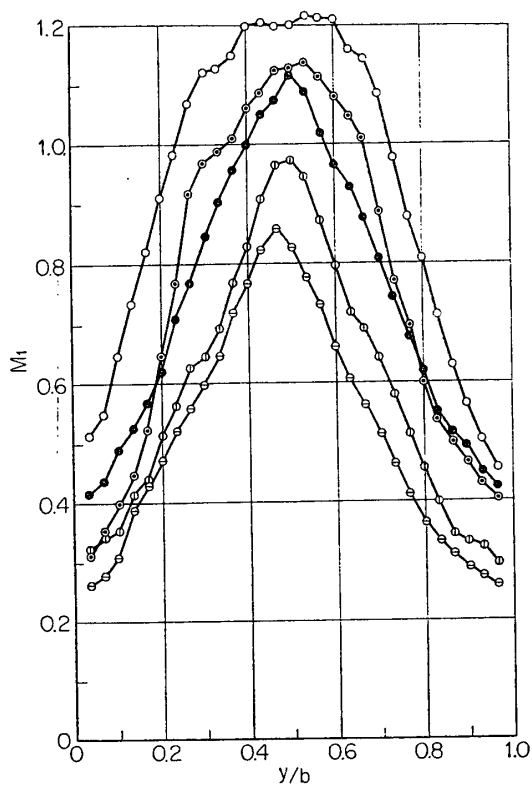


b 図 無次元速度勾配分布

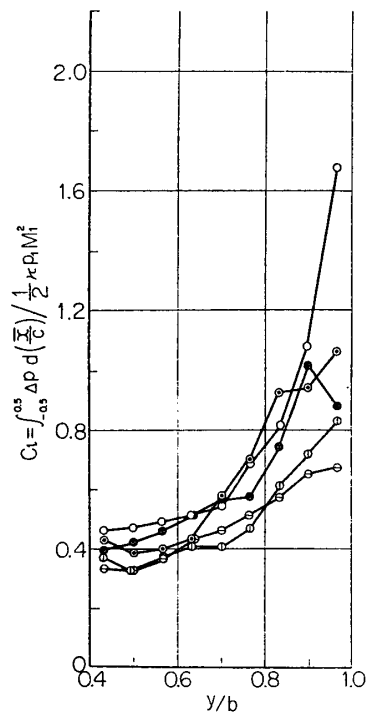


d 図 揚力係数分布

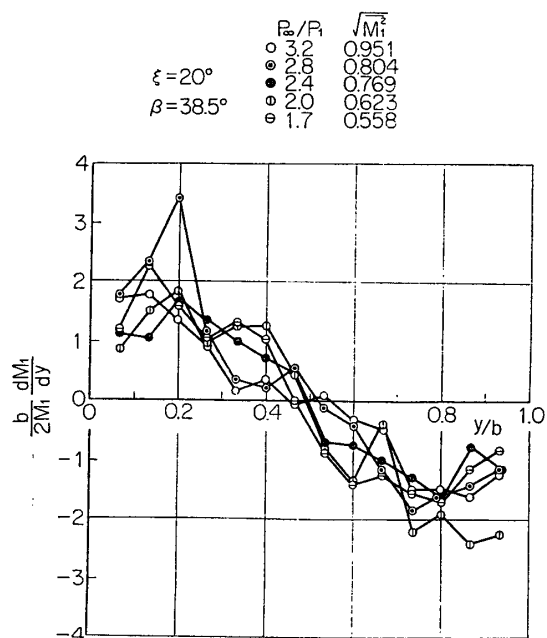
第 18 図 流入マッハ数 M_1 , 無次元速度勾配 $(b/2M_1)dM_1/dy$, 局所揚力係数 C_l および揚力係数 C_L の翼幅方向分布 ($\xi=20^\circ$, $\beta=33.5^\circ$, $t/c=1$)



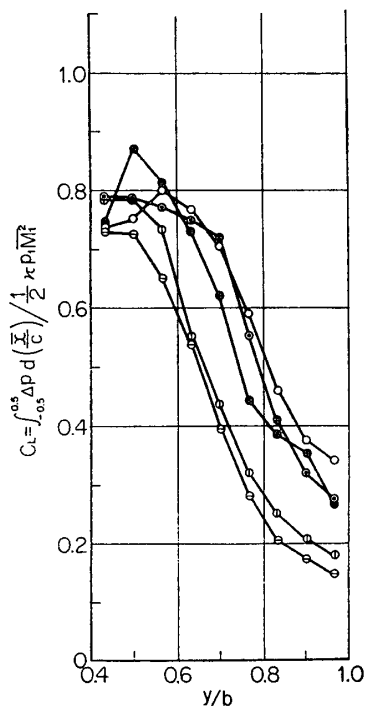
a 図 流入マッハ数分布



c 図 局所揚力係数分布

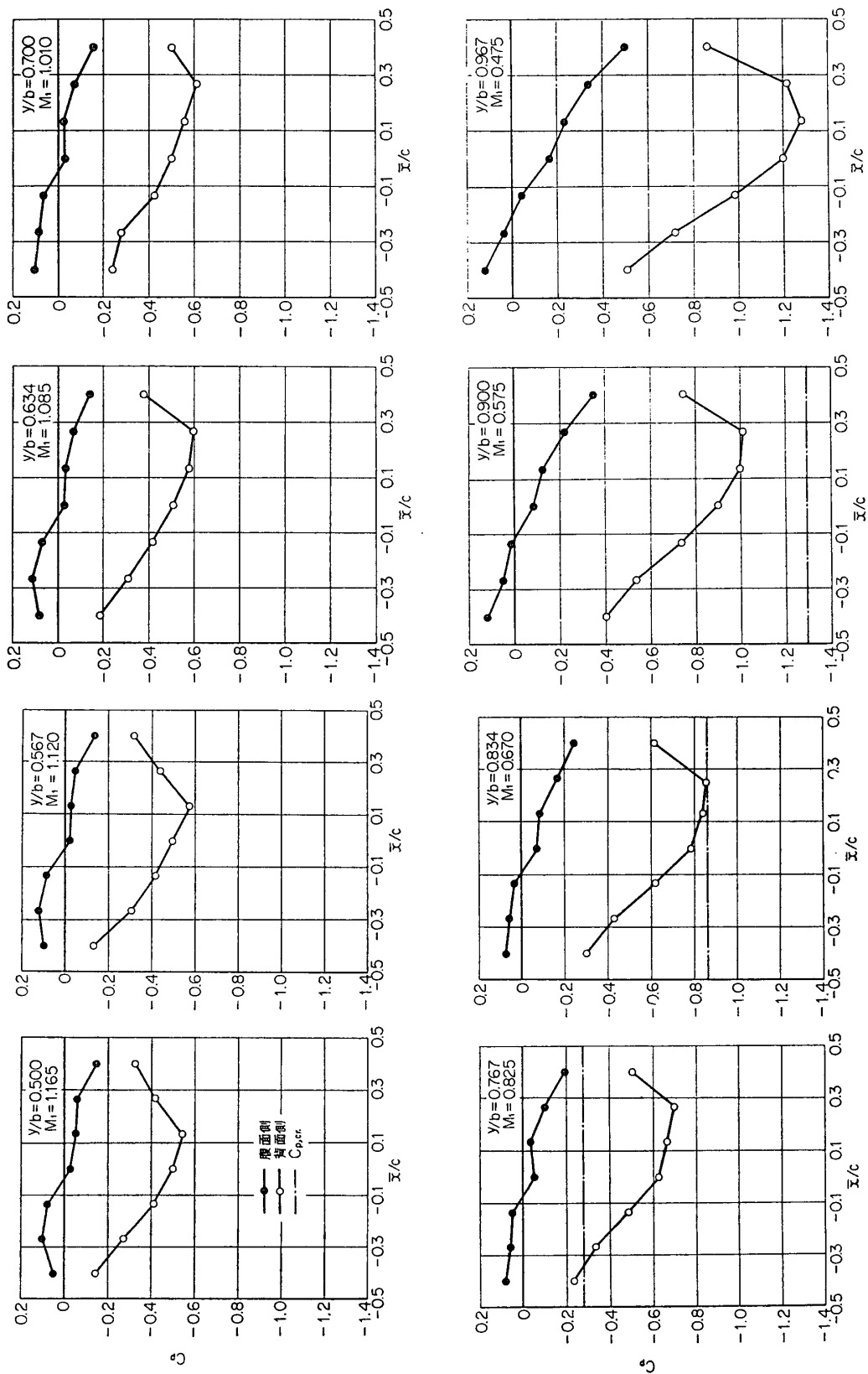


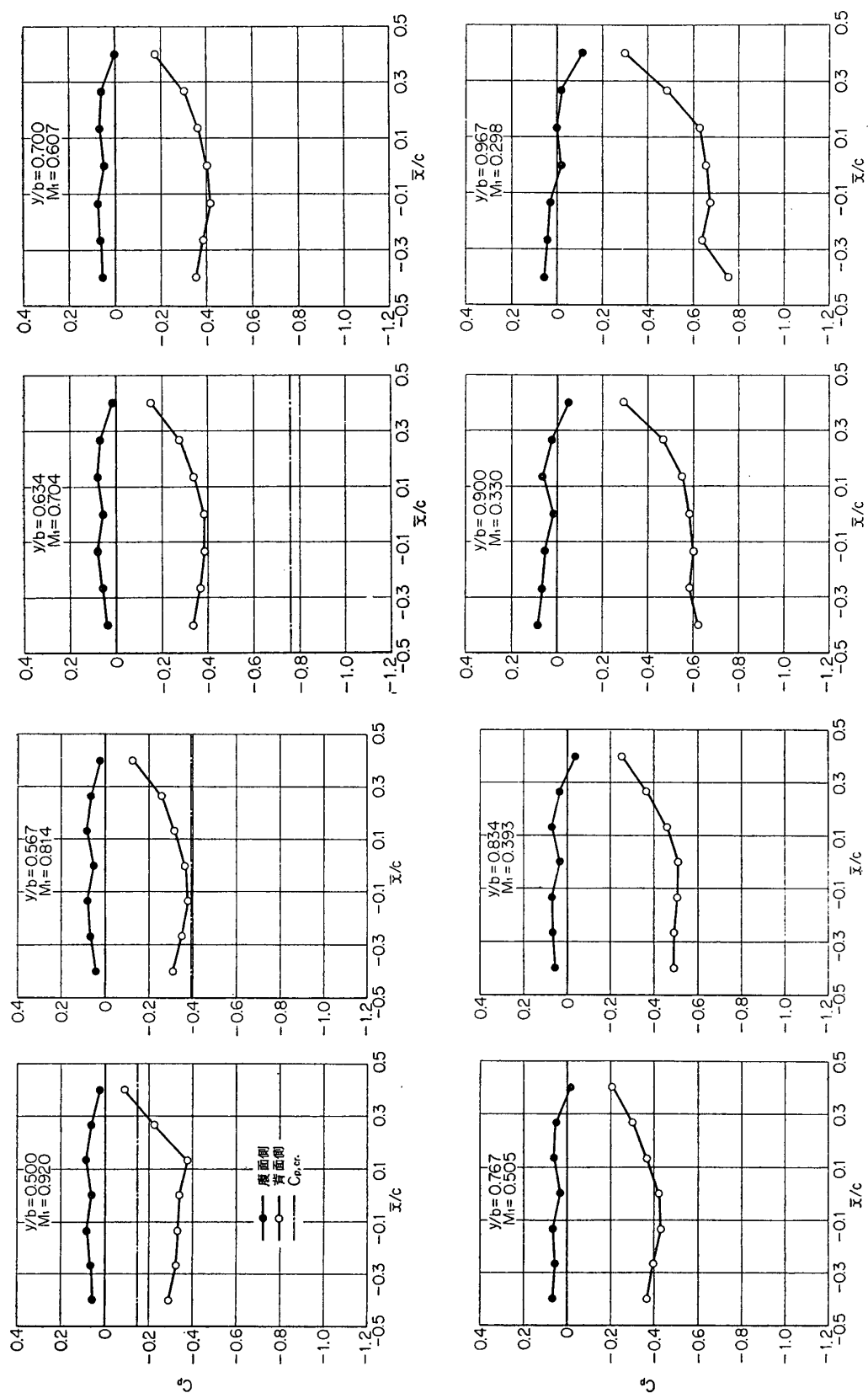
b 図 無次元速度勾配分布



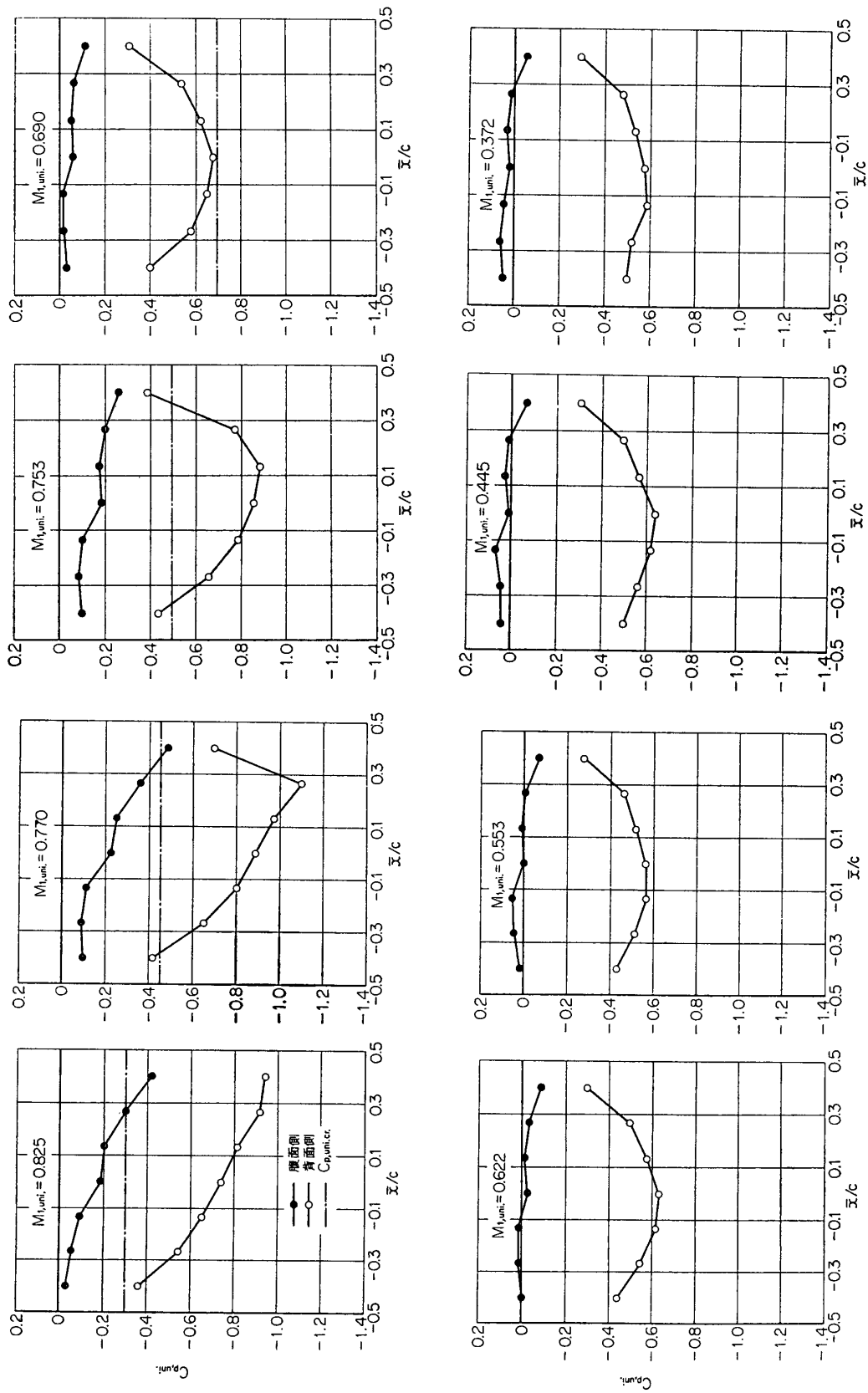
d 図 揚力係数分布

第 19 図 流入マッハ数 M_1 , 無次元速度勾配 $(b/2M_1)dM_1/dy$, 局所揚力係数 C_l および揚力係数 C_L の翼幅方向分布 ($\xi=20^\circ$, $\beta=38.5^\circ$, $t/c=1$)

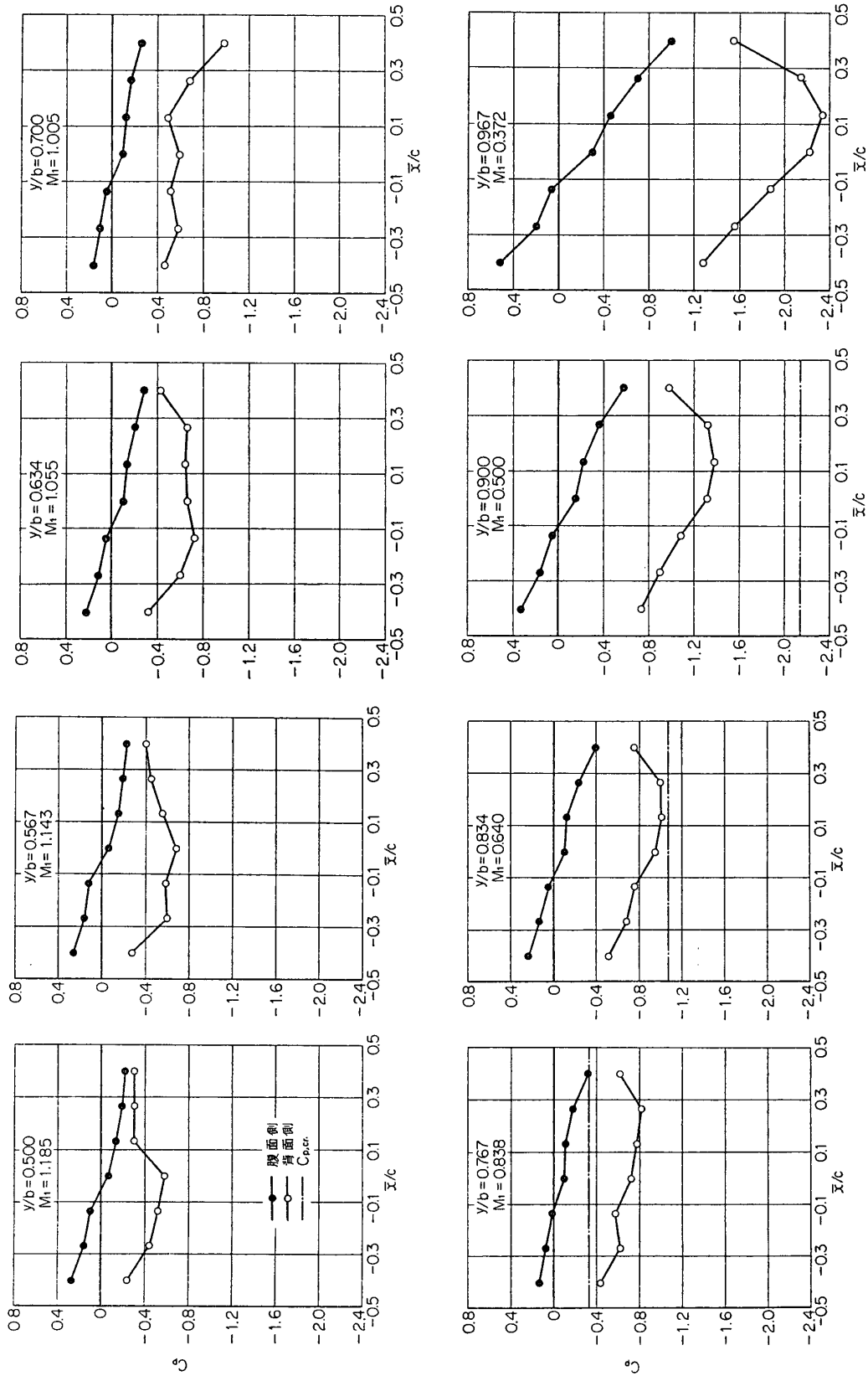
第 20 図 せん断流中の種々の翼幅方向位置 y/b における翼面圧力係数 C_p の翼弦方向分布($\xi=0^\circ$, $\beta=8.5^\circ$, $t/c=1$, $P_\infty/P_1=3.2$, $\sqrt{M_1^2}=0.876$)



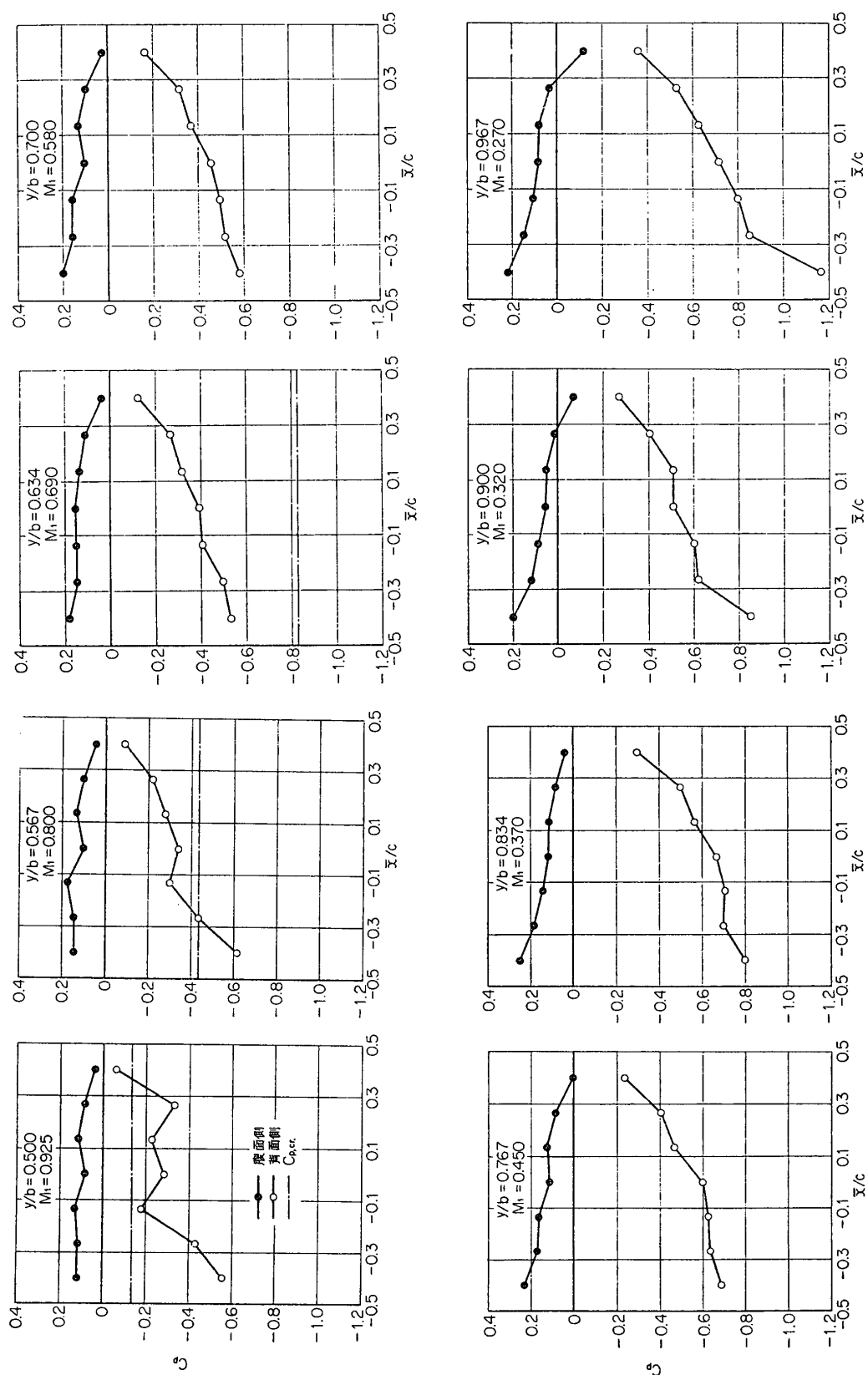
第 21 図 せん断流中の種々の翼幅方向位置 y/b における翼面圧力係数 C_p の翼弦方向分布
 ($\xi=0^\circ$, $\beta=8.5^\circ$, $t/c=1$, $P_\infty/P_1=2.0$, $\sqrt{M_1^2}=0.613$)

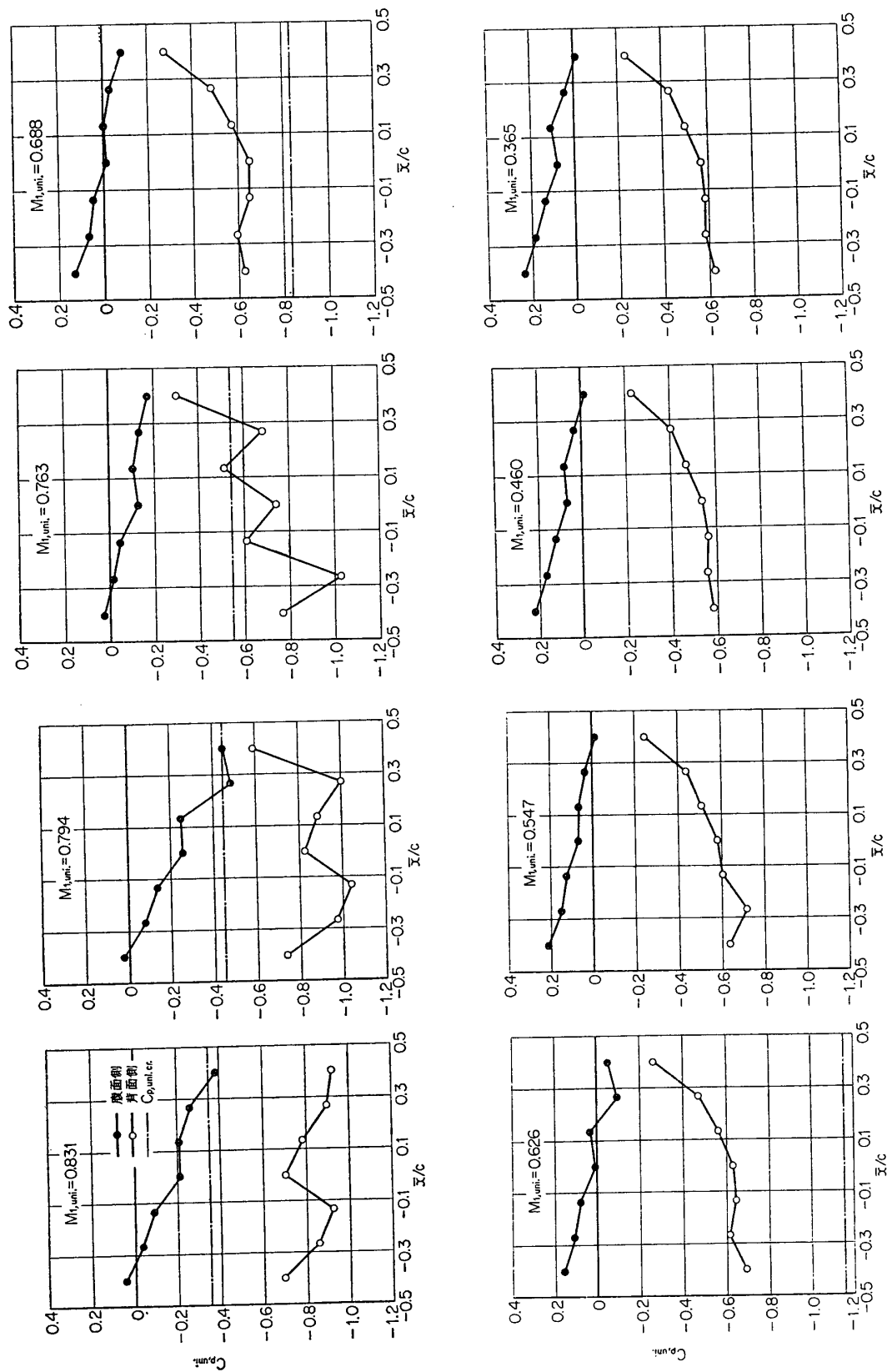


第 22 図 種々の流入マッハ数 $M_{1,uni}$ の一様流中における翼面圧力係数 $C_{p,uni}$ の翼弦方向分布
($\xi=0^\circ$, $\beta=8.5^\circ$, $t/c=1$)

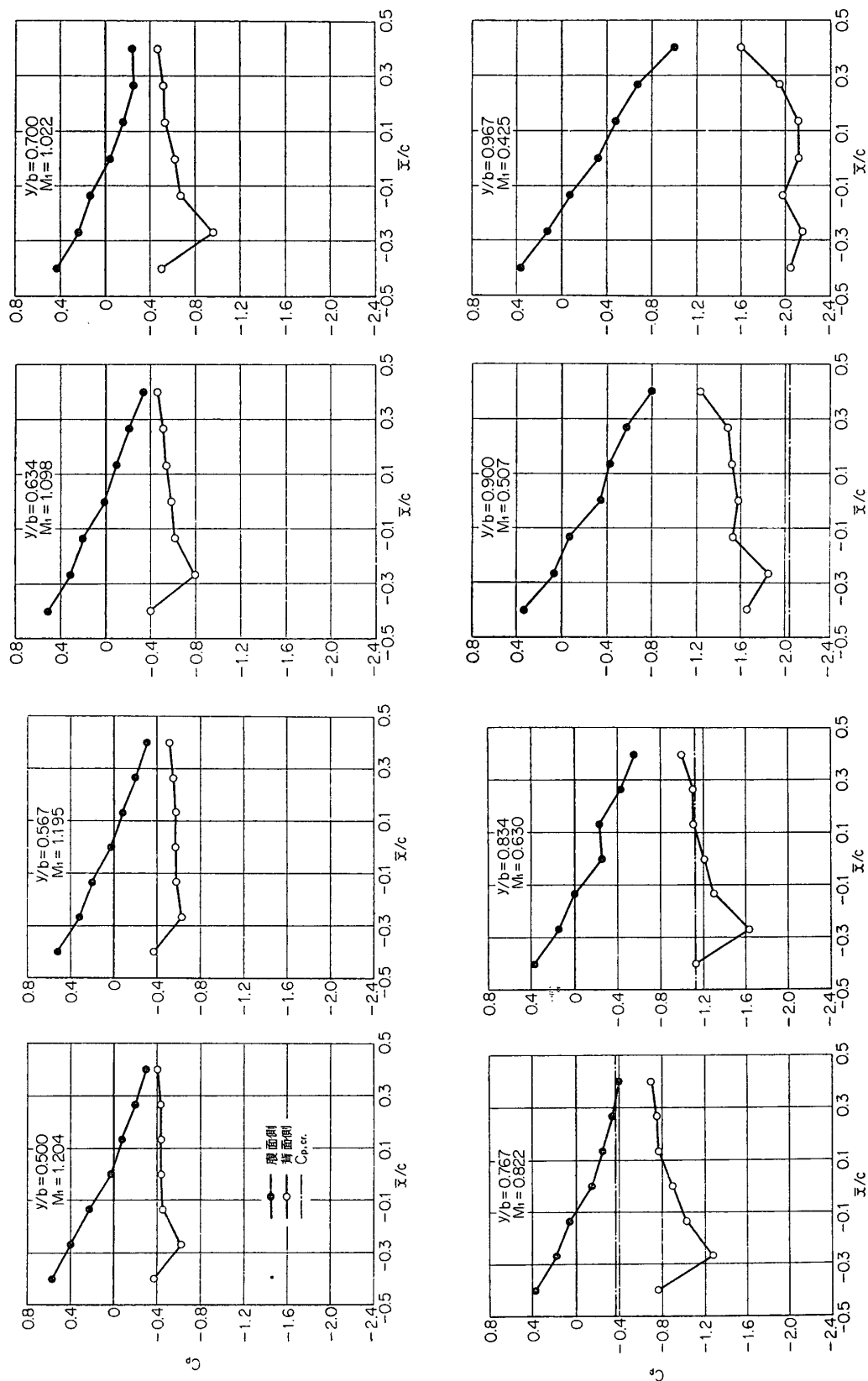


第 23 図 せん断流中の種々の翼幅方向位置 y/b における翼面圧力係数 C_p の翼弦方向分布
 ($\xi=0^\circ$, $\beta=13.5^\circ$, $t/c=1$, $P_\infty/P_1=3.2$, $1/\overline{M}_1^2=0.865$)

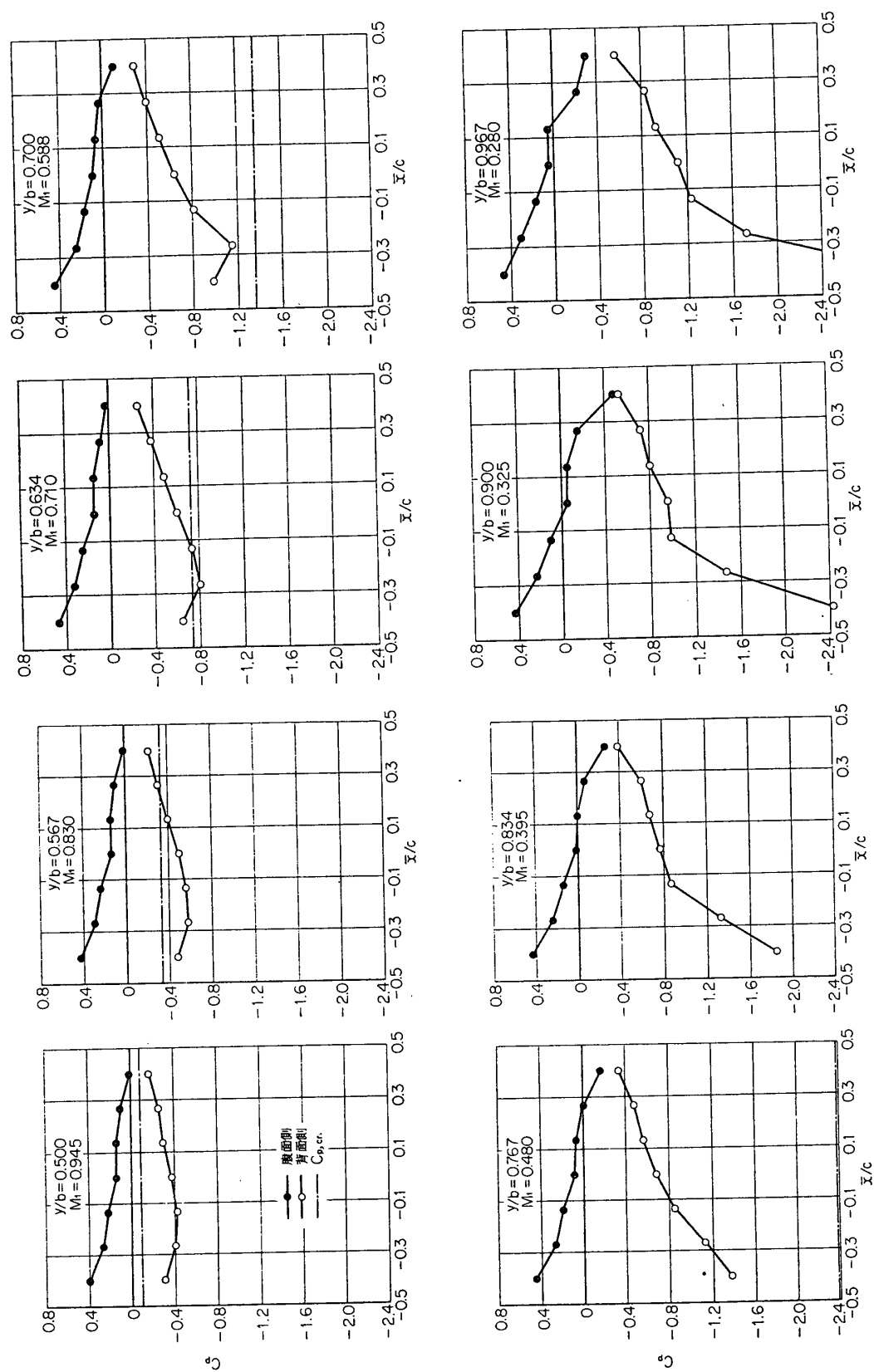
第 24 図 せん断流中の種々の翼幅方向位置 y/b における翼面圧力係数 C_p の翼弦方向分布($\xi=0^\circ$, $\beta=13.5^\circ$, $t/c=1$, $P_\infty/P_1=2.0$, $\sqrt{M_1^2}=0.577$)



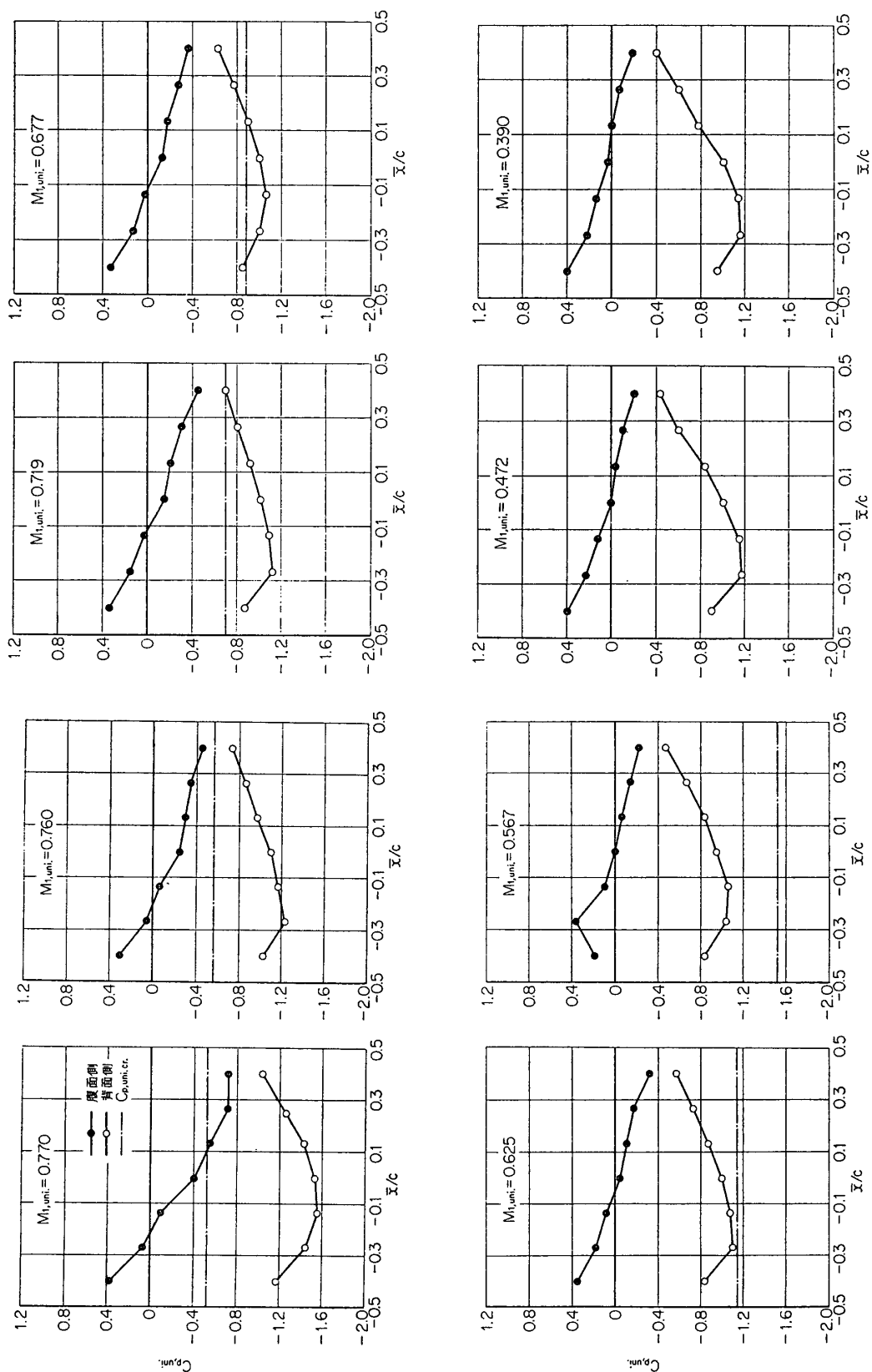
第 25 図 種々の流入マッハ数 $M_{1,uni}$ の一様流中における翼面圧力係数 $C_{p,uni}$ の翼弦方向分布
($\xi=0^\circ$, $\beta=13.5^\circ$, $t/c=1$)



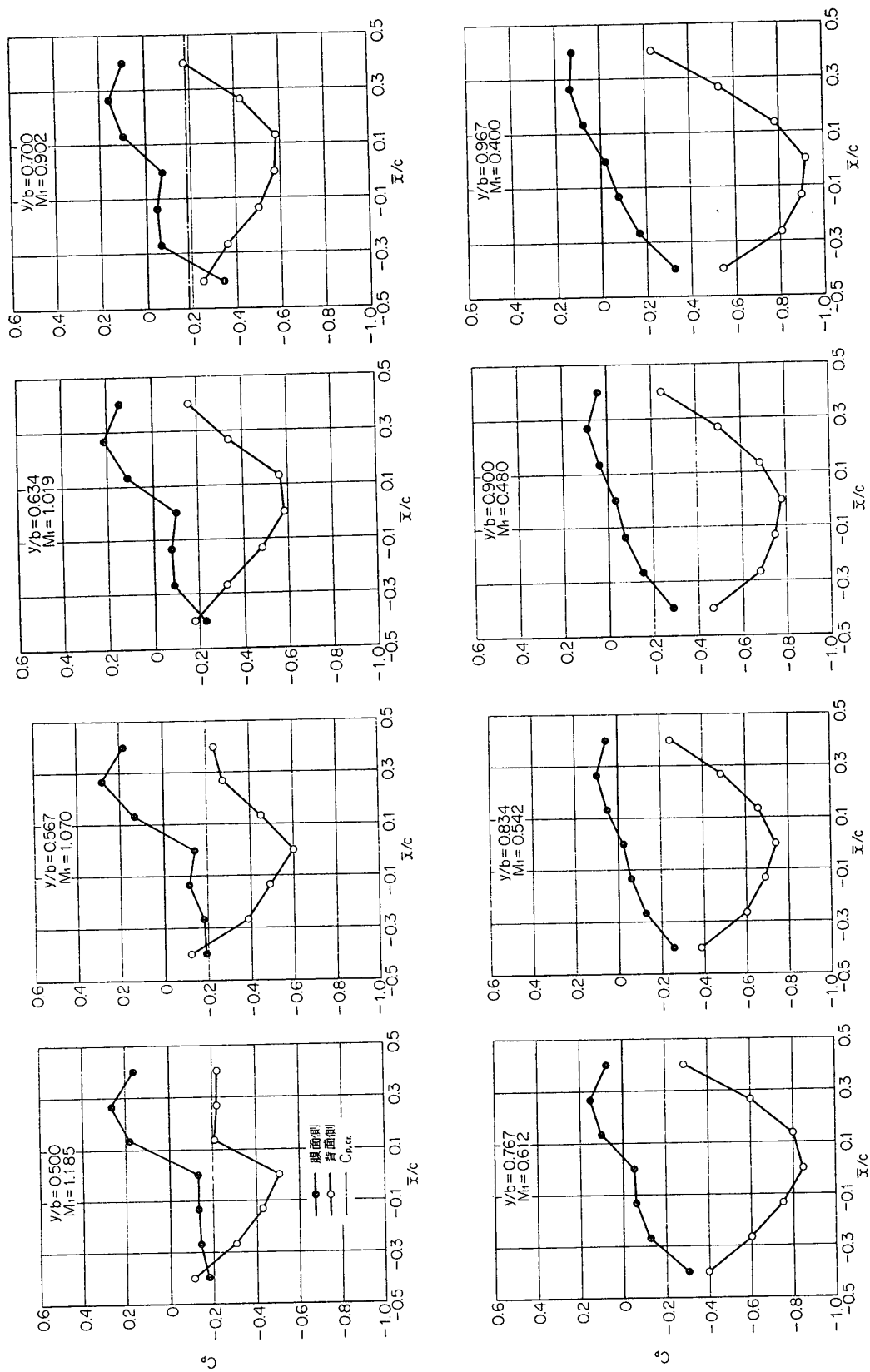
第 26 図 せん断流中の種々の翼幅方向位置 y/b における翼面圧力係数 C_p の翼弦方向分布
 ($\xi=0^\circ$, $\beta=23.5^\circ$, $t/c=1$, $P_\infty/P_1=3.2$, $\sqrt{M_1^2}=0.899$)



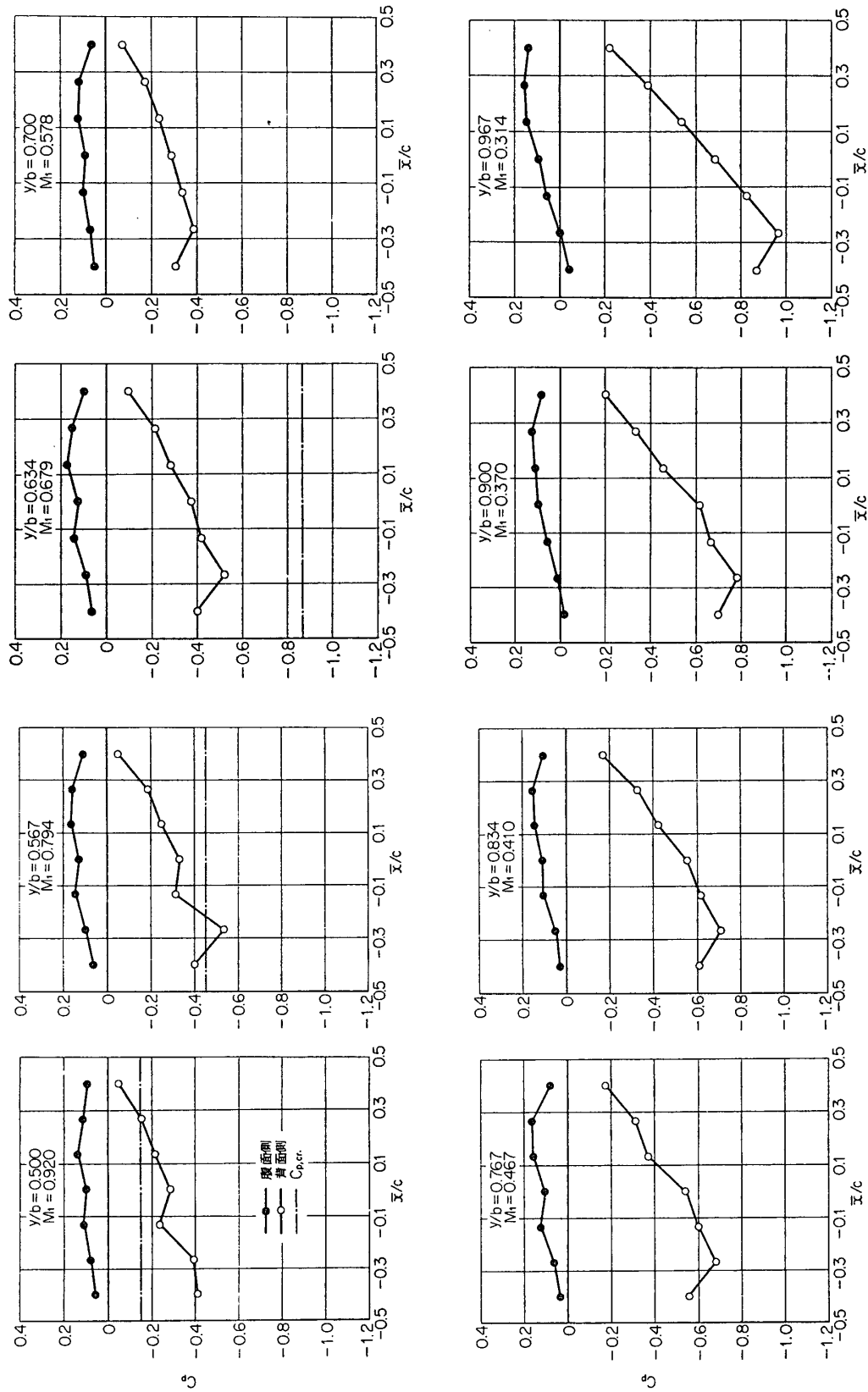
第 27 図 せん断流中の種々の翼幅方向位置 y/b における翼面圧力係数 C_p の翼弦方向分布
 ($\xi = 0^\circ$, $\beta = 23.5^\circ$, $t/c = 1$, $P_\infty/P_1 = 2.0$, $\sqrt{M_1^2} = 0.614$)



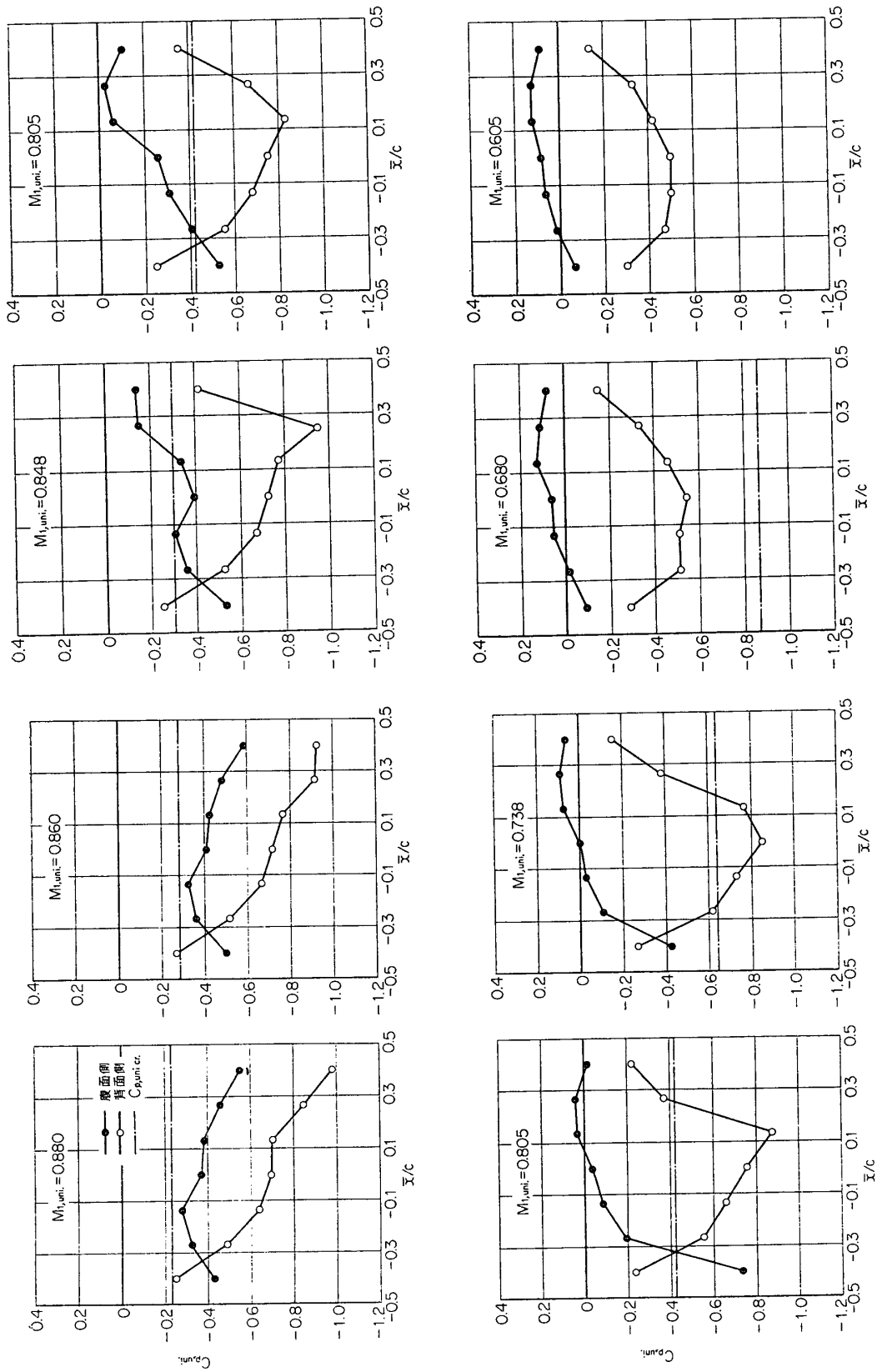
第 28 図 種々の流入マッハ数 $M_{1,uni}$ の一様流中における翼面圧力係数 $C_{p,uni}$ の翼弦方向分布
 ($\xi=0^\circ, \beta=23.5^\circ, t/c=1$)



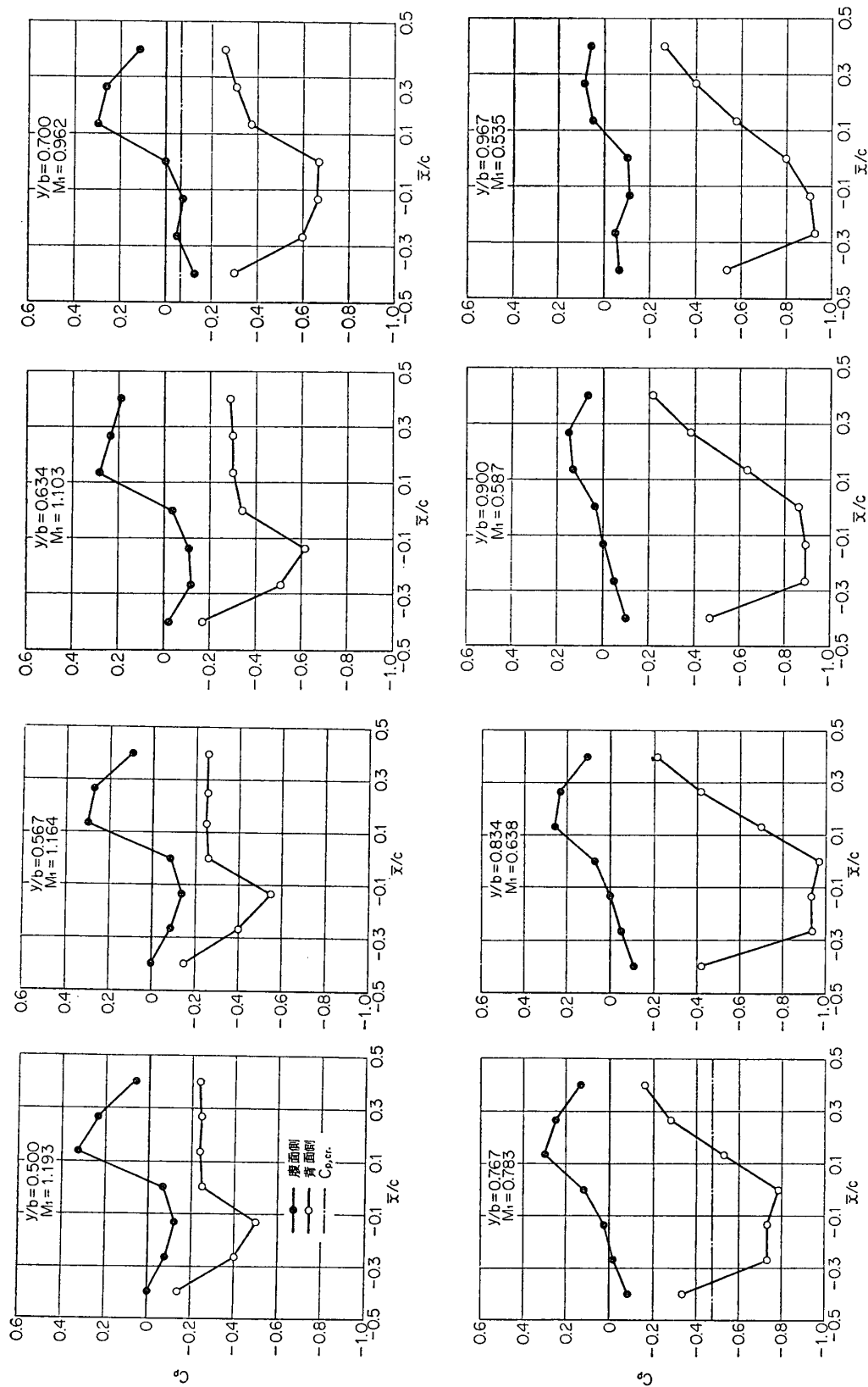
第 29 図 せん断流中の種々の翼幅方向位置 y/b における翼面圧力係数 C_p の翼弦方向分布
 ($\xi = 20^\circ$, $\beta = 28.5^\circ$, $t/c = 1$, $P_\infty/P_1 = 2.8$, $\sqrt{M_1^2} = 0.827$)



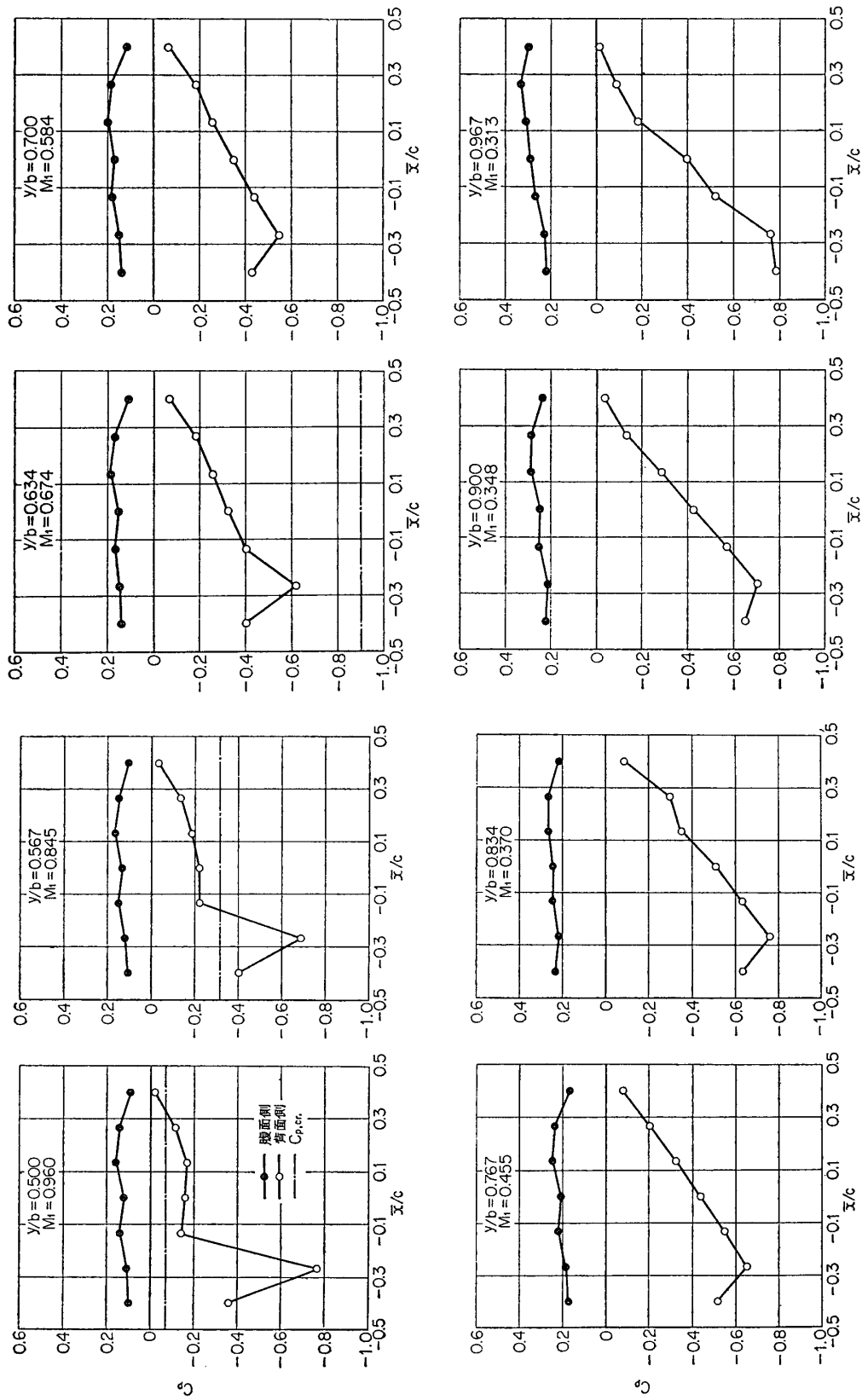
第 30 図 せん断流中の種々の翼幅方向位置 y/b における翼面圧力係数 C_p の翼弦方向分布
 ($\xi = 20^\circ$, $\beta = 28.5^\circ$, $t/c = 1$, $P_\infty/P_1 = 2.0$, $\sqrt{M_1^2} = 0.597$)



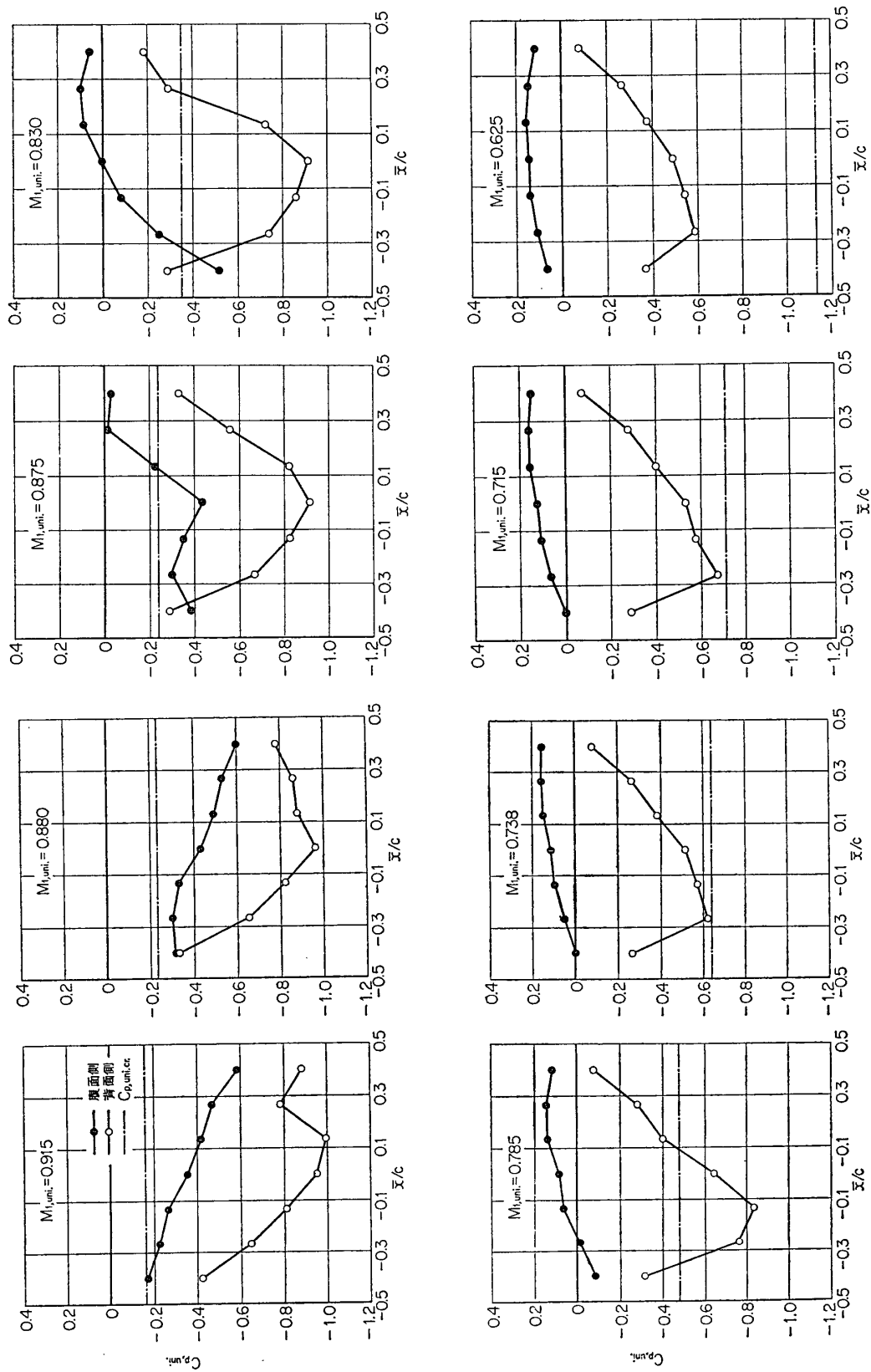
第 31 図 種々の流入マッハ数 $M_{1,uni}$ の一様流中における翼面圧力係数 $C_{p,uni}$ の翼弦方向分布
 ($\xi = 20^\circ$, $\beta = 28.5^\circ$, $t/c = 1$)



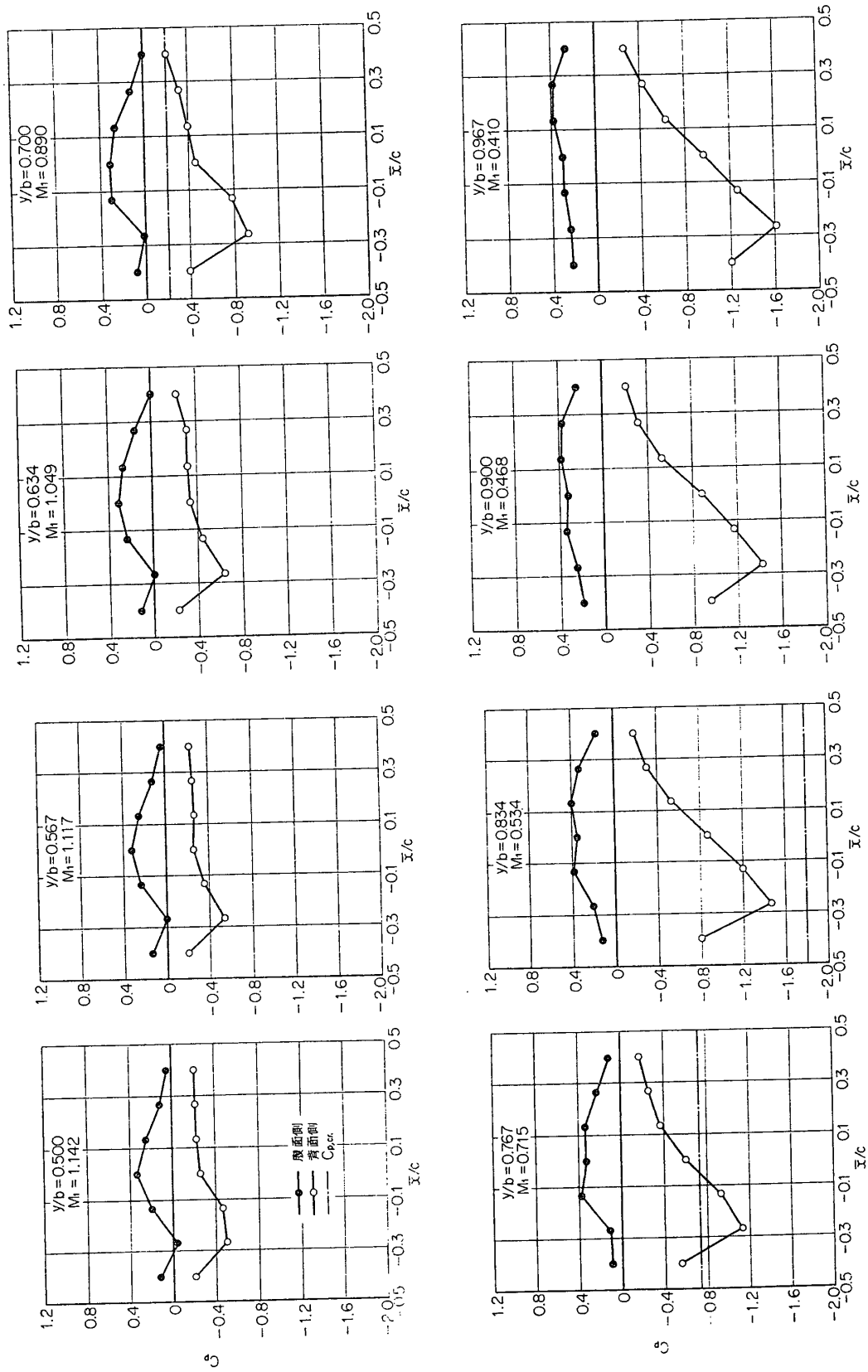
第 32 図 せん断流中の種々の翼幅方向位置 y/b における翼面圧力係数 C_p の翼弦方向分布
 ($\xi=20^\circ$, $\beta=33.5^\circ$, $t/c=1$, $P_\infty/P_1=2.8$, $\sqrt{M_1^2}=0.905$)



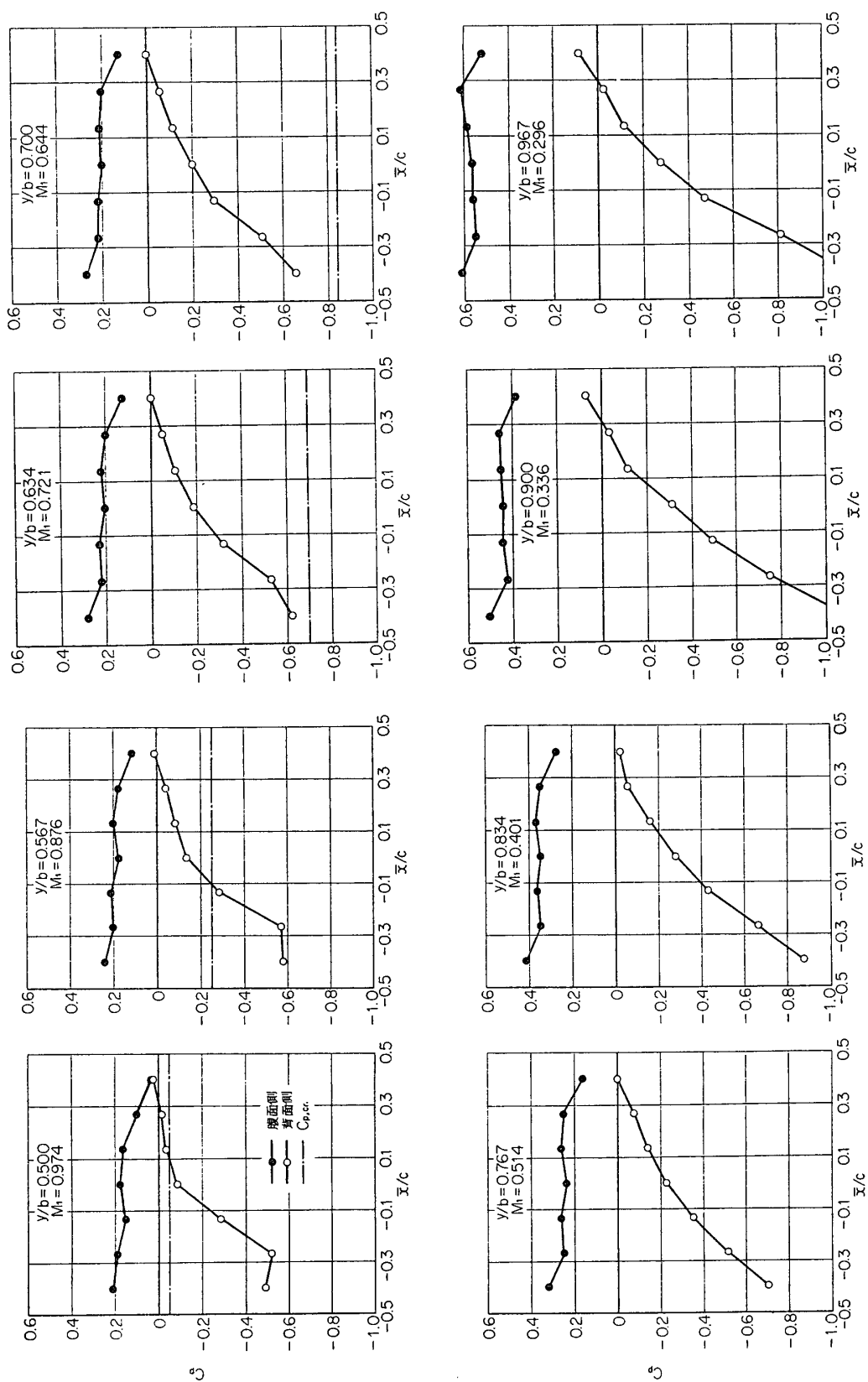
第 33 図 せん断流中の種々の翼幅方向位置 y/b における翼面圧力係数 C_p の翼弦方向分布
($\xi=20^\circ$, $\beta=33.5^\circ$, $t/c=1$, $P_\infty/P_1=2.0$, $\sqrt{M_1^2}=0.645$)



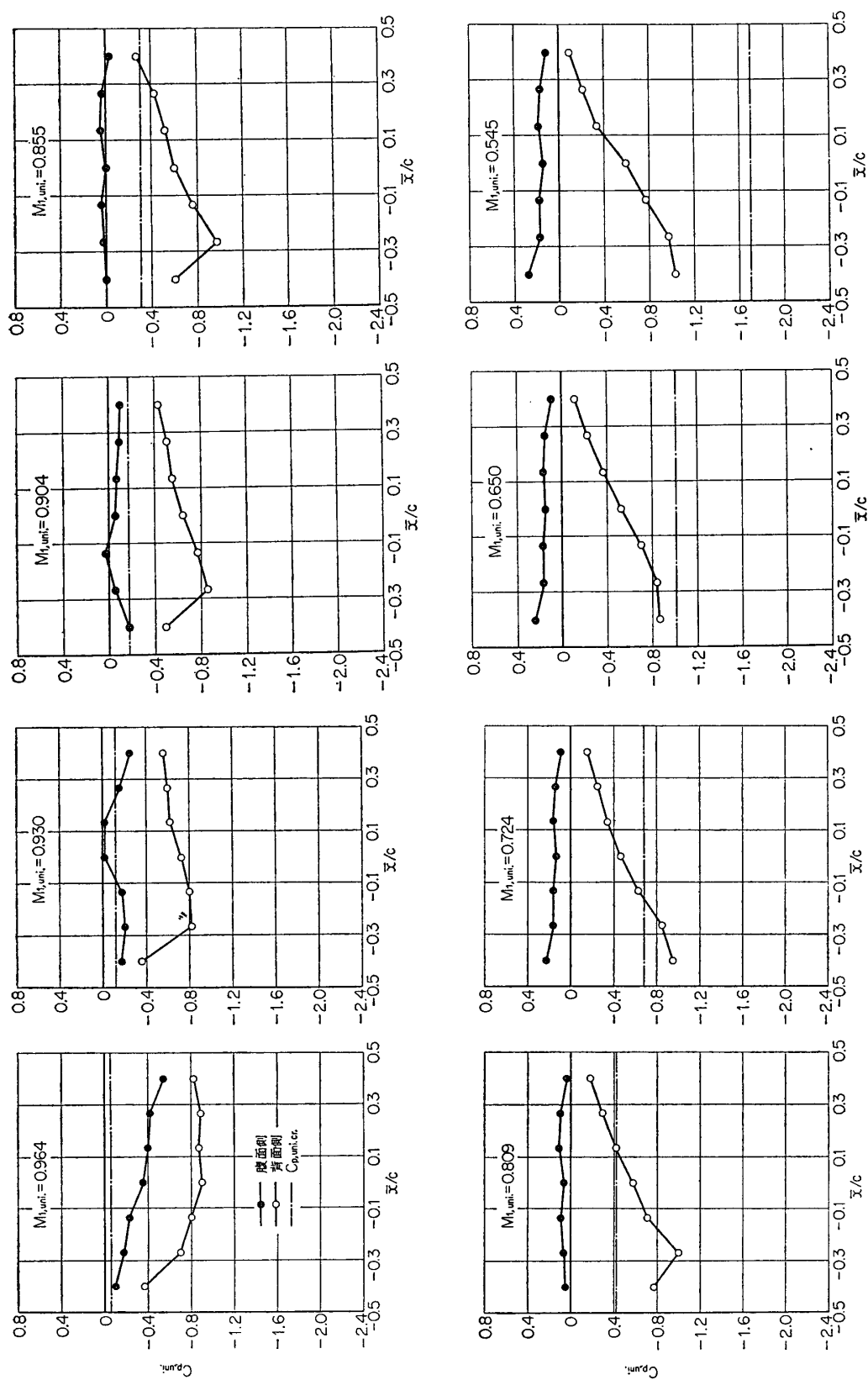
第 34 図 種々の流入マッハ数 $M_{1,uni}$ の一様流中における翼面圧力係数 $C_{p,uni}$ の翼弦方向分布
($\xi=20^\circ$, $\beta=33.5^\circ$, $t/c=1$)



第 35 図 せん断流中の種々の翼幅方向位置 y/b における翼面圧力係数 C_p の翼弦方向分布
 ($\xi=20^\circ$, $\beta=38.5^\circ$, $t/c=1$, $P_\infty/P_1=2.8$, $\sqrt{M_1^2}=0.804$)



第 36 図 せん断流中の種々の翼幅方向位置 y/b における翼面圧力係数 C_p の翼弦方向分布
 ($\xi = 20^\circ$, $\beta = 38.5^\circ$, $t/c = 1$, $P_\infty/P_1 = 2.0$, $\sqrt{M_1^2} = 0.623$)



第 37 図 種々の流入マッハ数 $M_{1,uni}$ の一様流中における翼面圧力係数 $C_{p,uni}$ の翼弦方向分布
($\xi=20^\circ$, $\beta=38.5^\circ$, $t/c=1$)

る. $M_{1,p} \sim 1.2$ (あるいは $P_\infty/P_1 > 2.8$) のせん断流になると翼幅中央部の M_1 分布が平坦になり, かつその平坦部の両側に抵抗板の伴流の影響が残り, その結果 $\frac{b}{2M_1} \frac{dM_1}{dy}$ の曲線の形は他の場合とかなり異っている.

従って以下 $P_\infty/P_1 < 2.4$ あるいは $M_{1,p} < 1.1$ のせん断流は, 種々の P_∞/P_1 に対して $\frac{d}{2M_1} \frac{dM_1}{dy}$ が同一分布を保つものとして今後の解析を進めるが, $P_\infty/P_1 > 2.8$ あるいは $M_{1,p} \sim 1.2$ のせん断流は他の場合に較べて $\frac{b}{2M_1} \frac{dM_1}{dy}$ がかなり異なることを考慮に入れておかななくてはならない.

3.3 翼面静圧分布

実験結果のうち各翼列条件につき一樣流, 平均流入マッハ数 $\sqrt{M_1^2}$ が比較的高いせん断流および $\sqrt{M_1^2}$ が比較的低いせん断流の三つの場合の翼面圧力係数 ($C_{p,uni}$ または C_p) の翼弦方向分布の代表例を第 20~37 図に示す. 各図中せん断流の場合は一つのせん断流について種々の y/b 従ってそれに対応する種々の M_1 に対する C_p の分布が示され, 一樣流の場合は種々の $M_{1,uni}$ に対する $C_{p,uni}$ の分布が示されている.

まず一樣流中の翼面静圧分布について簡単な考察をしておく. 第 22 図 ($\xi=0^\circ$, $\beta=8.5^\circ$) を例にとると $M_{1,uni} < M_{1,uni.cr.} = 0.69$ では翼表面上はすべて亜音速であり, $C_{p,uni}$ 曲線はほぼ相似な形を保っている. すなわちこの場合 x 軸方向の圧力勾配 $\partial C_{p,uni}/\partial x$ は腹面ではほぼ全面で $\partial C_{p,uni}/\partial x \sim 0$, 背面では $1/2$ 弦長点附近を境に前半で $\partial C_{p,uni}/\partial x < 0$, 後半で $\partial C_{p,uni}/\partial x > 0$ の形になっている. $M_{1,uni} > 0.69$ になると背面の中央部に超音速部分が現れ, それは衝撃波を経て亜音速に回復する. 前縁から衝撃波までは $\partial C_{p,uni}/\partial x < 0$ であり, $M_{1,uni}$ が増すに従って衝撃波の位置は後縁に近づくので, 最後には背面のほぼ全面で $\partial C_{p,uni}/\partial x < 0$ となる. またこの程度の $M_{1,uni}$ になると, 腹面側も全面 $\partial C_{p,uni}/\partial x < 0$ となり後縁附近に超音速部が出現する. このように $C_{p,uni}$ 曲線の形は翼面上に超音速部分がかなり存在するような大きい $M_{1,uni}$ に属する $C_{p,uni}$ 曲線の形と翼面上に亜音速部分がほとんどを占めるような低い $M_{1,uni}$ に属する $C_{p,uni}$ 曲線の形との二つに大別できるが, この傾向は他の ξ あるいは β の翼列条件においても当てはまっている. 一樣流の $C_{p,uni}$ 分布の詳しい考察は本実験の目的をはずれるので省略するが, $\xi=20^\circ$ の場合には $\xi=0^\circ$ の場合と異なり, $M_{1,uni}$ が大きくなると腹面上にも明らかに衝撃波によると思われる著しい圧力上昇が生じていることを指摘しておく.

次にせん断流における C_p 分布を見る. $\xi=0^\circ$, $\beta=8.5^\circ$ の場合を例にとり, $\sqrt{M_1^2}$ が高い場合と低い場合すなわち第 20 図 ($\sqrt{M_1^2}=0.876$) と第 21 図 ($\sqrt{M_1^2}=0.613$) とを比較すると, 前者と後者の C_p 曲線の形が著しく異ることがわかる. つまり第 20 図のように $\sqrt{M_1^2}$ が高い場合は, $\partial C_p/\partial x$ は腹面ではほぼ全面で負の値をとり, 背面では $3/4$ 弦長点附近を境に前半で $\partial C_p/\partial x < 0$, 後半で $\partial C_p/\partial x > 0$ になっている. しかもこの形は一樣流の場合 (第 22 図) の $M_{1,uni} > 0.69$ の場合の $C_{p,uni}$ 曲線に類似しているが, 第 20 図では翼幅全範囲で, すなわち M_1 でいえば $1.165 \geq M_1 \geq 0.475$ でその形を保っている. これに対し第 21 図のように $\sqrt{M_1^2}$ が低い場合は, 腹面上ほぼ全面で $\partial C_p/\partial x \sim 0$, 背面では $1/2$ 弦長点附近を境に前半で $\partial C_p/\partial x < 0$, 後半で $\partial C_p/\partial x > 0$ の形を有し, これは一樣流 (第 22 図) の

$M_{1,uni} \leq 0.69$ における $C_{p,uni}$ 曲線に類似している。しかも第 21 図では翼幅全範囲において、従って $0.920 \geq M_1 \geq 0.298$ においてこの形が保たれている。

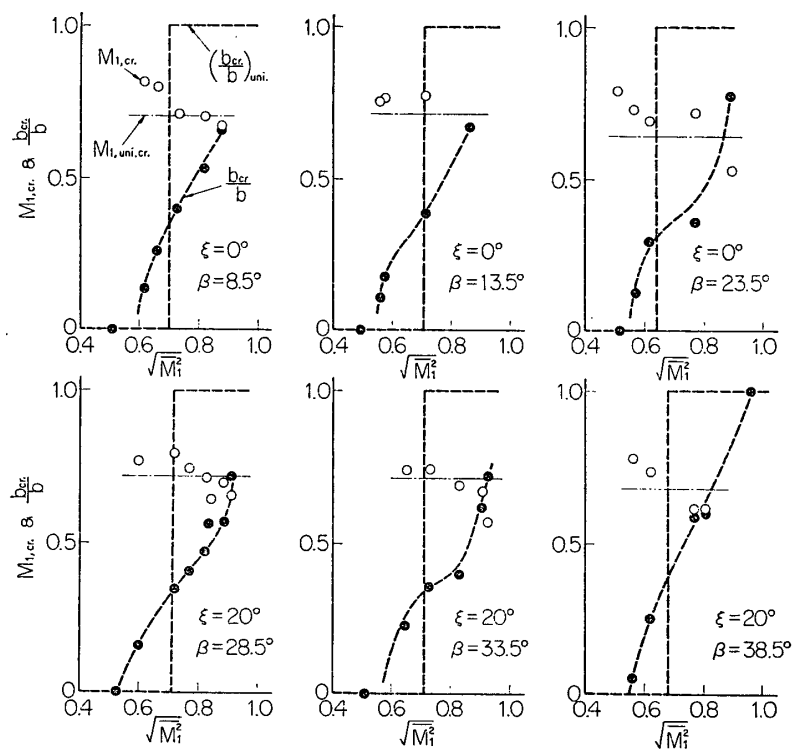
このようにせん断流における C_p 曲線と一様流における $C_{p,uni}$ 曲線とが、 $\sqrt{M_1^2}$ および $M_{1,uni}$ の大小に対応的に相似する傾向は $\xi=0^\circ$, $\beta=23.5^\circ$ (第 26, 27 および 28 図) を除いて他の翼列条件でも同様に見ることができる。しかし $\xi=0^\circ$, $\beta=23.5^\circ$ の場合は第 26 図 ($\sqrt{M_1^2}=0.899$) と第 27 図 ($\sqrt{M_1^2}=0.614$) とで C_p 曲線の形にあまり相違が見られないが、この場合は一様流 (第 28 図) においても $M_{1,uni}$ の大小にかかわらず $C_{p,uni}$ 曲線がほぼ相似に保たれていることに注意しなくてはならない。

なお $\xi=20^\circ$ の場合で注意すべきことは、一様流において $M_{1,uni}$ が大きいときに生ずる腹面上の衝撃波は、 $M_{1,uni}$ が更に増して $M_{1,uni,max}$ 附近に達すると、完全に後縁に移ってしまうと思われ、そのため腹面のほぼ全面で $\partial C_{p,uni}/\partial x < 0$ になってしまうが、せん断流では M_1 が一様流における $M_{1,uni,max}$ を越えてもなお腹面中央附近に衝撃波が存在し、 $M_{1,uni,max}$ よりやや小さい $M_{1,uni}$ の一様流の場合の $C_{p,uni}$ に相似の形を保っていることである。たとえば第 32 図の場合、 $1.193 \geq M_1 \geq 0.962$ の範囲で腹面中央附近に衝撃波によるものと思われる著しい圧力上昇が存在するが、この形は一様流 (第 34 図) の $M_{1,uni}=0.875$ の $C_{p,uni}$ 曲線に類似し、 $M_{1,uni,max}=0.915$ の $C_{p,uni}$ 曲線の形にはなっていない。

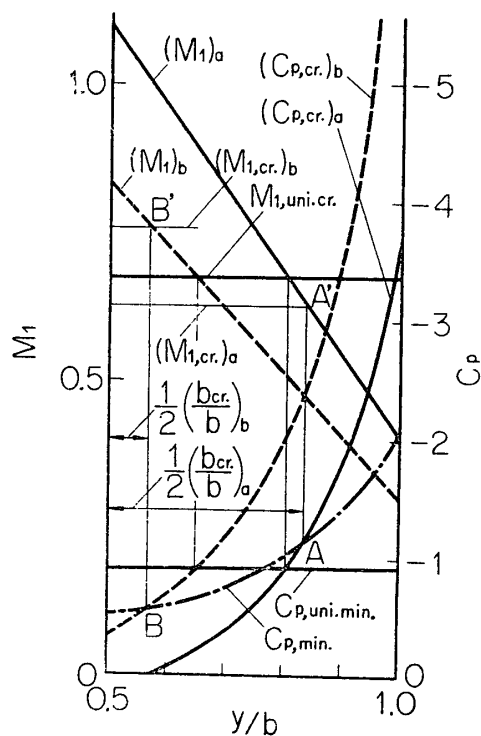
以上より、 $\sqrt{M_1^2}$ が高いせん断流の C_p 曲線の形は M_1 が低い部分をも含めて翼幅のほぼ全範囲で、 $M_{1,uni}$ が大きい一様流の $C_{p,uni}$ 曲線に相似し、逆に $\sqrt{M_1^2}$ が小さいせん断流の C_p 曲線の形は M_1 が大きい部分を含めて翼幅のほぼ全範囲で、 $M_{1,uni}$ が小さい一様流の $C_{p,uni}$ 曲線に相似すること、更にたとえせん断流の M_1 が一様流の $M_{1,uni,max}$ を越えていても、その部分の C_p 曲線は $M_{1,uni,max}$ よりやや小さい $M_{1,uni}$ の一様流における $C_{p,uni}$ 曲線に相似な形を保存していることが明らかとなった。

次に臨界局所流入マッハ数 $M_{1,cr}$ (せん断流) および臨界流入マッハ数 $M_{1,uni,cr}$ (一様流) について述べる。3.1 における定義に従うと、一様流では $M_{1,uni,cr}$ は翼面上に音速点が現れ始めたときの流入マッハ数という意味を有するが、せん断流の $M_{1,cr}$ は音速点に達している翼幅部分と音速点に達していない翼幅部分の境界の翼幅位置に対応する局所流入マッハ数という意味をもっている。注意すべきはこのような定義に従うと、 $M_{1,uni,cr}$ は翼形と翼列条件だけで決まる値であるが、 $M_{1,cr}$ は翼形と翼列条件が一定でも M_1 分布に従って変化することである。第 38 図に本実験より得られた $M_{1,cr}$ および $M_{1,uni,cr}$ を各翼列条件について示す。この結果によれば本実験のせん断流では一般に $\sqrt{M_1^2}$ が増加すると $M_{1,cr}$ は小さくなる傾向がある。この現象については次のような解釈が可能である。

一般に非圧縮性せん断流中の翼列においては、高速流側に吹き下げが、低速流側に吹き上げが生じ、従って翼背面側の $|C_{p,min}|$ は高速流側で小さく、低速流側で大きい分布を有することが知られているが、本実験で得た C_p 分布 (第 20~37 図) から判断すると、圧縮性せん断流でもこのことは本質的には同様に成立っていると考えられる。今ある一定の翼列条件において第 39 図に示すように $\frac{b}{2M_1} \frac{dM_1}{dy}$ が等しい二種類の流入マッハ数分布 $(M_1)_a$ および $(M_1)_b$ のせん断流を考えると、それに対応する局所臨界圧力係数の分布は、それぞれ



第 38 図 平均流入マッハ数 $\sqrt{M_1^2}$ に対する臨界マッハ数 $M_{1,cr}$ および臨界翼幅比 b_{cr}/b の変化 ($t/c=1$)



第 39 図 流入マッハ数 M_1 , 臨界マッハ数 $M_{1,cr}$, 臨界圧力係数 $C_{p,cr}$, 最小翼面圧力係数 $C_{p,min}$ および臨界翼幅比 b_{cr}/b の関係

$(C_{p,cr.})_a$ および $(C_{p,cr.})_b$ で示される曲線になる。さて本実験範囲においては $\frac{b}{2M_1} \frac{dM_1}{dy}$ が等しい限り $\sqrt{M_1^2}$ の変化による $C_{p,min}$ の変化は小さいので、第 39 図のように $(M_1)_a$ および $(M_1)_b$ のせん断流に対して共通の $C_{p,min}$ 曲線を仮定する。この場合 $C_{p,min}$ は上述の理由により M_1 が大きい側で大きく M_1 が小さい側で小さい分布にしておく。そうすると図から明らかなように、 $(M_1)_a$ のせん断流においては $C_{p,min}$ は点 A で臨界値に達し、 $(M_1)_b$ のせん断流では点 A より高速側の点 B で臨界値に達する。従って $(M_1)_a$ および $(M_1)_b$ のせん断流における臨界マッハ数 $(M_{1,cr.})_a$ および $(M_{1,cr.})_b$ はそれぞれ点 A' および B' の高さで表され、 $(M_{1,cr.})_a < (M_{1,cr.})_b$ となることがわかる。一方同じ翼列条件での一様流中の $C_{p,uni.min}$ は第 39 図中に示されているように点 A と B との間を通る水平線で表されるものとする。この場合 $C_{p,uni.min}$ は $M_{1,uni}$ によってあまり変わらないと仮定する。このような $C_{p,uni.min}$ に対する臨界流入マッハ数 $M_{1,uni.cr.}$ は図のように $(M_{1,cr.})_a$ と $(M_{1,cr.})_b$ の間にあることになる。結局 $\sqrt{M_1^2}$ が大きいほど $M_{1,cr.}$ が小さくなるのは、 $C_{p,min}$ が高速側に向って大きくなる翼幅方向分布を有すること、およびその分布が $\sqrt{M_1^2}$ によってあまり変わらないことに基因するということができる。

なお 3.1 で定義した臨界翼幅比 b_{cr}/b の意味は、第 39 図によってより明確に理解できるよう。第 38 図には本実験によって得られた b_{cr}/b をも示したが、この結果によればせん断流において翼面上に始めて音速点が現れるときの $\sqrt{M_1^2}$ (すなわち $b_{cr}/b=0$ となる $\sqrt{M_1^2}$) は $M_{1,uni.cr.}$ よりも小さいが、 $\sqrt{M_1^2}$ が $M_{1,uni.cr.}$ を越えても臨界値に達していない翼幅部分がかなり存在することがわかる。

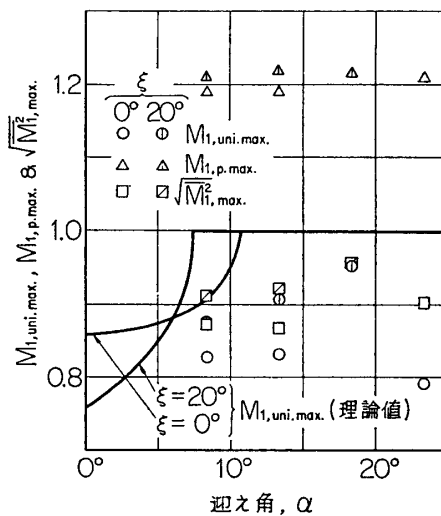
3.4 揚力分布

局所揚力係数 C_l の翼幅方向分布は、前掲の第 14c~19c 図に示す通りである。この結果から、 C_l が高速側になるほど小さく、低速側になるほど大きいという非圧縮性せん断流中の翼列において知られている一般的傾向は本質的に圧縮性せん断流においても成立ち、しかも $M_1 < 1.2$ の範囲まで拡張することができることがわかる。しかし更に一步進めて、 $\frac{b}{2M_1} \frac{dM_1}{dy}$ を一定に保って M_1 分布あるいは $\sqrt{M_1^2}$ の大きさを変えることによる C_l 分布の変動の詳細は本実験の精度内では明らかにできない。

揚力係数 C_L の翼幅方向分布は第 14d~19d 図に示す通りである。 C_L は局所揚力そのものに比例する量であるから、 C_l とは逆に低速流側の値の方が高速流側の値よりも小さい分布になっているのは当然である。また図からわかるように $P_\infty/P_1 \leq 2.4$ あるいは $\sqrt{M_1^2} < 0.85$ では C_L の分布は $\sqrt{M_1^2}$ が変わってもあまり変っていない。少くとも正確な変動の傾向は本実験精度内では明らかにできない。ただ $P_\infty/P_1 \leq 2.4$ は $\frac{b}{2M_1} \frac{dM_1}{dy}$ が比較的一定に保たれている範囲にあることは注意しておく必要がある。

しかし、 $P_\infty/P_1 > 2.8$ (あるいは $\sqrt{M_1^2}$ が約 0.85 以上) の場合の C_L 分布は $P_\infty/P_1 < 2.4$ の場合のそれとかなり違っている。すなわち $P_\infty/P_1 > 2.8$ の場合は中央最大流速附近の C_L が $P_\infty/P_1 < 2.4$ の場合のそれに比較して著しく小さい。この原因として、 $\frac{b}{2M_1} \frac{dM_1}{dy}$ が異なっていることが考えられるが、 $\frac{b}{2M_1} \frac{dM_1}{dy}$ を系統的に変えた実験を行なわなくてははっきりし

たことはいえない。更に考えられる原因としては次のことがある。すなわち $P_\infty/P_1 > 2.8$ では最大局所流入マッハ数が 1.2 に達しているの、その部分の圧力損失が局所的に著しく大きくなっているものと考えることができ、そのために C_L が最大流速部近傍で頭打ちになると考えることもできよう。また第 14d ~ 19d 図を互に比較するとわかるように C_L が中央最大流速附近で頭打ちになる程度は迎え角 α が小さいほど強く現れ、更にまた食違角 ξ が 0° の場合の方が 20° の場合よりも強く現れている。このような ξ および α の影響は次のように解釈することができよう。翼列の最小流路面積と入口面積から一様流における最大マッハ数 $M_{1,uni,max}$ を理論的に求めると第 40 図に示されているように、 $M_{1,uni,max}$ は α が大



$M_{1,uni,max}$: 一様流における最大流入マッハ数

$M_{1,p,max}$: 局所流入マッハ数の先頂値の最大値

$\sqrt{M_1^2}_{max}$: 平均流入マッハ数の最大値

第 40 図 各流入マッハ数の比較

きいほど大きく、また $\alpha > 6.5^\circ$ の場合は $\xi = 0^\circ$ のときの $M_{1,uni,max}$ の方が $\xi = 20^\circ$ のそれより小さい。一方中央最大流速部の M_1 が 1.2 程度のせん断流では、第 14a ~ 19a 図に見られるように翼幅中央部分は局所的にチョークに近い状態にあると考えられる。従ってその部分は同じ流入マッハ数では α が小さいほど、また $\alpha > 6.5^\circ$ では $\xi = 0^\circ$ のときの方が $\xi = 20^\circ$ の場合よりチョークに近く従って圧力損失も大きくなるのであろう。

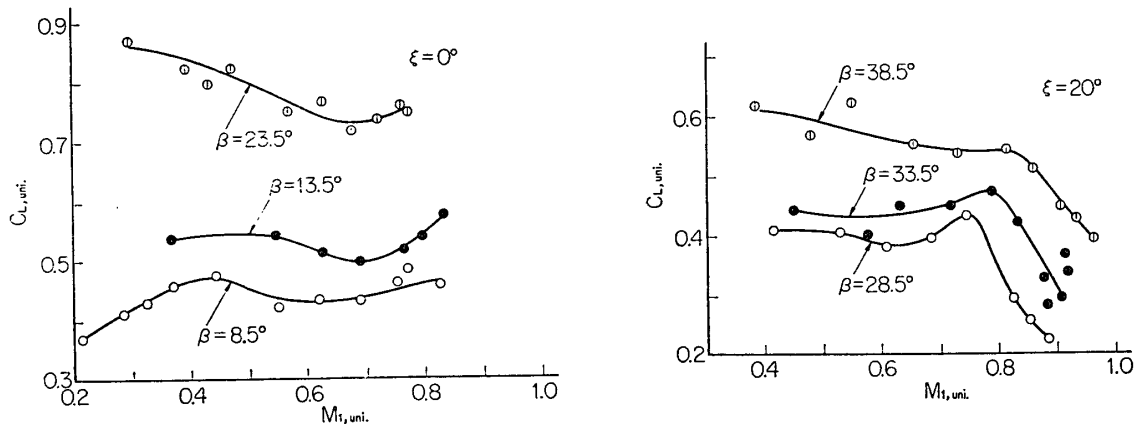
3.5 一様流との比較

ここではせん断流における平均的な値の性質を一様流の場合の実験結果と比較しながら考察する。

我々は一様流とせん断流の平均的な値とを比較する場合一様流の流入マッハ数 $M_{1,uni}$ に対してせん断流の $\sqrt{M_1^2}$ を比較の基準にとることにしたが、まず一様流における最大マッハ数 $M_{1,uni,max}$ と本実験によって得られたせん断流における平均流入マッハ数 $\sqrt{M_1^2}$ の最大値 $\sqrt{M_1^2}_{max}$ とを比較すると第 40 図のようになっている。第 40 図には本実験で得られた各せん断流の局所流入マッハ数分布の先頂値 $M_{1,p}$ の実験範囲内での最大値 $M_{1,p,max}$ も示されている。まず $M_{1,uni,max}$ は理論値と実験値とはかなり違っているが、本実験では境界層の除去を行っていないという理由のほかに、翼の工作および取付けの誤差、空気力による

翼のひずみなどによっても $M_{1,uni,max.}$ は変わってくるので、理論値は一応の目安と考えればよい。ともかく第 40 図からわかるように $M_{1,p,max}$ は $M_{1,uni,max.}$ を充分越えることができるのみならず、 $\sqrt{M_1^2}_{max}$ もわずかながら $M_{1,uni,max.}$ を越えることができる。

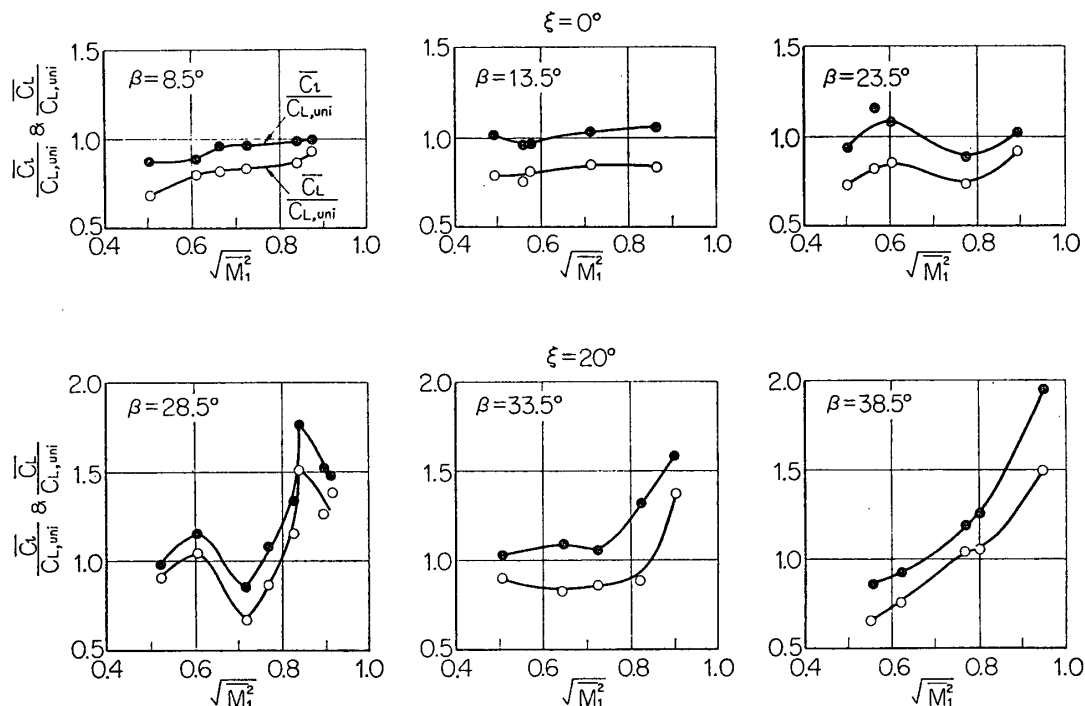
次にせん断流中の翼列の局所揚力係数の平均 \bar{C}_l および揚力係数の平均 \bar{C}_L を一様流中の翼列の揚力係数 $C_{L,uni.}$ と比較する。まず $C_{L,uni.}$ と $M_{1,uni.}$ の関係は一様流中の翼列実験によって、 $\xi=0^\circ$ および $\xi=20^\circ$ の場合について第 41 図のような結果が得られた。図に見ら



第 41 図 一様流における揚力係数 $C_{L,uni.}$ と流入マッハ数 $M_{1,uni.}$ との関係 ($t/c=1$)

れるように $\xi=0^\circ$ の場合は $\beta=8.5^\circ$ および $\beta=13.5^\circ$ では $0.4 < M_{1,uni.} < 0.8$ の範囲において $C_{L,uni.}$ はあまり大きな変化をしない。 $\beta=23.5^\circ$ では $M_{1,uni.}$ が増すに従って $C_{L,uni.}$ は少しずつ小さくなる。これに対し $\xi=20^\circ$ の場合は $0.4 < M_{1,uni.} < 0.75$ では $C_{L,uni.}$ はほぼ一定 ($\beta=28.5^\circ$ および $\beta=33.5^\circ$) あるいは $M_{1,uni.}$ の増加に伴って徐々に減少 ($\beta=38.5^\circ$) という傾向を有し、更に $M_{1,uni.}$ が増加すると $C_{L,uni.}$ は急激に減少する。 $C_{L,uni.}$ が急激に減少し始める $M_{1,uni.}$ は β が大きいほど大きいようであるが大体 $0.75 \sim 0.8$ の範囲にある。

次に $M_{1,uni.}$ と $\sqrt{M_1^2}$ とを同じ値にとって $\bar{C}_l/C_{L,uni.}$ および $\bar{C}_L/C_{L,uni.}$ を計算して得られた結果を第 42 図に示す。3.1 に述べた様に非圧縮性理論では $\bar{C}_l/C_{L,uni.}=1$ が成り立ち、 $\bar{C}_L/C_{L,uni.}$ は 1 より小さく、その値は速度勾配分布 $\frac{1}{U_1} \frac{dU_1}{dy}$ によって決まることがわかっている。本実験においては $\xi=0^\circ$ の場合は $0.5 < \sqrt{M_1^2} < 0.85$ において $\bar{C}_l/\bar{C}_{L,uni.}$ はほぼ 1 に近くかつあまり変化せず、 $\bar{C}_L/C_{L,uni.}$ は $0.7 \sim 0.8$ の間にあってやはり $\sqrt{M_1^2}$ による変化は小さい。このように非圧縮性流の場合と同じような関係が保たれているが、この原因の一つとして、 $C_{L,uni.}$ が $M_{1,uni.}$ によってあまり変らないことが考えられる。これに対して $\xi=20^\circ$ の場合は β の値によっても傾向が異なるが、いずれの β についてもいえることは、 $\sqrt{M_1^2} > 0.7$ では $\bar{C}_l/C_{L,uni.}$ および $\bar{C}_L/C_{L,uni.}$ は $\sqrt{M_1^2}$ の増加に伴って急激に増大し、 $\bar{C}_l/C_{L,uni.} > \bar{C}_L/C_{L,uni.} > 1$ のような関係が成立つようになることである。しかもこの関係が成立つ $\sqrt{M_1^2}$ の範囲は $C_{L,uni.}$ が $M_{1,uni.}$ の増加に伴って急に減少し始める $M_{1,uni.}$ 以下の範囲をも含むので、 $\bar{C}_l/C_{L,uni.}$ および $\bar{C}_L/C_{L,uni.}$ が増大するのは必ずしも $C_{L,uni.}$ の減少だけによるものとはいえず、 \bar{C}_l および \bar{C}_L 自体が $\sqrt{M_1^2}$ の増加に従って増えていることにもよるの



第 42 図 せん断流における局所揚力係数の平均 \bar{C}_l および揚力係数の平均 \bar{C}_L と一様流における揚力係数 $C_{L,uni}$ との比 $\bar{C}_l/C_{L,uni}$ および $\bar{C}_L/C_{L,uni}$ の平均流入マッハ数 $\sqrt{M_1^2}$ に対する変化 ($t/c=1$)

である。何ゆえ \bar{C}_l および \bar{C}_L が $\sqrt{M_1^2}$ の増加に伴って大きくなるかについては、今のところ明らかではない。いづれにしても $\xi=20^\circ$ では高マッハ数ではせん断流の場合の揚力係数の平均 \bar{C}_L は一様流の揚力係数 $C_{L,uni}$ より大きくなるということがいえる。

4. 結 論

本実験は無次元流入速度勾配分布 $\frac{b}{2M_1} \frac{dM_1}{dy}$ をほぼ一定に保って行なったものであるので、以下に述べる結論は本実験において与えたある $\frac{b}{2M_1} \frac{dM_1}{dy}$ 分布のせん断流における結論であって、 $\frac{b}{2M_1} \frac{dM_1}{dy}$ の影響は問題として残されている。

1) 非圧縮性せん断流の場合と同じように、圧縮性せん断流においても翼列の局所揚力係数 C_l の翼幅方向分布は流入速度の高い側で小さく、流入速度の低い側で大きいという傾向が、少なくとも局所流入マッハ数が 1.2 程度になるまでは保たれている。

2) せん断流中の翼列においては局所流入マッハ数 M_1 は一様流中の同じ翼列の最大流入マッハ数 $M_{1,uni,max}$ を越えて 1.2 程度の値になることができるが、その部分の翼面圧力係数分布 C_p は、 $M_{1,uni,max}$ よりやや小さい流入マッハ数 $M_{1,uni}$ の一様流における翼面圧力係数分布 $C_{p,uni}$ に相似な形になっている。

3) 平均流入マッハ数が $\sqrt{M_1^2}$ であるせん断流中の揚力係数の平均値 \bar{C}_L および局所揚力係数の平均値 \bar{C}_l と、流入マッハ数 $M_{1,uni}$ が $\sqrt{M_1^2}$ に等しい一様流中の揚力係数 $C_{L,uni}$ と

との比, $\bar{C}_L/C_{L,uni.}$ および $\bar{C}_i/C_{L,uni.}$ は, $\xi=0^\circ$ の場合のように $C_{L,uni.}$ が $M_{1,uni.}$ の変動によってあまり変化しない場合は, $\bar{C}_i/C_{L,uni.} \sim 1$, $\bar{C}_L/C_{L,uni.} < 1$ の関係を保ちかつ $\sqrt{\bar{M}_1^2}$ の変化による影響も小さいが, $\xi=20^\circ$ の場合のように $C_{L,uni.}$ が $M_{1,uni.}$ の増加に伴って著しく低下する場合は, $\sqrt{\bar{M}_1^2}$ が増加するに従って $\bar{C}_i/C_{L,uni.}$ および $\bar{C}_L/C_{L,uni.}$ は次第に増加し, ある値以上の $\sqrt{\bar{M}_1^2}$ では $\bar{C}_i/C_{L,uni.} > \bar{C}_L/C_{L,uni.} > 1$ の関係が成立つようになる.

1965 年 6 月 12 日 原動機部

参 考 文 献

- [1] Th. v. Kármán & H. S. Tsien, Quart. Appl. Math., **3-1** (1945), 1.
- [2] H. B. Squire & J. K. G. Winter, J. Aeron. Sci., **18** (1951), 271.
- [3] W. R. Hawthorne, J. Aeron. Sci., **21** (1954), 558.
- [4] G. N. Ward, Linearized Theory of Steady High-Speed Flow, (1955), 224, Cambridge at the University Press.
- [5] P. R. Owen & H. K. Zienkiewicz, J. Fluid Mech., 2-6 (1957~8), 521.
- [6] M. J. Lighthill, J. Fluid Mech., **3-2** (1957-11), 113.
- [7] J. E. McCune, J. Aero/Space Sci., **25** (1958), 544.
- [8] J. E. McCune, J. Aero/Space Sci., **25** (1958), 616.
- [9] M. Honda, Proc. Roy. Soc., Ser. A, 254 (1960), 372.
- [10] M. Honda, Proc. Roy. Soc., Ser. A, 265 (1961), 46.
- [11] 東京大学航空研究所集報 第 3 卷 第 6 号 (B) (1963).